

50376
1994
289

50 1.2555
50376
1994
289

Ingrid GALAMETZ

**VISUALISATION ET MESURE DE MASSE VOLUMIQUE
DANS UN MELANGE GAZEUX EN TUBE A CHOC**

A mes parents, mes grands-parents,

A mes frère et soeurs,

A Serge,

A l'Esprit.

REMERCIEMENTS

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur Jean Paul BONNET, Directeur de recherches au C.N.R.S., d'avoir accepté d'être Président du jury de thèse.

Ces travaux ont été réalisés sous la direction de Monsieur Arthur DYMENT, Professeur de l'Université de Lille; je lui exprime toute ma reconnaissance pour son enseignement qui m'a conduite à la présentation de cette thèse et pour le soutien dont il a fait preuve à mon égard.

Je remercie Messieurs Lazhar HOUAS, Directeur de Recherches au C.N.R.S. et José REDONDO, Professeur de l'Université de Barcelone, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire.

Je témoigne toute ma gratitude à Monsieur Jean Michel DESSE, Ingénieur à l'I.M.F.L, membre du jury qui m'a apporté son expérience dans le domaine des techniques optiques et qui a assuré la réalisation du logiciel de dépouillement des interférogrammes.

Mes remerciements vont également à Madame Claude MÜGLER, Ingénieur du Centre d'Etudes de Limeil-Valenton, qui a accepté avec gentillesse de faire partie du jury.

Cette étude a été réalisée à la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Energie Atomique, dans le Laboratoire des Tubes à Choc du Centre d'Etudes de Vaujours.

Je témoigne tout mon respect à Christian MICHAUD et François GELEZNIKOFF qui m'ont permis d'effectuer ce travail au sein du Département "Détonique" du Centre d'Etudes de Vaujours.

J'exprime toute ma considération à Daniel MORLET, Jehan VANPOPERYNGHE et Patrick VIBERT qui m'ont apporté leur confiance pour ces travaux réalisés dans le Service "Conception et Interprétations des Tirs".

Je suis sensible à la confiance que m'ont accordée Claude CAVAILLER et Hubert CROSO, au départ de ce projet en m'offrant la possibilité de réaliser cette thèse dans leur laboratoire.

Je remercie vivement Jean-François HAAS et Gérard RODRIGUEZ, responsables du Laboratoire des Tubes à Choc, pour l'encadrement de cette étude. Ils m'ont apporté leur savoir dans le domaine des Instabilités et leur savoir-faire sur les diagnostics en tube à choc. Je leur témoigne toute ma gratitude et mon amitié la plus sincère. Merci pour tout, Chefs.

Je remercie également Isabelle DAUTY pour la réalisation du logiciel de traitement des radiographies.

J'exprime mon estime et mon amitié les plus sincères à l'équipe de choc :

Mylène THOREMBEY s'est investie dans ce travail en m'assistant pour les montages optiques et en aplanissant tous les petits problèmes techniques rencontrés.

Gérard DELOUIS s'est occupé de la maintenance électronique des montages expérimentaux.

Claude RAYER et Michel HYVERNAGE ont assuré la mise au point du générateur X et la conduite des expériences radiographiques.

Pascal FOUQUART a pris en charge la conception et la réalisation de certains montages mécaniques et résolu les problèmes de balayage des gaz dans le tube à choc.

Cette thèse étant basée sur la visualisation d'interfaces gazeuses, rien n'aurait pu être présenté sans le concours du Laboratoire Photographique du Service CIT, c'est donc avec un grand plaisir que je remercie Céline JANDAURECK, Marie CHARAIX, Patrick CHUCKER qui ont réalisé les reproductions des clichés photographiques de ce mémoire.

J'exprime également toute ma gratitude à l'ensemble du personnel du Service CIT et particulièrement à Bernard PLANTE, Nicole VERITE et Nicole STECHER pour leur soutien et leur convivialité qui ont accompagné ces trois années.

Pour leur aide et leur bonne humeur, je tiens à remercier les stagiaires universitaires : Isabelle HOUVER, Patrice APPOURCHAUX et Pascal GUILLOU, et militaire : Gérald FOURNIER qui ont participé ponctuellement à la vie du laboratoire.

Le dernier salut amical sera pour les deux nouveaux thésards du laboratoire : Françoise POGGI et Xavier ROGUE. Je leur souhaite trois années de thèse aussi riches que les miennes tant par les travaux que par l'esprit d'équipe.

TABLE DES MATIERES

<i>Table des matières</i>	<i>i</i>
<i>Liste des symboles</i>	<i>v</i>
<i>Liste des figures</i>	<i>vii</i>
INTRODUCTION	1
I. TRAVAUX THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX ANTERIEURS	5
I.1. Introduction	5
I.2. Travaux antérieurs	6
I.2.1. Instabilité de Rayleigh-Taylor	6
I.2.2. Instabilité de Richtmyer-Meshkov	11
II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	22
II.1. Introduction	22
II.2. Le tube à choc vertical	22

II.2.1. Description du tube	23
II.2.2. Gaz	24
II.2.3. Mode opératoire	24
II.2.4. Diagramme de marche	25
II.2.5. Diagnostics	25
II.3. Techniques de visualisation	26
II.3.1. Strioscopie	26
II.3.2. Radiographie	27
<i>II.3.2.1. Principe de la radiographie</i>	<i>27</i>
<i>II.3.2.2. Dispositif expérimental.....</i>	<i>28</i>
<i>II.3.2.3. Principe de dépouillement : mesure de la masse</i> <i>volumique partielle</i>	<i>29</i>
<i>II.3.2.4. Différence avec la technique du Caltech.</i>	<i>31</i>
II.3.3. Interférométrie différentielle.....	32
<i>II.3.3.1. Principe de l'interférométrie</i>	<i>32</i>
<i>II.3.3.2. Dispositif expérimental.....</i>	<i>35</i>
<i>II.3.3.3. Principe de dépouillement</i>	<i>35</i>
<i>II.3.3.4. Méthode de dépouillement par le logiciel M.I.D.I.</i>	<i>37</i>
<i>II.3.3.5. Détermination de la masse volumique partielle.....</i>	<i>38</i>
III. INTERFACES CONTINUES SINUSOIDALES.....	59
III.1. Introduction	59
III.2. Résultats expérimentaux.....	59
III.3. Interprétations	61
III.4. Simulations bidimensionnelles	65

IV. INTERFACES CONTINUES PLANES	74
IV.1. Introduction	74
IV.2. Résultats expérimentaux et interprétations.....	75
IV.2.1. SF6/Air.....	75
IV.2.1.1. Interaction du 1 ^{er} choc réfléchi avec l'interface.....	76
IV.2.1.2. Interaction du 2 nd choc réfléchi avec l'interface	77
IV.2.1.3. Profils de masse volumique et épaisseur de la zone de mélange	78
IV.2.2. Xe/Air	80
IV.2.2.1. Interaction du 1 ^{er} choc réfléchi avec l'interface.....	81
IV.2.2.2. Interaction du 2 nd choc réfléchi avec l'interface	83
IV.2.2.3. Profils de masse volumique et épaisseur de la zone de mélange	83
IV.3. Comparaison avec le calcul	87
V. INTERFACES DISCONTINUES PLANES.....	121
V.1. Introduction.....	121
V.2. Résultats expérimentaux et interprétations.....	122
V.2.1. SF6/Air.....	122
V.2.1.1. Interaction du 1 ^{er} choc réfléchi avec l'interface	123
V.2.1.2. Interaction du 2 nd choc réfléchi avec l'interface.....	123
V.2.1.3. Epaisseur de la zone de mélange.....	124

V.2.2. Xe/Air	125
V.2.2.1. Interaction du 1 ^{er} choc réfléchi avec l'interface	127
V.2.2.2. Interaction du 2 nd choc réfléchi avec l'interface.....	128
V.2.2.3. Profils de masse volumique et épaisseur de la zone de mélange	129
V.3. Comparaison avec le calcul	131
V.4. Comparaison avec les autres résultats publiés.....	132
CONCLUSIONS	159
Annexe A	162
Annexe B.....	164
Annexe C	167
Annexe D	168
Annexe E.....	171
Annexe F.....	174
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	176

LISTE DES SYMBOLES

A_t	Nombre d'Atwood
C	Concentration des gaz dans la zone de mélange
D	Coefficient de diffusion moléculaire
e	Epaisseur de Xénon traversée
E	Epaisseur optique
dE	Différence d'épaisseur optique
E_L	Epaisseur optique de référence
f	Focale des lentilles
g	Accélération
k	Nombre d'onde de la perturbation
K	Constante de Gladstone-Dale
I	Intensité du rayonnement X
L	Largeur de la veine d'expériences
M	Masse molaire
Ms	Nombre de Mach de l'onde de choc incidente
Mt	Nombre de Mach de l'onde de choc transmise
Mr	Nombre de Mach de l'onde de choc réfléchie
t	Temps
V	Vitesse de l'interface
Ws	Vitesse de l'onde de choc incidente
Wt	Vitesse de l'onde de choc transmise
n	Indice de réfraction
n_L	Indice de réfraction du gaz de référence
n_{ex}, n_{or}	Indices de réfraction extraordinaire et ordinaire du quartz
p	Pression
T	Température
α	Angle de collage du biprisme
γ	Rapport de chaleurs spécifiques

δ	Epaisseur de la zone de mélange
Δ	Différence de marche initiale
$\delta-\Delta$	Différence de marche produite par l'objet
$\Delta\delta/\Delta t$	Taux d'épaississement de la zone de mélange
ΔV	Saut de vitesse de l'interface induit par un choc
ΔV_0	Saut de vitesse de l'interface induit par le choc incident
ΔV_i	Saut de vitesse de l'interface induit par le $i^{ème}$ choc réfléchi
ε	Angle de biréfringence du biprisme
η	Amplitude de la perturbation
η_0	Amplitude initiale de la perturbation
θ_y	Déviation des faisceaux lumineux
λ	Longueur d'onde de la perturbation
ξ	Abscisse du plan médian du biprisme
ρ	Masse volumique d'un gaz
ψ	Facteur de réduction du taux d'accroissement pour une interface continue par rapport à une interface discontinue
$(\cdot)'_i$	Grandeurs définies juste après l'interaction avec le $i^{ème}$ choc

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I 19 - 21

- Figure I.2.1. Interface sinusoïdale discontinue.
- Instabilité de Rayleigh-Taylor : Accélération constante.
- Instabilité de Richtmyer-Meshkov : Accélération impulsionnelle.
- Figure I.2.2. Interface sinusoïdale continue.
- Instabilité de Rayleigh-Taylor : Accélération constante.
- Instabilité de Richtmyer-Meshkov : Accélération impulsionnelle.
- Figure I.2.3. Mécanisme de création de vorticité

CHAPITRE II 41 - 58

- Figure II.2.1. Schéma du tube à choc vertical.
- Figure II.2.2. Diagramme (x,t) théorique.
- Figure II.2.3. Signal de pression - Capteur P.C.B. - SF₆/Air - M=1,45.
- Figure II.3.1. Montage strioscopique.
- Figure II.3.2. Installation radiographique sur le tube à choc.
- Figure II.3.3. Coefficient d'absorption du xénon et de l'air.
Transmission des rayons X au travers de 8 cm de xénon et de 8 cm d'air.
- Figure II.3.4. Electrodes du tube X.
- Figure II.3.5. Montage radiographique.
- Figure II.3.6. "Coin d'étalonnage" en radiographie.
- Figure II.3.7. Cliché radiographique (Fausses couleurs) Xe/Air - M=1,4 - t = 1340 μ s.

Figure II.3.8. (a) Coupe densitométrique de la radiographie au centre de l'image.
(b) Densité optique en fonction de l'épaisseur traversée dans le coin étalon.

Figure II.3.9. Maquette de validation.

Figure II.3.10. Montage d'interférométrie différentielle à double biprisme.

Figure II.3.11. Trajets des faisceaux lumineux dans les biprismes.

Figure II.3.12. Franges d'interférences.

Figure II.3.13. Montage d'interférométrie différentielle à un seul biprisme.

Figure II.3.14. Comparaison de clichés interférométriques. Interface continue SF6/Air.
Avant interaction interface - premier choc réfléchi. Biprismes de $0,5^\circ$ (a) et 1° (b).

Figure II.3.15. Comparaison de clichés interférométriques. Interface continue SF6/Air.
Après interaction interface - premier choc réfléchi. Biprismes de $0,5^\circ$ (a) et 1° (b).

CHAPITRE III 67 - 73

Figure III.2.1. Interface sinusoïdale continue SF6/Air - $M=1,38$ - $L = 155$ mm.
Clichés strioscopiques - Amplification de la perturbation.

Figure III.3.1. Définition des grandeurs mesurées.

Figure III.3.2. Evolution temporelle de l'amplitude de la perturbation.

Figure III.3.3. Facteur de réduction du taux d'accroissement ψ .
(Résultats numériques de Brouillette (1989)).

Figure III.3.4. Courbes d'évolution de l'amplitude de la perturbation
déduites de la théorie de Brouillette.

Figure III.4.1. Simulations bidimensionnelles.

Figure III.4.2. Simulations bidimensionnelles.

CHAPITRE IV 89 - 120

Figure IV.2.1. Diagramme (x,t) -Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,43$ - $L = 300$ mm.
Strioscopie.

Figure IV.2.2. Diagramme (x,t) - Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm.
Interférométrie.

Figure IV.2.3. Critère de détermination de l'épaisseur de la zone de mélange.

Figure IV.2.4. Interface continue SF6/Air - $L = 300$ mm.

- (a) Strioscopie - $t = 1110 \mu s$ - $M_s = 1,43$.
- (b) Interférométrie - $t = 1080 \mu s$ - $M_s = 1,45$.

Figure IV.2.5. Interface continue SF6/Air - $L = 300$ mm.

- (a) Strioscopie - $t = 1340 \mu s$ - $M_s = 1,43$.
- (b) Interférométrie - $t = 1340 \mu s$ - $M_s = 1,45$.

Figure IV.2.6. Interaction entre un choc et une couche limite dans un tube à choc (Mark[1957]).

Figure IV.2.7. Interface continue SF6/Air - $L = 300$ mm.

- (a) Strioscopie - $t = 1701 \mu s$ - $M_s = 1,43$.
- (b) Interférométrie - $t = 1698 \mu s$ - $M_s = 1,45$.

Figure IV.2.8. Interface continue SF6/Air - $L = 300$ mm.

- (a) Strioscopie - $t = 1933 \mu s$ - $M_s = 1,43$.
- (b) Interférométrie - $t = 1940 \mu s$ - $M_s = 1,45$.

Figure IV.2.9. Profil de masse volumique partielle de SF6 - $M_s = 1,45$ - $t = 1082 \mu s$.

Figure IV.2.10. Profil de masse volumique partielle de SF6 - $M_s = 1,45$ - $t = 1340 \mu s$.

Figure IV.2.11. Profil de masse volumique partielle de SF6 - $M_s = 1,45$ - $t = 1698 \mu s$.

Figure IV.2.12. Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de SF6.
Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.13. Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface continue SF6/Air.
 $M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.14. Diagramme (x,t) - Interface continue Xe/Air, - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

- (a) Strioscopie.
- (b) Interférométrie.
- (c) Radiographie.

Figure IV.2.15. Interface continue Xe/Air, $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

- (a) Strioscopie - $t = 1124 \mu s$.
- (b) Interférométrie - $1113 \mu s$.

Figure IV.2.16. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.
Radiographie - $t = 1130 \mu s$.

Figure IV.2.17. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

- (a) Strioscopie - $t = 1298 \mu s$.
- (b) Interférométrie - $t = 1282 \mu s$.

Figure IV.2.18. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,4$ - $L = 300$ mm.
Radiographie - $t = 1339 \mu s$.

Figure IV.2.19. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,43$ - $L = 300$ mm.
Densité optique de la radiographie - $t = 1339 \mu s$.

Figure IV.2.20. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

(a) Strioscopie - $t = 1762 \mu s$.

(b) Interférométrie - $t = 1772 \mu s$.

Figure IV.2.21. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Radiographie - $t = 1744 \mu s$.

Figure IV.2.22. Interface continue Xe/Air, $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

(a) Strioscopie - $t = 1936 \mu s$.

(b) Interférométrie - $t = 1940 \mu s$.

Figure IV.2.23. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Radiographie - $t = 1943 \mu s$.

Figure IV.2.24. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air.

$M_s = 1,40$ - $t = 1113 \mu s$ (a) - $t = 1130 \mu s$ (b).

Figure IV.2.25. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air.

$M_s = 1,40$ - $t = 1282 \mu s$ (a) - $t = 1240 \mu s$ (b) - $t = 1340 \mu s$ (c).

Figure IV.2.26. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air.

$M_s = 1,40$ - $t = 1772 \mu s$ (a) - $t = 1744 \mu s$ (b).

Figure IV.2.27. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air.

$M_s = 1,40$ - $t = 1943 \mu s$.

Figure IV.2.28. Evolution spatiale et temporelle des profils de masse volumique partielle de Xe.

Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.29. Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe.

Interaction 1^{er} choc réfléchi-interface - Avant (a) - Après (b).

Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.30. Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe

entre les interactions de l'interface avec le 1^{er} et le 2nd choc réfléchi.

Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.31. Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe.

Interaction 2nd choc réfléchi-interface - Avant (a) - Après (b).

Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.32. Critère de détermination de l'épaisseur de la zone de mélange (Effets de parois).

Figure IV.2.33. Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface continue Xe/Air.

$M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.34. Simulation bidimensionnelles des effets de parois - Cartes de densité.

Figure IV.2.35. Comparaison des profils de masse volumique partielle de SF6 expérimentaux

et calculés. Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.36. Evolution des profils de masse volumique partielle de Xe calculés (Modèle $k-\varepsilon$).
Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,4$ - $L = 300$ mm.

Figure IV.2.37. Comparaison des profils de masse volumique partielle de Xe expérimentaux
et calculés. Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,4$ - $L = 300$ mm.

CHAPITRE V 134 - 158

Figure V.2.1. Diagramme (x,t) - Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie.
(b) Interférométrie.

Figure V.2.2. Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1058 \mu s$.
(b) Interférométrie - $t = 1056 \mu s$.

Figure V.2.3. Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1348 \mu s$.
(b) Interférométrie - $t = 1337 \mu s$.

Figure V.2.4. Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1696 \mu s$.
(b) Interférométrie - $t = 1687 \mu s$.

Figure V.2.5. Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1928 \mu s$.
(b) Interférométrie - $t = 1921 \mu s$.

Figure V.2.6. Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface discontinue SF6/Air.
 $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.

Figure V.2.7. Diagramme (x,t) - Interface discontinue Xe/Air - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $M_s = 1,385$.
(b) Radiographie - $M_s = 1,405$.

Figure V.2.8. Interface discontinue Xe/Air - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1125 \mu s$ - $M_s = 1,385$.
(b) Interférométrie - $t = 1108 \mu s$ - $M_s = 1,405$.

Figure V.2.9. Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
Radiographie - $t = 1138 \mu s$.

Figure V.2.10. Interface discontinue Xe/Air - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1299 \mu s$ - $M_s = 1,385$.
(b) Interférométrie - $t = 1268 \mu s$ - $M_s = 1,405$.

Figure V.2.11. Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
Radiographie - $t = 1340 \mu s$.

- Figure V.2.12. Interface discontinue Xe/Air - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1763 \mu s$ - $M_s = 1,385$.
(b) Interférométrie - $t = 1769 \mu s$ - $M_s = 1,405$.
- Figure V.2.13. Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
Radiographie - $t = 1642 \mu s$.
- Figure V.2.14. Interface discontinue Xe/Air - $L = 300$ mm.
(a) Strioscopie - $t = 1937 \mu s$ - $M_s = 1,385$.
(b) Interférométrie - $t = 1940 \mu s$ - $M_s = 1,405$.
- Figure V.2.15. Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
Radiographie - $t = 1939 \mu s$.
- Figure V.2.16. Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
Cliché interférométrique - $t = 1944 \mu s$.
- Figure V.2.17. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air.
 $M_s = 1,405$ - $t = 1140 \mu s$.
- Figure V.2.18. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air.
 $M_s = 1,405$ - $t = 1340 \mu s$.
- Figure V.2.19. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air.
 $M_s = 1,405$ - $t = 1640 \mu s$.
- Figure V.2.20. Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air.
 $M_s = 1,405$ - $t = 1940 \mu s$.
- Figure V.2.21. Evolution spatiale et temporelle des profils de masse volumique partielle de Xe.
Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
- Figure V.2.22. Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe.
Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
- Figure V.2.23. Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface discontinue Xe/Air.
 $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
- Figure V.2.24. Evolution des profils de masse volumique partielle de Xe calculés (Modèle $k-\epsilon$).
Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
- Figure V.2.25. Comparaison des profils de masse volumique partielle de Xe expérimentaux
et calculés. Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.
- Figure V.3.1. Corrélation des taux de croissance adimensionnalisés entre choc incident et choc
réfléchi pour une interface discontinue.
- Figure V.3.2. Corrélation des taux de croissance adimensionnalisés entre premier et second
chocs réfléchis pour une interface discontinue.

INTRODUCTION

Le problème de la stabilité d'interfaces séparant deux fluides et subissant une accélération normale est apparu au début de ce siècle. Les premières études théoriques menées par Rayleigh [1900] portaient sur la stabilité d'une atmosphère stratifiée soumise au champ de pesanteur. Plus tard, dans les années quarante, les scientifiques proches du programme "Manhattan" concernant la mise au point de la bombe atomique, se sont intéressés au cas où une accélération forte est superposée à l'accélération de la pesanteur (Taylor [1950], Fermi et Von Neumann [1955]). Ensuite, au cours des années cinquante, les instabilités d'interfaces soumises à une accélération impulsionnelle, créée par une onde de choc, commencèrent à être explorées (Markstein [1957], Richtmyer [1960]).

Dans les études menées à la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Energie Atomique, ces phénomènes entrent en jeu dans le cadre de certains programmes et notamment dans celui de la fusion nucléaire par confinement inertiel qui étudie l'implosion sphérique par laser de microballons remplis de mélange fusible (Deutérium-Tritium).

Ce processus d'implosion est perturbé par des instabilités hydrodynamiques. Ces instabilités, dites de Rayleigh-Taylor dans le cas d'une accélération constante et de Richtmyer-Meshkov pour une accélération impulsionnelle, engendrent des mélanges de fluide lourd et de fluide léger, entraînant une dégradation des performances de la cible contenant la matière fusible.

Etant donnée la complexité des mesures lors de l'implosion, la D.A.M. a développé des codes de calcul destinés à la compréhension du phénomène. La mise au point des modèles de mélanges turbulents provoqués par ces instabilités nécessite une validation par l'expérience. Ainsi, différents paramètres doivent être déterminés dans un environnement plus simple comme celui du tube à choc.

Les travaux présentés dans ce rapport ont pour objet de poursuivre l'étude expérimentale d'instabilités d'interfaces gazeuses en tube à choc entreprise dans le laboratoire des tubes à choc du Centre de Vaujourns depuis 1989. La technique de visualisation utilisée depuis lors a été la strioscopie, ne permettant qu'une détermination de l'épaisseur de la zone de mélange. De nouvelles techniques de visualisation ont été mises en place de manière à pouvoir mesurer une grandeur thermodynamique de l'écoulement : ainsi des profils de masse volumique partielle d'un des gaz dans la zone de mélange ont été déterminés. L'épaisseur de la zone de mélange est également accessible et peut être comparée à celle obtenue par la strioscopie.

Le tube à choc du Centre d'Etudes de Vaujourns a été spécialement conçu pour visualiser l'évolution d'interfaces diffusibles soumises à l'interaction avec une ou plusieurs ondes de choc, le gaz léger se trouvant au-dessus du gaz lourd. Ce tube à choc est vertical, de manière à utiliser la gravité pour maintenir l'interface stable avant l'arrivée du choc. Le choc se propage du bas vers le haut du tube, de sorte que la première interaction entre le choc incident et l'interface se fait dans le sens lourd-léger, les interactions des chocs réfléchis avec l'interface se faisant dans le sens léger-lourd, de façon analogue au phénomène d'implosion de cible par laser. Les premières expériences dans ce tube à choc ont été réalisées pour des interfaces continues ou discontinues SF₆/Air et Air/Hélium par strioscopie (Rodriguez, [1989]). Les visualisations de ces expériences étaient enregistrées avec une source lumineuse impulsionnelle. Le diagramme de marche était donc reconstitué à partir de plusieurs tirs effectués dans les mêmes conditions.

Les interfaces étudiées peuvent être initialement de natures différentes : soit continues, obtenues par diffusion des deux gaz avant l'arrivée du choc incident, soit discontinues en séparant les deux gaz à l'aide d'une membrane fine fragmentée au passage du choc incident. Elles peuvent être également de géométries différentes : soit planes, soit présentant des perturbations quasi-sinusoïdales dans le cas d'une interface diffusible ou des bombements pour une interface discontinue.

Au cours des présents travaux de thèse, de nouvelles techniques de visualisation ont été mises en place :

- la strioscopie couplée à une cinématographie rapide : l'usage de la cinématographie permet de visualiser l'évolution de l'interface durant un seul tir, d'où une plus faible dispersion des résultats mais une résolution de l'image nettement inférieure.

- la radiographie : cette technique a déjà été utilisée par Bonazza [1992] sur le tube à choc du Caltech. Dans notre étude, l'étalonnage de la méthode est différent et permet de simplifier le dépouillement des radiographies. Nous pouvons, grâce aux radiographies obtenues à divers instants, déterminer des profils de masse volumique partielle d'un des gaz dans une zone de mélange et les comparer à plusieurs calculs : modèle $k-\epsilon$ et théorie de la diffusion. L'ensemble des résultats est aussi susceptible d'être comparé aux codes multidimensionnels traitant notamment l'influence des effets de parois. Du fait de la nécessité de forte absorption pour l'un des gaz et faible pour l'autre, le couple de gaz étudié par radiographie est le couple Xénon/Air.

- l'interférométrie différentielle : cette technique, utilisée dans des études d'écoulements gazeux (Desse [1993]), a été adaptée au cas particulier de mélanges gazeux soumis à l'Instabilité de Richtmyer-Meshkov. Elle permet de mesurer la même grandeur que la radiographie, quels que soient les gaz. Toutefois, cette technique présente certaines limites que nous expliquerons.

Après avoir détaillé dans le chapitre I les principaux travaux réalisés dans le cadre des instabilités de Rayleigh-Taylor et de Richtmyer-Meshkov, nous décrivons dans le chapitre II le dispositif expérimental, les différentes techniques utilisées pour la visualisation des diverses interfaces étudiées, les principes de traitement des images obtenues, ainsi que les méthodes de détermination des différentes propriétés de ces interfaces.

Les chapitres III, IV et V présentent les résultats expérimentaux et leurs interprétations.

Dans le chapitre III, nous commentons les résultats obtenus pour une interface continue quasi-sinusoïdale accélérée par une onde de choc, puis ralentie par le passage de plusieurs chocs réfléchis. Cette interface, obtenue par diffusion moléculaire des deux gaz, présente à l'origine une petite perturbation initiale qui s'amplifie au passage des ondes de choc. L'accroissement de l'amplitude de cette perturbation est mesuré ainsi que l'évolution de l'épaisseur de l'interface. Une comparaison avec la théorie de Brouillette [1989] et des simulations réalisées avec un code eulérien bidimensionnel sont effectuées.

Des visualisations d'interfaces continues planes obtenues elles aussi par diffusion moléculaire sont présentées dans le chapitre IV. Des profils expérimentaux de masse

volumique partielle de gaz sont comparés aux profils obtenus par un calcul $k-\varepsilon$, et par la théorie de la diffusion moléculaire. L'évolution de l'épaisseur de la zone de mélange est étudiée.

Les résultats expérimentaux pour des interfaces discontinues initialement planes sont décrits dans le chapitre V. Ces interfaces réalisées à l'aide d'une membrane fine présentent une multitude de petites perturbations créées par la rupture de cette membrane, et non pas par des défauts de planéité initiale. Les mêmes grandeurs que celles obtenues dans le chapitre II sont déterminées.

Le chapitre VI regroupe les conclusions de cette étude.

CHAPITRE I

TRAVAUX THEORIQUES ET EXPERIMENTAUX ANTERIEURS

I.1. Introduction

Nous présentons dans ce chapitre la théorie des instabilités induites par l'accélération constante ou impulsionnelle d'une interface séparant deux gaz de masse volumique différente. Une interface est en général une surface de discontinuité pour la masse volumique. Mais si les constituants sont miscibles, l'interface peut être continue, c'est à dire qu'il existe une zone au travers de laquelle la masse volumique varie continûment. On appelle respectivement instabilités de Rayleigh-Taylor et de Richtmyer-Meshkov, les instabilités provoquées par une accélération contante et par une accélération impulsionnelle. Nous considérons la théorie de l'instabilité d'une interface discontinue soumise à une accélération constante (Rayleigh-Taylor), puis les modifications apportées à la théorie lorsque l'interface est continue (Duff). Est ensuite traitée une interface discontinue soumise à une onde de choc (Richtmyer-Meshkov), et une adaptation de ce cas à une interface continue (Brouillette). En même temps, nous évoquerons les diverses expériences et calculs numériques réalisés dans le but de vérifier les différentes théories.

I.2 Travaux antérieurs

I.2.1. Instabilité de Rayleigh-Taylor

L'instabilité de Rayleigh-Taylor apparaît lorsqu'une interface séparant deux fluides de densité différente subit une accélération constante dirigée du fluide léger vers le fluide lourd (Sharp [1984]).

Les premières théories sur le comportement d'une interface séparant deux fluides de densité différente et soumise à une accélération constante sont dues à Lord Rayleigh [1900] et G.I. Taylor [1950]. La configuration de ces études est présentée sur la figure (I.2.1.).

Les deux fluides de densité ρ_1 et ρ_2 sont séparés par une interface considérée comme une perturbation sinusoïdale. A chaque instant, l'interface peut être décrite par l'équation :

$$y(x,t) = \eta(t) \cos kx \quad (\text{I.2.1.1})$$

où k est le nombre d'onde
et η l'amplitude de la perturbation.

Les fluides subissent une accélération constante d'amplitude g dirigée du bas vers le haut. L'étude est réalisée dans le cas de petites perturbations, c'est à dire que l'amplitude de la perturbation est petite devant sa longueur d'onde : $\eta k \ll 1$: il est alors possible de linéariser les équations du problème. De plus, l'écoulement est irrotationnel et les fluides sont supposés incompressibles et non visqueux.

Taylor montre que l'évolution de l'amplitude η de l'interface en fonction du temps est régie par :

$$\frac{d^2 \eta}{dt^2} = n^2 \eta(t) \quad (\text{I.2.1.2})$$

où n est le taux de croissance de la perturbation, défini par :

$$n^2 = kgA_i \quad (\text{I.2.1.3})$$

et A_t est le nombre d'Atwood :

$$A_t = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \quad (\text{I.2.1.4})$$

Si $\rho_2 > \rho_1$, c'est à dire $A_t > 0$ (l'accélération est dirigée du fluide léger vers le fluide lourd), alors n est réel et donc la solution de l'équation différentielle est :

$$\eta(t) \propto e^{nt} = e^{\sqrt{kgA_t} t} \quad (\text{I.2.1.5})$$

L'interface est instable, la perturbation de l'interface évolue de façon exponentielle en fonction du temps, ceci en régime linéaire ($\eta k \ll 1$).

Cette évolution a été explorée numériquement par Youngs [1984] dans le cas où l'interface initiale est constituée de plusieurs perturbations de longueurs d'onde différentes et expérimentalement par Read [1984] et Read et Youngs [1983] : ceux-ci vérifient que durant une première phase, les perturbations croissent exponentiellement.

Si $\rho_2 < \rho_1$, c'est à dire $A_t < 0$ (l'accélération est dirigée du fluide lourd vers le fluide léger), alors n est imaginaire et la solution de l'équation différentielle est :

$$\eta(t) \propto e^{it\sqrt{-kgA_t}} \quad (\text{I.2.1.6})$$

L'interface est stable, la perturbation initiale évolue de façon sinusoïdale.

Les premières vérifications expérimentales de cette théorie furent réalisées pour le couple de fluides Air/Eau par Lewis [1950]. Il montre que l'écoulement atteint rapidement un régime non linéaire où l'accroissement des perturbations initiales amène à la pénétration de bulles de fluide léger dans le fluide lourd et d'aiguilles de fluide lourd dans le fluide léger.

Plusieurs auteurs ont traité certains paramètres pouvant influencer sur l'évolution de la perturbation initiale de l'interface :

- Influence de la tension superficielle (Chandrasekhar [1961], Bellmann et Pennington [1956]).

Dans ce cas, le taux de croissance de la perturbation est défini par :

$$n^2 = kgA_t - \frac{Tk^3}{\rho_2 + \rho_1} \quad \text{où } T \text{ est la tension superficielle} \quad (\text{I.2.1.7})$$

Il existe alors une longueur d'onde critique λ_c en dessous de laquelle l'instabilité ne se développe pas et une longueur d'onde λ_m pour laquelle l'accroissement de la perturbation est maximal :

$$\lambda_c = 2\pi \sqrt{\frac{T}{g(\rho_2 - \rho_1)}} \quad , \quad \lambda_m = \sqrt{3} \lambda_c \quad (\text{I.2.1.8})$$

- Influence de la viscosité (Duff et al [1962], Bellmann et Pellington [1956], Chandrasekhar [1961], Mikaelian [1993]).

Le taux de croissance de la perturbation s'exprime alors par :

$$n = \sqrt{A_t kg + \nu^2 k^4} - \nu k^2 \quad (\text{I.2.1.9})$$

où $\nu = \frac{\mu_1 + \mu_2}{\rho_1 + \rho_2}$ est un coefficient de viscosité cinématique caractéristique du mélange

Read [1984] montre qu'en l'absence de viscosité, le taux de croissance augmente sans limite lorsque la longueur d'onde diminue. En présence de viscosité, il se développe une perturbation correspondant à la longueur d'onde λ_m la plus instable :

$$\lambda_m = 4\pi \left(\frac{\nu^2}{g A_t} \right)^{1/3} \quad (\text{I.2.1.10})$$

Dans une deuxième phase, lorsque l'amplitude de cette perturbation a atteint la valeur $\lambda_m/2$, sa croissance exponentielle s'atténue. Il y a alors apparition de plus grandes structures et perte de mémoire des conditions initiales. La longueur d'onde dominante croît de λ_m à $10\lambda_m$.

Durant la phase finale, les effets de viscosité influent sur ces grandes structures. La mémoire des conditions initiales étant perdue, la seule échelle de grandeur significative est gt^2 . Le processus de mélange est alors décrit proportionnellement à gt^2 et l'épaisseur de la zone de mélange δ , définie comme la somme des épaisseurs de pénétrations ($h_1 + h_2$) des deux fluides l'un dans l'autre, est donnée par :

$$\delta = f\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right) gt^2 \quad (\text{I.2.1.11})$$

L'épaisseur de pénétration h_1 des bulles de fluide léger dans le fluide lourd s'exprime par :

$$h_1 = \alpha A_t g t^2 \quad (\text{I.2.1.12})$$

où la valeur de α est estimée à 0,07 pour diverses expériences à différents nombres d'Atwood.

Youngs [1989] montre que le rapport des épaisseurs de pénétration h_2/h_1 , où h_2 est l'épaisseur de pénétration des aiguilles de fluide lourd dans le fluide léger, croît lentement en fonction du rapport des masses volumiques ρ_2/ρ_1 .

Le cas d'une interface continue d'épaisseur finie (c'est à dire une interface dans laquelle la densité passe continûment d'une valeur uniforme à une autre) soumise à une accélération constante a été étudié par Le Levier [1955] et Duff[1962] (figure I.2.2.).

Duff propose une solution, vérifiée expérimentalement, de l'équation de la vitesse u de perturbation donnée par Chandrasekhar [1961]:

$$\frac{d}{dy}(\rho \frac{du}{dy}) = uk^2(\rho - \frac{g}{n^2} \frac{d\rho}{dy}) \quad (\text{I.2.1.13})$$

Par analogie avec l'expression de Taylor (I.2.1.3) pour une interface discontinue, Duff pose :

$$n^2 = \frac{kgA_t}{\psi} \quad (\text{I.2.1.14})$$

où $\psi > 1$ est le facteur de réduction du taux de croissance pour une interface continue, fonction de l'épaisseur de l'interface et du nombre d'Atwood.

L'équation (I.2.1.2) est remplacée alors par :

$$\frac{d^2 \eta}{dt^2} = \frac{kgA_t}{\psi} \eta(t) \quad (\text{I.2.1.15})$$

et l'équation (I.2.1.13) devient :

$$\frac{d}{dy}(\rho \frac{du}{dy}) = uk^2(\rho - \frac{\psi}{A_t k} \frac{d\rho}{dy}) \quad (\text{I.2.1.16})$$

Duff détermine ψ en résolvant numériquement cette équation dans le cas d'un profil continu de densité. Il montre que l'existence d'un tel profil de densité dans l'interface a pour effet une réduction du taux de croissance des instabilités de Rayleigh-Taylor.

Mikaelian [1982, 1983] a étudié le problème d'interface continue en considérant ce type d'interface comme une superposition de N interfaces discontinues, soit $M=N+1$ milieux, et en résolvant un système de N-1 équations écrit sous forme matricielle. Il montre que :

- Si la longueur d'onde de la perturbation est très petite devant l'épaisseur d'une couche entre deux interfaces successives ($\lambda \ll \delta_i$), alors l'évolution de cette interface i ne dépend pas des autres interfaces et le taux de croissance n_i est celui donné par la théorie de Taylor, soit :

$$n_i = \sqrt{kgA_{ti}} \quad \text{avec} \quad A_{ti} = \frac{\rho_{i+1} - \rho_i}{\rho_{i+1} + \rho_i} \quad (\text{I.2.1.17})$$

- Si la longueur d'onde est très supérieure à l'épaisseur d'une couche ($\lambda \gg \delta_i$), alors le taux de croissance unique s'écrit :

$$n = \sqrt{kgA_t} \quad \text{avec} \quad A_t = \frac{\rho_M - \rho_1}{\rho_M + \rho_1 + \sum_{i=2}^{M-1} \rho_i \tanh(\pi \frac{\delta_i}{\lambda})} \quad (\text{I.2.1.18})$$

Mikaelian montre que si une telle discrétisation en N interfaces discontinues est adéquate pour modéliser une interface continue présentant un profil arbitraire de densités, on ne peut néanmoins donner une expression analytique que pour des cas simples où $N \leq 5$. Si la discrétisation est faite en un nombre N important ($N > 5$), alors Mikaelian [1989] propose une méthode de résolution donnant une approximation de la solution analytique.

I.2.2. Instabilité de Richtmyer-Meshkov

L'instabilité de Richtmyer-Meshkov est, comme celle de Rayleigh-Taylor, une instabilité d'interfaces séparant deux fluides de densité différente mais soumise à une accélération impulsionnelle et non plus constante (Rupert, [1992]).

Les premières études concernant l'interaction interface-onde de choc ont été réalisées par Markstein [1957] dans le cas de l'interaction entre un choc et un front de flamme.

En 1960, Richtmyer applique la théorie de Taylor à une interface accélérée par une onde de choc.

Richtmyer suppose que le choc est faible et que les fluides sont incompressibles, il suppose aussi que l'amplitude de la perturbation est petite devant sa longueur d'onde ($\eta k \ll 1$). Le terme d'accélération g peut alors être remplacé par un terme d'accélération impulsionnelle où ΔV représente le saut de vitesse de l'interface au passage de l'onde de choc :

$$n^2 = k A_t \Delta V \delta(t) \quad \text{où } \delta \text{ est la fonction de Dirac (I.2.2.1)}$$

En intégrant l'équation (I.2.1.2) du taux de croissance obtenue par Taylor , il vient :

$$\frac{d\eta}{dt} = k \Delta V A_t \eta_0 \quad \text{(I.2.2.2)}$$

où η_0 est l'amplitude de la perturbation initiale avant le passage du choc,

et A_t le nombre d'Atwood avant le passage de l'onde de choc.

L'interface évolue différemment suivant le signe du nombre d'Atwood avant le passage du choc :

- Si $A_t > 0$, le choc se propage du fluide léger vers le fluide lourd, l'amplitude de la perturbation croît immédiatement après le passage du choc.

- Si $A_t < 0$, le choc se propage du fluide lourd vers le fluide léger, l'amplitude de la perturbation décroît, il y a inversion de la concavité du défaut initial puis amplification de celui-ci.

La solution de l'équation (I.2.2.2), dite solution impulsionnelle, est linéaire en fonction du temps. L'interface est donc instable quel que soit le sens de propagation de l'onde de choc

(fluide lourd-fluide léger ou fluide léger-fluide lourd). Cette instabilité, évoluant linéairement en fonction du temps, est modérée comparativement à l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui se développe de façon exponentielle.

Par un calcul théorique résolu numériquement dans le cas d'une onde de choc allant du fluide léger vers le fluide lourd, Richtmyer [1960] montre que si l'on tient compte de la compression initiale de l'interface par l'onde de choc, l'équation (I.2.2.2) devient :

$$\frac{d\eta}{dt} \approx k \Delta V A'_t \eta'_0 \quad (I.2.2.3)$$

où A'_t et η'_0 sont respectivement le nombre d'Atwood et l'amplitude de la perturbation après le passage de l'onde de choc.

Les valeurs du taux de croissance calculées par Richtmyer sont alors inférieures de 5 à 10% aux valeurs données par la théorie impulsionnelle.

La première vérification expérimentale de cette théorie a été réalisée par Meshkov [1969] dans un tube à choc horizontal. Dans ces travaux, plusieurs couples de gaz ont été étudiés, à différents nombres de Mach. L'interface visualisée est discontinue et présente une seule perturbation sinusoïdale initiale, soumise à une onde de choc faible. Meshkov confirme que l'amplitude de la perturbation croît linéairement en fonction du temps, mais les résultats expérimentaux sont inférieurs (d'un facteur deux environ) à ceux de la théorie de Richtmyer. Benjamin [1988] a réalisé deux expériences du même type que celles de Meshkov. Ses résultats sont qualitativement semblables à ceux de Meshkov, mais quantitativement les valeurs de taux de croissance de l'amplitude de la perturbation sont légèrement supérieures, quoique toujours inférieures à la théorie. Ces deux auteurs imputent ces différences entre théorie et expérience à la diffusion des gaz au travers de la membrane séparatrice au cours de l'expérience (présence d'un gradient de masse volumique dans l'interface séparant les deux gaz), à la pureté des gaz utilisés (A_t plus faible), et à la non-validité de la condition de linéarité.

Le même type d'interface a été étudié par Aleshin et al. [1988], mais pour des ondes de chocs plus fortes ($M=3.5$). Les résultats obtenus semblent être plus proches de la théorie de Richtmyer, probablement grâce à une meilleure vérification de la condition de linéarité, η'_0/λ étant plus faible après le passage du choc incident.

La définition du nombre d'Atwood et de la valeur de l'amplitude initiale de la perturbation dans l'équation différentielle déterminant le taux de croissance du défaut ont été discutés par plusieurs auteurs,

- Sturtevant [1988] détermine deux modèles, l'un dit de petite compression (relation utilisée par Meshkov) où :

$$\frac{\eta'_0}{\eta_0} = 1 - \frac{\Delta V}{W_s} \quad (\text{I.2.2.4})$$

et l'autre, dit de grande compression :

$$\frac{\eta'_0}{\eta_0} = 1 - \frac{\Delta V}{W_T} \quad (\text{I.2.2.5})$$

où W_s et W_T sont les vitesses des ondes de choc incidente et transmise

Sturtevant montre que le modèle de grande compression, appliqué à la théorie de Richtmyer, satisfait mieux aux résultats expérimentaux de Meshkov. Cette terminologie (grande et petite compression) adoptée par Sturtevant n'est en fait logique que dans le cas d'un choc allant du gaz léger vers le gaz lourd.

- Meyer et Blewett [1972] font une simulation numérique de l'instabilité de Richtmyer et proposent d'utiliser le nombre d'Atwood après passage du choc et la moyenne des amplitudes avant et après choc dans la théorie impulsionnelle dans le cas d'un choc allant dans le sens lourd/léger.

Les premières expériences avec une interface initialement plane (interface présentant après la rupture de la membrane, une multitude de perturbations aléatoires de longueurs d'ondes différentes et d'amplitudes très petites) ont été menées par Meshkov et publiées par Andronov et al. [1976], Brouillette [1989], Brouillette et Sturtevant [1989, 1993], Cavailler et al [1989] pour des chocs faibles ($M_s < 1,6$); et Zaitsev [1985] et Houas [1988] pour des chocs plus forts ($M_s \sim 3$). Dans ce cas la phase non-linéaire est atteinte rapidement, il y a alors apparition d'une zone de mélange dont on peut déterminer l'évolution de son épaisseur. Les expériences réalisées par Brouillette montrent un taux d'épaississement plus important dans le cas léger-lourd que dans le cas lourd-léger, car dans ce dernier cas il y a d'abord une phase d'inversion avant accroissement des perturbations.

Le taux d'épaississement est relativement faible après le passage du choc incident, puis plus important après le passage du choc réfléchi par la paroi finale du tube. Ceci s'explique par le fait que l'onde de choc réfléchie interagit avec une zone de mélange pré-excitée par la rupture de la membrane, lui transfère de l'énergie et donc accroît l'épaississement de la zone de mélange malgré la compression hydrodynamique.

Les taux d'épaississement obtenus par Brouillette sont largement plus faibles que ceux d'Andronov et al.. Brouillette explique cette différence par l'influence des effets de parois. En effet, l'interaction entre le choc réfléchi et la couche limite formée au passage du choc incident induit des structures de mélange en vortex se développant aux parois. Ces structures croissent plus vite que les perturbations créées au centre du tube. La technique de visualisation utilisée (strioscopie) intègre les gradients de densités sur la largeur du tube rendant difficile la distinction entre mélange à la paroi et zone de mélange au centre du tube. La section du tube à choc utilisé par Meshkov ($12 \times 4 \text{ cm}^2$) étant plus petite que celle du tube utilisé par Brouillette ($11,4 \times 11,4 \text{ cm}^2$), on peut estimer que les effets de parois sont relativement plus importants dans les expériences de Meshkov. De plus les membranes utilisées sont différentes : la membrane utilisée par Meshkov étant moins homogène et élastique que celle de Brouillette, elle crée plus de turbulence.

Les résultats publiés par Cavailler et al [1989, 1991], sont obtenus pour une interface discontinue SF6/Air ($M_s=1,45$) et une interface Air/Hélium ($M_s=1,3$). Les expériences n'étant pas identiques dimensionnellement, la comparaison est faite à l'aide d'un modèle de turbulence k- ϵ (Annexe B) recalé avec des jeux de coefficients déterminés à partir des expériences soit d'Andronov, soit de Brouillette. Les résultats obtenus semblent en accord avec ceux de Brouillette. Le tube à choc utilisé par ces expérimentateurs est celui présenté dans le chapitre suivant de ce mémoire, sa section étant de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ et les membranes sont identiques à celles utilisées par Brouillette.

Brouillette note également que pour des chocs plus forts, l'épaisseur de la zone de mélange est plus faible du fait de la compression plus importante.

A partir de résultats expérimentaux obtenus pour des chocs forts ($M=3$), Zaïtsev [1985] détermine une loi d'épaississement de la zone de mélange en fonction du temps :

$$\frac{dL}{dt} = (a + b|A_t|) \Delta V \quad (I.2.2.6)$$

où L est l'épaisseur de la zone de mélange,

$a=0,02$ et $b=0,07$ après le choc incident quel que soit le sens du choc,

$a=0,05$ et $b=1,15$ ou $0,85$ après le choc réfléchi respectivement dans le sens léger-lourd et dans le sens opposé.

Les résultats d'expériences publiés par Houas et al [1991], où le nombre de Mach du choc incident varie de 2 à 4, ne vérifient cette relation proposée par Zaïtsev que dans les premiers instants après l'interaction choc incident-interface du fait de la différence de longueurs de chambre entre les deux expériences (37 cm dans l'expérience de Zaïtsev et 115 cm pour l'expérience de Houas). Des mesures d'absorption laser ont permis la détermination de profils de densité et de température dans les différentes zones de mélange étudiées (CO_2/Ar , CO_2/He) (Touat [1994]).

Mikaelian [1985] propose d'adapter les résultats expérimentaux de Read [1984] au cas impulsionnel. Il dérive deux fois l'équation I.2.1.12 :

$$\frac{d^2 h_1}{dt^2} = 0,14 A_t g \quad (\text{I.2.2.7})$$

Il remplace g par $\Delta V \cdot \delta(t)$, et intègre cette équation deux fois en fonction du temps, d'où :

$$h_1 = 0,14 A_t \Delta V t \quad (\text{I.2.2.8})$$

Brouillette [1989] obtient expérimentalement des épaisseurs de zone de mélange beaucoup plus faibles que celles calculées par cette équation.

Dans une étude théorique, Barenblatt [1983] sépare l'évolution de la zone de mélange en deux parties. Durant la première, les effets de viscosité sont négligés, le régime est linéaire et le taux d'épaississement est donné par:

$$\delta = \Delta V f(A_t) t \quad (\text{I.2.2.9})$$

La seconde phase, non-linéaire, est caractérisée par la décroissance de l'intensité turbulente du fait de l'épaississement de l'interface, avec :

$$\delta \propto t^\alpha \quad (\text{I.2.2.10})$$

où : $\alpha = 2/3$ en absence de viscosité.

$\alpha < 2/3$ si l'on tient compte des effets de viscosité.

Le cas d'interfaces continues d'épaisseur finie soumises à l'accélération d'une onde de choc a été étudié par Brouillette [1989, 1994]. Celui-ci propose une formule adaptée de la théorie de Duff et al. [1962] à celle de Richtmyer [1960] :

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{k A'_t}{\psi} \Delta V \eta_0' \quad (\text{I.2.2.11})$$

où ψ est un facteur de réduction du taux de croissance, fonction du nombre d'Atwood et de l'épaisseur δ de l'interface (moyenne des épaisseurs avant et après choc).

On peut noter que si $\psi=1$ on retrouve la formule de Richtmyer valable pour les interfaces discontinues.

Pour une interface soumise à plusieurs ondes de chocs successives, et tant que la perturbation reste en régime linéaire, Brouillette montre que le taux de croissance après un choc incident (indiqué 0) et N chocs réfléchis (indiqués de $i=1, N$) peut être évalué par :

$$\left(\frac{d\eta}{dt}\right)_N = k \sum_{i=0}^N \frac{\Delta V_i A'_i \eta_i'}{\psi_i} \quad (\text{I.2.2.12})$$

avec ΔV_i saut de vitesse de l'interface après passage du $i^{\text{ème}}$ choc,
 A'_i nombre d'Atwood après passage du $i^{\text{ème}}$ choc,
 η_i' amplitude de la perturbation après passage du $i^{\text{ème}}$ choc,
 ψ_i facteur de réduction après le $i^{\text{ème}}$ choc, fonction de A'_i et δ'_i

Les expériences menées par Brouillette pour valider ces modèles confirment une réduction importante du taux d'épaississement de la zone de mélange. Les interfaces s'épaississent tardivement après le développement des perturbations d'origine acoustique introduites par la réflexion des ondes entre le fond du tube, les parois du tube et l'interface déformée par l'influence de la couche limite.

En 1993, Zaitsev publie les résultats d'expériences réalisées dans un tube à choc horizontal. Divers couples de gaz sont étudiés dans plusieurs configurations. Zaitsev déduit pour chaque expérience une valeur expérimentale de ψ qu'il compare à la valeur théorique de ψ calculée à partir de l'équation proposée par Chandrasekhar (Eq. I.2.1.16). Il montre un bon accord entre théorie et expérience à part pour quelques cas, caractérisés par un manque de précision sur la mesure de l'amplitude initiale de la perturbation.

En 1989, Mikaelian adapte les résultats obtenus pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor au problème de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov en modélisant l'interface continue comme une superposition de N fluides. Il trouve aussi que la présence d'un gradient de densité dans l'interface réduit le taux de croissance de la perturbation et que cette réduction est plus importante dans le cas d'une accélération impulsive.

Bonazza [1992, 1993] introduit une nouvelle technique expérimentale, la radiographie X, permettant de déterminer un profil moyen de densité dans la zone de mélange, ce qui donne l'évolution de l'amplitude de la perturbation et l'épaississement de la zone de mélange. Bonazza étudie plusieurs configurations : des interfaces continues (Xe/Air) quasi-sinusoïdales et planes soumises à une ou plusieurs ondes de choc réfléchies, suivant la distance entre l'interface et le fond du tube. Dans le cas d'une interface quasi-sinusoïdale soumise à une onde de choc unique, le taux de croissance de l'amplitude de perturbation est quasi-nul après l'interaction avec l'onde de choc incidente. Après le passage du choc réfléchi sur la paroi finale du tube, le taux de croissance mesuré est plus grand que celui prédit par la théorie, mais la présence d'effets de parois peut être la cause de cette surestimation. Pour une configuration multi-chocs, le taux est plus faible que dans la théorie. Dans les deux cas, les mesures effectuées donnent des résultats plus faibles que celles faites par strioscopie, Bonazza explique cette différence par la sensibilité différente des deux méthodes.

La mesure de l'épaisseur d'une interface sinusoïdale montre un taux d'épaississement quasi-nul après le passage du choc incident, et très faible après l'interaction avec le choc réfléchi, ceci étant essentiellement dû à l'interaction entre choc réfléchi et couche limite. Bonazza discute également des taux d'épaississement d'une interface plane obtenus dans une configuration multi-choc : il montre que ceux-ci sont 4 fois plus faibles que ceux obtenus dans le cas où la zone de mélange interagit avec une seule onde de choc réfléchie.

Dans les deux configurations, le taux d'épaississement d'une interface sinusoïdale est plus fort que pour une interface plane.

Si l'amplitude de la perturbation initiale présente dans l'interface est grande devant sa longueur d'onde, la théorie linéaire des instabilités de Richtmyer-Meshkov ne peut être appliquée. Dans cette hypothèse, Picone et al. [1985] ont développé une théorie non linéaire de la création de vorticit   g  n  r  e par un choc. Cette cr  ation de vorticit   est le m  canisme principal de l'amplification des perturbations. La base de cette th  orie est l'  quation

d'évolution temporelle de la vorticité, valable dès le domaine d'application de la théorie linéaire :

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} + \vec{\omega} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} = \omega \cdot \vec{\nabla} \vec{v} + \frac{(\vec{\nabla} \rho \wedge \vec{\nabla} P)}{\rho^2} \quad \text{avec} \quad \vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{v} \quad (\text{I.2.2.13})$$

où ω est la vorticité,
 v la vitesse du fluide,
 ρ la masse volumique,
et P la pression.

Si le terme source S proportionnel au produit vectoriel du gradient de pression et du gradient de densité :

$$S = \frac{(\vec{\nabla} \rho \wedge \vec{\nabla} P)}{\rho^2} \quad (\text{I.2.2.14})$$

est diff rent de zéro, c'est à dire que le gradient de pression et le gradient de densité ne sont pas colinéaires, il y a alors production de vorticité (Figure I.2.3.). Cette vorticité réside essentiellement au voisinage de l'interface et induit le champ de vitesse de déformation de l'interface.

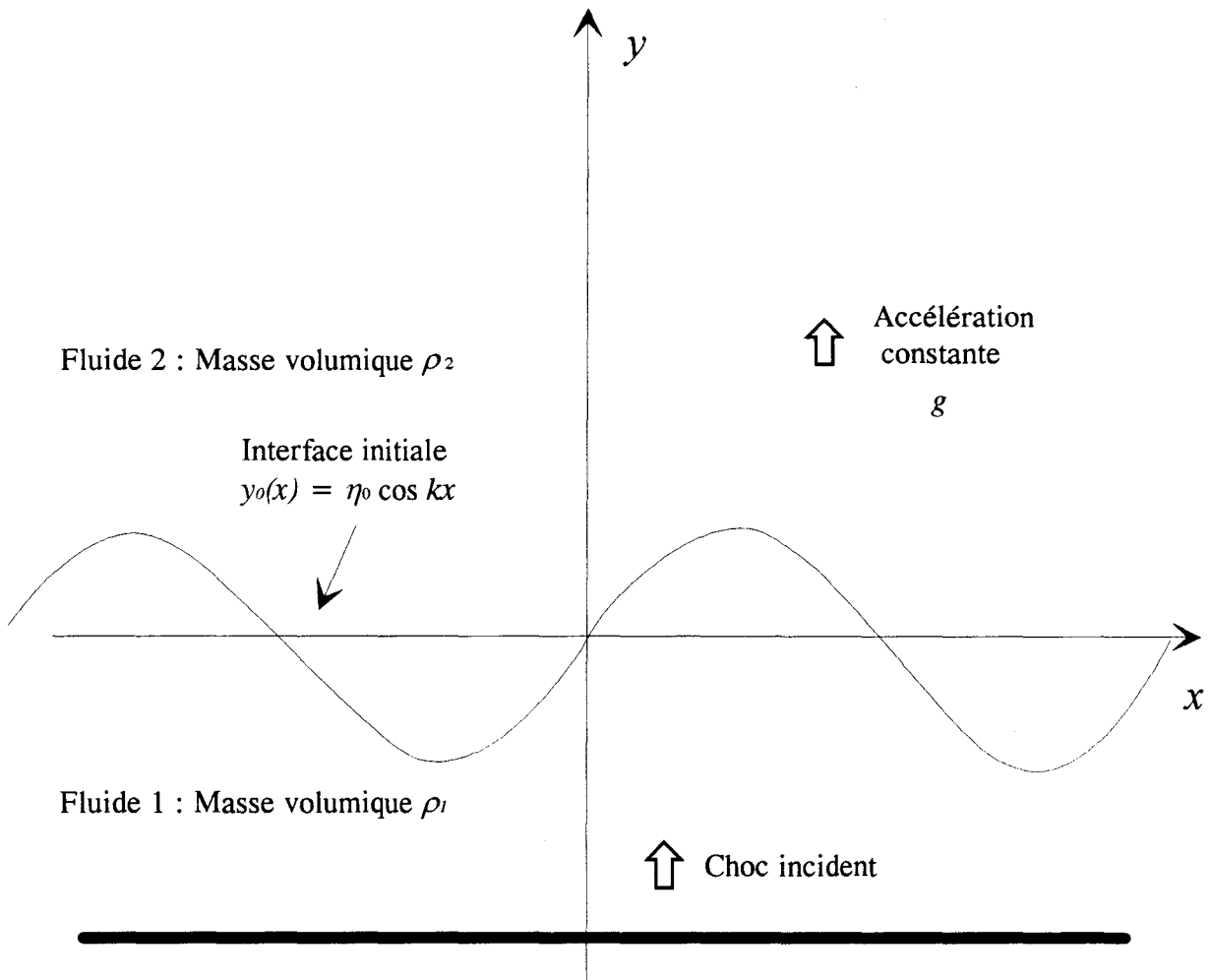


Figure I.2.1. : Interface sinusoïdale discontinue

- Instabilité de Rayleigh-Taylor : Accélération constante
- Instabilité de Richtmyer-Meshkov : Accélération impulsionnelle

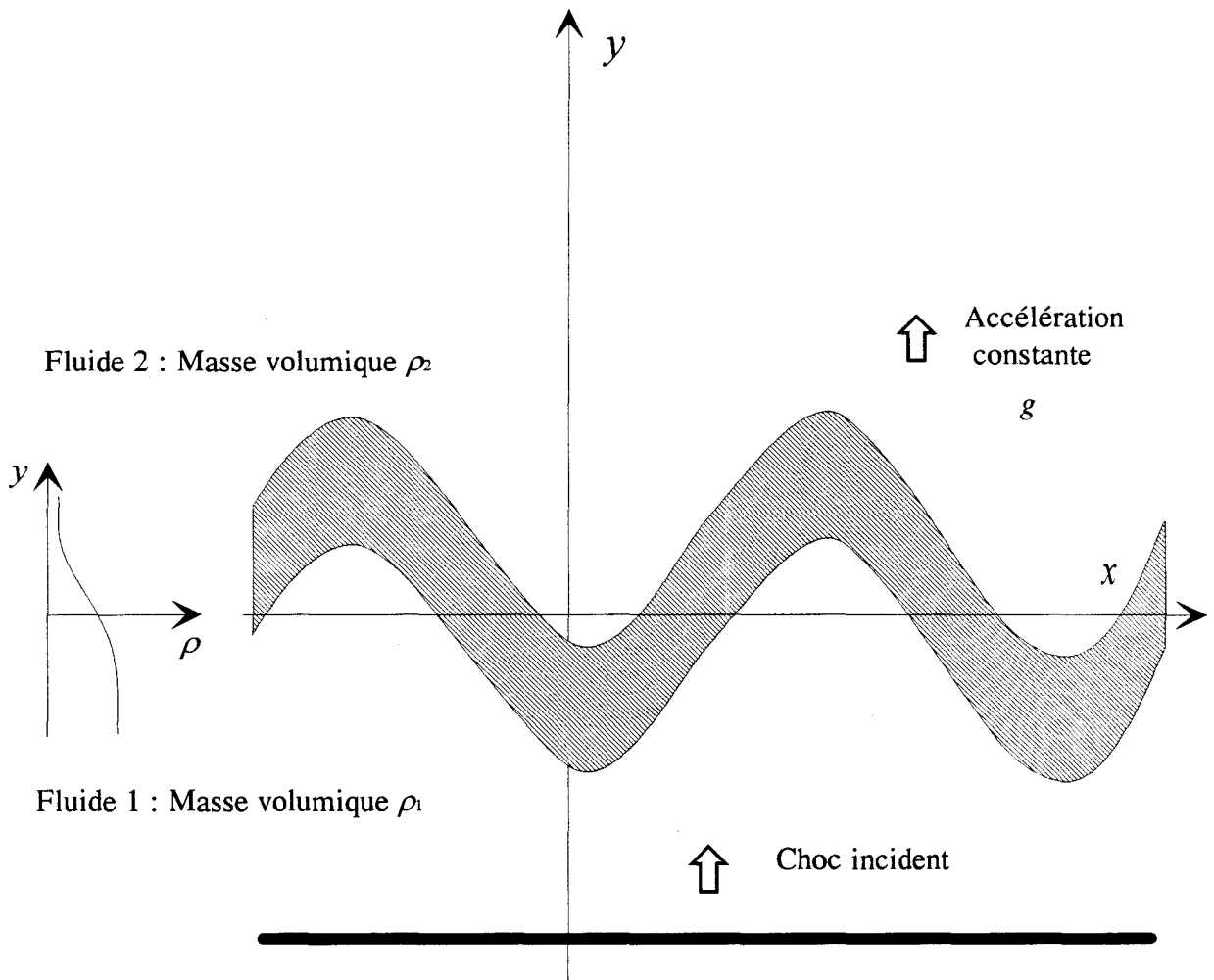


Figure I.2.2. : Interface sinusoïdale continue

- Instabilité de Rayleigh-Taylor : Accélération constante
- Instabilité de Richtmyer-Meshkov : Accélération impulsionnelle

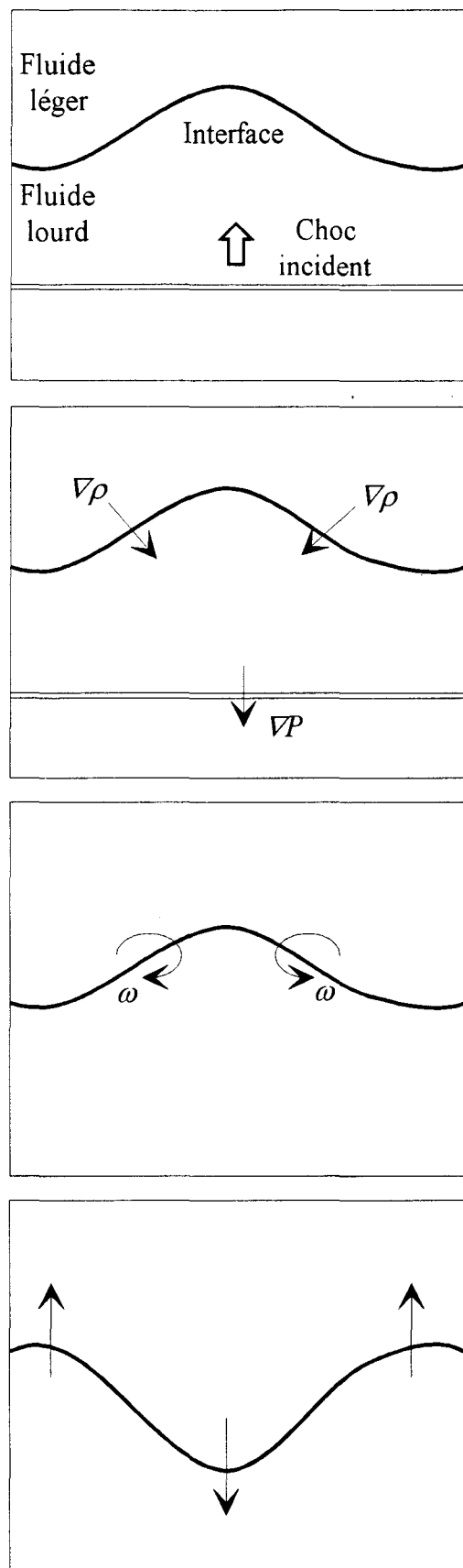


Figure I.2.3. : Mécanisme de création de vorticité.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II.1. Introduction

Le tube à choc a été conçu et réalisé pour étudier des interfaces séparant deux gaz soumises à une onde de choc incidente et plusieurs ondes de choc réfléchies. Nous présentons dans ce chapitre le tube à choc et les différents couples de gaz étudiés. Nous décrivons ensuite le processus de mise en oeuvre d'une expérience, ainsi que les diagnostics mis en place sur le tube à choc. Enfin, nous détaillons les différentes techniques de visualisations et leurs interprétations.

II.2. Le tube à choc vertical

Les expériences sont réalisées dans un tube à choc vertical de section carrée (figure II.2.1.). Le tube est vertical, ainsi la gravité permet de maintenir l'interface stable avant l'arrivée du choc incident. La section du tube est carrée pour pouvoir positionner des hublots nécessaires à la visualisation de l'écoulement. Durant l'expérience, une onde de choc créée dans le bas du tube se propage vers le haut et vient interagir avec l'interface située dans la partie haute du tube à choc.

II.2.1. Description du tube à choc.

Une description détaillée de ce tube à choc a été faite par Rodriguez [1989].

Le tube à choc, de section carrée ($8 \times 8 \text{ cm}^2$) sur toute sa longueur, est divisé en trois chambres.

Une chambre Haute-Pression (HP) contient le gaz moteur (de l'air dans nos expériences). Sa longueur est de 80 cm. Cette chambre mobile est rattachée à la deuxième chambre par un système de vérins permettant l'introduction d'une membrane de séparation.

Une chambre Basse-Pression (BP1) de longueur 245 cm, contenant un gaz lourd, est séparée de la troisième chambre soit par une lame rétractable, soit par une membrane fine.

Une chambre d'expérience (BP2) munie de hublots servant à la visualisation, est remplie d'un gaz léger. Sa longueur peut varier de 130 à 540 mm en déplaçant une enclume.

La membrane (diaphragme HP) séparant la chambre HP de la chambre BP1 est conçue pour créer des ondes de choc ayant un nombre de Mach compris entre 1,3 et 1,6 suivant la nature des gaz et la différence de pression initiale. Au moment du tir, on injecte le courant dans cette membrane HP. Par effet Joule, celle-ci se fragilise, puis s'ouvre en quatre parties, générant l'onde de choc incidente.

La séparation des chambres BP1 et BP2 (diaphragme BP) est réalisée de deux manières.

Dans le premier cas, la séparation est faite à l'aide d'une lame rétractable très fine en acier d'épaisseur 0,15 mm. Cette lame est rétractée soit par un vérin avec une vitesse de 4 cm/s, soit par un moteur pas à pas Micro-Contrôle avec une vitesse de 1,6 cm/s suivant le type d'interface à étudier. La lame est rétractée perpendiculairement à l'axe optique de visualisation.

Dans le second cas, on sépare initialement les deux gaz par une membrane très fine d'épaisseur $0,5 \mu\text{m}$, réalisée par polymérisation d'une solution de nitrocellulose sur l'eau (technique utilisée en modélisme). La membrane est fragmentée au passage de l'onde de choc incidente.

Les hublots sont différents suivant le type de visualisation.

Pour la strioscopie et l'interférométrie différentielle, les hublots sont en verre.

Pour la radiographie, nous avons réalisé des hublots en carbone de manière à ce qu'ils soient le plus "transparent" possible vis à vis des rayons X. Ces hublots sont constitués de deux plaques en fibre de carbone d'épaisseur 1mm, collées sur une structure d'acier en forme de "nid d'abeilles", permettant de rigidifier l'ensemble pour résister aux pressions dynamiques.

II.2.2. Gaz

Le gaz moteur est toujours de l'air. Les couples de gaz lourd/léger sont des couples SF6/Air et Xénon/Air pour la strioscopie et l'interférométrie différentielle, et Xénon/Air uniquement pour la visualisation radiographique du fait de la nécessité d'absorption de l'un des deux gaz. Les propriétés de ces gaz sont rassemblées dans le tableau suivant :

	Air	SF6	Xe
Rapport de chaleurs spécifiques γ	1,4	1,09	1,667
Masse molaire (g)	29	146	131
Vitesse du son (m/s) à T=293K	343,27	134,9	174,76
Masse volumique (kg/m ³) à T=293K et p=1b	1,18	5,99	5,39
Nombre d'Atwood (en couple avec l'air)	0	0,668	0,640
Coefficient de diffusion moléculaire dans l'air (cm ² /s) à T=293K et p=1b (Hirschfelder, [1954])	0.207	0.087	0.122
Indice de réfraction n (Merzkirch, [1987])	1,00026	1,00068	1,00064

Tableau II.2.1. : Propriétés des gaz.

II.2.3. Mode opératoire

Avant chaque expérience, nous effectuons un vide primaire dans tout le tube, puis nous remplissons la totalité du tube d'air à une pression de 1 bar. Nous positionnons ensuite les

diaphragmes HP et BP. Les gaz lourd et léger sont alors introduits par balayage. Cette opération nécessite une vingtaine de minutes. A la fin du balayage, la pression dans les chambres BP1 et BP2 est la pression atmosphérique. Nous introduisons alors le gaz moteur (air) dans la partie HP à une pression variable suivant la force du choc désirée. Si le diaphragme BP est une lame, elle est rétractée et un compte-rendu de fin de course déclenche automatiquement le tir. Pour cela, le courant est alors injecté dans la membrane HP. Dans le cas d'une interface discontinue (membrane fine) le tir peut être déclenché manuellement par l'opérateur.

II.2.4. Diagramme de marche

Un diagramme de marche (x,t) théorique d'un écoulement en tube à choc à deux diaphragmes est présenté sur la figure (II.2.2.). A la rupture de la membrane HP, une onde de choc se propage vers le haut du tube dans la chambre BP1 contenant le gaz lourd. En même temps, un faisceau de détentes est créé et se dirige vers le bas du tube. Le choc incident interagit avec l'interface gaz lourd-gaz léger, accélérant celle-ci vers le haut du tube. Une onde de choc est transmise dans la chambre BP2 contenant le gaz léger. Cette onde de choc se réfléchit sur la paroi finale du tube et vient ralentir une première fois l'interface. Un choc est transmis dans le gaz lourd; un autre est réfléchi dans le gaz léger, celui-ci vient se réfléchir à nouveau sur la paroi finale du tube et interagit une seconde fois avec l'interface. Deux interactions chocs réfléchis-interface sont présentées sur le diagramme.

II.2.5. Diagnostics

Détermination de la vitesse des ondes de chocs

Dans les chambres BP1 et BP2 sont positionnées 12 sondes à céramique ferroélectrique polarisée de 2 mm de diamètre. Ces sondes ont été développées au Centre d'Etudes de Vaujours et sont commercialisées par la Société Chimie-Métal. Le saut de pression engendré par le passage de l'onde de choc provoque un déplacement de charge dans la sonde : ce dernier est enregistré et amplifié par un amplificateur de charge de type Kistler. Le front de montée de ce signal correspond au passage de l'onde de choc sur la sonde : il est enregistré sur un chronomètre électronique (Thomson - CSF TSN630.10, 32 voies parallèles). La première sonde placée dans le tube sert de sonde de déclenchement de la chronométrie. Connaissant la distance entre les sondes, on peut calculer la vitesse expérimentale du choc incident. Un calcul

résolvant les équations de saut permet d'en déduire les vitesses des ondes de choc transmises et réfléchies suivantes.

Mesure de la pression :

Un capteur piézo-résistif de marque PCB (type H113A21) étalonné d'usine, placé dans la chambre d'expérience, permet de mesurer la pression durant une expérience (figure II.2.3.). Ce signal de pression est obtenu pour une expérience SF6/Air avec un nombre de Mach de l'onde de choc incidente $Ms = 1,45$. L'origine des temps est l'instant d'arrivée du choc incident sur l'interface initiale. Le capteur est positionné sur la paroi du tube, à 95 mm de l'interface initiale. Le premier front de montée correspond au passage du choc incident : à cet instant de mesure le capteur se trouve encore dans l'air. Le saut de pression est alors de 0,693 bar et correspond à un nombre de Mach de l'onde de choc dans l'air de 1,26. Le deuxième front correspond au premier choc réfléchi. L'interface ayant dépassée le capteur, la mesure se fait donc dans le SF6. Ce choc engendre un saut de pression de 1,25 bar, correspondant à un nombre de Mach dans le SF6 de 1,35.

II.3. Techniques de visualisation

II.3.1. Strioscopie

Le montage strioscopique est présenté sur la figure (II.3.1.). Cette technique est basée sur la variation de l'indice de réfraction n d'un milieu inhomogène. Dans un gaz, n varie en fonction de la masse volumique ρ selon la relation de Gladstone-Dale :

$$n = 1 + K \rho \quad \text{où } K \text{ est fonction du gaz considéré} \quad (\text{II.3.1.1})$$

L'angle de déviation d'un rayon lumineux traversant la chambre d'expérience est proportionnel au gradient de masse volumique du fluide.

La source lumineuse envoie un faisceau de lumière divergente sur une lentille L1 qui éclaire en lumière parallèle la chambre d'expérience. Une lentille L2 réalise une image de la source. Un couteau (lame de rasoir) est placé à proximité du foyer de la lentille L2 de façon à intercepter une partie des rayons déviés dans la chambre. Les zones de l'écoulement associées à une variation de masse volumique apparaissent ainsi plus sombres que celles à masse volumique invariable.

Le montage est associé à une caméra rapide de marque CORDIN, modèle 350 (DYNAFAX), dont la vitesse d'enregistrement peut varier de 224 à 35000 images par seconde. Les prises de vue sont assurées par un tambour tournant sur lequel est disposé le film de 35 mm, et un miroir à 8 faces placé au centre d'inertie du tambour. La caméra permet un maximum de 224 clichés, de taille 10 x 8 mm², disposés en quinconce sur le film. La durée du phénomène étant d'environ 4 ms, les images utiles sont au nombre de 80 environ. La durée d'exposition de chaque cliché est fonction de la vitesse d'enregistrement : à 35000 images par seconde, cette durée d'exposition peut être choisie parmi 0,75 μ s, 1,5 μ s ou 3 μ s. Les clichés présentés ont une durée d'exposition de 1,5 μ s. L'électronique de commande permet de déclencher l'obturateur avec un retard adéquat. La source lumineuse est une source continue Hg/Xe de marque Oriel délivrant une énergie électrique de 500 W.

II.3.2. Radiographie

II.3.2.1. Principe de la radiographie

Un cliché de l'installation radiographique sur le tube à choc est présenté sur la figure (II.3.2.).

D'après la loi de Lambert [Grinberg, 1980], pour un faisceau X parallèle et monochromatique, l'intensité du rayonnement X transmis au travers d'un mélange d'air et de xénon est :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-(k_{xe}\rho_{xe} + k_{air}\rho_{air})x} \quad (\text{II.3.2.1})$$

où : $k = \mu/\rho$ est le coefficient d'absorption, fonction de l'énergie du rayonnement,
 μ le coefficient d'absorption linéique,
et x l'épaisseur de mélange traversée.

Sur la figure (II.3.3.a) sont reportés les coefficients d'absorption du xénon et de l'air en fonction de l'énergie des rayons X. La figure (II.3.3.b) représente l'intensité du rayonnement transmis au travers de 8 cm d'air ou 8 cm de xénon à la pression atmosphérique et une température de 293 K. Il apparaît que l'énergie des rayons X doit être inférieure à 80 keV afin d'obtenir une absorption significative du rayonnement. Cette absorption sera essentiellement due au xénon, l'air se comportant ici comme un matériau transparent.

L'intensité du rayonnement transmis s'écrit alors :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\int k_{xe}(E) \rho_{xe} x dE} \quad \text{avec } E \text{ énergie des rayons X.} \quad (\text{II.3.2.2})$$

Le xénon possédant une raie d'absorption à 34 keV, il est intéressant de produire le maximum de photons X aux alentours de cette énergie afin d'obtenir un bon contraste sur le film radio. C'est pourquoi nous avons développé un générateur produisant des rayons X dont le spectre est centré sur 30 KeV.

II.3.2.2. Dispositif expérimental

La source X est constituée d'un générateur de Marx réalisé spécialement par la société Europulse pour fonctionner à basse tension (60 kV) et d'un tube à vide entretenu, dans lequel nous avons fait varier les paramètres suivants : forme, distance et nature des électrodes. Pour la tension accélératrice de 60 kV donnant un spectre d'émission compatible avec l'absorption du xénon sur une épaisseur de 8 cm, la variation de ces paramètres permet d'optimiser :

- le lobe d'émission X,
- la dose,
- l'homogénéité de la zone irradiée,
- la dimension de la tâche focale.

Les électrodes sont représentées sur la figure (II.3.4.). L'anode conique est en tungstène, son angle au sommet est de 30°. La cathode est constituée de deux grilles inox en forme de disques espacées d'une distance $x = 1\text{ mm}$. Les diamètres intérieurs des grilles, notés d_1 et d_2 sont respectivement de 7 et 8 mm. Cette configuration résulte d'une étude paramétrique où nous voulions obtenir une zone irradiée homogène et une tâche focale de taille la plus petite possible. Nous nous sommes inspirés pour cela d'une étude de Jamet [1983].

Les performances du générateur sont :

- dose à 1 m : 10 mRad +/- 15% (dosimètre TLD 100);
- tâche focale : 2mm (méthode pin-hole);
- spectre : centré sur 30 KeV;
- durée du flash X : 100 ns.

Le générateur X est placé à 1,30 m de la face arrière du tube à choc (Figure II.3.5.). Les hublots du tube à choc sont réalisés en carbone de manière à être les plus "transparents" vis à vis des rayons X. Chaque fenêtre est constituée de deux plaques de fibres de carbone d'épaisseur 1 mm chacune, entre lesquelles nous avons collé une structure d'acier très fine en forme de nid d'abeilles pour rigidifier l'ensemble. Le béryllium serait plus avantageux car moins opaque, mais est plus difficile de mise en oeuvre pour des raisons de sécurité.

Côté réception, nous recherchons le meilleur couple écran-film donnant la plus grande dynamique de densité optique sur le film entre les concentrations extrêmes de xénon (0%-100%). Les meilleurs résultats ont été obtenus avec des films XM et des écrans T16 de la société 3M.

Afin de s'affranchir des fluctuations du spectre des rayons X et du développement des films, nous avons choisi de radiographier au cours de chaque expérience une "éprouvette" positionnée à côté du tube à choc pour l'étalonnage de la mesure (figure II.3.6.). L'éprouvette d'étalonnage, appelée communément "coin", est remplie de xénon pur à une masse volumique ρ donnée. Ce coin est réalisé en fibre de carbone de même épaisseur que les fenêtres du tube à choc. Ainsi les rayons X traversent 4 mm de carbone.

II.3.2.3. Principe de dépouillement : mesure de la masse volumique partielle

On définit, à l'aide de l'éprouvette d'étalonnage, la masse surfacique traversée par les rayons X (Annexe A):

$$\rho_0 e(y) \quad (II.3.2.3)$$

où : $e(y)$ est l'épaisseur de xénon traversée

et ρ_0 la masse volumique du xénon dans l'éprouvette qu'on peut calculer par la loi des gaz parfaits :

$$\frac{p_0}{\rho_0} = r T_0 = \frac{R}{M} T_0 \quad (II.3.2.4)$$

La loi d'épaisseur en fonction de la hauteur du coin est linéaire :

$$e(y) = y \tan \theta \text{ avec } \tan \theta = \frac{e_0}{y_0} \quad (II.3.2.5)$$

Toutefois, les rayons X étant créés à partir d'un point source, le rayonnement est divergent. Ceci nous oblige à calculer l'épaisseur effectivement traversée e' dans l'éprouvette.

Cette épaisseur dépend de e , de l'angle θ du coin, de la distance source-objet et de la position de l'axe de la source X. Le calcul de e' est reporté en annexe A.

Pour l'épaisseur traversée e_t du tube à choc, nous obtenons la masse volumique partielle de xénon correspondant à la masse volumique surfacique équivalente dans le coin :

$$\rho_{xe} = \frac{\rho_0 e'(y)}{e_t} \tag{II.3.2.6}$$

Un cliché radiographique de la zone de mélange et de l'étalon est présenté après numérisation sur la figure (II.3.7.). Ce cliché à été réalisé à $t=1340 \mu s$, juste après l'interaction 1^{er} choc réfléchi-interface. On y distingue sur la partie gauche , de haut en bas une zone rouge correspondant à l'air, puis un dégradé de couleurs représentant l'interface, une zone vert-bleu due au xénon comprimé par les chocs incident et réfléchi, et enfin une région verte représentant le xénon comprimé par le choc incident seulement. On distingue également la structure en nid d'abeilles des hublots. La bande dégradée de droite est la radiographie de l'étalon.

La courbe d'étalonnage peut être construite sous la forme densité optique en fonction de la masse volumique de xénon. Cette courbe est la fonction de transfert à appliquer à la coupe densitométrique de la radiographie de la zone de mélange. La figure (II.3.8.) représente cette coupe densitométrique (a) et la densité optique (DO) en fonction de l'épaisseur traversée obtenue sur l'étalon à une pression de xénon de 2,93 bars (b). A une épaisseur traversée correspond une valeur de la masse volumique de xénon.

Ce concept a été vérifié en radiographiant le coin et une maquette constituée de 4 compartiments indépendants dans lesquels se trouve du xénon à différentes densités. Chaque compartiment a une longueur de 8,2 cm et est fermé par des fenêtres en carbone (4mm d'épaisseur au total) (figure II.3.9.). A titre d'exemple, sont reportées dans le tableau ci-dessous les masses volumiques réelles et celles mesurées par radiographie pour une expérience :

	Compartiment 1	Compartiment 2	Compartiment 3	Compartiment 4
ρ_{xe} réelle (kg/cm ³)	4,80	11,2	0	16
ρ_{xe} mesurée (kg/cm ³)	4,80	11,06	0	15,37
Erreur = $\Delta\rho/\rho$ (%)	0	1,25	0	3,94

Tableau II.3.1 : Validation de la méthode radiographique.

Plusieurs séries d'essais ont été effectuées et l'erreur n'a jamais excédé 5%.

Pour les expériences radiographiques, nous avons divisé la chambre basse-pressure en deux afin d'économiser du xénon. La partie inférieure (238 cm de longueur) est remplie de SF6 alors que la partie supérieure (27,3 cm de longueur) est remplie de xénon. La séparation des deux gaz s'effectue à l'aide d'une membrane fine. L'impédance acoustique du SF6 est légèrement plus faible que celle du xénon, respectivement 863,12 et 953,57 kg.m⁻².s. Ceci a pour conséquence, lors de l'interaction choc incident-interface (SF6-Xénon), un choc transmis dans le xénon et un choc réfléchi faible (Mach 1,018, rapport de compression 1,035) qui se propage dans le SF6. Le choc se propageant dans le xénon interagit avec la zone de mélange Xénon/Air, un choc est transmis dans l'air et des ondes de détente remontent dans le xénon. La longueur de 27 cm de xénon a été choisie afin que ces dernières n'influencent pas sur l'évolution de l'interface Xénon/Air que nous étudions (Rodriguez et al, [1992]).

Un logiciel de traitement des radiographies a été développé par le laboratoire de Traitement d'Images du CEV-M (Dauty, [1992]). Dans une première partie, le logiciel permet de supprimer le signal dû à la structure en nid d'abeilles. La méthode utilisée est une étude statistique locale. Dans le cas des clichés radiographiques d'une expérience en tube à choc, on peut supposer que la densité optique est quasiment constante sur une fine bande horizontale (10 pixels). Le logiciel permet de calculer la moyenne et l'écart-type σ des densités optiques pour chacune de ces bandes. On supprime alors les valeurs de densité optique supérieures à $1,6 \sigma$: ces valeurs représentent le nid d'abeilles. Dans une seconde partie, un algorithme a été écrit de manière à effectuer la conversion des profils de densités optiques en profils de masse volumique partielle au travers de l'interface (Eq II.3.2.6).

II.3.2.4. Différence avec la technique du Caltech

La technique utilisée dans nos expériences diffère essentiellement de celle utilisée par R. Bonazza [1991, 1992] au Caltech, par la méthode d'étalonnage.

R. Bonazza calibre la méthode à l'aide de coins en aluminium. Comme dans nos expériences, la cellule de calibration est radiographiée à chaque tir. La densité optique de chaque épaisseur d'aluminium traversée est mesurée, ainsi que le profil de densité optique au travers de l'interface. Connaissant l'épaisseur d'aluminium traversée en chaque point du coin, Bonazza obtient une courbe d'épaisseur d'aluminium traversée en fonction de la densité optique. Une relation linéaire entre la masse volumique de xénon et l'épaisseur d'aluminium

ayant été préalablement déterminée (en radiographiant du xénon à des densités connues), Bonazza détermine ainsi une fonction de transfert de la densité optique en fonction de la masse volumique partielle de xénon. Notre méthode s'affranchit plus aisément des fluctuations possibles en énergie du générateur X et du développement du film.

II.3.3. Interférométrie différentielle

II.3.3.1. Principe de l'interférométrie différentielle

Le montage d'interférométrie différentielle implanté sur le tube à choc est présenté sur la figure (II.3.10.). Un condenseur placé entre la source lumineuse et le biprisme B1 forme une image I1 de cette source dans ce biprisme. L'image I2 conjuguée de I1 par les deux lentilles L1 et L2 se forme dans le biprisme B2. La veine d'expérience est alors éclairée en faisceaux parallèles. Les faisceaux lumineux sont ensuite récupérés par un appareil photographique 24x36 équipé d'un objectif 85 mm.

Le principe de l'interférométrie différentielle à biprisme de Wollaston est détaillée par Gontier [1957, 1959]. La figure (II.3.11.) montre le trajet des rayons lumineux dans les cristaux biréfringents, qui sont ici des biprismes de Wollaston constitués de deux prismes en quartz d'axes optiques a et b, de même angle α , croisés et collés. On désigne par Π le plan médian du biprisme, perpendiculaire au premier axe optique défini ci-dessus et coupant le plan diagonal suivant une droite équidistante des deux faces; on note ξ l'abscisse de ce plan .

Un polariseur placé en amont du biprisme B1 polarise toute vibration lumineuse incidente à 45° par rapport aux axes optiques a et b. A l'aval du biprisme B2, on place un analyseur, croisé et parallèle au polariseur. A la traversée du biprisme B1, chaque rayon incident est séparé en deux rayons de vibrations orthogonales, d'amplitudes sensiblement égales. Ces rayons forment entre eux un angle ε appelé angle de biréfringence. Cet angle dépend de l'angle de collage α du biprisme et des indices ordinaire et extraordinaire du quartz, par la relation :

$$\varepsilon = 2(n_{ex} - n_{or}) \tan \alpha \quad (II.3.3.1)$$

C'est cet angle qui détermine la sensibilité de la méthode. Plus ε est grand, plus la différence de marche initiale Δ entre les deux faisceaux qui interfèrent en absence de gradient d'indice est importante. On a :

$$\Delta = -\varepsilon(\xi_1 + \xi_2) \quad (\text{II.3.3.2})$$

où ξ_1 et ξ_2 sont les abscisses du plan médian des biprismes B1 et B2 par rapport à l'axe optique.

Ce dispositif est dit compensateur car la différence de marche initiale est réglable par translation d'un des biprismes. De plus, il est auto compensateur car la déviation des rayons lumineux produite par les gradients d'indice entraîne des variations de longueurs optiques dans l'air et dans les biprismes qui se compensent. Il en résulte que la différence de marche mesurée ne dépend que de l'objet étudié.

La différence de marche produite par l'objet, appelée différence de marche complémentaire, s'écrit :

$$\delta - \Delta = dE = \theta_y dy = \varepsilon f \theta_y \quad (\text{II.3.3.3})$$

où dE est la différence d'épaisseur optique,
 θ_y la déviation des faisceaux lumineux,
 f la focale des lentilles.

La déviation des rayons lumineux θ_y est fonction du gradient d'indice de réfraction, et donc du gradient de masse volumique par la relation de Gladstone-Dale, on a :

$$\delta - \Delta = \varepsilon f L \frac{dn}{dy} = \varepsilon f K L \frac{d\rho}{dy} \quad (\text{II.3.3.4})$$

où K est la constante de Gladstone-Dale dépendant du gaz considéré,
 n l'indice de réfraction du milieu,
 ρ la masse volumique du milieu,
 L la largeur de la veine.

En présence de l'objet, la différence de marche δ entre les rayons 1 et 2 dans l'objet et dans le biprisme, est fonction de la distance focale f de la lentille et déviation θ_y des rayons lumineux :

$$\delta = \varepsilon [-(\xi_1 + \xi_2) + f \theta_y] \quad (\text{II.3.3.5})$$

Comme nous travaillons en lumière blanche et que le polariseur et l'analyseur sont placés parallèlement, en défocalisant un des deux biprismes, nous obtenons un système de franges colorées dont la frange centrale est blanche (Figure II.3.12.). De part et d'autre de cette frange, et pour des valeurs croissantes de la différence de marche initiale, les teintes de couleur se succèdent. Le déphasage dû à la différence de marche initiale entraîne une disparition de certaines longueurs d'ondes et donc, de certaines couleurs dans le spectre continu de la lumière blanche. A la sortie de l'analyseur, la lumière reconstituée n'est plus blanche. Les teintes dites du 1er ordre sont celles qui sont obtenues pour des déphasages compris entre 0,3 et 0,8 μm . Celles du second ordre correspondent au groupe de déphasages supérieurs. Le système biréfringent permet d'obtenir des teintes qui vont jusqu'au 6ème ordre. La sensibilité maximale est obtenue pour des teintes du 1er ordre car l'intensité lumineuse décroît avec le déphasage (Desse, [1990]).

Le montage d'interférométrie différentielle initialement prévu sur le tube à choc (figure II.3.13.) était différent de celui utilisé dans les expériences présentées. Ce montage était constitué d'un seul biprisme et d'un miroir sphérique placé derrière la veine d'expérience. Ce système est à double traversée de la veine. Les faisceaux lumineux traversent le biprisme, sont déviés une première fois dans la chambre d'expérience. Ils viennent ensuite se réfléchir sur le miroir sphérique, sont déviés une seconde fois et viennent se reformer dans le même biprisme.

Du fait de la présence de forts gradients d'indice dans la zone de mélange, la déviation des rayons lumineux, multipliée par deux à cause de la double traversée, est importante. Ces faisceaux sont alors coupés soit au niveau du biprisme (en passant sous le biprisme) soit au niveau de la caméra. Dans ce cas, la zone de mélange apparaît comme une large zone noire (comparable à celle observée en strioscopie).

Le montage à double biprisme mis en œuvre est d'une part à simple traversée (les faisceaux ne sont déviés qu'une seule fois). D'autre part, il permet de déplacer le biprisme B2 perpendiculairement à l'axe optique de manière à positionner le faisceau lumineux, en l'absence de gradient d'indices, en haut de ce biprisme. Mais l'utilisation de la caméra sur le montage actuel est impossible : en effet les faisceaux déviés traversent le biprisme B2 mais sont interceptés dans la caméra.

II.3.3.2. Dispositif expérimental

Le montage interférentiel réalise des interférogrammes instantanés en lumière blanche polarisée. Il n'est pas nécessaire de compenser les épaisseurs optiques des hublots de la veine d'expérience puisque ceux-ci sont traversés à la fois par les deux faisceaux. Dans le montage réalisé, le biprisme B1 est placé à la focale de la lentille L1, le biprisme B2 au voisinage de la focale de la lentille L2. B1 et B2 sont positionnés perpendiculairement à l'axe optique.

Les biprismes utilisés pour ces expériences ont des angles de collage α égaux à $0,5^\circ$ et 1° , soit un angle de biréfringence ε de $0,009^\circ$ et $0,018^\circ$. Les lentilles achromatiques L1 et L2 ont un diamètre de 100 mm et leur distance focale est de 608 mm. La source lumineuse utilisée est un flash de même technologie que celui utilisé au Caltech, produisant une étincelle d'une durée de 400 ns et d'énergie lumineuse de 25 mJ.

Il est possible d'effectuer le dépouillement des interférogrammes obtenus à l'aide de la table d'étalonnage du biprisme. On peut ainsi déterminer l'indice de réfraction local dans la zone de mélange.

II.3.3.3. Principe de dépouillement

II.3.3.3.a. Choix des biprismes et de la focale des lentilles

Dans le montage implanté sur le tube à choc, les biprismes sont placés aux focales de chacune des lentilles, ce qui permet d'obtenir une teinte de fond uniforme. La table d'étalonnage donne les variations des teintes obtenues en fonction de la position ($\xi - \xi_1$) du biprisme B1. Le spectre des teintes est symétrique par rapport à la frange centrale blanche.

Les clichés présentés sur la figure (II.3.14.) ont été obtenus par interférométrie différentielle avec des biprismes d'angles de collage $\alpha = 0,5^\circ$ (a) et 1° (b), à $t = 1040 \mu s$. La partie haute des clichés, de couleur uniforme jaune orangée correspond à l'air; on distingue, dans la partie supérieure, un trait clair représentant le choc réfléchi sur la paroi finale du tube. Puis, on observe un dégradé de couleurs (variant suivant les biprismes utilisés) équivalent à l'interface. Enfin, dans la partie inférieure, on voit une zone granuleuse jaune orangée

représentant le SF6. Cette zone apparemment turbulente est due à l'interaction de la zone de mélange avec la couche limite créée par le passage du choc incident.

On remarque que le dégradé de couleurs est différent suivant le biprisme utilisé. Le nombre de teintes dans l'interface est supérieur sur le cliché réalisé avec des biprismes de $0,5^\circ$ (a) par rapport à l'interférogramme réalisé avec des biprismes de 1° (b). En effet, quand on augmente l'angle de collage α , l'angle de biréfringence ε augmente et donc également la différence de marche δ . La sensibilité de la méthode est donc plus grande. Néanmoins, si les gradients d'indice de réfraction sont plus forts (après interaction de l'interface avec le premier choc réfléchi), le nombre de teintes est trop important et l'interférogramme devient difficile à interpréter (figure II.3.15.). Il est donc important de choisir convenablement le biprisme suivant les différents gradients d'indices rencontrés.

De même, la différence de marche variant en fonction de la focale des lentilles, il est indispensable de choisir correctement ces lentilles. Nous avons utilisé des lentilles de focale égale à 608 mm.

II.3.3.3.b. Dépouillement des interférogrammes

Pour pouvoir déterminer le profil de masse volumique au travers de l'interface, il faut disposer d'au moins un point où la masse volumique est connue.

Pour dépouiller les interférogrammes, on relève les teintes rencontrées suivant l'axe du tube. A chaque teinte correspond une valeur de $(\xi - \xi_1)$, d'où la déviation de la projection des rayons lumineux sur yOz :

$$\theta_y = \frac{(\xi - \xi_1)}{f} \quad (\text{II.3.3.6})$$

Or, $\theta_y = \frac{1}{n_a} \frac{dE}{dy}$ avec n_a indice de réfraction de l'air ambiant. On pose $n_a = 1$

$$E \text{ est l'épaisseur optique et s'écrit : } E = (n - 1) L \quad (\text{II.3.3.7})$$

où L est l'épaisseur de la veine d'expérience

D'après la relation de Gladstone-Dale :

$$n - 1 = K \rho, \text{ avec } K \text{ constante fonction du gaz considéré (II.3.3.8)}$$

On obtient :

$$dE = L dn = L K d\rho \quad (\text{II.3.3.9})$$

donc :

$$\theta_y = \frac{dE}{dy} = L K \frac{d\rho}{dy} \quad (\text{II.3.3.10})$$

L'intégration de $\theta_y = f(y)$ détermine l'indice de réfraction en fonction de y .

$$E = \int \theta_y dy + cte = \int \theta_y dy + E_L \quad (\text{II.3.3.11})$$

E_L est l'épaisseur optique correspondant au gaz de référence sans gradient de masse volumique, s'exprimant par :

$$E_L = (n_L - 1) L \quad (\text{II.3.3.12})$$

$$\int \theta_y dy = E - E_L \quad (\text{II.3.3.13})$$

Donc :

$$\int \theta_y dy = (n - n_L) L \quad (\text{II.3.3.14})$$

On détermine ainsi n , indice de réfraction local dans la zone observée.

Le dépouillement des interférogrammes est effectué à l'aide du logiciel M.I.D.I. (Modélisation des couleurs d'un Interféromètre et Dépouillement des Interférogrammes) développé et commercialisé par l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (ONERA).

II.3.3.4. Méthode de dépouillement par le logiciel M.I.D.I.

La chaîne de traitement des interférogrammes se compose d'une caméra vidéo 3CCD de marque SONY, à sorties RVB (Rouge-Vert-Bleu) indépendantes, assurant la reprise des images obtenues avec l'appareil photographique, d'une carte de traitement d'images MVP et d'un micro-ordinateur type PC où est implanté le logiciel.

Le logiciel M.I.D.I. permet le calcul de l'intensité lumineuse des franges d'interférences en fonction de la différence de marche initiale. Il permet de construire numériquement l'échelle des teintes d'un interféromètre à biprisme de Wollaston.

Le modèle des teintes est construit en utilisant le spectre de la source lumineuse Xénon/Mercure, les fonctions de transfert des filtres RVB de la caméra vidéo et les données

expérimentales (focales des lentilles, nature et angle du biprisme, positions du biprisme en x et y). L'intensité des franges d'interférences est calculée sur les trois voies RVB. Lorsque la différence de marche varie, une palette de couleurs numériques est alors créée. Cette palette de franges numérisée peut être comparée à la palette de franges obtenue expérimentalement. On ajuste le modèle en faisant coïncider les deux palettes numérique et expérimentale. Pour cela on fait varier les positions du biprisme en x et y.

Le dépouillement des interférogrammes s'effectue en comparant l'intensité de chaque pixel de l'image à analyser, aux intensités des différentes teintes, soit de la palette de teintes numérique créée, soit de la palette de teintes expérimentale. Cette comparaison est effectuée en plusieurs itérations avec une précision déterminée par l'opérateur. Le pourcentage de pixels dépouillés de l'image est donné après chaque itération. Le dépouillement consiste à identifier une couleur d'un pixel et à remplacer cette couleur par une valeur de la différence de marche créée par l'objet. Pour une même teinte, cette différence de marche est égale à la différence de marche initiale. Connaissant l'angle de biréfringence et la focale des lentilles, on déduit alors les déviations lumineuses sur chaque colonne de pixels. L'intégration de ces déviations lumineuses donne l'épaisseur optique. On détermine ainsi un profil d'indice de réfraction sur chaque colonne de pixels de l'image.

II.3.3.5. Détermination de la masse volumique partielle

Dans le cas d'un mélange de deux gaz, Merzkirch [1987] montre que la relation de Gladstone-Dale peut s'écrire :

$$n-1 = K\rho = K_1\rho_1 + K_2\rho_2 \quad (\text{II.3.3.15})$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les masses volumiques partielles des gaz 1 et 2 dans la zone de mélange,
et K_1 et K_2 les constantes de Gladstone-Dale de chaque gaz.

$$\text{De là :} \quad n-1 = (n_1-1) + (n_2-1) \quad (\text{II.3.3.16})$$

avec n_1 et n_2 indices de réfraction "partiels" des gaz 1 et 2.

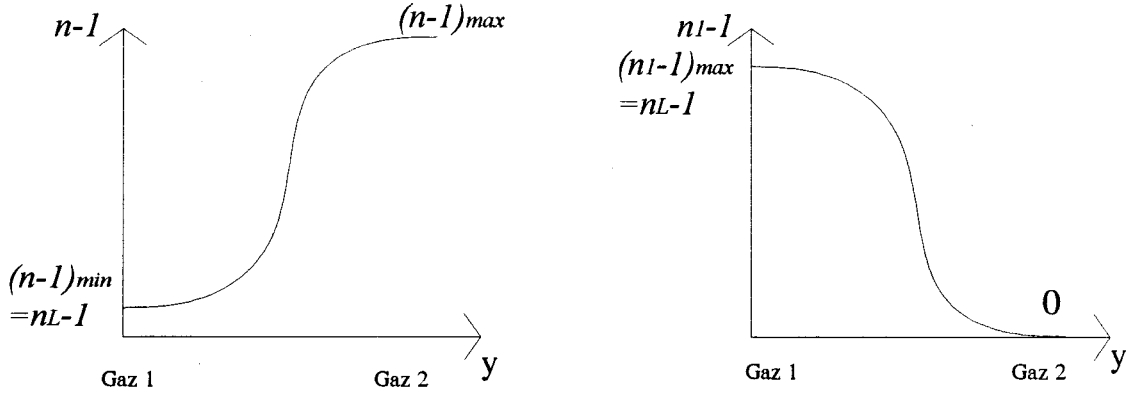
L'analyse d'un cliché interférométrique permet d'écrire l'équation suivante (cf paragraphe II.3.4.3.b) :

$$n(y) - n_L = (n(y) - 1) - (n_L - 1) = \frac{\int \theta_y dy}{L} \quad (\text{II.3.3.17})$$

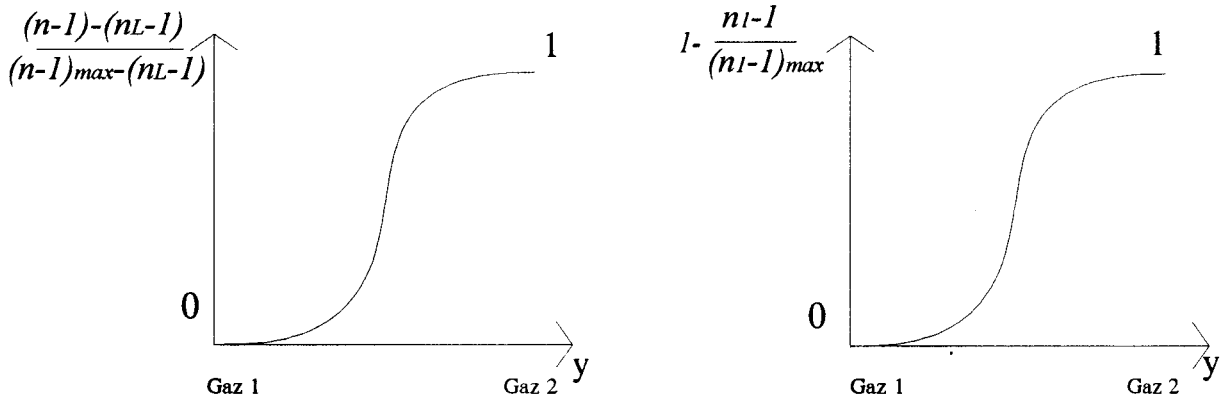
où θ_y est la déviation des rayons lumineux,

L la largeur de la veine d'expérience,
 $n(y)$ l'indice de réfraction local du mélange,
 et n_L l'indice de réfraction du gaz de référence.

Les profils de $(n - 1)$ et $(n_L - 1)$ sont des profils de masse volumique à une constante (k ou k_L) près .



Les courbes suivantes représentent les profils normalisés de $(n - 1)$ et $(n_L - 1)$:



Nous supposons que l'indice de réfraction partiel normalisé suit la même loi de distribution au travers de la zone de mélange que l'indice de réfraction local normalisé (Annexe B). A l'aide de la condition d'égalité aux frontières (dans le gaz 2), on déduit :

$$\frac{(n(y) - 1) - (n_L - 1)}{(n - 1)_{max} - (n_L - 1)} = 1 - \frac{n_1(y) - 1}{(n_L - 1)} \quad (\text{II.3.3.18})$$

On peut ainsi, connaissant $n(y)$ par mesure interférométrique, déterminer $n_I(y)$ au travers de l'interface :

$$n_1(y) - 1 = \left[1 - \frac{(n(y) - 1) - (n_L - 1)}{(n - 1)_{\max} - (n_L - 1)} \right] (n_L - 1) \quad (\text{II.3.3.19})$$

et donc le profil de masse volumique partielle du gaz 1 dans l'interface :

$$\rho_1(y) = \frac{n_1(y) - 1}{K_1} \quad (\text{II.3.3.20})$$

On peut alors déterminer $n_2(y) = n(y) - n_1(y) + 1$ et donc $\rho_2(y)$ masse volumique partielle du gaz 2 dans l'interface. Par suite nous pouvons calculer la masse volumique $\rho(y)$:

$$\rho(y) = \rho_1(y) + \rho_2(y) \quad (\text{II.3.3.21})$$

Les premiers résultats obtenus par cette méthode ont été publiés au XV^{ème} colloque de Cinématographie Rapide et Photonique à Antony (Rodriguez et al, [1994]).

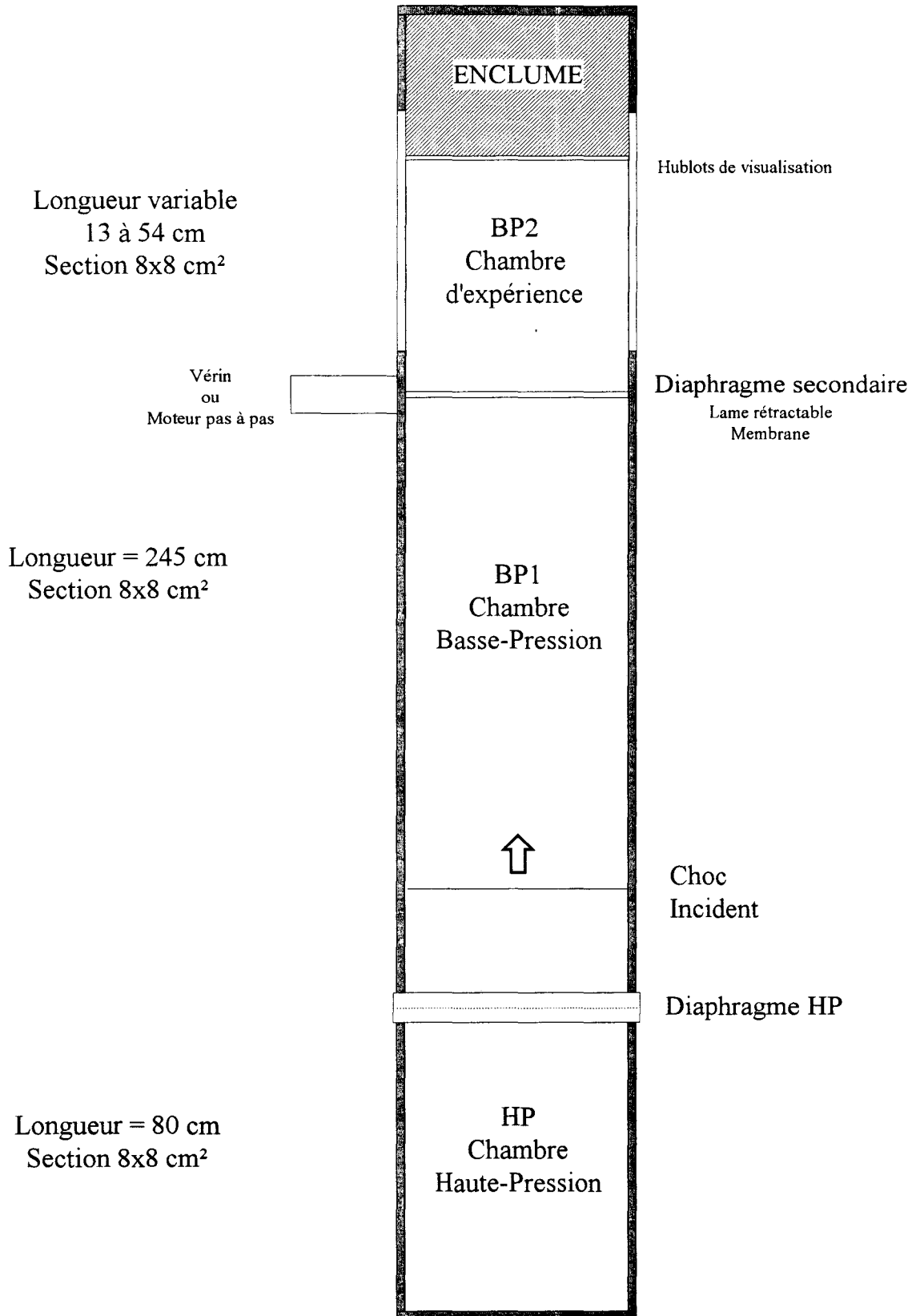


Figure II.2.1. : Schéma du tube à choc vertical

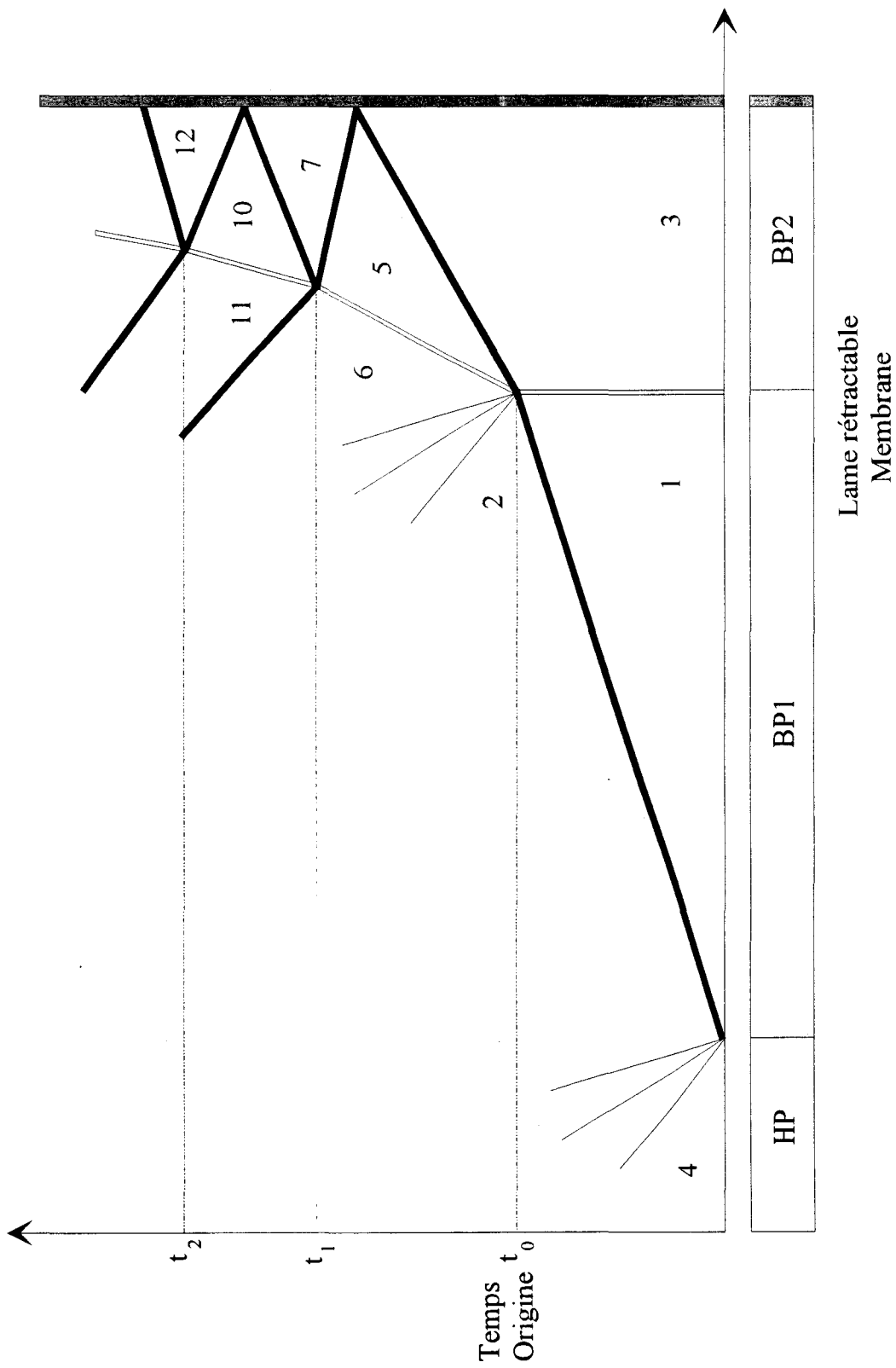


Figure II.2.2. : Diagramme (x,t) théorique

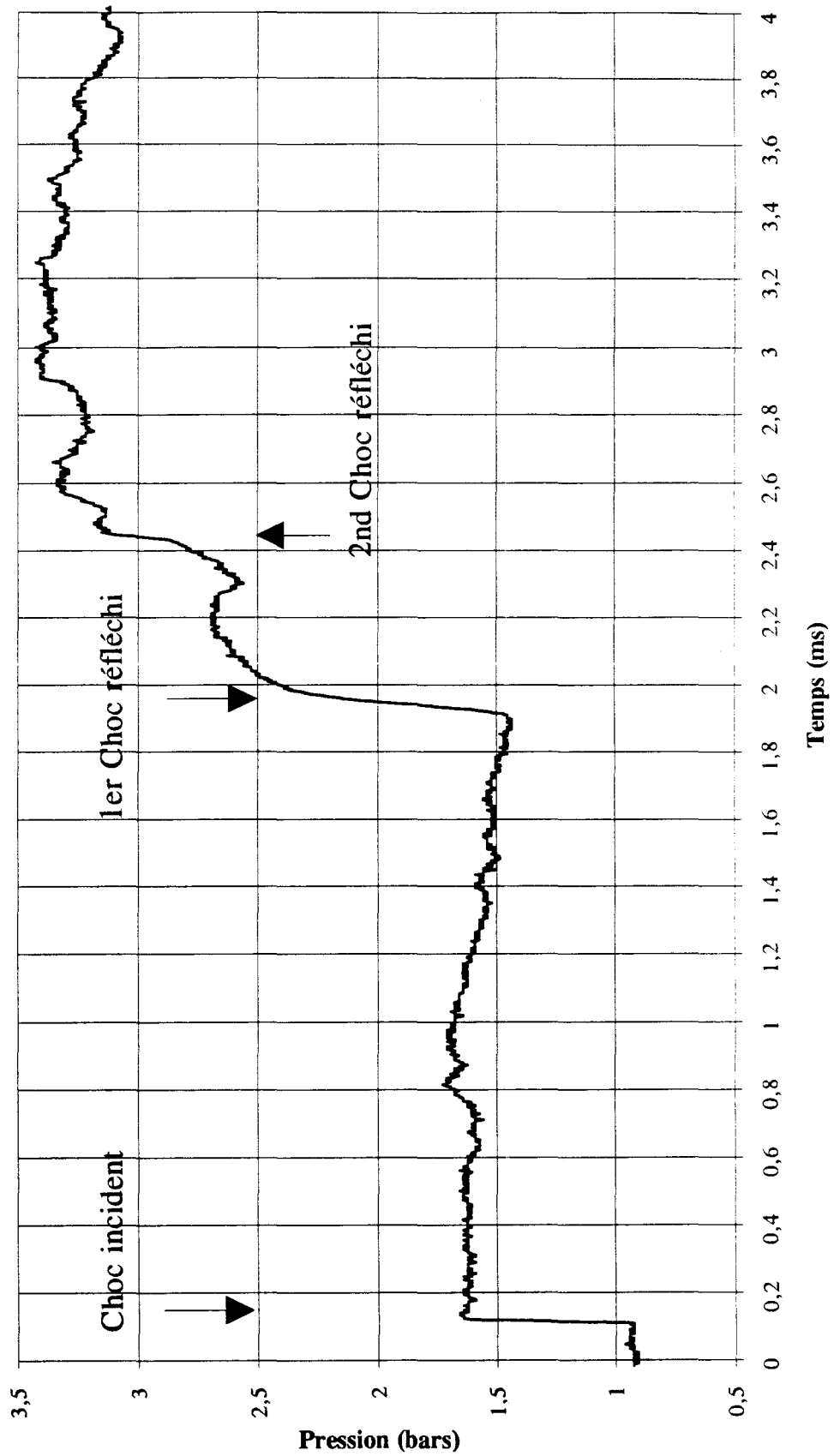


Figure II.2.3. : Signal de pression - Capteur PCB - SF6/Air - $M=1,45$.

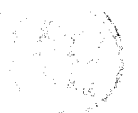
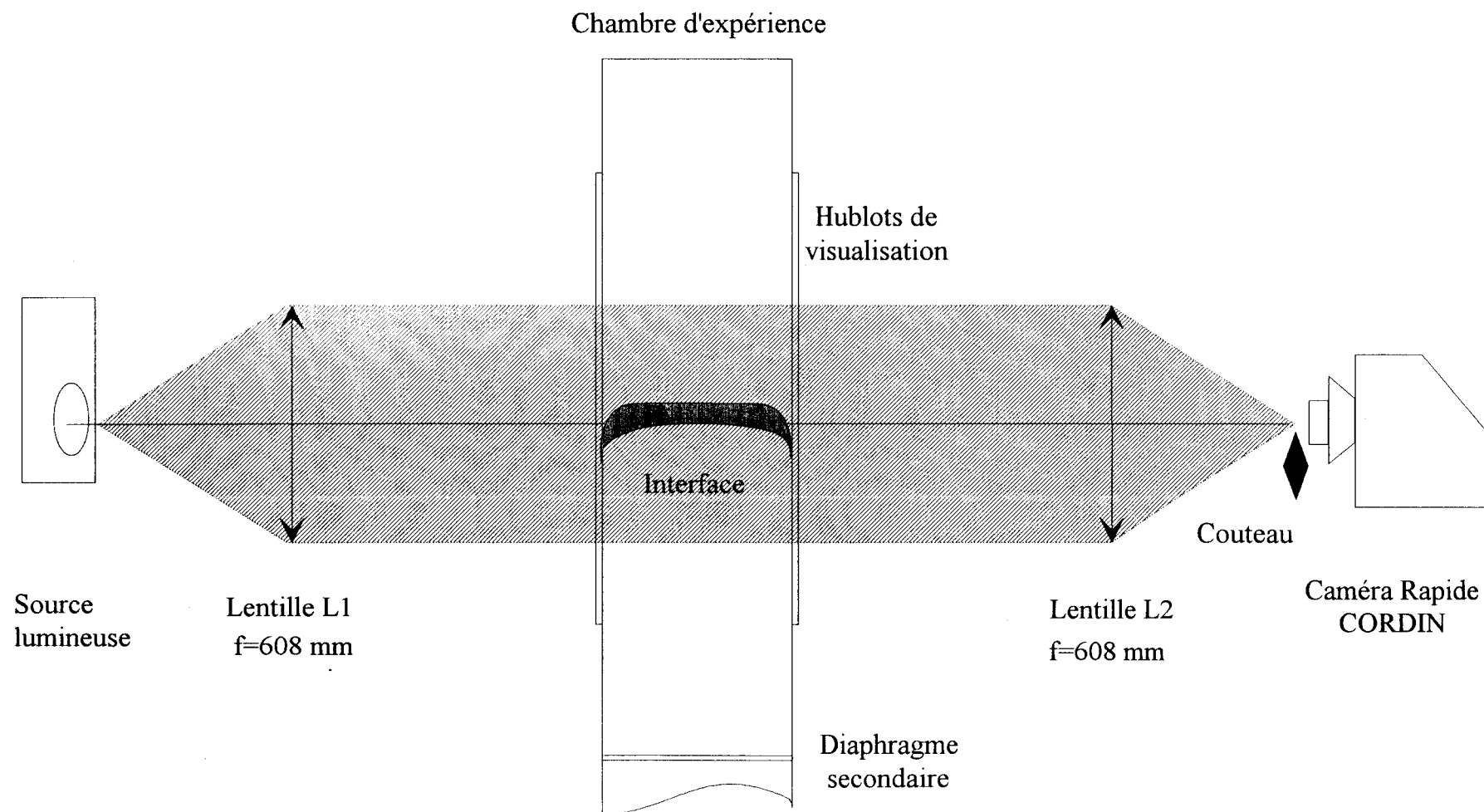


Figure II.3.1. : Montage stroboscopique



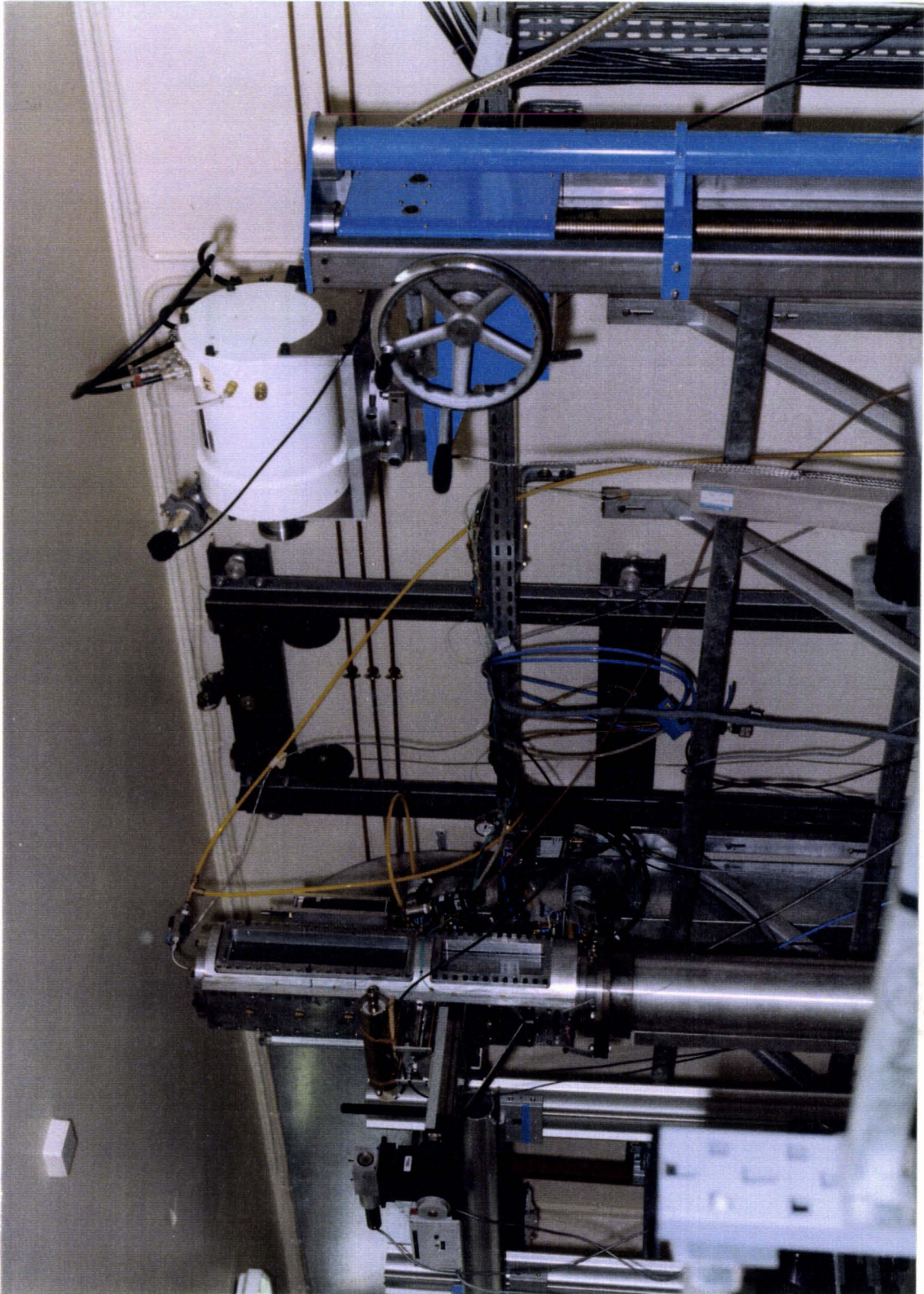


Figure II.3.2. : Installation radiographique sur le tube à choc

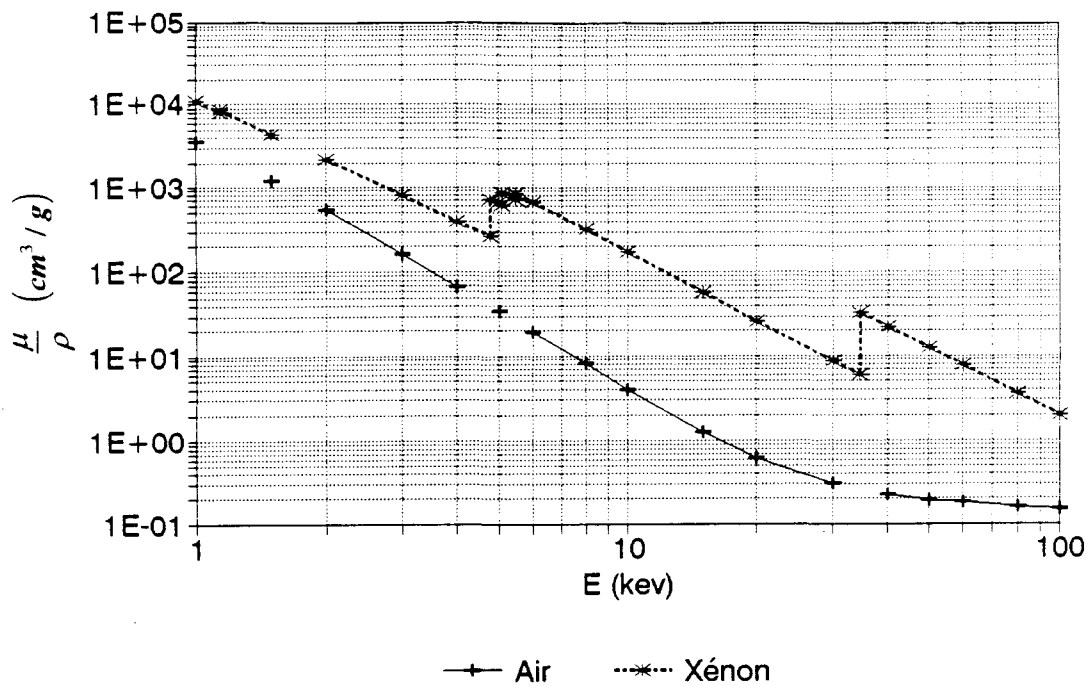


Figure II.3.3.a : Coefficients d'absorption du xénon et de l'air.

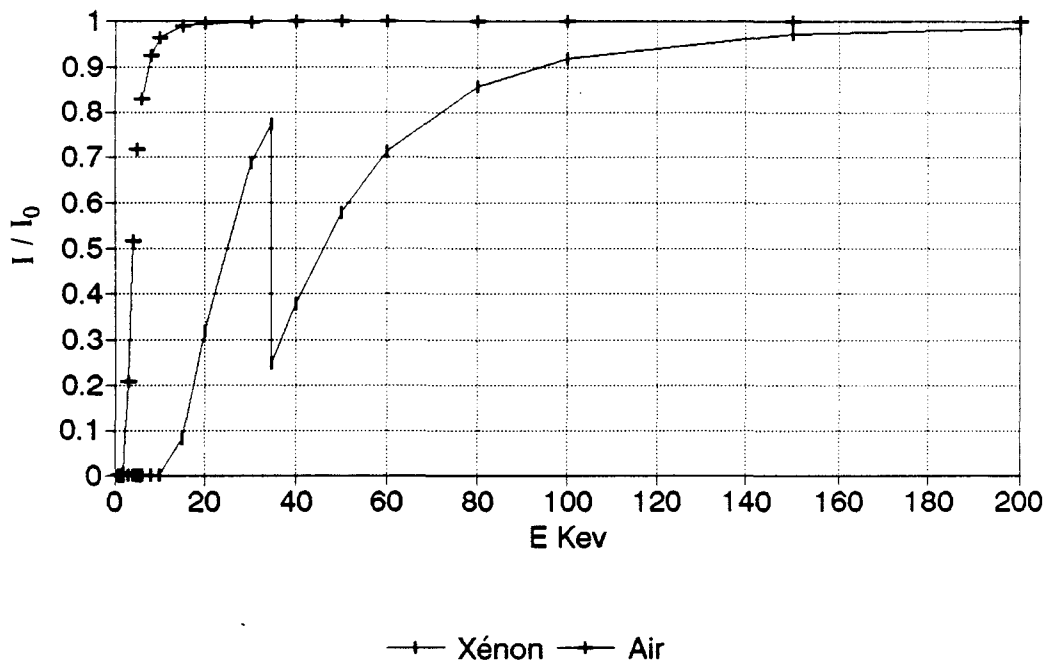


Figure II.3.3.b : Transmission des rayons X au travers de 8 cm de xénon et de 8 cm d'air.

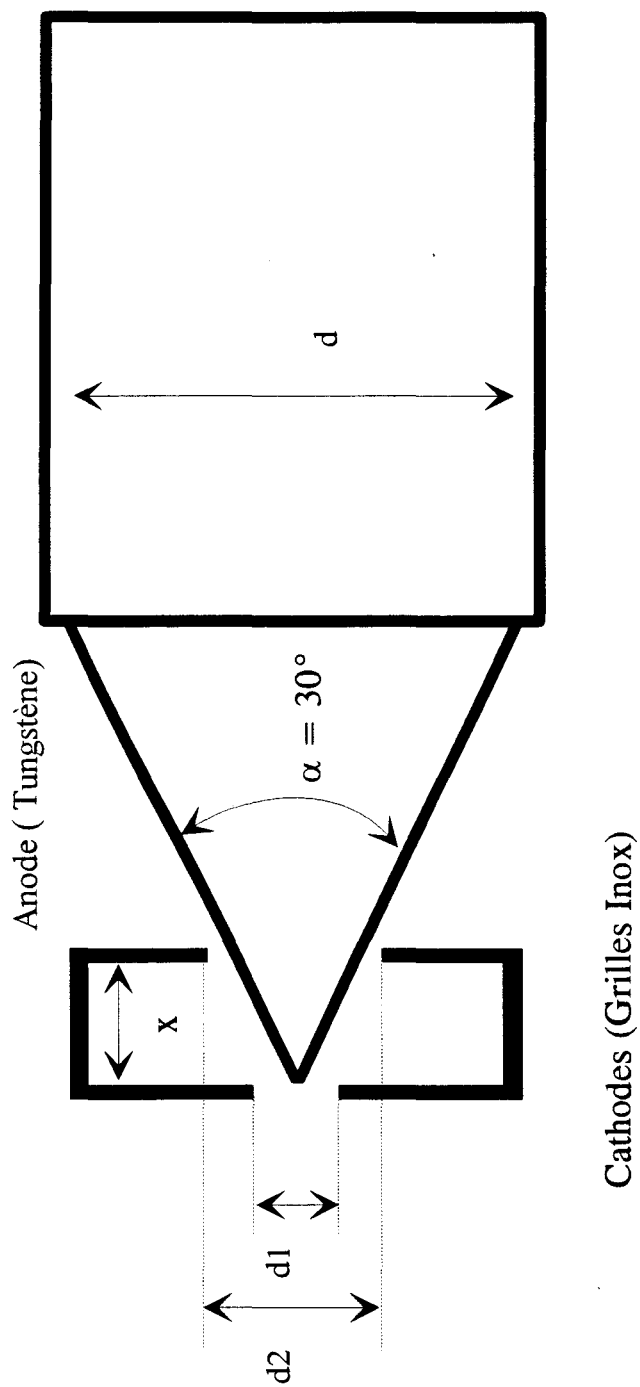


Figure II.3.4. : Electrodes du tube X

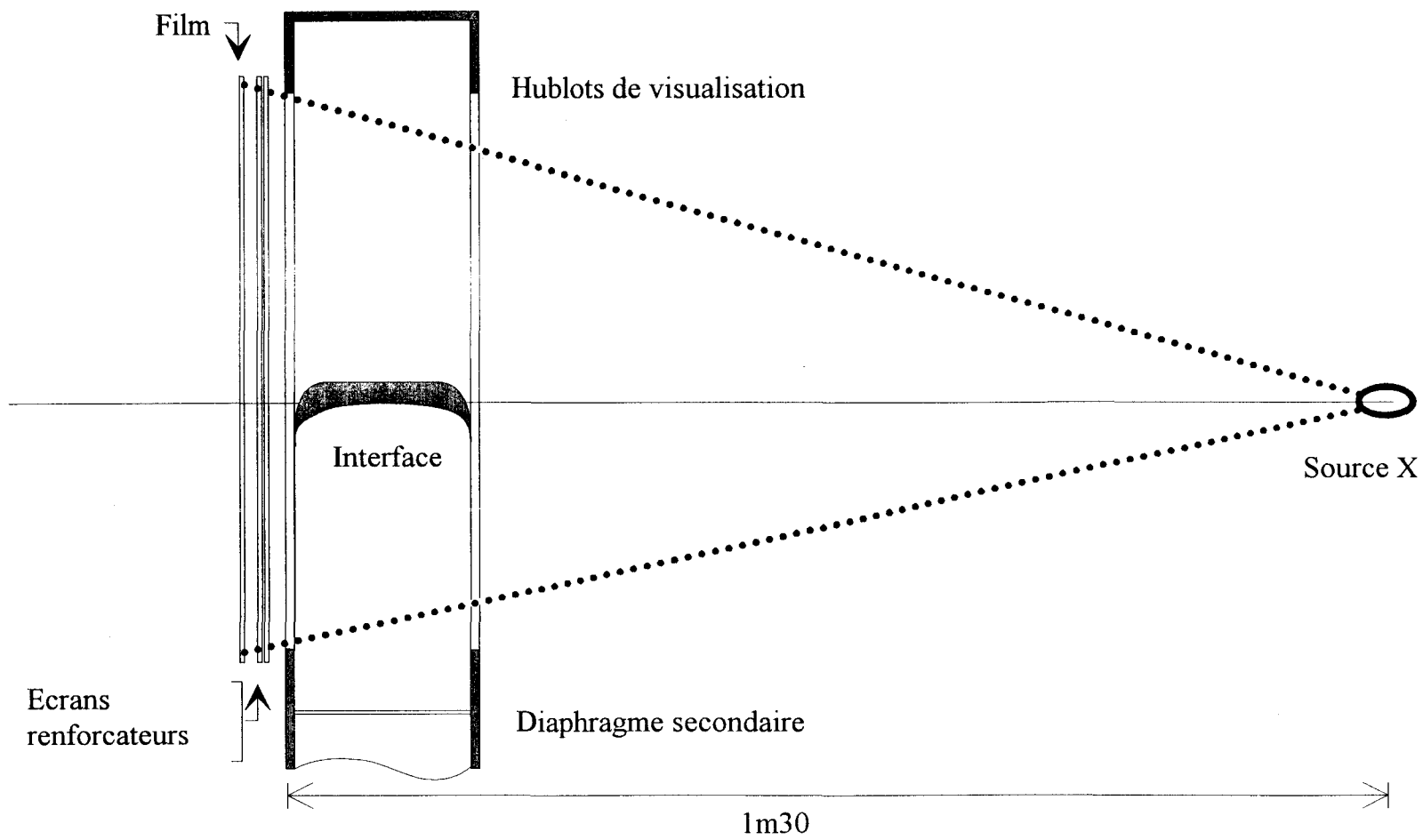


Figure II.3.5. : Montage radiographique

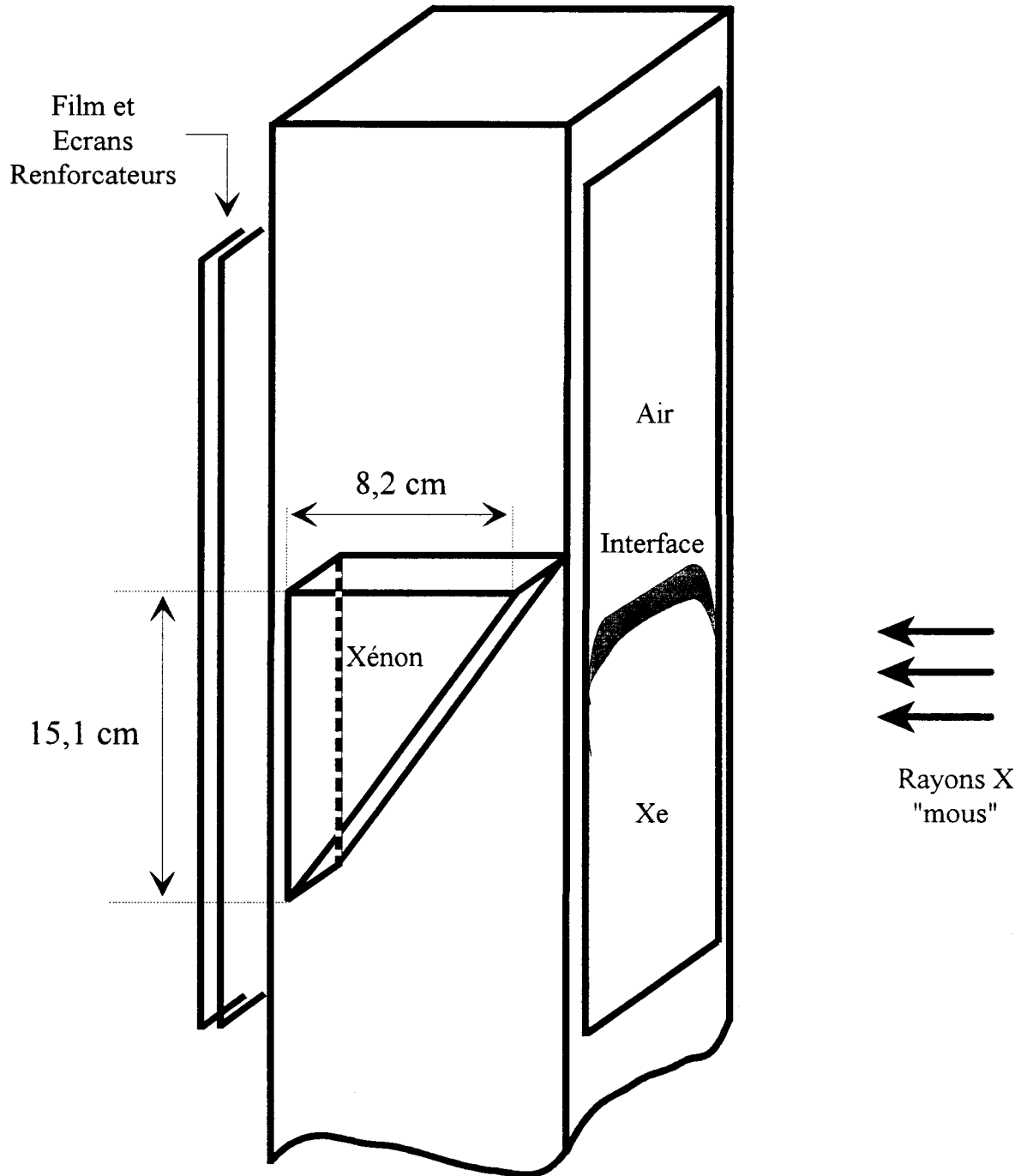


Figure II.3.6. : "Coin d'étalonnage" en radiographie



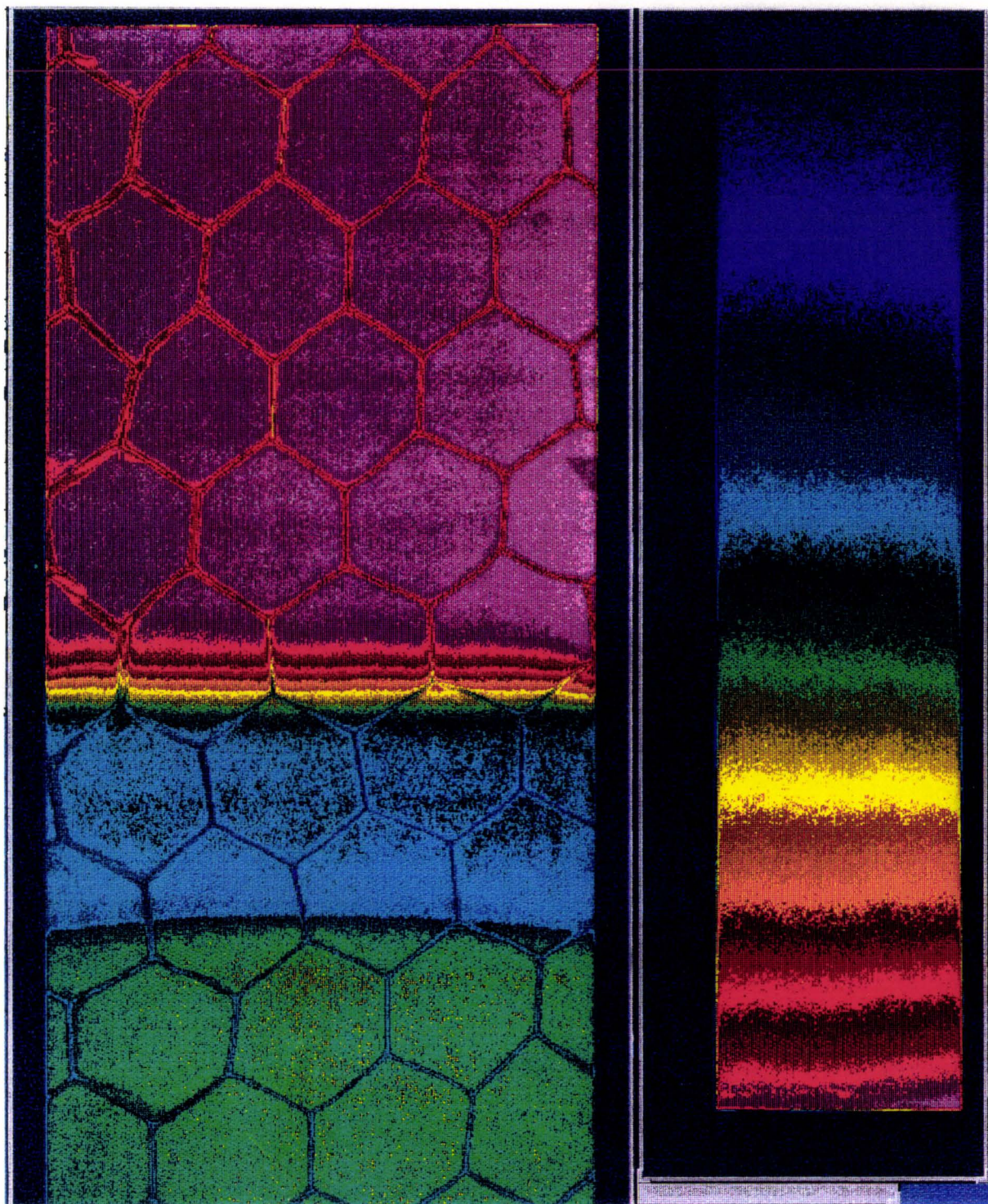


Figure II.3.7. : Cliché radiographique (Fausses couleurs) Xe/Air - $M=1,4$ - $t = 1340 \mu s$.

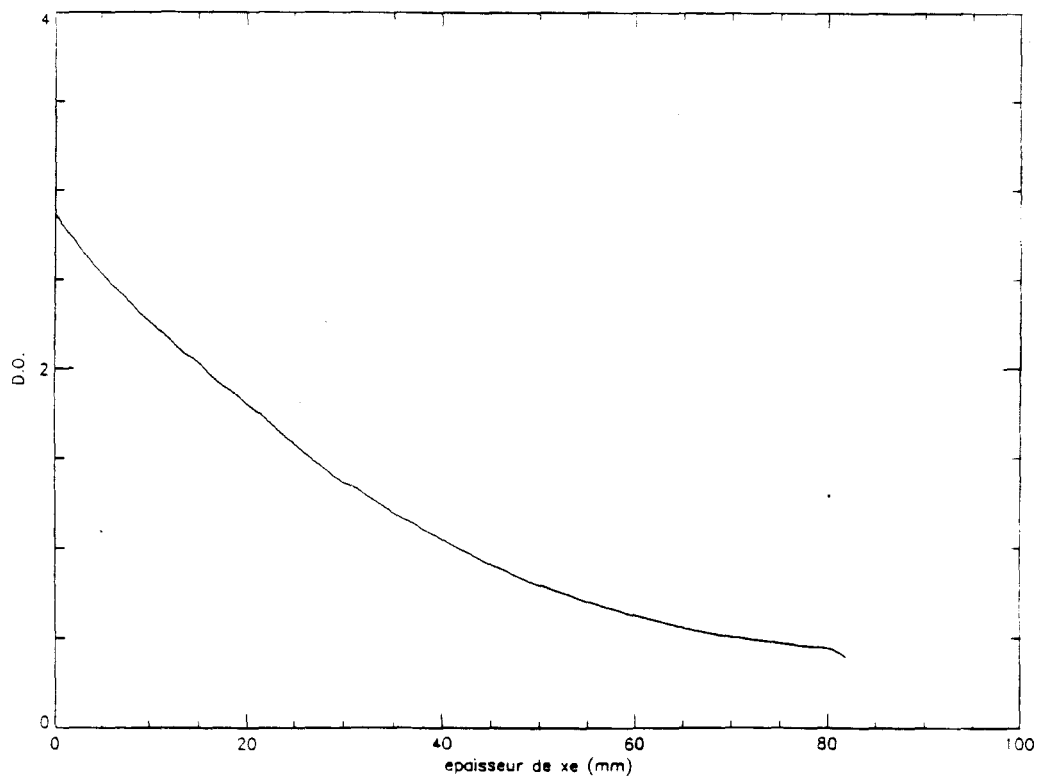
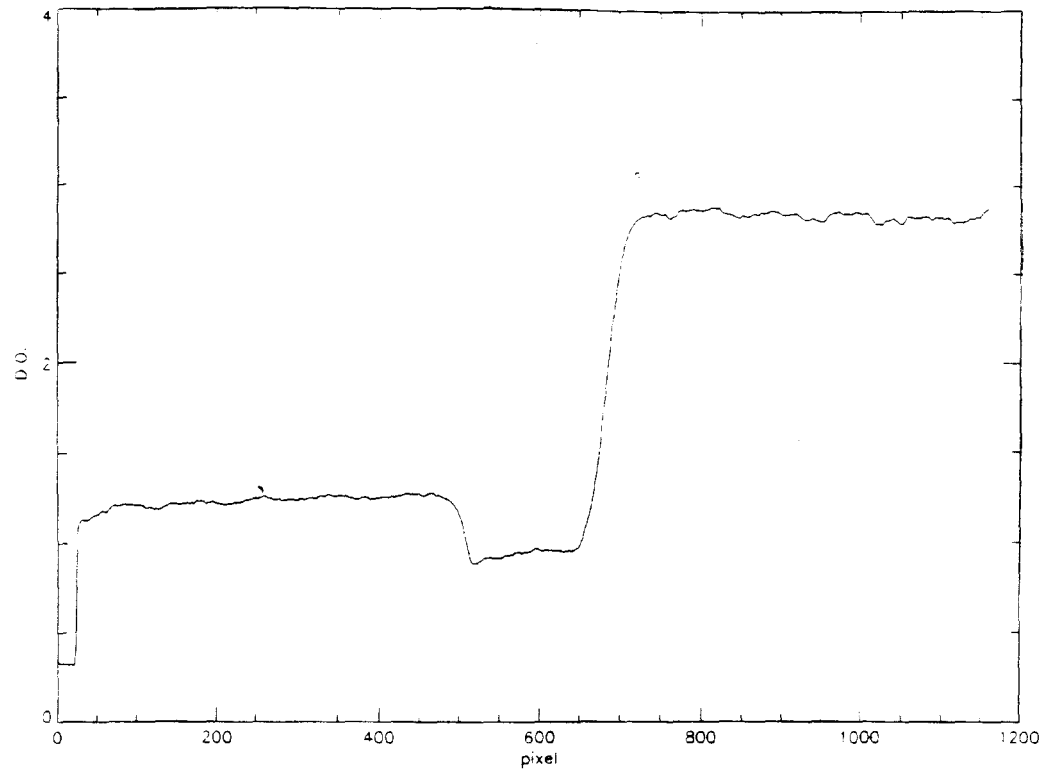


Figure II.3.8. : Coupe densitométrique de la radiographie au centre de l'image
Densité optique en fonction de l'épaisseur traversée dans le coin étalon ($p = 3$ bars).

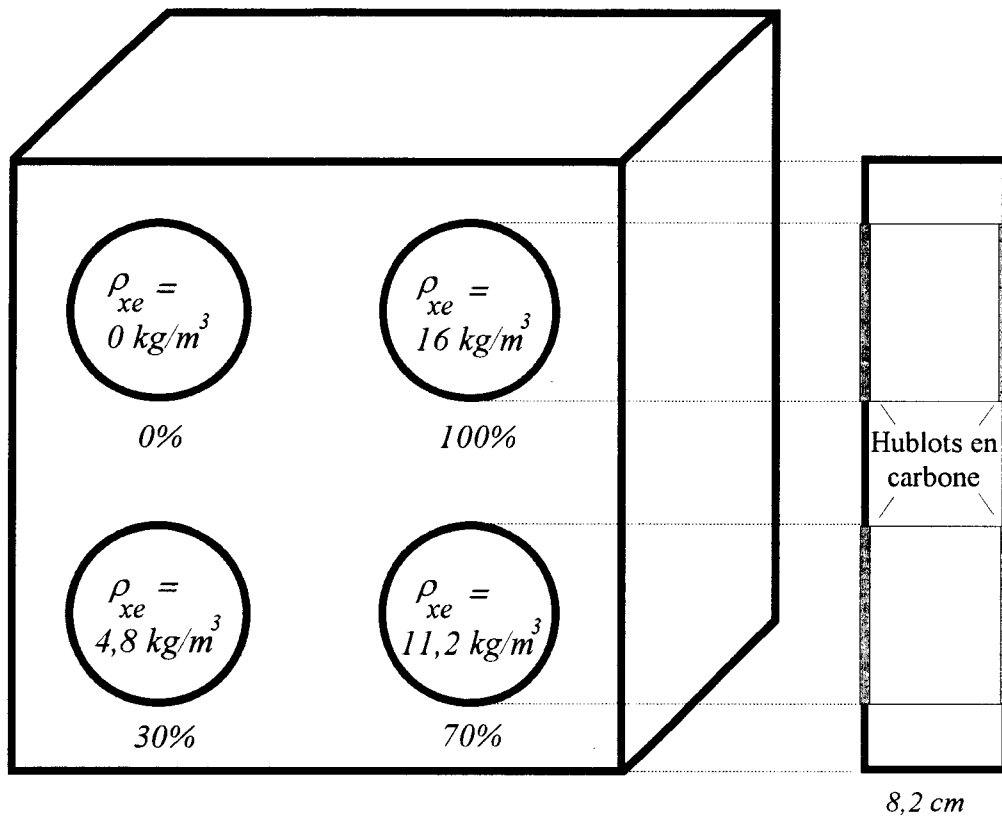
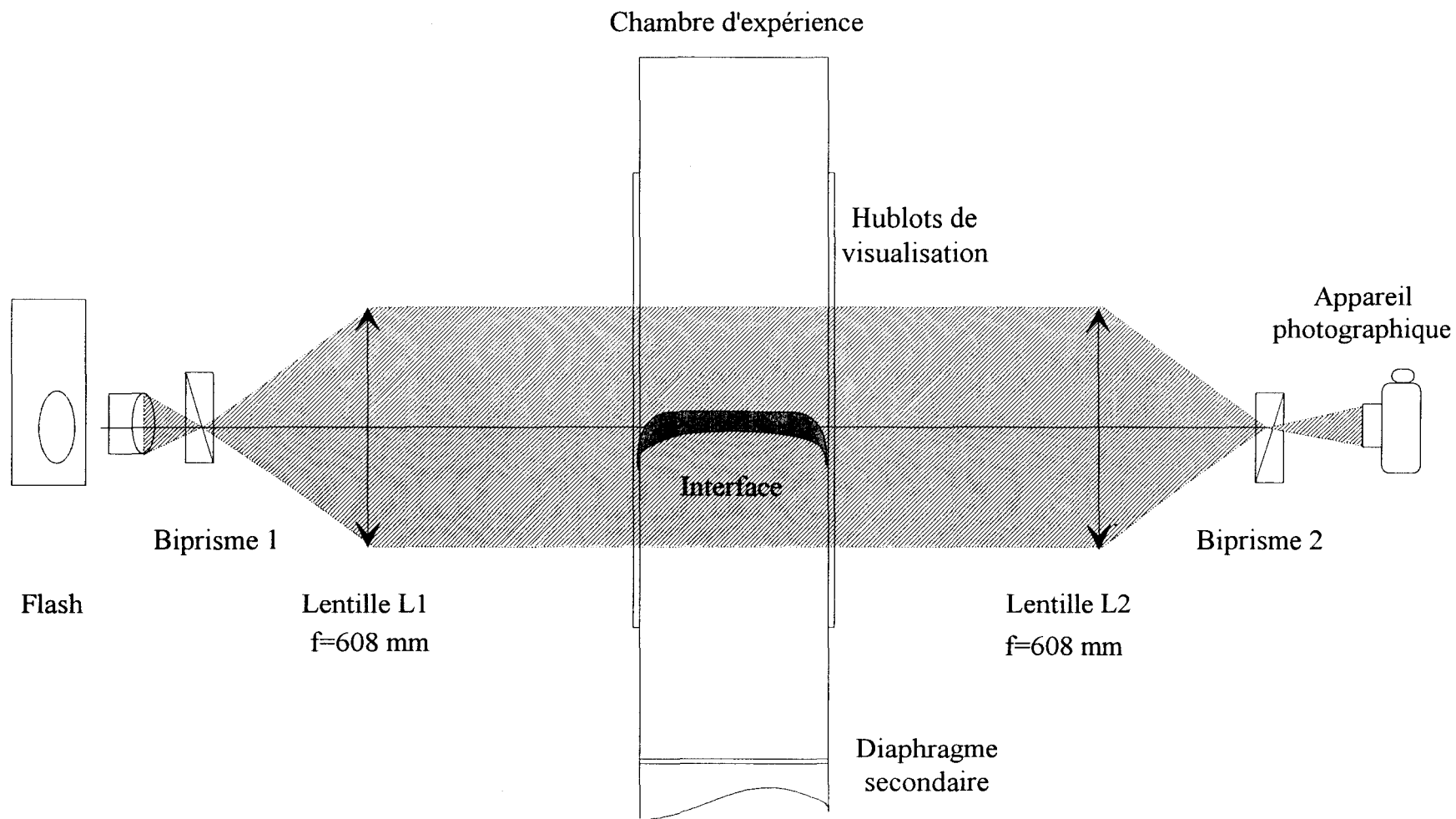


Figure II.3.9. : Maquette de validation

Figure II.3.10. : Montage d'interférométrie différentielle à double biprisme



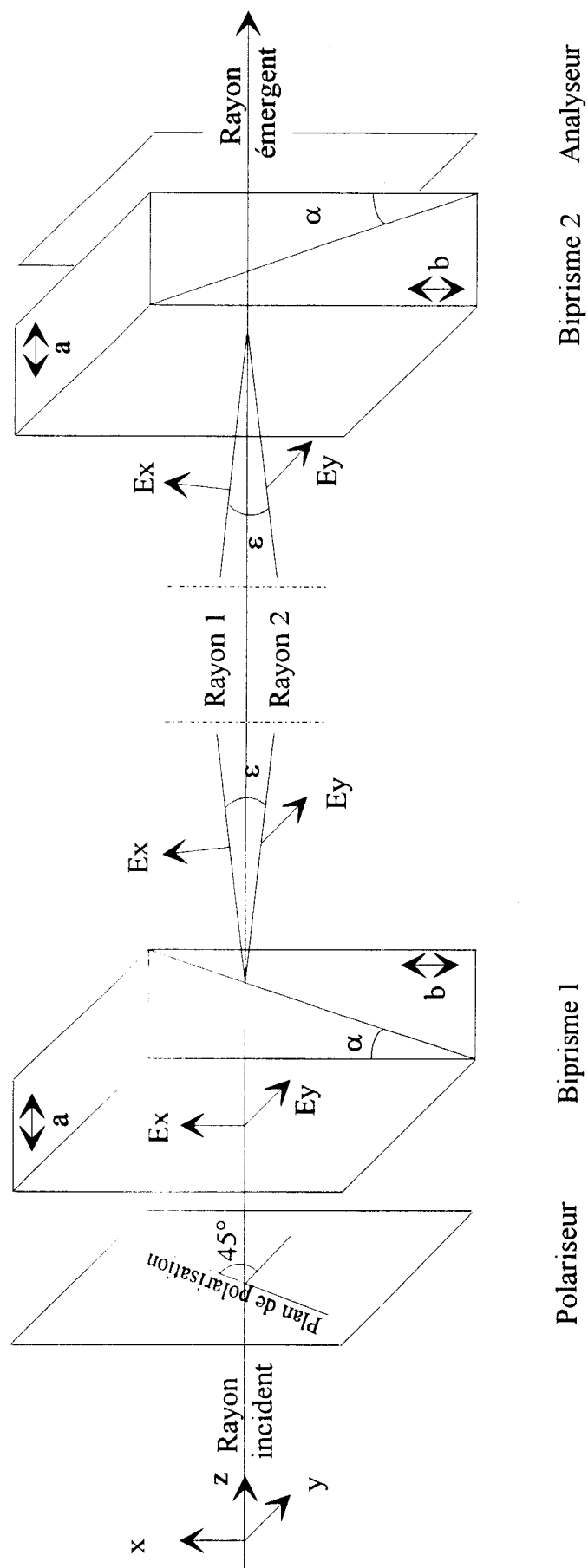


Figure II.3.11. : Trajet des faisceaux lumineux dans les biprismes

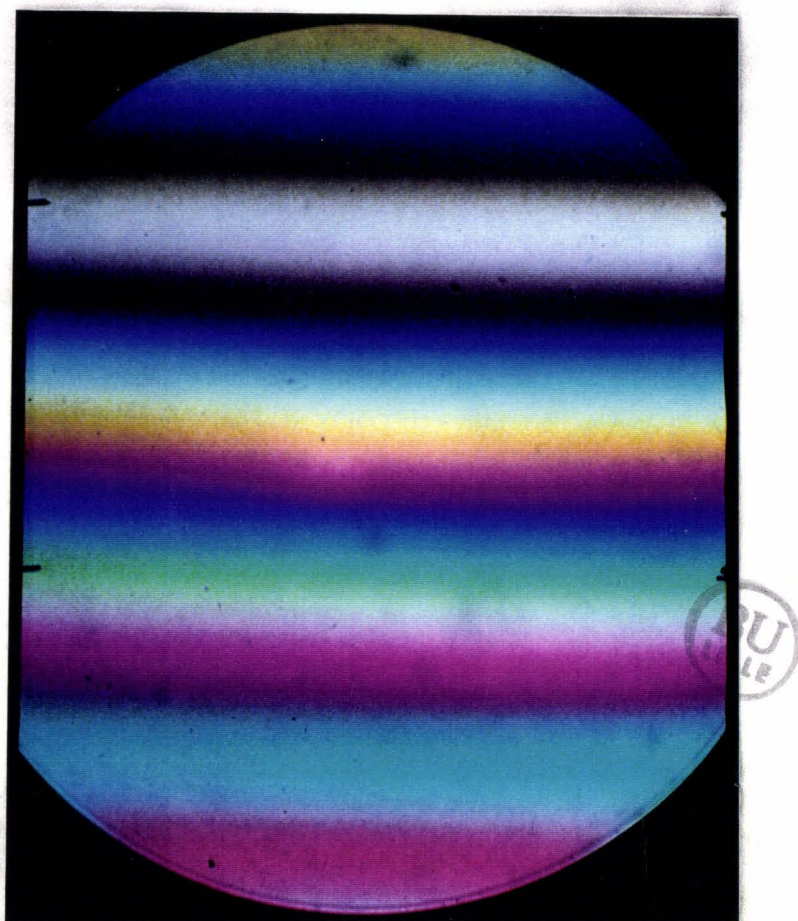


Figure II.3.12. : Franges d'interférences

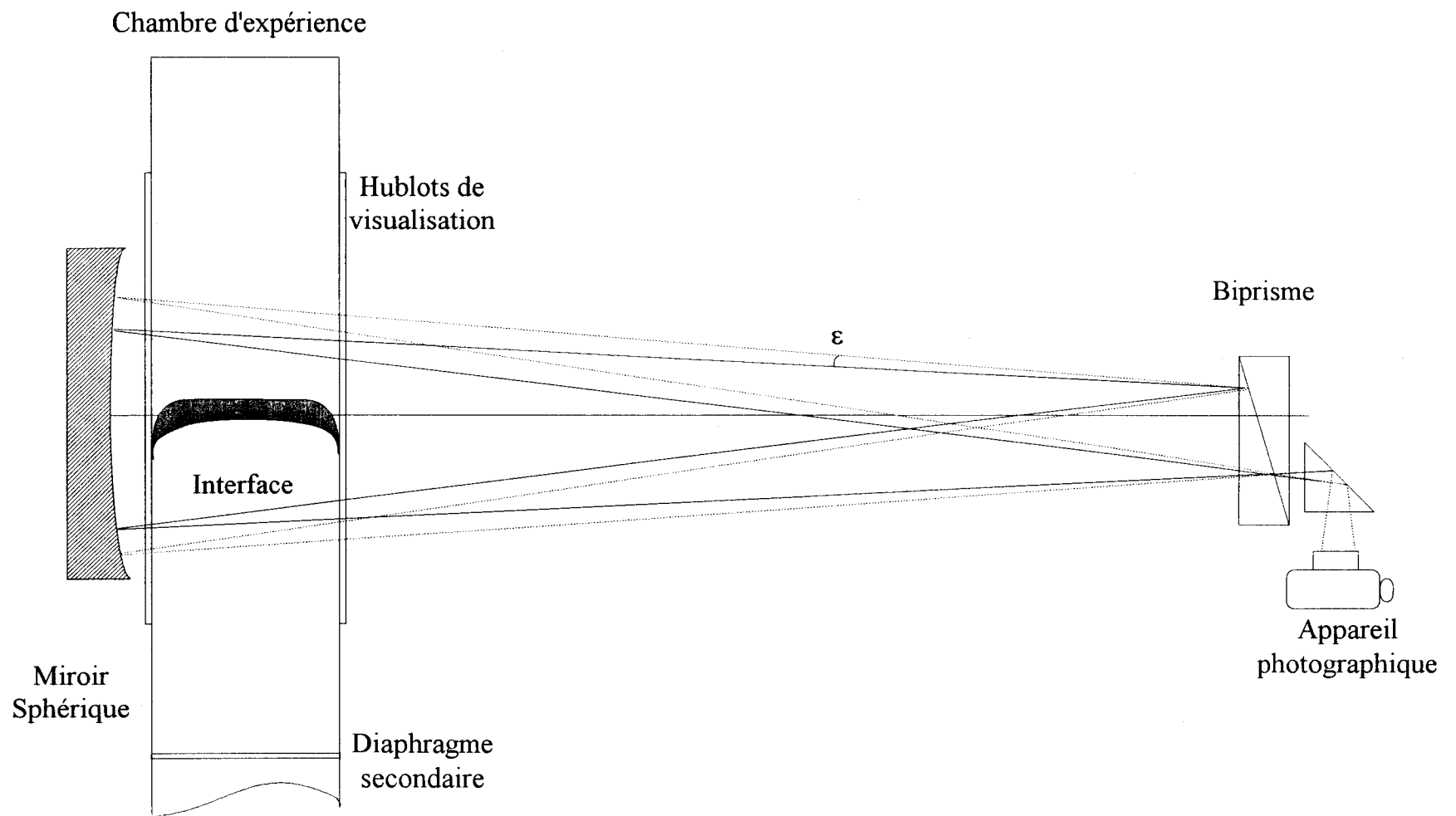
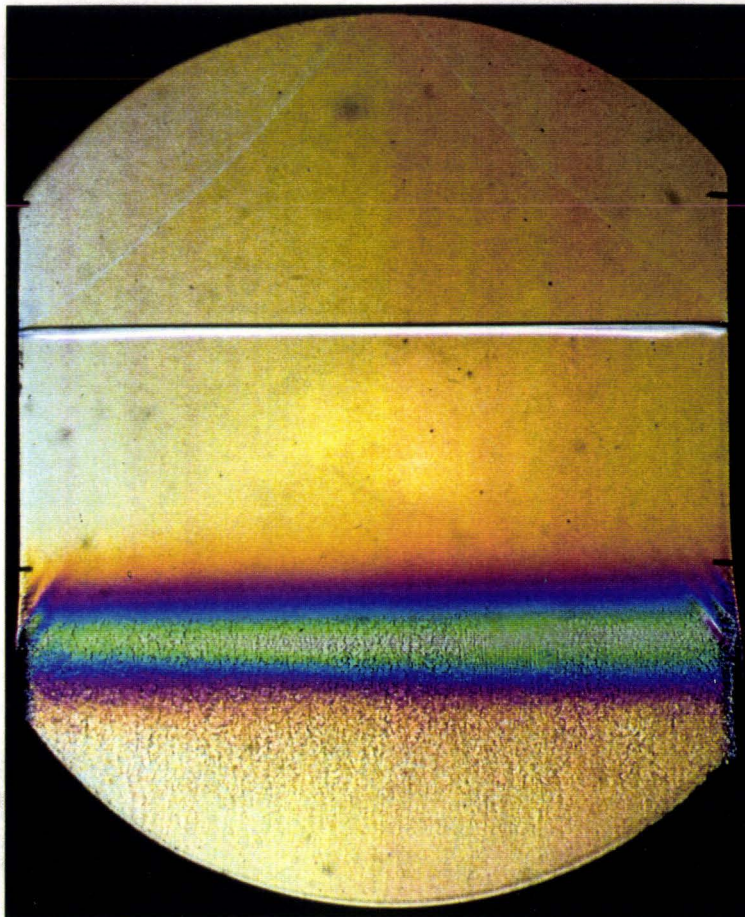
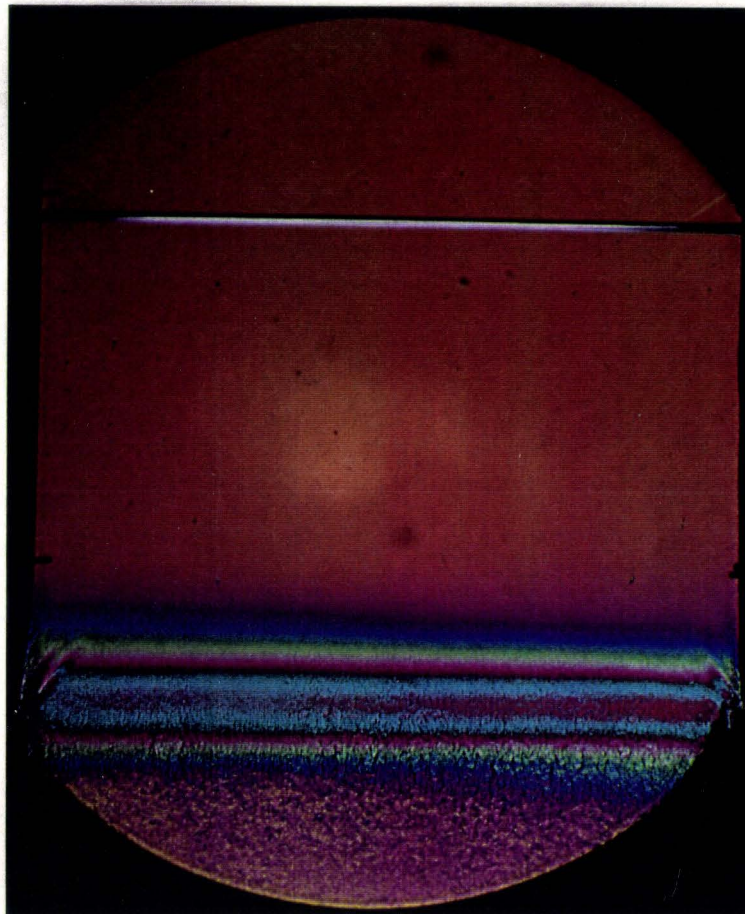


Figure II.3.13 : Montage d'interférométrie différentielle à un seul biprisme

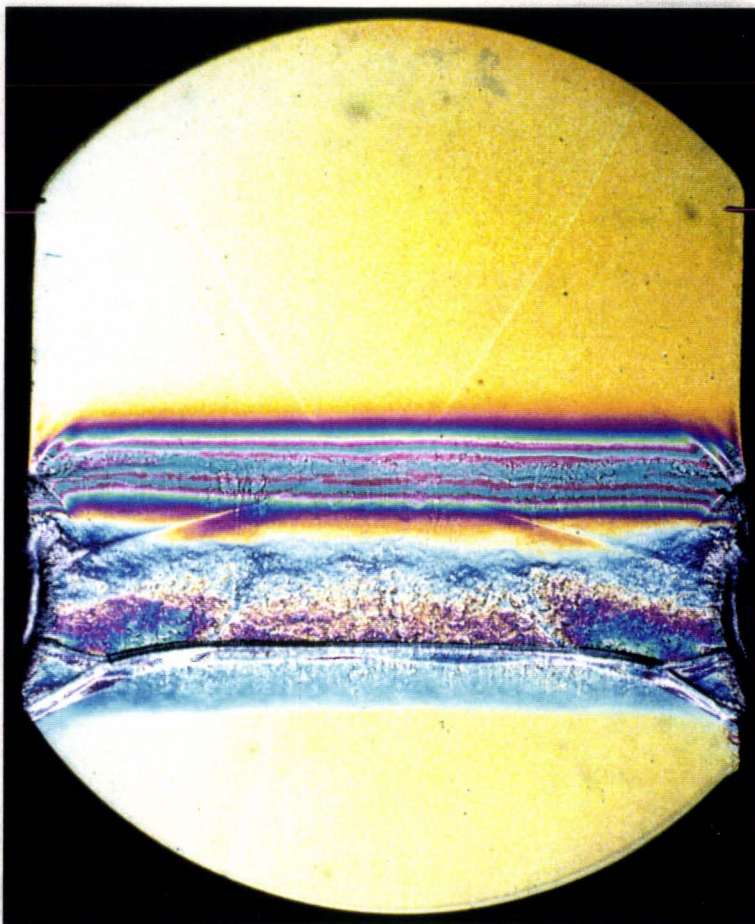


(a)
Biprisme $0,5^\circ$

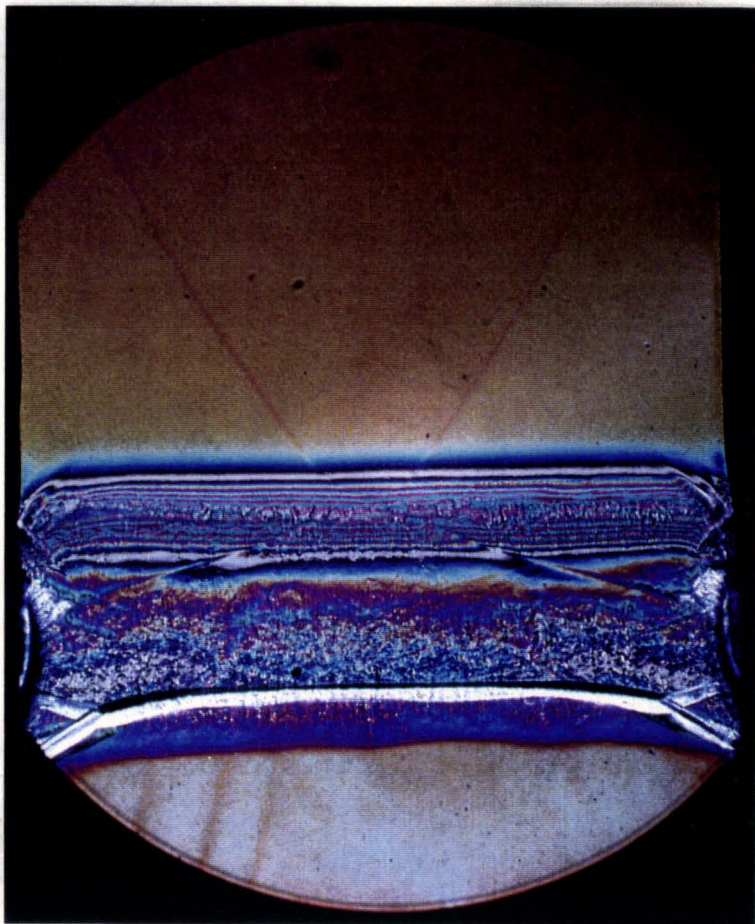


(b)
Biprisme 1°

Figure II.3.14. : Comparaison de clichés interférométriques - Interface continue SF6/Air.
Avant interaction interface - premier choc réfléchi



(a)
Biprisme $0,5^\circ$



(b)
Biprisme 1°

Figure II.3.15. : Comparaison de clichés interférométriques - Interface continue SF6/Air.
Après interaction interface - premier choc réfléchi

CHAPITRE III

INTERFACES CONTINUES SINUSOIDALES

III.1. Introduction

Dans ce chapitre sont décrites des expériences réalisées dans le but d'étudier une interface continue présentant une perturbation initiale quasi-sinusoïdale, soumise à une onde de choc incidente, puis à plusieurs ondes de choc réfléchies. L'amplitude de la perturbation initiale n'étant pas mesurable expérimentalement, les résultats ne peuvent pas être comparés directement à la théorie linéaire proposée par Brouillette (Eq I.2.2.12). Nous avons donc suivi la même démarche que Brouillette afin d'estimer l'amplitude initiale de la perturbation à partir d'une expérience de même nature.

Ces résultats ont été présentés à Cambridge en 1993, au 4th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (Rodriguez et al, [1993]).

III.2. Résultats expérimentaux

Les expériences rapportées ici concernent des interfaces SF₆/Air. Ces interfaces ont été réalisées en retirant rapidement la lame rétractable à l'aide d'un vérin et perpendiculairement à l'axe optique de visualisation. Le temps de rétraction est d'environ 2 s, la vitesse moyenne de rétraction de la lame est de 4 cm/s. En réalité, la lame est rétractée lentement en début de course et plus rapidement sur la fin. L'effet induit sur l'interface est d'ailleurs visible sur les clichés strioscopiques (figure III.2.1.). La lame est rétractée de la droite vers la gauche. On voit sur la droite du cliché, une partie plane correspondant au retrait lent de la lame; et à gauche, une zone perturbée correspondant à la fin de course plus rapide. Le temps entre la

rétraction complète de la lame et l'interaction choc incident-interface initiale est d'environ 570 ms. Pour ces expériences, la distance interface initiale-paroi finale du tube est de 155 mm afin de pouvoir enregistrer le phénomène continûment sans déplacer la caméra.

Les clichés strioscopiques sont obtenus à l'aide d'une caméra rapide. Le temps de prise de vue est d'environ 4 ms.

Dans le cas analysé, le nombre de Mach de l'onde de choc incidente se propageant dans le fluide lourd (SF6) est $M_s=1,38$. Le choc incident met en mouvement l'interface vers le haut du tube, cette interface n'est visible qu'à partir de l'abscisse $x = 36,5$ mm (position du bas des hublots de visualisation). Après mesure de la vitesse du choc incident, un calcul permet d'obtenir les paramètres de l'écoulement. Le nombre de Mach du choc transmis dans l'air au travers de l'interface est $M_t=1,22$; le nombre de Mach du choc réfléchi sur le fond du tube ($x=155$ mm) est $M_r=1,2$. Cette onde de choc vient interagir avec l'interface une nouvelle fois, la ralentissant. Un choc est alors transmis dans le SF6, un autre est réfléchi dans l'air celui-ci se réfléchit à son tour sur le fond du tube ($M_{r_2}=1,064$), créant ainsi un second choc réfléchi venant rencontrer l'interface. Nous visualisons l'interaction de 2 chocs réfléchis avec l'interface.

Le tableau suivant donne les paramètres calculés de l'écoulement durant une expérience.

	Choc incident et Choc transmis		1 ^{er} Choc réfléchi	2 nd Choc réfléchi
M	1,38	1,22	1,20	1.064
V _{interface} (m/s)	112,6		40,86	15,37
Temps d'interaction interface (µs)	0		628,6	1011,5
Abscisse d'interaction interface (mm)	0		70,8	86,4
ρ _{air} (kg/m ³)	1,63		2,43	2.79
ρ _{SF6} (kg/m ³)	8.96		15	17.9
A _t	-0,69		0,72	0,73

Tableau III.2.1. : Paramètres de l'écoulement, SF6/Air, L = 155 mm, $M_s = 1,38$

Sur la figure (III.2.1.), le cliché (a) présenté correspond à l'instant $t = 596 \mu s$, juste avant l'interaction du 1^{er} choc réfléchi avec l'interface. Du haut vers le bas, on peut distinguer une zone gris-clair représentant l'air comprimé par le passage des chocs incident et réfléchi. La ligne noire représente le choc réfléchi, la zone grise située dessous est toujours de l'air mais comprimé uniquement par le choc incident. La bande sombre épaisse représente la zone de mélange. On distingue ensuite le SF6 comprimé par le passage du choc incident. Les perturbations de l'interface sont difficilement quantifiables par manque de précision. Le cliché (b) ($t = 1002 \mu s$) montre l'interface juste après l'interaction avec le choc réfléchi qui accentue les perturbations. Celles-ci s'amplifient au passage des ondes réfléchies suivantes (cliché (c) à $t = 1350 \mu s$ et (d) à $t = 1640 \mu s$). Sur ces derniers clichés, on observe l'étirement de la zone de mélange aux parois, dû à l'interaction de la zone de mélange avec la couche limite aux parois induite par le passage de l'onde de choc incidente. Ceci explique d'ailleurs la courbure des ondes de choc derrière l'interface : le choc se propage dans un fluide rapide au centre du tube et lent dans la couche limite. De plus, ce phénomène est accentué juste après la traversée de l'interface, car la vitesse du son et la masse volumique sont plus faibles dans le SF6 que dans le mélange SF6/Air situé aux parois.

III.3. Interprétations

Un schéma définit les grandeurs mesurées sur la figure (III.3.1.). La figure (III.3.2.) représente l'évolution temporelle de l'amplitude de la perturbation η côté Air. La position initiale de l'interface n'étant pas située dans le champ de visualisation, la géométrie initiale de cette perturbation n'est pas connue. Les instants d'interaction avec les différents chocs sont représentés sur la figure (III.3.2.) par les flèches. Après l'interaction avec le premier choc réfléchi, le taux de croissance de la perturbation est relativement faible (1,8 m/s), il devient plus important après le passage des ondes réfléchies suivantes : 7,1 m/s après le deuxième passage et 9,9 m/s après le troisième.

Ne connaissant pas l'amplitude initiale de la perturbation, la théorie linéaire de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov pour une interface continue n'est pas vérifiable directement. Néanmoins, une estimation de l'amplitude initiale de la perturbation peut être faite en comparant les valeurs expérimentales du taux de croissance à celles calculées dans le cadre de la théorie proposée par Brouillette pour une alternance d'ondes de choc et d'ondes de

détente réfléchies. Dans notre cas, après le choc incident et N chocs réfléchis, on peut réécrire la relation (I.2.2.12) :

$$\left(\frac{d\eta}{dt}\right)_N = k \sum_{i=0}^N \frac{|\Delta V_i| A'_i \eta'_i}{\psi_i} \tag{III.1.3.1}$$

où η'_i est l'amplitude de la perturbation juste après l'interaction i choc-interface,
 A'_i le nombre d'Atwood après l'interaction i choc-interface,
 ΔV_i le saut de vitesse de l'interface dû au $i^{\text{ème}}$ choc,
 ψ_i le facteur de réduction du taux de croissance,
et k le nombre d'onde.

Les valeurs indicées "0" correspondent à l'interaction choc incident-interface; puis les valeurs indicées "i" correspondent à l'interaction avec le $i^{\text{ème}}$ choc réfléchi.

Pour déterminer ψ , nous avons utilisé les courbes données par Brouillette, où ψ est définie comme une fonction de δ/λ et du nombre d'Atwood :

$$\psi = \left(A_i, \frac{\delta}{\lambda}\right) \tag{III.1.3.2}$$

où δ est l'épaisseur de la zone de mélange,
et λ la longueur d'onde.

La figure (III.3.3.) montre les droites obtenues par Brouillette donnant ψ en fonction de δ et λ pour différents nombres d'Atwood. Nous avons calculé les valeurs de ψ_i pour chaque phase, ceci en considérant la longueur d'onde λ constante (17 mm, valeur de la longueur d'onde dominante mesurée après le passage du premier choc réfléchi et invariante plus tard) :

	Avant choc incident	Après choc incident	Après 1 ^{er} choc réfléchi	Après 2 nd choc réfléchi
δ_i (mm)	16,34	11	8	7.5
A_i		- 0,69	0,72	0,73
ΔV_i (m/s)	0	112,6	-71,74	-25,5
Wt_i (m/s)	0	417,4	185,2	114,8
ψ_i		2,54	2,07	2

Tableau III.3.1. : Détermination de ψ_i

L'intégration de l'équation (III.1.3.1) permet de déterminer l'amplitude de la perturbation initiale η_0 , soit :

$$\eta = k \sum_{i=0}^N \frac{\eta_i A'_i |\Delta V_i|}{\psi_i} (t - t_i) + \eta'_i \text{ pour } t > t_i \quad (\text{III.1.3.3})$$

et
$$\eta'_i = \eta_i \left(1 - \frac{|\Delta V_i|}{W_{ti}}\right) \quad (\text{III.1.3.4})$$

où t_i est le temps à l'interaction $i^{\text{ème}}$ choc-interface.

et W_{ti} la vitesse de l'onde de choc transmise au travers de l'interface.

L'équation (III.1.3.4) représente le modèle de grande compression défini par Sturtevant (Eq. I.2.2.5).

Les valeurs de η_0 sont déterminées pour chaque valeur expérimentale mesurée entre deux interactions successives choc-interface. Il en résulte un nuage de points pour chaque phase. Nous avons calculé une valeur moyenne pour chaque nuage de points ainsi que l'écart-type :

$$\overline{\eta_0} = \frac{\sum \eta_0}{n} \text{ et } \sigma = \sqrt{\frac{\sum \eta_0^2 - n \overline{\eta_0}^2}{n}} \quad (\text{III.1.3.5})$$

où n est le nombre d'échantillons.

Le tableau suivant regroupe les valeurs moyennes de η_0 calculées à partir des valeurs expérimentales mesurées respectivement après interaction avec le choc incident, puis le premier choc réfléchi, et le second choc réfléchi.

	Choc incident	1 ^{er} choc réfléchi	2 nd choc réfléchi
$\overline{\eta_0}$ (mm)	-0,14	-0,05	-0,04
σ		0,005	0,005

Tableau III.3.2. : Amplitude initiale de la perturbation.

La figure (III.3.4.) présente les courbes d'évolution de l'amplitude de la perturbation, déduites de la théorie de Brouillette à partir des valeurs de l'amplitude initiale déterminées ci-dessus. Les petits traits verticaux représentent les valeurs expérimentales. Les barres d'erreur représentent l'erreur de mesure systématique estimée à 0,5 mm.

La précision des valeurs expérimentales mesurées avant l'interaction avec le 1^{er} choc réfléchi étant faible (l'erreur de mesure étant quasiment égale à l'amplitude mesurée de la perturbation), la valeur de η_0 calculée (1^{ère} colonne du tableau III.3.2) n'est pas significative. La courbe (a) représente l'évolution de l'amplitude de la perturbation déduite de cette valeur de η_0 calculée : on note une large surestimation de cette courbe par rapport à la courbe expérimentale.

En ce qui concerne les valeurs de η_0 calculées après le premier choc et après le second (2^{ème} et 3^{ème} colonne du tableau III.3.2), l'accord est raisonnable. L'écart peut être expliqué de différentes manières. Tout d'abord l'imprécision sur la détermination de ψ peut amener à une erreur sur le calcul de η_0 . De plus, l'utilisation de la théorie linéaire pour le calcul après le second choc réfléchi peut être sujette à caution car la condition de linéarité ($k\eta < 1$) n'est plus réellement vérifiée. Ainsi, après le second choc réfléchi, η est supérieur à 1,5 mm et donc, $k\eta$ est supérieur à 0,5.

La courbe (b) est déterminée en prenant une amplitude initiale η_0 égale à 0,05 mm. On note une assez bonne concordance entre les valeurs calculées et les points expérimentaux.

L'écart entre la courbe (b) et les points expérimentaux après le second choc peut être dû à la transition en régime non linéaire et à l'influence plus importante des effets de parois entraînant une évolution moins rapide de l'amplitude de la perturbation que celle prédite par la théorie linéaire.

Ces valeurs se situent dans la même gamme que celles obtenues par Brouillette [1989] pour des expériences semblables faites au Caltech. Ces expériences sont réalisées avec un couple de gaz SF₆/Air et pour différents nombres de Mach. Le choc incident se propage dans le sens léger-lourd, les interactions chocs réfléchis-interface (ou détente-interface) se faisant dans le sens lourd-léger. La distance entre l'interface initiale et la paroi finale du tube est de 10 cm et la section du tube du Caltech est de 11,4 x 11,4 cm². La vitesse de retrait de la lame est de 10 cm/s. Brouillette détermine une valeur initiale de l'amplitude de la perturbation égale à 0,052 +/- 0,006 mm, proche de nos estimations.

III.4. Simulations bidimensionnelles

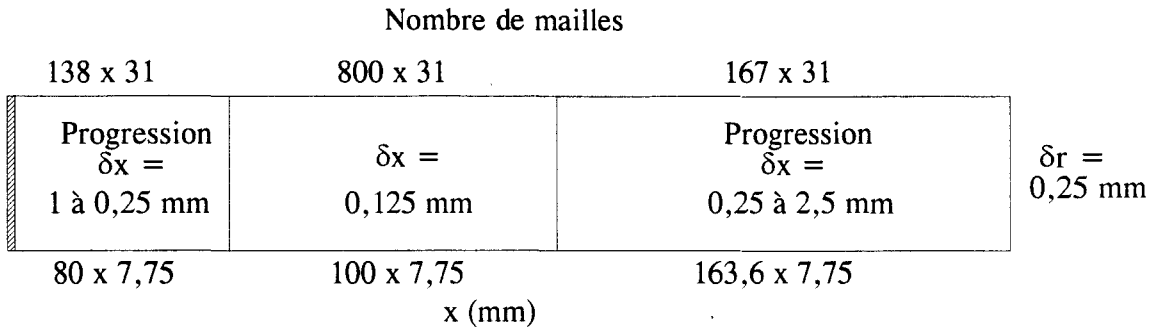
Pour cette étude, nous nous sommes inspirés des travaux de Mikaelian [1985]. L'idée est de simuler une zone diffusive par un empilement de zones de densité uniforme. Nous discrétisons une interface continue sinusoïdale SF6/Air d'épaisseur 20 mm, de longueur d'onde 15,5 mm et d'amplitude initiale crête à crête de 1 mm, en 5 couches intermédiaires de 4 mm d'épaisseur et de concentrations massiques respectives 0,15 - 0,3 - 0,5 - 0,7 et 0,85. Cette interface est centrée à une distance de 155 mm du fond du tube.

Les simulations bidimensionnelles ont été réalisées avec un code eulérien anti-diffusion (EAD), simulant les équations d'Euler pour des situations multi-matériaux (Besnard et al [1989]). Les interfaces entre couches sont considérées comme des frontières nettes, sans diffusion, comme s'il s'agissait de fluides non miscibles.

Les résultats de ces simulations sont présentés sur les figures (III.4.1.) et (III.4.2.). L'origine des temps correspond à l'instant d'interaction du choc incident avec l'interface et l'origine des abscisses est la paroi finale du tube.

La première carte de densité ($t = -390 \mu s$) présente les conditions initiales du calcul, juste avant l'interaction du choc incident avec l'interface : de gauche (fond du tube) à droite (frontière où la pression de choc est imposée) du graphe, on dénombre 8 milieux : l'air pur, zone bleu foncé ($\rho = 1,206 \text{ kg/m}^3$), les 5 couches intermédiaires, bleu clair, bleu foncé et vert ($\rho = 1,376 - 1,584 - 2,009 - 2,742 - 3,774 \text{ kg/m}^3$); puis le SF6 pur, zone jaune ($\rho = 6,103 \text{ kg/m}^3$) et le SF6 choqué, zone rose ($\rho = 11,1 \text{ kg/m}^3$). Le choc incident de nombre de Mach $M = 1,38$ est situé à 227 mm de l'extrémité du tube, soit 52 mm de l'interface initiale. En amont du choc, il y a 111 mm de SF6 choqué ($p = 1,968 \text{ bar}$) suivi d'une maille de milieu fictif permettant d'imposer la pression de choc ($p = 1,968 \text{ bar}$ initiale). La fenêtre de calcul est de 7,75 mm en vertical soit une demi-longueur d'onde, et de 343,6 mm en horizontal. Le résultat est ensuite symétrisé pour obtenir une fenêtre d'une longueur d'onde.

Le maillage utilisé est décrit sur le schéma suivant.



La fenêtre de calcul est donc composée de 34255 mailles. L'amplitude crête à crête est traitée sur 8 mailles et la longueur d'onde sur 62 mailles.

La carte de densité ($t = 590 \mu s$) correspond à un instant précédant l'interaction du premier choc réfléchi avec l'interface. On remarque que les perturbations initiales sont dans la phase d'inversion, l'interaction du choc incident avec l'interface se faisant du gaz lourd vers le gaz léger. Ces perturbations s'amplifient après le passage du premier choc réfléchi à $t = 750 \mu s$ et $t = 890 \mu s$, du second choc réfléchi ($t = 1090 \mu s$) et plus tardivement ($t = 1470 \mu s$).

Les gradients de masse volumique à la frontière de la zone de mélange étant relativement faibles, la technique strioscopique permet de déterminer cette frontière. En revanche, les gradients de densité à l'intérieur de cette zone de mélange sont très importants. Les faisceaux lumineux traversant cette zone sont alors fortement déviés et cette partie apparaît noire sur les clichés strioscopiques. De plus, la strioscopie intègre les gradients de masse volumique présents dans les perturbations tridimensionnelles sur la largeur du tube. Il est donc impossible de voir le détail des structures existantes dans la zone de mélange.

Cette simulation n'est qu'une illustration du phénomène de l'amplification d'une perturbation présente dans une interface continue. Nous avons simplement voulu montrer le processus d'interpénétration des fluides. En effet, l'amplitude initiale choisie pour ce calcul (0,5 mm) est dix fois supérieure à l'amplitude initiale expérimentale estimée (0,05 mm), qui aurait demandé un maillage trop fin pour le temps de calcul disponible. Ainsi, l'évolution temporelle de l'amplitude de la perturbation issue de la simulation est largement plus importante à celle mesurée expérimentalement.



(a) $t = 596 \mu s$



(b) $t = 1002 \mu s$



(c) $t = 1350 \mu s$



(d) $t = 1640 \mu s$

Figure III.2.1. : Interface sinusoïdale continue SF6/Air - $M=1,38$ - $L = 155$ mm.

Clichés strioscopiques - Amplification de la perturbation.

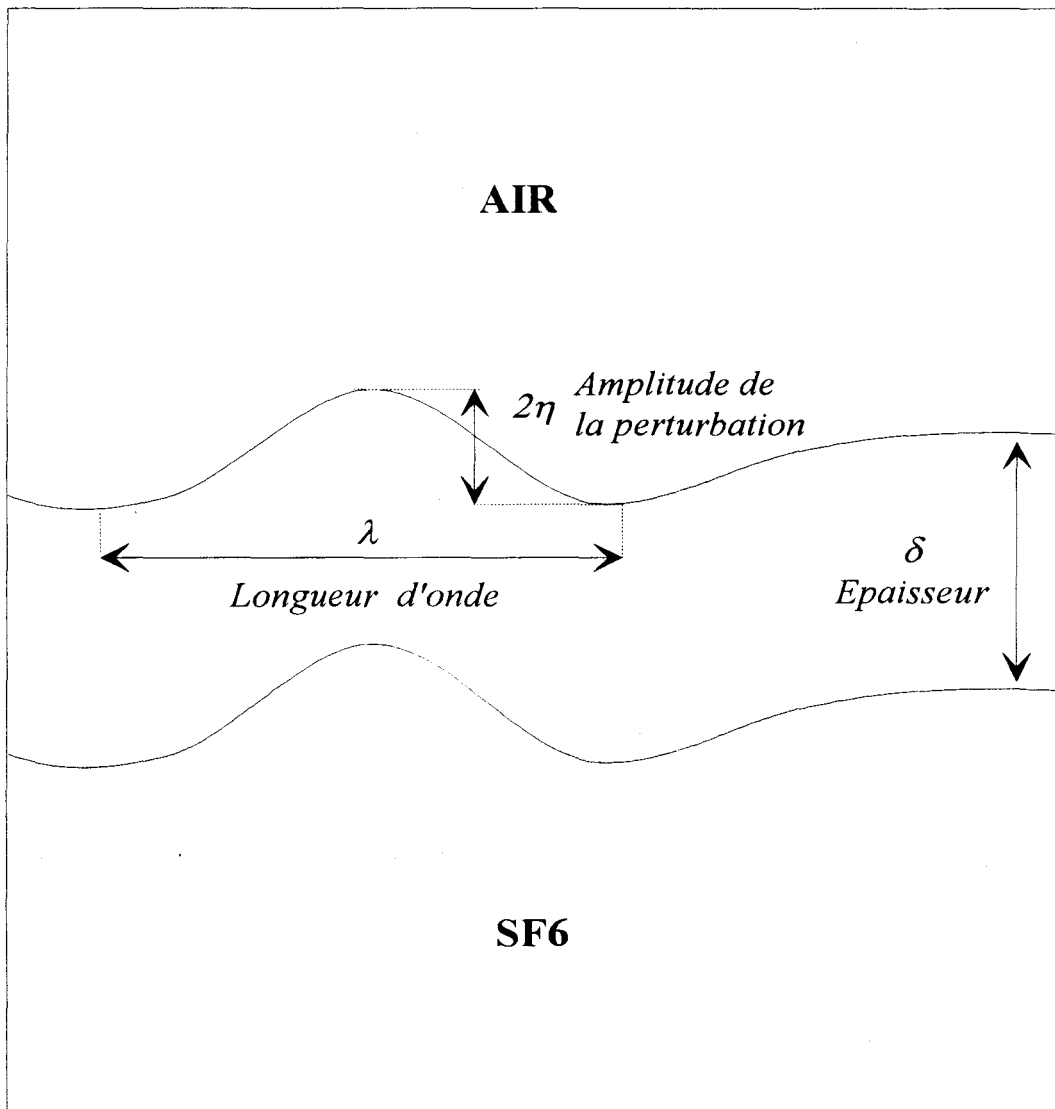


Figure III.3.1. : Définition des grandeurs mesurées

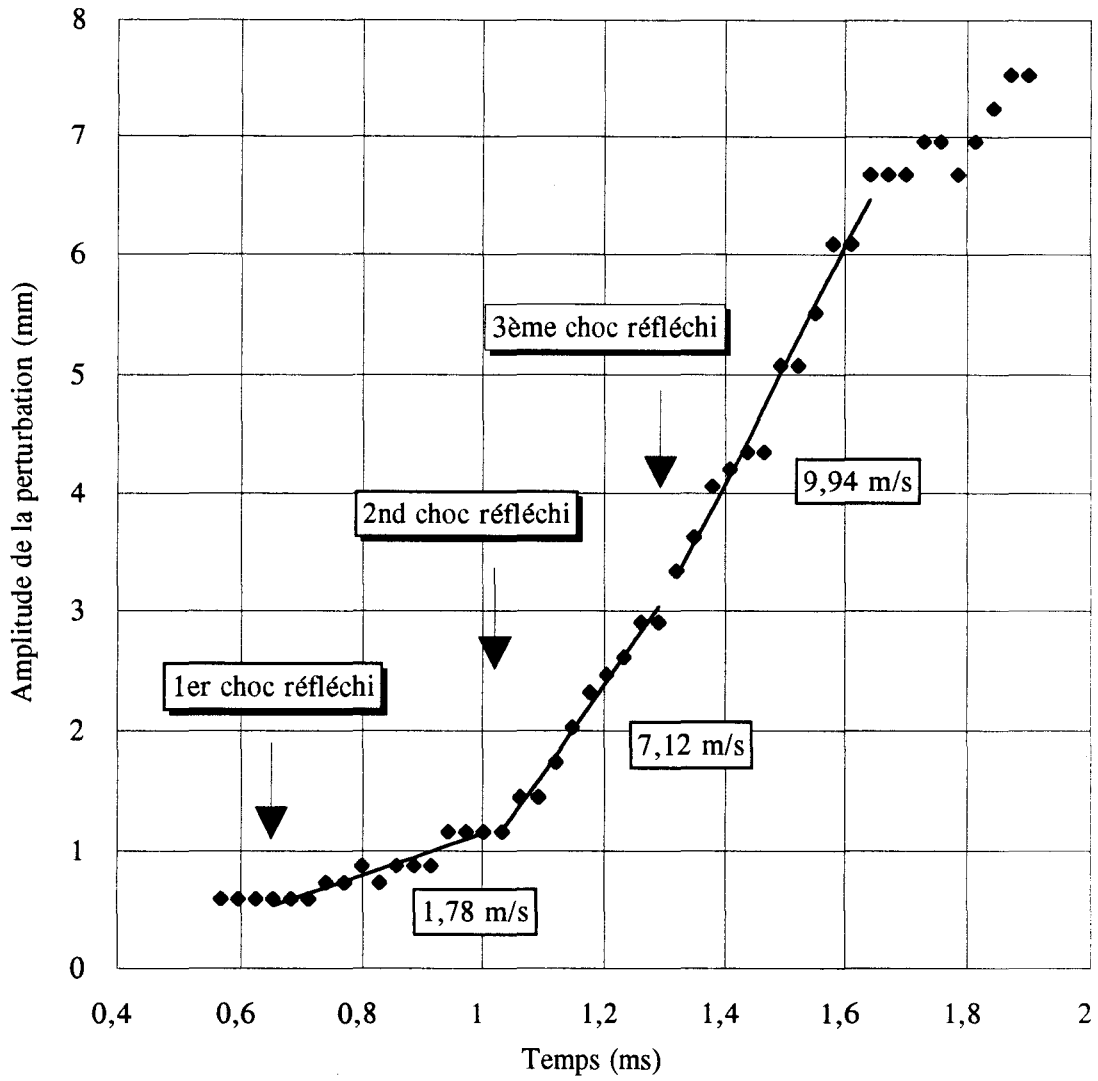


Figure III.3.2. : Evolution temporelle de l'amplitude de la perturbation



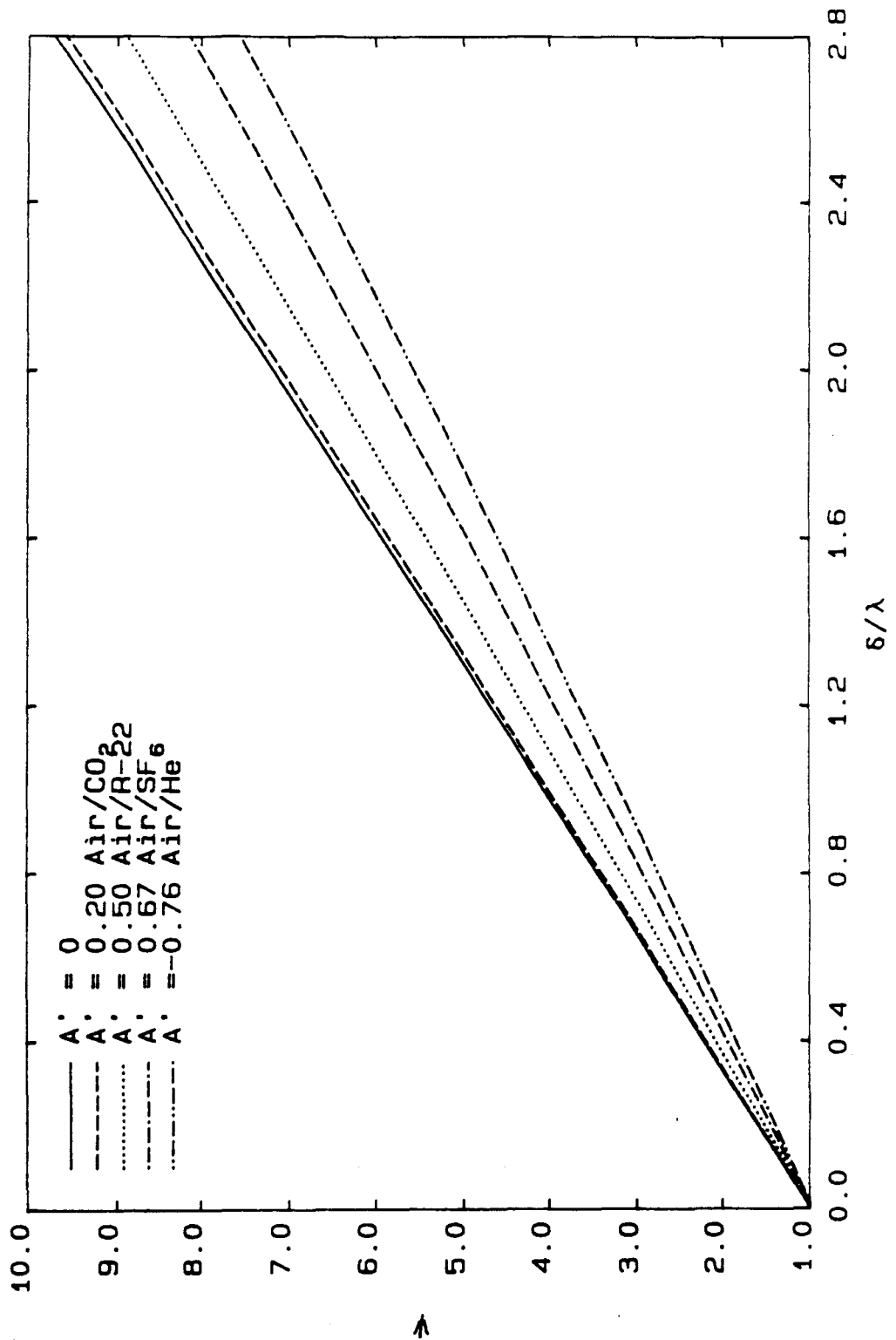


Figure III.3.3. : Facteur de réduction du taux d'accroissement ψ
(Résultats numériques de Brouillette (1989)).

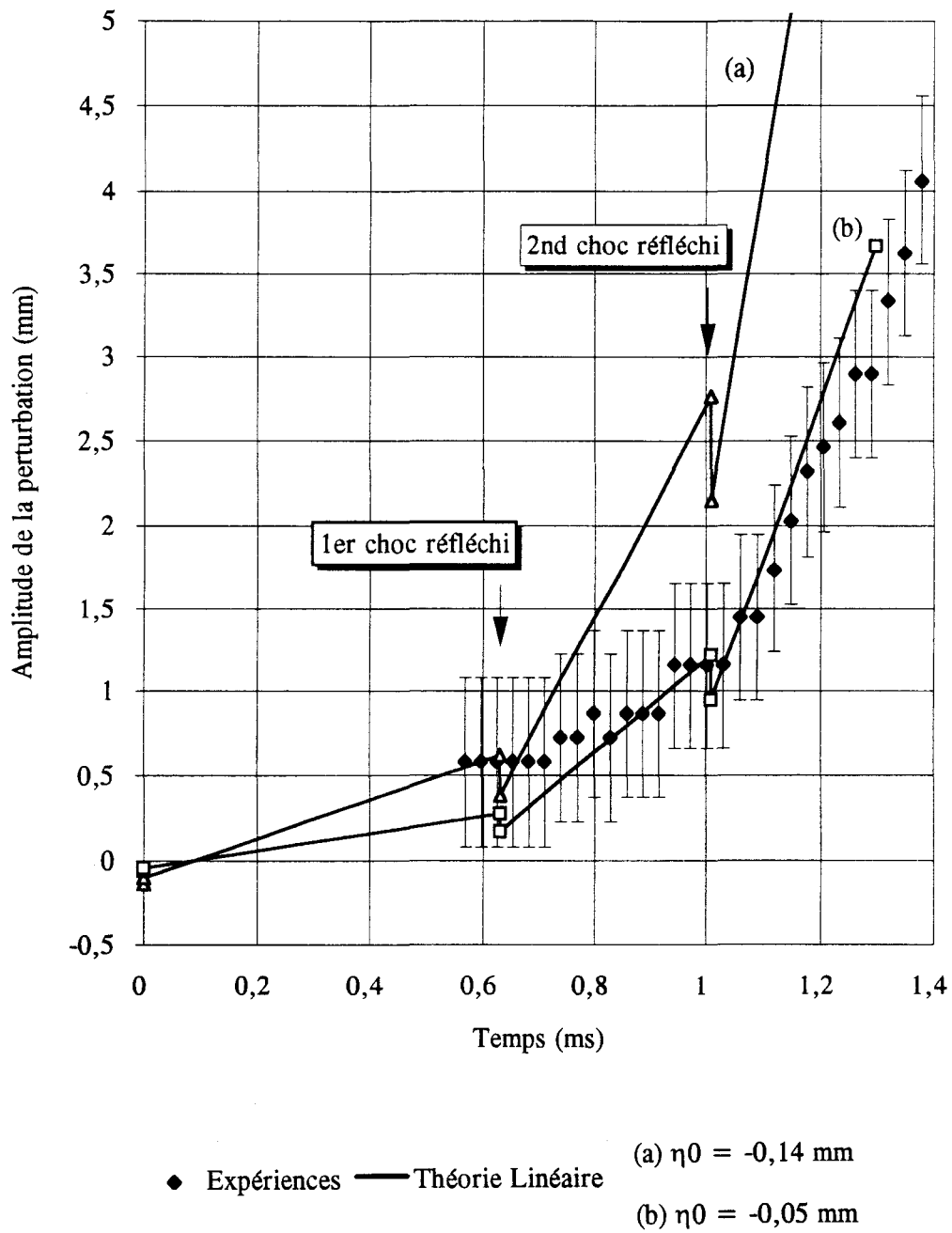


Figure III.3.4. : Courbes d'évolution de l'amplitude déduites de la théorie de Brouillette

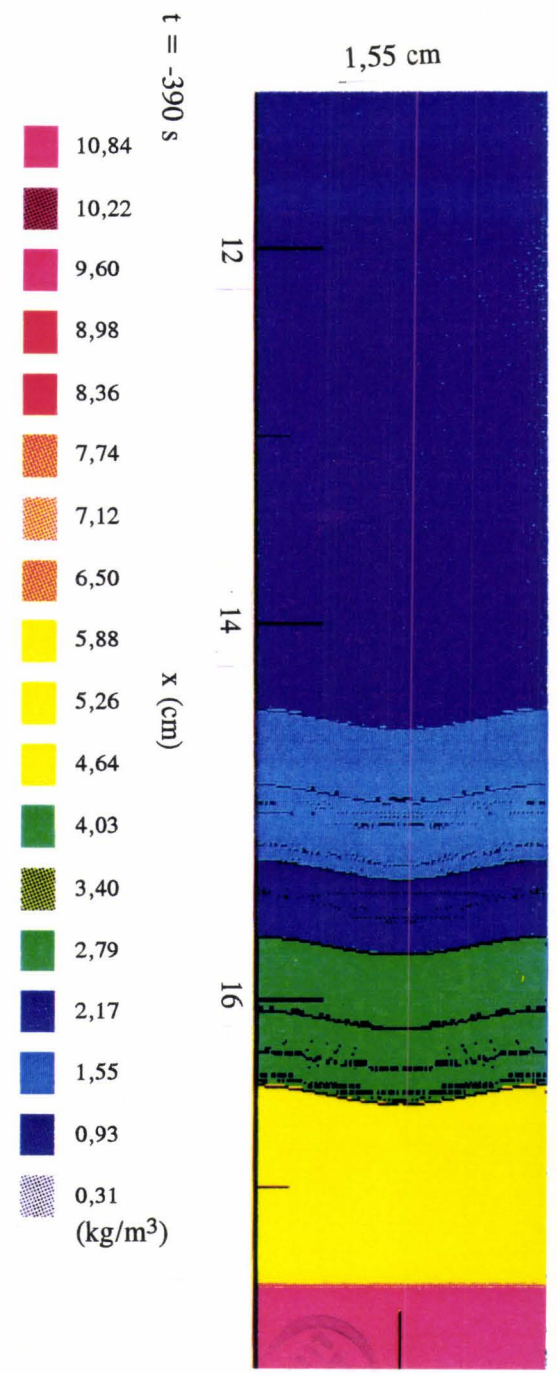
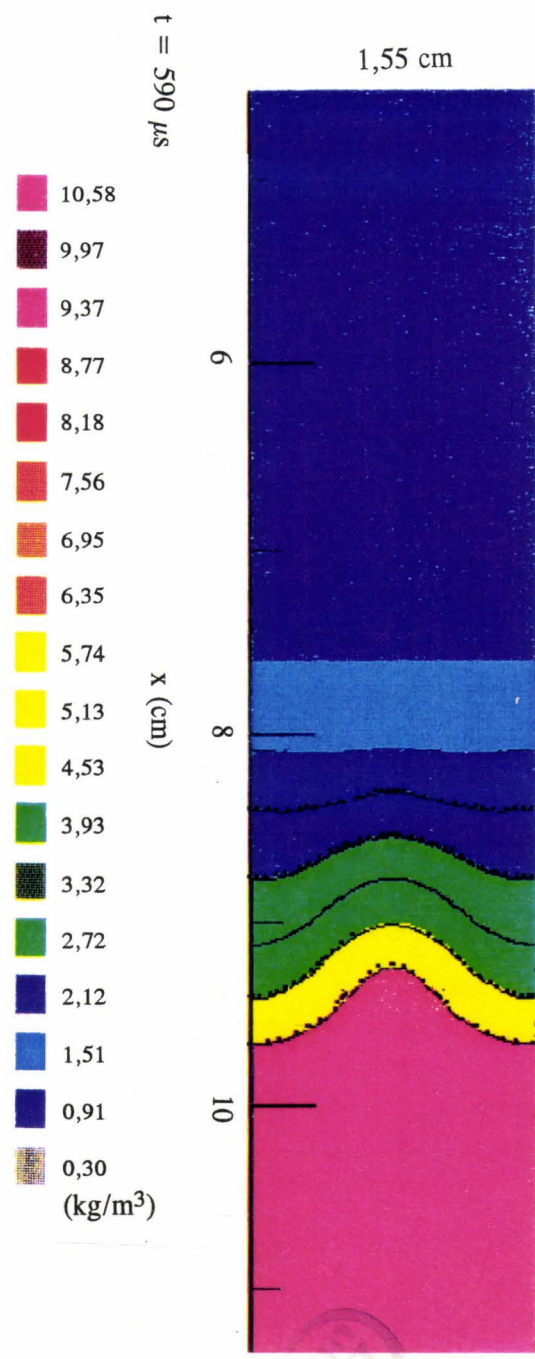
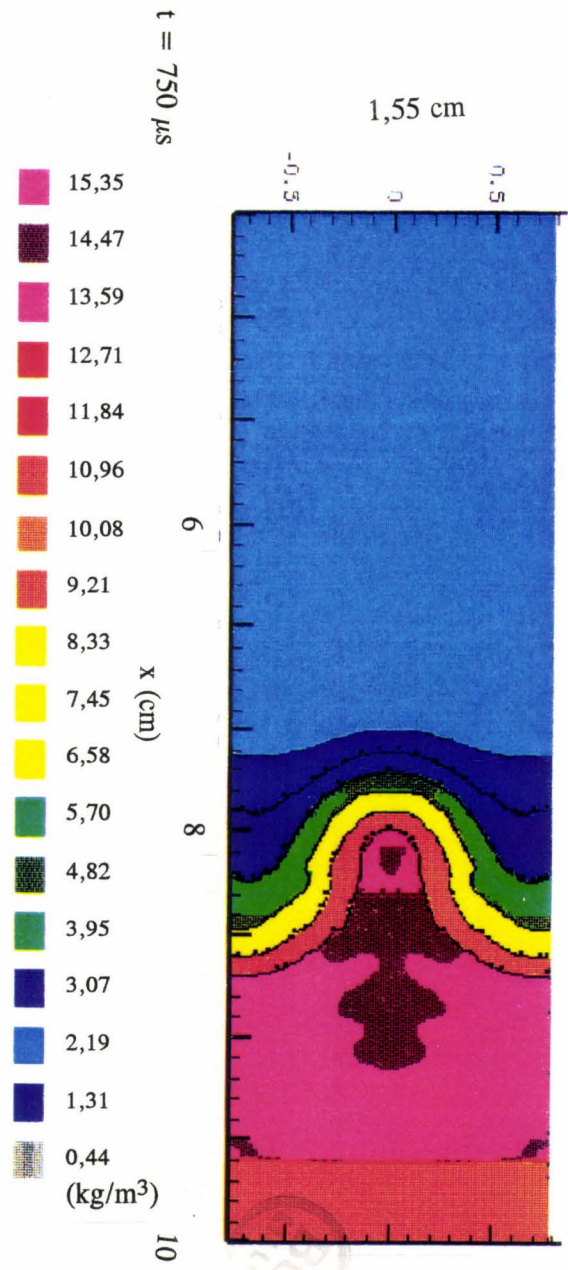


Figure III.4.1. : Simulations bidimensionnelles

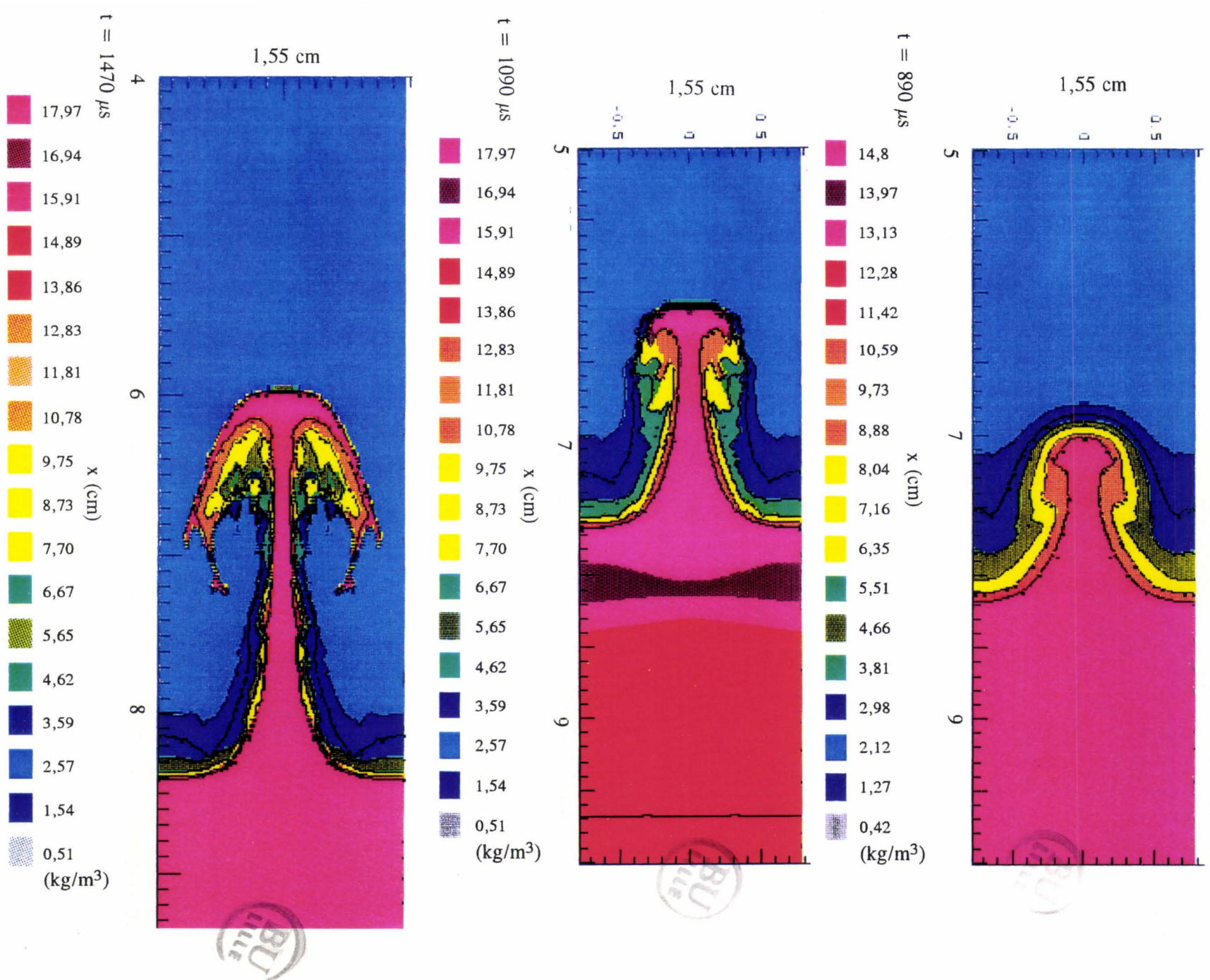


Figure III.4.2. : Simulations bidimensionnelles

CHAPITRE IV

INTERFACES CONTINUES PLANES

IV.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons les résultats d'expériences où les interfaces visualisées sont des interfaces continues planes. Ces interfaces subissent une accélération impulsionnelle créée par un choc incident de nombre de Mach dépendant du couple de gaz choisi. Elles sont ensuite ralenties par l'interaction avec plusieurs chocs réfléchis, tout comme les interfaces sinusoïdales.

Pour chaque couple de gaz de nombre d'Atwood différent, des profils de masses volumiques au travers de la zone de mélange sont déterminés à partir des clichés interférométriques et radiographiques. A partir de ces profils, on mesure l'évolution de l'épaisseur de la zone de mélange en fonction du temps. Celle-ci est comparée à celle obtenue par une méthode visuelle sur les strioscopies.

Suivant le couple de gaz étudié, différentes techniques de visualisation sont mises en oeuvre : ainsi pour le couple SF₆/Air, la strioscopie et l'interférométrie différentielle ont été mises en place; pour le couple Xénon/Air, la radiographie est associée aux deux autres techniques.

Les interfaces sont créées par diffusion moléculaire en retirant une lame à l'aide d'un moteur pas à pas perpendiculairement à l'axe optique. Le temps de rétraction est d'environ 5 s, la vitesse de rétraction de la lame est de 1,6 cm/s. Cette vitesse relativement faible et constante permet d'obtenir une zone de diffusion quasiment plane. Lorsque la lame est totalement rétractée, les gaz diffusent durant 700 ms avant l'arrivée du choc incident. Un simple calcul de diffusion de chaque côté du tube durant 0,7s et 5,7s, en utilisant un critère de sensibilité de 0,5% sur la concentration ($y \approx 8.(Dt)^{1/2}$), permet de déterminer des épaisseurs de zone de diffusion de 2,34 cm et 6,6 cm pour le xénon et de 1,97 cm et 5,63 cm pour le SF₆ (Annexe C). Sur les clichés réalisés, on ne visualise pas cette différence d'épaisseur de chaque côté du tube, la zone de diffusion apparaît quasiment plane. On peut penser qu'une partie du fluide est entraîné derrière la lame par le sillage de celle-ci et qu'il y a un équilibrage des épaisseurs par ondes de gravité.

IV.2. Résultats expérimentaux et interprétations

IV.2.1. SF6/AIR

Les interfaces continues SF6/Air sont visualisées par strioscopie et interférométrie différentielle. Dans cette section nous décrivons les clichés obtenus à divers instants : avant et après l'interaction entre le 1^{er} choc réfléchi et l'interface, avant et après l'interaction entre le 2nd choc réfléchi et l'interface. Nous présentons ensuite les grandeurs déduites de ces clichés.

Les figures (IV.2.1.) et (IV.2.2.) représentent le diagramme (x,t) théorique obtenu par le calcul à partir de la vitesse du choc incident mesurée expérimentalement, cela pour une interface SF6/Air accélérée par une onde de choc incidente de Mach $M_s = 1,43$ (Strioscopie) et $M_s = 1,45$ (Interférométrie). La distance entre l'interface initiale et la paroi finale de la chambre d'expérience est de 300 mm. A $t=0$, le choc incident met en mouvement l'interface vers le haut du tube. Le nombre de Mach du choc transmis dans l'air au travers de l'interface est de 1,24. Cette onde de choc se réfléchit sur le fond du tube et vient interagir une première fois avec l'interface : le nombre de Mach de cette onde est de 1,22. Trois interactions entre les différents chocs réfléchis et l'interface sont représentées sur le diagramme (x,t).

Sur les figures (IV.2.1.) et (IV.2.2.) sont aussi représentées les positions expérimentales de l'interface obtenues respectivement par strioscopie et interférométrie, les traits horizontaux représentent les bornes inférieures et supérieures de l'interface. Les origines des abscisses et du temps correspondent respectivement à la position initiale de l'interface et à l'arrivée du choc incident sur cette interface.

Sur les clichés strioscopiques, les bornes de l'interface sont déterminées par mesure visuelle. Pour l'interférométrie, ces bornes sont mesurées en normalisant le profil de masse volumique partielle de SF6 au travers de l'interface, et en prenant la zone comprise entre 10% (côté air) et 90% (côté SF6) du plateau supérieur de masse volumique du profil normalisé (Figure IV.2.3.). Ce critère a été choisi de manière à faciliter la comparaison avec les résultats issus des codes numériques.

On constate un bon accord entre les trajectoires observées et la théorie. Ainsi nous pouvons supposer que les gaz sont purs au départ de l'expérience, sans pollution des deux gaz durant le balayage. De plus, pour l'interférométrie, chaque cliché correspondant à un tir, on

peut supposer que les paramètres (nombre de Mach, pressions) varient très peu entre les expériences.

Les paramètres de l'écoulement pour un choc incident de Mach égal à 1,43 et 1,45 donnés dans le tableau suivant, sont obtenus à l'aide des équations d'Hugoniot:

	Choc incident		Choc transmis		1 ^{er} Choc réfléchi		2 nd Choc réfléchi	
M	1,43	1,45	1,24	1,25	1,22	1,23	1,07	1,08
V _{interface} (m/s)	0	0	125,44	130,6	45,75	47,85	17,66	18,47
Temps d'interaction interface (μs)	0	0	0	0	1171,9	1154,6	1849,5	1808,3
Abscisse d'interaction interface (mm)	0	0	0	0	147	150,8	178,5	182,083
ρ _{Air} (kg/m ³)	1,18	1,18	1,685	1,694	2,614	2,672	2,759	2,82
ρ _{SF6} (kg/m ³)	5,99	5,99	9,361	9,524	16,47	17,105	19,22	19,96
A _t	-0,67	-0,67	-0,69	-0,70	0,73	0,73	0,75	0,75

Tableau V.2.1. : Paramètres de l'écoulement - SF6/Air - Ms = 1,43 et 1,45 - L=300 mm.

IV.2.1.1. Interaction du 1^{er} choc réfléchi avec l'interface

Les figures (IV.2.4.) et (IV.2.5.) représentent les clichés strioscopiques et interférométriques réalisés juste avant et juste après l'interaction interface-1^{er} choc réfléchi.

Sur la figure (IV.2.4.), l'interface est visualisée juste avant l'interaction avec le premier choc réfléchi. Le cliché (a) est obtenu par strioscopie à $t = 1063 \mu s$, le cliché (b) est obtenu par interférométrie différentielle avec des biprismes d'angles de collage $\alpha = 0,5^\circ$, à $t = 1080 \mu s$. La partie haute des clichés, de couleur uniforme blanche (a), jaune orangée (b) correspond à l'air et on distingue dans la partie supérieure, un trait sombre (a) ou clair (b) représentant le choc réfléchi sur la paroi finale du tube. Puis, on observe une zone sombre (a) ou un dégradé de couleurs (b) correspondant à l'interface. Enfin dans la partie inférieure, on

voit une zone granuleuse blanche (a), jaune orangée (b) représentant le SF6. Cette zone apparemment turbulente est causée par l'étirement à la paroi de la zone de mélange dû à la présence de la couche limite créée par le passage du choc incident.

La figure (IV.2.5.) montre deux clichés réalisés juste après l'interaction 1^{er} choc réfléchi-interface à $t = 1340 \mu s$. On remarque sur le cliché (b) le choc réfléchi en " λ " dû à la bifurcation du choc dans la couche limite. Mark [1957] a étudié l'interaction d'un choc réfléchi avec une couche limite créée par le choc incident dans un tube à choc. La figure (IV.2.6.) représente le schéma de principe de l'interaction, l'étude étant réalisée dans un repère relatif au choc. Mark montre que lorsque la pression d'arrêt dans la couche limite p_{CL} est inférieure à la pression p_5 derrière le choc réfléchi, alors il y a formation d'une bulle de recirculation sous le pied du choc. Cette bulle crée alors une onde de choc oblique à la base du choc réfléchi. De plus, si le nombre de Mach M_6 de l'écoulement derrière cette onde oblique est supérieur à 1 alors il y a formation d'une deuxième onde de choc oblique ramenant la pression à la valeur p_5 .

La zone située entre la limite inférieure de l'interface et le choc est très turbulente. Cette zone correspond à la bulle créée par le passage du choc réfléchi à la paroi. Ce phénomène est d'ailleurs nettement visible sur les côtés droit et gauche du cliché interférométrique.

On peut également observer des ondes de chocs cylindriques de faible intensité provoquées par l'interaction de l'onde de choc incidente avec les rainures de la paroi au niveau du logement de la lame rétractable et leurs différentes réflexions sur les parois et le fond du tube.

IV.2.1.2. Interaction du 2nd choc réfléchi avec l'interface

Les images strioscopiques et interférométriques ont été réalisées juste avant l'interaction 2nd choc réfléchi-interface (figure IV.2.7.) à $t = 1701 \mu s$ (a) et $t = 1698 \mu s$ (b), et juste après cette interaction (figure IV.2.8.) à $t = 1933 \mu s$ (a) et $t = 1940 \mu s$ (b).

L'influence des effets de parois est de plus en plus visible sur ces clichés. On observe également une zone turbulente (bande granuleuse sur la largeur du tube) qui correspond à la bulle, contenant du mélange SF6/Air, créée par le choc réfléchi dans la couche limite. Cette

zone, d'une épaisseur de 6 mm, adjacente aux parois, est située au niveau des repères inférieurs de position placés sur les deux bords du tube.

Sur le cliché (IV.2.8.), le second choc réfléchi est déformé après son interaction avec les légères perturbations de l'interface. On remarque aussi la présence de structures tourbillonnaires de chaque côté de l'image, résultat de l'amplification des perturbations induites par l'interaction interface-couche limite. Le choc semble d'ailleurs très déformé.

Ces effets de parois, entraînant des petites structures turbulentes, introduisent des gradients d'indices importants : petits grains noirs dans la zone de mélange visibles sur les clichés interférométriques. Sur le cliché (IV.2.8.b), ces gradients masquent partiellement la zone non perturbée au centre du tube correspondant au dégradé de couleurs. Un tel cliché ne peut alors être dépouillé à cause de la présence de ces nombreux points noirs. En conséquence, des profils de masse volumique dans la zone de mélange n'ont pu être déterminés qu'avant l'interaction du second choc réfléchi avec l'interface.

IV.2.1.3. Profils de masse volumique et épaisseur de zone de mélange

Sur les figures (IV.2.9.), (IV.2.10.) et (IV.2.11.) sont présentés les profils de masse volumique partielle de SF₆ au travers de la zone de mélange déterminés à partir des clichés interférométriques décrits dans le paragraphe précédent. Les profils de masse volumique partielle sont obtenus en moyennant plusieurs profils (environ dix) déterminés sur différentes verticales au travers de la zone de mélange.

La figure (IV.2.9.) correspond au cliché réalisé juste avant l'interaction 1^{er} choc réfléchi-interface, à $t = 1082 \mu\text{s}$. L'origine des abscisses correspond à la position initiale de l'interface. La valeur maximale de la masse volumique de SF₆ obtenue expérimentalement (plateau supérieur du profil) est de $9,377 \text{ kg/m}^3$. Cette valeur est en bon accord avec la valeur théorique calculée ($9,341 \text{ kg/m}^3$).

Les figures (IV.2.10.) et (IV.2.11.) sont les profils obtenus par le dépouillement des clichés réalisés juste après le premier choc réfléchi à $t = 1340 \mu\text{s}$ et juste avant le second choc réfléchi à $t = 1698 \mu\text{s}$. Les valeurs de masse volumique de SF₆ calculées derrière la zone de mélange dans le SF₆ pur sont de $15,93$ et $15,55 \text{ kg/m}^3$. Le dépouillement des clichés est rendu difficile du côté SF₆ du fait de la présence des effets de parois. Les erreurs de mesure peuvent

être assez importantes, cependant les valeurs expérimentales mesurées sont proches de la valeur théorique calculée ($16,475 \text{ kg/m}^3$).

Pour comparer l'évolution des profils en fonction du temps, nous avons normalisé ces profils et recalé leurs centres en $x = 0$. L'évolution des profils normalisés de masse volumique partielle de SF6 est présentée sur la figure (IV.2.12.). La courbe (a) correspond au profil de masse volumique déterminé juste avant l'interaction premier choc réfléchi-interface. Les deux autres courbes ((b), (c)) sont les profils obtenus après le passage du choc réfléchi. La courbe (a) est plus étalée car plus diffuse. Les deux autres (b) et (c) sont plus raides à cause de la compression due au passage du choc et leur allure est quasiment identique. Il n'y a donc ni diffusion moléculaire, le temps séparant les deux interactions étant très court; ni diffusion turbulente induite par le passage du premier choc réfléchi.

A partir de ces profils, nous avons déterminé l'épaisseur de la zone de mélange en prenant la zone comprise entre 10 et 90% du plateau supérieur de masse volumique partielle de SF6 (Figure IV.2.3.). Une courbe d'évolution de l'épaisseur de la zone de mélange en fonction du temps est tracée sur la figure (IV.2.13.). Les astérisques représentent l'épaisseur mesurée avec le critère (10-90%) sur les profils de masse volumique partielle de SF6, les triangles représentent l'épaisseur de la zone de mélange déterminée sur les clichés strioscopiques. Les carrés sont les valeurs expérimentales de l'épaisseur mesurées de manière visuelle sur les clichés interférométriques de la même façon que pour la strioscopie. On peut remarquer que ces valeurs se rapprochent des valeurs mesurées par strioscopie. Les flèches verticales représentent les interactions chocs-interface.

L'épaisseur initiale de l'interface avant l'interaction avec le premier choc réfléchi est d'environ 16,5 mm pour la strioscopie et de 9 mm pour l'interférométrie. Cet écart peut être imputé à la différence de critère de détermination de l'épaisseur de la zone de mélange (10% - 90% pour l'interférométrie). On remarque que cette épaisseur diminue brutalement à 12,5 mm pour la strioscopie et 6 mm pour l'interférométrie après l'interaction avec le premier choc réfléchi, ceci à cause de la compression due à ce choc. On note ensuite que l'épaisseur augmente faiblement. Le taux d'épaississement entre les deux chocs est de 6,2 m/s pour la mesure strioscopique et de 4,8 m/s pour l'interférométrie. Ces taux, relativement faibles, sont probablement dus à l'absence de processus de diffusion turbulente dans la zone de mélange et aux effets de la couche limite sur les parois entraînant l'étirement du mélange et donc un faible épaississement de l'interface. La compression due au passage du second choc est plus faible que pour le premier choc : l'épaisseur de la zone de mélange visualisable sur les clichés strioscopiques diminue donc moins brutalement que dans le premier cas.

Les taux d'épaississement de la zone de mélange sont rassemblés dans le tableau suivant :

		Après 1 ^{er} Choc Réfléchi	Après 2 nd Choc Réfléchi
Interférométrie	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s)$	4,8	-
	$\Delta V_i (m/s)$	79,69	28,09
	At_i	0,73	0,75
Strioscopie	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s)$	6,2	13,5
	$\Delta V_i (m/s)$	82,74	29,38
	At_i	0,73	0,75

Tableau IV.2.2. : Taux d'épaississement d'une interface continue SF6/Air, Ms = 1,43 et 1,45.

Ces taux d'épaississement ne peuvent être déterminés qu'après le passage du premier choc : l'interface n'étant visible que très peu de temps avant ce premier choc et l'épaisseur initiale de diffusion au passage du choc incident n'étant pas connue.

IV.2.2. XENON/AIR

Pour ce couple de gaz, trois techniques de visualisation sont utilisées : la strioscopie, la radiographie et l'interférométrie différentielle. De la même façon que dans le paragraphe précédent, nous décrivons les clichés obtenus avant et après l'interaction des deux premiers chocs réfléchis avec une interface continue Xe/Air.

La figure (IV.2.14.) montre les courbes de position de l'interface comparées au diagramme (x,t) théorique des interactions entre interface Xe/Air et chocs. L'onde de choc incidente se propage d'abord dans le SF6 avec un nombre de Mach égal à 1,44. La longueur de la section contenant le xénon est de 273 mm, elle est séparée de la chambre d'expérience par une membrane fine. L'onde de choc se transmet alors dans le xénon avec un nombre de Mach Ms = 1,40. La longueur de la chambre d'expérience contenant l'air est de 300 mm. La faible différence d'impédance de choc entre le xénon et le SF6 permet de négliger les ondes issues de la réflexion sur cette interface SF6/Xe des détentes provenant de l'interface Xe/Air, ou des chocs réfléchis dans le Xe.

L'accord entre les positions expérimentales et théoriques est bon pour les clichés strioscopiques et interférométriques. Par contre, pour la radiographie, on note une légère surestimation des positions expérimentales à partir du premier choc réfléchi. Une raison de cet écart peut être l'utilisation des hublots en carbone plus rugueux que le verre : la couche limite provoquée par le passage du choc incident est plus épaisse dans ce cas, ce qui entraîne une vitesse plus grande de l'interface au centre du tube (Annexe D).

Le tableau suivant présente les caractéristiques de l'écoulement :

	Choc incident dans le SF6 et le Xe		Choc transmis	1 ^{er} Choc réfléchi	2 nd Choc réfléchi
M	1,44	1,40	1,24	1,22	1,07
V _{interface} (m/s)	0		125,91	47,62	17,70
Temps d'interaction interface (μs)	-1103,5 interface SF6/Xe		0	1170,35	1842,48
Abscisse d'interaction interface (mm)	-273		0	147,36	179,36
ρ_2 (kg/m ³)	$\rho_{Xe} = 7,16$		$\rho_{Air} = 1,67$	2,61	3,06
ρ_1 (kg/m ³)	$\rho_{SF6} = 9,361$		$\rho_{Xe} = 7,16$	10,40	11,88
A _t	-0,133		-0,621	0,598	0,590

Tableau IV.2.3. : Paramètres de l'écoulement, Xe/Air, L = 300 mm, Ms = 1,4.

IV.2.2.1. Interaction du 1^{er} choc réfléchi avec l'interface

Les clichés strioscopiques, interférométriques et radiographiques numérisés sont enregistrés avant et après l'interaction avec le premier choc réfléchi. Le tableau suivant regroupe les numérotations des figures et les instants correspondant à ces visualisations :

		Strioscopie	Interférométrie	Radiographie
Avant 1 ^{er} choc réfléchi	t (μ s)	1124	1113	1130
	Figure	IV.2.15.a.	IV.2.15.b.	IV.2.16.
Après 1 ^{er} choc réfléchi	t (μ s)	1298	1282	1339
	Figure	IV.2.17.a.	IV.2.17.b.	IV.2.18

Tableau IV.2.4 : Instants et numérotations des clichés - Interface Xe/Air. 1^{er} choc réfléchi.

Les clichés interférométriques sont réalisés avec des bismes d'angle $\alpha = 1^\circ$, deux fois supérieur à l'angle des bismes utilisés pour la visualisation d'interfaces SF6/Air, ceci à cause de la présence de gradients d'indice de réfraction plus faibles dans une interface Xe/Air.

Sur le cliché radiographique (figure IV.2.16.) obtenu avant l'interaction choc réfléchi-interface, le choc réfléchi présent juste au-dessus de l'interface n'est pas visualisable à cause de la transparence de l'air aux rayons X.

Sur le cliché (IV.2.18.), le choc réfléchi est matérialisé par la frontière entre la zone bleue sous l'interface (dégradé de couleurs) et la zone verte dans la partie basse du cliché. Dans ce cas, la différence de pression et de masse volumique du xénon de part et d'autre du choc entraîne une différence de densité optique qui permet la matérialisation de ce choc. Sur ces clichés, l'influence de la couche limite (étirement de la zone de mélange à la paroi, zone granuleuse entre l'interface et le choc) est beaucoup moins visible que sur les strioscopies et les interférogrammes du fait de l'utilisation de fausses couleurs après numérisation.

Il est à remarquer que sur les clichés radiographiques, l'utilisation de fausses couleurs pour visualiser l'interface permet une description plus facile du cliché. Mais ceci entraîne des paliers de couleurs dans la zone de mélange qui peuvent porter à confusion, la variation en densité optique est en fait continue. En guise d'exemple, un cliché radiographique en "niveau de gris" est présenté sur la figure (IV.2.19.).

Sur les clichés interférométriques, on remarque que l'interaction choc réfléchi-couche limite entraîne un choc en " λ " beaucoup moins prononcé que dans le cas SF6/Air. Selon Mark, cela proviendrait de ce que le SF6 est un gaz polyatomique avec un rapport de chaleurs spécifiques γ plus faible entraînant une bifurcation plus importante du choc dans la couche limite.

IV.2.2.2. Interaction du 2nd choc réfléchi avec l'interface

Les visualisations d'une interface continue Xe/Air avant et après l'interaction du second choc réfléchi avec l'interface sont reproduites sur les figures présentées dans ce tableau :

		Strioscopie	Interférométrie	Radiographie
Avant	t (μ s)	1762	1772	1744
2 nd choc réfléchi	Figure	IV.2.20.a.	IV.2.20.b.	IV.2.21.
Après	t (μ s)	1936	1940	1943
2 nd choc réfléchi	Figure	IV.2.22.a.	IV.2.22.b.	IV.2.23

Tableau IV.2.5. : Instants et numérotations des clichés - Interface Xe/Air - 2nd choc réfléchi.

Sur le cliché radiographique (IV.2.23.), le second choc réfléchi est visualisé par la ligne située entre la zone vert foncé et la zone vert clair. On distingue sur ce cliché le mélange de fluide entraîné sur la paroi droite du tube .

De la même façon que pour le couple SF6/Air, on remarque sur les clichés interférométriques (figures IV.2.20.b et IV.2.22.b) la bulle contenant du mélange Xe/Air induit par le passage du choc réfléchi dans la couche limite. Néanmoins, cette zone apparaît moins épaisse (3,5 mm) que dans le cas SF6/Air (6mm). Sur la figure (IV.2.22.b), on distingue l'apparition de vortex à la paroi au niveau de la zone de mélange. Cette vorticité est due au produit du gradient de pression horizontal dû au choc et du gradient de masse volumique oblique présent dans la perturbation créée à la paroi. Le choc est aussi déformé par son interaction avec l'interface.

IV.2.2.3. Epaisseur de zone de mélange et profils de masse volumique

Les figures (IV.2.24. et IV.2.25.), et (IV.2.26. et IV.2.27.) présentent les profils de masse volumique partielle de xénon obtenus en interprétant les clichés interférométriques et radiographiques décrits précédemment. Les profils déterminés à partir des clichés interférométriques sont obtenus en moyennant plusieurs profils sur la largeur du tube. Pour les clichés radiographiques, les profils de densités optiques sont moyennés sur environ les 2/3 de

la partie centrale du tube. A l'aide du "coin" étalon, on déduit un profil moyen de masse volumique partielle de xénon au travers de l'interface.

La figure (IV.2.24.) présente les profils définis avant l'interaction 1^{er} choc réfléchi-interface. La courbe (a) est le profil déterminé par interférométrie à $t = 1113 \mu s$, la courbe (b) est déterminée par radiographie à $t = 1130 \mu s$. Les valeurs de masse volumique expérimentales du côté xénon mesurées par les deux techniques ($6,93$ et $7,15 \text{ kg/m}^3$) sont très proches de la valeur théorique calculée ($7,164 \text{ kg/m}^3$).

La figure (IV.2.25.) montre les profils de masse volumique partielle de xénon après l'interaction du choc réfléchi avec l'interface. La courbe (a) est obtenue à partir du cliché interférométrique réalisé à $t = 1282 \mu s$. Les courbes (b) et (c) sont des profils radiographiques déterminés respectivement à $t = 1240 \mu s$ et $t = 1340 \mu s$. Comme il a été constaté dans le paragraphe précédent, les positions expérimentales de l'interface obtenues par radiographie sont supérieures à celles attendues théoriquement. Logiquement, ces deux courbes devraient être situées de chaque côté de la courbe (a). Néanmoins, l'allure des profils est comparable : on note que le plateau supérieur de masse volumique de xénon mesuré ($8,75$ (a), $9,2$ (b) et $8,9$ (c)) sous-estime assez nettement, quelle que soit la méthode de visualisation utilisée, la valeur théorique calculée ($10,40 \text{ kg/m}^3$). La différence maximale de $15,8\%$ est mesurée en interférométrie. Ceci peut être expliqué par la présence des effets de parois et de la bulle créée par le choc réfléchi. En effet, la zone située entre l'interface et le choc est perturbée par le mélange induit à la paroi, et les faisceaux lumineux ou les rayons X traversent cette zone constituée de xénon et d'air, et non de xénon pur. Le plateau de masse volumique partielle de xénon correspondant à cette zone, il s'en suit que la valeur de ρ_{xe} maximale est inférieure à celle attendue dans le cas idéal.

Sur la figure (IV.2.26.), sont reportés les profils définis juste avant la seconde interaction interface-choc réfléchi par interférométrie (a) et radiographie (b). On peut remarquer que les valeurs des plateaux supérieurs ($10,23 \text{ kg/m}^3$ et $9,33 \text{ kg/m}^3$) sont plus proches de la valeur théorique, avec néanmoins une sous estimation pour la mesure interférométrique d'environ 10% . Ce meilleur accord semble dû au fait que la zone de mélange se soit détachée de la bulle créée par l'interaction du choc réfléchi avec la couche limite, comme cela est visible sur les clichés interférométriques. La zone juste derrière l'interface étant moins perturbée, on peut supposer qu'il y a moins d'air sur la paroi et donc que le xénon est plus pur en moyenne sur la largeur du tube.

La figure (IV.2.27.) présente le profil obtenu à $t = 1943 \mu s$ par radiographie. La déformation que l'on remarque du côté xénon est due à l'amplification des perturbations aux

parois induites par l'interaction interface-couche limite. Le mélange entraîné à la paroi se rebrousse et forme des structures tourbillonnaires.

Nous avons tracé sur la figure (IV.2.28.) l'évolution spatiale et temporelle des profils de masse volumique partielle de xénon. On observe que le phénomène d'amplification s'accroît nettement tardivement.

La normalisation des profils déterminés à partir des clichés précédents et leur recalage spatial à $x = 0$ permet de comparer leur évolution en fonction du temps. Sur la figure (IV.2.29.), sont rassemblés les profils interférométriques et radiographiques avant (a) et après (b) l'interaction du premier choc avec l'interface. On observe la compression de la zone de mélange due au passage du choc qui a pour effet de redresser les profils. La figure (IV.2.30.) regroupe tous les profils interférométriques et radiographiques obtenus à divers instants entre les deux premières interactions ($t = 1240, 1282, 1340, 1740, 1772 \mu s$). Comme dans le cas d'une interface SF₆/Air, on remarque que tous ces profils se superposent assez correctement. Il n'y a donc pas d'élargissement significatif qui serait dû à une excitation turbulente induite par le premier choc réfléchi. Nous avons aussi comparé les profils obtenus avant l'interaction du second choc réfléchi avec l'interface aux profils déterminés après cette interaction (figure IV.2.31.). On peut remarquer que la compression due au passage du choc réfléchi, plus faible, est inexistante; par contre, les effets de parois amplifiés par ce second choc sont nettement visibles sur les profils obtenus à $t = 1940 \mu s$ et $2040 \mu s$.

A partir des profils de masse volumique partielle de xénon, nous déterminons l'épaisseur de la zone de mélange par le critère (10%-90%) décrit précédemment. Après l'accroissement des effets de parois ($t = 1940 \mu s$), un second critère de détermination de l'épaisseur est déterminé, il correspond à 10% et 90% du plateau intermédiaire introduit par les effets de parois (figure IV.2.32.). On peut penser que ces deux valeurs encadrent la valeur de l'épaisseur de la zone de mélange en absence d'effets de parois.

La figure (IV.2.33.) montre l'évolution temporelle de l'épaisseur de la zone de mélange. Les triangles représentent les points expérimentaux relevés au centre du tube par strioscopie, les cercles sont les épaisseurs déterminées sur les profils radiographiques. Après le second choc, les cercles vides représentent les épaisseurs "surestimées", les cercles pleins sont les points sous-estimés. Les carrés représentent l'épaisseur de la zone de mélange déduite des profils interférométriques. On note que pour la mesure interférométrique et la mesure radiographique, les valeurs déduites à partir du même critère sont du même ordre de grandeur.

L'évolution de l'épaisseur de la zone de mélange indique que le taux d'épaississement significatif de cette interface continue Xe/Air (20,2 m/s) est dû aux effets de parois après le passage du second choc réfléchi. L'épaississement de la zone de mélange elle-même, observé après le passage du premier et du second choc réfléchi est très faible. La radiographie donne un taux d'épaississement de 8,2 m/s après le 1^{er} choc réfléchi et de 2,2 m/s après le 2nd choc réfléchi sans effet de parois. La mesure interférométrique donne un taux d'épaississement de la zone de mélange après le passage du 1^{er} choc réfléchi de 3,2 m/s. Il faut noter que l'erreur sur la détermination de ce taux peut être importante du fait du faible nombre de points.

L'épaisseur mesurée par strioscopie est plus importante que celle déterminée par les deux autres méthodes. Nous pouvons l'expliquer par la différence de critère de détermination de l'épaisseur de zone de mélange. Néanmoins, le taux d'épaississement de l'interface, directement comparable, reste quasiment constant en fonction du temps pour la strioscopie (0,4 m/s après le 1^{er} choc réfléchi et 1,5 m/s après le 2nd choc réfléchi).

Les valeurs des taux d'épaississement mesurées à l'aide des différents moyens de visualisation sont rassemblées dans le tableau suivant :

		Après 1 ^{er} Choc Réfléchi	Après 2 nd Choc Réfléchi
Interférométrie	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s)$	3,2	-
Strioscopie	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s)$	0,4	1,5
Radiographie	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s)$	8,2	2,2
	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s, \text{ effet de parois})$	8,2	20,2
	$\Delta V_i (m/s)$	78,3	20,3
	At_i	0,60	0,59

Tableau IV.2.6. : Taux d'épaississement d'une interface continue Xe/Air, Ms = 1,4.

Ayant constaté dans ce chapitre que les effets de parois ont une influence relativement importante sur l'évolution d'une interface soumise à l'interaction d'un choc incident puis plusieurs choc réfléchis, nous avons donc tenté de simuler ces effets de parois à l'aide du code EAD (eulérien anti-diffusion) décrit dans le chapitre précédent (§ III.4).

Le code numérique ne prenant pas en compte les effets de viscosité, nous considérons une interface initiale plane Xe/Air présentant un petit défaut de 4 mm, oblique, faisant un angle de 45° avec la paroi (Figure IV.2.34.a). Ce défaut simule l'étirement de la zone de

mélange à la paroi dû à l'interaction de l'interface avec la couche limite derrière le choc incident. Le calcul est initialisé juste avant l'interaction du premier choc réfléchi de Mach $M = 1,4$ avec l'interface, à $t = 1170 \mu s$. Le choc et la zone de mélange sont positionnés respectivement à 10 et 16,7 cm du fond du tube. Cette zone de mélange est discrétisée en 4 couches intermédiaires de concentrations massiques d'air égales à 0,2 - 0,4 - 0,6 - 0,8. De gauche (fond du tube) à droite, on observe une zone d'air comprimé par les chocs incident et réfléchi ($\rho = 2,377 \text{ kg/m}^3$), l'air comprimé uniquement par le choc incident ($\rho = 1,686 \text{ kg/m}^3$), puis la zone de mélange discrétisée mise en vitesse par le choc incident ($\rho = 2,929 - 4,606 - 6,009 - 6,636 \text{ kg/m}^3$), et le xénon comprimé une fois ($\rho = 7,164 \text{ kg/m}^3$). Le maillage est uniforme, chaque maille est carrée de 1mm de côté. Les figures (IV.2.34.b.) et (IV.2.34.c.) présentent les résultats du calcul à $t = 2590 \mu s$ et $t = 4310 \mu s$. Sur ces simulations, on distingue effectivement un développement du défaut en vortex. En fait, l'accroissement de cette perturbation est typiquement un développement de l'instabilité de Richtmyer-Meshkov (Annexe E). Il y a production de vorticité par produit vectoriel d'un gradient de pression horizontal (choc) et d'un gradient de masse volumique oblique (défaut initial).

IV.3. Comparaison avec le calcul

Nous avons comparé les résultats obtenus (profils de masse volumique partielle de SF6 et de xénon) avec ceux issus d'un code monodimensionnel utilisant le schéma de Richtmyer avec viscosité artificielle, dans lequel est implanté un modèle de turbulence développée k-à (Bonnet et Gauthier, [1990]). Les équations de ce modèle sont présentées en annexe F.

Ce modèle a été recalé avec un jeu de coefficients déterminés par les expériences précédemment effectuées dans le laboratoire. (Cavailler et al., [1989,1991]).

Dans la simulation d'une expérience avec une interface continue, on initialise de la diffusion turbulente avant l'arrivée du choc incident, de manière à obtenir une zone de mélange turbulente de même largeur que la zone initiale de diffusion. Ce procédé entraîne l'existence d'une énergie turbulente avant l'arrivée du choc qui n'a pas de réalité physique. Bien que cette énergie soit très faible comparée à celle induite par le passage des chocs, elle influence les résultats du calcul.

Nous avons effectué deux calculs comparables aux expériences avec interface continue décrites dans ce chapitre.

Le premier calcul a été réalisé pour une interface continue SF6/Air accélérée par une onde de choc incidente de Mach 1,45. Les résultats de ce calcul sont comparés aux résultats expérimentaux présentés dans le paragraphe IV.2.1.

Sur la figure (IV.2.35.), les profils issus du calcul numérique sont comparés aux profils de masse volumique partielle de SF6 déterminés par l'interférométrie. A $t = 1082 \mu s$, avant l'interaction avec le premier choc réfléchi, les profils numériques et expérimentaux sont relativement semblables. A $t = 1340 \mu s$ et $t = 1698 \mu s$, entre les interactions avec le premier et le second choc réfléchi, on note un écart entre les résultats numériques et expérimentaux : les profils numériques présentent un élargissement dû à la modélisation de la diffusion turbulente qui n'existe pas dans les expériences comme il a été montré sur la figure (IV.2.12.).

Les résultats d'un deuxième calcul effectué pour une interface continue Xe/Air soumise à une onde de choc incidente de Mach 1,40 sont comparés aux expériences décrites dans le paragraphe IV.2.2.

La figure (IV.2.36.) représente l'évolution temporelle des profils de masse volumique partielle de xénon calculés par le modèle. On observe sur cette courbe l'apparition d'une diffusion turbulente plus importante du côté air que du côté xénon après le passage du premier choc réfléchi, que l'on ne retrouve pas dans les profils expérimentaux.

La figure (IV.2.37.) présente les comparaisons entre les profils de masse volumique partielle de xénon calculés par le code et les profils expérimentaux. A $t = 1130 \mu s$ (avant l'interaction avec le premier choc réfléchi), les profils issus du calcul et de l'expérience sont semblables et on constate toujours un décalage spatial entre les courbes. A $t = 1340 \mu s$ (après le premier choc réfléchi), la valeur maximale calculée par le code surestime le plateau supérieur des profils expérimentaux. Cette différence s'atténue et s'inverse même sur les profils déterminés plus tardivement, à $t = 1740 \mu s$ et $t = 1940 \mu s$. Ce phénomène peut être expliqué par la présence de la bulle créée aux parois, sous le pied du choc réfléchi au cours de son interaction avec la couche limite. Cette bulle laisse un sillage de mélange turbulent Xe/Air sur les parois du tube bien visible sur les clichés interférométriques. Cependant, comme pour le cas SF6/Air, l'allure des profils calculés montre une diffusion turbulente qui n'existe pas dans les profils expérimentaux.

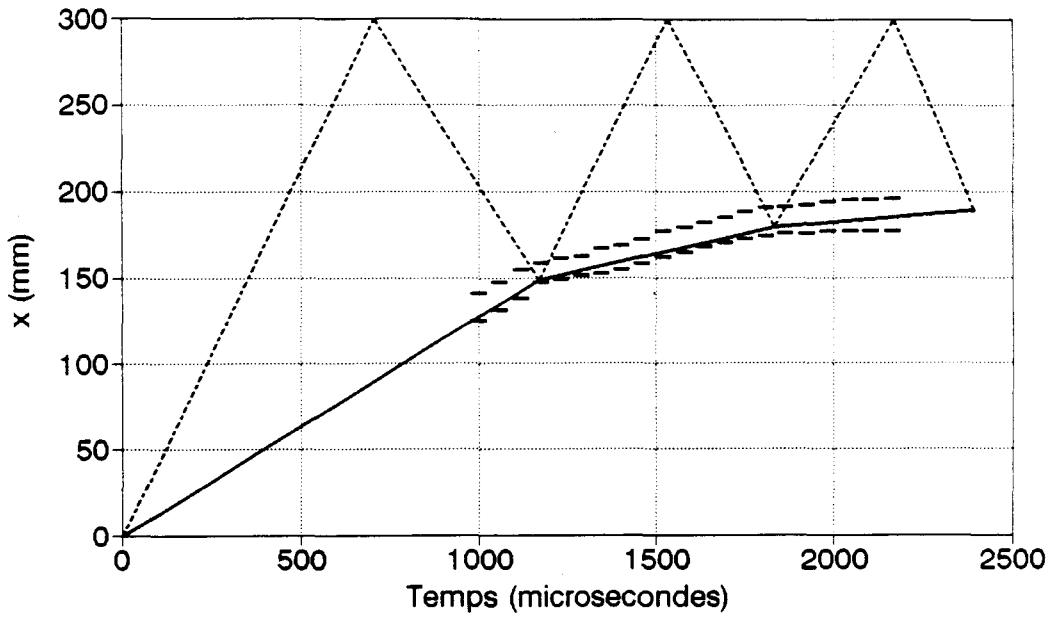


Figure IV.2.1. : Diagramme (x,t) -Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,43$ - $L = 300$ mm
Strioscopie

— : Interface théorique, - - - : Chocs, = : Bornes expérimentales de l'interface

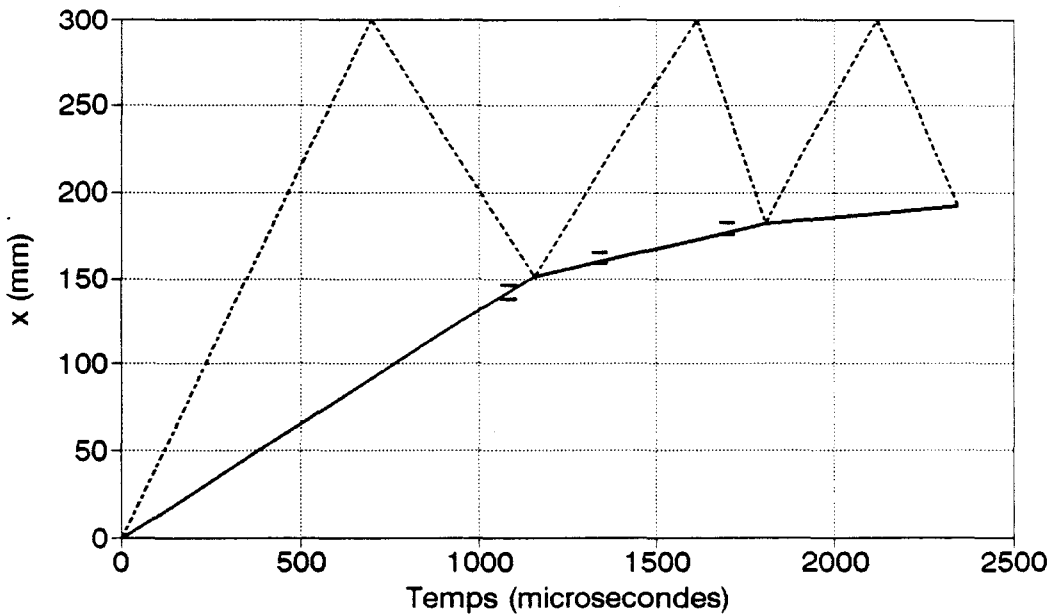


Figure IV.2.2. : Diagramme (x,t) - Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm
Interférométrie

— : Interface théorique, - - - : Chocs, = : Bornes expérimentales de l'interface

629

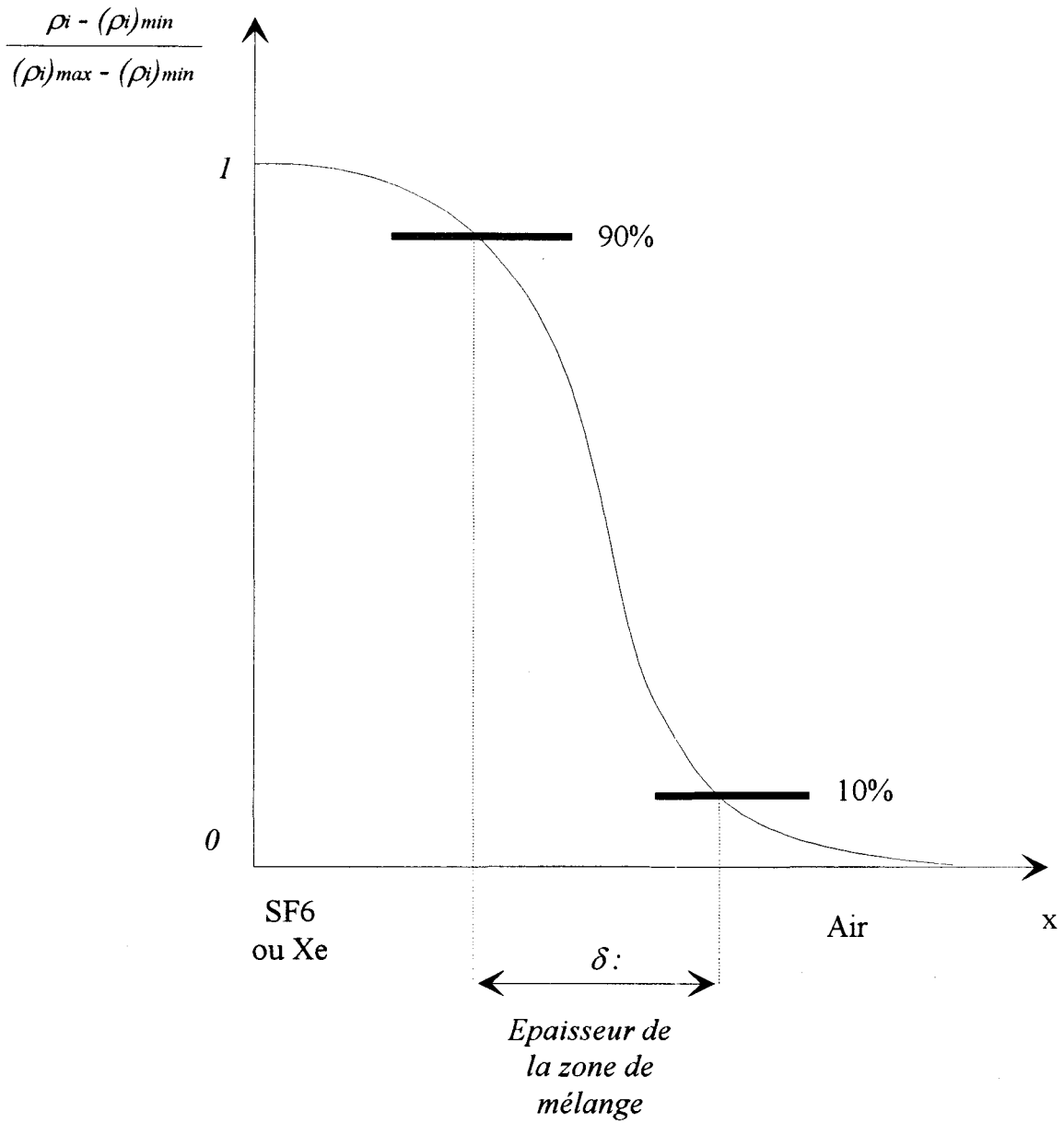
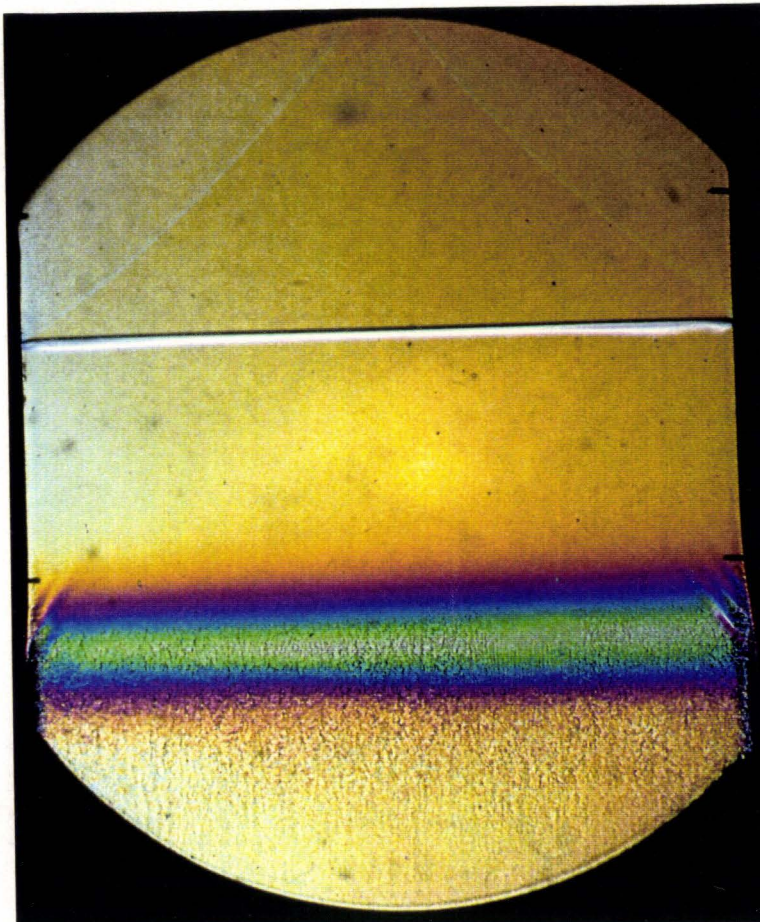
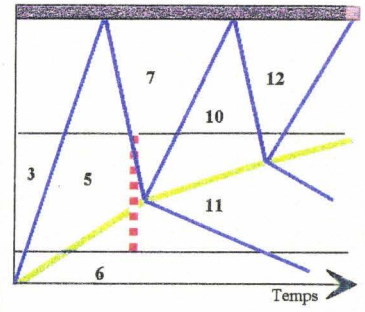


Figure IV.2.3. : Critère de détermination de l'épaisseur de la zone de mélange
(Clichés interférométriques et radiographiques)



BU
LLE

(a)
Strioscopie
 $t = 1063 \mu s$
 $Ms = 1,43$



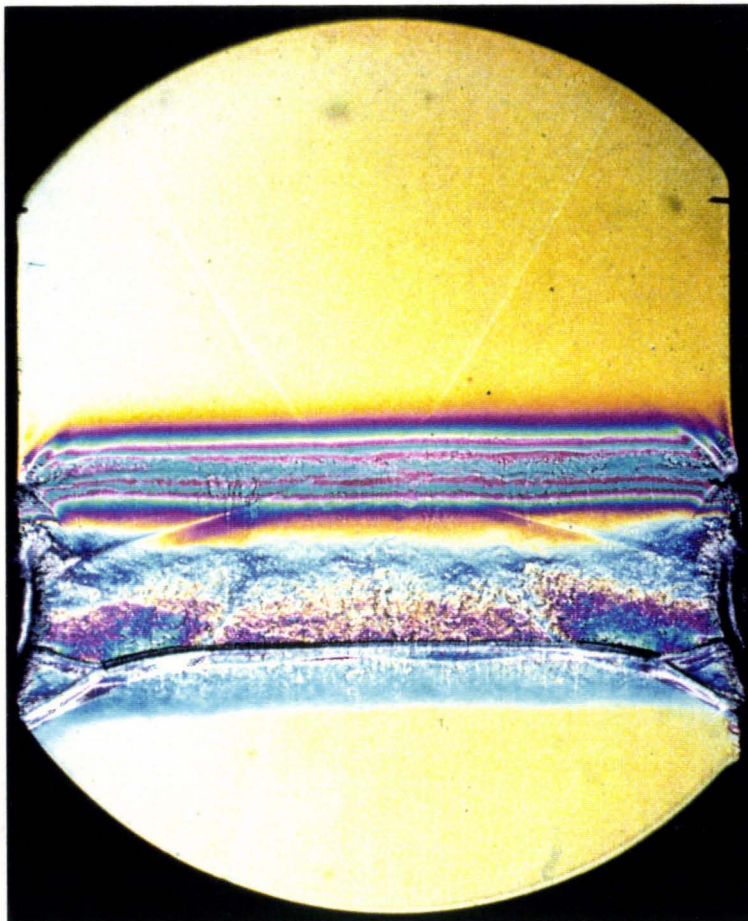
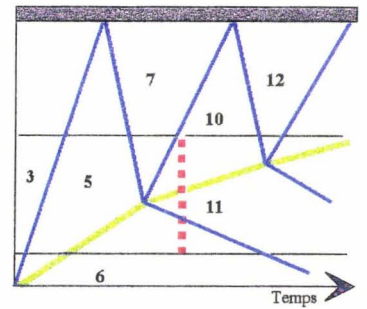
BU
LLE

(b)
Interférométrie
 $t = 1080 \mu s$
 $Ms = 1,45$

Figure IV.2.4. : Interface continue SF6/Air - $L = 300 \text{ mm}$.

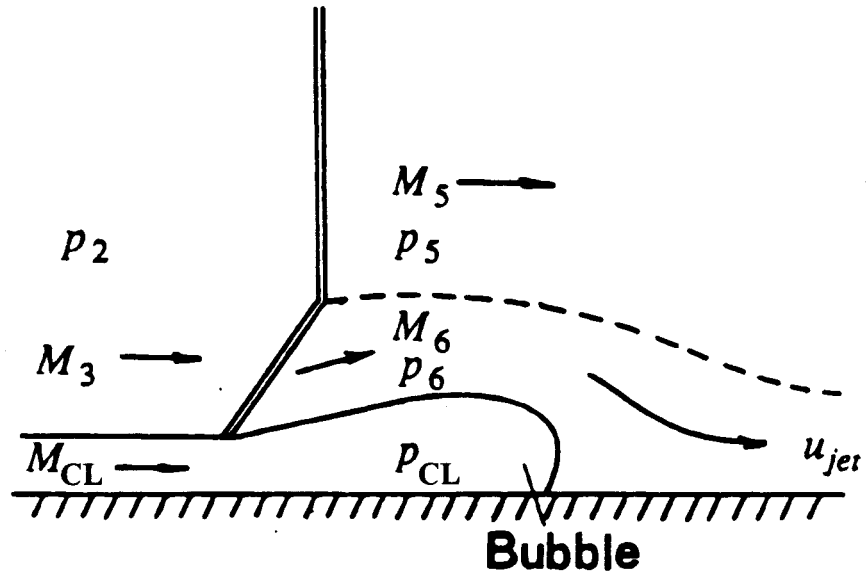


(a)
Strioscopie
 $t = 1340 \mu s$
 $Ms = 1,43$

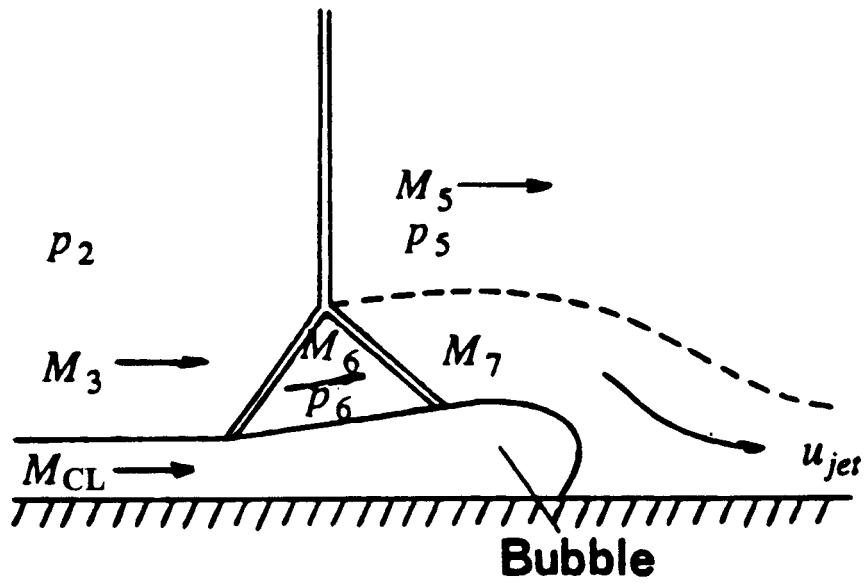


(b)
Interférométrie
 $t = 1340 \mu s$
 $Ms = 1,45$

Figure IV.2.5. : Interface continue SF6/Air - $L = 300 \text{ mm}$.



a. $M_6 < 1$.

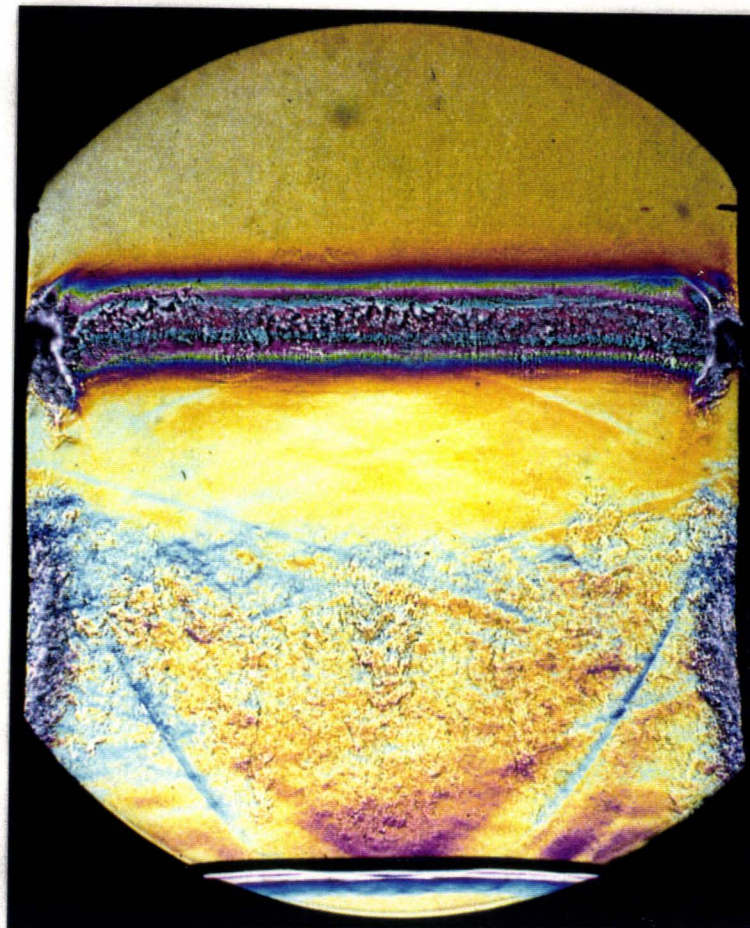
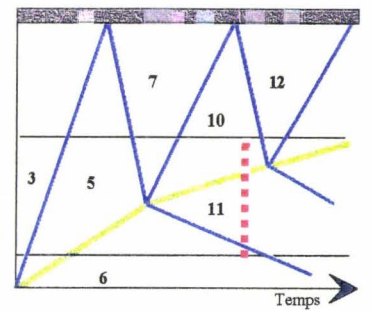


b. $M_6 > 1$.

Figure IV.2.6. : Interaction entre un choc et une couche limite dans un tube à choc (Mark[1957]).



(a)
Strioscopie
 $t = 1701 \mu s$
 $Ms = 1,43$

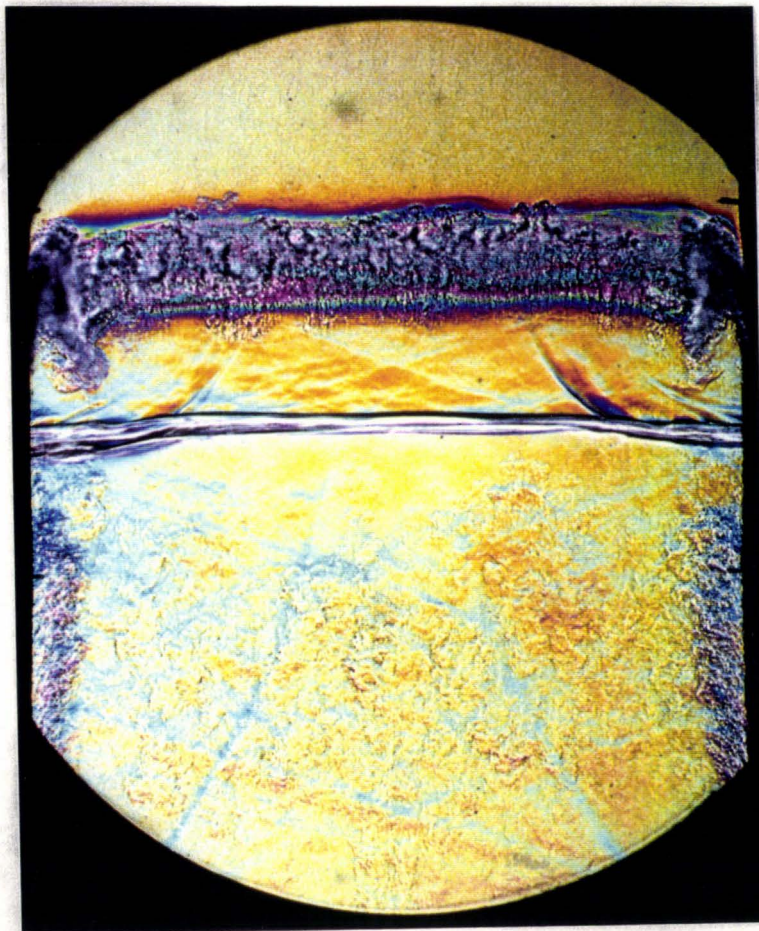
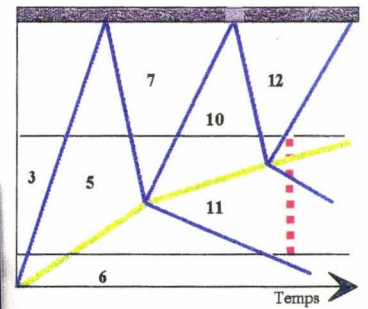


(b)
Interférométrie
 $t = 1698 \mu s$
 $Ms = 1,45$

Figure IV.2.7. : Interface continue SF6/Air - $L = 300 \text{ mm}$.



(a)
Strioscopie
 $t = 1933 \mu s$
 $Ms = 1,43$



(b)
Interférométrie
 $t = 1940 \mu s$
 $Ms = 1,45$

Figure IV.2.8. : Interface continue SF6/Air - $L = 300 \text{ mm}$.

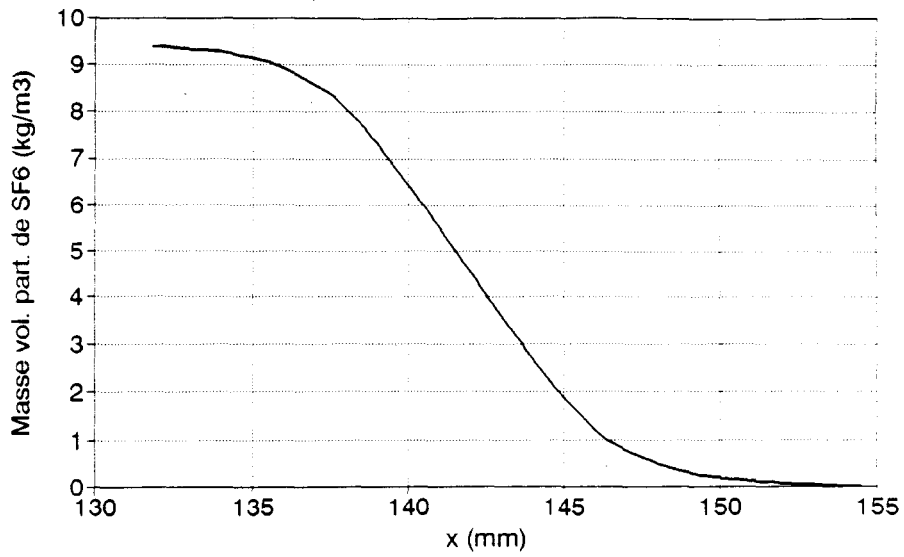


Figure IV.2.9. : Profil de masse volumique partielle de SF6 - $M_s = 1,45$ - $t = 1082 \mu s$

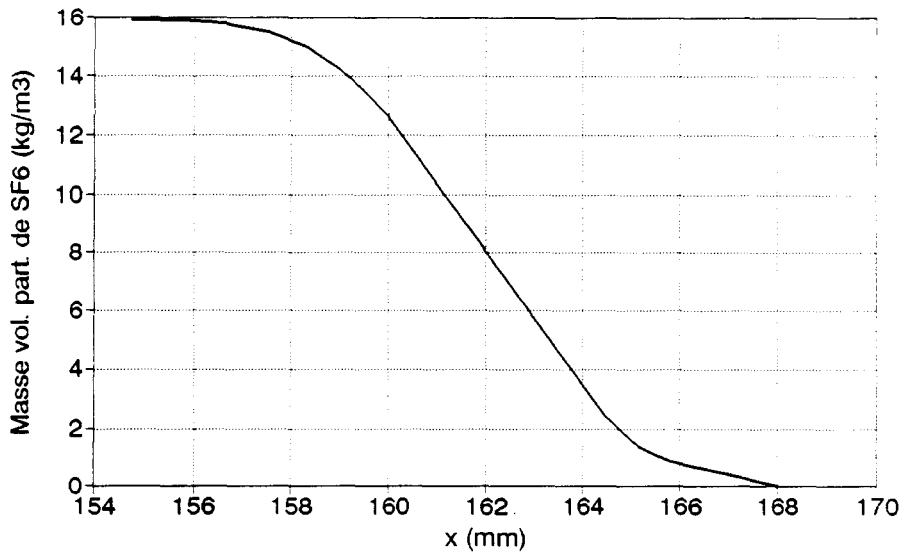


Figure IV.2.10. : Profil de masse volumique partielle de SF6 - $M_s = 1,45$ - $t = 1340 \mu s$

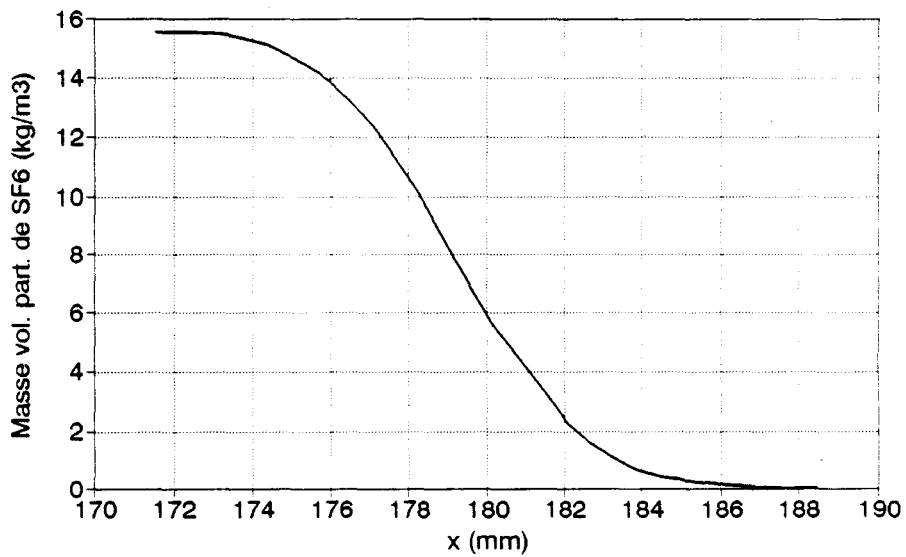


Figure IV.2.11. : Profil de masse volumique partielle de SF6 - $M_s = 1,45$ - $t = 1698 \mu s$

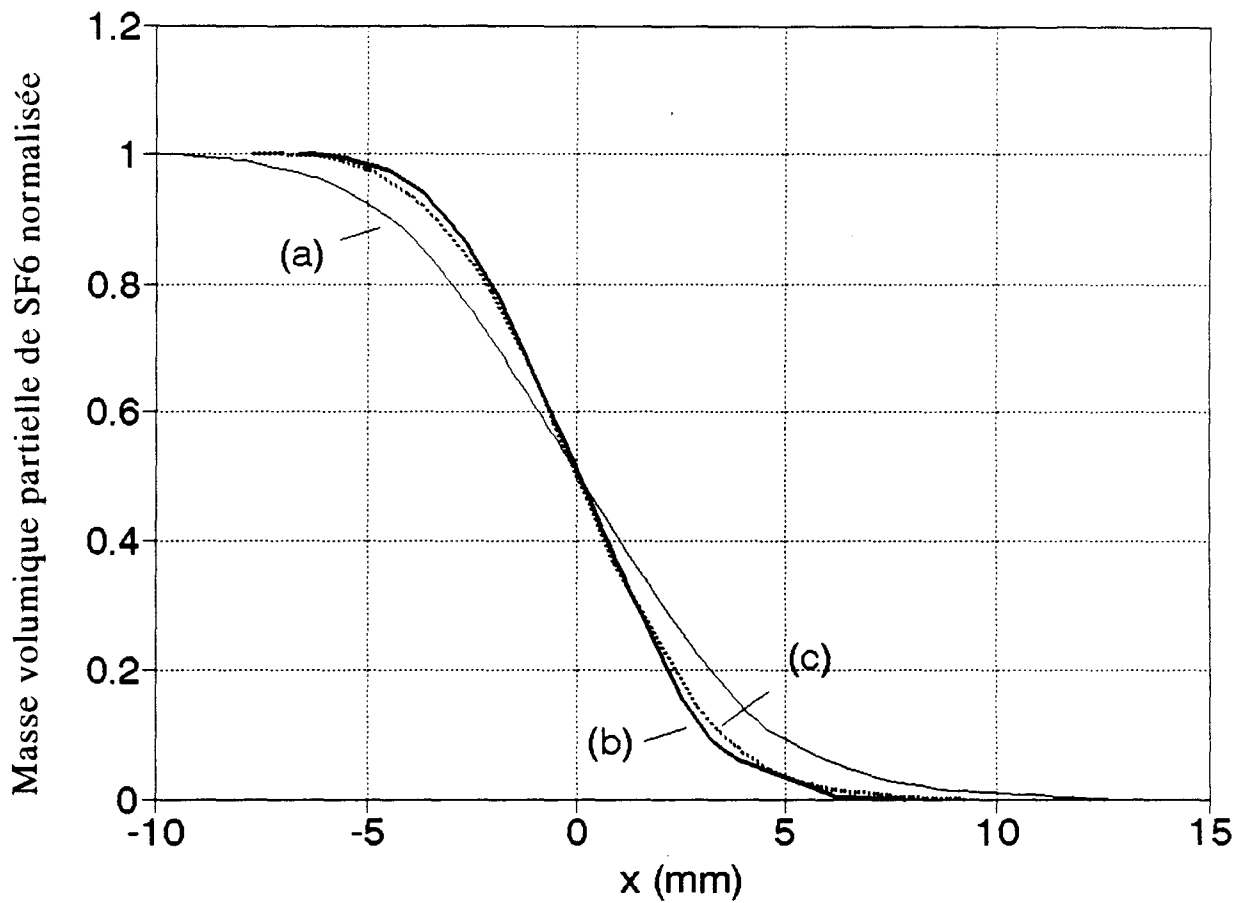


Figure IV.2.12. : Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de SF6 -

Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm.

- (a) : Avant interaction de l'interface avec le 1^{er} choc réfléchi, $t = 1082 \mu s$
- (b) : Après interaction de l'interface avec le 1^{er} choc réfléchi, $t = 1340 \mu s$
- (c) : Avant interaction de l'interface avec le 2nd choc réfléchi, $t = 1698 \mu s$

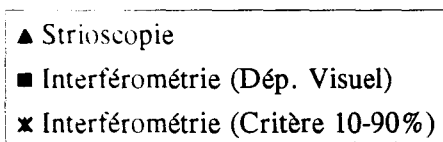
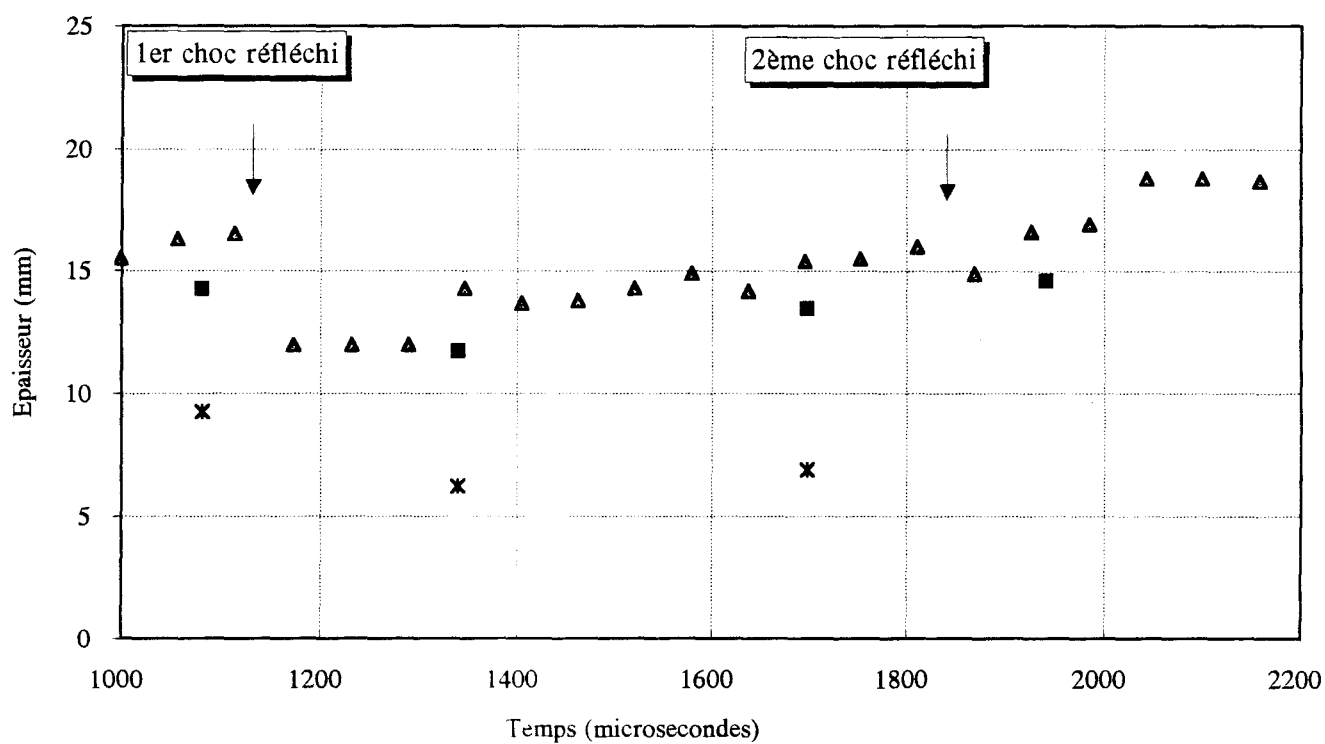
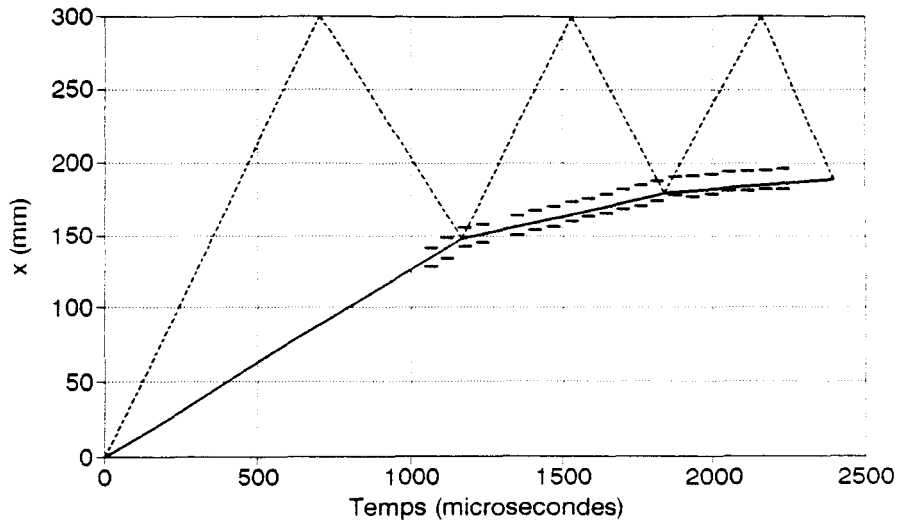


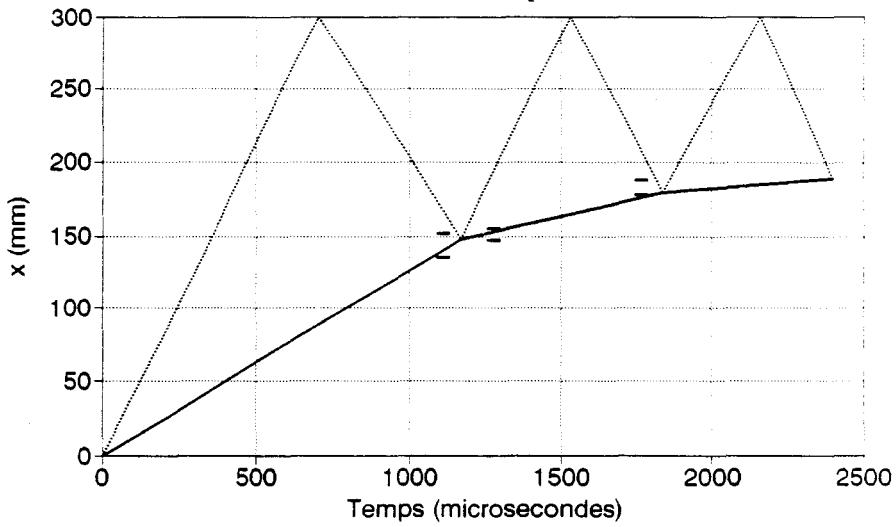
Figure IV.2.13. : Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface continue SF6/Air

$M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm

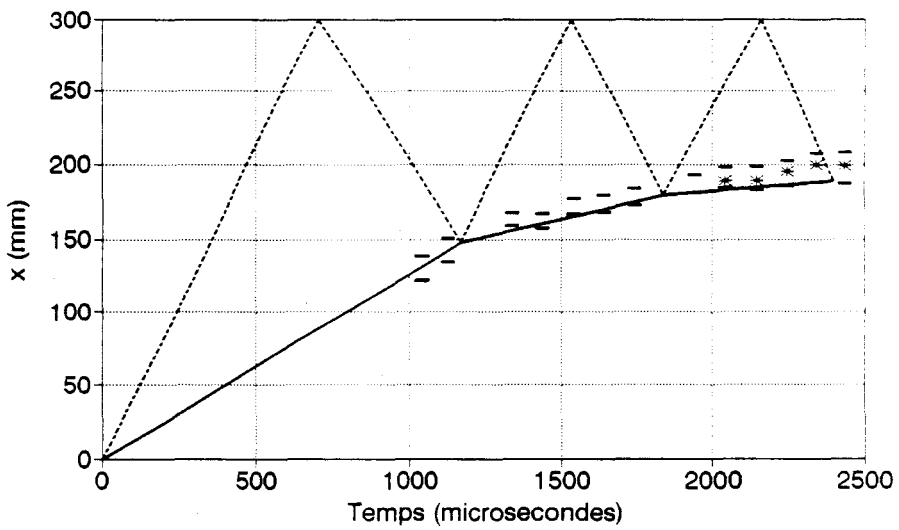




a : Strioscopie



b : Interférométrie



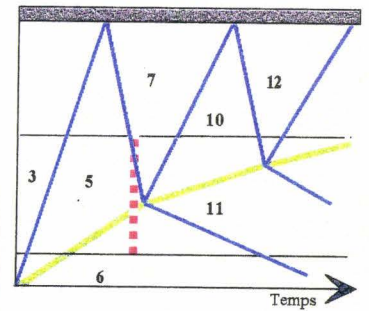
c : Radiographie

Figure IV.2.14. : Diagramme (x,t) - Interface continue Xe/Air, - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm

— : Interface théorique, - - - : Chocs, = : Bornes expérimentales de l'interface



(a)
Strioscopie
 $t = 1124 \mu s$



(b)
Interférométrie
 $t = 1113 \mu s$

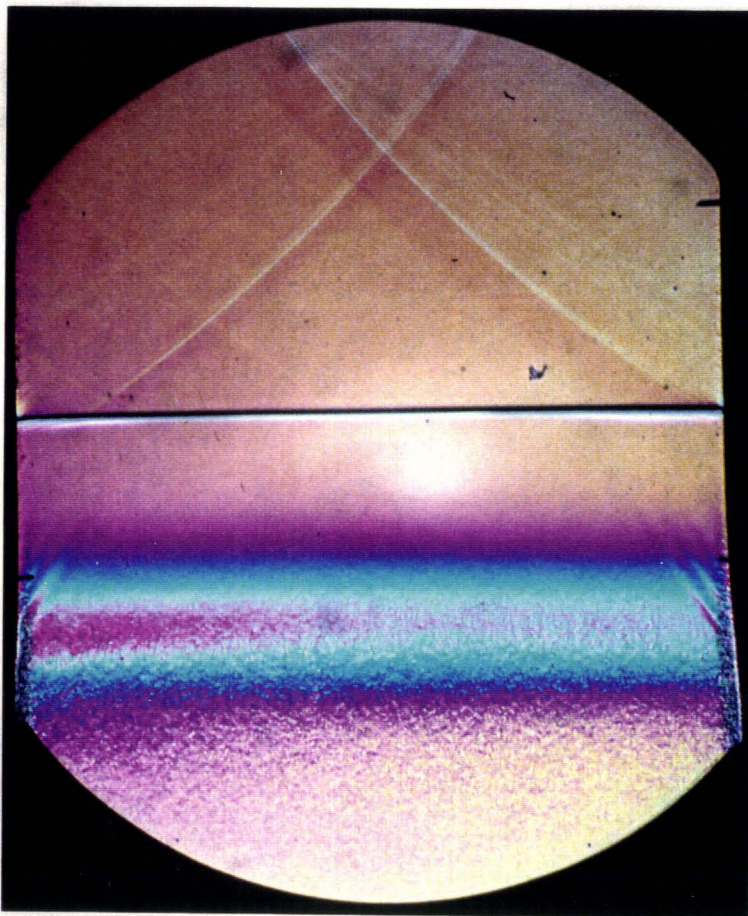


Figure IV.2.15. : Interface continue Xe/Air, $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

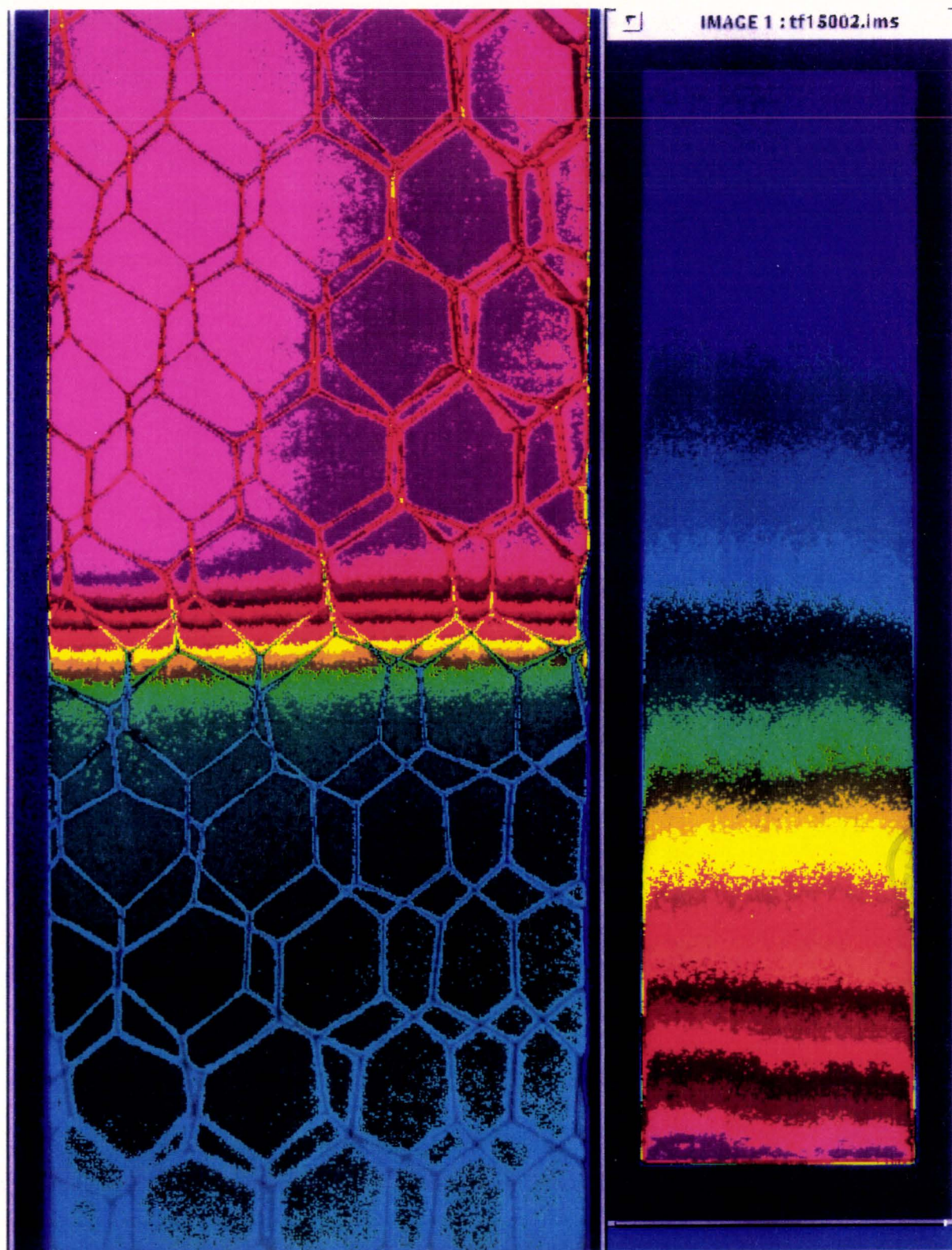
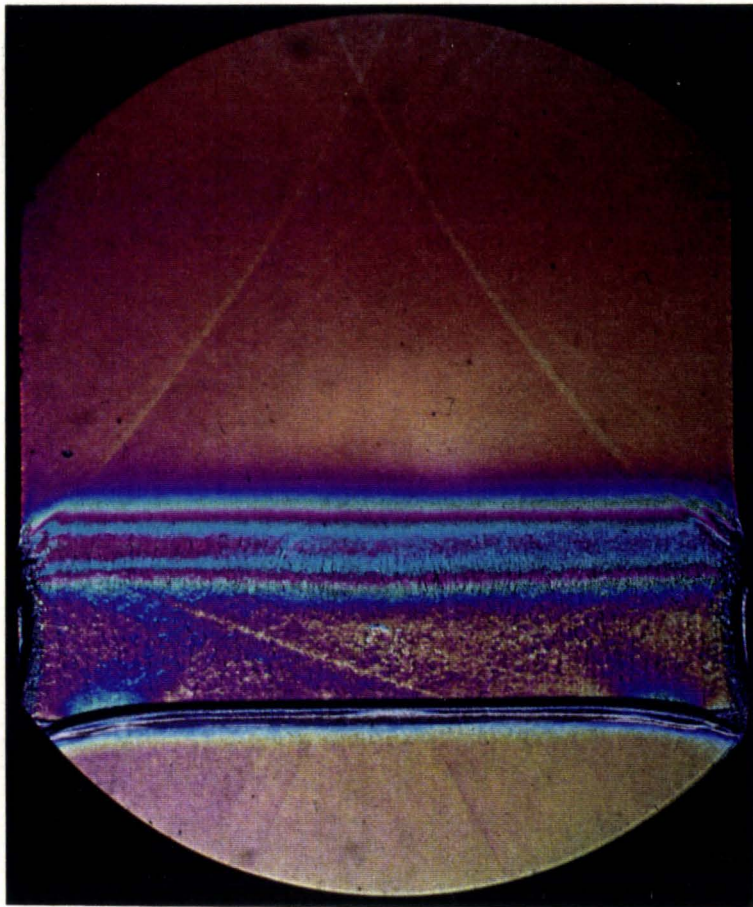
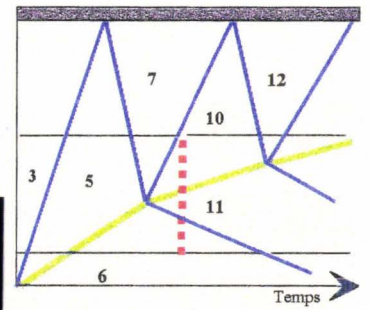


Figure IV.2.16. : Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm

Radiographie - $t = 1130 \mu s$



(a)
Strioscopie
 $t = 1298 \mu s$



(b)
Interférométrie
 $t = 1282 \mu s$

Figure IV.2.17. : Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

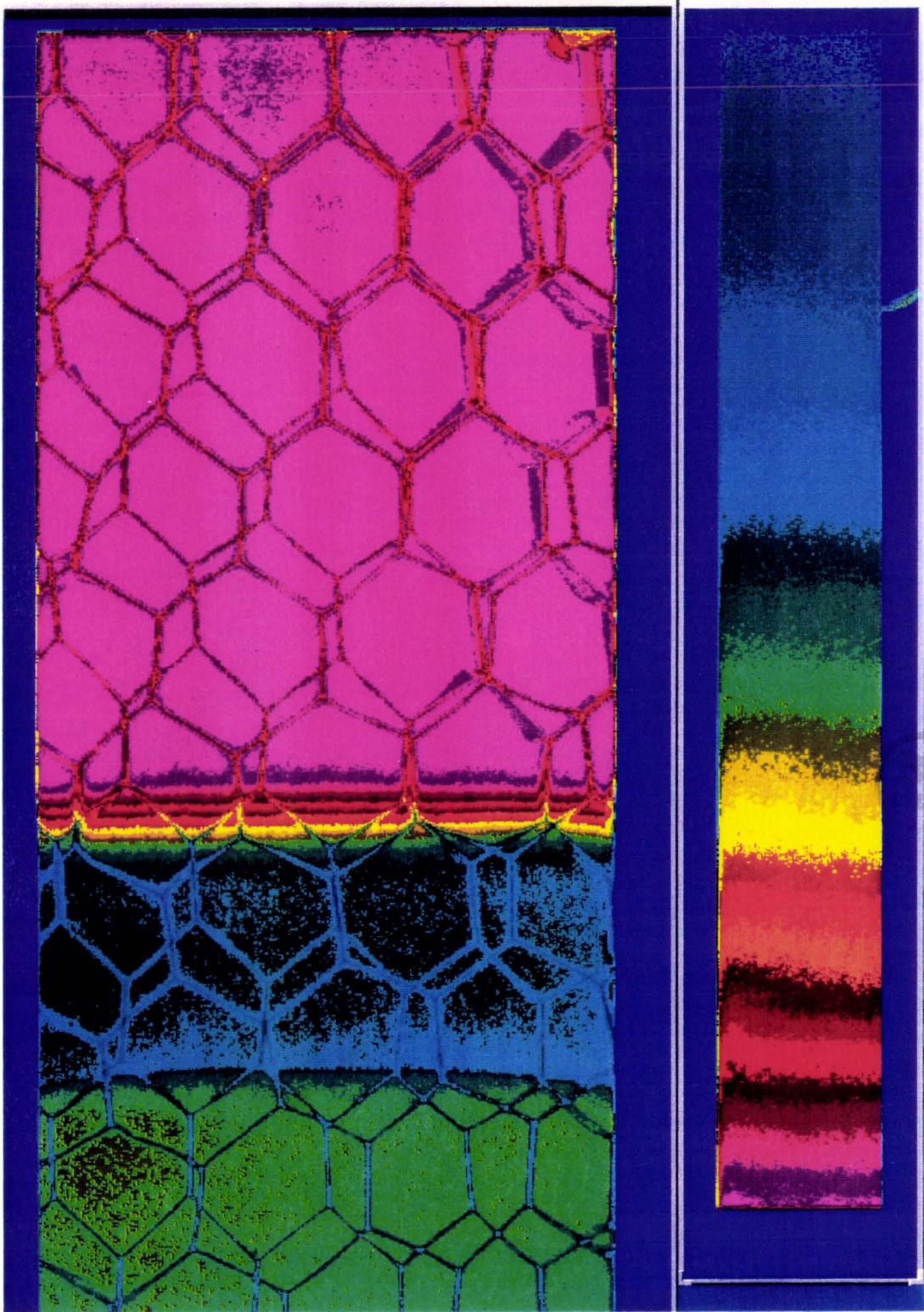
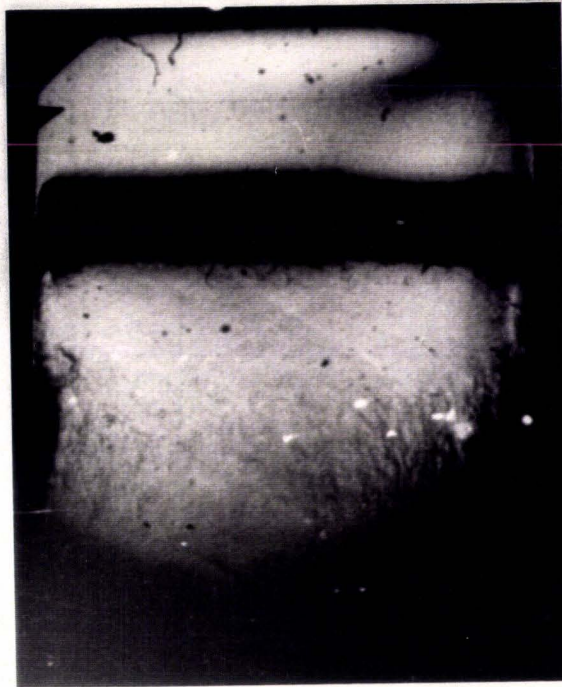


Figure IV.2.18. : Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,4$ - $L = 300$ mm

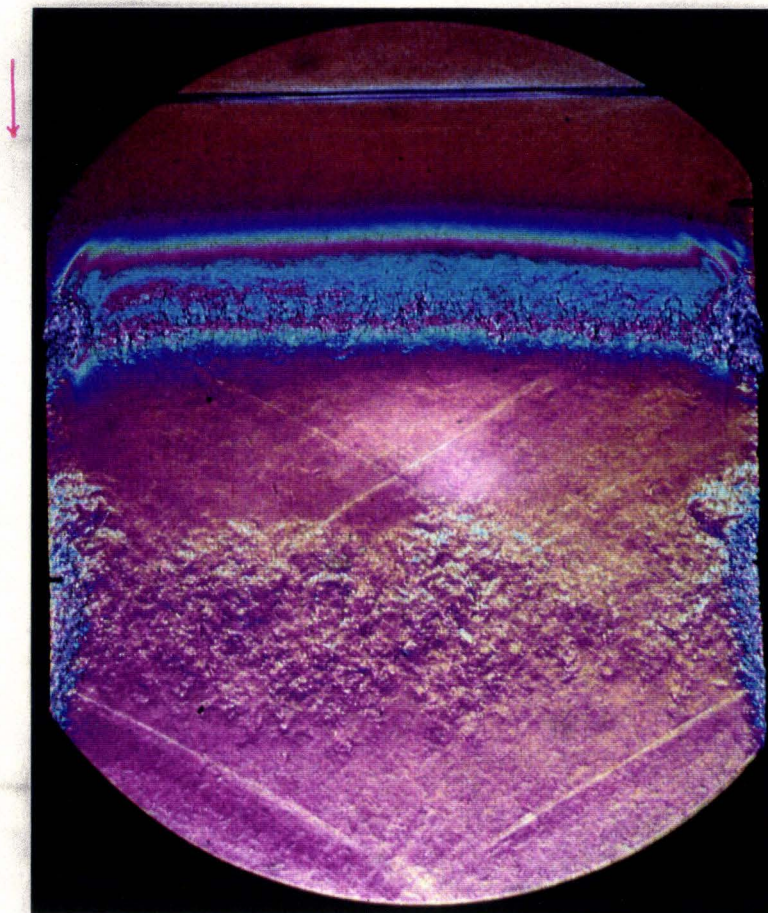
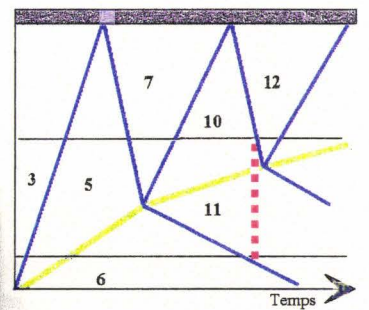
Radiographie - $t = 1339 \mu s$



Figure IV.2.19. : Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,43$ - $L = 300$ mm
Densité optique de la radiographie - $t = 1339 \mu s$.



(a)
Strioscopie
 $t = 1762 \mu s$



(b)
Interférométrie
 $t = 1772 \mu s$

Figure IV.2.20. : Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

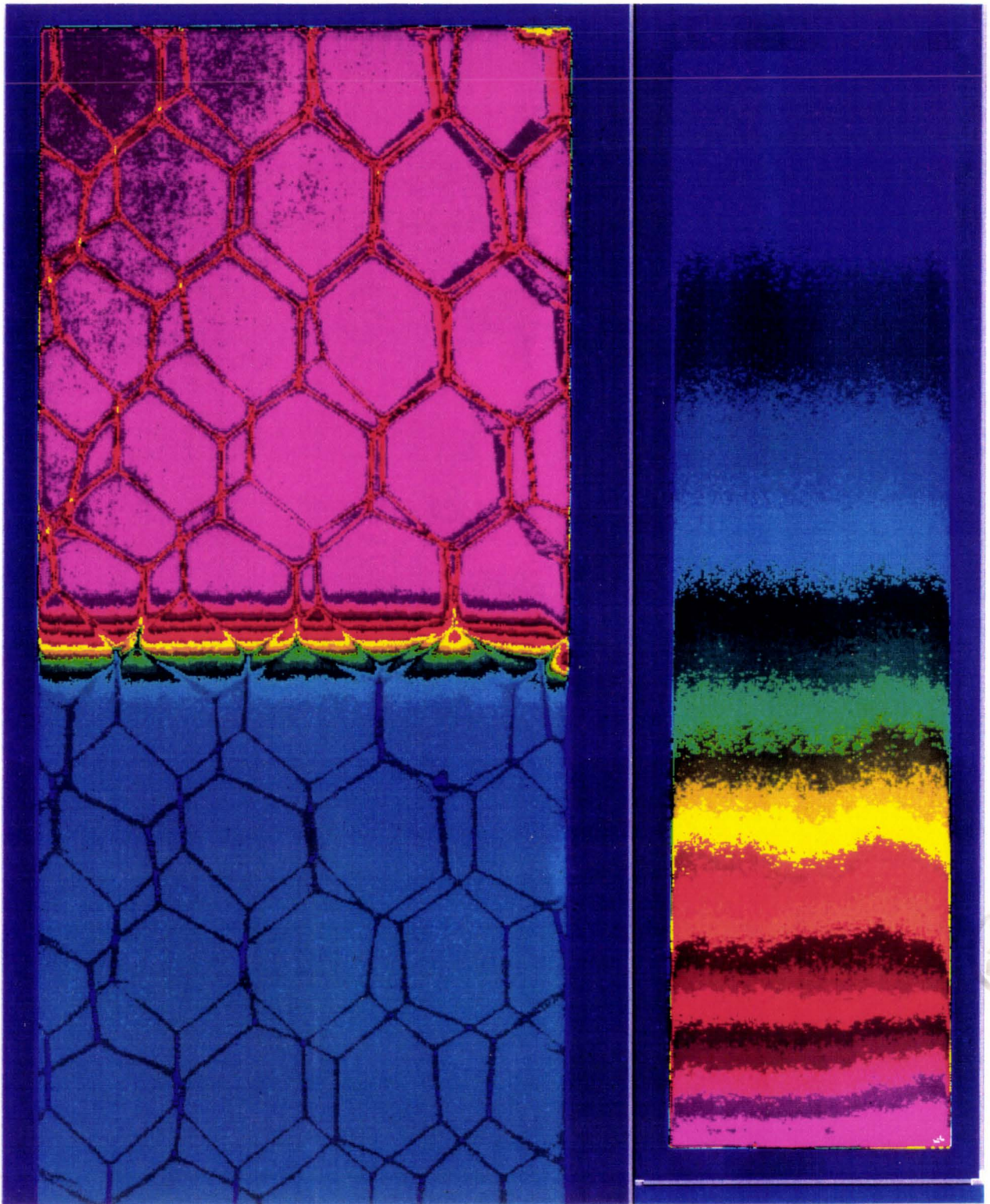
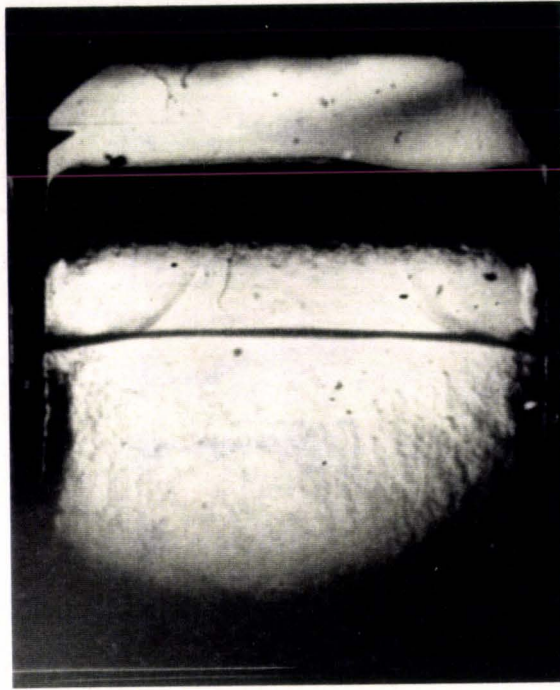
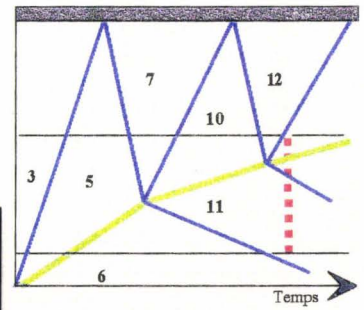


Figure IV.2.21. : Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm

Radiographie - $t = 1744 \mu s$



(a)
Strioscopie
 $t = 1936 \mu s$



(b)
Interférométrie
 $t = 1940 \mu s$

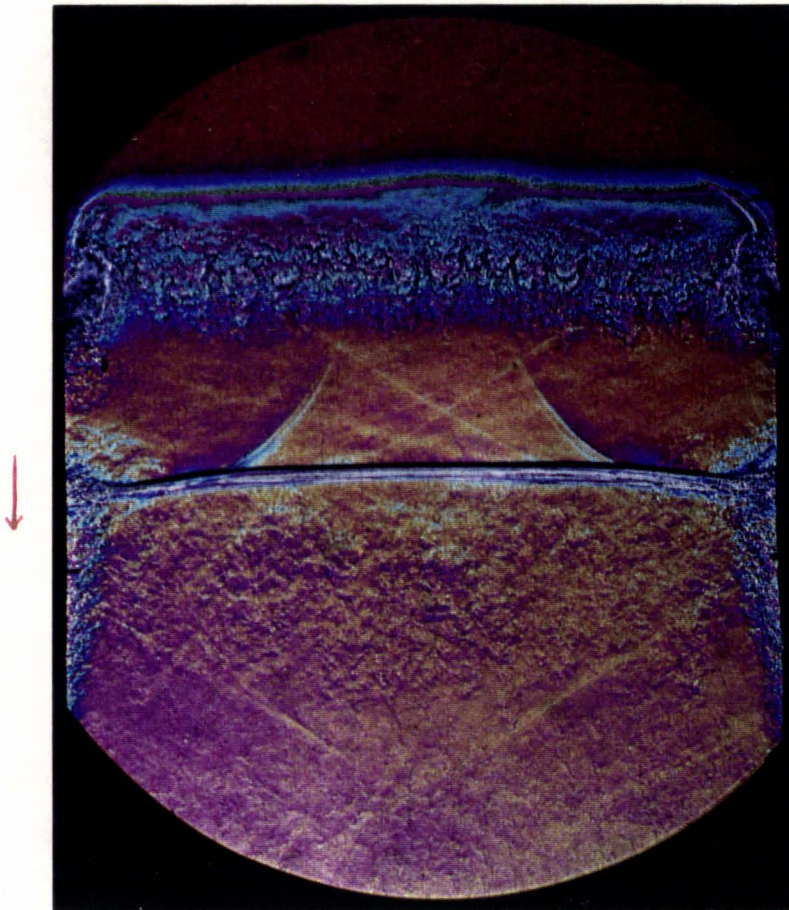


Figure IV.2.22. : Interface continue Xe/Air, $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

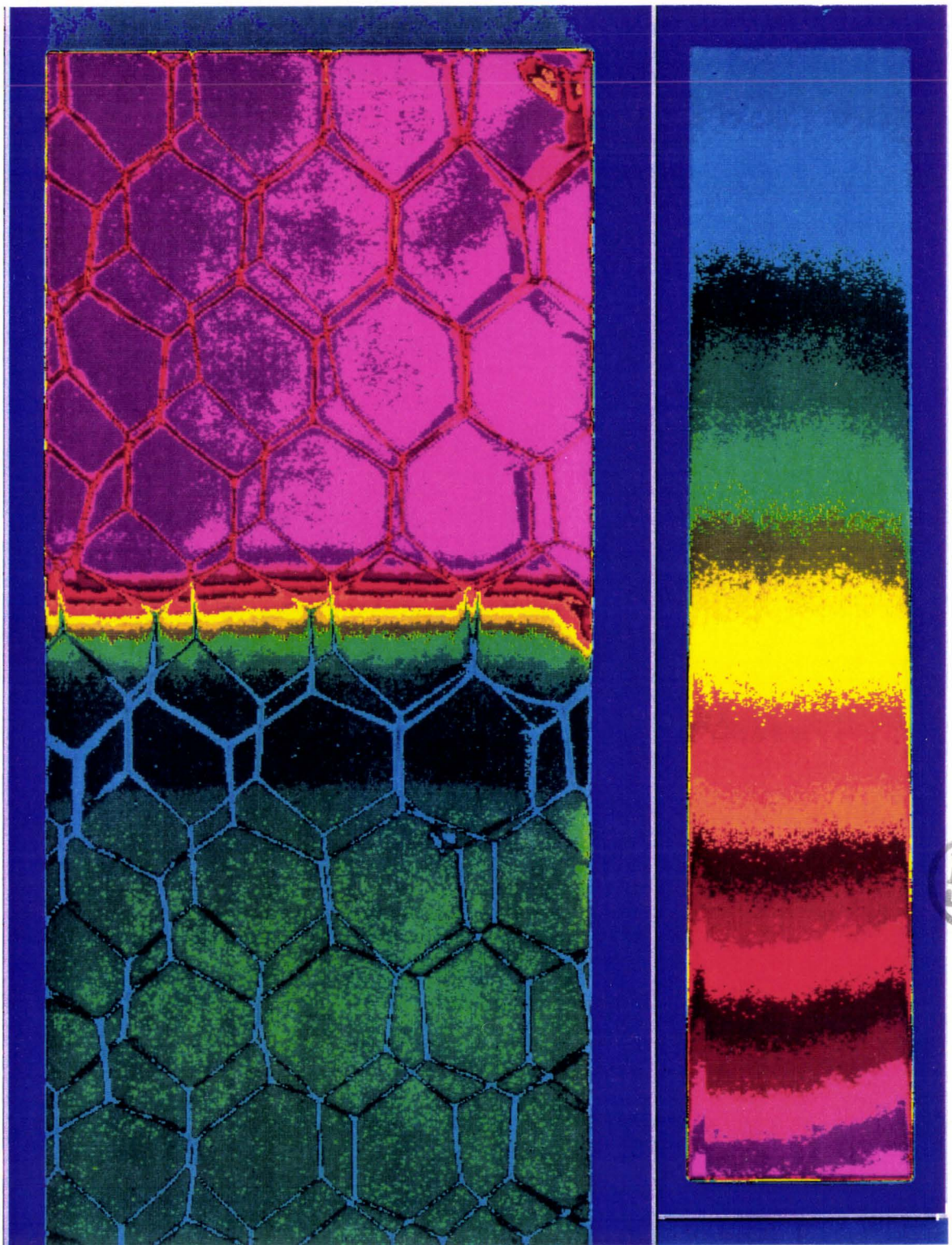


Figure IV.2.23. : Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm.

Radiographie - $t = 1943 \mu s$

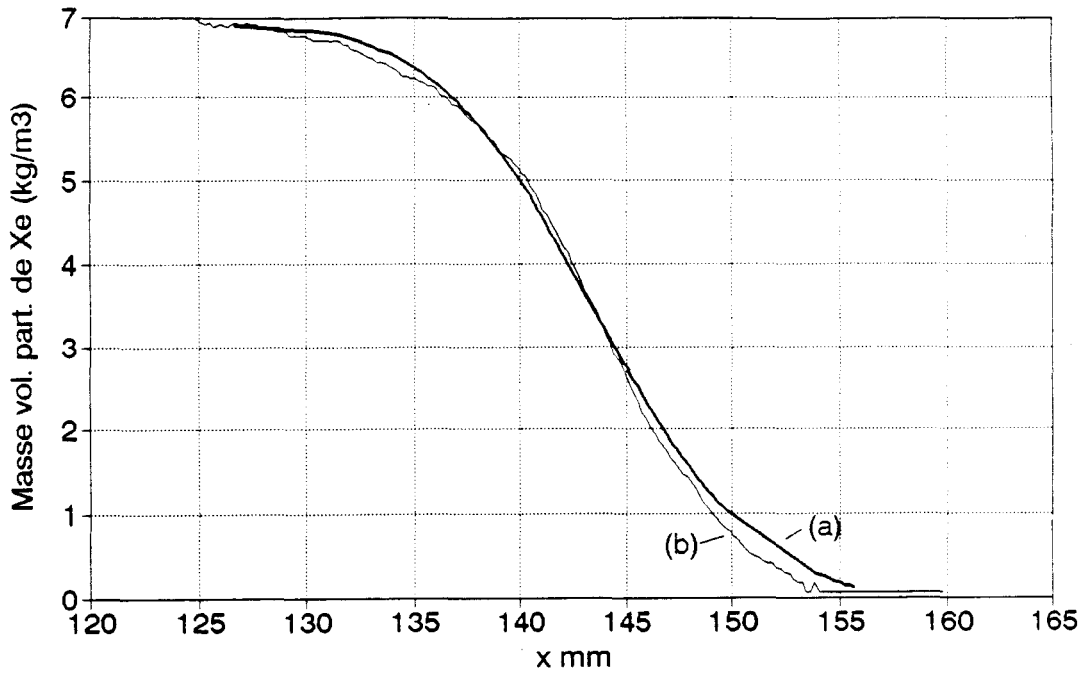


Figure IV.2.24. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air
Ms = 1,40 - Interférométrie : t = 1113 μ s (a) - Radiographie : t = 1130 μ s (b)

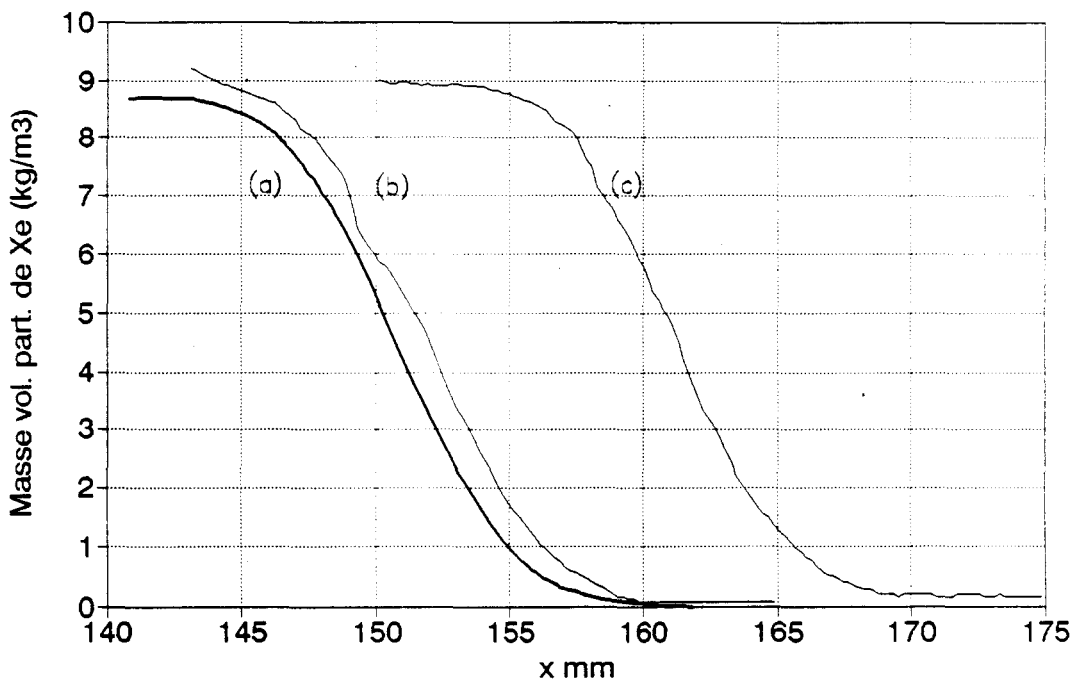


Figure IV.2.25. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air
Ms = 1,40 - Interférométrie : t = 1282 μ s (a) - Radiographie : t = 1240 μ s (b) - t = 1340 μ s (c)

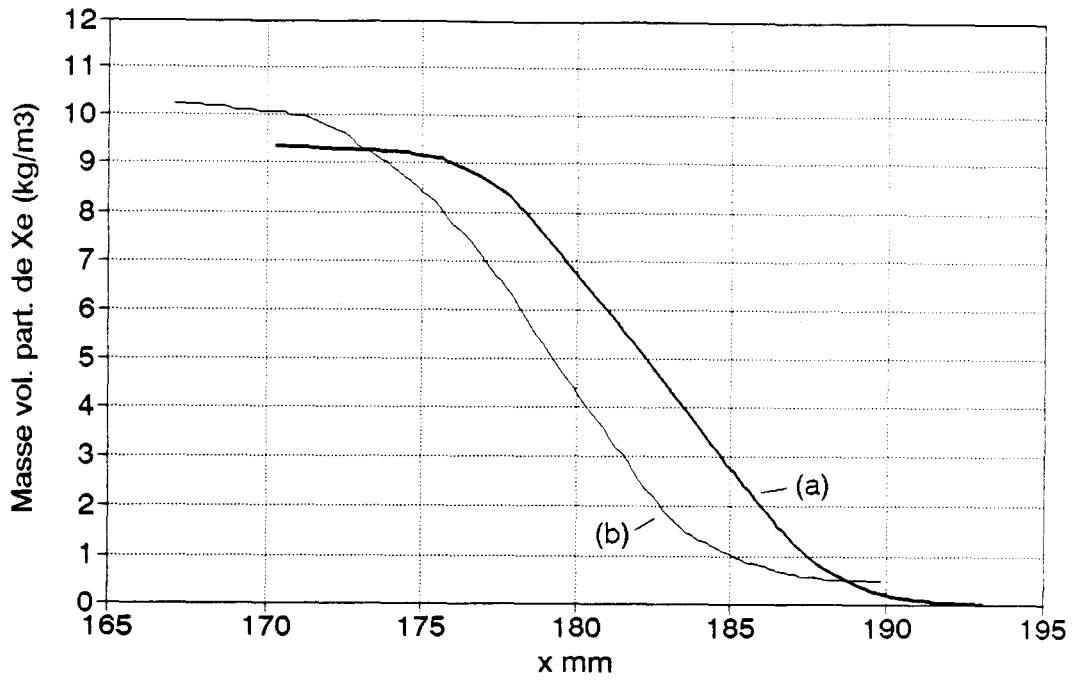


Figure IV.2.26. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air
 $M_s = 1,40$ - Interférométrie : $t = 1772 \mu s$ (a) - Radiographie : $t = 1744 \mu s$ (b)

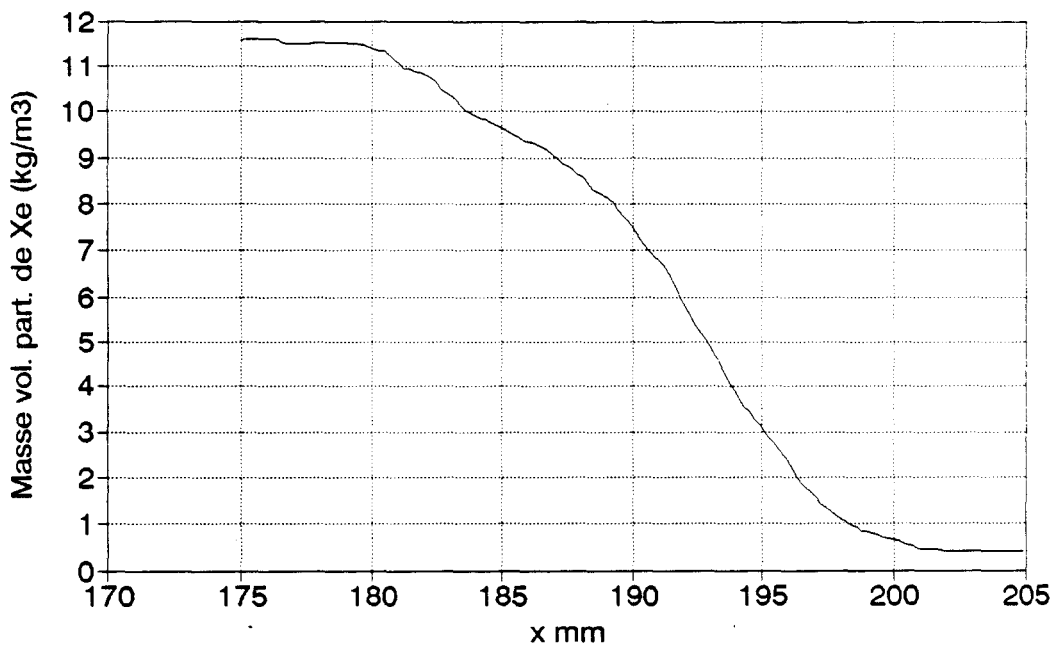


Figure IV.2.27. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface continue Xe/Air
 $M_s = 1,40$ - Radiographie : $t = 1943 \mu s$

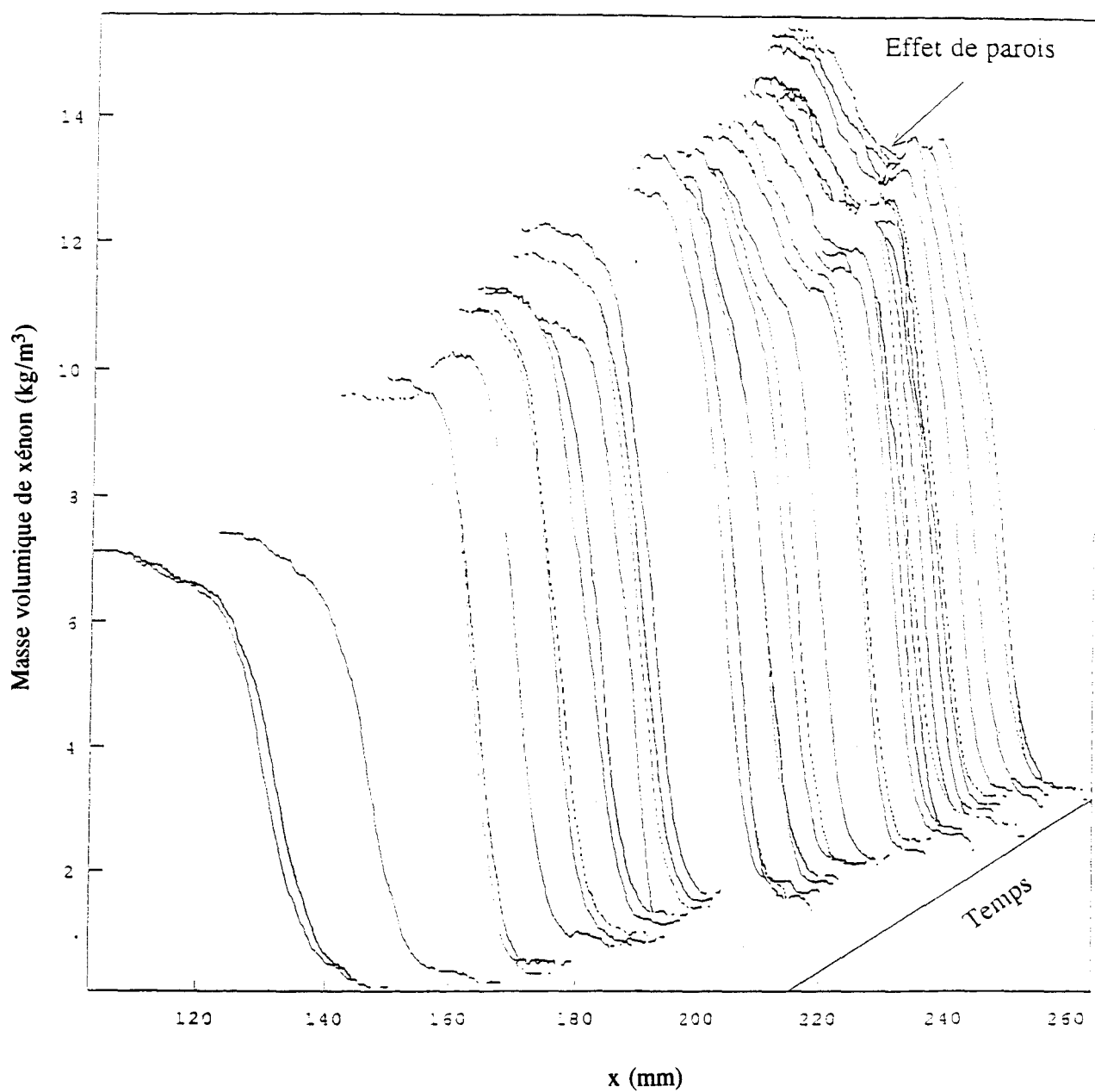


Figure IV.2.28. : Evolution spatiale et temporelle des profils de masse volumique partielle de Xe
Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm - Radiographie.

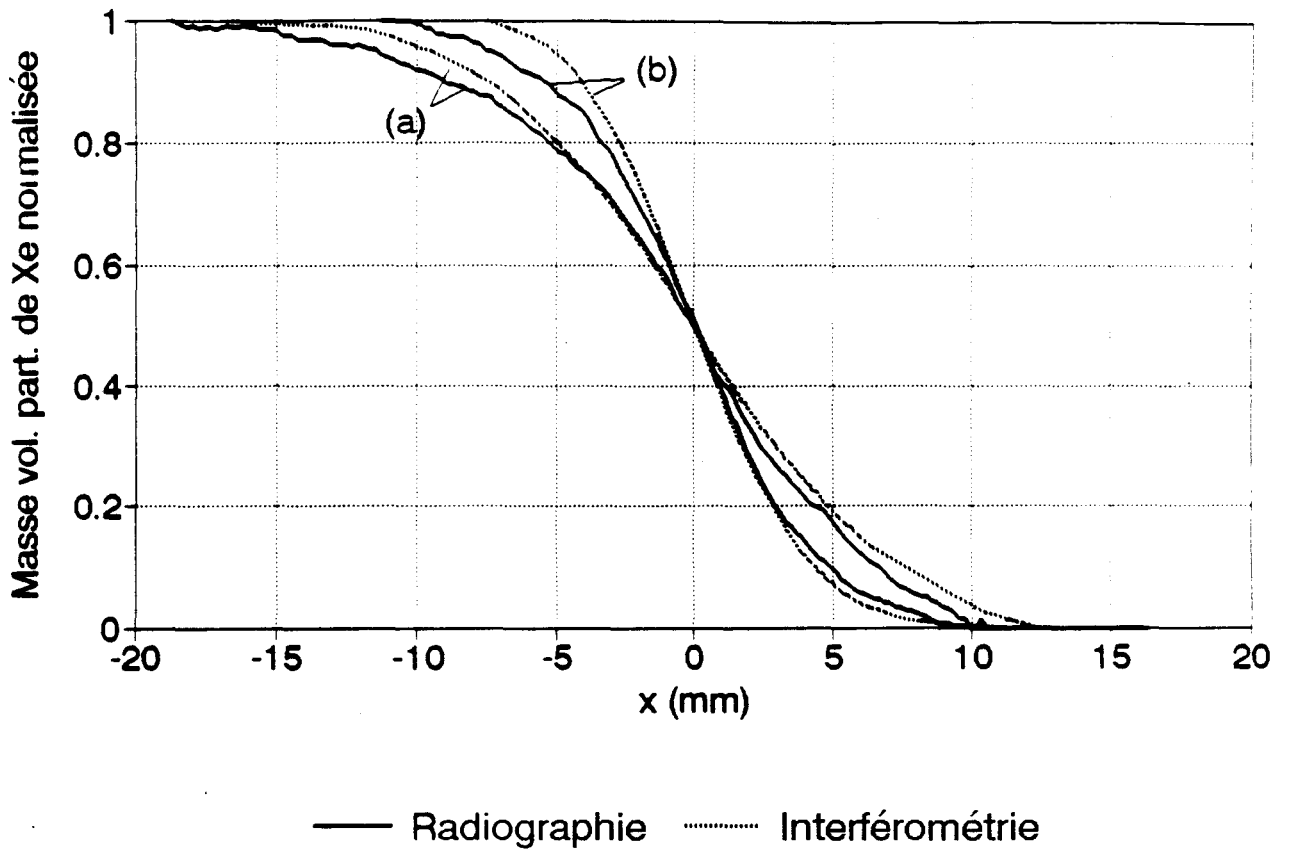


Figure IV.2.29. : Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe
Interaction 1er choc réfléchi-interface - Avant (a) - Après (b)
Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm

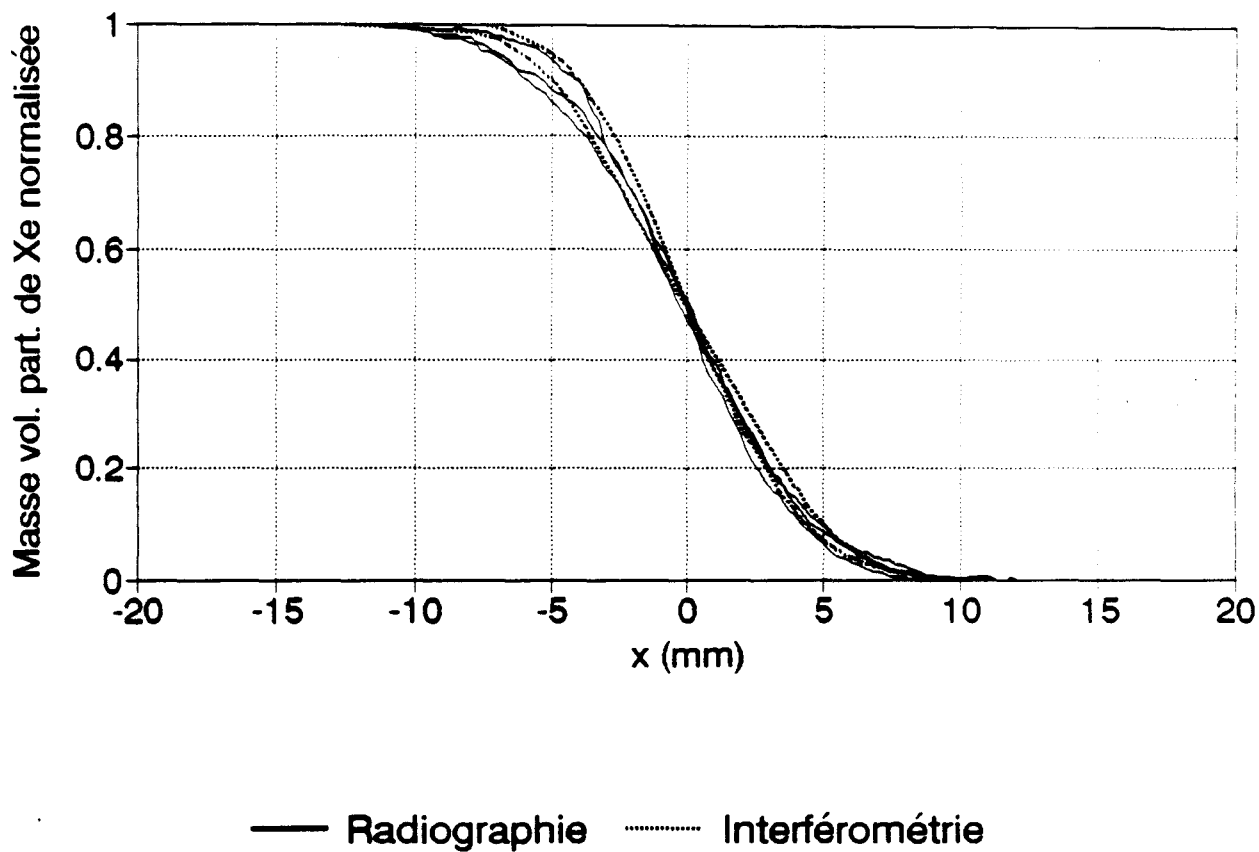


Figure IV.2.30. : Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe
entre les interactions de l'interface avec le 1^{er} et le 2nd choc réfléchi
Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm

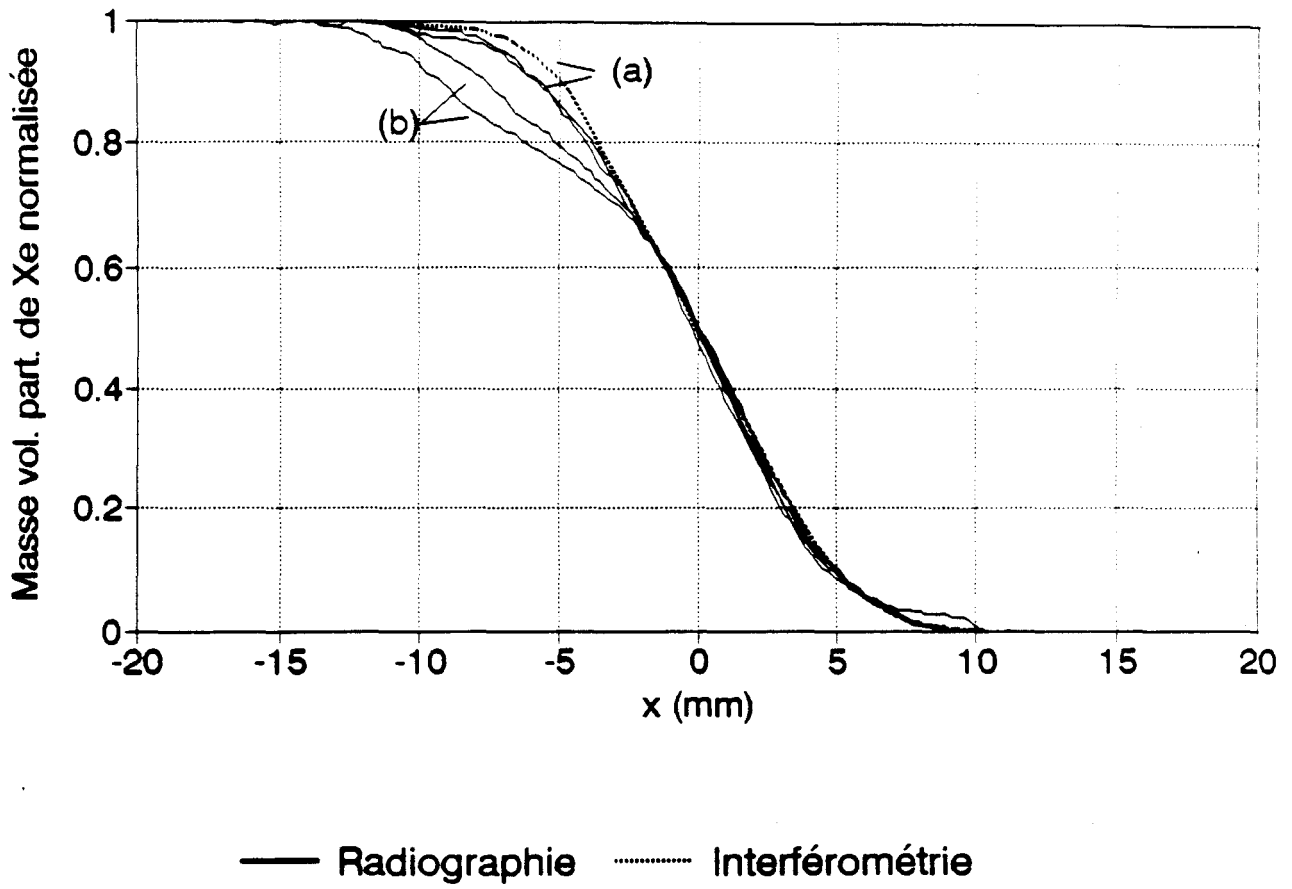


Figure IV.2.31. : Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe
Interaction 2nd choc réfléchi-interface - Avant (a) - Après (b)
Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm

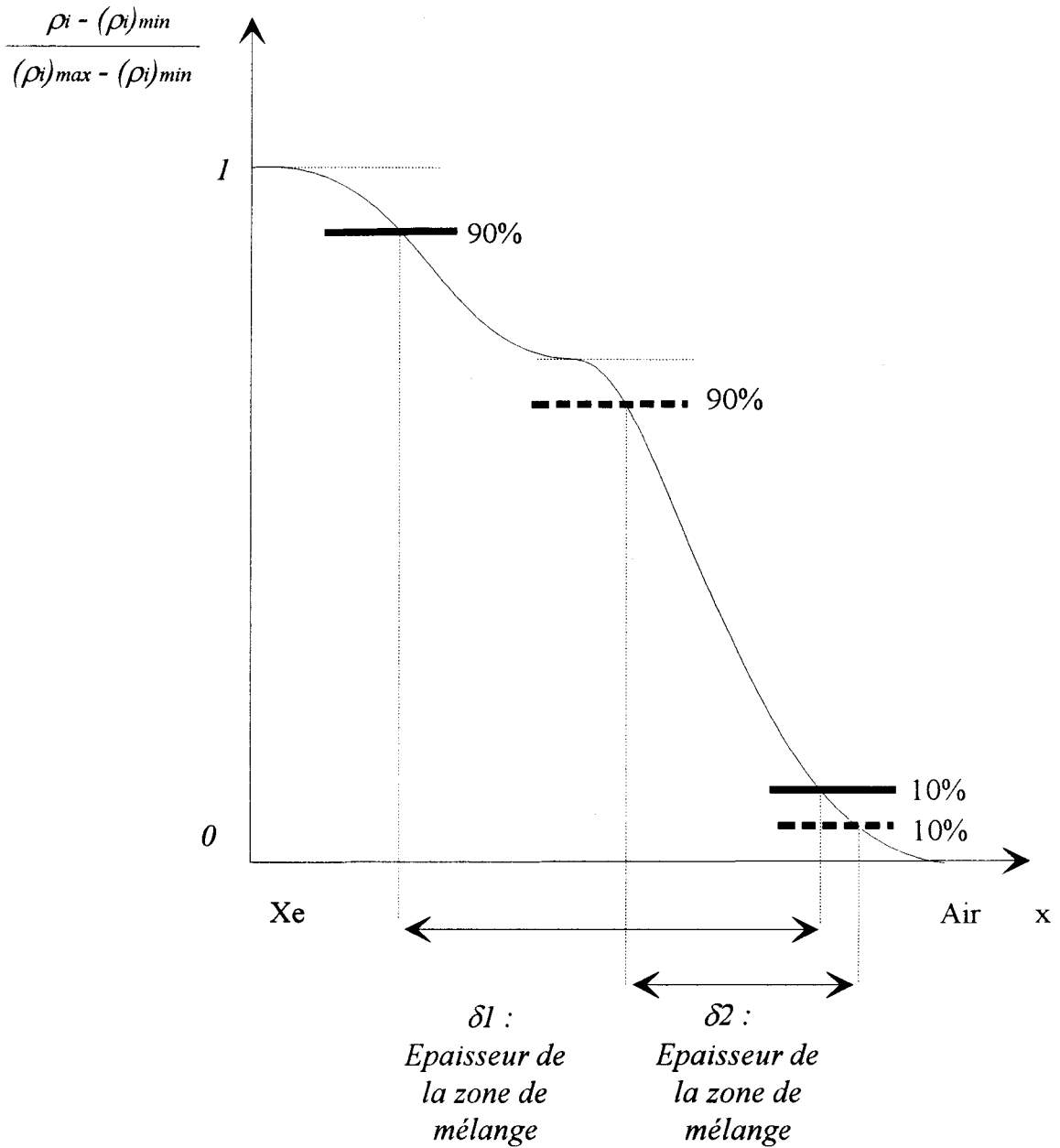


Figure IV.2.32. : Critère de détermination de l'épaisseur de la zone de mélange
 $\delta 1$: Critère (10%, 90%) majorant
 $\delta 2$: Critère (10%, 90%) minorant
 (Clichés radiographiques)

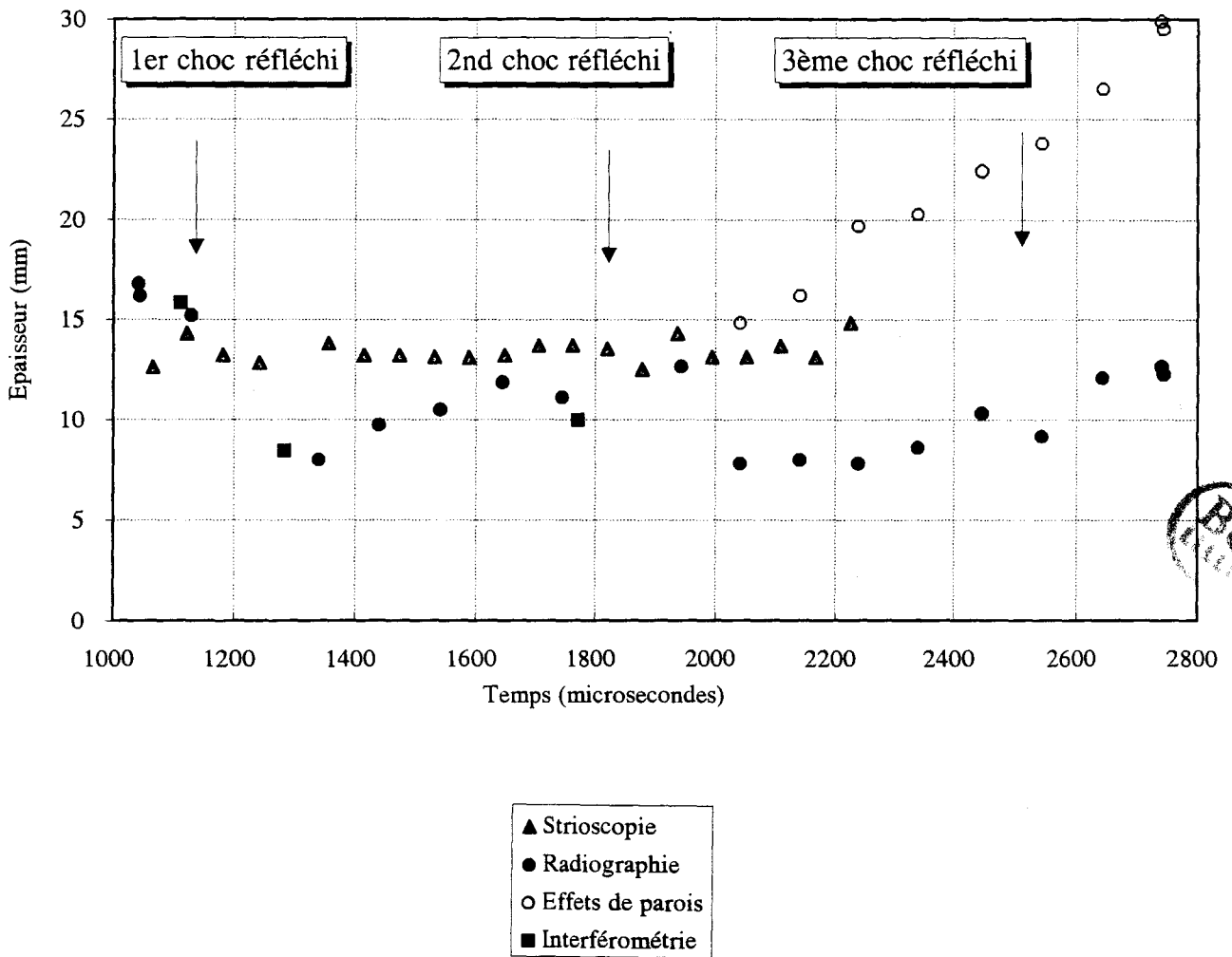


Figure IV.2.33. : Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface continue Xe/Air

$M_s = 1,40$ - $L = 300$ mm

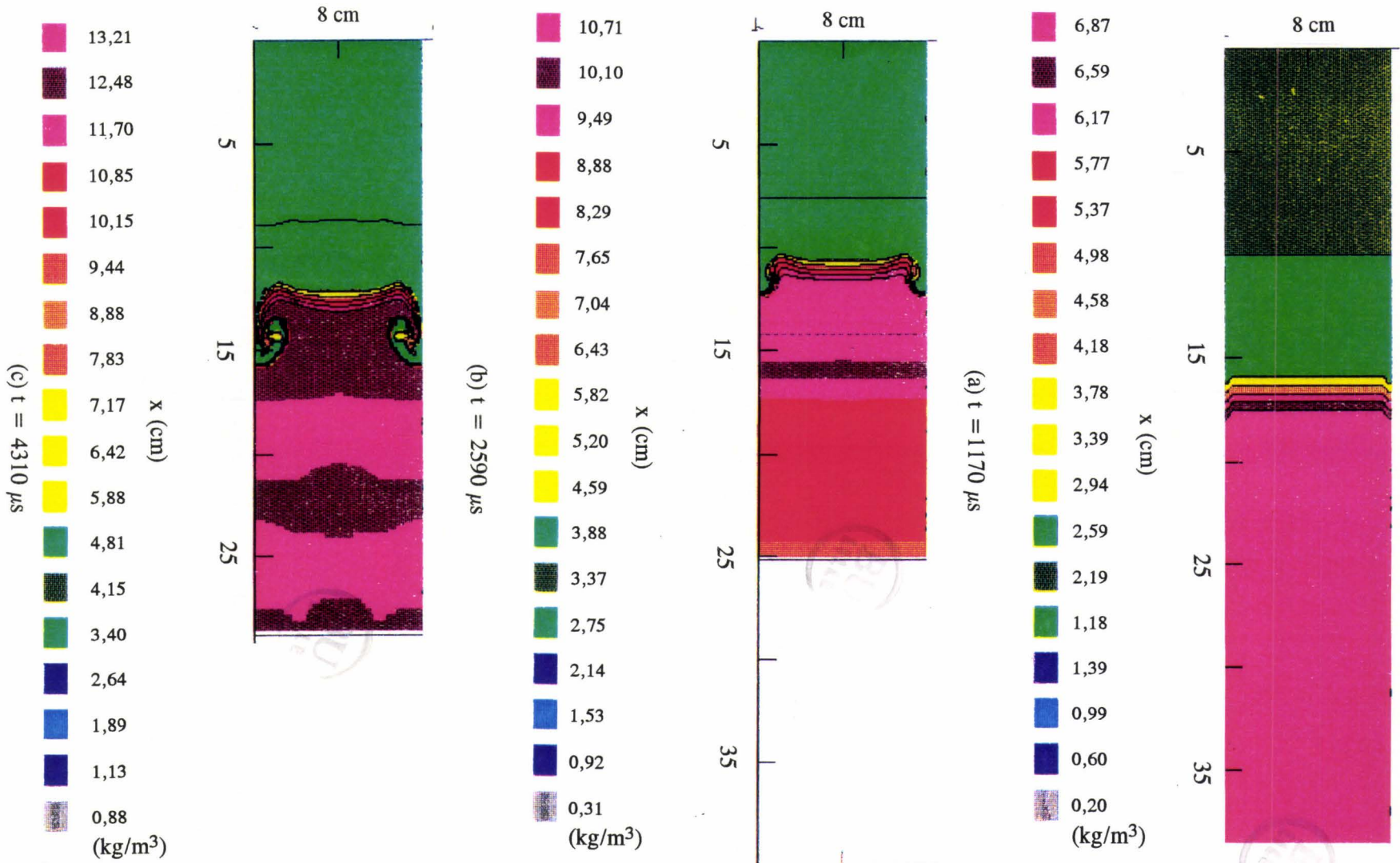
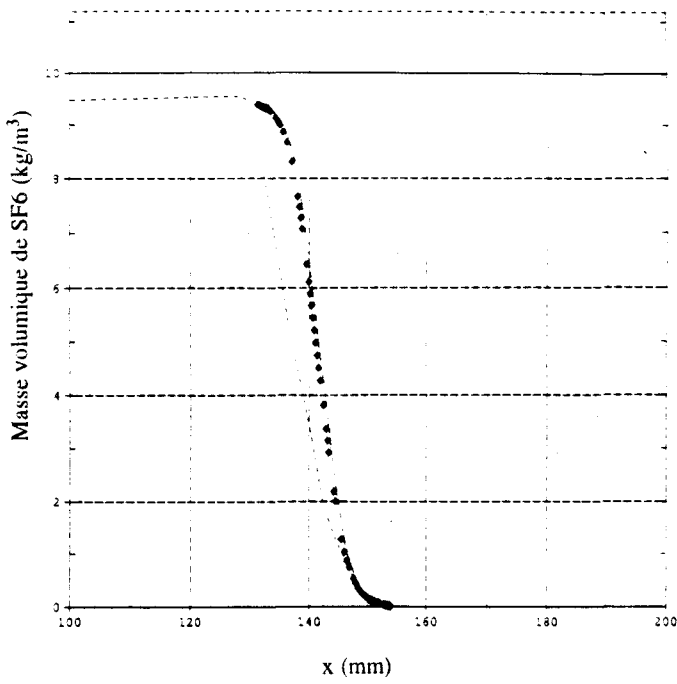
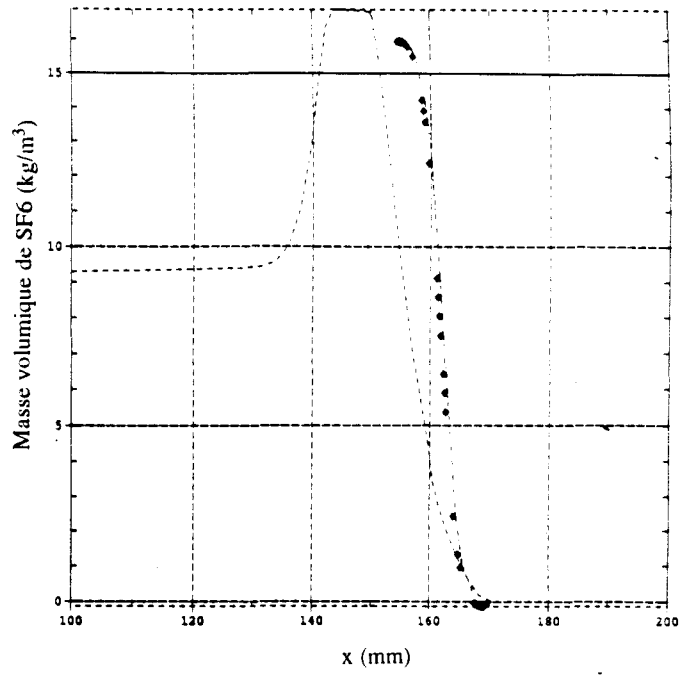


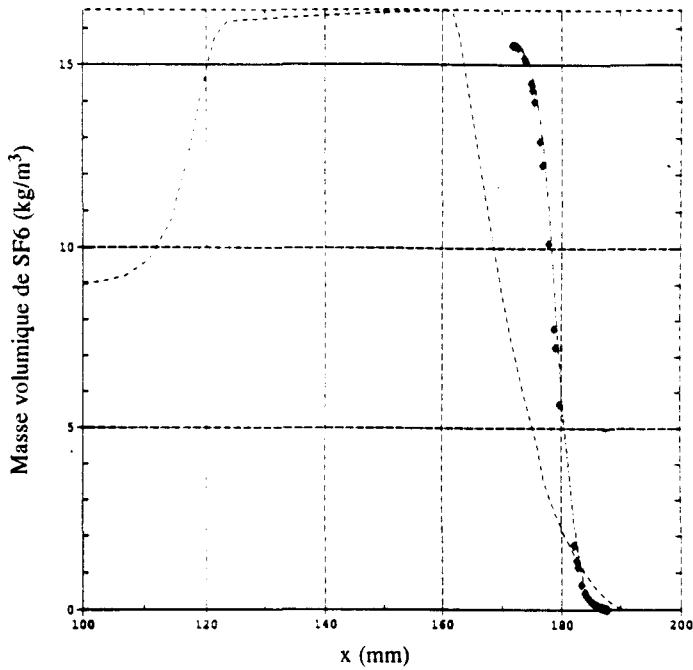
Figure IV.2.34. : Simulations bidimensionnelles des effets de parois - Cartes de densité.



$t = 1082 \mu\text{s}$



$t = 1340 \mu\text{s}$



$t = 1698 \mu\text{s}$

Figure IV.2.35. : Comparaison des profils de masse volumique partielle de SF6 expérimentaux et calculés.

Interface continue SF6/Air - $M_s = 1,45$ - $L = 300$ mm

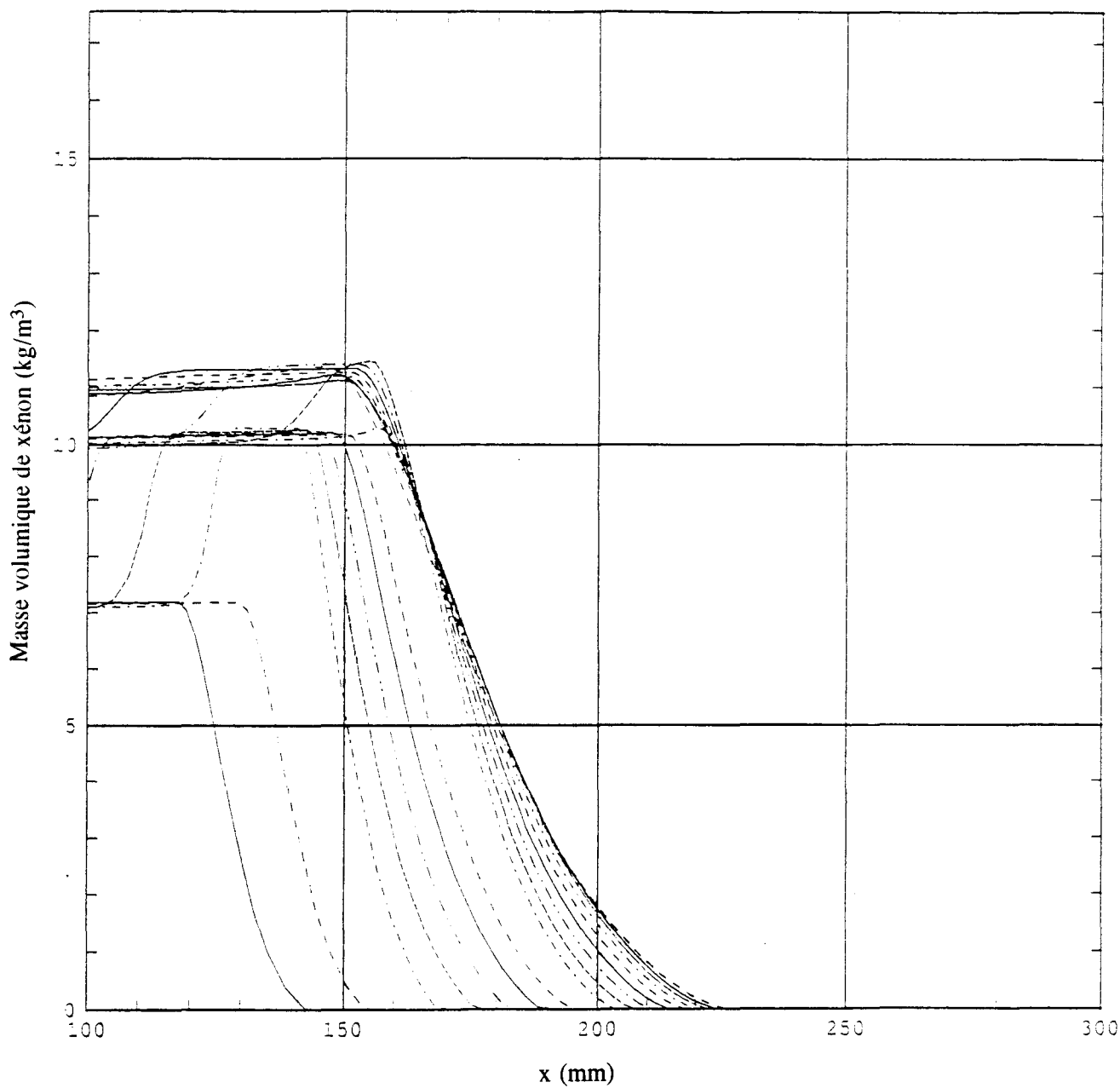
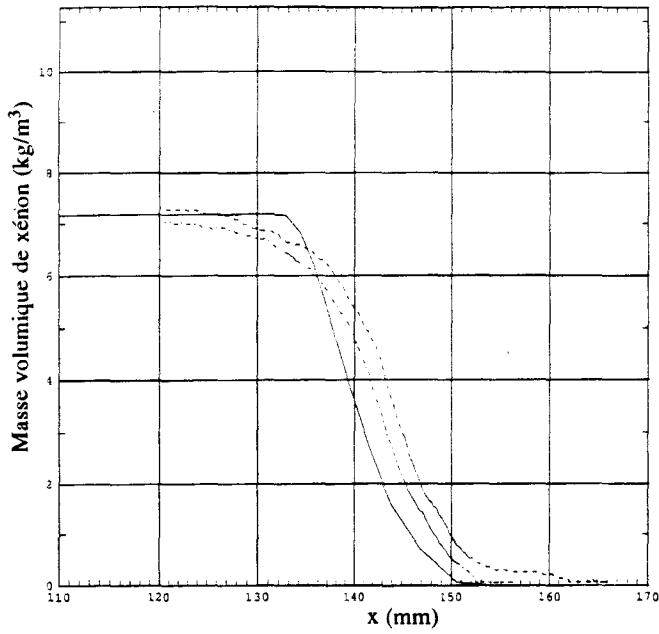
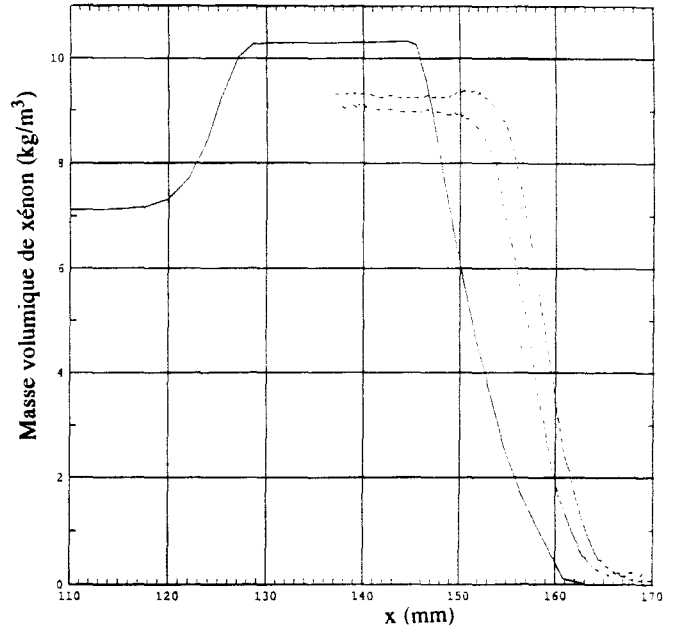


Figure IV.2.36. : Evolution des profils de masse volumique partielle de Xe calculés (Modèle $k-\varepsilon$)
Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,4$ - $L = 300$ mm

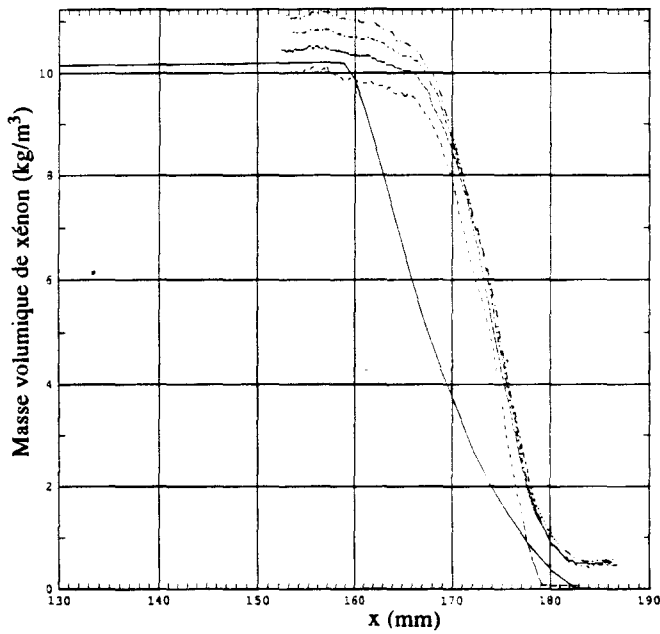




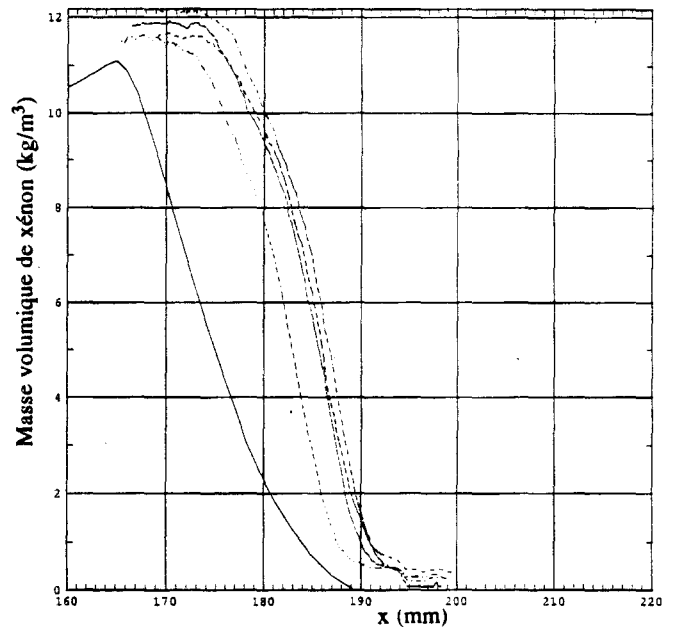
$t = 1130 \mu\text{s}$



$t = 1340 \mu\text{s}$



$t = 1740 \mu\text{s}$



$t = 1940 \mu\text{s}$

Figure IV.2.37. : Comparaison des profils de masse volumique partielle de Xe expérimentaux et calculés.

Interface continue Xe/Air - $M_s = 1,4$ - $L = 300$ mm

CHAPITRE V

INTERFACES DISCONTINUES PLANES

V.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous abordons les expériences réalisées avec des interfaces discontinues planes. Ces interfaces sont créées en séparant initialement les deux gaz étudiés avec une membrane fine d'épaisseur égale à $0,5\ \mu\text{m}$. Au passage du choc incident, cette membrane est rompue, créant ainsi l'interface gazeuse. L'étude porte sur l'évolution de ces interfaces, subissant une accélération induite par le passage d'un choc incident et plusieurs décélérations dues aux chocs réfléchis successifs.

La strioscopie et l'interférométrie différentielle sont utilisées pour étudier le couple de gaz SF₆/Air. La radiographie est associée à ces deux techniques pour le cas Xe/Air.

En fait, la présence de fragments de membrane dans la zone de mélange rend impossible le dépouillement des clichés interférométriques. Dans le cas SF₆/Air, nous avons donc déterminé par méthode visuelle l'épaisseur de la zone de mélange en fonction du temps à partir des clichés strioscopiques et interférométriques. Dans le cas Xe/Air, nous avons déterminé des profils de masse volumique partielle de xénon en analysant les clichés radiographiques. Une épaisseur de la zone de mélange en a été déduite et comparée à celle obtenue à l'aide des clichés strioscopiques.

V.2. Résultats expérimentaux et interprétations

V.2.1. SF6/Air

Nous commentons ici les clichés obtenus par strioscopie et interférométrie. Comme dans le cas d'une interface continue, nous présentons les images réalisées juste avant et juste après l'interaction de l'interface avec les deux chocs réfléchis.

Sur la figure (V.2.1.), sont reportées les positions expérimentales de l'interface déterminées à partir des différentes techniques de visualisation. Ces différentes positions sont comparées aux positions théoriques moyennes de l'interface issues du calcul. A l'instant $t = 0$, l'interface est accélérée vers le haut du tube par une onde de choc incidente de Mach $M_s = 1,44$. Une onde de choc se transmet dans l'air avec un nombre de Mach $M_t = 1,25$. Cette onde se réfléchit sur la paroi et interagit avec l'interface une première fois. Sur la figure (V.2.1.), nous avons représenté les positions calculées des différents chocs et de l'interface jusque la troisième interaction.

Les positions expérimentales sont cohérentes avec le calcul pour les deux techniques utilisées. La pollution des gaz semble donc être quasiment inexistante à l'issue du balayage.

Les paramètres de l'écoulement donnés par le calcul sont résumés dans le tableau suivant :

	Choc transmis	1 ^{er} Choc réfléchi	2 nd Choc réfléchi
M	1,25	1,23	1,08
V _{interface} (m/s)	127,791	46,48	18,391
Temps d'interaction interface (μ s)	0	1164	1831,02
Abscisse d'interaction interface (mm)	0	148,75	179,75
ρ_{air} (kg/m ³)	1,71	2,673	2,821
ρ_{SF6} (kg/m ³)	9,435	16,747	19,543
A _t	-0,693	0,725	0,748

Tableau V.2.1. : Paramètres de l'écoulement, SF6/Air - L = 300 mm - $M_s = 1,44$

V.2.1.1. Interaction du 1^{er} choc réfléchi avec l'interface

Les figures (V.2.2.) et (V.2.3.) montrent les clichés obtenus avant et après l'interaction 1^{er} choc réfléchi-interface.

Sur la figure (V.2.2.), le cliché (b) est une strioscopie obtenue à $t = 1058 \mu s$, le cliché interférométrique (a) a été réalisé à l'instant $t = 1056 \mu s$, avec un biprisme d'angle de collage $\alpha = 0,5^\circ$. Sur ces clichés, on distingue assez nettement les fragments de membrane présents dans la zone de mélange relativement fine. Le choc réfléchi est la ligne noire située au-dessus de la zone de mélange au niveau des repères supérieurs positionnés de chaque côté des hublots de visualisation. On distingue de petites structures tourbillonnaires (côté air) introduites par la fragmentation de la membrane. Derrière la zone de mélange, on voit apparaître une zone granuleuse turbulente correspondant à la masse de mélange étirée à la paroi. Cet étirement est induit par le passage de l'onde de choc incidente.

Les deux clichés strioscopique (a) et interférométrique (b) présentés sur la figure (V.2.3.) ont été réalisés juste après l'interaction 1^{er} choc réfléchi-interface, respectivement à $t = 1337 \mu s$ et $t = 1348 \mu s$. Sur le cliché interférométrique, on distingue nettement les fragments de membrane dans la zone de mélange par rapport au cliché strioscopique où ceux-ci se confondent avec le mélange SF6/Air. En revanche, il est plus difficile de déterminer les frontières supérieure et inférieure de l'interface sur le cliché interférométrique, le contraste de couleurs étant moins sensible "à l'oeil" que le contraste noir-blanc de la strioscopie. Les petites structures au-dessus de l'interface semblent avoir été amplifiées par le passage du choc réfléchi. On distingue ce choc réfléchi en " λ " derrière la zone de mélange. Sous ce choc apparaît une zone turbulente correspondant au domaine situé entre les deux chocs obliques (pieds du choc en " λ "). On distingue nettement la bulle créée sous le pied du choc comme il a été défini au chapitre précédent (figure IV.2.6.).

V.2.1.2. Interaction du 2nd choc réfléchi avec l'interface

Nous examinons maintenant les clichés réalisés avant et après l'interaction 2nd choc réfléchi-interface (figures V.2.4. et V.2.5.). Les clichés strioscopiques ont été pris aux instants $t = 1696 \mu s$ et $t = 1928 \mu s$, les clichés interférométriques à $t = 1687 \mu s$ et $t = 1921 \mu s$.

Sur ces clichés, les fragments de membrane se sont dispersés, accélérant le développement des petites perturbations de sorte que la zone de mélange apparaît nettement turbulente. On peut distinguer la bulle contenant du mélange SF₆/Air laissée par l'interaction du choc réfléchi avec la couche limite et l'interface. On distingue cette zone de chaque côté des images, il semble que ceci a eu pour effet d'étirer la zone de mélange aux parois. De ce fait, les frontières de l'interface sont difficilement détectables. L'onde de choc derrière l'interface est très déformée à cause de la présence des fragments de membrane et des structures turbulentes dans la zone de mélange. On remarque d'ailleurs de petites ondes cylindriques dues à l'interaction de l'onde de choc réfléchie avec les fragments de membrane.

V.2.1.3. Epaisseur de la zone de mélange

La présence des fragments de membrane et des grains noirs dus aux forts gradients d'indice introduits par la turbulence dans la zone de mélange rend impossible le dépouillement des clichés interférométriques et donc la détermination de profils de masse volumique partielle d'un des gaz au travers de la zone de mélange. Aussi nous avons relevé sur chaque cliché strioscopique et interférométrique l'épaisseur de la zone de mélange au centre du tube.

Dans le cas de l'interférométrie, l'erreur commise sur la détermination de l'épaisseur de l'interface est importante, les bornes de l'interface étant difficilement discernables.

La figure (V.2.6.) montre une courbe de l'évolution de l'épaisseur de la zone de mélange en fonction du temps. L'origine des temps correspond à l'arrivée du choc incident sur l'interface initiale. Les triangles représentent les épaisseurs expérimentales déterminées par strioscopie, les carrés celles par interférométrie. Les flèches verticales indiquent les interactions entre chocs réfléchis et interface.

On constate que les mesures de l'épaisseur initiale de la zone de mélange (après le passage du choc incident) sont proches : 4,5 mm (strioscopie) et 5 mm (interférométrie). On note ensuite une large dispersion des points obtenus par les deux techniques. Cette dispersion est certainement due à la différence de sensibilité des deux techniques de visualisation et à la difficulté de déterminer précisément les bornes de l'interfaces sur les clichés interférométriques. L'excitation turbulente due aux fragments de membrane entraîne en effet un taux d'épaississement plus fort : 10,1 m/s (strioscopie) et 22,8 m/s (interférométrie) entre les deux premiers chocs réfléchis, 19,7 m/s (strioscopie) après le second choc. Le taux

d'épaississement moyen de l'interface entre le choc incident et le premier choc réfléchi est de 3,9 m/s pour la mesure strioscopique et de 4,8 m/s pour la mesure interférométrique.

On note un épaississement plus important de la zone de mélange que dans le cas d'interfaces continues.

Les taux d'épaississement mesurés par les différentes techniques sont regroupés dans le tableau suivant :

		Choc incident	1 ^{er} Choc Réfléchi	2 nd Choc Réfléchi
Interférométrie	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s)$	4.8	22.8	-
	$\frac{1}{\Delta V_i} \left(\frac{\Delta\delta}{\Delta t} \right)_i$	0,037	0,28	-
Strioscopie	$\Delta\delta i/\Delta t(m/s)$	3,9	10,1	19,6
	$\frac{1}{\Delta V_i} \left(\frac{\Delta\delta}{\Delta t} \right)_i$	0,03	0,124	0,697
	$\Delta V_i (m/s)$	127,8	81,3	28,1
	Δt_i	-0,693	0,725	0,748

Tableau V.2.2. : Taux d'épaississement d'une interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,43$

V.2.2. XENON/AIR

Ce paragraphe regroupe les résultats obtenus pour une interface discontinue Xe/Air. Les clichés strioscopiques, interférométriques, et radiographiques sont commentés, leur interprétation permet la mesure de certaines grandeurs caractéristiques de l'interface : profils de masse volumique partielle de xénon, taux d'épaississement de la zone de mélange. Comme dans le cas d'interfaces continues, nous comparons ces grandeurs à celles obtenues par le code numérique comprenant un modèle de turbulence développée $k-\epsilon$, décrit dans le chapitre précédent.

La figure (V.2.7.a) montre le diagramme (x,t) expérimental des interactions chocs-interface obtenu à partir des clichés strioscopiques, comparé au diagramme calculé dans les mêmes conditions d'écoulement. L'onde de choc se propage dans le xénon avec un nombre de Mach $M_s = 1,385$. La longueur de la chambre d'expérience est de 300 mm. Le choc se transmet dans l'air avec un nombre de Mach $M_t = 1,236$. On note une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques.

La figure (V.2.7.b.) représente les positions expérimentales déterminées à l'aide des clichés radiographiques. La détermination des frontières de l'interface est faite par le critère (10%, 90%). Le diagramme (x,t) théorique associé à ces deux figures correspond au calcul réalisé dans le cas où l'onde de choc se propageant dans le xénon a pour nombre de Mach $M_s = 1,405$ (Mach moyen expérimental). L'onde de choc se transmet dans l'air avec un nombre de Mach égal à 1,247. On note une différence entre les positions expérimentales mesurées par radiographie et les positions calculées. Comme il a été expliqué dans le chapitre précédent, on peut supposer que la couche limite induite par le choc incident est plus épaisse du fait de l'utilisation de hublots en carbone, la vitesse de l'interface est alors plus grande au centre du tube.

Du fait de la présence de la membrane dans l'écoulement et de l'existence de forts gradients d'indices dans ce type d'expériences, les mesures effectuées par interférométrie présentent une imprécision importante. Les résultats obtenus par cette technique ne sont pas exploitables quantitativement. Néanmoins, les clichés obtenus permettent une bonne interprétation qualitative du phénomène.

Le tableau suivant rassemble les paramètres de l'écoulement pour un choc incident dans le xénon de Mach égal à 1,385 (Strioscopie) et 1,405 (Radiographie):

	Choc incident dans le Xe		Choc transmis		1 ^{er} Choc réfléchi		2 nd Choc réfléchi	
M	1,385	1,405	1,236	1,247	1,219	1,228	1,068	1,08
$V_{\text{interface}}$ (m/s)	0	0	122,133	127,32	46,2	48,30	16,924	17,74
Temps d'interaction interface (μs)	-1115,49 interface SF6/Xe	-1099,6 interface SF6/Xe	0	0	1183,21	1165,58	1873,10	1830,94
Abscisse d'interaction interface (mm)	-273	-273	0	0	144,51	148,40	176,38	180,54
ρ_2 (kg/m ³)	$\rho_{\text{Xe}} =$ 7,11	$\rho_{\text{Xe}} =$ 7,18	$\rho_{\text{Air}} =$ 1,66	$\rho_{\text{Air}} =$ 1,68	2,56	2,63	3	3,08
ρ_1 (kg/m ³)	$\rho_{\text{SF6}} =$ 9,385	$\rho_{\text{SF6}} =$ 9,288	$\rho_{\text{Xe}} =$ 7,11	$\rho_{\text{Xe}} =$ 7,18	10,23	10,47	11,68	11,95
A_t	-0,138	-0,133	-0,621	-0,621	0,599	0,598	0,591	0,590

Tableau V.2.3. : Paramètres de l'écoulement - Xe/Air - $M_s = 1,385$ et $1,405$ - $L=300$ mm.

V.2.2.1. Interaction du 1^{er} choc réfléchi avec l'interface

Les clichés d'interfaces discontinues Xe/Air avant et après l'interaction avec le premier choc réfléchi sont présentés sur les figures désignées dans le tableau suivant :

		Strioscopie	Interférométrie	Radiographie
Avant	t (μ s)	1125	1108	1138
1 ^{er} choc réfléchi	Figure	V.2.8.a.	V.2.8.b.	V.2.9.
Après	t (μ s)	1299	1268	1340
1 ^{er} choc réfléchi	Figure	V.2.10.a.	V.2.10.b.	V.2.11

Tableau V.2.4. : Instants et numérotations des clichés - Interface Xe/Air - 1^{er} choc réfléchi.

La difficulté, dans ces expériences avec interfaces discontinues, est d'obtenir une interface initialement plane. Il peut arriver que la membrane soit initialement bombée du fait d'une pression légèrement supérieure d'un côté ou de l'autre de la membrane durant les quelques secondes séparant l'arrêt du balayage et le déclenchement du tir. Ceci semble être le cas de l'interface présentée sur le cliché interférométrique réalisé à $t=1108 \mu$ s, avant l'interaction avec le premier choc réfléchi. Une légère surpression du côté air a bombé l'interface côté xénon, au passage du choc incident cette perturbation s'est inversée donnant cette forme légèrement convexe à l'interface. Sur ce cliché, le mélange entre les deux gaz semble se faire initialement aux parois, on peut penser que la membrane se soit rompue uniquement sur les bords du tube. On peut d'ailleurs voir cette zone de mélange turbulent sous la membrane (zone noire) sur quelques centimètres. Cette zone turbulente est également visible sur le cliché radiographique par la variation de couleurs sous la zone de mélange. Ce phénomène est aussi apparent sur les profils de masse volumique déduits de la radiographie présentés plus loin dans ce chapitre (cf § V.2.2.3.). On remarque sur le cliché strioscopique à $t = 1125 \mu$ s (figure V.2.8.) des petits jets de xénon dans l'air au-dessus de la zone de mélange, qui sont dus à la fragmentation de la membrane. En effet, à la rupture de la membrane, les fragments introduisent des gradients de masse volumique obliques. Le produit de ces gradients de masse volumique obliques avec les gradients de pression verticaux présents dans le choc réfléchi entraînent une production de vorticité et donc des instabilités de type Richtmyer-Meshkov assez fortes et à petite échelle qui amènent rapidement à la turbulence et à la création des petits jets.

Ces jets augmentent après l'interaction de l'interface avec le premier choc réfléchi. On distingue toujours le choc en " λ " sur le cliché interférométrique (figure V.2.10.) ainsi que la bulle de fluide créée sous les pieds du choc. Ce choc en " λ " est beaucoup moins prononcé que dans le cas SF6/Air, le xénon étant un gaz monoatomique. Ce choc est courbe du fait qu'il se propage dans un gaz plus rapide au centre du tube (Xe) et moins rapide aux parois (dans la couche limite), ce phénomène est aussi visible sur le cliché radiographique (figure V.2.11.). Sur le cliché interférométrique (figure V.2.10.), on peut aussi remarquer la formation du choc réfléchi dans l'air (dans la partie haute du cliché) à partir des ondes de compression créées par la réflexion du premier choc réfléchi sur l'interface.

V.2.2.2. Interaction du 2nd choc réfléchi avec l'interface

Le tableau ci-dessous regroupe la numérotation des figures et l'instant correspondant aux clichés obtenus juste avant et juste après l'interaction du second choc réfléchi avec l'interface discontinue Xe/Air :

		Strioscopie	Interférométrie	Radiographie
Avant 2 nd choc réfléchi	t (μ s)	1763	1769	1642
	Figure	V.2.12.a.	V.2.12.b.	V.2.13.
Après 2 nd choc réfléchi	t (μ s)	1937	1940	1939
	Figure	V.2.14.a.	V.2.14.b.	V.2.15

Tableau V.2.5. : Instants et numérotations des clichés - Interface Xe/Air - 2nd choc réfléchi.

Sur tous ces clichés, on observe une forte excitation de la zone de mélange par les fragments de membranes qui se sont dispersés au passage du premier choc réfléchi. L'interface présente des structures tridimensionnelles en forme de champignons du côté air. On peut distinguer sur les clichés strioscopiques et interférométriques (figures V.2.12. et V.2.14.) la bulle laissée par le choc réfléchi après son interaction avec la couche limite, contenant du mélange Xe/Air. Les bornes de l'interface sont difficilement discernables sur les clichés interférométriques à cause des structures tridimensionnelles. Le choc transmis au travers de la zone de mélange est beaucoup moins soutenu, on constate d'ailleurs sur le cliché radiographique (figure V.2.15.) que la variation de couleurs de part et d'autre du choc est moins prononcée par rapport au cliché radiographique obtenu après l'interaction avec le

premier choc réfléchi (figure V.2.11.) du fait de la variation moins importante de la masse volumique partielle de xénon et donc de la densité optique au passage de ce choc.

Un cliché obtenu après l'interaction avec le second choc réfléchi à $t = 1944 \mu s$, dans le cas d'une légère surpression initiale du côté xénon est présenté sur la figure (V.2.16.). Initialement la surpression a entraîné un bombement de l'interface côté air. Au passage du choc incident, le défaut initial s'est inversé rendant l'interface concave. Puis les deux chocs réfléchis suivants ont amplifié ce défaut. La membrane semble s'être rompue sur les parois du tube mais ne pas s'être fragmentée au centre.

V.2.2.3. Profils de masse volumique et épaisseur de la zone de mélange

Le dépouillement des clichés interférométriques étant rendu impossible par la présence des fragments de membrane et des grains de turbulence dans la zone de mélange, nous commentons les profils de masse volumique partielle de xénon issus de la mesure radiographique. Comme pour les interfaces continues, nous moyennons les profils de densités optiques sur les 2/3 de la partie centrale du tube et en utilisant le profil déterminé dans le coin étalon, nous obtenons le profil moyen de masse volumique partielle de xénon dans la zone de mélange.

Les figures (V.2.17.) et (V.2.18.) présentent les profils de masse volumique partielle de xénon déterminés avant et après l'interaction avec la première onde de choc réfléchie, respectivement à $t = 1140 \mu s$ et $t = 1340 \mu s$. On peut remarquer que ces profils sont peu perturbés, ceci à cause de la moyenne des profils sur les 2/3 du tube qui entraîne un lissage des perturbations créées dans la zone de mélange. Les valeurs de masse volumique partielle expérimentales côté xénon (6 kg/m^3 avant l'interaction et 9 kg/m^3 après l'interaction) sont inférieures aux valeurs théoriques calculées ($7,18 \text{ kg/m}^3$ et $10,47 \text{ kg/m}^3$). Ceci peut être expliqué par la présence de mélange à la paroi sous l'interface comme les visualisations interférométriques le montrent. Ce mélange, constitué d'air et de xénon, diminue la masse volumique partielle de xénon moyennée sur la largeur du tube.

Les figures (V.2.19.) et (V.2.20.) sont les profils de masse volumique obtenus avant et après passage du 2nd choc réfléchi, à $t = 1640 \mu s$ et $t = 1940 \mu s$. Du fait de l'amplification des perturbations tridimensionnelles dans la zone de mélange, les profils sont plus bruités. Les valeurs maximales de masse volumique de xénon (respectivement $8,9 \text{ kg/m}^3$ et $10,1 \text{ kg/m}^3$)

restent inférieures aux valeurs calculées ($10,47 \text{ kg/m}^3$ et $11,95 \text{ kg/m}^3$). On peut constater que les profils sont déformés du côté xénon, ceci à cause des effets de parois amplifiés par le passage des premier et second chocs réfléchis.

Nous avons représenté sur un diagramme (figure V.2.21.) l'évolution temporelle de la masse volumique partielle de xénon au travers de la zone de mélange. L'amplification des perturbations dans la zone de mélange et aux parois entraîne une déformation des profils au cours du temps.

Une comparaison des profils normalisés et recalés spatialement est présentée sur la figure (V.2.22.). L'allure de ces courbes montre une diffusion dans la zone de mélange due à l'excitation turbulente introduite par les fragments de membrane. La compression induite par le passage des deux chocs réfléchis est quasiment invisible sur l'évolution des profils, on ne distingue pas de redressement des profils au passage des chocs.

A partir de ces profils mesurés par radiographie, nous avons déterminé une épaisseur de zone de mélange avec le critère (10%-90%). Sur la figure (V.2.23.), nous comparons ces épaisseurs à celles obtenues par strioscopie : les triangles représentent la mesure strioscopique et les cercles, la mesure radiographique. Les interactions entre chocs réfléchis et interface sont désignés par les flèches verticales. On peut constater que les deux techniques donnent une évolution similaire de l'épaisseur de la zone de mélange.

Le taux d'épaississement mesuré après le passage du choc incident est un taux moyen calculé entre l'instant $t = 0$, où l'épaisseur de l'interface est considérée nulle, et l'instant d'interaction du premier choc réfléchi avec l'interface. Ce taux d'épaississement est identique pour les deux méthodes de visualisation. Il en est de même pour les taux d'épaississement mesurés après le passage des deux chocs réfléchis (Tableau V.2.6.)

Les interfaces devenant rapidement turbulentes, les taux d'épaississement mesurés après chaque choc sont plus grands que ceux obtenus pour une interface continue Xe/Air (Tableau IV.2.6.).

Les taux d'épaississement déterminés à l'aide des deux techniques sont rassemblés dans le tableau suivant :

		Choc incident	1 ^{er} Choc Réfléchi	2 nd Choc Réfléchi
Radiographie (Ms = 1,405)	$\Delta\delta_i/\Delta t(m/s)$	2,4	8,4	16,9
	$\Delta V_i (m/s)$	127,3	79,02	30,56
	At_i	-0,621	0,598	0,590
	$\frac{1}{\Delta V_i} \left(\frac{\Delta\delta}{\Delta t} \right)_i$	0,019	0,106	0,553
Strioscopie (Ms = 1,385)	$\Delta\delta_i/\Delta t(m/s)$	2,6	6,2	20,3
	$\Delta V_i (m/s)$	122,1	75,93	29,28
	At_i	-0,621	0,599	0,591
	$\frac{1}{\Delta V_i} \left(\frac{\Delta\delta}{\Delta t} \right)_i$	0,021	0,081	0,693

Tableau V.2.6. : Taux d'épaississement d'une interface discontinue Xe/Air, L = 300 mm.

Les résultats radiographiques et strioscopiques obtenus pour des interfaces continues et discontinues ont été présentés à Marseille en 1993, au 19th International Symposium on Shock Waves (Rodriguez et al, [1994]) et à Cambridge en 1993, au 4th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (Rodriguez et al, [1993]) pour les interfaces continues uniquement.

V.3. Comparaison avec le calcul

Les profils expérimentaux de masse volumique partielle de xénon obtenus par la radiographie sont comparés à ceux issus du code monodimensionnel comprenant un modèle de turbulence développée décrit dans le chapitre précédent.

Le calcul a été réalisé pour une interface Xe/Air discontinue accélérée par une onde de choc incidente de Mach 1,405. La figure (V.2.24.) montre l'évolution des profils de masse volumique partielle de xénon calculés par le code à différents instants. L'allure de ces profils montre l'existence d'une diffusion turbulente au cours du temps.

Sur la figure (V.2.25.) sont présentés les profils numériques et les profils expérimentaux à plusieurs instants. On peut noter, sur ces comparaisons, le décalage spatial dû à l'augmentation de la vitesse de l'interface au centre du tube pour les mesures

radiographiques. On peut également remarquer que les plateaux calculés par le code surestiment les plateaux supérieurs des profils expérimentaux. Cette différence est due à l'existence de mélange à la paroi derrière l'interface, on peut d'ailleurs voir sur le graphe réalisé à $t = 1140 \mu s$, avant l'interaction de l'interface avec le 1er choc réfléchi, que la valeur expérimentale tend vers la valeur calculée plus loin derrière l'interface. Cette différence est présente sur tous les profils expérimentaux, néanmoins sous cette zone (côté air), l'allure de ces profils semble correspondre aux profils numériques, on peut donc penser qu'il existe un processus de diffusion turbulente dans ces expériences avec interface discontinue.

V.4. Comparaison avec d'autres résultats publiés

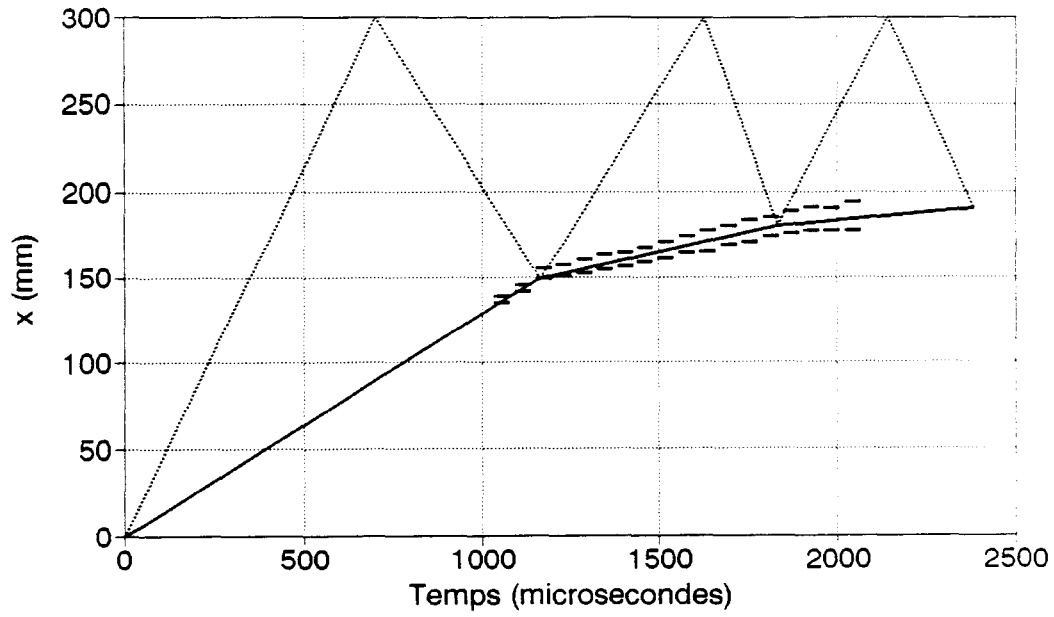
Nous avons tracé sur les figures (V.3.1.) et (V.3.2.) les valeurs des taux d'épaississement d'une interface discontinue normalisées par le saut de vitesse de l'interface causé par le choc en fonction du nombre d'Atwood. Nous comparons ces valeurs à celles obtenues par d'autres laboratoires.

Sur la figure (V.3.1.) sont regroupées les valeurs du taux d'épaississement mesurées entre les interactions de l'interface avec le choc incident et le premier choc réfléchi, normalisés par le saut de vitesse de l'interface engendré par l'interaction avec le choc incident, en fonction du nombre d'Atwood At'_0 , calculé après l'interaction de l'interface avec le choc incident. Les cercles vides ($M = 1,44$) et les astérisques ($M = 1,4$) représentent les résultats de nos expériences réalisées pour deux couples de gaz. L'interaction choc incident-interface se faisant dans le sens gaz lourd-gaz léger, les grandeurs mesurées sont fonction d'un nombre d'Atwood négatif. Les différentes valeurs illustrées par les autres symboles sont issues des résultats expérimentaux de Brouillette [1989] à différents nombres de Mach : $M = 1,66$; $M = 1,48$; $M = 1,32$ et $M = 1,12$ et d'Andronov et al [1976]. Sur ce graphe, sont aussi représentés la loi d'évolution proposée par Zaitsev et al [1985] à partir de ses résultats expérimentaux (Eq I.2.2.6.) et le tracé des courbes déterminées par la relation de Mikaelian-Read [1984,1986] (Eq I.2.2.8).

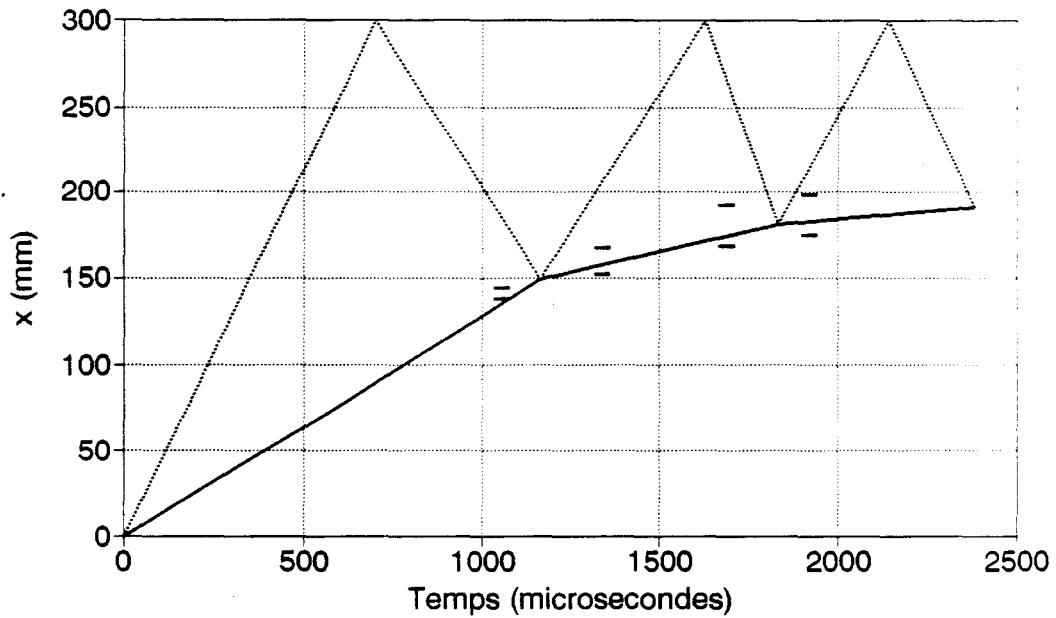
Les taux d'épaississement entre les deux chocs réfléchis, normalisés par le saut de vitesse de l'interface provoqué par son interaction avec le premier choc réfléchi, sont fonction du nombre d'Atwood At'_1 , calculé après le passage du 1^{er} choc réfléchi. Ces résultats sont rassemblés sur la figure (V.3.2.) pour deux nombres de Mach ($M = 1,44$ et $M = 1,40$). Comme dans le cas précédent, nous avons fait figurer les résultats expérimentaux de

Brouillette et d'Andronov, la loi d'évolution déduite des expériences de Zaitsev et les courbes représentatives de la relation de Mikaelian-Read.

Les résultats expérimentaux de Brouillette et ceux des présents travaux sont nettement inférieurs à ceux obtenus par Andronov et Zaitsev. Le désaccord peut être imputé à des différences de dispositif expérimental : différence d'épaisseur et de composition des membranes utilisées, différence de section et de longueur de chambres d'expérience (influence des couches limites), différence de compressibilité (fonction du nombre de Mach). On note également que l'application directe au cas impulsif des résultats d'instabilités engendrées par une accélération constante (Rayleigh-Taylor) proposée par Mikaelian n'est pas satisfaisante.



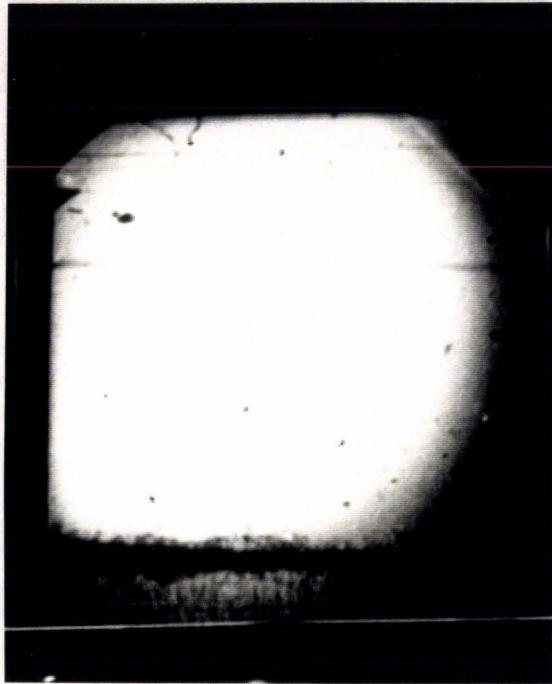
a : Strioscopie



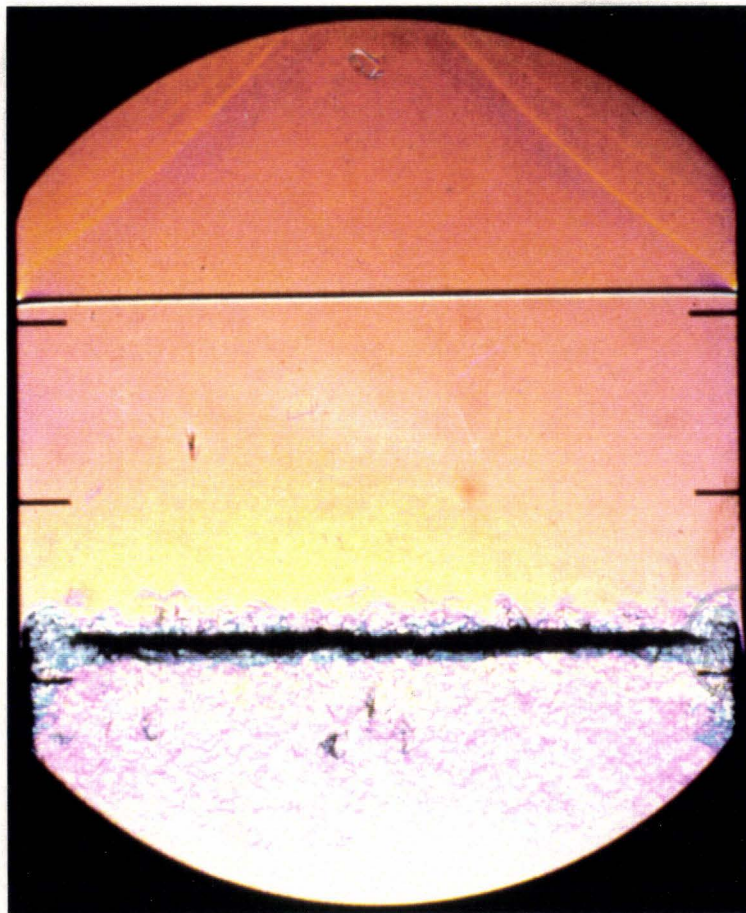
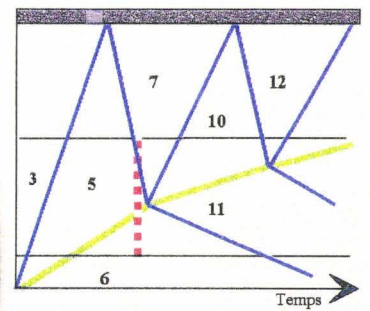
b : Interférométrie

Figure V.2.1. : Diagramme (x,t) - Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm

— : Interface théorique, - - - : Chocs, $\triangle$: Bornes expérimentales de l'interface

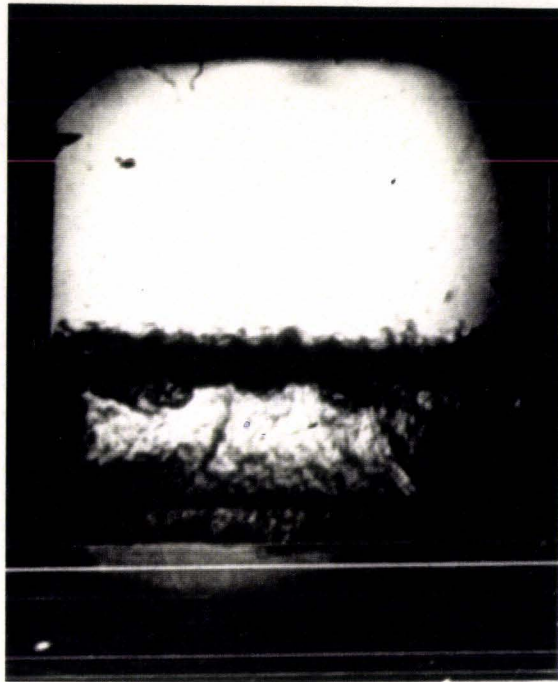


(a)
Strioscopie
 $t = 1058 \mu s$

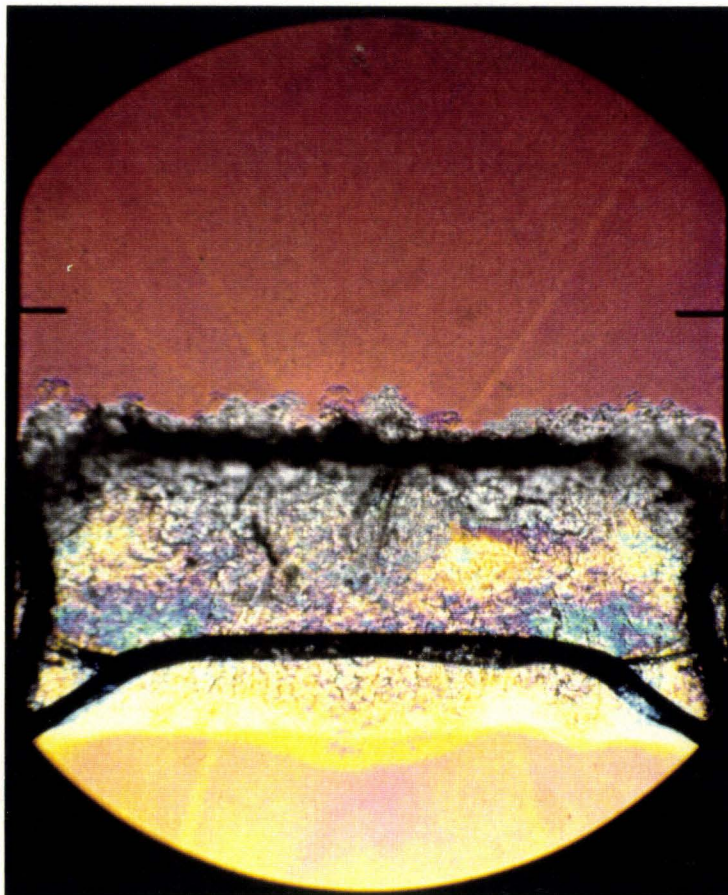
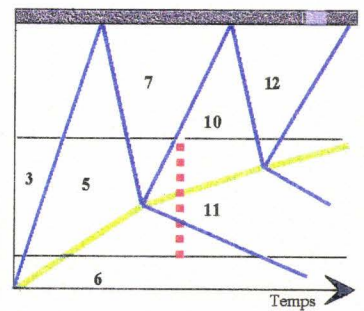


(b)
Interférométrie
 $t = 1056 \mu s$

Figure V.2.2. : Interface discontinue SF₆/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.



(a)
Strioscopie
 $t = 1348 \mu s$

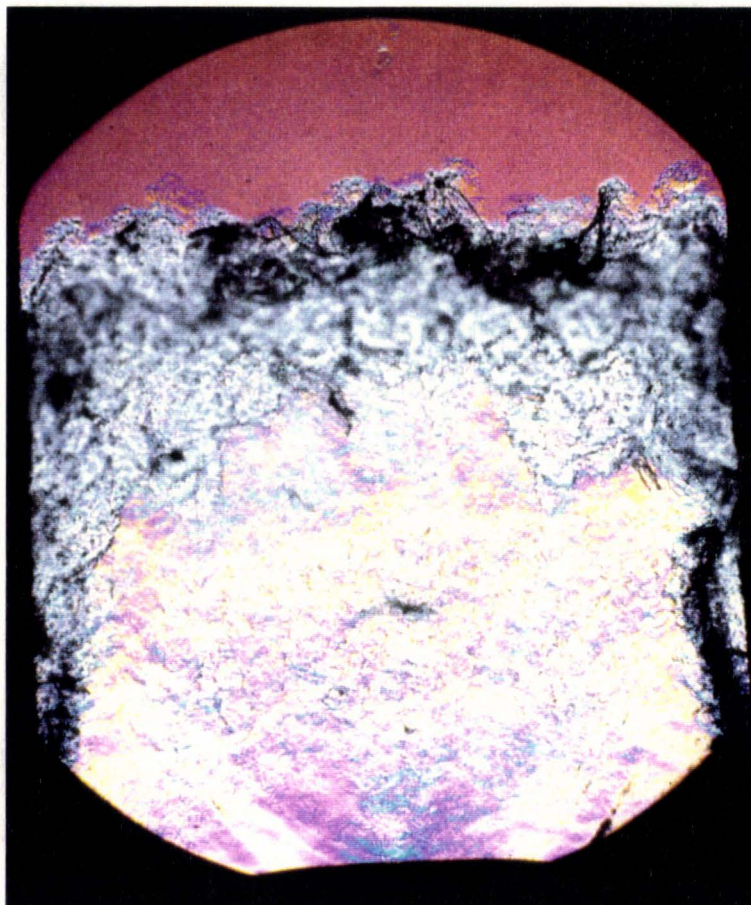
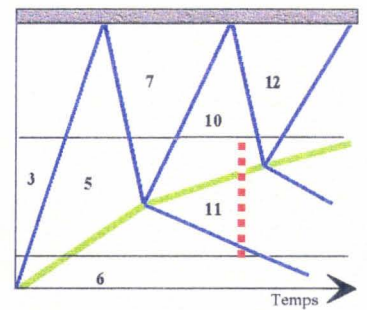


(b)
Interférométrie
 $t = 1337 \mu s$

Figure V.2.3. : Interface discontinue SF₆/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.

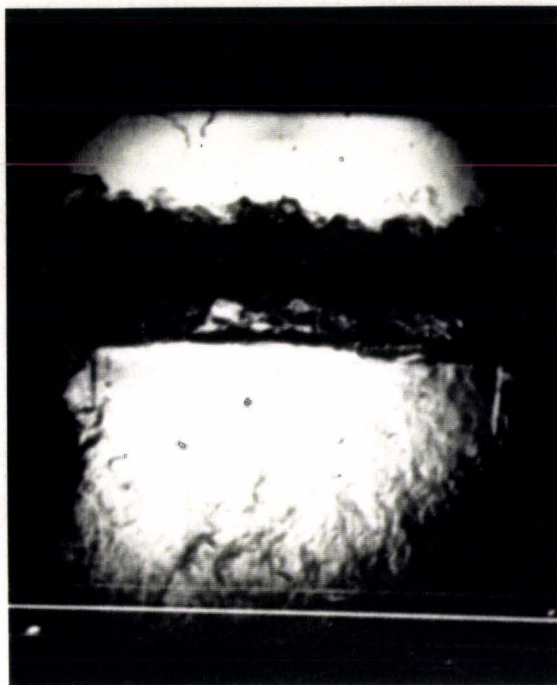


(a)
Strioscopie
 $t = 1696 \mu s$

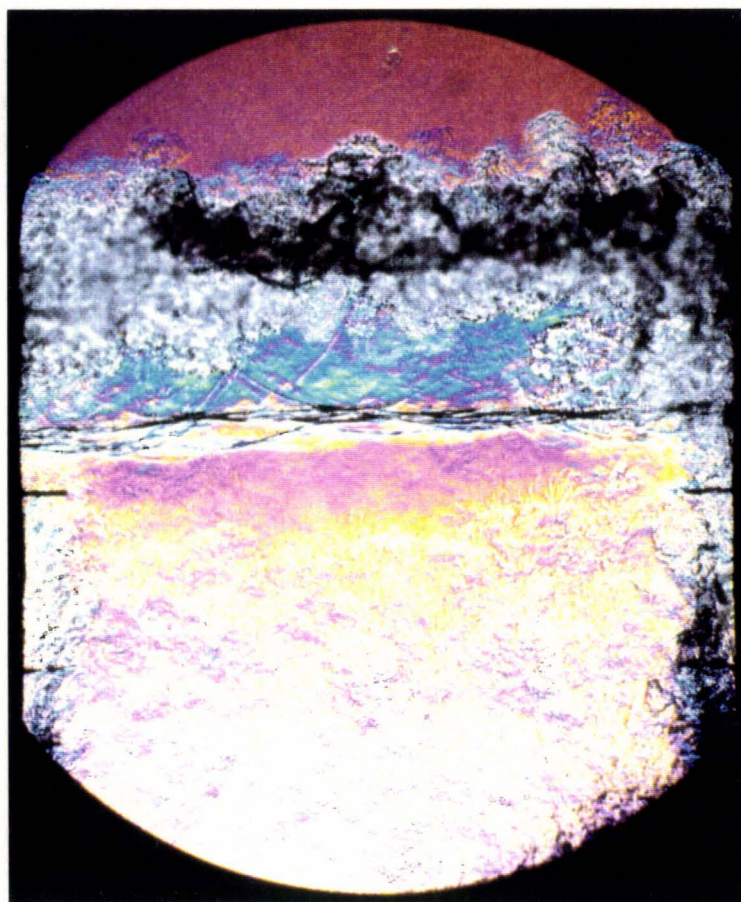


(b)
Interférométrie
 $t = 1687 \mu s$

Figure V.2.4. : Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.



(a)
Strioscopie
 $t = 1928 \mu s$



(b)
Interférométrie
 $t = 1921 \mu s$

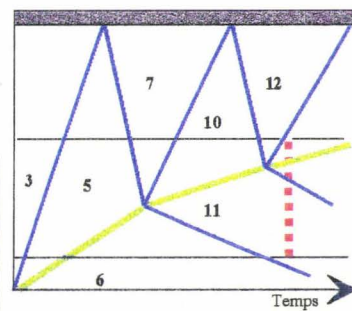


Figure V.2.5. : Interface discontinue SF6/Air - $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm.

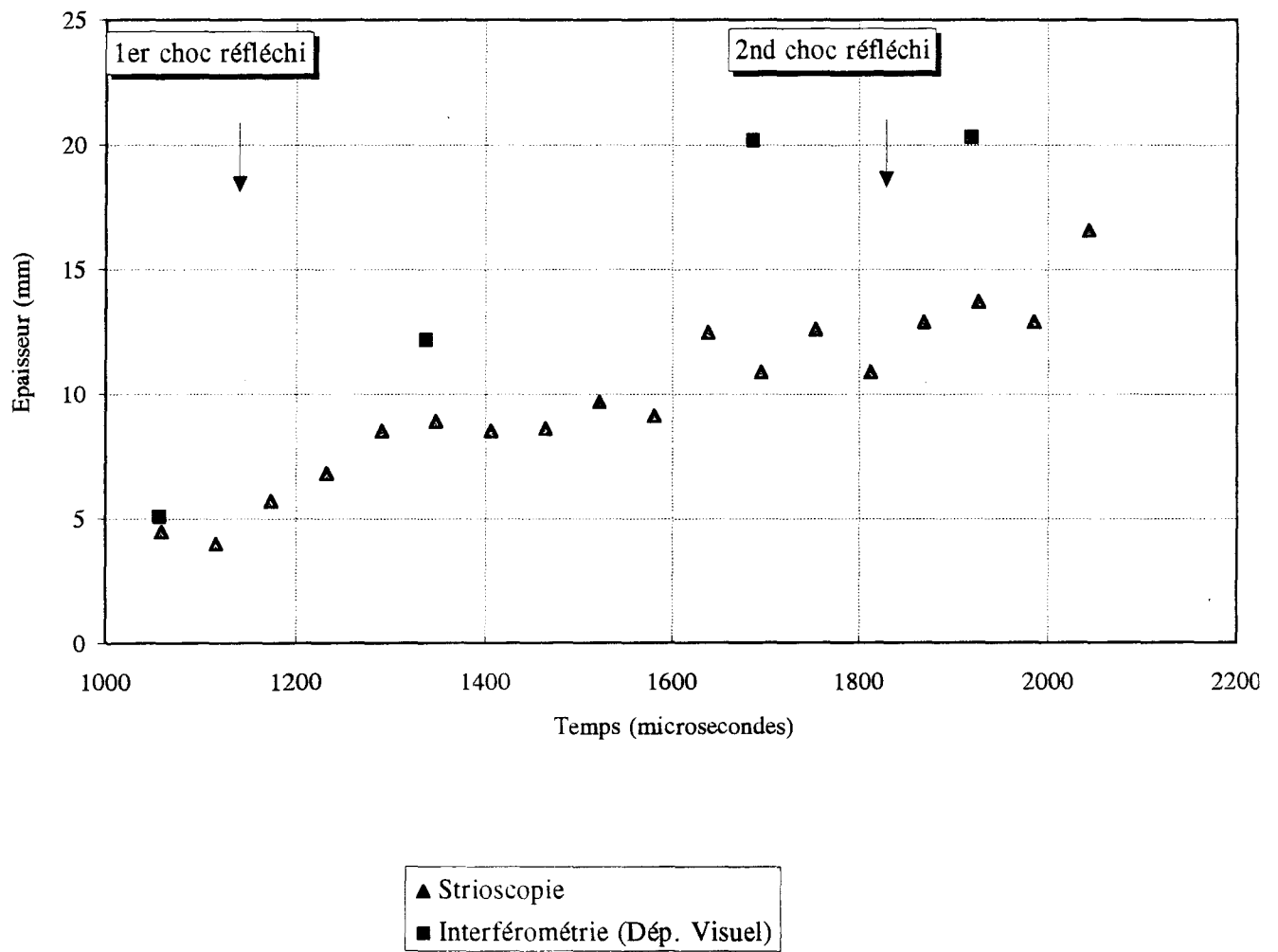
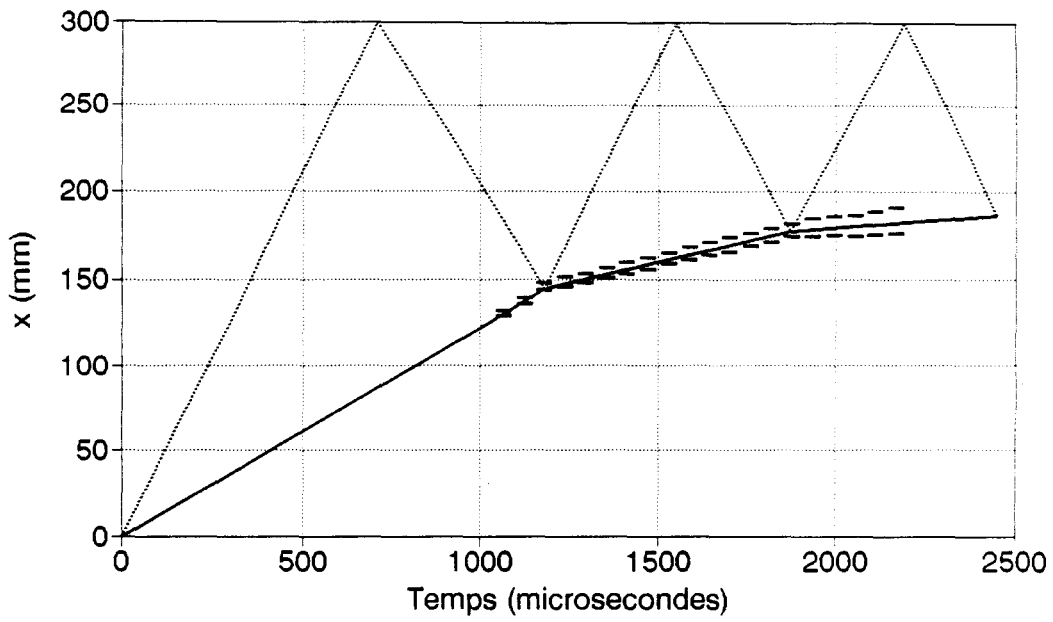
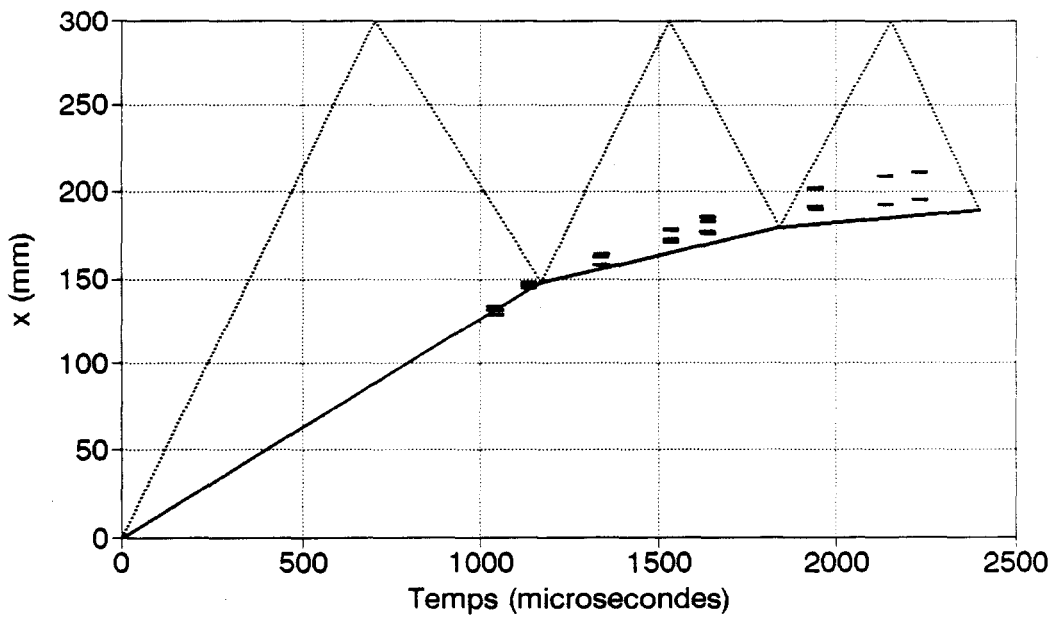


Figure V.2.6. : Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface discontinue SF6/Air
 $M_s = 1,44$ - $L = 300$ mm

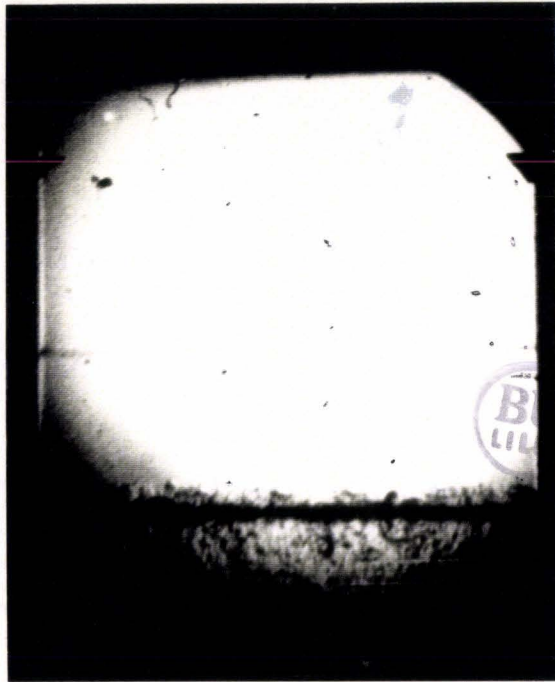


a : Strioscopic - $M_s = 1,385$



b : Radiographie - $M_s = 1,405$

Figure V.2.7. : Diagramme (x,t) - Interface discontinue Xe/Air - $L = 300$ mm
— : Interface théorique, - - - : Chocs, = : Bornes expérimentales de l'interface

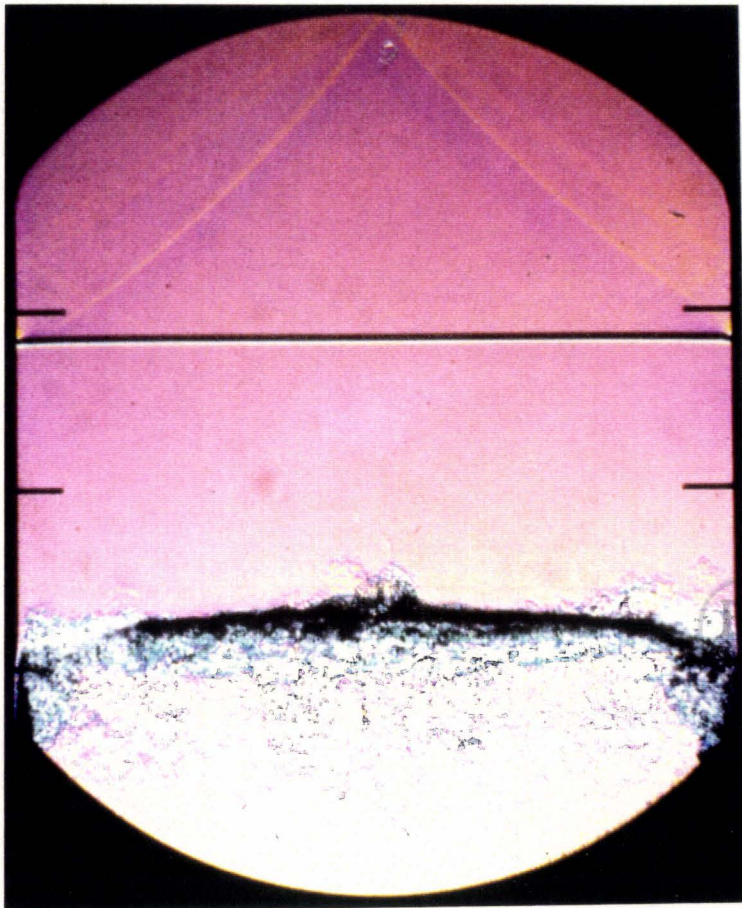


(a)

Strioscopie

$t = 1125 \mu s$

$M_s = 1,385$



(b)

Interférométrie

$t = 1108 \mu s$

$M_s = 1,405$

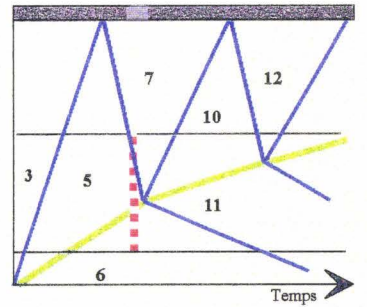


Figure V.2.8. : Interface discontinue Xe/Air - $L = 300 \text{ mm}$.

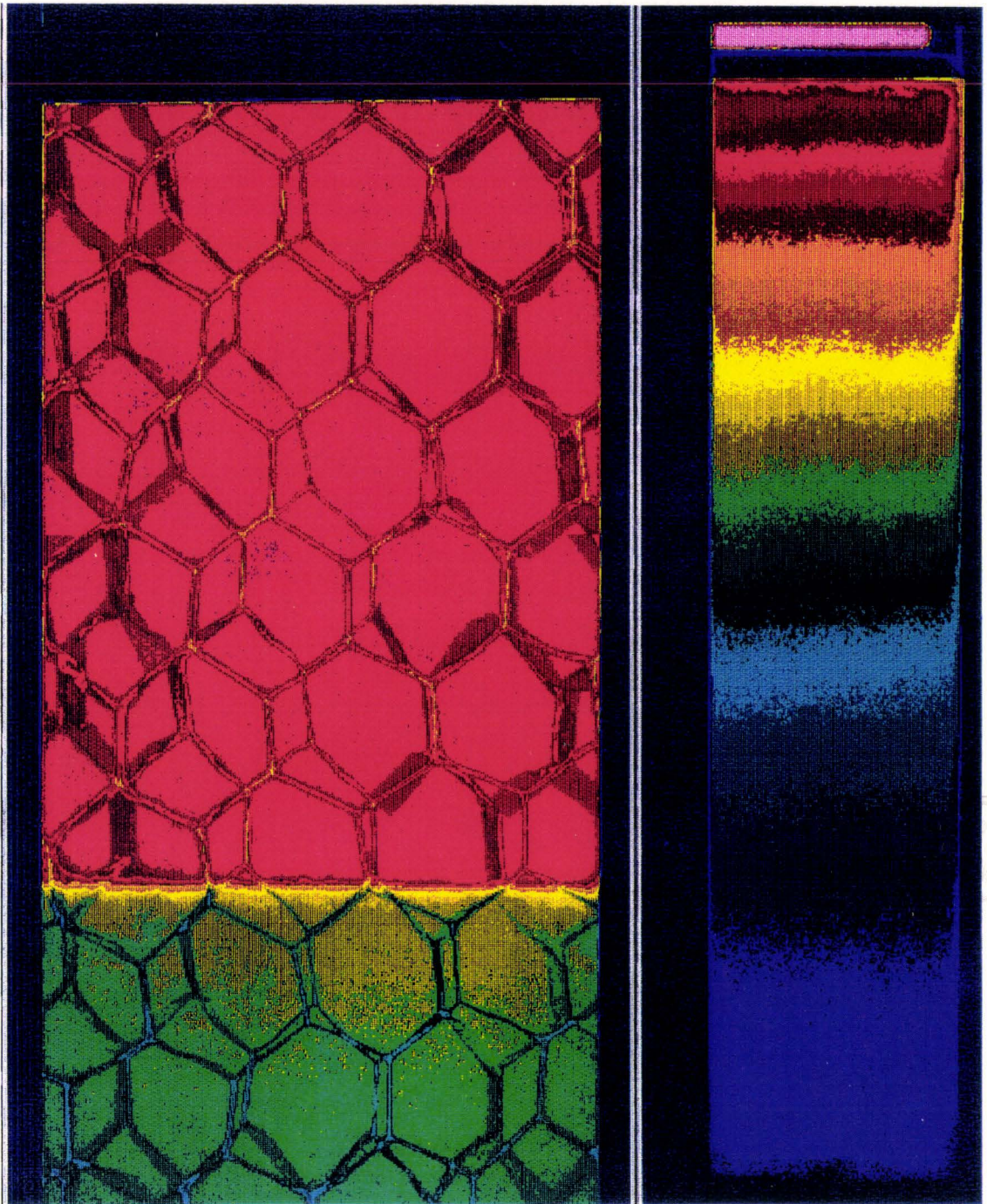
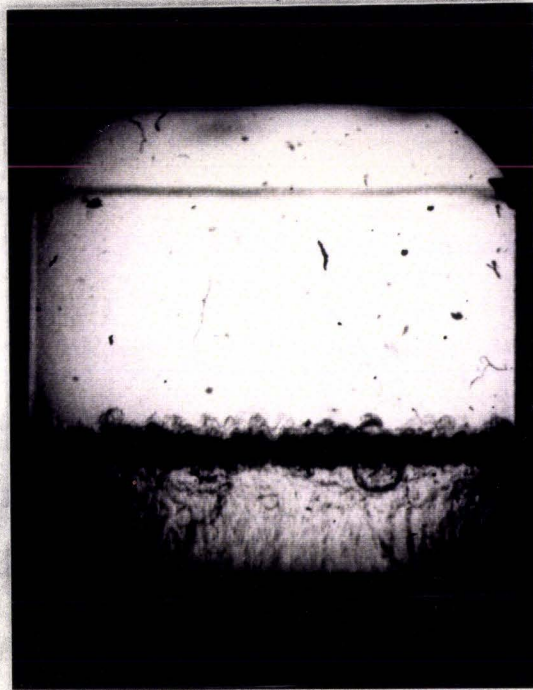
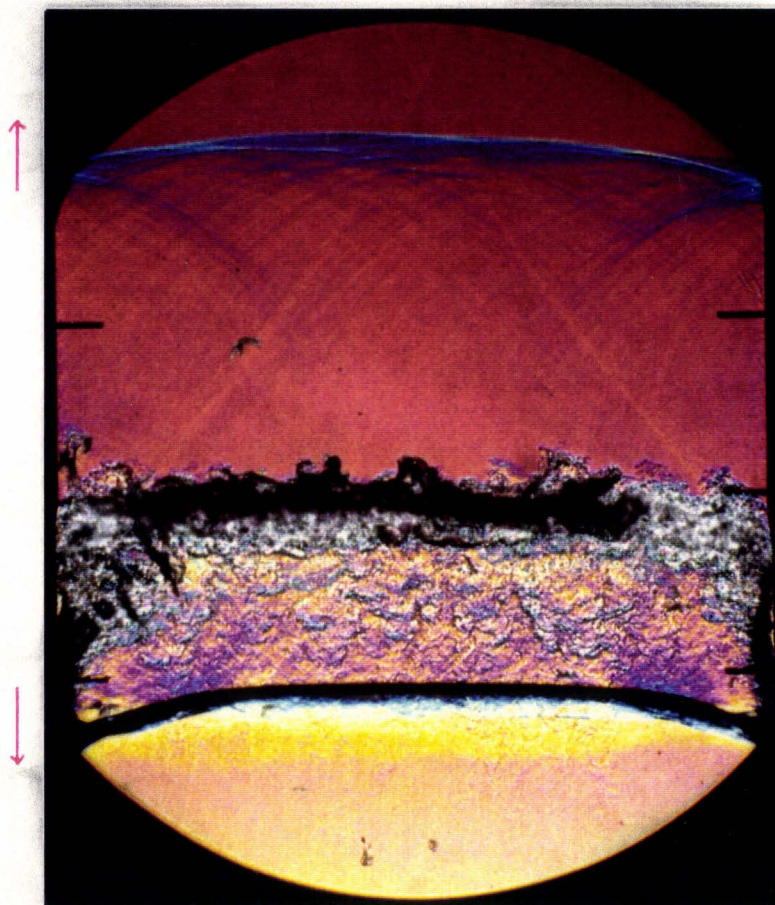


Figure V.2.9. : Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm
Radiographie - $t = 1138 \mu s$



(a)
Strioscopie
 $t = 1299 \mu s$
 $M_s = 1,385$



(b)
Interférométrie
 $t = 1268 \mu s$
 $M_s = 1,405$

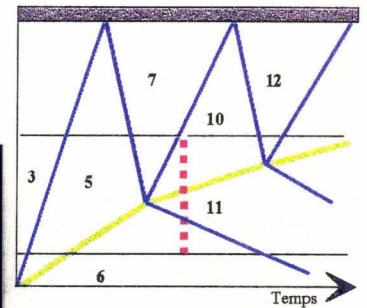


Figure V.2.10. : Interface discontinue Xe/Air - $L = 300 \text{ mm}$.



Figure V.2.11. : Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm
Radiographie - $t = 1340 \mu s$

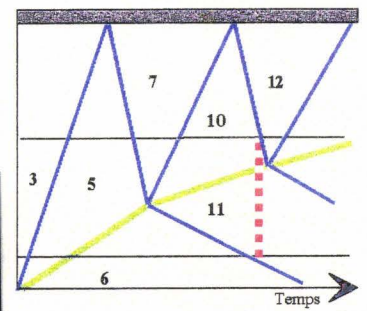


(a)

Strioscopie

$t = 1763 \mu s$

$M_s = 1,385$



(b)

Interférométrie

$t = 1769 \mu s$

$M_s = 1,405$

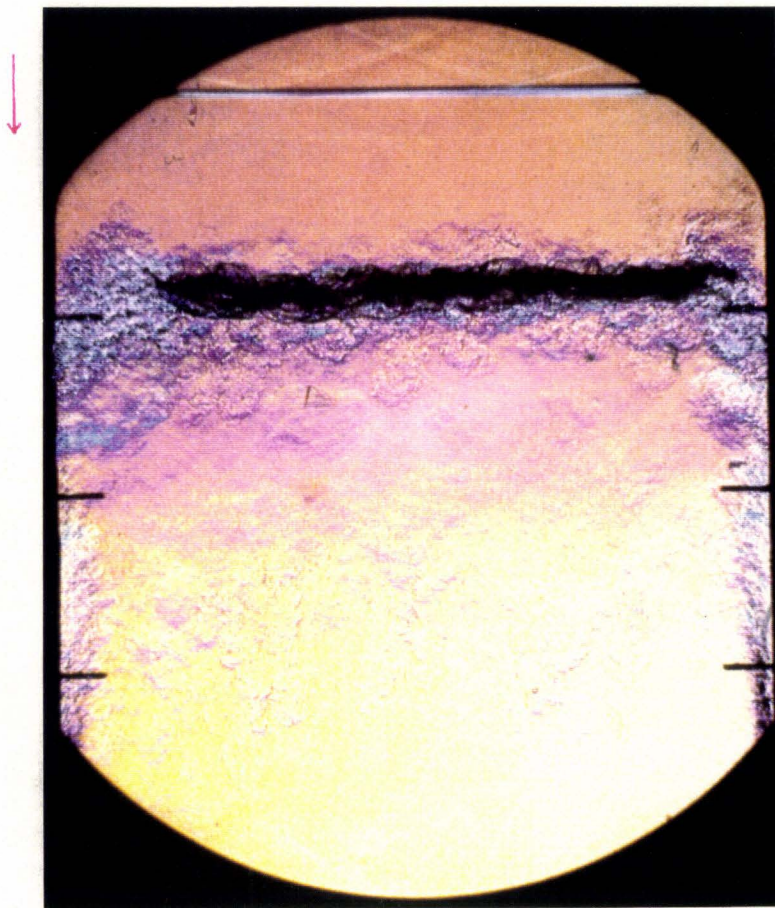


Figure V.2.12. : Interface discontinue Xe/Air - $L = 300 \text{ mm}$.

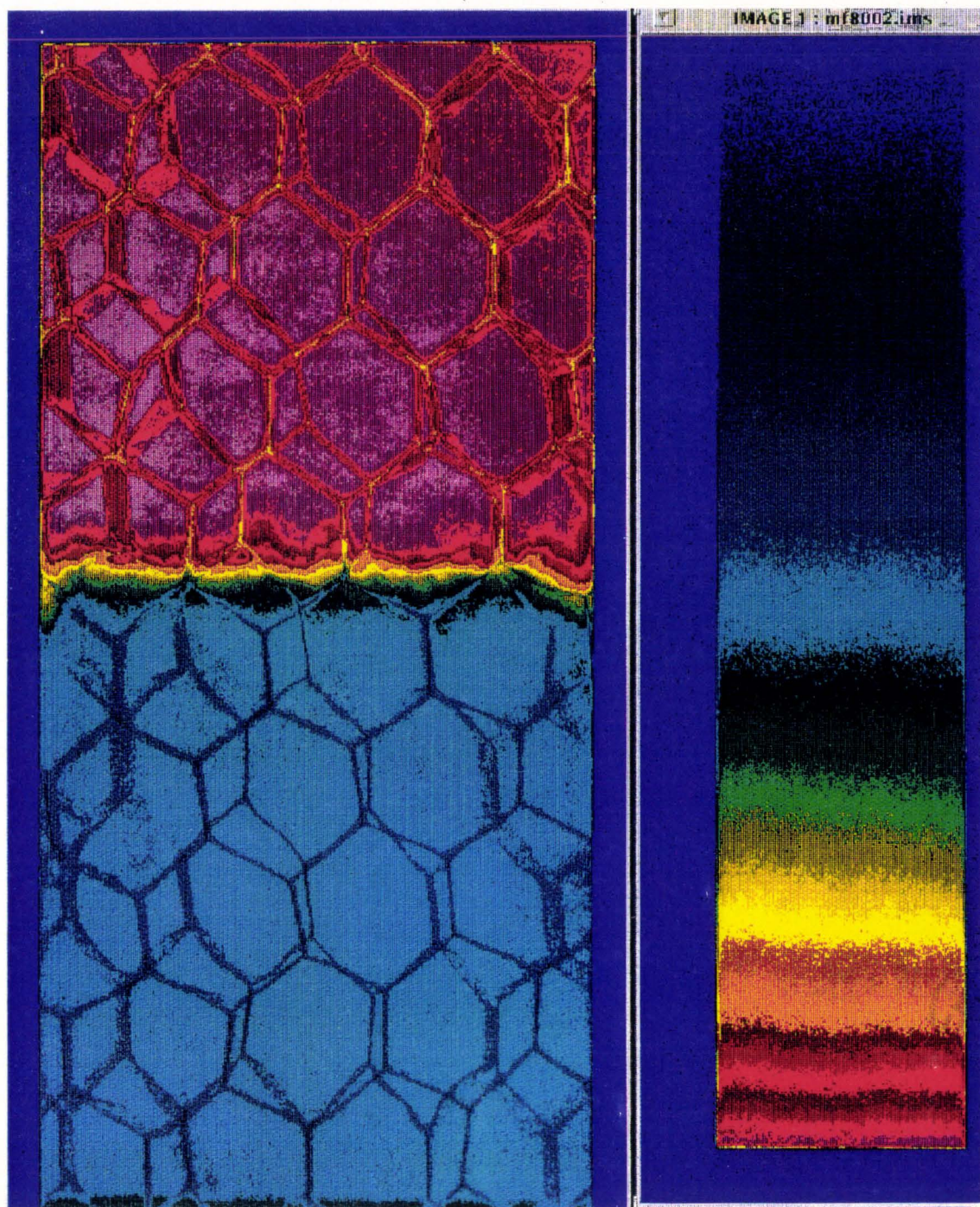


Figure V.2.13. : Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm
Radiographie - $t = 1642 \mu s$

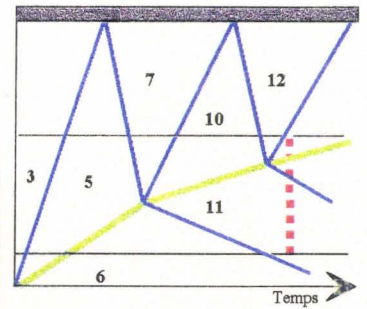


(a)

Strioscopie

$t = 1937 \mu\text{s}$

$M_s = 1,385$



(b)

Interférométrie

$t = 1940 \mu\text{s}$

$M_s = 1,405$

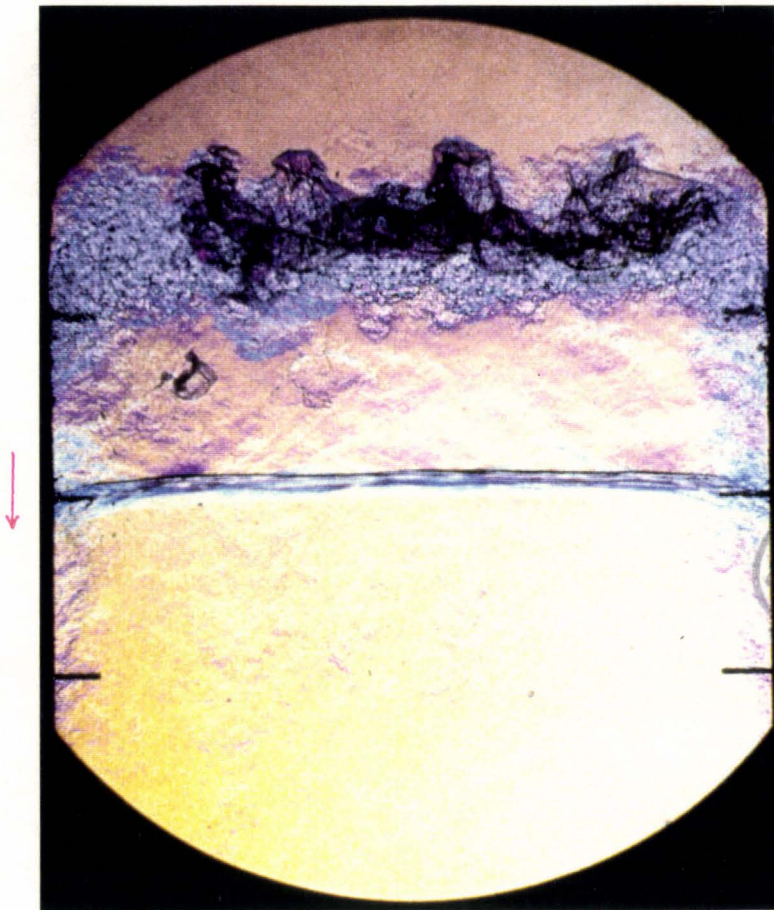


Figure V.2.14. : Interface discontinue Xe/Air - $L = 300 \text{ mm}$.



Figure V.2.15. : Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm
Radiographie - $t = 1939 \mu s$

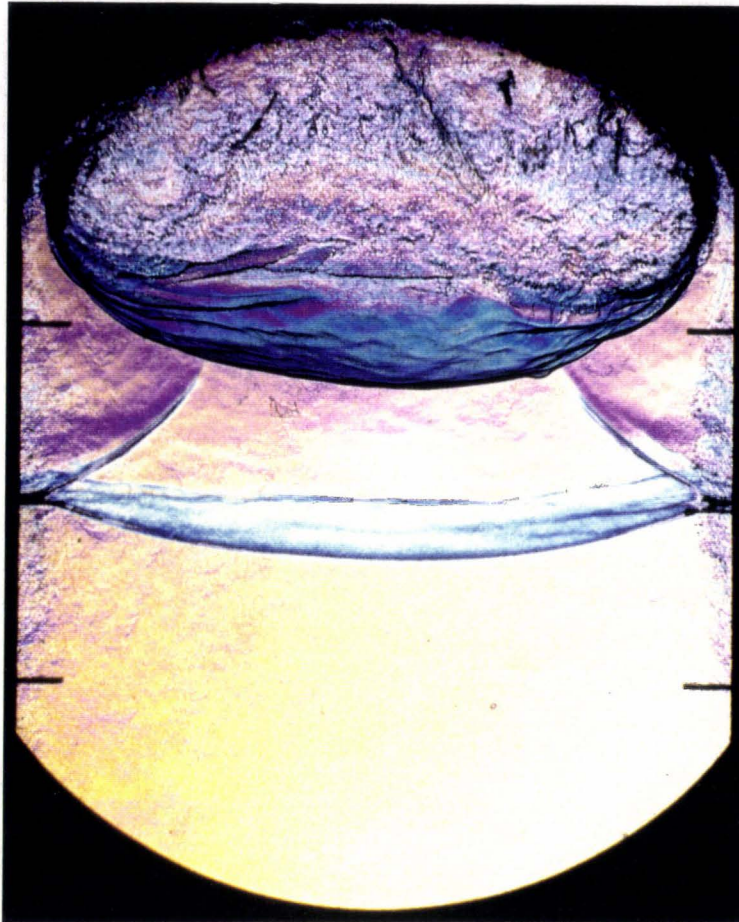


Figure V.2.16. : Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$.

Cliché interférométrique - $t = 1944 \mu s$

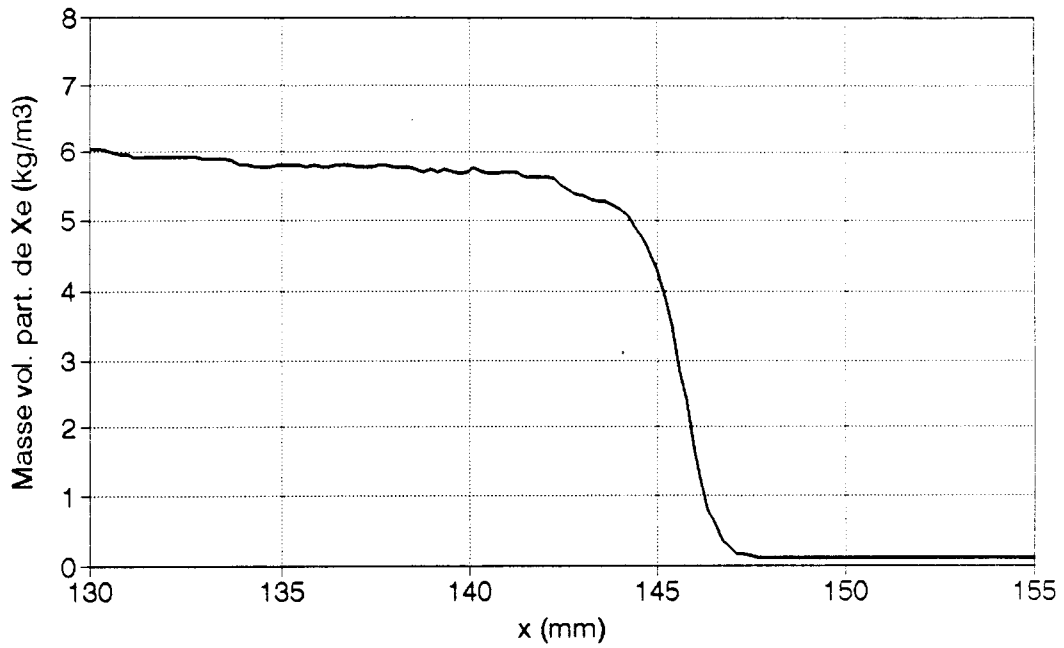


Figure V.2.17. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air
 $M_s = 1,405 - t = 1140 \mu s$

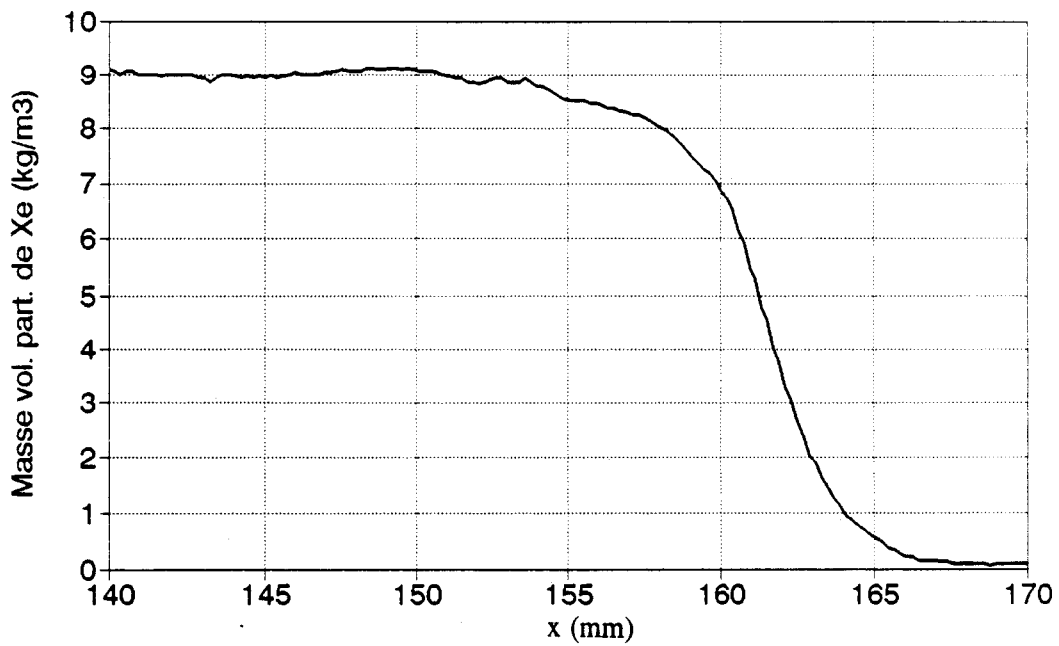


Figure V.2.18. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air
 $M_s = 1,405 - t = 1340 \mu s$

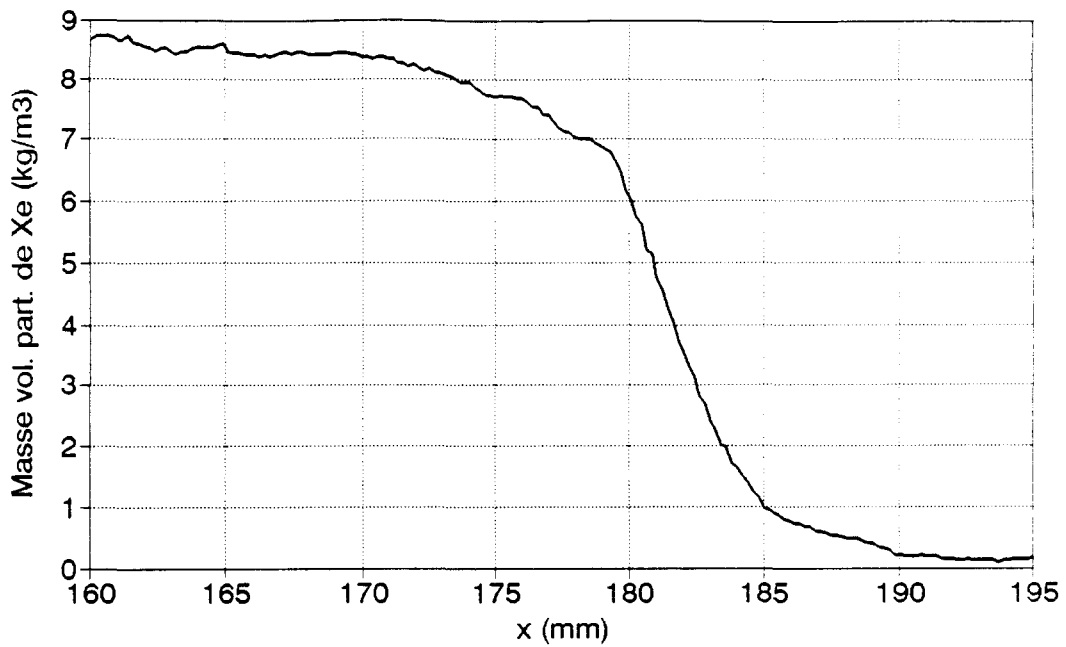


Figure V.2.19. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air
 $M_s = 1,405 - t = 1640 \mu s$

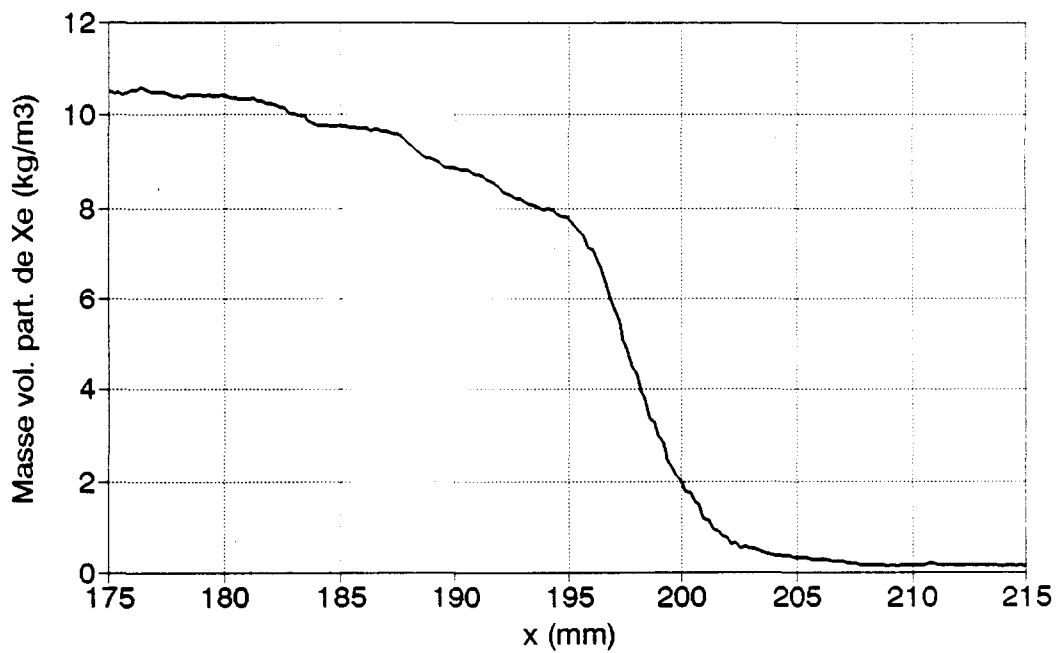


Figure V.2.20. : Profil de masse volumique partielle de Xe - Interface discontinue Xe/Air
 $M_s = 1,405 - t = 1940 \mu s$

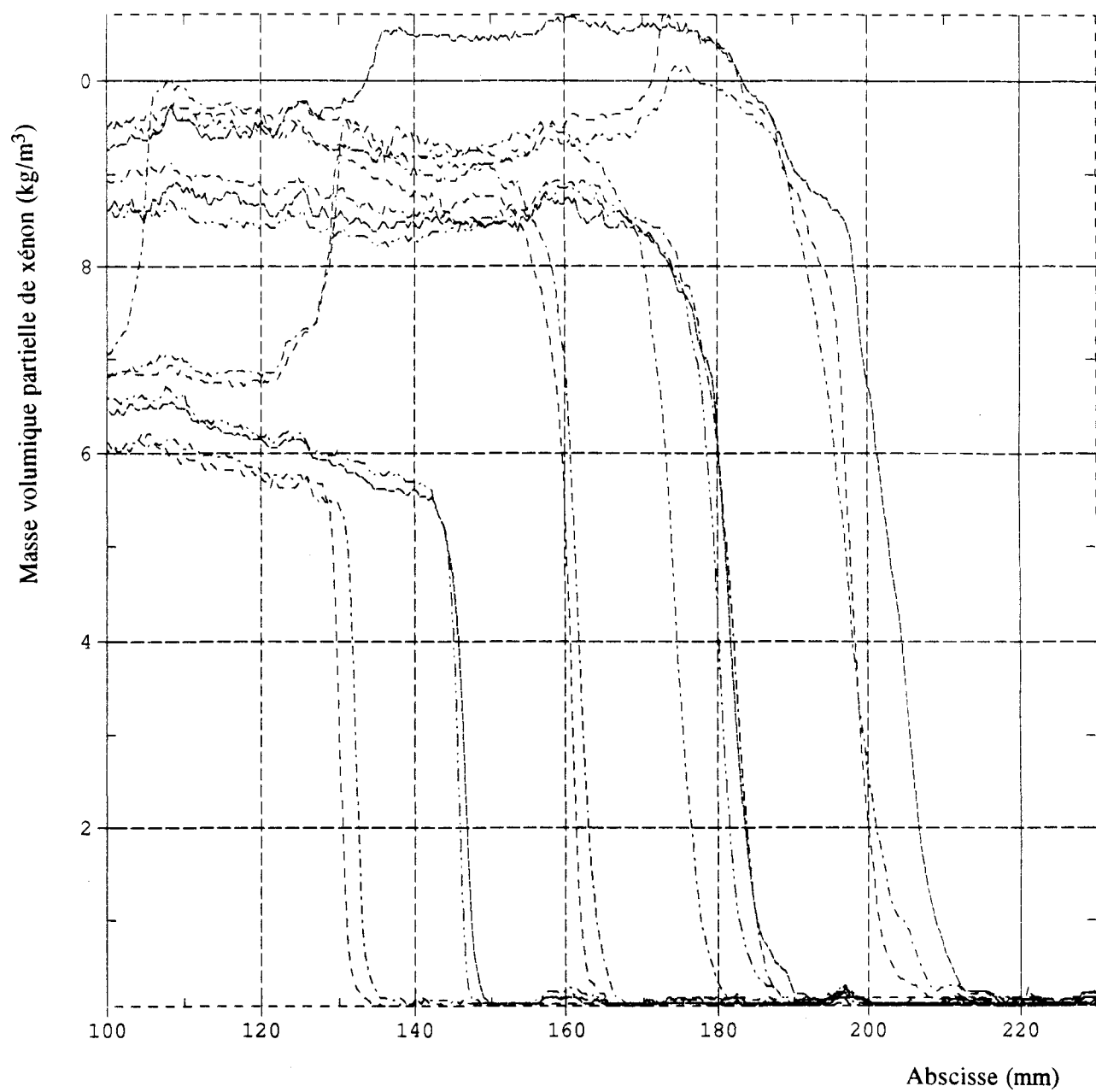


Figure V.2.21. : Evolution spatiale et temporelle des profils de masse volumique partielle de Xe
Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300\text{mm}$.

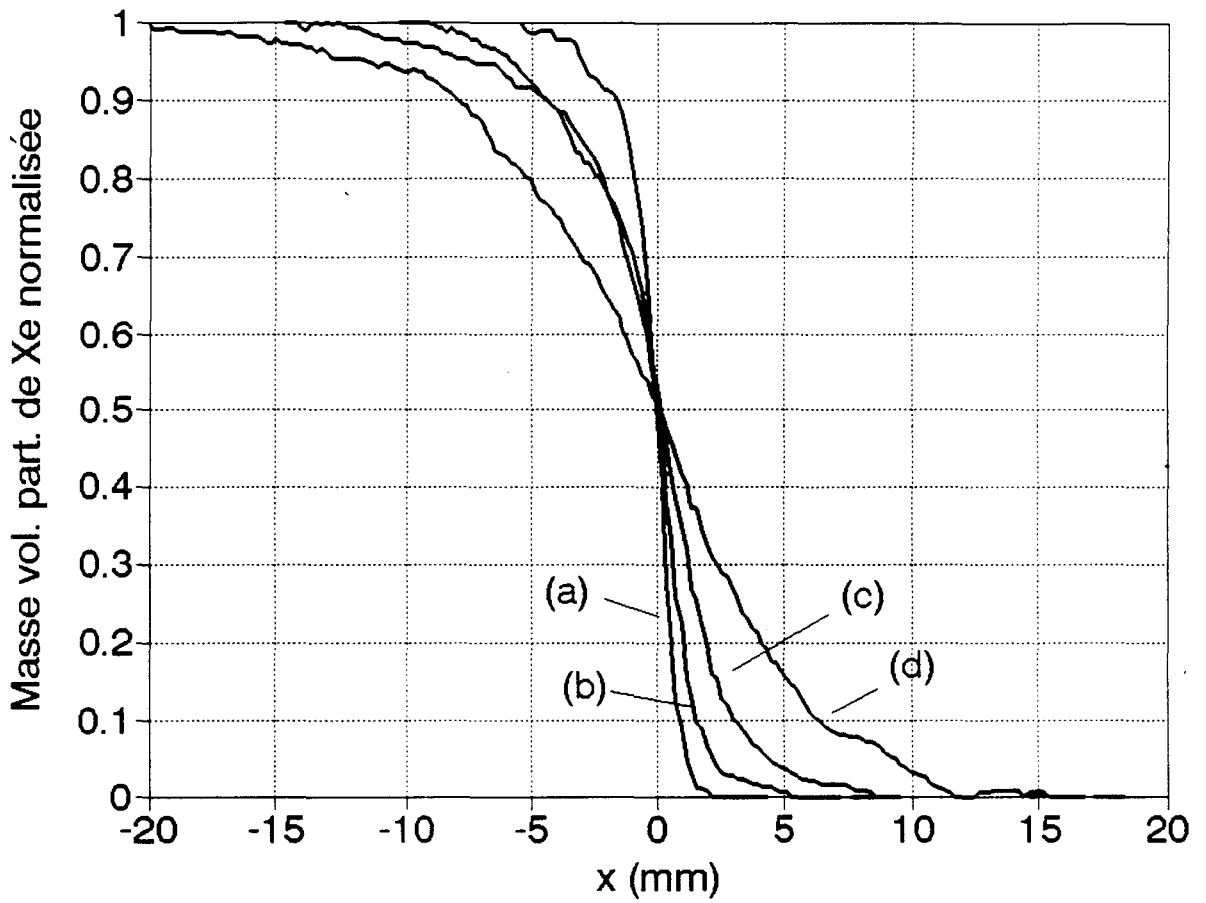


Figure V.2.22. : Comparaison des profils normalisés de masse volumique partielle de Xe

Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm.

(a) : $t = 1140 \mu s$ - (b) : $t = 1340 \mu s$

(c) : $t = 1740 \mu s$ - (d) : $t = 1940 \mu s$

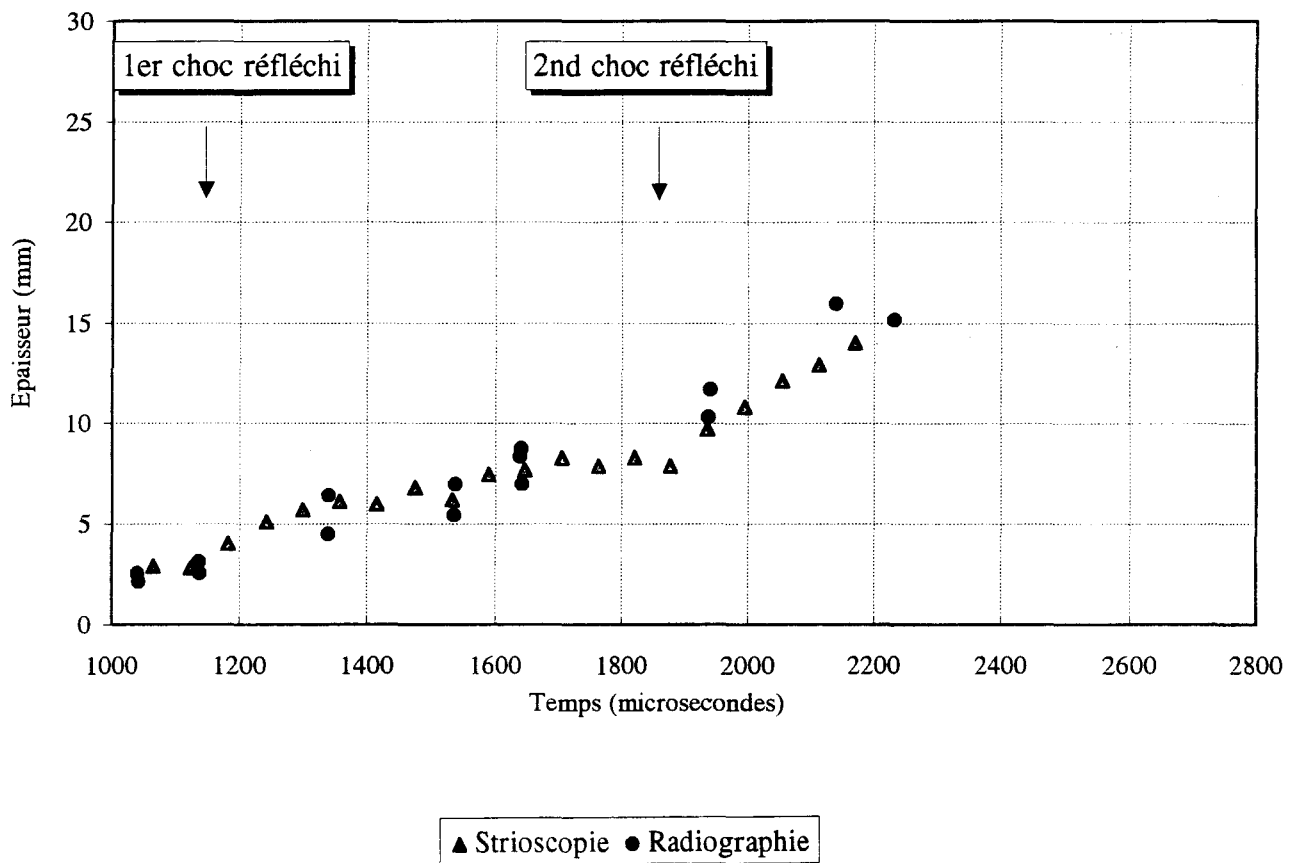


Figure V.2.23. : Evolution temporelle de l'épaisseur d'une interface discontinue Xe/Air
 $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm

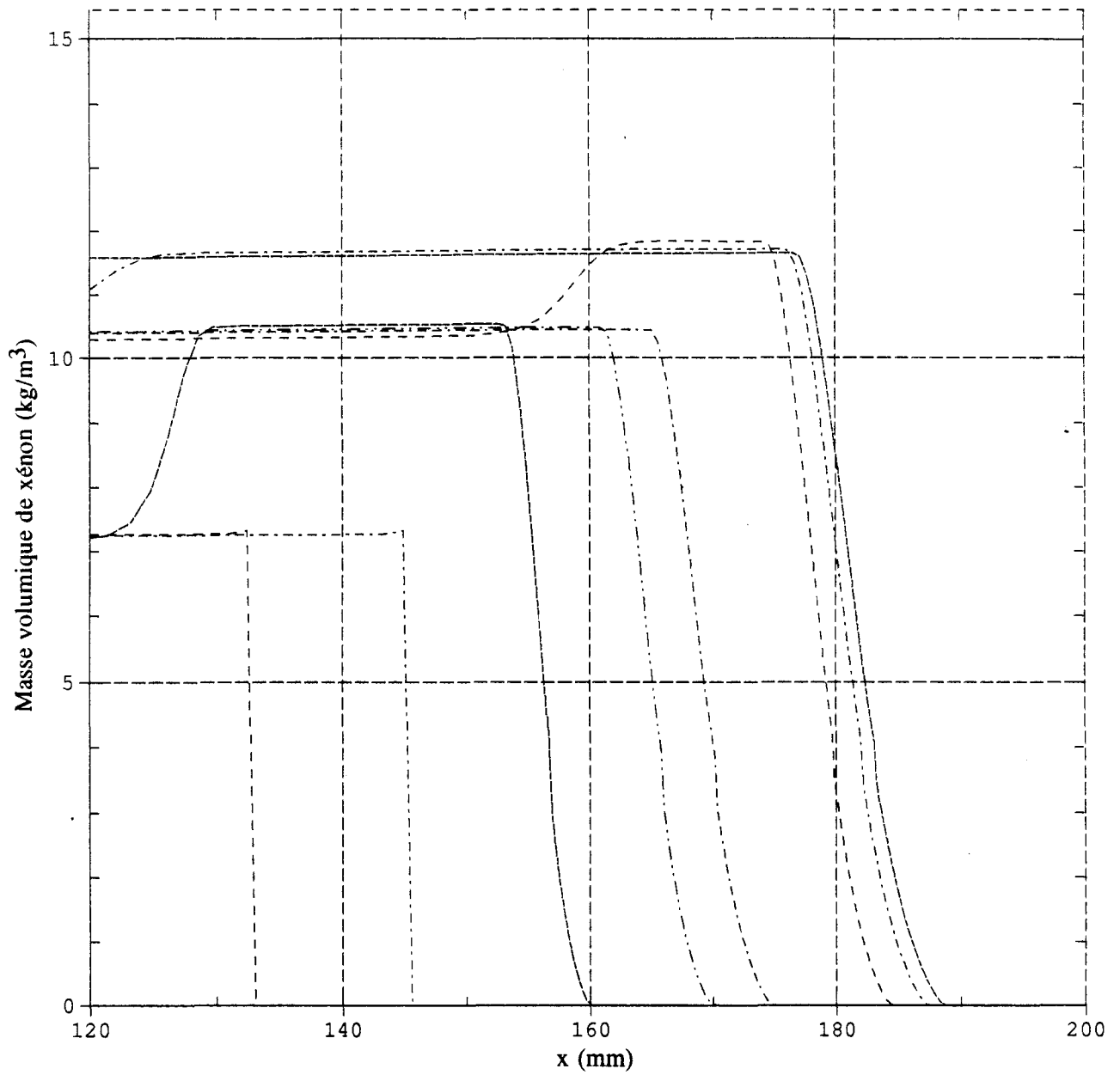


Figure V.2.24. : Evolution des profils de masse volumique partielle de Xe calculés (Modèle $k-\epsilon$)
Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm

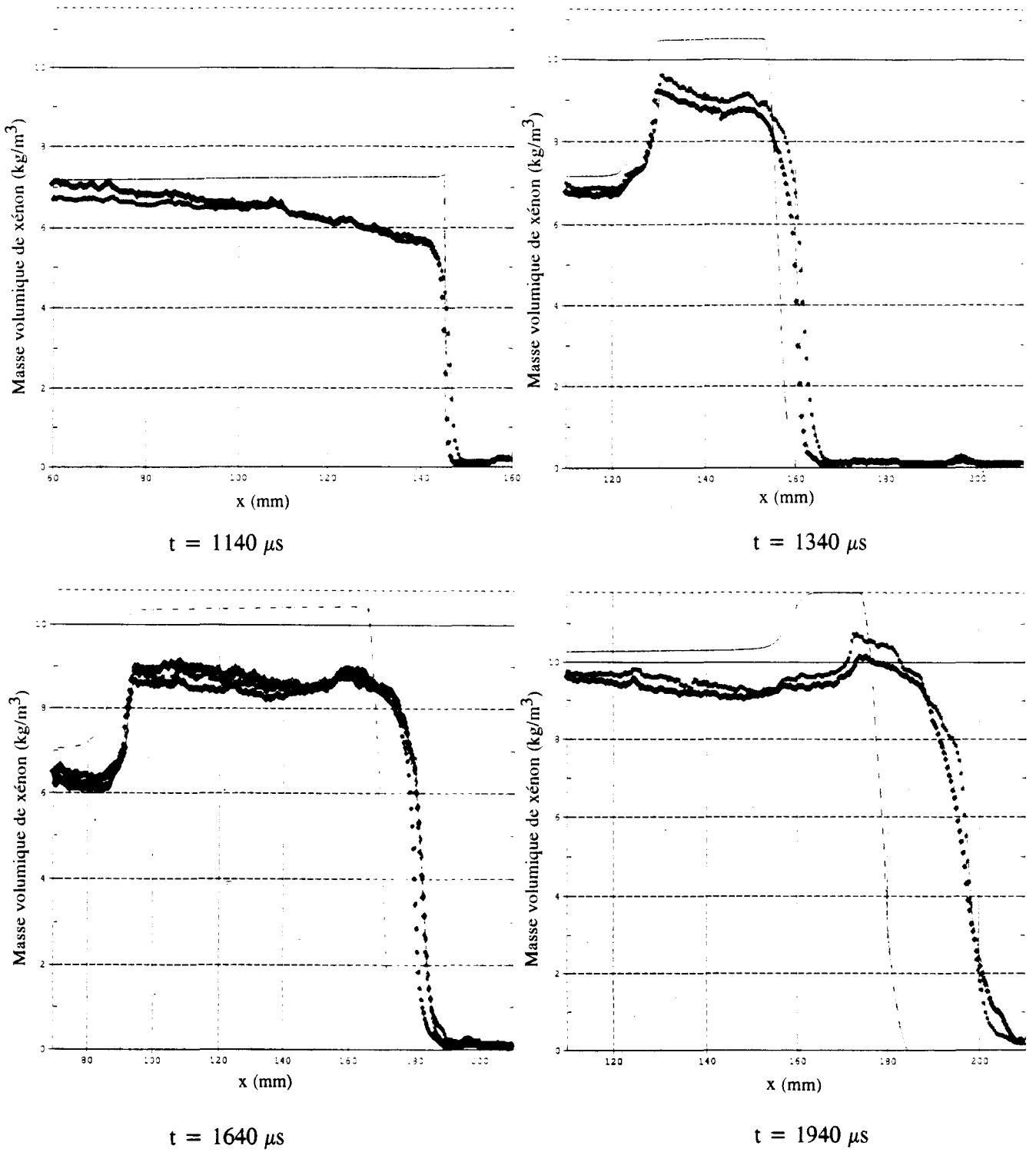


Figure V.2.25. : Comparaison des profils de masse volumique partielle de Xe expérimentaux et calculés.

Interface discontinue Xe/Air - $M_s = 1,405$ - $L = 300$ mm



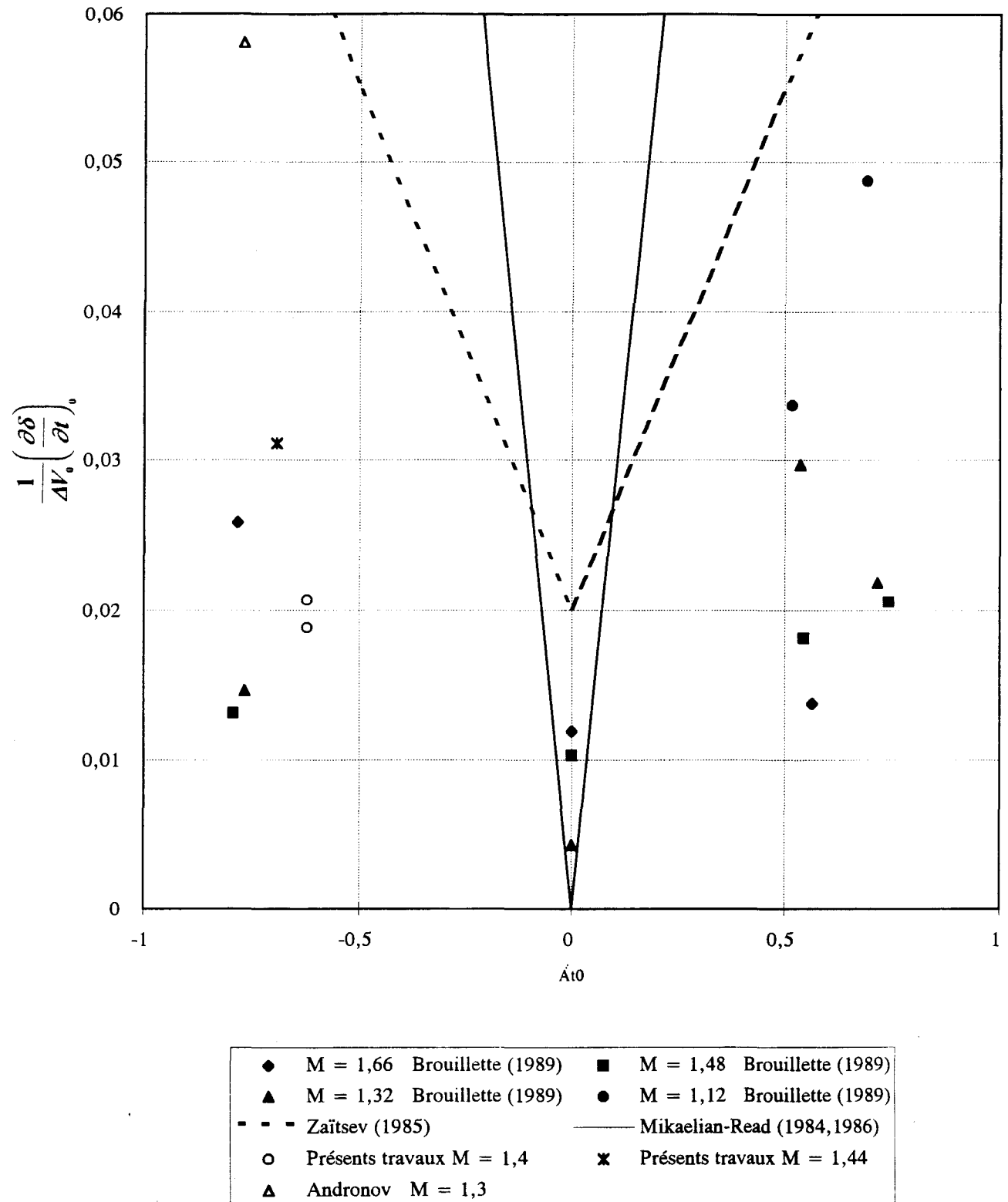
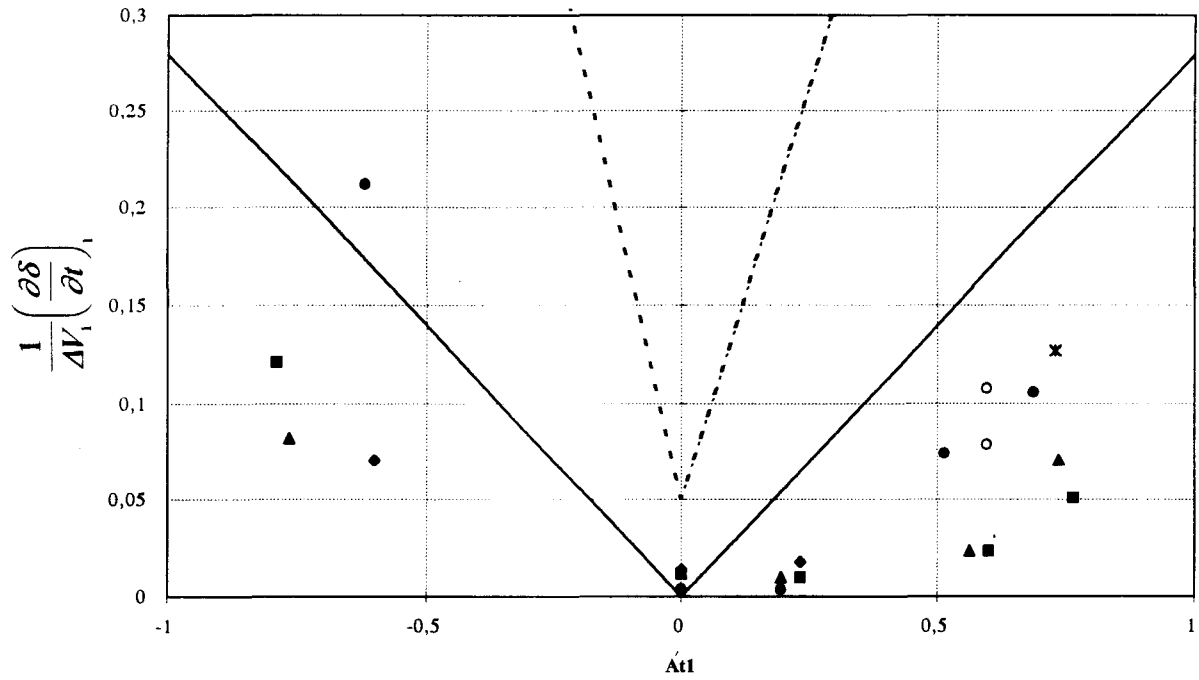
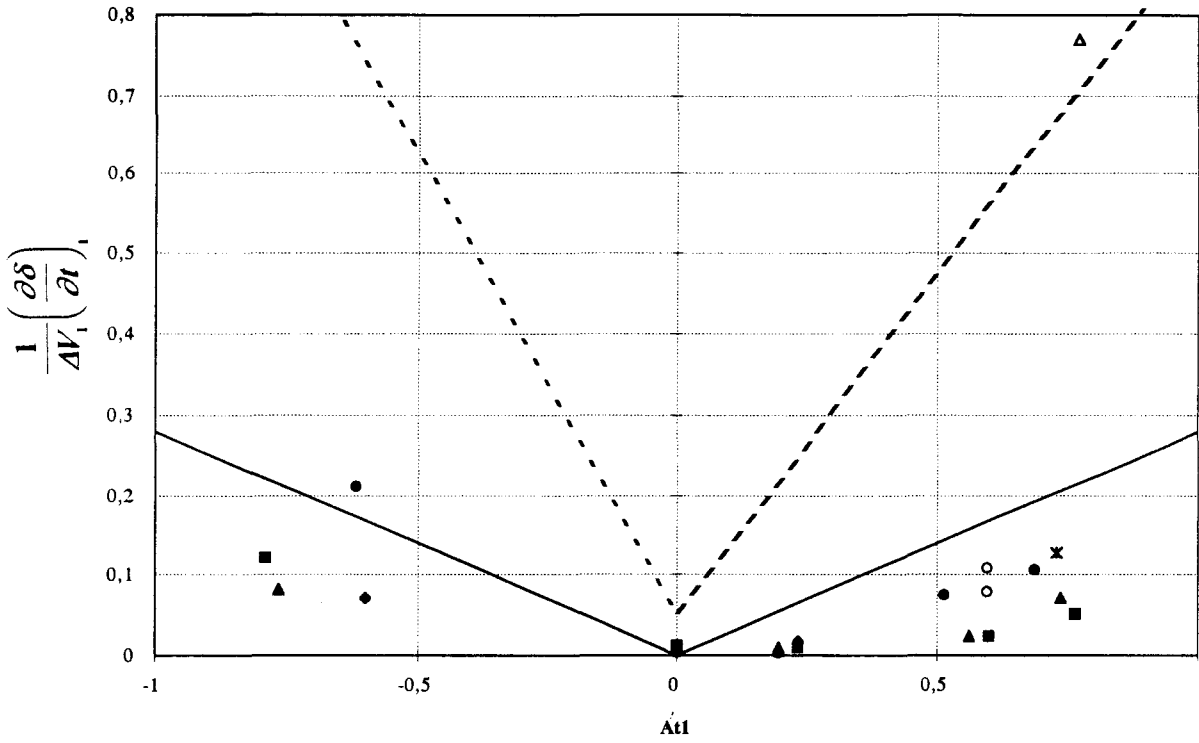


Figure V.3.1. : Corrélation des taux de croissance adimensionnés entre choc incident et choc réfléchi pour une interface discontinue.



- | | |
|-------------------------------|-------------------------------|
| ◆ M = 1,66 Brouillette (1989) | ■ M = 1,48 Brouillette (1989) |
| ▲ M = 1,32 Brouillette (1989) | ● M = 1,12 Brouillette (1989) |
| - - - Zaitsev (1985) | — Mikaelian-Read (1984, 1986) |
| ○ Présents travaux M = 1,4 | ✕ Présents travaux M = 1,44 |
| △ Andronov M = 1,3 | |

Figure V.3.2. : Corrélation des taux de croissance adimensionnés entre premier et second chocs réfléchis pour une interface discontinue.

CONCLUSIONS

La strioscopie, la radiographie et l'interférométrie différentielle ont été mises en place pour étudier le comportement d'une interface séparant deux gaz de densité différente soumise à l'accélération d'une onde de choc. Selon le dispositif de séparation initial utilisé, les interfaces visualisées peuvent être soit discontinues (les gaz sont séparés initialement par une membrane fine) soit continues (une lame rétractée avant l'arrivée du choc incident crée une zone de diffusion entre les deux gaz). L'interface mise en mouvement vers le haut du tube par un choc incident est ensuite ralentie par une succession de chocs réfléchis sur la paroi finale du tube à choc. L'air, utilisé comme gaz léger, est situé au-dessus du gaz lourd qui peut être soit du SF₆ (Hexafluorure de soufre), soit du xénon.

Cette étude a permis notamment de déterminer des profils de masse volumique partielle d'un des gaz au travers d'interfaces continues et discontinues planes. Il en a également été déduit l'évolution de l'épaisseur de la zone de mélange au cours du temps.

Pour les interfaces continues quasi-sinusoïdales, la perturbation initiale présente dans l'interface est créée en rétractant la lame séparatrice à l'aide d'un vérin. Une estimation de l'amplitude initiale de la perturbation, non visible expérimentalement, a permis de comparer la théorie proposée par Brouillette à nos résultats expérimentaux pour des interfaces continues. Le taux de croissance de la perturbation est relativement faible après l'interaction de l'interface avec le choc incident et le premier choc réfléchi. Ce taux de croissance est plus important après le passage du deuxième choc réfléchi.

L'interférométrie différentielle et la radiographie ont été utilisées pour les expériences avec interfaces continues planes. La mise au point du générateur X et de la technique interférométrique a demandé une étude paramétrique assez importante et l'exploitation des clichés radiographiques et interférométriques a nécessité l'élaboration de méthodes d'étalonnage et de dépouillement spécifiques à chaque technique.

Les clichés obtenus ont permis d'abord une bonne compréhension qualitative du phénomène d'interaction chocs-interface et une interprétation quantitative de ces écoulements.

Des profils de masse volumique partielle de SF₆ et de xénon ont pu être déterminés au travers d'interfaces continues planes. Les profils obtenus pour le xénon, par interférométrie et par radiographie sont semblables. De ces profils déterminés à partir de la visualisation optique, nous avons mesuré des épaisseurs de zone de mélange de façon à interpréter l'évolution de cette épaisseur en fonction du temps. On note un faible épaissement des interfaces continues planes après l'interaction de l'interface avec le choc incident et le premier choc réfléchi. Ce faible épaissement est probablement dû à une faible énergie de turbulence dans la zone de mélange continue. Les taux d'épaississement mesurés après le passage du second choc réfléchi sont eux aussi faibles si on ne tient pas compte des effets de parois formés par l'interaction du choc réfléchi avec l'interface et la couche limite créée par le choc incident. Ces effets peuvent entraîner des erreurs dans la mesure de l'épaisseur de zone de mélange. L'étirement de la zone de mélange à la paroi entraîne une diminution de l'épaisseur de la zone de mélange au centre du tube.

Dans le cas des interfaces discontinues planes, la membrane se fragmente et introduit des petites perturbations assurant une rapide transition à la turbulence. L'interférométrie différentielle est rendue inexploitable quantitativement par la présence des fragments de membranes à l'intérieur de la zone de mélange ainsi qu'une très forte turbulence de parois. Les profils de masse volumique de xénon déterminés par la radiographie sont des profils moyennés sur la largeur du tube, ceci entraîne un lissage des petites perturbations tridimensionnelles présentes dans la zone de mélange. Les profils semblent donc peu perturbés du fait de cette moyenne. Les interfaces discontinues devenant rapidement turbulentes, les taux d'épaississement mesurés après chaque choc sont plus importants que ceux obtenus pour une interface continue. Comme dans le cas des interfaces continues, les effets de parois peuvent créer des erreurs de mesure, notamment tardivement où la frontière entre les effets de parois et la zone de mélange elle-même est difficilement discernable.

Les profils expérimentaux peuvent être comparés aux codes de calcul existant au CEA-DAM et permettre ainsi une validation de certains paramètres mis en jeu dans ces codes.

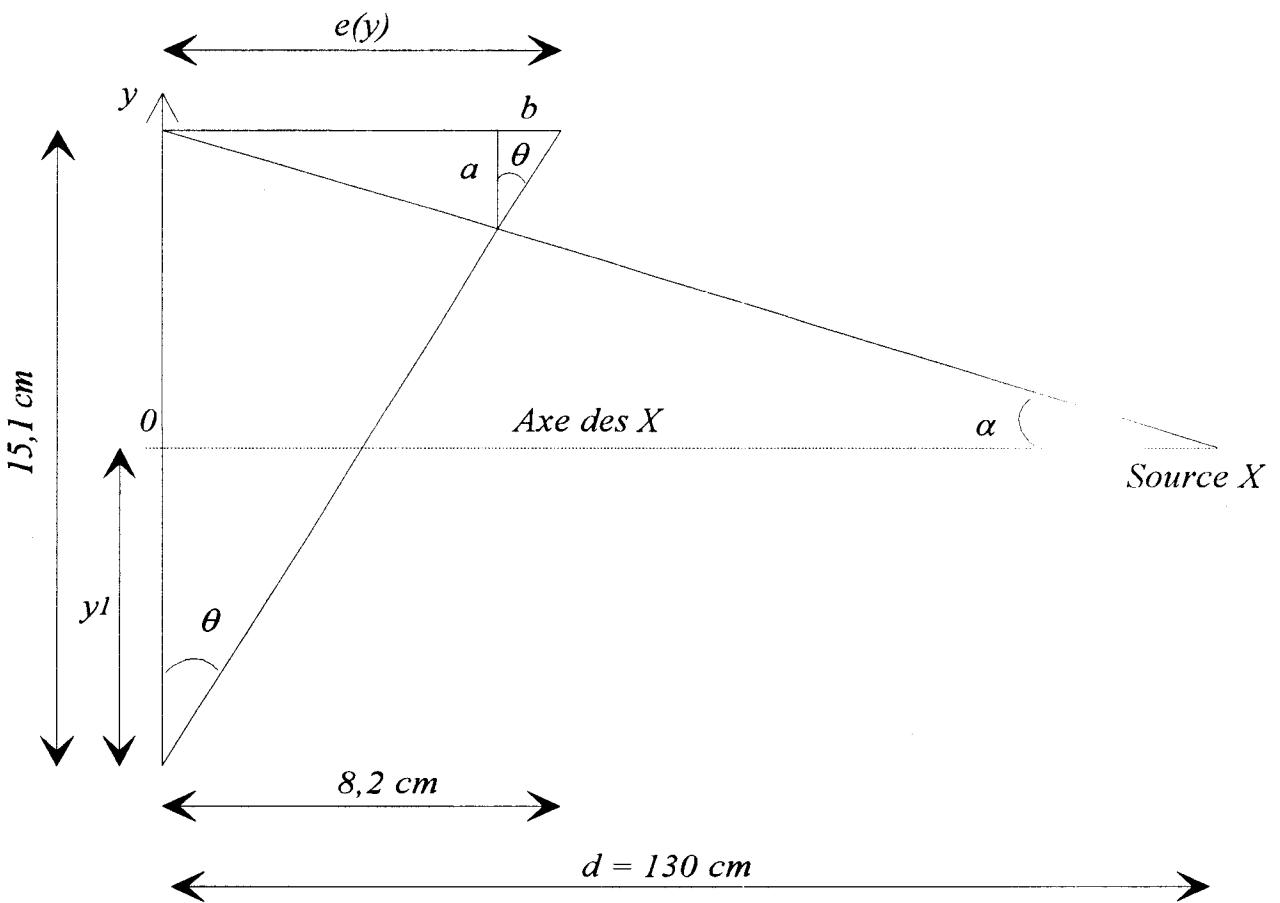
La formation de jets tourbillonnaires induits par les effets de parois présente un problème majeur pour l'étude des interactions chocs-interface gazeuse en tube à choc. Les méthodes optiques généralement utilisées intégrant la mesure sur la largeur du tube, il serait intéressant d'utiliser d'autres techniques optiques basées sur la tomographie (Planar Laser

Induced Fluorescence, Diffusion Rayleigh), permettant l'affranchissement de la mesure à ces effets de parois.

Les expériences futures réalisées sur le tube à choc du Centre de Vaujours-Moronvilliers par la méthode de Vélocimétrie Doppler Laser, permettront une mesure de vitesses instantanées en un point de l'écoulement dans le tube à choc. Cette mesure de vitesses instantanées permettrait de caractériser la turbulence qui se développe au sein de la zone de mélange.

ANNEXE A

Calcul de l'épaisseur effective traversée :



Si d est la distance source-objet :

$$d = y \tan \alpha \quad \text{donc} \quad \tan \alpha = \frac{y}{d} = \frac{a}{e - b}$$

De plus :

$$\tan \theta = \frac{b}{a} = \frac{8,2}{15,1}$$

En multipliant les deux équations précédentes, il vient :

$$\tan \alpha . \tan \theta = \frac{b}{e-b} = \frac{1}{\frac{e}{b}-1}$$

d'où

$$\frac{e}{b}-1 = \frac{1}{\tan \alpha . \tan \theta}$$

et

$$b = e \frac{\tan \alpha . \tan \theta}{1 + \tan \alpha . \tan \theta}$$

L'épaisseur effective traversée s'exprime par :

$$e' = \frac{e-b}{\cos \alpha}$$

ANNEXE B

Détermination de la masse volumique partielle d'un gaz dans la zone de mélange.

Calcul d'erreur due à la variation de la température dans ce mélange.

Notations :

ρ_1, ρ_2	Masses volumiques partielles des gaz 1 et 2 dans la zone de mélange.
p_1, p_2	Pressions partielles des gaz 1 et 2 dans la zone de mélange.
n_1, n_2	Indices de réfraction "partiels" des gaz 1 et 2 dans la zone de mélange.
p	Pression du mélange (= cts).
T	Température du mélange
n	Indice de réfraction du mélange

Le symbole " ^ " désigne l'état de référence de chacun des gaz.

Gaz 1	p	$\hat{T}_1$	$\hat{\rho}_1$
p T ρ			
Gaz 2	p	$\hat{T}_2$	$\hat{\rho}_2$

↕ Zone de mélange

D'après la loi des gaz parfaits, on a : $\frac{p_1}{\rho_1 T} = \frac{p}{\hat{\rho}_1 \hat{T}_1}$ et $\frac{p_2}{\rho_2 T} = \frac{p}{\hat{\rho}_2 \hat{T}_2}$

De plus : $p = p_1 + p_2$

Donc $\frac{\rho_1 T}{\hat{\rho}_1 \hat{T}_1} + \frac{\rho_2 T}{\hat{\rho}_2 \hat{T}_2} = 1$ (1)

D'après la relation de Gladstone-Dale, et en négligeant les variations de K_1 et K_2 en fonction de T , on peut écrire :

$$\begin{aligned} n_1 - 1 &= K_1 \rho_1 & \hat{n}_1 - 1 &= K_1 \hat{\rho}_1 \\ n_2 - 1 &= K_2 \rho_2 & \hat{n}_2 - 1 &= K_2 \hat{\rho}_2 \end{aligned}$$

De plus : $(n-1) = (n_1-1) + (n_2-1)$

En remplaçant dans l'équation (1), il vient :

$$n-1 = (\hat{n}_2-1) \frac{\hat{T}_2}{T} + (n_1-1) \left[1 - \frac{(\hat{n}_2-1)}{(\hat{n}_1-1)} \frac{\hat{T}_2}{\hat{T}_1} \right] \quad (2)$$

Supposons que le gaz 1 soit le gaz léger et le gaz 2 , le gaz lourd. On a alors : $\hat{\rho}_2 > \hat{\rho}_1$ v

Supposons $\hat{T}_2 \leq T \leq \hat{T}_1$, on peut poser : $\frac{T}{\hat{T}_2} = 1 + \theta$ et $\frac{\hat{T}_1}{\hat{T}_2} = 1 + \theta_1$ θ et $\theta_1 < 1$

En remplaçant dans (2) et en développant, on obtient :

$$(n_1-1) \left[1 - \frac{\hat{n}_2-1}{\hat{n}_1-1} \right] - (n-1) - (\hat{n}_2-1) = (\hat{n}_2-1) \left[\theta - \frac{(n_1-1)}{(\hat{n}_1-1)} \theta_1 \right] \quad (3)$$

C'est à dire $A (n_1-1) + B = C$ (3)

$$\text{où : } A = \frac{(\hat{n}_1-1) - (\hat{n}_2-1)}{(\hat{n}_1-1)} ; \quad B = (\hat{n}_2-1) - (n-1) \quad \text{et} \quad C = (n-1) \left[\frac{T - \hat{T}_2}{\hat{T}_2} - \frac{(n_1-1)}{(\hat{n}_1-1)} \frac{\hat{T}_1 - \hat{T}_2}{\hat{T}_2} \right]$$

Si T est constant au travers de la zone de mélange, le second membre de l'équation (3) est nul.

$$A (n_1-1) + B = 0 \Rightarrow n_{10} - 1 = -B/A$$

On obtient alors l'expression de $(n_{10}-1)$ en fonction de $(n-1)$. (Relation II.3.3.18)

$$1 - \frac{n_{10}-1}{\hat{n}_1-1} = \frac{(n-1) - (\hat{n}_1-1)}{(\hat{n}_2-1) - (\hat{n}_1-1)}$$

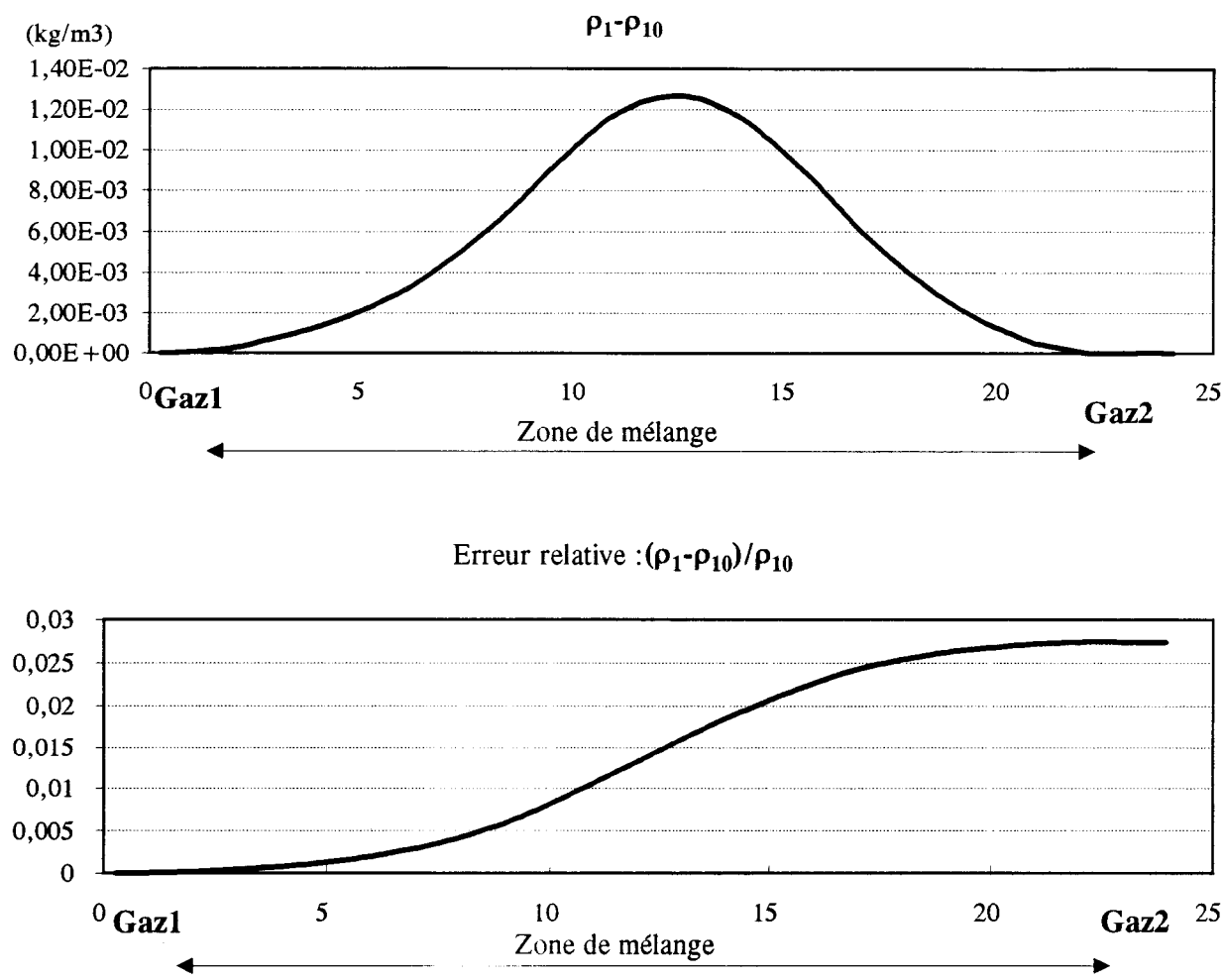
Si T n'est pas constant, le second membre est non nul :

$$A (n_1-1) + B = C \Rightarrow n_1 - 1 = (C - B)/A$$

L'erreur relative est donc égale à : $(n_1-1) - (n_{10}-1) = K_1 (\rho_1 - \rho_{1_0}) = \frac{C}{A}$

Et donc $\forall \rho_{1_0} \neq 0$, on a : $\frac{\rho_1 - \rho_{1_0}}{\rho_{1_0}} = -\frac{C}{B}$

Dans le cas d'un couple de gaz SF6/Air, nous avons tracé les courbes de $(\rho_1 - \rho_{10})$ et de $(\rho_1 - \rho_{10}) / \rho_{10}$ au travers de la zone de mélange après le passage du choc incident :



Les erreurs maximales intervenant dans le calcul de la masse volumique partielle d'un gaz sont regroupées dans le tableau suivant :

$\left(\frac{\rho_1 - \rho_{1_0}}{\rho_{1_0}} \right)_{\max}$	Après choc incident	Après choc réfléchi
Xe/Air	1,2 %	6 %
SF6/Air	3 %	4 %

On constate que la méthode expérimentale fournit la masse volumique partielle ρ_1 avec une précision satisfaisante.

ANNEXE C

Calcul de l'épaisseur de diffusion

La concentration $C(y,t)$ est solution de l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$$

avec D : Coefficient de diffusion moléculaire d'un gaz dans l'autre.

La concentration $C(y,t)$ s'exprime donc :

$$C(y,t) = \frac{C_0}{2} \left[1 - \text{Erf} \left(\frac{y}{2\sqrt{Dt}} \right) \right] \quad \text{avec} \quad 1 - \text{Erf } x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-u^2} du$$

En prenant un critère de sensibilité de 0,5% sur la concentration , on détermine une valeur de x égale à 2 (Weber [1983]):

$$1 - \text{Erf}(2) \approx 5 \cdot 10^{-3}$$

Et donc une épaisseur de diffusion y égale à :

$$y \approx 8 (Dt)^{1/2}$$

- Pour un couple de gaz Xénon/Air, le coefficient de diffusion est égal à 0,122. On obtient donc une épaisseur de diffusion y de 2,3 cm pour $t = 0,7$ s et de 6,6 cm pour $t = 5,7$ s.

- Pour un couple de gaz SF6/Air, le coefficient de diffusion est égal à 0,087. On obtient donc une épaisseur de diffusion y de 1,97 cm pour $t = 0,7$ s et de 5,63 cm pour $t = 5,7$ s.

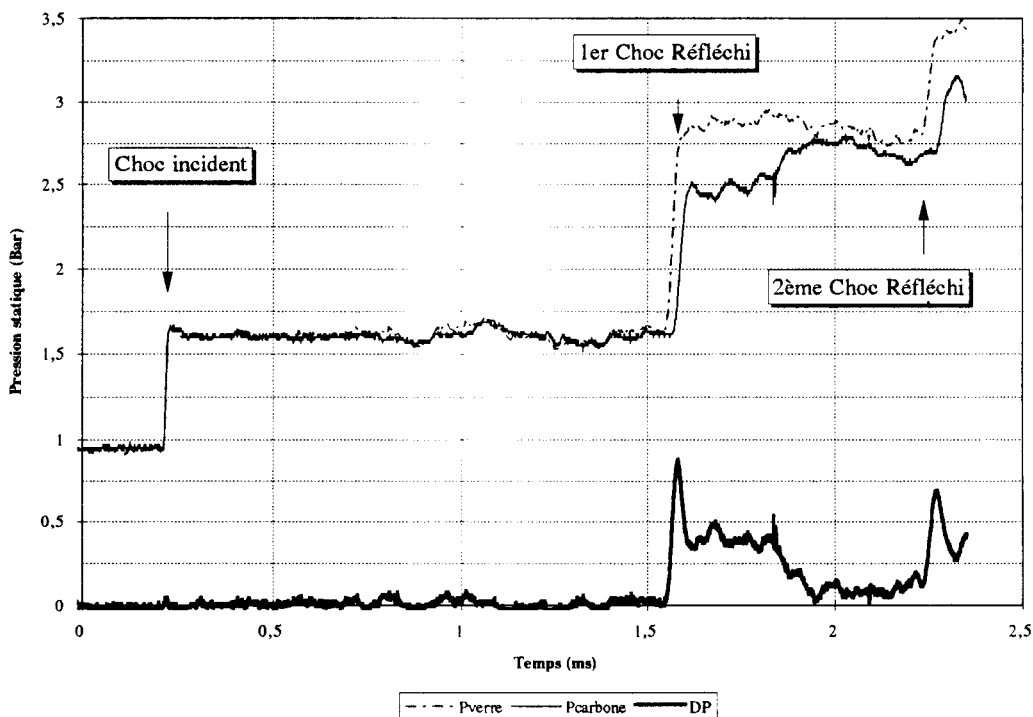
Une mesure visuelle de l'épaisseur de zone de mélange, sur les clichés obtenus après le choc incident, corrigée du facteur de compression dû à ce choc donne une épaisseur de diffusion de 3,64 cm dans le xénon et de 2,45 dans le SF6.

Cette différence d'épaisseur pourrait être imputée au sillage créé par la rétraction de la lame.

ANNEXE D

Les positions expérimentales mesurées par strioscopie et radiographie sont différentes après l'interaction de l'interface avec le premier choc réfléchi. La mesure faite par strioscopie est en accord avec les positions théoriques calculées, tandis que la mesure radiographique surestime ces valeurs. Il est possible que cette différence de position provienne de l'utilisation de hublots en carbone dans les expériences radiographiques (Figure IV.2.14.). En effet, ces hublots en carbone, plus rugueux que les hublots en verre, peuvent entraîner une couche limite plus épaisse. Cette couche limite plus épaisse peut accélérer le fluide au centre du tube. A l'aide des signaux de pression, nous tentons de vérifier cette hypothèse.

Les signaux de pression, recueillis à l'aide du capteur PCB placé sur une des parois du tube à 95 mm au dessus de l'interface initiale, montrent une pression statique plus faible durant $250\ \mu\text{s}$ après le passage du premier choc réfléchi dans le cas des hublots en carbone. La différence entre les pressions statiques mesurées pour le verre et le carbone est de 0,4 bar (Graphe 1).



Graphe 1

Dans l'hypothèse d'écoulement incompressible, nous appliquons le théorème de Bernoulli :

$$p_i = p_s + \frac{1}{2} \rho u^2$$

où p_i est la pression d'arrêt
 p_s , la pression statique
et $1/2 \rho u^2$, la pression cinétique.

Si on suppose que les pressions d'arrêt de l'écoulement sont égales après le passage du choc réfléchi, quel que soit le type de hublots utilisés, on peut alors déterminer la différence de vitesse correspondant à la différence de pression statique mesurée par le capteur :

$$p_{sv} + \frac{1}{2} \rho u_v^2 = p_{sc} + \frac{1}{2} \rho u_c^2$$

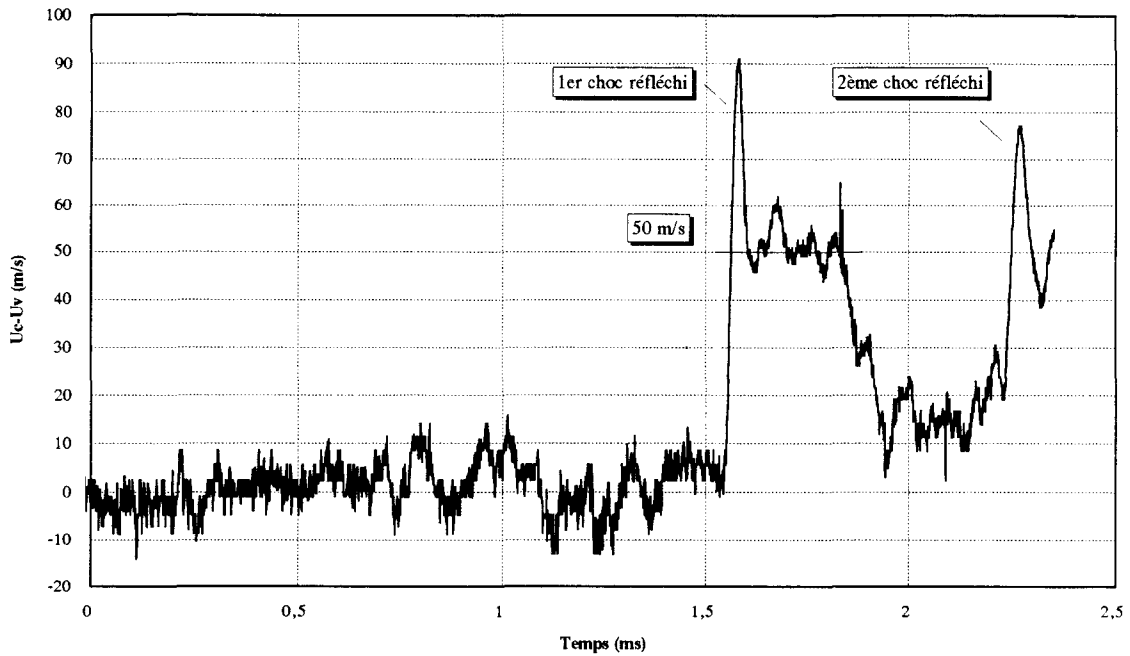
Les indices v et c représentent les grandeurs mesurées respectivement avec des hublots en verre et en carbone.

On exprime alors la vitesse de l'interface avec hublots en carbone par :

$$u_c = \sqrt{u_v^2 + \frac{2}{\rho} (p_{sv} - p_{sc})}$$

La vitesse de l'interface mesurée par la strioscopie (hublots en verre), égale à la vitesse théorique calculée de l'interface, est de 47,6 m/s et la différence de pression statique mesurée entre les expériences avec hublots en verre et en carbone est de 0,4 bar. Les masses volumiques expérimentales mesurées dans le xénon, après le passage du premier choc réfléchi, par radiographie et interférométrie sont égales (Figure IV.2.25.). Sur le graphe 2, nous avons représenté la différence de vitesse (fonction de la différence de pression statique) en fonction du temps. Avant le passage du choc réfléchi, la différence de vitesse entre les expériences avec hublots en verre et en carbone est quasiment nulle. Juste derrière le premier choc réfléchi, on note une différence de vitesse égale à 50 m/s, il y a donc une accélération de l'écoulement et donc de l'interface à 97 m/s durant 250 μ s, puis cette différence décroît à nouveau.

On peut penser que la couche limite, plus épaisse dans le cas de hublots en carbone, crée une diminution plus importante de la section du tube et donc une augmentation de la vitesse au centre du tube.



Graphe 2

Des mesures radiographiques avec des hublots en lexan, matériau organique aussi lisse que le verre et relativement transparent aux rayons X, vont être réalisées prochainement de manière à vérifier que la différence de vitesse de l'interface est effectivement due à la rugosité des hublots en carbone et non à la technique radiographique.

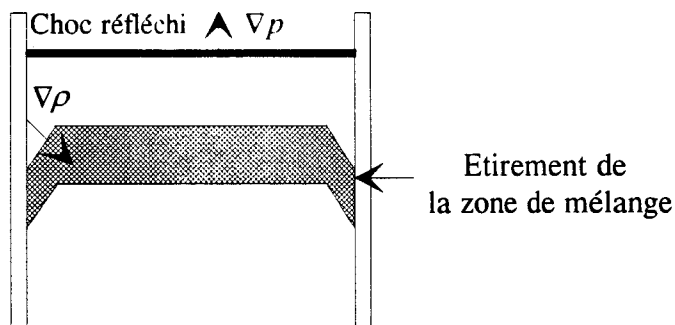
ANNEXE E

Production de vorticité et énergie cinétique de mélange

Interfaces continues

- Au centre du tube, les perturbations présentes dans une interface continue sont très petites : amplitudes très faibles ($< 0,05$ mm) et longueurs d'onde grandes. La production de vorticité est dans ce cas, extrêmement faible. La production de turbulence est alors quasiment inexistante. De plus, on peut penser que l'épaisseur de la zone de mélange, plus importante au départ du fait de la diffusion des deux gaz, atténue cette vorticité : le gradient de masse volumique mis en jeu dans la production de vorticité ($\nabla p \times \nabla \rho$) est plus faible que dans le cas d'une interface discontinue.

- A la paroi, l'interaction de la zone de mélange avec la couche limite induite par le choc incident provoque l'étirement du mélange, et donc un gradient de masse volumique oblique à la paroi dans la couche limite. Le non-alignement de ce gradient de masse volumique oblique avec le gradient de pression présent dans le premier choc réfléchi entraîne le développement de vortex à la paroi et leur amplification par les choc réfléchis suivants.



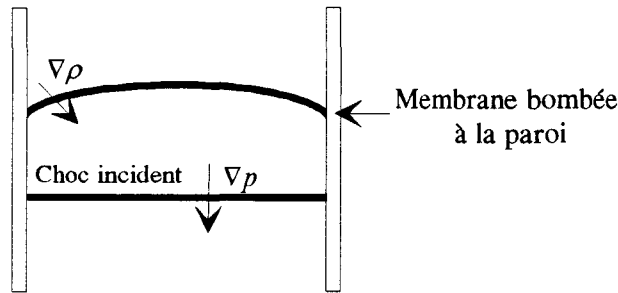
Ce tourbillon se développe vers le gaz lourd comme il est illustré sur la figure (IV.2.34).

Interfaces discontinues

- Au centre du tube, les perturbations engendrées par la membrane sont plus grandes que dans le cas des interfaces discontinues : amplitudes plus grandes et longueurs d'onde plus petites. Il y a donc une production barocline de vorticité plus importante au passage des chocs réfléchis, entraînant plus de turbulence dans ce type d'interfaces. De plus, les gradients de masse volumique sont plus forts que dans le cas d'une interface continue, le résultat du produit vectoriel des gradients de pression par les gradients de densités est donc plus grand et entraîne des instabilités de type Richtmyer-Meshkov plus importantes.

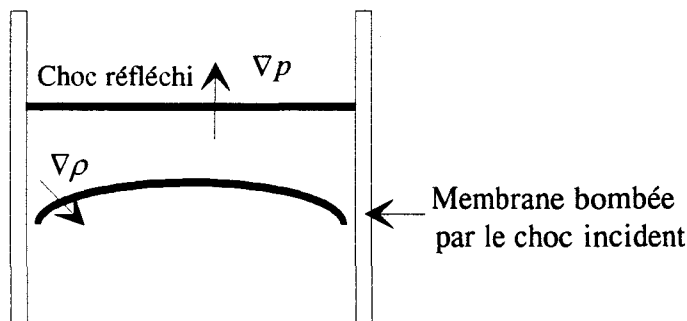
- A la paroi, la membrane peut être rendue convexe de deux manières :

Dans un premier cas, la membrane est bombée avant l'arrivée du choc incident, par une légère surpression du côté gaz lourd de la membrane :



Il existe donc à la paroi un gradient de masse volumique oblique qui interagit avec un gradient de pression vertical dès le passage du choc incident. Il y a alors production de vorticité à la paroi dès la première interaction choc incident-interface. Ceci se manifeste par un jet pariétal vers le haut (gaz léger), amplifié par les chocs réfléchis. Ce jet serait donc en compétition avec l'étirement de la zone de mélange à la paroi d  à la couche limite.

Dans le second cas, la membrane est rendue convexe avant sa rupture par le passage du choc incident, il y a alors production de vorticité au passage du premier choc réfléchi :



Les expériences réalisées dans le cadre de cette étude ne permettent pas de mesurer la production de vorticité. Il faudrait pour cela qualifier correctement les perturbations initiales présentes dans l'interface. Des expériences futures mesurant des fluctuations de vitesses dans l'interface devraient permettre une quantification de l'énergie cinétique de mélange pour des interfaces continues et discontinues. Il serait alors intéressant de vérifier les expressions analytiques de l'énergie cinétique de mélange, proposées par différents auteurs :

Dans le cas d'une interface discontinue, Mikaelian [1991] montre que l'énergie cinétique de mélange est égale à :

$$KE = \frac{(\Delta V)^2 \eta_0^2 A_t k}{4} (\rho_2 - \rho_1)$$

Pour une interface d'épaisseur d pr sentrant un profil continu de densité, Saffman et Meiron [1989] montrent que l'énergie cinétique du mélange, dans le cas où l'épaisseur d est grande devant la longueur d'onde λ de la perturbation, s'exprime par :

$$KE = \frac{(\Delta V)^2 \eta_0^2 A_t k}{4} (\rho_2 - \rho_1) \cdot \frac{\lambda}{3\pi d}$$

Cette expression montre une atténuation de l'énergie cinétique de mélange dans le cas où l'épaisseur de zone de mélange croît. L'énergie cinétique étant fonction de la vorticité, ceci peut expliquer la production moins importante de vorticité dans le cas des interfaces continues.

On peut également transposer le calcul de Leith [1985] qui donne la même expression de l'énergie cinétique dans le cas d'une interface discontinue et supposer que les fluctuations de vitesse étant diminuées d'un facteur ψ dans le cas continu, alors l'énergie cinétique dans une interface continue est atténuée d'un facteur ψ^2 .

Une autre expérience pourrait être la réalisation d'une interface initialement oblique par rapport aux parois du tube. Connaissant l'angle que fait l'interface avec l'onde de choc incidente, les résultats expérimentaux pourraient être comparés au calcul analytique de production de vorticité réalisé par Samtaney et Zabusky [1993] pour une interface discontinue. La même étude pourrait être réalisée avec une interface continue.

ANNEXE F

Les équations du modèle de turbulence $k-\varepsilon$:

⇒ Ce modèle est basé sur les hypothèses suivantes :

- Dans le plan perpendiculaire de l'écoulement, la turbulence est homogène et isotrope.
- Les grandeurs moyennes ne dépendent que de x la distance , et de temps t : le mouvement moyen est monodimensionnel.
- La composante unique suivant la direction x du vecteur vitesse u s'écrit :

$$u = \tilde{u} + u'$$

$$\text{Les valeurs} \left\{ \begin{array}{ll} \tilde{u} & \text{Composante unique de la vitesse dans la direction } x \\ \tilde{c} & \text{Concentration massique de l'un des gaz} \\ \tilde{k} & \text{Energie cinétique turbulente} \\ \tilde{\varepsilon} & \text{Taux de dissipation} \end{array} \right.$$

représentent les valeurs moyennes pondérées par la masse :

$$\tilde{u}(t) = \frac{\overline{\rho(t) u(t)}}{\overline{\rho(t)}}$$

⇒ Les équations de continuité et de la concentration associées au mouvement moyen s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\rho}}{dt} &= \bar{\rho} \frac{d\tilde{u}}{dx} \\ \bar{\rho} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} &= - \frac{\partial \overline{\rho c' u'}}{\partial x} \end{aligned}$$

L'équation de la dynamique incluant le tenseur de Reynolds $\overline{\rho u'^2}$, s'exprime par :

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u'^2}$$

L'équation d'énergie interne moyenne e s'écrit :

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{e}}{dt} = -\bar{P} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u}' \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho h' u'} + \overline{\rho \varepsilon}$$

Les deux équations typiques du modèle de turbulence décrivent l'évolution de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε :

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{k}}{dt} = -\overline{\rho u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \bar{u}' \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho k' u'} - \overline{\rho \varepsilon}$$

$$\bar{\rho} \frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = -C_{\varepsilon_1} \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} \overline{\rho u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - C_{\varepsilon_0} \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}} \bar{u}' \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} - C_{\varepsilon_2} \bar{\rho} \frac{\bar{\varepsilon}^2}{\bar{k}} - C_{\varepsilon_3} \bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{C_d}{\sigma \varepsilon} \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x} \right)$$

Le membre de droite de l'équation de dissipation contient successivement deux termes de production proportionnels respectivement au gradient de vitesse et au gradient de pression, un terme d'amortissement, un terme de compressibilité, et un terme de diffusion.

Les termes $\overline{\rho u'^2}$ et $\overline{\rho' u'}$ sont modélisés à l'aide d'une viscosité turbulente μ_t et d'un coefficient de diffusion D_ρ tous deux fonction de k et ε :

$$\overline{\rho u'^2} = -2\mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{k} + \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \quad \text{avec} \quad \mu_t = C_d \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}}$$

$$\overline{\rho' u'} = D_\rho \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x} \quad \text{avec} \quad D_\rho = \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \cdot \frac{1}{\sigma_\rho}$$

Ces deux termes doivent être bornés de la façon suivante :

$$\lambda_m \bar{\rho} \bar{k} < \overline{\rho u'^2} < \lambda_M \bar{\rho} \bar{k} \quad \lambda_m = 0,1 \text{ et } \lambda_M = 1,25$$

$$\overline{\rho' u'} < \alpha \lambda_M^{1/2} \bar{\rho} \bar{k}^{1/2} \quad \alpha = 0,67$$

Les coefficients sont déterminés en se calant sur des résultats expérimentaux obtenus dans le laboratoire.

REFERENCES

ALESHIN A.N., GAMALII E.G., ZAITSEV S.G., LAZAREVA E.V., LEBO I.G. & ROZANOV V.B., 1988, Non-Linear and Transitional Stages in the Onset of the Richtmyer-Meshkov Instability, *Sov. Tech. Phys. Lett.* 14, 466.

ANDRONOV V.A., BAKHARAKH S.M., MESHKOV E.E., MOKHOV V.N., NIKIFOROV V.V., PEVNITSKII A.V. & TOLSHMYAKOV A.I., 1976, Turbulent Mixing at Contact Surface Accelerated by Shock Waves, *Sov. Phys. JETP* 44, 424.

BARENBLATT G.I., 1983, Self-Similar Turbulence Propagation from an Instantaneous Plane Source. *Non-Linear Dynamics and Turbulence*, edited by G.I. Barenblatt, G.Ioos and D.D. Joseph, Pitman, Boston, 48.

BELLMAN R. & PENNINGTON R.H., 1956, Effects of Surface Tension and Viscosity on Taylor Instability, *Quart. Appl. Math.* 13, 151.

BENJAMIN R.F., 1988, Experimental Observations of Shock Stability and Shock-Induced Turbulence, in : Proc. of the International Physics Compressible Turbulence Mixing, *Springer-Verlag Lectures in Engineering Series*, New York, Berlin, Heidelberg.

BESNARD D., HAAS J.F. & RAUENZAHN R.M., 1989, Statistical Modeling of Shock-Interface interaction, *Physica D* 37, 227.

BONAZZA R., 1992, X-Rays Measurements of Shock-Induced Mixing at an Air/Xenon Interface, Ph. D. Thesis, California Institute of Technology.

BONAZZA R. & STURTEVANT B., 1991, Measurement by X-ray Densitometry of Shock-Excited Turbulent Mixing at an Air-Xenon Interface, in : Proc. of the 3rd International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, Royaumont, France, N. Wilke ed., CEA DAM 1992, p.103 and in : Shock Waves, Proc. of the 18th International Symposium on Shock Waves, Sendai 1991, K Takayama ed., Springer Verlag, 331.

BONAZZA R. & STURTEVANT B., 1993, X-ray Measurements of Shock-Induced Mixing at an Air/Xenon Interface, in : Proc. of the 4th International Workshop on the Physics of Turbulent Compressible Mixing, Cambridge, England 1993, P.F. Linden ed., University Press.

BONNET M. & GAUTHIER S., 1990, A k - ϵ Model for Turbulent Mixing in Shock Tube Flows Induced by Rayleigh-Taylor Instabilities, *Phys. Fluids* A2 9, 1685.

BROUILLETTE M., 1989, On the Interaction of Shocks Waves with Contact Surfaces between Gases of Different Densities, Ph.D. Thesis, California Institute of Technology.

BROUILLETTE M. & STURTEVANT B., 1989, Growth Induced by Multiple Shock Waves Normally Incident on Plane Gaseous Interfaces, *Physica D* 37, 247.

BROUILLETTE M. & STURTEVANT B., 1993, Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability: Small scale perturbations on a plane interface, *Phys. Fluids* A5 (4), 916.

BROUILLETTE M. & STURTEVANT B., 1994, Experiments on the Richtmyer-Meshkov instability: single scale perturbations on a continuous interface, *J. Fluid Mech.* vol. 263, 271.

CAVAILLER C., CROSO H., GANDEBOEUF P., HAAS J.F. & RODRIGUEZ G., 1991, Results from the Vaujours Vertical Shock Tube, in : Proc. of 3rd International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, Royaumont, France 1992, N Wilke ed., CEA DAM.

CAVAILLER C., MERCIER P., RODRIGUEZ G. & HAAS J.F., 1989, A New Vertical Shock Tube for Rayleigh-Taylor Instability Measurements, in Current Topics in Shock Waves, 17th International Symposium on Shock Waves, Bethlehem, USA 1989, Yong W. Kim ed., AIP conference proceedings 208, 564.

CHANDRASEKHAR S., 1961, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, *Oxford University Press*, Oxford, 433.

DAUTY I., 1992, Exploitation des Radiographies "Tube à Choc" par Traitement d'Image, Communication Personnelle, Centre d'Etudes de Vaujours-Moronvilliers, CEA-DAM.

DESSE J.M., 1990, Instantaneous Density Measurement in Two-Dimensional Gas Flow by High Speed Differential Interferometry. *Exp. in Fluids* 9, 85.

DESSE J.M. & PEGNEAUX J.C., 1993, Direct Measurement of the Density Field using High Speed Differential Interferometry. *Exp. in Fluids* 15, 452.

DUFF R.E., HARLOW F.H. & HIRT C.W., 1962, Effects of Diffusion on Interface Instability between Gases, *Phys. Fluids* 5, 417.

FERMI E. & VON NEUMANN J., 1955, Taylor Instability of Incompressible Liquids, Papers n° 243 - 244 and 245, AECU-2979, Atomic Energy Commission, Oak Ridge, Tennessee.

GONTIER G., 1957, Contribution à l'Etude de l'Interféromètre Différentiel à Biprisme de Wollaston, *Publ. Scien. du Ministère de l'Air* 338.

GONTIER G., 1959, Description et Réglage du Strioscope IMFL, *Rapport IMFL* Gr 89.

GRINBERG B., 1980, Radioactivité en Vue d'Application, CNAM.

HIRSCHFELDER J.O., CURTISS C.F. & BIRD R.B., 1954, Molecular Theory of Gases and Liquids, Chap. 8, New-York, London.

HOUAS L., 1988, Etude Expérimentale de l'Evolution d'une Interface Gazeuse soumise à l'Action d'Ondes de Choc Successives, Thèse d'Etat, Université de Provence, Marseille.

HOUAS L.; CHEMOUNI I., TOUAT A. & BRUN R., 1991, Experimental Investigation of Richtmyer-Meshkov induced turbulent mixing over long distances, in : Proc. of the 3rd International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, Royaumont, France 1992, N. Wilke ed , CEA DAM.

HOUAS L., CHEMOUNI I., TOUAT A. AND BRUN R., 1991, Experimental investigation of Richtmyer-Meshkov induced turbulent mixing in shock tube, in : Shock Waves, Proc. of the 18th International Symposium on Shock Waves, Sendai, 1991, K Takayama ed., Springer Verlag 1992, 319.

JAMET F.& HATTERET F., 1983, Mesure de Caractéristiques des Tubes de Radiographie-Eclair, *Rapport ISL* R108.

LEITH C.E., 1985, Accelerated-Induced Turbulent Mixing Model One., *Rapport L.A.N.L., Livermore, California*

LELEVIER R., LASHER G.J. & BJORKLUND F., 1955, Effect of a Density Gradient on Taylor Instability, Report UCRL-4459, University of California Radiation Laboratory.

LEWIS D.J., 1950, The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. II, *Proc. Roy. Soc. A* 202, 81.

LORD RAYLEIGH, 1900, Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density, in : *Scientific Papers*, Vol. 2, Dover, New York, 200.

MARK H., 1957, The Interaction of a Reflected Shock Wave with the Boundary Layer in a Shock Tube, *J. Aero. Sciences* 24, 304.

MARKSTEIN G.H., 1957, Flow Disturbances Induced Near a Slightly Wavy Contact Surface, or Flame Front, Traversed by a Shock Wave, *J. Aero. Sciences* 24, 238.

MERZKIRCH W., 1987, Flow Visualization, Second Edition, *Academic Press*.

MESHKOV E.E., 1969, Instability of the Interface of Two Gases Accelerated by a Shock Wave, *Sov. Fluid Dynamics* 4, 101.

MEYER K.A. & BLEWETT P.J., 1972, Numerical Investigation of the Stability of a Shock-Accelerated Interface between Two Fluids, *Phys. of Fluids* 15, 753.

MIKAELIAN K.O., 1982, Rayleigh-Taylor Instability in Stratified Fluids, *Phys. Rev. A* 26, 2140.

MIKAELIAN K.O., 1983, Time Evolution of Density Perturbations in Accelerating Stratified Fluids, *Phys. Rev. A* 28, 1637.

MIKAELIAN K.O., 1985, Richtmyer-Meshkov Instability in Stratified Fluids, *Phys. Rev. A* 31, 410.

MIKAELIAN K.O., 1989, Turbulent Mixing Generated by Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov Instability, *Physica D* 36, 343.

MIKAELIAN K.O., 1993, Effect of Viscosity on Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov Instabilities, *Phys. Rev. E* 47, 375.

MIKAELIAN K.O., 1991, Kinetic Energy of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov Instabilities, *Phys. of Fluids A* 3, n°11, 2625.

PICONE J.M., ORAN E.S., BORIS J.P., & YOUNGS T.R., 1985, Theory of Vorticity Generation by Shock Wave and Flames Interactions, in : Dynamics of Shock Waves, Explosions and Detonations, *A.I.A.A.*, 429.

READ K.I., 1984, Experimental Investigation of Turbulent Mixing by Rayleigh-Taylor Instability, *Physica D* 12, 45.

READ K.I. & YOUNGS D.L., 1983, Experimental Investigation of Turbulent Mixing by Rayleigh-Taylor Instability, *AWRE Report* 0-11/83.

RICHTMYER R.D., 1960, Taylor Instability in Shock Acceleration of Compressible Fluids, *Comm. Pure Appl. Math.* 8, 297.

RODRIGUEZ G., 1989, Réalisation d'un Tube à Choc Vertical et Visualisation d'une Interface Gaz-Gaz par Strioscopie, *Mémoire CNAM*, Paris.

RODRIGUEZ G., GALAMETZ I., HYVERNAGE M. & RAYER C., 1992, Mesure par Radiographie de la Masse Volumique Partielle d'un Gaz Contenu dans une Zone de Mélange en Tube à Choc, Rapport CEA-DAM, DO 050.

RODRIGUEZ G., GALAMETZ I., CROSO H. & HAAS J.F., 1993, Richtmyer-Meshkov Instability in a Vertical Shock Tube, in : Proc. of 4th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, Cambridge, England 1993, P.F. Linden ed., University Press.

RODRIGUEZ G., GALAMETZ I., CROSO H. & HAAS J.F., 1994, Richtmyer-Meshkov Instability in a Vertical Shock Tube, in : Proc. of 19th International Symposium on Shock Waves, Marseille, France 1993, Springer-Verlag.

RODRIGUEZ G., GALAMETZ I. & DESSE J.M., 1994, Mesure de Profils de Concentration d'un Mélange de deux Gaz en Tube à Choc par Interférométrie Différentielle, XV^{ème} Colloque de la Commission 12 de l'Association Nationale de la Recherche Technique, Antony 1994.

RUPERT V., 1992, Shock Interface Interaction : Current Research on the Richtmyer-Meshkov Problem, in : Shock Waves, Proc. of the 18th International Symposium on Shock Waves, Sendai, 1991, K. Takayama ed., Springer-Verlag.

SAFFMAN P.G. AND MEIRON D.I., 1989, Kinetic Energy Generated by the Incompressible Richtmyer-Meshkov Instability in a Continuous Stratified Fluid, *Phys. of Fluids A1*, n°11, 1767.

SAMTANEY R. AND ZABUSKY N.J., 1993, On Shock Polar Analysis and Analytical Expressions for Vorticity Deposition in Shock-Accelerated Density-Stratified Interfaces, *Phys. of Fluids A5*, n°6, 1285.

SHARP D.H., 1984, An Overview of Rayleigh-Taylor Instability, *Physica D* 12, 3.

STURTEVANT B., 1988, Rayleigh-Taylor Instability in Compressible Fluids, in : *Shock Tubes and Waves*, edited by H. Grönig, VCH, Weinheim, Federal Republic of Germany, 89.

TAYLOR G.I., 1950, The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. I, *Proc. Roy. Soc. A* 201, 192.

TOUAT A., 1994, Détermination de Profils Moyens de Masse Volumique et de Température dans un Mélange Binaire de Type Richtmyer-Meshkov en Tube à Choc par Absorption Laser Multidirectionnelle, Thèse de Doctorat, Université de Provence, Marseille.

WEBER G., 1983, Stationäre Stosswellen in Inhomogenen Gasen, Thèse de Docteur-Ingénieur, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen.

YOUNGS D.L., 1984, Numerical Simulation of Turbulent Mixing by Rayleigh-Taylor Instability, *Physica D* 12, 32.

YOUNGS D.L., 1989, Modeling Turbulent Mixing by Rayleigh-Taylor Instability, *Physica D* 37, 270.

ZAITSSEV S.G., LAZAREVA E.V., CHERNUKHA V.V. & BELAYEV V.M., 1985, Experimental Investigation of the Hydrodynamic Instability of an Interface between Media of Different Density in an Acceleration Field, *High Temperature* 23, 435.

ZAITSSEV S.G., CHEBOTAREVA E.I. & TITOV S.N., 1993, The Initiation and the Development of Richtmyer-Meshkov Instability in Continuous Interface, in : Proc. of 4th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, Cambridge, England 1993, P.F. Linden ed., University Press.

RESUME

VISUALISATION ET MESURE DE MASSE VOLUMIQUE D'UN MELANGE GAZEUX EN TUBE A CHOC

Nous présentons une étude expérimentale de l'évolution d'une interface gazeuse soumise à l'accélération d'une onde de choc incidente et à la décélération de plusieurs ondes de choc réfléchies. Les expériences sont réalisées dans un tube à choc vertical de section carrée. Plusieurs techniques de visualisation sont mises en place et adaptées à ce problème : la strioscopie rapide, la radiographie X et l'interférométrie différentielle. Différentes interfaces sont étudiées : elles sont soit continues, créées par diffusion moléculaire entre les deux gaz, soit discontinues, les gaz étant initialement séparés par une membrane fine. Leur géométrie peut être soit plane, soit sinusoïdale dans le cas d'une interface diffusible. L'exploitation des clichés radiographiques et interférométriques a permis la détermination de profils de masse volumique au travers de la zone de mélange et par suite des épaisseurs de zone de mélange également mesurées sur les clichés strioscopiques. Les profils expérimentaux de masse volumique sont comparés à ceux issus d'un code de calcul comprenant un modèle de turbulence développée. Les taux d'épaississement mesurés dans ces expériences montrent que les interfaces initialement discontinues peuvent mener à une zone de mélange turbulente contrairement aux interfaces continues.

ABSTRACT

VISUALIZATION AND DENSITY MEASUREMENT OF A GASEOUS MIXTURE IN A SHOCK TUBE

The evolution of a two-gases interface submitted to the acceleration of an incident shock wave and to the deceleration of several reflected shock waves is studied experimentally. The experiments are performed in a vertical shock tube with a square cross section. Several diagnostic techniques have been used : schlieren visualization with high speed camera, X-ray densitometry and differential interferometry. Different types of interfaces have been investigated : continuous interfaces created by molecular diffusion between the two gases with a continuous density profile, discontinuous interfaces obtained with a thin membrane initially separating the gases. The interface shape can be either planar or, in the continuous case, presenting quasi-sinusoidal perturbations. The analysis of X-ray and interferometric pictures provides averaged density profiles in the mixing zone leading to the mixing thickness while the visual thickness is measured from the schlieren pictures. The experimental density profiles are compared to the results of a fully developed turbulence model set in a hydrodynamic code. The different thickening rates measured in the experiments indicate that the mixing from the discontinuous interface may be turbulent and not the mixing from the continuous interface.

MOTS CLES

Tube à Choc - Mélange Gazeux - Instabilité de Richtmyer-Meshkov - Concentration - Strioscopie - Radiographie X - Interférométrie Différentielle.

KEYWORDS

Shock Tube - Gaseous Mixing - Richtmyer-Meshkov Instability - Concentration - Schlieren Visualization - X-Rays - Differential Interferometry.