

* 50376
1997
239

N° d'ordre : 2067

THESE DE DOCTORAT
présentée à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE
LILLE
pour obtenir le Grade de
DOCTEUR EN MECANIQUE
par

Marc MALLY

**Application et adaptation des théories du tir
d'armes aux phénomènes de balistique
intermédiaire des projectiles flèches.**

Soutenue le 23 Septembre 1997

devant la Commission d'examen

Membres du Jury :

Président : M. A.Dyment, Professeur à l'U.S.T.L

**Rapporteurs : M. J.Brossard , Professeur à l'université d'Orléans.
M. J.C.Loraud, Professeur à l'université de Provence.**

**Membres : M. R.Cayzac, Responsable du Département Balistique intérieure et
Aérobalistique, G.I.A.T-industries
M. J.P.Flodrops, Chef de Division de Mécanique des Fluides
Fondamentale à l'I.M.F.L
M. A.Merlen, Professeur à l'U.S.T.L.**

SCD LILLE 1



D 030 300506 4

gar 20006686

A Anita



Avant-propos

Le travail présenté dans ce mémoire à été réalisé à l'Institut de Mécanique des fluides de Lille (IMFL), établissement de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautique (ONERA) et dans le cadre de contrats financés par la Direction des Recherches et Etudes Techniques (DRET). Je remercie les responsables de ces organismes d'avoir soutenu cet axe de recherche en mettant à ma disposition tous les moyens techniques et financiers nécessaires à la réalisation de cette étude.

Je sais gré à Messieurs Bahurel et Dupriez, directeurs successifs de l'IMFL de m'avoir accueilli dans leur établissement.

Je remercie Monsieur Dymont, professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, chef du groupe de Mécanique des Fluides Fondamentales à l'IMFL jusqu'en 1995, qui, après m'avoir enseigné la Mécanique des Fluides durant mon parcours universitaire, a accepté une participation dans le jury de la commission d'examen.

Je remercie Monsieur Flodrops, Chef de Division du groupe de Mécanique des Fluides Fondamentale à l'I.M.F.L pour m'avoir intégré au sein de son équipe. Je tiens à lui témoigner ma reconnaissance et mon estime pour sa grande collaboration durant les phases expérimentales et pour sa participation au jury.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Merlen, professeur à l'USTL et collaborateur externe à l'IMFL qui a su guider par ses conseils et ses encouragements la réalisation de cette thèse. Il n'a ménagé ni son temps ni sa peine pour me permettre de résoudre de nombreux problèmes. Il m'a suggéré de nombreuses idées, sans lesquelles ces recherches n'auraient pu aboutir.

J'adresse mes remerciements à Monsieur Brossard, professeur à l'université d'Orléans d'avoir consacré une grande partie de son temps à l'analyse de ce mémoire. Je lui sais gré d'avoir bien voulu en être rapporteur.

Je tiens à remercier Monsieur Loraud, Professeur à l'université de Provence d'avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et d'avoir ainsi témoigné son intérêt pour ce travail.

Je remercie également Monsieur Cayzac, responsable du Département Balistique intérieure et Aérobalistique du G.I.A.T-industries d'avoir mis à ma disposition le stand de tir du GIAT-Industries et d'avoir accepté une participation au jury.

Qu'il me soit aussi permis de remercier l'ensemble du groupe de Mécanique des Fluides Fondamentale de l'IMFL et plus particulièrement Monsieur Fabre, ingénieur et Madame Fatien, technicienne qui grâce à leur soutien, ont contribué à l'aboutissement de ce travail. Je tiens également à remercier Monsieur Dechâtres, responsable du stand de tir du GIAT-Industries ainsi que les techniciens de cette installation pour leur collaboration lors des campagnes d'essais. Mes remerciements s'adressent aussi aux membres du groupe informatique et notamment à Monsieur Masek pour l'aide qu'il m'a apportée.

Table des matières

Avant-propos	4
Notations principales	11
Liste des figures	14
Introduction	19
I Tirs à grande échelle	23
1 Cadre théorique	25
1.1 Phénomènes de balistique intérieure et intermédiaire	25
1.2 Similitude de tir et théorie des explosions équivalentes	26
1.2.1 Règles de similitude	26
1.2.2 Analogie des explosions violentes isotropes non instantanées .	31
2 Adaptation du cadre théorique aux tirs à grande vitesse	35
2.1 Nouvelle formulation de la loi de déplacement de l'onde de souffle . .	35
2.2 Calcul des valeurs de bouche	38
2.2.1 Mise en œuvre du schéma	40
2.2.2 Application	48
3 Mise en œuvre expérimentale à grande échelle	50
3.1 Configurations et description des montages	50
3.1.1 Configurations	50
3.1.2 Mesure de la pression de bouche	51
3.1.3 Enregistrement du passage de l'onde de souffle au sol	51
3.1.4 Visualisations par ombroscopie	53
3.2 Résultats	55
3.2.1 Détermination des conditions à la bouche	55
3.2.2 Diagrammes de marche	59
3.2.3 Détermination expérimentale du centre de l'explosion équiva- lente	62

3.2.4	Visualisations	63
3.2.5	Essais d'interaction forcée	63
Conclusion		65
 II Tirs instationnaires à grande vitesse à échelle réduite		 67
4	Faisabilité des essais en similitude	70
4.1	Effet de la phase de formation sur les conditions de similitude	70
4.2	Configurations et description des montages	72
4.2.1	Configurations	72
4.2.2	Moyens d'essais	72
4.3	Qualification des tirs instationnaires à grande vitesse pour les armes de petits calibre	73
4.3.1	Les munitions et les poudres	73
4.3.2	Résultats	74
4.4	Visualisation des phénomènes de balistique intermédiaire	78
4.4.1	le projectile	78
4.4.2	Les trois phases de développement du souffle	79
5	Application de la similitude aux tirs à grande vitesse	81
5.1	Adaptation des grandeurs primaires au domaine d'étude	81
5.1.1	Méthode expérimentale de validation de la similitude	82
5.1.2	Résultats	85
5.2	Utilisation de l'arme de petit calibre dans l'optimisation du modèle théorique	90
5.2.1	Mesure de l'abscisse O et estimation du début de la troisième phase de développement de l'onde de souffle	90
5.2.2	Recherche de l'instant initial de l'explosion équivalente	92
Conclusion		95
 Conclusion générale		 97
 III Annexes		 101
A	Schéma de Mac Cormack	103
B	Correspondance approximative entre les poudres Françaises Vectan et certaines poudres étrangères	104

Bibliographie	108
Figures	111

Notations principales

c	Vitesse du son
D	Calibre de l'arme
d	Distance obstacle-bouche
E	Intensité de l'apport d'énergie
F	Fonction définie page 39
f	Coefficient de frottement entre le projectile et le tube
\mathcal{G}	Fonction définie page 21
\mathcal{G}_d	Fonction définie page 21
G	Fonction définie page 39
H	Fonction définie page 39
h	Longueur caractéristique d'un obstacle dans le voisinage de la bouche
J	Paramètre de similitude défini page 21
K	Vecteur défini page 29
L	Longueur de l'arme
L_c	Longueur de tube séparant la surface de contact projectile-poudre de la culasse
L_p	Longueur du projectile
M	Nombre de Mach
M_o	Masse du projectile
M_p	Nombre de mach lié au projectile et relatif au milieu non perturbé
m_p	Masse de la poudre
\tilde{O}	Centre de l'explosion équivalente
O_b	Position du centre de la section du canon à la bouche
\tilde{O}_s	Projection orthogonale de \tilde{O} sur le sol
\mathcal{P}	Variable adimensionnée représentative de la puissance du jet de gaz brûlés à la bouche
p	Pression
p_c	Pression initiale des gaz brûlés
\mathcal{Q}	Variable adimensionnée représentative du débit de masse du jet de gaz brûlés à la bouche
$R(t)$	Equation de l'onde de choc sur l'axe de tir
$R'(t)$	Position de la frontière des gaz brûlés sur l'axe de tir
R^+	Longueur caractéristique définie par les formules(1.27)
T_c	Température initiale des gaz brûlés
t	Temps

t_0	Instant initial
t_r	Instant de passage du culot au niveau du capteur de bouche
t_s	Instant de sortie du projectile rapporté à t_0
t_f	Instant de fin de calculs rapporté à t_0
t^+	Temps caractéristique défini par les formules(1.27)
U	Fonction définie page 39
V_P	Vitesse constante du projectile après sa sortie du canon
v	Vitesse du projectile
w	Vecteur défini page 39
X	Distance séparant un point de \tilde{O}
\tilde{X}	Position de l'onde de souffle par rapport à \tilde{O} sur l'axe de tir
\mathcal{X}	Distance entre la culasse et le culot du projectile
x	Abscisse comptée à partir de O_b sur l'axe de tir
$x_i(x_1, x_2, x_3)$	Coordonnées cartésiennes avec l'origine en O_b
$x_{\tilde{O}}, t_{\tilde{O}}$	Coordonnées de \tilde{O} dans le repère (O_b, x, t)
α	Nombre réel défini page 23
γ	Rapport des chaleurs massiques à pression et à volume constant pris à 1,4
Δ	Epaisseur de la paroi de l'arme
Δ_f	Diamètre du barreau de la flèche
Δt	Pas d'intégration de la variable temporelle
$\Delta \lambda$	Pas d'intégration de la variable spatiale
ζ	Coordonnée adimensionnée associée à la pression extérieure
λ	Variable adimensionnée représentative de x
ρ	Masse volumique
ρ_c	Masse volumique initiale des gaz brûlés
Σ	Surface séparant l'écoulement issu du jet de gaz brûlés et le milieu extérieur
τ	Durée de la phase supersonique lors de la vidange des gaz
τ_i	Durée caractéristique d'émission
τ_p	Durée d'interaction entre le culot du projectile et l'écoulement issu du jet de gaz brûlés
τ_{sp}	Temps à partir duquel l'onde de souffle prend sa forme quasi-sphérique
ϕ	Diamètre intérieur du canal reliant l'intérieur du tube long à la cavité contenant le capteur de pression de bouche

Les indices a et g sont réservés respectivement aux grandeurs relatives au milieu extérieur non perturbé et aux gaz brûlés à la bouche.

La dérivation d'une fonction f par rapport à une variable k est notée: f_k .

La valeur moyenne d'une fonction h sur la durée de la phase supersonique τ est notée \bar{h} .

Pour toute fonction $g(\lambda, t)$, on note $g_i^n = g(i\Delta\lambda, n\Delta t)$

Pour toute grandeur physique β , on note $\dot{\beta}$ la grandeur réduite lui correspondant.

Liste des figures

- Figure 1:** Tir en atmosphère infinie
- Figure 2:** Paramètres physiques intervenant dans la similitude
- Figure 3:** Ecoulement dans un tube par la méthode des caractéristiques
- Figure 4:** Comparaison entre le souffle réel et les cercles de centre O_1 30 mm et $O_2 = 25$ mm
- Figure 5:** A Schéma de l'explosion isotrope équivalente
B Définition de la longueur équivalente de l'étui
- Figure 6:** A Espace physique
B Effet du changement de variable en λ sur l'espace physique
C Maillage cartésien de l'espace (λ, t)
- Figure 7:** Interprétation physique de la condition de CFL
- Figure 8:** Calcul de ρ , u , p à la bouche pour le tube long
 $f=5$ kg/s $T_c=2280$ °K
- Figure 9:** Progression de la ligne sonique dans le tube
 $f=5$ kg/s $T_c=2280$ °K
- Figure 10:** Calcul de la température dans le tube et au culot du projectile
 $f=5$ kg/s $T_c=2280$ °K
- Figure 11:** Températures mesurées pour les gaz propulsifs
- Figure 12:** Diagramme de marche Obus-onde de souffle - Tube long
 $\bar{p}_g=157$ bars, $\bar{c}_g=746$ m/s, $\bar{E}_g=157$ MJ/s, $V_p=1400$ m/s
- Figure 13:** Détail du montage du capteur de pression de bouche
- Figure 14:** A Evolution du souffle au sol
B Position de \tilde{O}_s par rapport au capteur 1
- Figure 15:** Emplacement des capteurs et de l'axe de visualisation
- Figure 16:** A Forme anisotrope de l'onde de souffle
B Forme schématique de la couche de choc
- Figure 17:** Influence du précurseur sur la progression de l'onde de bouche
- Figure 18:** A Schéma du montage optique avec ses variantes
B Implantation du montage dans le stand de tir

- Figure 19:** Vue du montage ombroscopique N°1 utilisant 3 éclateurs et 3 objectifs photos
- Figure 20:** Mesure de la pression de bouche: tube long
- Figure 21:** A Mesure de la pression de bouche: tube court
B Montage du capteur de bouche dans une cavité pour une carabine
- Figure 22:** Influence du diamètre du canal sur la mesure de pression de bouche pour une carabine [7]
- Figure 23:** Influence de la distance séparant le capteur de l'écoulement sur le signal délivré par le montage de la pression pour une carabine
- Figure 24:** A Effet du coefficient de frottement sur le calcul de la pression de bouche - Tc 2433 °K
B Calage du calcul de la pression de bouche sur l'expérience - Tube long - f=-22.95 kg/s Tc=2547 °K
- Figure 25:** A comparaison entre la pression de bouche mesurée et celle calculée avec le code M.C.A.B.I: tube court
B Pression calculée à la bouche dont la valeur moyenne est égale à celle trouvée par l'expérience: tube court
 $\bar{p}_g=324$ bars
- Figure 26:** Enregistrements du passage du souffle au niveau des capteurs au sol
- Figure 27:** Diagramme de marche Obus-onde de souffle - Tube long
 $\bar{p}_g=182$ bars, $\bar{c}_g=780$ m/s, $\bar{E}_g=177$ MJ/s, $V_p=1370$ m/s
- Figure 28:** Diagramme de marche Obus-onde de souffle - Tube court
 $\bar{p}_g=324$ bars, $\bar{c}_g=803$ m/s, $\bar{E}_g=296$ MJ/s, $V_p=1250$ m/s
- Figure 29:** A Déplacement du souffle au sol: tube long
B Déplacement du souffle au sol: tube court
- Figure 30:** Visualisation par ombroscopie du projectile flèche sur l'axe de tir, à 1m de la bouche
- Figure 31:** Effet d'une plaque plane située au voisinage de la bouche sur les points d'impact des projectiles flèches
- Figure 32:** A Bloc aux pression et tube de calibre 5.56 mm
B Vue du montage du coté de l'émission
- Figure 33:** Visualisations ultra-rapides
- Figure 34:** Montage du capteur de bouche sur la carabine
- Figure 35:** Barrière optique
- Figure 36:** Différents aspects des poudres Vectan de la S.N.P.E, utilisables dans les armes portatives à canons lisses où rayés [16]
- Figure 37:** Pression de bouche correspondant à différents types de chargements :
Balle 40 grains

- Figure 38:** Pression de bouche correspondant à différents types de chargements :
Balle LAITON
- Figure 39:** Pression de bouche correspondant à différents types de chargements :
Balle DURAL
- Figure 40:** Pression de bouche correspondant à différents types de chargements :
Balle DURAL
- Figure 41:** Pression de bouche correspondant à différents types de chargements :
Balle DURAL
- Figure 42:** Pression de bouche correspondant à différents types de chargements :
Balle DURAL
- Figure 43:** Pression de bouche correspondant à différents types de chargements :
Balle DURAL longue
- Figure 44:** $V_p \sim 1400m/s$; $\Delta t = 8 \mu s$
- Figure 45:** $V_p \sim 1400m/s$; $\Delta t = 8 \mu s$
- Figure 46:** $V_p \sim 1300m/s$; $\Delta t = 10 \mu s$
- Figure 47:** $V_p \sim 1300m/s$; $\Delta t = 10 \mu s$
- Figure 48:** Evolution de la géométrie du souffle: comparaison avec la forme sphérique. $V_p \sim 1300 m/s$
- Figure 49:** A Relevé des positions successives du souffle au court du temps: $V_p \sim 1400m/s$
B Relevé des positions successives du souffle au court du temps: $V_p \sim 1300m/s$
- Figure 50:** A Mesure par ajustement sur la forme avant du souffle de la position du centre O_f par rapport à la bouche
B Mesure par utilisation des temps d'arrivée du souffle au sol de la position du centre O_f par rapport à la bouche
- Figure 51:** Comparaison en variables adimensionnées des pressions de bouche; cas du tube long $\tau_i = \tau$
Comparaison en variables adimensionnées des pressions de bouche; cas du tube long $\tau_i = 0$
- Figure 52:** Comparaison en variables adimensionnées des pressions de bouche; cas du tube court $\tau_i = \tau$
Comparaison en variables adimensionnées des pressions de bouche; cas du tube court $\tau_i = 0$
- Figure 53:** Adaptation des paramètres de similitude au domaine spatial considéré. Comparaison tube court-carabine
- Figure 54:** Adaptation des paramètres de similitude au domaine spatial considéré. Comparaison tube long-carabine
- Figure 55:** Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine. Tube long $\tau_i = \tau$

- Figure 56:** Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine. Tube long $\tau_i = 0$
- Figure 57:** Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine. Tube court $\tau_i = \tau$
- Figure 58:** Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine. Tube court $\tau_i = 0$
- Figure 59:** Tir avec plaque - $\Delta t = 8 \mu s$ - $V_p \sim 1400 m/s$
- Figure 60:** Tir avec plaque - $\Delta t = 10 \mu s$ - $V_p \sim 1300 m/s$
- Figure 61:** Tir avec plaque - $\Delta t = 10 \mu s$ - $V_p \sim 1300 m/s$
- Figure 62:** A Comparaison des progressions du souffle sur l'axe de tir et au sol dans le repère lié à \hat{O} $V_p \sim 1400$ m/s
 B Comparaison des progressions du souffle sur l'axe de tir et au sol dans le repère lié à \hat{O} $V_p \sim 1300$ m/s
- Figure 63:** A Comparaison des propagations théoriques et expérimentales du souffle sur l'axe de tir $V_p \sim 1400$ m/s
 B Comparaison des propagations théoriques et expérimentales du souffle sur l'axe de tir $V_p \sim 1300$ m/s

Introduction

C'est dans les années 70 qu'est apparu, notamment à l'ISL, le concept de projectiles cinétiques pour percer les blindages des chars d'assaut. Les avantages liés à l'emploi de ces munitions résident dans le fait que l'absence de charge interne garantit une sécurité inégalée tant lors de leur fabrication que durant leur transport et leur utilisation. Pour que ces projectiles soient efficaces, il faut, entre autre, qu'ils soient particulièrement durs, que leur surface de contact avec la cible soit très faible et enfin, qu'ils soient élançés et légers. Une flèche munie d'un barreau de tungstène répond parfaitement à ces critères. Les ailettes devant assurer la stabilité en vol, imposent à ces projectiles d'être sous-calibrés. Chaque flèche est alors munie d'un organe nommé sabot qui comprend trois ou quatre éléments et qui assure d'une part l'étanchéité dans le tube au niveau du culot pour la propulsion et d'autre part qui maintient le guidage du projectile dans le tube. Après le débouchage, les sabots se séparent de la flèche sous l'effet des efforts aérodynamiques.

Malheureusement, les premiers essais ont rapidement indiqué que ces projectiles dévient de façon imprévisible de leur trajectoire.

Les études menées depuis lors ont montré que la phase de séparation des sabots est déterminante pour la précision de l'impact. Ces études (aux Etats Unis [1] ou en Chine [2] [3] par exemple) peuvent être considérées comme des recherches de balistique intermédiaire. En effet, la séparation s'effectue assez tôt après la sortie du canon ce qui induit une interaction du projectile avec l'écoulement de vidange du tube. En conséquence, les méthodes de visualisation les plus utilisées sont à finalités complémentaires: les rayons X d'une part, qui permettent la description de la séparation, mais sans fournir la moindre information sur les causes aérodynamiques et, d'autre part, les ombroscopies qui fournissent une bonne information sur l'aérodynamique du tir mais sur lesquelles le projectile est le plus souvent masqué par les gaz de poudre.

Si, grâce à ces deux méthodes, les phénomènes sont bien décrits qualitativement, il est en revanche beaucoup plus difficile de trouver, dans la littérature spécialisée, une hypothèse argumentée sur la cause des dispersions d'impact. Quoiqu'un accord se fasse pour incriminer la séparation des sabots, il ne semble pas que le déterminisme de ces anomalies ait été établi.

Enfin, il est important de signaler que les études réalisées sur ce sujet sont souvent à caractère confidentiel. C'est la raison pour laquelle le nombre de publications s'y rapportant est très faible.

En France, c'est dans les années 80 qu'a commencé à l'IMFL, l'étude des phénomènes de balistique intermédiaire. Il s'agissait de modéliser l'écoulement aérodynamique produit par le tir dans le voisinage de l'arme et plus particulièrement l'onde de bouche résultante. Ces travaux ont donné naissance à la théorie des explosions violentes anisotropes [4]. L'approche de ce problème, très originale, utilise à la fois les méthodes d'analyse asymptotique et celles de la similitude [5]. Ainsi, les paramètres essentiels ont pu être identifiés. La théorie développée à l'IMFL pose les fondements permettant l'étude des tirs pour lesquels les conditions de sortie ne sont pas quasi-stationnaires et soniques. C'est une amélioration significative des études menées précédemment (Schmidt par exemple [6]) qui utilisent les hypothèses simplificatrices contraires, qui ne sont, en pratique, jamais vérifiées.

Enfin, on a montré à l'IMFL que l'on pouvait modifier fortement l'écoulement à la bouche de l'arme en jouant soit sur les phénomènes précurseurs, soit sur l'environnement immédiat de la bouche.

On peut ainsi changer la forme de l'onde de bouche, la durée de sa formation, ainsi que le comportement du tourbillon torique lié au jet en éliminant les phénomènes précurseurs. Il suffit pour cela d'obstruer le canon par une membrane et de faire le vide dans le tube. Le tir est alors dit idéal.

D'autre part, pour étudier l'influence des efforts subis par le projectile, on peut modifier le jet de gaz brûlés de façon dissymétrique. Il suffit pour cela de fixer à la bouche un carénage dissymétrique.

Dans le cadre de ce savoir faire, l'IMFL s'est vu chargé de l'étude théorique et expérimentale de la quantification de l'action de la balistique intermédiaire sur le vol des projectiles flèches dans le cadre d'une collaboration avec GIAT-industries.

En second lieu, il s'agissait d'étendre à nos tirs de projectiles flèches, les résultats obtenus sur les tirs plus classiques pour lesquels les conditions de sortie sont soniques et quasi-stationnaires. Cette recherche s'inscrit ainsi parmi les axes actuels de la balistique intermédiaire qui sont:

- l'étude expérimentale de la séparation
- les essais à échelle réduite
- la modélisation numérique de la balistique intermédiaire
- l'étude aérodynamique de la séparation (essais en soufflerie + validation CFD)

Ce sont les résultats de cette étude alliant l'expérience, l'analyse théorique et la simulation numérique qui sont présentés dans ce mémoire. Ce travail est structuré de la manière suivante:

- La première partie est une étude théorique et expérimentale réalisée sur des armes de calibre 44 mm de l'action de la balistique intermédiaire sur les trajectoires des projectiles flèche. Elle se décompose ainsi :

- Dans le chapitre 1, on décrit d'abord succinctement les phénomènes de balis-

tique intérieure et intermédiaire consécutifs aux tirs d'armes, puis on expose les hypothèses et la démarche ayant conduit à la modélisation de l'écoulement aérodynamique produit par les tirs dits "classiques".

- Les conditions instationnaires de sortie caractérisant les tirs de projectiles flèches sont pris en compte dans le cadre d'une approche quasi-stationnaire, au chapitre 2. On moyenne ainsi les grandeurs de bouche caractéristiques de l'écoulement sur une durée d'observation appropriée au domaine spatial d'étude. Ce calcul nécessite l'élaboration d'un code simplifié de calcul de balistique intérieure. Enfin, on choisit, en première approximation, de ne pas étudier dans le détail la phase de formation du souffle.
 - L'aspect expérimental est traité dans le chapitre 3. Deux armes de calibre moyen et de longueurs différentes ont été utilisées. Les mesures de la pression de bouche et de la vitesse du projectile permettent de caler les résultats numériques sur l'expérience, ce qui conduit à la mise en place des diagrammes de marche. Les mesures de pression au sol permettent de comparer la propagation théorique de l'onde de souffle sur l'axe de tir à l'expérience. Elles indiquent aussi que le projectile interagit de façon significative avec l'écoulement à la bouche et retarde fortement la fermeture du souffle sur l'axe de tir. On montre, de plus, que l'interaction entre le culot du projectile et l'écoulement à la bouche est brève et a lieu durant la phase de formation. Les visualisations ombroscopiques indiquent que la séparation des sabots s'effectue à l'air libre. Enfin, on présente les résultats des essais d'interaction forcée, ce qui permet de dégager des paramètres simples intervenant dans l'interaction entre le projectile et l'écoulement issu du jet de gaz brûlés.
- Dans la deuxième partie, on met en place les conditions d'étude des tirs précédents en utilisant une arme de simulation de calibre 5.56 mm tirant des projectiles classiques. On choisit, cette fois-ci de s'intéresser aussi à la phase de formation du souffle.
- Au chapitre 4, on donne les règles de similitude qu'il faut suivre pour prendre en compte de façon précise la phase de formation. On étudie, ensuite, la faisabilité des essais en similitude. Enfin, on présente une description détaillée des phénomènes de balistique intermédiaire lié à nos tirs.
 - L'application de la similitude aux tirs GIAT est présentée dans le dernier chapitre. On y expose d'abord une méthode expérimentale de validation de la similitude ainsi que les résultats qui en découlent. On montre ensuite que les tir de simulations permettent de fixer la chronologie de l'interaction entre le culot du projectile et l'écoulement à la bouche. Enfin on propose une méthode expérimentale simple permettant d'étendre le modèle analytique développé à l'IMFL aux tirs de projectiles flèches.

Première partie

Tirs à grande échelle

Chapitre 1

Cadre théorique

On tente ici de prédire par voie théorique l'existence ou l'absence de l'interaction entre l'obus flèche et l'onde de souffle. Pour cela on adaptera la formule de propagation de l'onde de choc sur l'axe de tir donnée en [7]. Cette loi de propagation a été établie sous les deux hypothèses fondamentales suivantes: les conditions soniques sont remplies à la bouche et le jet de gaz brûlés est stationnaire. Dans notre cas, la grande vitesse du projectile nous laisse présager que ces conditions ne sont pas vérifiées pendant la phase étudiée.

On décrira succinctement les différents phénomènes consécutifs à un tir d'arme. On rappellera ensuite la démarche ayant conduit à la loi de propagation d'une onde de souffle sur l'axe de tir pour des vitesses "modérées" de projectiles (inférieures à 1000 m/s). Puis, on traitera de l'adaptation de cette formule et de son utilisation dans le cas des tirs à grande vitesse.

1.1 Phénomènes de balistique intérieure et intermédiaire

On trouvera des descriptions détaillées des écoulements de gaz consécutifs à la décharge d'un canon dans la littérature [7]; on se contentera ici de rappeler les phases importantes.

L'obus est mis en mouvement par l'élévation de pression due à la mise à feu de la poudre. On distingue ainsi deux écoulements: à l'avant du projectile, la vidange de l'air contenu dans le canon, à l'arrière, la détente des gaz brûlés qui propulse le projectile. Ces écoulements peuvent être traités dans le cadre unidimensionnel.

Pour la vidange de l'air, le canon se comporte comme un tube à choc. On sait alors qu'il se forme dans le tube une onde de choc nommée précurseur. Pour les armes usuelles, on peut considérer que le projectile atteint une vitesse constante V_p après avoir parcouru le tiers de la longueur du tube [7].

Quand le précurseur atteint la bouche, il prend une forme quasi-sphérique et s'atténue à mesure qu'il progresse (figure 1, photos 2 à 6). L'air qui le suit se détend très rapidement à l'extérieur en un jet dit surdétendu.

Sur le pourtour du jet il se forme une onde de choc qui ne peut pas avoir de réflexion régulière sur l'axe: un disque de Mach apparaît alors. Autour de ce disque, un tourbillon torique est engendré par la surface de glissement qui a pour origine la différence de vitesse des particules qui ont traversé le choc latéral et de celles qui ont traversé le disque de Mach.

Dès que le nez de l'obus arrive à la bouche la vidange de l'air est terminée. Après le débouchage du tube un jet beaucoup plus puissant apparaît: celui des gaz brûlés (photos 7 à 24). Ce jet de gaz à haute température englobe l'obus dans un premier temps et une onde de choc très puissante se forme: c'est l'onde de souffle. Elle apparaît d'abord sur les frontières latérales du jet et ne se ferme pas immédiatement sur l'axe car le tourbillon créé durant la phase précédente n'a pas disparu, et freine cette évolution (photos 7 à 10).

Ce "souffle", très intense au départ rattrape le précurseur devenu une onde acoustique (photo 11). Enfin, l'onde de bouche elle même s'atténue et est rejointe, puis dépassée par le projectile. Ce n'est qu'à environ cent calibres de la bouche, en général, que cette onde de choc devient acoustique.

Dans le canon l'écoulement derrière l'obus est en partie supersonique [7]. Il existe donc une section où le nombre de Mach vaut un. Ce disque sonique avance dans le tube et lorsqu'il atteint la bouche, celle-ci joue le rôle d'un col: le jet devient alors quasi-stationnaire. Si V_p est voisine de c_g , vitesse du son des gaz à la bouche, cette phase quasi-stationnaire dure suffisamment longtemps pour permettre à l'onde de parcourir environ une centaine de calibres avant toute évolution significative des valeurs à la bouche. Par conséquent, pendant la phase intense de propagation de l'onde de bouche, une théorie utilisant la stationnarité du jet et les conditions soniques à la bouche est légitime. Cependant rien ne permet d'affirmer qu'il en soit ainsi pour les armes étudiées à GIAT-Industries.

1.2 Similitude de tir et théorie des explosions équivalentes

1.2.1 Règles de similitude

Ici encore, on ne donnera que les démarches et les résultats utiles à notre étude. Les démonstrations et les vérifications expérimentales figurent de manière détaillée dans [7] [5].

Le point important dans la mise en place du modèle décrivant les phénomènes de balistique intermédiaire est l'hypothèse de jet stationnaire. Les gaz de combustion sont assimilés à un gaz parfait barotrope dont le rapport des chaleurs massiques à pression et à volume constant γ_g est pris usuellement égal à 1,25.

La vidange du canon est alors étudiée dans le cadre de la théorie de la similitude physique [8]. L'arme est assimilée à un tube de longueur L , de calibre D et d'épais-

seur de paroi Δ (figure 2). On suppose dans un premier temps que le tir est idéal et à lieu en atmosphère infinie au repos. Dans la mesure où l'on ne s'intéresse pas à l'interaction du tir et de la partie arrière de l'arme, on peut, avec les notations de la figure 2, faire l'inventaire des différentes grandeurs constantes intervenant dans le problème comme suit:

$$(1.1) \quad \begin{array}{ll} \gamma, M_a, p_a, \rho_a & \text{qualifiant le milieu extérieur} \\ \gamma_g, M_g, p_g, \rho_g & \text{qualifiant les gaz brûlés} \\ V_p, L_p & \text{définissant le projectile} \\ L, D, \Delta & \text{définissant l'arme} \end{array}$$

Les effets visqueux étant négligés, on peut considérer la vidange du canon comme monodimensionnelle et exprimer les débits de masse, de quantité de mouvement et d'énergie constants à la bouche (soit ici en O_b) de la manière suivante:

$$(1.2) \quad \rho_g c_g M_g \frac{\pi D^2}{4} = \gamma_g \frac{p_g}{c_g} M_g \frac{\pi D^2}{4}$$

$$(1.3) \quad (\rho_g c_g^2 M_g^2 + p_g) \frac{\pi D^2}{4} = (\gamma_g M_g^2 + 1) p_g \frac{\pi D^2}{4}$$

$$(1.4) \quad \left(h_g + c_g \frac{M_g^2}{2} \right) \rho_g c_g M_g \frac{\pi D^2}{4} = \frac{2 + (\gamma_g - 1) M_g^2}{2(\gamma_g - 1)} \gamma_g p_g c_g M_g \frac{\pi D^2}{4}$$

On remarque alors que le terme $p_g D^2$ intervient dans l'expression des trois débits: on peut donc remplacer dans notre inventaire p_g par $p_g D^2$. Enfin, on peut encore prendre $\mathcal{P} = c_g p_g D^2$ (représentatif de la puissance) au lieu de c_g et $\mathcal{Q} = \frac{p_g D^2}{c_g}$ (représentatif du débit masse) au lieu de $p_g D^2$.

En définitive, on a pour inventaire:

$$(1.5) \quad \gamma, \gamma_g, p_a, \rho_a, V_p, M_g, A, B, D, \Delta, L, L_p$$

A, B choisis parmi $c_g, p_g D^2, \mathcal{P}, \mathcal{Q}$

Si le tir n'est pas idéal, on sait que les phénomènes précurseurs influent sur la géométrie de l'onde de souffle et sur son temps de formation (on appelle d'ailleurs ce processus "la phase de formation" de l'onde de souffle). Cette phase de formation nous impose de tenir compte des deux paramètres suivant [7]:

$$(1.6) \quad M_p = \frac{V_p}{c_a}, L$$

où L est la grandeur caractéristique influençant directement le temps de formation de l'onde de souffle.

Le problème du tir d'arme en atmosphère infinie au repos peut alors être étudiée avec le système de paramètres suivant :

$$(1.7) \quad \gamma, \gamma_g, p_a, \rho_a, M_p, M_g, A, B, D, \Delta, L, L_p$$

A, B choisis parmi $c_g, p_g D^2, \mathcal{P}, \mathcal{Q}$.

Il convient dès lors de choisir parmi ce système les trois grandeurs primaires qui vont nous permettre d'exprimer les dimensions de toutes les autres. Les différentes études menées à l'IMFL [9] ont amené à prendre parmi l'inventaire (1.7) les grandeurs primaires

$$(1.8) \quad p_a, \rho_a, \mathcal{P}$$

Dans ce choix de paramètres, on suggère en fait l'idée que l'onde de bouche est principalement déterminée par le flux d'énergie à la bouche du canon.

Ainsi, en notant x_i les coordonnées et t le temps et en exprimant \mathcal{P} et \mathcal{Q} par leurs expressions données à la page précédente, on dit qu'il y a similitude physique entre notre tir et un autre, repéré par les symboles étoilés, si les conditions suivantes sont réalisées :

$$(1.9) \quad \begin{aligned} \gamma_g &= \gamma_g^* & \gamma &= \gamma^* \\ M_p &= M_p^* & M_g &= M_g^* = 1 \end{aligned}$$

$$(1.10) \quad \frac{c_a}{c_g} = \frac{c_a^*}{c_g^*}$$

$$(1.11) \quad \frac{p_a c_a}{p_g c_g} = \frac{p_a^* c_a^*}{p_g^* c_g^*}$$

$$(1.12) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{L^*}{D^*}$$

$$(1.13) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L_p}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{L_p^*}{D^*}$$

$$(1.14) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{\Delta}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{\Delta^*}{D^*}$$

Alors aux points et instants homologues définis par :

$$(1.15) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{x_i}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{x_i^*}{D^*} \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a t}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{c_a^* t}{D^*}$$

on a, par exemple, pour la pression :

$$\frac{p}{p_a} = \frac{p^*}{p_a^*}$$

Si le tir s'effectue en présence d'un obstacle, il suffit d'ajouter la condition de similitude prenant l'obstacle en compte.

En appelant h la longueur caractéristique de l'obstacle, on a la condition suivante à respecter :

$$\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{h}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{h^*}{D^*}$$

La progression de l'onde de bouche sur l'axe dans le cadre d'un tir en atmosphère infinie au repos est donnée par une relation de la forme :

$$(1.16) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{X}{D} = \mathcal{G}_d \left(\gamma, \gamma_g, M_g, M_p, \frac{p_a c_a}{p_g c_g}, \frac{c_a}{c_g}, \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L}{D}, \right.$$

$$\left. \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L_p}{D}, \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{\Delta}{D}, \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a t}{D} \right)$$

Comme cela arrive souvent dans la mise en place d'une similitude, les conditions exprimées au moyen d'égalités strictes restreignent fortement les possibilités d'application. Par exemple, la condition (1.10) qui est équivalente à $\frac{T_a}{T_g} = \frac{T_a^*}{T_g^*}$ est très couteuse à réaliser en soufflerie. En effet, on sait [7] que T_g varie peu d'une poudre à l'autre. Pour réaliser la condition précédente il faut donc réaliser la stricte égalité $T = T^*$. Si le tir à représenter a lieu en haute atmosphère (11000m d'altitude), il faut une température en veine de $-55^\circ C$.

Pour éviter de telles contraintes, on essaye de simplifier les règles de similitudes en exploitant au maximum les connaissances physiques du problème et en validant les simplifications obtenues par l'expérience.

Similitude partielle

Puisque l'étude porte sur les ondes de souffles intenses, p_g est grand devant p_a , de plus $c_g \sim 800$ m/s, de sorte que le paramètre $J = \frac{p_a c_a}{p_g c_g}$ est très petit devant 1. Si on note $\mathcal{G} = \lim_{J \rightarrow 0} \mathcal{G}_d(J)$, on en déduit que \mathcal{G}_d est proche de \mathcal{G} si \mathcal{G}_d est régulière. La première simplification consiste alors à poser $J = 0$ dans le problème et à éliminer la condition (1.11). En contrepartie, on est obligé de se placer dans le domaine spatio-temporel défini par $\frac{x_i}{D} \gg 1$ et $\frac{c_a t}{D} \gg 1$ car sinon les points et instants homologues dégènerent aussi en tendant vers zéro. La conséquence de cette simplification

est l'abandon de l'étude de la phase de formation du souffle.

La deuxième simplification porte sur la condition (1.10). En effet, l'expérience a montré que la forme et la propagation de l'onde de souffle étaient invariants à l'égard de $\frac{T_a}{T_g}$ dans la gamme utile. La condition (1.10) n'est donc plus à respecter dans l'application de la similitude.

De plus, l'épaisseur de la paroi Δ et la longueur du projectile L_p sont considérées comme des obstacles de l'ordre de D et les conditions (1.13) et (1.14) disparaissent.

Enfin, on montre aussi [7] que la relation $M_p = M_p^*$ peut être remplacée par $M_p \sim M_p^*$ puisque la phase de formation de l'onde de bouche n'est plus strictement représentée.

En définitive les relations pratiques de similitude, hors phase de formation, peuvent être résumées de la façon suivante :

Dans le domaine spatio-temporel satisfaisant à :

$$(1.17) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{x_i}{D} \sim 1$$

$$(1.18) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a t}{D} \sim 1$$

Pour qu'il y ait similitude entre les deux tirs définis précédemment, il suffit que les conditions suivantes soient satisfaites :

– Conditions nécessaires:

$$(1.19) \quad \gamma_g = \gamma_g^* \quad \gamma = \gamma^*$$

$$(1.20) \quad M_g = M_g^*$$

– Condition à respecter approximativement:

$$(1.21) \quad M_p \simeq M_p^*$$

– Conditions en ordre de grandeur:

$$(1.22) \quad \begin{aligned} \frac{p_a}{p_g} \frac{c_a}{c_g} &= 0(10^{-3}) & \frac{p_a^*}{p_g^*} \frac{c_a^*}{c_g^*} &= 0(10^{-3}) \\ \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L}{D} &= 0(1) & \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{L^*}{D^*} &= 0(1) \end{aligned}$$

– Tir en présence d'obstacle :

$$\frac{h}{D} \gg 1$$

$$\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{h}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{h^*}{D^*}$$

Alors la progression de l'onde de bouche sur l'axe de tir s'écrit :

$$(1.23) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{X}{D} = \mathcal{G} \left(\gamma, \gamma_g, M_g, \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a t}{D} \right)$$

Si on appelle p_{choc} la pression juste derrière l'onde de souffle, on peut donner à X une forme plus explicite en faisant l'hypothèse que $p_a \ll p_{choc}$. p_a peut être alors négligée dans le bilan. Cette pression doit donc disparaître de (1.23).

Explicitons c_a en fonction de p_a et de ρ_a dans (1.23). On obtient :

$$(1.24) \quad \frac{\gamma^{\frac{1}{4}}}{\rho_a^{\frac{1}{4}}} \frac{p_a^{\frac{3}{4}}}{\sqrt{p_g c_g}} \frac{X}{D} = \mathcal{G} \left(\gamma, \gamma_g, M_g, \frac{\gamma^{\frac{3}{4}}}{\rho_a^{\frac{3}{4}}} \frac{p_a^{\frac{5}{4}}}{\sqrt{p_g c_g}} \frac{t}{D} \right)$$

La seule façon de faire disparaître p_a de cette expression est de poser

$$\mathcal{G} = \mathcal{F}(\gamma, \gamma_g, M_g) \left(\frac{p_a^{\frac{5}{4}} t}{\sqrt{p_g c_g} D} \right)^{\frac{3}{5}}$$

On aboutit alors à :

$$(1.25) \quad X = \left(\frac{c_g p_g D^2}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{5}} t^{\frac{3}{5}} \mathcal{F}(\gamma, \gamma_g, M_g)$$

La formule (1.25) suggère une analogie entre les tirs intenses et les explosions violentes.

1.2.2 Analogie des explosions violentes isotropes non instantanées

On considère une explosion violente ponctuelle isotrope dans un gaz au repos occupant tout l'espace. L'énergie qui caractérise l'explosion est apportée en un point \tilde{O} à partir de l'instant initial sous la forme $\mathcal{E} = Et^\alpha$ où t est le temps, E et α deux réels. Le cas $\alpha = 1$ correspond aux tirs d'armes pour lesquels les conditions de sortie à la bouche seraient stationnaires : E représente alors un débit d'énergie.

On désigne par $r = R(t)$ l'équation de l'onde de choc qui délimite extérieurement l'écoulement consécutif à l'explosion.

La pression extérieure p_a étant faible devant celle derrière le choc, elle est prise en

compte dans le cadre de la méthode des petites perturbations [7] [4].

On définit une longueur R^+ et un temps t^+ caractéristiques d'une explosion donnée par :

$$(1.26) \quad R^+ = \left(\frac{E}{c_a^\alpha p_a} \right)^{\frac{1}{(3-\alpha)}}$$

$$(1.27) \quad t^+ = \left(\frac{E}{c_a^3 p_a} \right)^{\frac{1}{(3-\alpha)}}$$

En notant ζ la variable adimensionnée représentative de p_a définie par :

$$(1.28) \quad \zeta = \gamma \frac{p_a}{\xi_0^2} \left(\frac{t^{2(3-\alpha)}}{\rho_a^3 E^2} \right)^{\frac{1}{5}}$$

on trouve une forme universelle indépendante des conditions physiques particulières de la progression du choc dans un milieu au repos [7] :

$$(1.29) \quad \frac{R}{R^+} = \left(\frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{1}{5}} \xi_0 (1 + \zeta \xi_1) \left(\frac{t}{t^+} \right)^{\frac{\alpha+2}{5}}$$

On déduit ensuite R' , la frontière des gaz brûlés :

$$(1.30) \quad \frac{R'}{R^+} = \left(\frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{1}{5}} \xi'_0 (1 + \zeta \xi'_1) \left(\frac{t}{t^+} \right)^{\frac{\alpha+2}{5}}$$

avec $\xi_0, \xi'_0, \xi_1, \xi'_1$ constantes dont les valeurs pour $\gamma = 1,4$ sont respectivement de 0.9511, 0.4905, 0.9004, -0.3996 [7].

Soit alors E_g , le débit d'énergie à la bouche de l'arme. Dans le cadre de l'hypothèse d'un écoulement monodimensionnel dans le tube, il est défini par :

$$(1.31) \quad E_g = \frac{2 + (\gamma_g - 1)M_g^2}{2(\gamma_g - 1)} \gamma_g p_g c_g M_g \frac{\pi D^2}{4}$$

Pour tenir compte de l'anisotropie de l'écoulement à la bouche, on prend [5] :

$$E = 2E_g$$

En posant $M_g = 1$ et $\alpha = 1$ (1.26, 1.27, 1.28) deviennent :

$$(1.32) \quad R^+ = \sqrt{\frac{(\gamma_g + 1)\gamma_g \pi}{4(\gamma_g - 1)}} \sqrt{\frac{p_g}{p_a}} \sqrt{\frac{c_g}{c_a}} D$$

$$(1.33) \quad t^+ = \sqrt{\frac{(\gamma_g + 1)\gamma_g \pi}{4(\gamma_g - 1)}} \sqrt{\frac{p_g}{p_a}} \sqrt{\frac{c_g}{c_a}} \frac{D}{c_a}$$

$$(1.34) \quad \zeta = \left(\frac{4\gamma(\gamma_g - 1)}{\pi\gamma_g(\gamma_g + 1)} \right)^{\frac{2}{5}} \frac{\gamma}{\xi_0^2} \left(\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a t}{D} \right)^{\frac{4}{5}}$$

On obtient alors la forme analytique de la progression de l'onde de souffle $\tilde{X}(\tilde{t})$ sur l'axe de tir par rapport à \tilde{O} , centre de l'explosion équivalente (figure 5 A) par la relation :

$$(1.35) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{\tilde{X}}{D} = \left(\frac{\pi \gamma_g (\gamma_g + 1)}{4\gamma (\gamma_g - 1)} \right)^{\frac{1}{5}} \xi_0 (1 + \zeta \xi_1) \left(\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a \tilde{t}}{D} \right)^{\frac{3}{5}}$$

où $t_{\tilde{O}}$ est le temps compté à partir du début de l'explosion équivalente. De même, on a pour la frontière des gaz brûlés la loi de déplacement suivante:

$$(1.36) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{\tilde{X}'}{D} = \left(\frac{\pi \gamma_g (\gamma_g + 1)}{4\gamma (\gamma_g - 1)} \right)^{\frac{1}{5}} \xi'_0 (1 + \zeta \xi'_1) \left(\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a \tilde{t}}{D} \right)^{\frac{3}{5}}$$

Cette formule a été vérifiée pour des tirs d'armes de calibre 5,56mm, 7,62mm, 30mm [7] à condition d'ajuster la position par rapport à la bouche $x_{\tilde{O}}$ de \tilde{O} et l'instant initial de l'explosion équivalente $t_{\tilde{O}}$ par rapport au débouchage du tube. Pour cela, on considère les clichés ombroscopiques d'un tir et on utilise le fait qu'à partir d'un temps τ_{sp} après le débouchage, la forme de l'onde de souffle reste inchangée. On détermine alors géométriquement le centre de l'onde de bouche $X_{\tilde{O}}$ par homothétie. Pour trouver $t_{\tilde{O}}$, on réécrit la propagation sur l'axe de tir, dans le repère (O_b, x, t) sous la forme :

$$(1.37) \quad \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{(X - x_{\tilde{O}})}{D} = \left(\frac{\pi \gamma_g (\gamma_g + 1)}{4\gamma (\gamma_g - 1)} \right)^{\frac{1}{5}} \xi_0 (1 + \zeta \xi_1) \left(\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a (t - t_{\tilde{O}})}{D} \right)^{\frac{3}{5}}$$

avec :

$$(1.38) \quad \zeta = \left(\frac{4\gamma (\gamma_g - 1)}{\pi \gamma_g (\gamma_g + 1)} \right)^{\frac{2}{5}} \frac{\gamma}{\xi_0^2} \left(\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a (t - t_{\tilde{O}})}{D} \right)^{\frac{4}{5}}$$

On calcule $t_{\tilde{O}}$ par un ajustement au sens des moindres carrés sur les mesures faites sur l'axe de tir pour des instants supérieurs à t_{sp} . La connaissance d'un couple $(X_{\tilde{O}}, t_{\tilde{O}})$ pour un tir particulier permet de déduire ce couple pour tout tir en similitude avec lui. En effet, dire que deux tirs sont en similitude physique revient à dire que, dans l'espace des variables adimensionnées $(\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{X}{D}, \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{c_a t}{D})$ les deux courbes représentatives de la progression des souffles sur l'axe de tir sont superposables. Ainsi, bien que le centre de l'explosion équivalente n'appartienne pas au domaine de validité de la similitude et que les ondes de bouches ne soient réellement formées qu'à une distance à la bouche d'environ dix calibres, les centres des deux explosions équivalentes sont homologues, puisqu'ils découlent de l'analyse géométrique des ondes après la phase de formation.

Il n'est cependant pas simple d'appliquer ce qui précède aux tirs effectués avec le canon de 44 mm de GIAT-Industrie utilisant des projectiles à énergie cinétique, dits projectiles flèches. Les vitesses d'éjection étant ici supérieures à 1200 m/s on

peut s'attendre à une certaine instationnarité des conditions de sortie pendant une grande partie de la phase intense de propagation de l'onde de souffle.

Pour s'en convaincre, il suffit de représenter l'écoulement dans le tube par la méthode des caractéristiques. Cette étude a été menée dans [7] pour des tirs à vitesse modérée (appelés encore dans le manuscrit "tirs classiques"), mais elle s'applique aussi à notre cas. La figure 3 A tirée de [7] présente un tel schéma. Les zones (1,2,...,8) qui correspondent aux différentes phases de l'écoulement sont séparées par des caractéristiques. La ligne MN représente la ligne sonique. La durée de la phase supersonique à la bouche est représentée par SN. Ainsi (figure 3B), plus la vitesse du projectile est grande devant la vitesse du son à la bouche et plus la durée de la phase supersonique est longue. Or, cette vitesse du son est toujours de l'ordre de 800 m/s [7]. Par conséquent, pour les tirs à vitesse d'éjection modérée cette phase est suffisamment courte pour autoriser une modélisation basée sur l'approximation quasi-stationnaire. Dans le cas des tirs effectués au GIAT-Industries, il n'est pas certain que cette phase soit suffisamment brève pour adopter un modèle quasi-stationnaire. De plus, on verra dans la deuxième partie du document que, pour ce dernier type de tir, l'écoulement à la bouche est aussi caractérisé par des conditions génératrices instationnaires, ceci dû aux conditions de chargement. C'est pourquoi nous allons étendre le modèle en levant l'hypothèse de quasi-stationnarité

Chapitre 2

Adaptation du cadre théorique aux tirs à grande vitesse

2.1 Nouvelle formulation de la loi de déplacement de l'onde de souffle

Les différentes études menées à l'IMFL [9] ont évalué la durée de la phase stationnaire associée aux tirs classiques: il s'avère que cette dernière est telle que durant cette période l'onde de souffle parcourt une distance d'environ $30D$ par rapport à la bouche. Cette phase est alors suffisamment longue pour permettre de choisir le débit d'énergie à la bouche E_g , considéré comme constant, comme grandeur primaire.

Dans le cas des tirs effectués au GIAT-Industries, on verra (pages 48, 55) qu'il n'y a pas de phase stationnaire. Là, la durée τ de la phase supersonique est telle que, durant cette période, l'onde de souffle parcourt une distance à la bouche d'environ $50 D$. Ainsi, dans ce cas, c'est la phase supersonique à la bouche qui régit l'énergie émise pendant la phase de propagation de l'onde de bouche qui nous intéresse en balistique intermédiaire. Pourtant, malgré l'instationnarité des conditions de sortie, nous avons cherché à construire un modèle quasi-stationnaire équivalent en moyennant E_g sur τ et en introduisant cette valeur moyenne dans l'ensemble des grandeurs primaires. Cette approche n'est pas la seule possible, mais elle semble naturelle dans la mesure où l'expérience tend à prouver que c'est surtout la quantité d'énergie émise, plutôt que la forme instantanée de son apport au cours du temps, qui détermine le phénomène. Dans la mesure où l'évolution du débit d'énergie n'est pas trop brutale, l'approche proposée semble réaliste et reste simple (dans la suite, on notera \bar{f} la valeur moyenne d'une fonction quelconque $f(t)$ sur la durée de la phase supersonique).

Les grandeurs primaires sont alors :

$$p_a, ca, \overline{E_g}$$

avec

$$(2.1) \quad \overline{E_g} = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} \left[\frac{2 + (\gamma_g - 1)M_g^2(t)}{2(\gamma_g - 1)} \gamma_g p_g(t) c_g(t) M_g(t) \frac{\pi D^2}{4} \right] dt$$

On peut ainsi recalculer les expressions de $R^+, t^+, \tilde{X}, \tilde{X}'$ et les relations (1.35 , 1.36) se mettent sous la forme :

$$(2.2) \quad \tilde{X} = At^{\frac{3}{5}} + Bt^{\frac{7}{5}}$$

$$(2.3) \quad \tilde{X}' = A't^{\frac{3}{5}} + B't^{\frac{7}{5}}$$

avec

$$A = \left(\frac{2\overline{E}_g c_a^2}{\gamma p_a} \right)^{\frac{1}{5}} \xi_0$$

$$B = \left(\frac{c_a^8 p_a \gamma}{2\overline{E}_g} \right)^{\frac{1}{5}} \frac{\xi_1}{\xi_0}$$

$$A' = \left(\frac{2\overline{E}_g c_a^2}{\gamma p_a} \right)^{\frac{1}{5}} \xi'_0$$

$$B' = \left(\frac{c_a^8 p_a \gamma}{2\overline{E}_g} \right)^{\frac{1}{5}} \frac{\xi'_1}{\xi'_0}$$

Caractériser les tirs instationnaires à grande vitesse par \overline{E}_g dans le modèle de l'explosion conduit, dans l'approche par similitude, à caractériser le tir avec les valeurs moyennes $\overline{p}_g, \overline{c}_g$ de la pression et de la vitesse du son pendant la durée de la phase supersonique. En effet, l'approche quasi-stationnaire impose, en premier lieu, de définir la troisième grandeur primaire du système (1.8) par $\mathcal{P}_1 = \frac{1}{\tau} \int_{\tau} p_g(t) c_g(t) D^2 dt$. Or, la simulation numérique de la mise en mouvement d'un obus dans un tube de calibre 44 mm, simulation nécessaire au calcul des valeurs de bouche et présentée au paragraphe 2.2, montre que $\mathcal{P}_1 \sim \overline{p}_g \overline{c}_g D^2$ (voir page 48). Autrement dit, dans l'approche par similitude, on peut prendre comme troisième grandeur primaire la grandeur $\mathcal{P}_2 = \overline{p}_g \overline{c}_g D^2$ à la place de \mathcal{P}_1 , puisque \mathcal{P}_1 et \mathcal{P}_2 caractérisent de la même façon l'énergie libérée à la bouche. Le système (1.8) devient alors :

$$(2.4) \quad p_a, \rho_a, \mathcal{P}_2$$

De plus, le fait de prendre \mathcal{P}_2 comme troisième grandeur primaire dans le système (2.4) rend possible la simulation des tirs GIAT par une arme de petit calibre (partie II). Cela est dû au fait que le code de balistique intérieure présenté au paragraphe 2.2 ne permet pas d'atteindre les valeurs de bouche lorsque le calibre de l'arme est petit. En fait, dans ce cas là, les hypothèses de gaz parfait et de combustion instantanée de la poudre, utilisées dans le code de calcul, ne sont pas vérifiées. A notre connaissance, il n'existe, à l'heure actuelle, pas encore de code de calcul permettant une simulation fiable de la balistique intérieure des armes de petits calibres. Certes, les nombreuses études menées dans ce domaine ont abouti, dans certains cas, à la prévision de la vitesse V_p du projectile et de la pression de bouche au moment du débouchage, mais elle ne sont pas encore capables de calculer l'évolution des variables aérodynamiques des gaz brûlés à la bouche [11]. Ainsi, sur l'arme de petit

calibre, on ne sait pas calculer \mathcal{P}_1 . Par contre, on verra, dans la seconde partie du manuscrit, comment on peut avec les règles de similitude écrites avec le système de grandeurs primaires(2.4), atteindre séparément les grandeurs moyennes $\overline{p_g}$, $\overline{c_g}$ et $\overline{E_g}$ pour l'arme de petit calibre à partir des résultats obtenus sur les canons GIAT.

Enfin, pour évaluer les caractéristiques $x_{\tilde{O}}, t_{\tilde{O}}$ du centre de l'explosion équivalente \tilde{O} , on utilise les règles de similitude (1.15) entre notre tir et celui d'un fusil de calibre $D^* = 7,62$ mm considéré en [7]. Dans cette référence, le tir est idéal. On avait alors les conditions et résultats suivants :

$$(2.5) \quad \begin{aligned} p_g^* &= 290 \text{ bars} \\ c_g^* &= 780 \text{ m/s} \\ \gamma_g' &= 1,25 \end{aligned}$$

$$(2.6) \quad \begin{aligned} x_{\tilde{O}^*} &= 25 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ t_{\tilde{O}^*} &= 32 \cdot 10^{-6} \text{ s} \end{aligned}$$

Nous avons cherché à recalculer les coordonnées de \tilde{O} en reprenant, parmi la série des vingt quatre clichés ombroscopiques visualisant le tir considéré ci-dessus, ceux pour lesquels l'onde de bouche est quasi-sphérique. Pour chaque cliché retenu, on fait correspondre le relevé de la position du souffle sur un cercle, en utilisant la méthode des moindres carrés. On constate alors que les cercles sont tous centrés en un même point situé sur l'axe de tir, mais distants de la bouche de 30 mm, ce qui donne une différence sur la mesure de \tilde{O} d'environ 20% avec la valeur de la référence [7]. Cette différence sur cette mesure est due à la précision de la méthode de calcul de $x_{\tilde{O}^*}$ utilisée à l'époque. Cette méthode était basée sur l'invariance de la forme de l'onde de souffle avec le temps à partir d'un certain instant. On considérait d'abord le cliché correspondant à l'instant le plus éloigné du débouchage. Sur ce cliché, on repérait un point quelconque x_0^1 situé sur l'onde de bouche (figure 4A , ici x_0^1 est pris sur l'axe de tir). On venait ensuite superposer sur cette position celle qui lui correspondait à l'instant précédent, au moyen d'un agrandisseur photo. On repérait alors la nouvelle position de x_0^1 notée x_1^1 et on enregistrerait le grandissement G_1 ($G_1 \leq 1$) permettant de passer d'un cliché à l'autre. En affectant à x_0^1 le grandissement $G_0 = 1$ et en répétant cette opération de proche en proche sur les autres clichés, on obtenait une série de couples (x_i^1, G_i) . Le graphe (x_i^1, G_i) (figure 4B) est une droite, confirmant ainsi l'évolution homothétique de l'onde. L'intersection de la droite obtenue avec l'axe des abscisses ($G_i = 0$) donne la valeur de $x_{\tilde{O}^*}$.

Pour comparer les précisions des deux méthodes, il suffit de considérer les relevés des positions du souffle issus des clichés et d'y superposer les deux cercles de centre \tilde{O}_1 et \tilde{O}_2 avec $x_{\tilde{O}_1} = 25$ mm et $x_{\tilde{O}_2} = 30$ mm et passant tous les deux par le point x^1 de l'onde. La figure 4C présente une telle comparaison à l'instant $t = 140 \mu\text{s}$. On remarque que le cercle d'origine \tilde{O}_2 épouse mieux la forme réelle de l'onde de souffle que le cercle d'origine \tilde{O}_1 . En fait, les différences se situent sur les parties latérales de l'onde, alors que dans la zone centrée sur l'axe de tir, les trois courbes sont confondues. On en conclut ainsi que l'ancienne méthode de recherche de la position

du centre de l'explosion équivalente manque de précision car elle n'est appliquée, en fait, que sur le voisinage de l'axe. Grâce aux moyens modernes de traitement d'image, nous avons pu améliorer la précision tout en confirmant le caractère homothétique de l'évolution de l'onde. Il en découle également une meilleure précision sur $t_{\tilde{O}}$, égal ici à $39.10^{-6}s$

Enfin, il reste à signaler qu'entre le tir du canon GIAT et le tir de référence précédent, la condition $M_g = M_g^*$ n'est pas respectée, mais les visualisations confirmeront que cette condition n'affecte pas les conclusions de notre étude (voir 3.2.1). Ceci s'explique par le fait que M_g ne caractérise pas la forme de l'onde ni la durée de la phase de formation et donc, est peu influent sur $x_{\tilde{O}}$ et sur $t_{\tilde{O}}$

Ainsi, puisque $p_a = p_a^*$ et que $c_a = c_a^*$, \tilde{O} est défini, pour un tir donné, par:

$$(2.7) \quad \begin{aligned} x_{\tilde{O}} &= 30.10^{-3} \sqrt{\frac{p_g}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_g}{c_g^*}} \frac{D}{D^*} \text{ (m)} \\ t_{\tilde{O}} &= 39.10^{-6} \sqrt{\frac{p_g}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_g}{c_g^*}} \frac{D}{D^*} \text{ (s)} \end{aligned}$$

En résumé, on a construit un modèle théorique évaluant la progression de l'onde de bouche dans le cas des tirs à grande vitesse dans un domaine spatial compris entre 10 et 100 calibres environ. Pour utiliser ce modèle, il suffit de connaître les valeurs moyennes de la pression, de la vitesse du son et du débit d'énergie à la bouche sur la durée de la phase supersonique. Malheureusement, il s'avère qu'on ne peut pas atteindre ces valeurs par l'expérience, soit par manque de précision (cas de p_g), soit à cause de difficultés techniques (cas de c_g). Certes l'ISL a développé des méthodes expérimentales capables de mesurer la température de bouche (par la spectroscopie) et la vitesse de l'écoulement près de la bouche (mesures basées sur l'effet DOPPLER) [10], mais ces techniques sont difficiles à mettre en place sur des armes opérationnelles; en outre, elles n'ont été utilisés que pour des tirs classiques et les points de mesures de la vitesse de l'écoulement étaient situés au delà du disque de Mach ou à l'intérieur du tube, ce qui laisse penser que la méthode de mesure mise en place n'est pas encore au point près de la bouche ($\frac{x}{D} < 10$). L'utilisation d'un outil numérique s'avère donc ici indispensable.

2.2 Calcul des valeurs de bouche

Pour résoudre ce problème, on a réalisé un code de calculs Euler 1D avec paroi mobile appelé dans la suite code M.C.A.B.I (Mac-Cormack appliqué à la balistique intérieure). M.C.A.B.I simule la mise en mouvement d'un projectile de masse M_0 dans un tube de longueur L dans le cadre des hypothèses monodimensionnelles, jusqu'à l'arrivée des conditions soniques à la bouche. Il résout les équations d'Euler monodimensionnelles par la méthode de Mac-Cormack. On suppose que la combustion de la totalité de la poudre se fait instantanément, ce qui permet, à l'instant initial (t_0), d'assimiler les gaz brûlés à un gaz parfait homogène caractérisé par une pression, une masse volumique et une température constantes. On introduit un co-

efficient f constant pour tenir compte des frottements entre le projectile et la paroi interne du tube. Enfin, à l'instant initial, l'obus est placé juste derrière l'étui (longueur L_e , section constante de diamètre D) et la surface de contact projectile-poudre est positionnée au niveau de la surface arrière des sabots. Ainsi, si on veut effectuer les calculs à volume identique à celui d'un étui classique, on définit une longueur équivalente de l'étui par (figure 5 B) :

$$L_c = L_e + l\left(1 - \frac{\Delta_f}{D}\right)$$

où Δ_f est le diamètre du barreau de la flèche

On note ρ , u , p , e respectivement la masse volumique, la vitesse, la pression et l'énergie interne du fluide dans le tube. On appelle t_s et t_f les instants respectifs de sortie du projectile et de la fin du calcul (rapportés à t_0). Le code M.C.A.B.I résout le problème en deux étapes successives :

- Etape 1 - avant le débouchage du tube :

$$t \in]0, t_s]$$

L'écoulement est régi par les équations :

$$(2.8) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0$$

$$(2.9) \quad \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} = 0$$

$$(2.10) \quad \frac{\partial(\rho e + \rho \frac{u^2}{2})}{\partial t} + \frac{\partial[(\rho e + \rho \frac{u^2}{2} + p)u]}{\partial x} = 0$$

$$(2.11) \quad e = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}$$

avec les conditions initiales :

$$\forall x \in [0, L_c]$$

$$(2.12) \quad \begin{cases} \rho(x, 0) = \rho_c = cste \\ u(x, 0) = 0 \\ p(x, 0) = p_c = cste \end{cases}$$

$$v(0) = 0$$

et les conditions aux frontières :

$$(2.13) \quad u(0, t) = 0$$

$$(2.14) \quad u(L, t) = v(t)$$

où v , la vitesse du projectile, vérifie l'équation du mouvement :

$$(2.15) \quad \frac{\pi D^2}{4M_o} p(L, t) + \frac{f}{M_o} v(t) = \frac{dv}{dt}(t)$$

- Etape 2 phase supersonique à la bouche

Le débouchage ayant lieu juste à la fin de l'étape 1, l'étape 2 traite de la balistique intérieure d'une arme dont le jet de gaz à la bouche est supersonique; tant que ce jet reste supersonique, les perturbations ne peuvent remonter l'écoulement. Tout ce passe alors comme-ci le tube était de longueur $L' > L$ et que l'on regardait l'évolution des variables aérodynamiques uniquement dans la portion du tube comprise entre $x=0$ et $x=L$. Du point de vue mathématique, le problème revient à résoudre le système d'équations (2.8, 2.9, 2.10) initialisées à partir des résultats de calculs de la fin de l'étape 1 avec les conditions aux frontières suivantes :

condition à la culasse :

$$(2.16) \quad u(0, t) = 0$$

et des conditions de libre échappement à la bouche.

2.2.1 Mise en œuvre du schéma

Etape 1

- Système général

Pour simplifier l'exposé, on pose :

$$(2.17) \quad w = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho e + \rho \frac{u^2}{2} \end{pmatrix}$$

$$(2.18) \quad K = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (\rho e + \rho \frac{u^2}{2} + p)u \end{pmatrix}$$

Le système (2.8, 2.9, 2.10) devient ainsi

$$(2.19) \quad \frac{\partial w}{\partial t}(x, t) + \frac{\partial(K)}{\partial x}(x, t) = 0$$

avec $(x, t) \in]0; L[\times]0; t_s[$

La discrétisation de l'équation (2.19) se fait par la méthode de Mac-Cormack (annexe A), cette méthode présentant les avantages d'être explicite, du deuxième ordre et simple à mettre en œuvre. Pour appliquer le schéma, il faut que le domaine spatial

soit fixe, ce qui n'est manifestement pas le cas ici. On opère donc le changement de variable suivant :

$$(2.20) \quad \lambda = \frac{x}{\mathcal{X}}$$

avec

$$(2.21) \quad \frac{d\mathcal{X}}{dt} = v$$

Ainsi, le domaine d'intégration devient $[0, 1] \times [0, t_f]$ au lieu de $[0, \mathcal{X}] \times [0, t_f]$ (figures 6A et 6B).

Le système d'équations du type (2.19) se transforme ainsi en:

$$\frac{\partial w}{\partial t} \Big|_{\lambda} - \frac{\lambda v}{\mathcal{X}} \frac{\partial w}{\partial \lambda} \Big|_t + \frac{1}{\mathcal{X}} \frac{\partial K}{\partial \lambda} \Big|_t = 0$$

Comme $\frac{\partial \mathcal{X}}{\partial \lambda} \Big|_t = \frac{\partial v}{\partial \lambda} \Big|_t = 0$ on a :

$$\frac{\partial \mathcal{X} w}{\partial t} \Big|_{\lambda} - w \frac{d\mathcal{X}}{dt} - \frac{\partial \lambda v w}{\partial \lambda} \Big|_t + v w + \frac{\partial K}{\partial \lambda} \Big|_t = 0$$

Avec

$$\frac{d\mathcal{X}}{dt} = v$$

on obtient une nouvelle forme conservative sur le domaine fixe :

$$(2.22) \quad \left(\frac{\partial \mathcal{X} w}{\partial t} + \frac{\partial (K - \lambda v w)}{\partial \lambda} \right) (\lambda, t) = 0$$

Le changement de variable (2.20) introduit dans le système (2.19) fait apparaître une nouvelle inconnue $\mathcal{X}(t)$ définie à partir de v . Il faut donc adjoindre à (2.19) les deux nouvelles équations (2.15) et (2.21), ce qui revient à traiter de concert la condition au culot du projectile (2.15) avec le système (2.19).

En notant

$$\begin{aligned} U &= \rho u \\ F &= U - \lambda v \rho \\ G &= \frac{U^2}{\rho} + p - \lambda v U \\ H &= \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{pU}{\rho} - \lambda v \left(\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{U^2}{2\rho} \right) \end{aligned}$$

le système "général" régissant le problème à l'étape 1 est défini par :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\mathcal{X}}{dt} &= v \\
 \frac{dv}{dt}(t) + \frac{f}{M_0}v(t) &= \frac{\pi D^2}{4M_0}p(L, t) \\
 (2.23) \quad \frac{\partial \mathcal{X} \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial F}{\partial \lambda} \\
 \frac{\partial \mathcal{X} U}{\partial t} &= -\frac{\partial G}{\partial \lambda} \\
 \frac{\partial \mathcal{X} \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)}{\partial t} &= -\frac{\partial H}{\partial \lambda}
 \end{aligned}$$

Discrétisation

Les deux premières équations du système (2.23) sont des équations différentielles ordinaires. Pour les discrétiser, nous avons opté pour un schéma aux différences finies d'ordre deux centré en temps.

Avec les notations de la figure 6C, l'équation (2.15) devient :

$$\begin{aligned}
 (2.24) \quad v^{n+1} &= v^{n-1} + 2\Delta t \left(\frac{\pi D^2}{4M_0} p_N^n + f v^n \right) \\
 \text{avec} \quad v^1 &= -v^{-1}
 \end{aligned}$$

et l'inconnue \mathcal{X} se déduit de (2.21) à l'aide d'un développement de Taylor à l'ordre deux de la fonction $\mathcal{X}(t)$:

$$(2.25) \quad \mathcal{X}(t + \Delta t) = \mathcal{X}(t) + \Delta t \left(\frac{d\mathcal{X}}{dt}(t) \right) + \frac{(\Delta t)^2}{4} \left(\frac{d^2\mathcal{X}}{dt^2}(t) \right) + O(\Delta t^3)$$

ce qui, compte tenu de la relation (2.24) et de la définition de la vitesse v , nous conduit à la discrétisation d'ordre deux suivante :

$$(2.26) \quad \mathcal{X}^{n+1} = \mathcal{X}^n + \Delta t v^n + \frac{(\Delta t)^2}{2} \left(\frac{\pi D^2}{4M_0} p_N^n + f v^n \right)$$

le système (2.23) se discrétise de la manière suivante :

- Prédiction:

$$\begin{aligned}
 (\mathcal{X} \rho_i)^{\overline{n+1}} &= \mathcal{X}^n \rho_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta \lambda} [F_i^n - F_{i-1}^n] \\
 (\mathcal{X} U_i)^{\overline{n+1}} &= \mathcal{X}^n U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta \lambda} [G_i^n - G_{i-1}^n] \\
 (\mathcal{X} p_i)^{\overline{n+1}} &= (\gamma - 1) \left(- \left(\mathcal{X} \frac{U^2}{2\rho} \right)_i^{\overline{n+1}} + \mathcal{X}^n \left(\frac{p}{\gamma - 1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta \lambda} [H_i^n - H_{i-1}^n] \right)
 \end{aligned}$$

- Correction

$$\begin{aligned}\rho_i^{n+1} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} \rho_i^n + \rho_i^{\overline{n+1}} - \frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [F_{i+1}^{\overline{n+1}} - F_i^{\overline{n+1}}] \right) \\ U_i^{n+1} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} U_i^n + U_i^{\overline{n+1}} - \frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [G_{i+1}^{\overline{n+1}} - G_i^{\overline{n+1}}] \right) \\ p_i^{n+1} &= \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(- \left(\frac{U^2}{2\rho} \right)_i^{n+1} + \frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_i^{\overline{n+1}} + \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_i^n \right) - \\ &\quad \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(\frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [H_{i+1}^{\overline{n+1}} - H_i^{\overline{n+1}}] \right)\end{aligned}$$

Mais comme 2.26 est d'ordre deux, on peut poser $\mathcal{X}^{\overline{n+1}} = \mathcal{X}^{n+1}$ sans changer l'ordre de précision du schéma de Mac-Cormack; on a alors les deux étapes suivantes :

- Prédiction:

$$\begin{aligned}\rho_i^{\overline{n+1}} &= \frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} \rho_i^n - \frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [F_i^n - F_{i-1}^n] \\ U_i^{\overline{n+1}} &= \frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} U_i^n - \frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [G_i^n - G_{i-1}^n] \\ p_i^{\overline{n+1}} &= (\gamma-1) \left(- \left(\frac{U^2}{2\rho} \right)_i^{\overline{n+1}} + \frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_i^n - \frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [H_i^n - H_{i-1}^n] \right)\end{aligned}$$

- Correction

$$\begin{aligned}\rho_i^{n+1} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} \rho_i^n + \rho_i^{\overline{n+1}} - \frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [F_{i+1}^{\overline{n+1}} - F_i^{\overline{n+1}}] \right) \\ U_i^{n+1} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} U_i^n + U_i^{\overline{n+1}} - \frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [G_{i+1}^{\overline{n+1}} - G_i^{\overline{n+1}}] \right) \\ p_i^{n+1} &= \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(- \left(\frac{U^2}{2\rho} \right)_i^{n+1} + \frac{\mathcal{X}^n}{\mathcal{X}^{n+1}} \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_i^{\overline{n+1}} + \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_i^n \right) - \\ &\quad \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(\frac{\Delta t}{\mathcal{X}^{n+1} \Delta \lambda} [H_{i+1}^{\overline{n+1}} - H_i^{\overline{n+1}}] \right)\end{aligned}$$

Discrétisation des conditions aux limites

- Conditions initiales

$$\forall i \in [0, N]$$

$$(2.27) \quad \begin{cases} \rho_i^0 &= \rho_c = cste \\ u_i^0 &= 0 \\ p_i^0 &= p_c = cste \end{cases}$$

$$v^0 = 0$$

$$\mathcal{X}^0 = L_c$$

- Conditions aux frontières

Cas $i=0$

Si $i = 0$, l'étape de la prédiction ne peut s'effectuer puisque K_{-1}^n n'est pas défini. Il faut donc, dans un premier temps revenir au système d'équations (2.22).

On vérifie aisément que l'on a :

$$(2.28) \quad \begin{cases} \frac{\partial F}{\partial \lambda|_0} = \rho|_0 \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda|_0} - v \right) \\ \frac{\partial G}{\partial \lambda|_0} = 0 \\ \frac{\partial H}{\partial \lambda|_0} = \frac{p|_0}{\gamma - 1} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda|_0} - v \right) \end{cases}$$

Autrement dit, pour calculer $\frac{\partial K}{\partial \lambda|_0}$, il suffit de connaître les valeurs de $\rho|_0$, $p|_0$, v et de $\frac{\partial u}{\partial \lambda|_0}$. Le problème est ainsi ramené à l'évaluation de $\frac{\partial u}{\partial \lambda|_0}$.

Pour obtenir une approximation au deuxième ordre de $\frac{\partial u}{\partial \lambda|_0}$, on a choisi de l'interpoler à partir de ces valeurs aux points 0, 1, 2 [13]. On suppose donc qu'à la culasse, u est de la forme :

$$(2.29) \quad u(\lambda, t) = a(t) + b(t)\lambda + c(t)\lambda^2$$

avec a , b , c uniquement fonctions du temps .

En particulier, on a

$$b = \frac{\partial u}{\partial \lambda|_0}$$

Du point de vue mathématique, cela revient à assimiler la dérivée spatiale de u en 0 par sa dérivée à droite, cette dernière calculée au deuxième ordre. Si on applique la relation (2.29) aux points 0, 1 et 2, on trouve :

$$\frac{\partial u^n}{\partial \lambda|_0} = \frac{-3(u)_0 + 4(u)_1 - (u)_2}{2\Delta\lambda} + O(\Delta\lambda^2)$$

En introduisant ce schéma dans (2.28) , on obtient les relations du second ordre cherchées :

$$(2.30) \quad \begin{cases} F_{-1}^n = F_1^n - \rho_0^n (2u_1^n + 0.5u_2^n) \Delta\lambda v^n \\ G_{-1}^n = G_1^n \\ H_{-1}^n = H_1^n - \frac{p_0^n}{\gamma-1} (2u_1^n + 0.5u_2^n) \Delta\lambda v^n \end{cases}$$

Enfin on remarque que la condition sur G est bien équivalente à la condition $u_0^n = u_0^n = 0$ pour tout n .

Cas $i=N$

Ici, le problème se pose au niveau de la correction, puisque les variables aérodynamiques ne sont jamais définies au points $N + 1$; on ne peut donc pas calculer les

termes $\overline{k_{N+1}^{n+1}}$. Mais, cette fois-ci, on n'a plus les simplifications $u = 0$ et $\lambda = 0$ qui donnent à (2.28) sa forme simple et pratique à mettre en place. De plus, si l'on veut introduire un point fictif $N + 1$, l'équation de l'énergie impose, dans le calcul de $\frac{\partial \rho^n}{\partial \lambda}|_N$ (calcul conduisant aux choix de la valeur de ρ_{N+1}^n), d'évaluer directement les termes $\frac{\partial \rho^n}{\partial t}|_N$ et $\frac{\partial p^n}{\partial t}|_N$, ce qui introduit deux équations supplémentaires à discrétiser, avec les risques d'introduction d'erreurs numériques que cela suppose. Pour ces raisons, on a choisi d'utiliser la méthode d'interpolation vue précédemment, mais cette fois-ci sur les termes $(K - \lambda v w)$ et aux points $N, N - 1, N - 2$ (on assimile la dérivée spatiale d'une quelconque variable en N par sa dérivée à gauche, calculée au deuxième ordre), on a alors :

$$\frac{\partial (K - \lambda v w)^n}{\partial \lambda} \Big|_N = \frac{3(K - \lambda v w)_N - 4(K - \lambda v w)_{N-1} + (K - \lambda v w)_{N-2}}{2\Delta \lambda} + O(\Delta \lambda^2)$$

d'où le calcul des variables aérodynamiques en $i = N$:

$$(2.31) \left\{ \begin{array}{l} \rho_N^{n+1} = \frac{1}{2} \left(\frac{\chi^n}{\chi^{n+1}} \rho_N^n + \overline{\rho_N^{n+1}} - c_1 \left(\frac{3}{2} F_N^n - 2F_{N-1}^n + \frac{1}{2} F_{N-2}^n \right) \right) \\ U_N^{n+1} = \rho_N^{n+1} v \\ p_N^{n+1} = \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(- \left(\frac{U^2}{2\rho} \right)_N^{n+1} + \frac{\chi^n}{\chi^{n+1}} \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_N^{\overline{n+1}} + \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_N^n \right) - \\ \quad c_1 \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(\frac{3}{2} H_N^n - 2H_{N-1}^n + \frac{1}{2} H_{N-2}^n \right) \end{array} \right.$$

Condition de CFL

Considérons un système d'équations conservatives défini sur un domaine fixe :

$$(2.32) \quad \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \mu} + \frac{\partial \mathcal{F}(\mathcal{U})}{\partial \theta} = 0$$

Si ce schéma est discrétisé par la méthode de Mac-Cormack, le choix de $\Delta \theta$ est déterminé par la condition dite de CFL :

$$(2.33) \quad \eta \frac{\Delta \mu}{\Delta \theta} \leq 1$$

où η et la plus grande des valeurs propres en valeur absolue de la matrice Jacobienne $\frac{\partial \mathcal{F}(\mathcal{U})}{\partial \mathcal{U}}$; $\eta \frac{\Delta \mu}{\Delta \theta}$ est appelé le nombre de Courant.

Si l'on applique ces résultats à notre problème, on a :

$$\mathcal{U} = w$$

et

$$\mathcal{F}(w) = \left[\begin{array}{c} w_2 - \lambda v w_1 \\ \left(\frac{-\gamma + 3}{2} \right) \frac{w_2^2}{w_1} + (\gamma - 1) w_3 - \lambda v w_2 \\ \frac{\gamma w_2 w_3}{w_1} - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{w_2^3}{w_1^2} - \lambda v w_3 \end{array} \right]$$

$$\frac{\partial \mathcal{F}(w)}{\partial w} = \left[\begin{array}{ccc} -\lambda v & 1 & 0 \\ \frac{\gamma - 3}{2} \left(\frac{w_2}{w_1} \right)^2 & (3 - \gamma) \frac{w_2}{w_1} - \lambda v & \gamma - 1 \\ \frac{\gamma - 2}{2} \left(\frac{w_2}{w_1} \right)^3 - \frac{w_2}{w_1} \frac{a^2}{\gamma - 1} & \frac{3 - 2\gamma}{2} \left(\frac{w_2}{w_1} \right)^2 - \frac{a^2}{\gamma - 1} & \gamma \frac{w_2}{w_1} - \lambda v \end{array} \right]$$

avec

$$a^2 = \gamma(\gamma - 1) \frac{2w_3 w_1 - w_2^2}{2w_1^2}$$

Les valeurs propres, écrites en variables primitives, sont :

$$(2.34) \quad \begin{cases} \eta_1 = (u - \lambda v) + c \\ \eta_2 = (u - \lambda v) - c \\ \eta_3 = u - \lambda v \end{cases}$$

et la condition de CFL s'écrit :

$$(2.35) \quad \max_{j,i,n} (|(\eta_j)_i^n|) \frac{\Delta \lambda}{\Delta t} \leq 1$$

Ainsi, dans la mesure où η_1 et η_2 représentent les valeurs des pentes des courbes caractéristiques de l'écoulement, la condition 2.35 obtenue ici avec notre changement de variable garde son sens physique, à savoir (figure 7) : pour qu'un schéma discrétisant un système d'équations hyperbolique soit stable, il faut qu'en chaque point du maillage le domaine numérique (a,b,d) soit entièrement inclu dans le domaine analytique défini par les caractéristiques [13].

Remarque sur l'utilisation de la condition de CFL :

La condition 2.35 s'avère être un résultat de calcul: on ne peut donc pas s'en servir pour évaluer Δt . En fait, elle permet, a posteriori, de s'assurer du bon choix des pas d'intégration, voir d'optimiser le rapport $\Delta \lambda / \Delta t$ pour que le nombre de Courant soit le plus proche possible de un.

Etape 2

- Système général

Le domaine d'intégration étant maintenant constant, le changement de variable (2.20) ne s'impose plus et on doit alors simplement discrétiser le système (2.19). Néanmoins, du point de vue de la programmation, on constate que les systèmes (2.22) et (2.19) sont équivalents dans le domaine $[0, 1] \times [t_s, t_f]$ si on pose dans (2.19) $v = 0$ et $\mathcal{X}^n = L$ pour tout n. Il est donc plus simple, dans l'algorithme,

d'utiliser la discrétisation de (2.19) avec les conditions écrites ci-dessus plutôt que de reprogrammer les équations (2.22). On a ainsi décidé de garder, dans la suite du chapitre, les notations en “ λ ”; le domaine d'intégration reste $[0, 1] \times [t_s, t_f]$.

– Conditions aux frontières

Cas $i = 0$

En $i = 0$, les conditions restent inchangées; elles s'expriment encore par le système (2.30) avec $v = 0$ et $\mathcal{X}^n = L$.

Cas $i = N$

On applique la méthode d'interpolation aux trois équations du système (2.31) et on obtient

$$(2.36) \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho_N^{n+1} = \frac{1}{2} \left(\rho_N^n + \overline{\rho_N^{n+1}} - \frac{\Delta t}{L\Delta\lambda} \left(\frac{3}{2} F_N^n - 2F_{N-1}^n + \frac{1}{2} F_{N-2}^n \right) \right) \\ U_N^{n+1} = \frac{1}{2} \left(U_N^n + \overline{U_N^{n+1}} - \frac{\Delta t}{L\Delta\lambda} \left(\frac{3}{2} G_N^n - 2G_{N-1}^n + \frac{1}{2} G_{N-2}^n \right) \right) \\ p_N^{n+1} = \frac{\gamma-1}{2} \left(- \left(\frac{U^2}{2\rho} \right)_N^{n+1} + \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_N^{n+1} + \left(\frac{p}{\gamma-1} + \frac{U^2}{2\rho} \right)_N^n \right) - \\ \quad \frac{\Delta t}{L\Delta\lambda} \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \left(\frac{3}{2} H_N^n - 2H_{N-1}^n + \frac{1}{2} H_{N-2}^n \right) \end{array} \right.$$

Remarque :

Le calcul des conditions à la bouche aurait pu se dérouler différemment : en fait, on aurait très bien pu considérer le tube comme étant infini et remplacer l'étape 2 par l'étape 1. Le calcul se serait alors déroulé jusqu'à l'arrivée des conditions soniques en $x = L$. Cette solution n'a pas été retenue puisqu'elle implique une perte de précision. En effet, $\Delta x(t)$ dépend du temps par la relation $\Delta x^n = \mathcal{X}^n \Delta\lambda$; aussi, si on laisse la distance \mathcal{X}^n augmenter trop longtemps, l'écart entre deux points consécutifs du maillage physique risque d'être trop grand pour une bonne précision.

Ici l'imprécision sur les dérivées spatiales des variables à la bouche est connue puisqu'elle est de l'ordre de $(\Delta t)^2$.

– Conditions de CFL

On utilise la condition 2.35 avec ici :

$$(2.37) \quad \left\{ \begin{array}{l} \eta_1 = u + c \\ \eta_2 = u - c \\ \eta_3 = u \end{array} \right.$$

2.2.2 Application

Pour valider notre démarche, nous avons utilisé nos outils prédictifs dans la configuration expérimentale retenue par GIAT industries.

Les données initiales sont :

la masse de poudre m_p ,

la masse du projectile M_o ,

la longueur de tube séparant la surface de contact projectile-poudre de la culasse L_c ,

la température initiale des gaz brûlés T_c ,

le coefficient de frottement f .

Pour fixer T_c , on s'est référé à la littérature [10] (T_c comprise entre $2200^\circ K$ et $2550^\circ K$). Le coefficient de frottement a alors été ajusté de façon à obtenir une vitesse d'éjection du projectile de l'ordre de 1400 m/s.

Les résultats de ce calcul préalable (figures 8, 9, 10 et 12) sont comparables aux expériences faites postérieurement (figures 27 et 28).

- la durée de la phase supersonique est de $3,81 \cdot 10^{-3}$ s (figure 9) avec $T_c = 2280^\circ K$
 $f = -5kg/s$.

- les valeurs de $\overline{p_g}, \overline{c_g}, \overline{E_g}, V_p$ sont respectivement de 157 bars, 746 m/s, 154 MJ/s, 1400 m/s.

- $\mathcal{P}_1 = 22,8$ MJ/s, $\mathcal{P}_2 = 22,7$ MJ/s, soit $\frac{\mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2}{\mathcal{P}_1} = 0.4 \%$

Nous avons comparé notre calcul à l'expérience en considérant les mesures des températures internes obtenues à l'ISL sur une arme de calibre 20mm [10] et celles calculées par le code MCABI (figures 10 et 11). On constate que le calcul donne une température interne au tube qui décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la culasse, alors que dans la réalité, il y a toujours un léger minimum entre le culot et la culasse (sauf aux instants proches de la mise à feu où elle augmente constamment). Cela s'explique par le fait que, dans notre calcul, la combustion est instantanée et a lieu en tout début de mouvement: la pression ainsi que les autres variables aérodynamiques ne peuvent que chuter dans le tube. Néanmoins, quand on se rapproche de l'instant de débouchage, la courbe expérimentale représentant la température dans le tube tend à prendre les mêmes allures que celles calculées à partir d'un modèle de gaz parfait. On peut donc considérer qu'après le débouchage, le code MCABI simule correctement la balistique intérieure des tirs effectués au GIAT industries.

Les calculs ont été menés avec le couple de pas $(\Delta\lambda, \Delta t)$ égal à $(\frac{1}{200}, 1.10^{-8})$, le nombre de Courant est alors de $0.434 \cdot 10^{-2}$, ce qui est très faible devant 1. En fait, si on choisit $\Delta\lambda \simeq \frac{1}{8000}$ pour $\Delta t = 1.10^{-8}$, le nombre de Courant est plus proche de un ($\simeq 0.174$), mais le temps de calcul est, en revanche, multiplié par 12 pour une amélioration de la précision pratiquement négligeable compte tenu de la précision des mesures expérimentales (voir chap I.2). Les valeurs obtenues au moment

du débouchage en O_b sont $V_p = 1399.2009$ m/s et $p_g = 222.882$ bars, le maillage $\Delta\lambda = \frac{1}{8000}$, $\Delta t = 1.10^{-8}$; et pour le maillage $\Delta\lambda = \frac{1}{200}$, $\Delta t = 1.10^{-8}$, on obtient $V_p = 1399.2016$ m/s et $p_g = 222.859$ bars.

Grâce aux valeurs ainsi obtenues, on a pu déterminer les coordonnées $X_{\bar{O}}$ et $t_{\bar{O}}$:

$$\begin{cases} X_{\bar{O}} = 10,3810^{-2} \text{ m} \\ t_{\bar{O}} = 0,13310^{-3} \text{ s} \end{cases}$$

On peut alors tracer le diagramme de marche de la figure 12. Ainsi, on prévoit que le projectile reste en contact avec le système d'ondes engendré par le jet surdétendu de gaz brûlés à la bouche en tout début du mouvement et pendant un court instant (0,2 ms - figure 12). Il semble donc que si les phénomènes de balistique intermédiaire influent sur la dispersion des impacts d'obus flèches, cela ne peut provenir que d'une interaction avec la phase de formation de l'onde de bouche.

Enfin, on vérifie bien sur la figure 12 que la durée de la phase supersonique est suffisamment longue pour que l'onde de souffle puisse parcourir une distance de 50 D. Les principaux résultats qualificatifs donnés ici ont été confirmés postérieurement par les visualisations ombroscopiques du projectile et de l'onde de bouche (chap 3).

Chapitre 3

Mise en œuvre expérimentale à grande échelle

3.1 Configurations et description des montages

3.1.1 Configurations

La série de mesures effectuées par l'I.M.F.L lors de trois des différentes campagnes de tir menées au G.I.A.T vise d'abord à valider le modèle (2.2, 2.3, 2.7) pour des moyens calibres, puis à déterminer si la balistique intermédiaire a un effet sur la dispersion des impacts des projectiles flèches.

Le modèle théorique utilise les valeurs de $\overline{p_g}$, $\overline{c_g}$ et de $\overline{E_g}$ estimées par calculs. On a vu au chapitre I.1 que l'on ne disposait pas de moyens de mesure de $M_g(t)$ et de $c_g(t)$ et que nous ne pouvons pas atteindre par l'expérience leurs valeurs moyennes sur l'intervalle τ . Par contre, il est possible d'enregistrer la pression à la bouche en disposant un capteur de pression instationnaire à la sortie du tube. On peut ainsi détecter l'établissement du jet stationnaire à la bouche par la présence d'un plateau de pression, ce qui permet d'évaluer la durée de la phase supersonique et donc de calculer $\overline{p_g}$. De plus, le G.I.A.T dispose d'une installation radar capable de mesurer la vitesse de sortie du projectile: les données conjointes de $p_g(t)$ et de V_p servent alors à ajuster T_c et f dans le code M.C.A.B.I pour obtenir des conditions numériques de sortie identiques à celles trouvées dans les essais. On détermine ainsi numériquement $\overline{c_g}$ et $\overline{E_g}$.

Enfin, grâce à la mise en place de visualisations par ombroscopie, on peut directement observer l'interaction flèche-onde de souffle. Cependant, la difficulté principale vient de l'échelle du temps réel qui rend impossible la réalisation d'une cinématographie du système d'ondes. Nous allons montrer ici comment les résultats théoriques ont permis de compenser cette carence.

Enfin, pour mettre en évidence l'effet de la balistique intermédiaire sur la dispersion des impacts de flèches, on impose des modifications des conditions de sortie du projectile. Comme on l'a vu dans l'introduction générale, on peut, en effet, modifier

l'écoulement à la bouche de l'arme en jouant soit sur les phénomènes précurseurs, soit sur l'environnement immédiat de la bouche. Ces deux modifications ont été réalisées: des tirs idéaux, c'est à dire sans précurseur, ont donc eu lieu ainsi que d'autres non idéaux où le jet de gaz brûlés a été rendu dissymétrique par la mise en place d'une plaque plane parallèle à l'axe de tir, et placée à une distance de 3 D sous la bouche.

Les différentes mesures ont d'abord été réalisées avec le canon expérimental de calibre 44 mm à tube long, puis avec un canon classique de même calibre à tube court.

3.1.2 Mesure de la pression de bouche

Elle se fait au moyen d'un capteur de pression instationnaire piezo-electrique de type Kistler 601 H monté dans une cavité débouchant dans le tube (figure 13) . Comme c'est souvent le cas dans ce type de montage, le capteur est enduit d'une pellicule de graisse silicone chargée d'amianté pour le protéger des très hautes températures existant dans les gaz brûlés.

Le signal émis par le capteur est amplifié au moyen d'un amplificateur de charge, puis il est enregistré sur bande magnétique analogique en modulation FM LBG1 (bande passante 80 KHz), pour enfin être numérisé à l'aide d'un enregistreur de transitoires LECROY 6810.

Dans les essais avec le tube long, le capteur a été placé, pour des raisons techniques, à 15 cm de la bouche avec une précision de 0,5 mm.

3.1.3 Enregistrement du passage de l'onde de souffle au sol

On peut détecter le passage de l'onde de souffle par des capteurs de pression dans le champ. Pour des raisons évidentes de sécurité ces capteurs ne peuvent pas être placés à proximité de l'axe de tir. Le sol étant situé à environ 20 D de cet axe, nous avons choisi d'y implanter cinq capteurs. Comme on se borne à enregistrer les temps d'arrivée de l'onde, le montage des capteurs importe peu, seule compte leur position par rapport à la bouche.

En plus du suivi du déplacement de l'onde de souffle au sol, on peut localiser approximativement la position de la projection orthogonale de \tilde{O} sur le sol (noté \tilde{O}_s), ce qui reviendra à localiser \tilde{O} puisque ce dernier se situe sur l'axe de tir.

En effet, on sait que l'onde de bouche (dans les hypothèses d'onde quasi-sphérique) doit atteindre le sol d'abord en \tilde{O}_s , puis elle se déplace de part et d'autre de ce point dans les deux directions opposées du plan méridien (figure 14 A). Ainsi, le temps enregistré par un capteur correspond à la somme du temps mis par l'onde pour arriver en \tilde{O}_s et de celui mis pour parcourir la distance entre \tilde{O}_s et le capteur. Par conséquent, la courbe expérimentale représentant le déplacement de l'onde de souffle sur le sol, par rapport au premier capteur, sera du type de celle présentée à la figure 14 B et l'abscisse $x_{\tilde{O}_s}$ sera donné par le point de tangente nulle.

Pour qu'une telle localisation soit précise, il faut un grand nombre de points expérimentaux, surtout dans la zone proche de \tilde{O}_s . Malheureusement, on ne dispose que

de cinq capteurs. De plus, pour valider la loi (2.2, 2.3), il est nécessaire d'utiliser au moins trois capteurs en avant de \tilde{O}_s . Ainsi, dans la mesure où la théorie place \tilde{O} à environ 2,3 D de la bouche, on a choisi de poser le premier capteur juste à l'aplomb de cette position, le deuxième et le troisième respectivement à 4D et à 10 D du premier; on espérait ainsi localiser \tilde{O}_s entre les deux premiers capteurs.

Le tableau (3.1) et la figure 15 donnent les distances des capteurs par rapport au capteur 1 au sol (première ligne) et par rapport à la bouche (deuxième ligne). Les capteurs étaient alimentés par des amplificateurs-conditionneurs AVS mis à disposition par le G.I.A.T-industries. Les signaux amplifiés ont été enregistrés sur bande magnétique analogique pour traitement ultérieur.

N°de capteurs	1	2	3	4	5
Distance / capteur 1	0	4 D	10 D	22.72 D	36.36 D
Distance / Bouche	0,88 m	0,89 m	0,98 m	1,33 m	1,82 m

TAB. 3.1 - *Position des capteurs au sol*

L'expérience proposée ci-dessus permet également de comparer le déplacement théorique de l'onde de souffle sur l'axe de tir à son déplacement réel au sol. La question est donc de savoir dans quelle mesure ces déplacements se correspondent, compte tenu de l'anisotropie de la forme de l'onde de choc.

En effet, lorsque le tir n'est pas idéal, l'onde de souffle a, dès sa naissance, une forme anisotrope du type de celle présentée à la figure 16 A. Si elle se développait en atmosphère infinie, l'onde tendrait vers une forme quasi-sphérique et les distances à la bouche seraient les mêmes sur l'axe et au sol; hélas, ici la géométrie du choc reste non-sphérique, de sorte que les propagations du souffle sur l'axe de tir et dans une autre direction ne suivent donc pas la même loi temporelle. Plus précisément, si on choisit $\mathcal{R}_{\tilde{O}}$ (\tilde{O} , x, t) (figure 16 B) comme repère et que l'on se donne deux points, équidistants de \tilde{O} , l'un M_1 situé sur l'axe de tir et l'autre M_2 situé hors axe de tir, l'anisotropie de la forme de l'onde se traduit expérimentalement par le fait que cette dernière atteindra d'abord M_1 puis M_2 . Ce résultat reste vrai dans le repère \mathcal{R}_b (O_b , x, t) avec cette fois les points M_1 et M'_2 équidistants de \tilde{O} . Par conséquent, si l'on trace dans le repère \mathcal{R}_b la progression du souffle sur l'axe de tir $t_a(x)$ et sur le sol $t_s(x)$, la courbe $t_a(x)$ sera située au dessous de $t_s(x)$.

A titre d'exemple, nous avons comparé les progressions d'onde de souffle issues de deux tirs configurés à l'instant initial de la même manière (même arme, même munition, même milieu extérieur) mais l'un est idéal et l'autre pas. Le premier est donc quasi-sphérique et l'autre pas. Les relevés des positions des ondes de bouche sont représentés à la figure 17. Nous avons aussi indiqué les positions approximatives des capteurs 3 - 4 et 5, calculées à l'aide des règles de similitude (1.15). On voit ainsi apparaître deux zones (notées I et III) situées près de l'axe Oz et dans lesquelles les progressions des ondes sont quasiment identiques pour les deux cas et une troisième zone (II) centrée sur l'axe de tir où la progression de l'onde issue du tir non idéal est plus rapide.

La loi de propagation théorique sur l'axe de tir en atmosphère infinie et son déplacement réel au sol ne se confondent que si les capteurs sont situés dans la zone III. Pour connaître la position des capteurs par rapport à la zone III et au cours du temps, nous avons réalisé postérieurement des tirs en similitude à l'échelle réduite avec une carabine de calibre 5.56 mm (voir chapitre 3). On montre alors que, lorsque le souffle arrive au niveau du capteur 3, sa forme n'est pas encore une sphère de centre \tilde{O} , par contre, elle est parfaitement sphérique lorsqu'il arrive au niveau des deux autres capteurs. La comparaison entre la théorie et l'expérience ne peut donc se faire que sur les mesures obtenues par ces deux derniers capteurs.

Remarque :

Sur la figure 17, on voit que l'écart entre les positions sur l'axe des ondes de souffle correspondant aux deux tirs reste quasi-constant au cours du temps. On peut donc s'attendre à voir apparaître dans l'étude de nos tirs, des différences de propagation sur l'axe de tir entre les ondes réelles et celles données par le modèle théorique. De plus, dans la plupart des cas, les effets précurseurs sont insignifiants, ce qui fait que l'on utilise tout de même le modèle (1.37) où \tilde{O} est défini à partir d'un centre d'explosion équivalent à un tir idéal.

3.1.4 Visualisations par ombroscopie

Position de l'axe

Deux techniques classiques de visualisation sont couramment utilisées en tunnel de tir : ce sont la radiographie X éclair et l'ombroscopie éclair. Ces deux techniques sont, dans leur application en balistique, très semblables puisque, l'une et l'autre projettent l'ombre des phénomènes visualisés sur une plaque photographique; elles ne diffèrent en fait que par la nature de la source de lumière utilisée. La radiographie X est particulièrement utile parce que les tubes d'arme, par le bon choix de l'énergie du rayonnement, peuvent être rendus "transparents" ce qui rend possible la visualisation du projectile dans le tube. Il est aussi évident que les gaz de poudre sont eux aussi très transparents aux rayons X et que le projectile et/ou ses éléments peuvent ainsi être radiographiés en tout point de leur trajectoire. Ces clichés, sur lesquels il est aisé de surimposer des références "tunnel de tir", permettent ainsi de connaître les positions et attitudes du projectile à quelques instants particuliers de son vol, y compris au voisinage immédiat de la bouche de l'arme. L'avantage de ce procédé est sa totale insensibilité à la lueur de bouche. Cependant toute information concernant la structure de l'écoulement est perdue, tout au moins avec les systèmes suffisamment énergiques.

L'ombroscopie classique, quant à elle, est utilisable en tout point de la trajectoire où les gaz brûlés autour du projectile sont suffisamment dilués pour que le gaz soit transparent aux rayons lumineux. Elle peut alors fournir les mêmes informations que la radiographie éclair, avec en plus une visualisation de l'écoulement autour du projectile. Mais cela n'est pas, en général, le cas au voisinage immédiat de la

bouche de l'arme, où le nuage de gaz brûlés est très opaque et ne permet pas la visualisation du projectile. En outre, la plaque photographique étant directement exposée, l'ombroscopie classique est inutilisable quand la lueur de bouche est trop importante.

La visualisation de l'écoulement autour du projectile a fait l'objet d'une étude préliminaire en laboratoire, autour d'armes de petit calibre et à l'aide des différentes techniques utilisables dans le rayonnement visible [12]. Il est apparu qu'une technique d'ombroscopie focalisée fournissait des résultats encourageants, à condition que l'ouverture des éléments optiques utilisés soit grande. Ce dernier point est favorable à une implantation dans un stand de tir de moyen calibre où on cherche à obtenir des champs visualisés importants tout en utilisant des montages optiques réduits. Dans ce montage ombroscopique, le phénomène visualisé se trouve éloigné de l'optique de réception d'une distance inférieure à sa longueur focale ce qui permet d'éliminer une bonne partie de la lueur de bouche, alors qu'au contraire, la lumière émise par la source utile peut être focalisée sur le diaphragme de l'objectif de prise de vue de façon à en récupérer la plus en grande partie [12].

Le principe du montage optique ayant été fixé, il a fallu trouver les pièces optiques nécessaires à son adaptation à l'échelle des canons du GIAT. Cela suppose les contraintes suivantes :

- longueur focale supérieure à 1 mètre, de façon à ne pas être trop près de l'axe de tir, mais pas trop grande, de façon à tenir dans la largeur du tunnel de tir;
- ouverture de l'ordre du mètre, pour que le champ visualisé couvre au moins deux fois la longueur du projectile;
- coût peu élevé puisque le risque de rupture est très élevé, du fait de l'onde de souffle et du fait du retour de débris de sabot après impact sur le pare-sabot.

Des lentilles de FRESNEL moulées en plastique satisfont à ces trois conditions. Nous avons trouvé deux fabricants américains qui ont pu nous fournir ces matériels, avec des délais de livraison relativement longs. Le montage optique finalement implanté dans le stand de tir de GIAT-Industries est schématisé sur la figure 18 A. Il constitue, du moins dans la version initiale, un système multi-éclateurs, de type Cranz-Schardin, l'idée étant d'obtenir, si possible, plusieurs clichés successifs de l'écoulement.

Le montage comporte, coté émission, un ensemble de trois éclateurs prélevés sur un système chronoloupe de l'IMFL. Chaque éclateur émet une énergie d'environ 1 joule en à peu près 300 nanosecondes. La lumière émise est reprise par une lentille de FRESNEL¹, de diamètre 406 mm et de focale 279 mm (figure 15A), de façon à former un faisceau d'éclairage légèrement divergent. L'avantage de cette configuration est de pouvoir récupérer un maximum d'énergie à la réception.

L'optique de reprise, coté réception, est une lentille de FRESNEL² rectangulaire, de dimensions 946x724 mm² et de focale 1371 mm. Cette lentille forme l'image d'un éclateur sur l'objectif correspondant de l'appareil photographique à plaque spécialement réalisé pour la circonstance. Chaque objectif est doté d'un obturateur

1. Fournie par FRESNEL OPTIC.

2. Fournie par Edmund Scientific Company

mécanique, commandé à distance, dont le rôle est de protéger le film avant et après le tir. La prise de vue se fait objectif grand ouvert, le temps de pause étant fixé par la durée de l'éclair. Des essais préliminaires, effectués à l'IMFL (figure 19) [14], ont montré que ce montage permettait, dans une certaine mesure, de s'affranchir des problèmes liés à la lueur de bouche.

Des modifications ont cependant dû être réalisées sur place, à la suite des tout premiers tirs. Nous avons pu, en effet, constater la rupture, très vraisemblablement sous l'effet du souffle, d'abord de la lentille de diamètre 406 mm, puis de celle de reprise. Nous avons été ainsi conduits à renforcer les lentilles par des plaques de plexiglas, qui ont permis d'éviter les ruptures ultérieures tout en ne produisant qu'une très faible dégradation de la qualité optique. Une autre modification a aussi été rendue nécessaire par l'importance exceptionnelle de la lueur de bouche, aussi bien en intensité qu'en durée. Les quelques clichés réalisés avec le récepteur multi-objectifs montrent que la plaque photographique est complètement saturée par la lumière en provenance de la bouche. Ce phénomène avait, en partie, été anticipé et le montage permettait l'utilisation d'une caméra vidéo monocoup (photographie de la figure 18 B) dont dispose le stand de tir de GIAT-Industries. Cette caméra possède un obturateur déclenchable, dont le temps d'ouverture peut être réglé à une valeur voisine de celle de la durée de l'éclair. Elle n'a malheureusement été disponible que pendant la seconde campagne.

L'idéal aurait été de pouvoir implanter le système optique dans les dix premiers calibres après la bouche puisque la théorie prévoit le dépassement de l'onde de bouche par le projectile environ à cette distance. Cependant, l'obtention de clichés "optiques" n'était pas garantie, tandis que la connaissance de l'intégrité et de l'obliquité du projectile au désengagement du tube restait un besoin pour le GIAT qui, de ce fait, a installé à la bouche le système X visible sur les clichés. L'axe optique du système ombroscopique a ainsi été placé à une distance de 1 mètre.

3.2 Résultats

3.2.1 Détermination des conditions à la bouche

Le canon expérimental de 44 mm lisse à tube long du G.I.A.T Industrie a été réalisé par la mise bout à bout de deux tubes de 40 Bofors recalibrés; la longueur du tube long est de 4,53 m. Le tube court est un canon de 44 mm bofort recalibré de longueur 2.8 m. Dans les deux cas, le tube est monté sur un affut mobile de 105 mm dont il utilise les mécanismes de pointage et d'absorption de recul.

Pression de bouche et vitesses d'éjection des projectiles

On présente ici les mesures obtenues par le capteur Kistler dans le cas de tirs non-idéaux et idéaux sur le tube long (figures 20 A et 20 B) et dans celui d'un tir non idéal sur le tube court (figure 21). Le temps est compté à partir de l'instant t_r où la pression atteint la valeur de 100 bars. Cela correspond au passage de la ceinture arrière du sabot du projectile au niveau du capteur (on conviendra d'appeler "culot"

la section du projectile située à la ceinture arrière, puisque la poussée des gaz brûlés se fait principalement à cet endroit).

On détecte, pour ces tirs effectués avec le tube long, une forte élévation de la pression, un pallier à pression quasi-constante dans une zone centrée en $t = 0,5$ ms. Dans le cas du tir non idéal, on distingue en plus une première surpression correspondant au passage du précurseur.

Ces enregistrements montrent que la pression maximale $p_{g_{max}}$ mesurée n'est atteinte qu'un certain temps après le passage du culot, alors que ceux issus des tirs effectués avec le canon classique de 44 mm-tube court (figure 21 A) présentent une brusque montée en pression consécutive au passage du culot au niveau de la prise de mesure. Les montages du capteur Kistler ne diffèrent pas d'un canon à l'autre, seule leur position sur les tubes a changé. Avec le tube court, la prise de la pression bouche est située juste au niveau de la sortie du tube, tandis qu'avec le tube long, elle se fait à 15 cm en retrait de la bouche. Le signal reçu est donc plus faible lorsque l'on mesure la pression des gaz brûlés suffisamment loin de la bouche.

Pour expliquer ce phénomène, on s'est référé aux différentes études menées par l'I.M.F.L et portant sur les mesures de pression de bouche pour lesquelles le capteur de pression est placé au fond d'une cavité³ (figure 21 B) [9]. La figure 22 tirée de [7] montre l'influence du diamètre Φ du canal reliant la cavité à l'intérieur du tube sur la mesure de la pression dans le tube. La vitesse d'éjection des projectiles (identique dans les trois cas) étant modérée (~ 900 m/s), on sait que le jet de gaz brûlés à la bouche devient très rapidement stationnaire, ce qui se traduit sur l'enregistrement $p_g(t)$ par une brusque montée en pression suivie d'un plateau. On remarque alors que le signal de pression varie avec Φ en forme et en amplitude. En fait, le canal introduit un retard dans l'obtention de la pression maximale et cette dernière reste inférieure à la pression de sollicitation [9]. Enfin, il apporte aussi une fréquence de résonance dépendant de sa longueur comme le montre la figure 23 sur des essais sur arme de petit calibre.

Le phénomène mis en évidence aux figures 20 A et 20 B ressemble nettement à l'effet du diamètre Φ remarqué sur la figure 22. On peut émettre l'hypothèse que, lorsqu'on place le canal à 15 cm de la bouche, il peut être partiellement obstrué par des particules provenant de la graisse ayant servi à protéger le capteur des hautes températures et par celles, plus ou moins grosses, encore contenues dans les gaz brûlés. Cela aurait pour effet de réduire Φ et donc d'introduire les erreurs de mesure constatées sur les enregistrements. L'absence de ce phénomène à la bouche du canon court peut s'expliquer de diverses façons :

- les particules issues des gaz brûlés sont plus petites du fait des conditions différentes de combustion;

- le jet sous-détendu à la bouche intensifie l'écoulement et entraîne plus facilement

3. Courbes tirées de la campagne d'essais menée au C.E.R.T par l'I.M.F.L en novembre 1984 portant sur l'étude de la réponse en régime dynamique d'un capteur de pression monté en cavité

les particules.

Du reste, on peut aussi attribuer l'obstruction partielle du canal à un phénomène aléatoire qui n'a pas eu lieu, par chance, sur le canon court.

Le pallier à pression constante constaté sur les courbes des figures 20 A et 20 B n'est donc pas dû à l'apparition de conditions quasi-stationnaires à la bouche mais reflète ces problèmes de mesure. La pression maximale est, en fait, atteinte juste après le passage du culot du projectile au niveau du capteur.

On cherche alors à connaître l'instant à partir duquel la pression a été correctement mesurée pour le tube long. Pour cela, on utilise le code M.C.A.B.I. On a vu précédemment qu'il était possible de modifier les valeurs numériques de la pression bouche et de la vitesse d'éjection du projectile V_p en jouant sur les données initiales de T_c ($T_c \in [2200^\circ K; 2550^\circ K]$) et de f . On a représenté sur la figure 24 A différentes courbes $p_g(t)$ calculées par le code M.C.A.B.I en gardant T_c constante et en faisant varier f . Le tableau (2.2) donne les valeurs de V_p correspondant à chaque essai numérique.

f (kg/s)	0	-5	-10	-17	-25
V_p (m/s)	1478,3	1446,8	1415,7	1372,4	1323,6

TAB. 3.2 – Effet du coefficient de frottement f sur le calcul de V_p : $T_c = 2433^\circ K$

On constate que le coefficient f joue bien le rôle de frein dans la mise en mouvement du projectile, mais aussi qu'il fait croître la pression de sortie. De plus, pour $t > 1,25$ ms, les allures de ces courbes sont pratiquement identiques et elles correspondent à celle de la courbe expérimentale de la figure 20 A. On peut ainsi conclure que, pour $t > 1,25$ ms, la pression de bouche a été correctement mesurée et qu'à partir de cet instant, la courbe expérimentale $p_{g_{exp}}$ est exploitable. On peut alors rechercher le bon couple de données (T_{c1}, f_1) faisant coïncider les conditions de sortie numériques de p_g et V_p avec celles mesurées.

La recherche de (T_{c1}, f_1) s'effectue de la manière suivante : on fixe une valeur de la température à la culasse T_{c0} (au départ $2200^\circ K$) et on ajuste f pour obtenir l'égalité des vitesses. On regarde alors si la courbe calculée de p_g se superpose à celle trouvée par l'expérience pour $t > 1,25$ ms. Si les deux courbes ne coïncident pas, on reprend la démarche avec $T_c = T_{c0} + \Delta T$ (avec ΔT choisi suivant la précision du calcul souhaitée) jusqu'à l'obtention de (T_{c1}, f_1) . Il convient, maintenant de donner l'ordre de grandeur des erreurs dans la recherche de (T_{c1}, f_1) .

On a les résultats suivants :

Une variation de $10^\circ K$ sur la donnée de T_c conduit à une variation de 1 bar sur la valeur de la pression-bouche à $t=2$ ms et une variation de 3 m/s sur V_p

Une variation de 1 kg/s sur la donnée de f conduit à une variation de 1,3 bars sur la valeur de la pression-bouche à $t=2$ ms et une variation de 6,4 m/s sur V_p

La courbe expérimentale $p_g(t)$ est connue avec une précision Δp de 4bars (correspondant à l'erreur sur la lecture des enregistrements de la pression-bouche) et V_p est connue avec une précision de 1 m/s.

Avec cette procédure, on a pu caler les résultats numériques sur l'enregistrement de la pression de bouche présenté à la figure 20 A pour lequel la vitesse de sortie du projectile était de 1370 m/s. En prenant $2547^\circ K$ et -22.95 kg/s pour T_c et f , on trouve une courbe calculée de p_g coïncidant avec la courbe expérimentale à l'erreur Δp près (figure 24 B) et une vitesse de sortie du projectile égale à 1370,07 m/s. Le code M.C.A.B.I estime ainsi que la valeur maximale de la pression au niveau du capteur est de 283 bars alors que la mesure l'évaluait à environ 205 bars. Ainsi, dans le cas des tirs effectués avec le tube long, l'erreur sur la mesure de la pression maximale serait de l'ordre de 30%, ce qui est considérable.

Le calage des résultats numériques sur l'expérience étant réalisé, on utilise le code M.C.A.B.I pour le calcul des différentes grandeurs moyennes intervenant dans le modèle. On calcule numériquement la pression devant exister au niveau de la bouche (et non plus au niveau du capteur) puisque c'est elle qui agit par sa valeur moyenne dans le modèle analytique.

La valeur maximale de la pression de bouche est ainsi estimée à 272 bars ce qui est faible compte tenu de la masse de poudre utilisée ($\simeq 390\text{g}$) et de la masse des obus ($\simeq 450\text{g}$). Cela est dû à la grande longueur du tube. Ainsi, cette arme permet d'obtenir des vitesses d'éjection de l'ordre de 1370 m/s pour de faibles pressions à la bouche.

Dans le cas du tube court, on a vu précédemment que les enregistrements de la pression de bouche $p_g(t)$ sont exploitables dans leur totalité pour caler les résultats numériques (figure 21 A).

Dans la mesure où on utilise la même munition dans les deux types de tir, on reprend le couple de données initiales (T_{c1}, f_1) calculées avec le tube long pour le calcul numérique des conditions de sorties du tube court. On a alors les résultats suivants:

$V_p = 1293 \text{ m/s}$ (l'expérience donne $V_p = 1250 \text{ m/s}$) mais la courbe calculée de p_g coïncide mal avec l'enregistrement de la pression de bouche pour $t > 0,69 \text{ ms}$ (figure 25 A). Nous pensons que cela vient des effets de la combustion qui persiste après la mise à feu et que le code M.C.A.B.I, trop schématique, ne prend pas en compte.

Ce code M.C.A.B.I utilise le modèle du gaz parfait ($\gamma = 1.25$) et suppose une mise en combustion et un figeage instantanés des gaz brûlés. Or, ces hypothèses ne sont pas réalisées, surtout en des endroits proches de la culasse et à des instants proches de la mise à feu. Dans le tube court, les gaz de poudre n'atteignent peut être pas l'état de figeage dans le tube. Rien d'étonnant alors à ce que les résultats soient meilleurs dans le cas du tube long.

On cherche à améliorer les choses avec un nouveau couple de données initiales (T_{cc1}, f_{c1}) ajustant au mieux les conditions de sortie du tube. Pour cela, on utilise le fait que notre approche théorique suppose que c'est la quantité d'énergie émise durant la durée de la phase supersonique qui détermine le phénomène, plutôt que la façon dont elle est libérée. On peut donc considérer qu'un tir est correctement simulé si les valeurs de V_p , τ , \bar{p}_g , \bar{c}_g et de \bar{E}_g sont identiques dans les deux cas (en gardant

les conditions de chargement), même si les allures des courbes diffèrent quelque peu. Ici, le calage numérique se fait donc au niveau de V_p et de $\overline{p_g}$.

Or, même si, dans le cas du tube court, la mesure de l'évolution de la pression de bouche en fonction du temps est correcte, elle ne suffit pas à déterminer la durée τ de la phase supersonique. Seule une mesure directe de M_g (ie c_g et u_g) peut donner la valeur effective de τ . Dans notre cas, la valeur de τ ne peut être déterminée que numériquement.

Le problème sera résolu globalement si on est capable de trouver un couple de données initiales (T_{cc1}, f_{c1}) tel que sur la durée calculée τ_c de la phase supersonique les valeurs moyennes des pressions de bouche simulée et expérimentale (notées respectivement $\overline{p_{gs}}, \overline{p_{ge}}$) ainsi que les vitesses de projectiles soient identiques aux valeurs expérimentales. Evidemment, pour que la solution retenue soit acceptable, il faut que le couple (T_{cc1}, f_{c1}) soit unique, car, sinon, cela revient à donner une valeur arbitraire à $\overline{p_{ge}}$ par le biais de τ_c .

On est donc conduit à étudier la fonction numérique \mathcal{N} , issue du code M.C.A.B.I., définie sur $([2200^\circ K; 2500^\circ K] \times R)$, à valeurs dans (R^2) et qui à tout couple (T_c, f) fait correspondre le couple $(V_p, \overline{p_g})$.

On a vu, à la page 57 que, pour une valeur donnée de T_c , la vitesse calculée du projectile évoluait dans le même sens que la valeur absolue de f . Autrement dit, en supposant cette évolution continue, on peut dire qu'à chaque valeur de T_c , il n'existe qu'une et une seule valeur de f telle que $V_p = 1250$ m/s. Le problème est donc ramené à l'étude de la fonction numérique \mathcal{N}_p définie par :

$$\mathcal{N}_p(T_c) = \mathcal{N}(1250, T_c)$$

L'étude numérique de \mathcal{N}_p montre alors que cette fonction est strictement décroissante. En supposant cette fonction continue sur son domaine de définition, on en déduit que c'est une bijection de $[2200^\circ K; 2500^\circ K]$ dans $\mathcal{N}_p([2200^\circ K; 2500^\circ K])$. On vient ainsi de démontrer l'unicité du couple (T_{cc1}, f_{c1}) .

En prenant $T_{cc1} = 2279^\circ K$ et $f_{c1} = -17kg/s$ on trouve alors une vitesse de sortie du projectile égale à celle obtenue lors de l'essai $N^\circ 2$ et une pression à la bouche, certes non superposable à l'enregistrement correspondant à l'essai $N^\circ 2$, mais dont la valeur moyenne sur la durée de la phase supersonique est égale à celle trouvée expérimentalement ($\overline{p_g} = 324$ bars figure 25 B).

3.2.2 Diagrammes de marche

Pour évaluer l'action de la balistique intermédiaire sur le vol des obus-flèches, il faut d'abord connaître la chronologie de l'interaction des projectiles flèches et du système d'ondes engendré par les gaz brûlés. Cette étude chronologique nécessite la connaissance de la propagation du souffle sur l'axe de tir. L'idéal aurait été de visualiser directement par ombroscopie les différents phénomènes d'interaction survenant à la bouche. Dans la mesure où cette étude n'a pas été réalisable (paragraphe 3.2.4), on se propose d'utiliser les capteurs au sol pour tracer la progression de l'onde de bouche. On cherche ainsi à vérifier la validité du modèle (2.2, 2.3, 2.7) à des distances à la bouche supérieures à 1 m, en supposant que l'onde de souffle a pris alors une

forme quasi-sphérique dont le centre est \tilde{O} . Sous cette dernière hypothèse (vérifiée pour les tirs effectués sur petits calibres faits ultérieurement et présentés dans le chapitre 3), on peut alors dire que dans le repère (\tilde{O}, x, y, z) , l'onde de bouche passe simultanément en tous les points équidistants de \tilde{O} .

Du point de vue expérimental, les distances et les temps sont rapportés à O_b et à l'instant de débouchage t_0 puisque la position de \tilde{O} et l'instant initial de l'explosion équivalente sont un résultat de calcul calé justement sur l'expérience. Après l'acquisition des données il faut donc opérer un changement d'origine du repère et rapporter les mesures à \tilde{O} . Soient alors X_4 et X_5 les distances respectives des capteurs 4 et 5 à \tilde{O} ($X = \sqrt{(x - X_{\tilde{O}})^2 + (y)^2}$ où x et y sont les coordonnées d'un point M dans le repère (O_b, x, y, z)), la comparaison entre la théorie et l'expérience se fait alors sur les mesures et sur les calculs des temps d'arrivée du souffle rapportés à $t_{\tilde{O}}$ aux distances X_4 et X_5 de \tilde{O} .

Les courbes donnant la réponse des capteurs sont toutes du type de celles représentées figure 26. La distance séparant les capteurs de la bouche étant supérieure ou égale à $20 D$, on ne trouvera pas la trace du précurseur sur les enregistrements puisque celui-ci a déjà été absorbé par l'onde de souffle [7]. Le temps d'arrivée de cette dernière est donc donné par le premier pic de pression. Il est compté à partir du temps t_r de passage du culot du projectile au niveau du capteur de bouche. On observe aussi la dépression qui suit toujours le passage du souffle en un point ainsi que des parasites aux temps $t = 0,1$ ms, $t = 1,85$ ms. Ils correspondent aux déclenchements des batteries de rayons X.

Les valeurs de $\overline{P_g}$, $\overline{c_g}$, $\overline{E_g}$ calculées sont les suivantes : 194 bars, 796 m/s, 189 MJ/s pour le tube long et 324 bars, 803 m/s, 296 MJ/s pour le tube court. Pour l'application du modèle théorique on détermine les coordonnées de \tilde{O} comptées à partir de O_b et de t_0 . On obtient :

$$\begin{cases} x_{\tilde{O}} = 0.143 \text{ m} \\ t_{\tilde{O}} = 0.186 \text{ ms} \end{cases} \quad \text{Tube long}$$

$$\begin{cases} \tilde{X}_O = 0.186 \text{ m} \\ \tilde{t}_O = 0,242 \text{ ms} \end{cases} \quad \text{Tube court}$$

Les figures 27 et 28 donnent les évolutions théoriques du souffle sur l'axe de tir et le passage de l'onde de choc sur les capteurs 4, 5 respectivement pour les tubes long et court dans le repère (\tilde{O}, X, t) .

Les différences relatives entre la théorie et l'expérience ($\frac{\Delta t}{t} = \left| \frac{t_{exp} - t_{th}}{t_{exp}} \right|$) sur les temps mis par l'onde pour parcourir les distances à la bouche de 1m, 1,6m, sont respectivement de 4.18%, 8.34% pour le tube long (encore appelé arme expérimentale) et de 6.9% et 3.6% pour le tube court (appelé aussi arme classique).

Il semble donc que le modèle théorique est mieux adapté à l'arme classique qu'à

l'arme expérimentale. Cela s'explique par le fait que l'arme expérimentale délivre une pression de bouche anormalement faible compte tenu de la vitesse du projectile: en effet, le paramètre $\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}}$ représentatif de l'intensité du jet de gaz brûlés à la bouche vaut, 0.047 pour le tube long et 0.036 pour le tube court. Ainsi, dans les deux cas les tirs sont violents puisque la condition $\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \ll 1$ est vérifiée, mais, comme dans l'élaboration du modèle (2.2, 2.3, 2.7) on a posé $J=0$, le modèle analytique s'éloigne un peu plus de la réalité pour l'arme expérimentale que pour l'arme classique.

À partir des résultats expérimentaux, on cherche à voir l'influence de la quantité d'énergie prise en compte dans notre modèle sur l'adéquation du modèle avec l'expérience. Cela revient en fait à étudier l'évolution des différences relatives définies précédemment en fonction de $\overline{E_g}$ mais aussi de $\overline{p_g}$ et de $\overline{c_g}$, puisque le fait de changer la valeur de $\overline{E_g}$ revient aussi à changer la durée τ_i servant à moyenner les fonctions $E_g(t)$, $p_g(t)$, $c_g(t)$ et donc de modifier les grandeurs $\overline{p_g}$ de $\overline{c_g}$. Les résultats sont résumés dans les tableaux (3.3) et (3.4) présentés ci-dessous; les valeurs négatives signifient que l'onde théorique est en retard sur l'onde expérimentale. La valeur $\tau_i = 0$ signifie que les valeurs de bouche sont prises à l'instant du débouchage.

$\tau_i(ms)$	capteur 4 ($\frac{\Delta t}{t}(\%)$)	capteur 5 ($\frac{\Delta t}{t}(\%)$)	$X_{\bar{O}}$ (m)	$t_{\bar{O}}$ (ms)
3.09	-4.18	-8.34	0.143	0.186
1.6	2.02	-3.76	0.156	0.202
0.8	6.19	1.06	0.163	0.212
0	11.18	5.74	0.173	0.225

TAB. 3.3 – Effet de la valeur de τ_i sur le modèle théorique - Tube long

$\tau_i(ms)$	capteur 4 ($\frac{\Delta t}{t}(\%)$)	capteur 5 ($\frac{\Delta t}{t}(\%)$)	$X_{\bar{O}}$ (m)	$t_{\bar{O}}$ (ms)
1.64	-6.9	-3.6	0.186	0.242
0.8	0.31	3	0.208	0.270
0.4	3.7	6.1	0.216	0.28
0	8	10.02	0.227	0.295

TAB. 3.4 – Effet de la valeur de τ_i sur le modèle théorique - Tube court

On constate que les différences relatives restent globalement du même ordre de grandeurs tant que τ_i reste compris entre $\frac{\tau}{4}$ et τ , mais que ces différences augmentent sensiblement si ce dernier prend des valeurs inférieures à $\frac{\tau}{4}$. Autrement dit, c'est surtout la quantité d'énergie émise à la bouche durant le premier quart de la phase supersonique qui détermine la progression théorique du souffle sur l'axe de tir. Le choix $\tau_i = \tau$ dans le calcul des grandeurs primaires est donc tout à fait justifié puisqu'il conduit à des valeurs de $\overline{E_g}$, de $\overline{p_g}$ et de $\overline{c_g}$ qui sont de l'ordre de grandeur des constantes caractérisant l'onde de souffle issue des tirs à grande vitesse. Enfin,

cette étude montre qu'une erreur sur la valeur de τ reste sans influence sur le modèle théorique. En fait, cela n'a rien d'étonnant car E_g n'intervient qu'à la puissance $\frac{1}{5}$ dans la loi de propagation.

Dans ces conditions, on peut affirmer que ce modèle qui ne tient compte des effets précurseurs que par l'intermédiaire des relations en ordre de grandeur (1.22) est assez robuste pour mettre en place, avec une précision tolérable, le diagramme de marche de l'onde de souffle. On en déduit la chronologie de l'interaction du projectile flèche et du système d'ondes engendré par les gaz brûlés. On constate ainsi, que l'arrière du projectile reste en ambiance de bouche durant une période de 0.25 ms pour le tube long et de 0,422 ms pour le tube court: ces deux temps sont dans les deux cas très brefs.

3.2.3 Détermination expérimentale du centre de l'explosion équivalente

Pour déterminer expérimentalement les positions des centres d'explosions équivalentes, on cherche à évaluer le temps minimal de contact du souffle avec le sol. On considère ainsi le premier point d'impact du choc au sol. Celui-ci est supposé être à la même abscisse que \tilde{O} . C'est du moins ce que montrent les résultats sur des armes de petits calibres avec des petits projectiles [7]. Ici, il n'en est rien.

On se place donc dans le repère au sol (x,t) ayant pour origine le capteur N^O 1 et on interpole les mesures de temps d'arrivée du choc sur les capteurs par la méthode des moindres carrés; on obtient alors les résultats suivants (figure 29A et 29B): $t = -0,41x^3 + 1,74x^2 - 0,96x + 1,47$ pour le tube long et $t = -0,29x^3 + 1,58x^2 - 1,04x + 1,39$ pour le tube court. Certes, le nombre de points dont on dispose ne permet pas une lecture précise du minimum de $i(t)$, mais on peut tout de même le situer entre les points correspondant aux capteurs 2 et 3: \tilde{O} serait donc situé sur l'axe de tir à une distance comprise entre 4D et 10D de la bouche (le calcul donne respectivement pour les tubes long et court 7D et 8.2D). Des résultats similaires ont été trouvés lors des essais sur petits calibres faits ultérieurement et présentés dans la deuxième partie: ces résultats semblent donc être caractéristiques des tirs instationnaires à grande vitesse, et laissent penser que la réflexion sur le sol a lieu avant la formation définitive de l'onde de bouche. La similitude n'est donc pas encore applicable. Les clichés ombroscopiques obtenus lors des essais effectués sur petit calibre, clichés présentés dans la partie II du manuscrit (figures 44 à 47) ont permis de vérifier cette affirmation. En fait, plusieurs phénomènes viennent retarder la fermeture du souffle sur l'axe de tir. Dans un premier temps, comme la vitesse du projectile est plus élevée, les effets du précurseur sont plus importants que ceux observés sur les tirs étudiés habituellement. Or, c'est justement le tourbillon torique issu des phénomènes précurseurs qui empêche le souffle de se refermer sur l'axe de tir. Le temps de clôture du souffle est donc supérieur aux temps trouvés sur les tirs classiques. De plus, le projectile sort de l'ambiance de bouche à des instants proches de la fermeture du souffle ce qui crée une perturbation qui empêche à nouveau la formation totale de l'onde de bouche. Enfin, cette perturbation est amplifiée par la

grande longueur de la flèche ($\frac{L_p}{D} \sim 7$). On ne peut donc pas parler de forme d'onde de bouche à cet instant et a fortiori pas déterminer le centre qu'elle aurait en atmosphère infinie. Il n'y a donc pas de rapport entre la position du point d'impact et celle de \tilde{O} comme ce serait le cas si l'onde avait le temps de se former avant l'impact.

3.2.4 Visualisations

Les deux seules visualisations réussies sur les canons du GIAT concernent des tirs idéaux (figure 30).

A un mètre de la bouche on distingue très nettement la flèche, les sabots, l'onde de choc liée au projectile et une trainée de gaz brûlés. On ne voit pas d'onde de bouche. On peut dire qu'à un mètre de la bouche, le projectile n'est plus du tout en ambiance de bouche mais qu'il ne reste en contact avec les gaz brûlés que par une traîne due à un phénomène d'aspiration de sillage. Cela atteste le fait que l'interaction est très brève et confirme la puissance prédictive de la théorie analytique. On a cherché à situer le choc au moment de la prise de cliché en utilisant la mesure du temps d'arrivée du souffle sur le capteur 3 (situé à 1m de O_b). Cette mesure donne 1,44 ms alors que le cliché est pris à 0,86 ms (les deux temps sont toujours reperés par rapport à l'instant de débouchage du tube). Expérimentalement, on trouve donc un "retard" du souffle au projectile de 0,58 ms.

Ces visualisations montrent que, pour cette configuration, la séparation des sabots a lieu hors du système d'ondes. Néanmoins, le jet de gaz brûlés peut agir sur l'arrière du projectile et être utilisé dans la procédure de séparation pour peu que les sabots s'y prêtent.

Remarque :

Sur la photo, on aperçoit nettement la rupture de la flèche au niveau de la jonction du corps et des ailettes. En fait, pour rendre le tir idéal, la manipulation consistait à faire le vide dans le tube et à obstruer le canon par une fine membrane de plexiglass. Les efforts subis par le projectile lors de la traversée de la membrane se sont répercutés sur l'arrière de la flèche et ont immédiatement provoqué une cassure du barreau au niveau où la structure est la plus faible, à savoir la jonction corps-ailettes.

3.2.5 Essais d'interaction forcée

Pour déceler directement l'action de la balistique intermédiaire sur le vol de la flèche, on a réalisé de nouveaux essais en plaçant une plaque plane sous la bouche. Cette plaque a pour largeur $30D$ (perpendiculairement à l'axe de tir) et pour longueur $15D$ (parallèlement à l'axe); on peut donc considérer que les dimensions de cet obstacle sont grandes devant D . De plus cette plaque est située à 3 calibres de la bouche ce qui est très près. Le jet de gaz brûlés à la bouche est donc fortement dissymétrisé. En fait, on augmente volontairement la dissymétrie du jet qui est faible lorsque le tir a lieu en atmosphère infinie, sans obstacle proche de la bouche. La dissymétrie naturelle est due à l'incidence que peut prendre le projectile lors du

désengagement et aux effets de la séparation sabots-flèche qui sont évidemment tridimensionnels. Cependant cette dissymétrie est très faible aux instants considérés ici. En exagérant la dissymétrie du jet de gaz brûlés, on espère déceler son effet sur les trajectoires des flèches.

La figure 31 A présente différents impacts de flèche issus de tirs effectués avec l'arme expérimentale avec et sans plaque sur une cible placée à 201 m de la bouche. A première vue, il semble que la mise en place de la plaque n'influe que très peu sur la dispersion des impacts et sur la position du point moyen des impacts, puisque les deux séries d'impacts se situent dans la même zone. Néanmoins, on ne peut pas conclure quant à l'action de la balistique intermédiaire sur la dispersion des flèches puisque l'arme impose une déviation identique pour tous les projectiles utilisés et l'on est en droit de se demander si cette déviation n'est pas due à une défaillance structurelle du tube long, défaillance suffisamment importante pour masquer l'action du jet de gaz brûlés et du système d'ondes qu'il génère sur les projectiles.

Par contre, les résultats sont bien plus probants avec l'arme classique. En effet, on remarque très distinctement sur la figure 31 B deux groupes d'impacts, le premier situé globalement dans le demi-plan ($Y > 0$) caractérisant le tir sans plaque, le deuxième situé globalement dans l'autre demi-plan. La plaque a donc ici pour effet de faire descendre la position du point moyen des impacts. Par contre, la dispersion des impacts n'a pas beaucoup évolué; on observe tout au plus une légère augmentation de cette dernière suivant l'axe latéral. Il est néanmoins évident que la balistique intermédiaire a eu un effet sur la précision du tir. Certes, la dissymétrie imposée lors de nos expériences est supérieure à la tridimensionnalité naturelle. L'effet sur la déviation de la flèche ainsi obtenue est de l'ordre de la dispersion propre à l'arme, il semble donc qu'en situation opérationnelle l'effet dispersif lié à la balistique intermédiaire ne puisse être invoqué que de façon secondaire, pour ce type d'obus flèche dont la séparation se produit hors ambiance de bouche.

Cependant, cette expérience montre clairement que de sérieux problèmes de visée sont à prévoir lors de tirs rasants puisque le sol jouerait ici le rôle qu'avait la plaque et provoquerait une déviation importante des trajectoires des projectiles. Il s'agit là d'un phénomène de pure balistique intermédiaire.

Remarques :

Il a été impossible de mettre en évidence l'action de la phase précurseur sur les déviations des impacts de flèches, puisque, comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent, les flèches se sont toutes rompues lors des essais de tir idéaux.

Signalons cependant que du fait de la grande vitesse des projectiles, le précurseur et son jet associé sont relativement intenses et sont évidemment traversés par la flèche. Il y a là une interaction de balistique intermédiaire qu'il faudrait peut-être étudier dans l'avenir car il n'est pas propre aux armes à feu classiques et ne pourra que se renforcer avec l'augmentation des vitesses initiales recherchées dans les canons à rail ou électromagnétiques.

Conclusion

Nous avons cherché à connaître l'effet de la balistique intermédiaire sur la dispersion des impacts de projectiles flèches. Pour cela, nous avons d'abord estimé théoriquement la période durant laquelle le projectile restait en contact avec le système engendré par le jet de gaz brûlés, puis nous avons utilisé l'expérience pour valider le modèle. En modifiant l'écoulement à la sortie du tube, nous avons, par la suite, cherché une modification de la dispersion des impacts. Enfin, nous avons pu obtenir des visualisations ombroscopiques montrant à la fois le projectile et l'écoulement proche de la bouche.

L'estimation de la période d'interaction entre les ondes de chocs et le projectile a été obtenue en reprenant un modèle théorique donnant la progression du souffle sur l'axe de tir pour des tirs à vitesse modérée, élaboré à l'I.M.F.L, et en l'adaptant aux tirs à grande vitesse. Pour cela, nous avons pris en compte l'instantanéité des conditions de sortie existant dans ce dernier type de tir en moyennant le débit d'énergie ainsi que la pression et la vitesse du son à la bouche sur la durée de la phase supersonique. Le calcul de ces valeurs a été réalisé au moyen d'un code de calcul de balistique intérieure simplifié que nous avons élaboré. Les effets de la phase de formation sur la propagation du souffle ont été négligés. Il faut alors de se placer à une distance suffisamment éloignée de la bouche. Le centre de l'explosion équivalente a donc été calculé à partir d'un tir idéal de référence.

Il s'est ainsi avéré que la théorie et l'expérience concordaient avec une différence de l'ordre de 6%. Nous avons eu confirmation du fait que l'obus flèche restait en contact avec le système d'ondes crée par les gaz brûlés pendant un court instant, en tout début de mouvement (0,25 ms pour le tube long et 0,422 ms pour le tube court). Les clichés ombroscopiques ont aussi attesté la brièveté de l'interaction puisqu'à 1 m de la bouche, l'obus n'est en contact avec les gaz brûlés que par une traîne due à un phénomène d'aspiration de sillage. Ces clichés ont aussi montré que l'ouverture des sabots avait lieu hors du système d'ondes. Les essais avec la plaque ont montré que la balistique intermédiaire pouvait avoir une action réelle sur la trajectoire prise par les projectiles. Enfin, les différentes campagnes de tirs nous ont amené à tester l'arme expérimentale à tube long. Il s'est avéré que celle-ci imposait une déviation constante aux trajectoires prises par les flèches. Elle ne peut donc pas représenter une arme opérationnelle à faible pression de bouche. Par contre, son utilisation nous a permis de vérifier la théorie pour ce type d'arme, ce qui augmente d'autant le champs d'application du modèle analytique de l'I.M.F.L.

De ces différents points on peut déduire que la balistique intermédiaire peut être responsable au moins en partie, de la dispersion des impacts de flèches. Plus précisément, il semble que cette action dépende principalement de deux paramètres :

- la durée d'interaction entre l'obus et l'écoulement consécutif à l'expansion des gaz de poudre;
- l'aspect dissymétrique de cet écoulement, c'est à dire essentiellement la géométrie de l'arrière des sabots.

Ces deux paramètres sont liés entre eux. En effet, plus le projectile reste en ambiance de bouche et plus il subit les effets du jet dissymétrique à la bouche de l'arme, ces effets imposant une déviation que l'on estime à environ 20% de la déviation totale de la flèche. Cependant, nous avons montré que de sérieux problèmes de visée sont à prévoir lors de tirs rasants. Il s'agit là d'un phénomène de pure balistique intermédiaire.

Etant donnés les faibles temps d'interaction obtenus lors des essais (surtout pour le tube long), il semble que l'onde de souffle ne rencontre pas toujours le projectile et que ce soit donc au niveau de la phase de formation qu'aït lieu (du point de vue de la balistique intermédiaire) l'action de déviation la plus importante. Nous n'avons pas pu confirmer cette hypothèse par des visualisations puisque l'axe de visualisations a du être placé à 1 m de la bouche. Une étude des tirs instationnaires à grande vitesse sur petit calibre apparaît donc ici comme étant indispensable. En fait, elle présente le double avantage d'être très peu onéreuse comparativement aux essais effectués au GIAT industries (un projectile flèche de calibre 44 mm coute environ 10 kF) et de ne demander qu'un local expérimental relativement restreint pour l'arme et pour l'instrumentation. Cette étude sur petit calibre, présentée ci après va permettre d'étudier plus précisément la progression de l'enveloppe du système d'ondes à la bouche à des instants proches du débouchage.

Enfin, nous avons vu que nos tirs sont caractérisés par des effets précurseurs plus importants que ceux observés sur les tirs étudiés habituellement. Nous allons montrer, grâce aux tirs de simulation, que si l'on tient compte de façon plus stricte des effets précurseurs dans le modèle théorique, alors on réduit fortement les différences entre les propagations théoriques et expérimentales des ondes de souffles issues des tirs GIAT.

Deuxième partie

Tirs instationnaires à grande vitesse à échelle réduite

L'étude présentée dans la première partie du document a permis de quantifier l'action de la balistique intermédiaire sur les déviations des trajectoires des projectiles flèches. Cette action dépend à la fois de la durée d'interaction entre l'obus et l'écoulement consécutif à l'expansion des gaz de poudre et de l'aspect dissymétrique de cet écoulement, soit, en fait, du type d'arme utilisée et des conditions de tir. Ainsi, pour prévoir la déviation du projectile, il faudrait préalablement qualifier le canon utilisé dans une campagne d'essais qui, évidemment serait particulièrement onéreuse. La solution à ce problème est donc de qualifier le canon par une étude sur "petit calibre".

Si les tirs à simuler sont classiques, on sait que cette étude est rendue possible par l'application du modèle (1.35, 1.36). Par contre, si les conditions de sortie sont instationnaires, l'adaptation du modèle précédent ne permet d'approcher la réalité qu'avec une précision d'environ 6%. Nous nous proposons donc ici d'affiner ces résultats en prenant en compte l'effet de la phase de formation de l'onde de souffle et en optimisant le modèle théorique grâce aux résultats obtenus sur l'arme de petit calibre.

Dans le chapitre 4 nous procéderons à l'adaptation des règles de similitude à des conditions de bouche instationnaires et nous calibrerons les munitions de simulation. Nous passerons, alors, dans le chapitre 5, à l'étude proprement dite des tirs effectués au GIAT-industries grâce à l'utilisation de la similitude physique.

Chapitre 4

Faisabilité des essais en similitude

4.1 Effet de la phase de formation sur les conditions de similitude

Nous avons vu précédemment que les projectiles flèches tirés avec les deux armes de calibre 44 mm sont restés en ambiance de bouche durant un faible laps de temps pendant la phase de formation de l'onde de souffle. Si l'on veut simuler correctement les phénomènes de balistique intermédiaire sur la trajectoire des flèches, il faut donc reproduire rigoureusement cette phase de formation.

Rappelons, d'abord, que ce sont essentiellement les phénomènes précurseurs qui sont responsables de l'écoulement de la phase de formation. Ils donnent au souffle une forme anisotrope (qui évolue avec le temps vers une géométrie sphérique) et ils modifient son temps de formation en retardant sa fermeture sur l'axe de tir. Du point de vue de la similitude physique, on a vu (chap 1-2) que, dans les cas de tirs classiques, cette phase de formation dépend des trois paramètres suivants :

$$M_p, \frac{p_a c_a}{p_g c_g}, \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L}{D}$$

Plus précisément, on sait [7] que la forme de l'onde de bouche est directement liée au paramètre M_p et que son temps de formation est, lui, déterminé par les deux autres paramètres. Dans le cas des tirs instationnaires, il faut simplement remplacer p_g , c_g par $\overline{p_g}$ et par $\overline{c_g}$ pour les raisons évoquées au chapitre 2. Ainsi, si l'on veut simuler correctement sur petits calibres les phases de formations obtenues sur calibres moyens, il faut obtenir l'égalité de $M_p, \frac{p_a c_a}{p_g c_g}, \sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L}{D}$ dans les deux tirs. La prise en compte de la phase de formation dans la similitude physique a donc pour conséquence l'abandon de la plupart des simplifications utilisées dans la similitude partielle. Seule reste la simplification concernant la condition (1.10) ($\frac{T_a}{T_g} = \frac{T_a^*}{T_g^*}$), puisque cette dernière est indépendante des effets du précurseur. Par voie de conséquence, le domaine d'étude n'est plus limité à $\frac{x_i}{D} > 10$ et à $\frac{c_a t}{D} > 10$.

En gardant les notations du paragraphe (1.2) (page 28), les conditions de simili-

tude s'écrivent alors :

$$(4.1) \quad \begin{aligned} \gamma_g &= \gamma_g^* & \gamma &= \gamma^* \\ M_p &= M_p^* & M_g &= M_g^* \end{aligned}$$

$$(4.2) \quad \frac{p_a c_a}{p_g c_g} = \frac{p_a^* c_a^*}{p_g^* c_g^*}$$

$$(4.3) \quad \frac{L}{D} = \frac{L^*}{D^*}$$

Tir en présence d'un obstacle:

$$(4.4) \quad \frac{h}{D} = \frac{h^*}{D^*}$$

Les points et instants homologues sont simplement définis par :

$$(4.5) \quad \frac{x_i}{D} = \frac{x_i^*}{D^*} \quad \frac{c_a t}{D} = \frac{c_a^* t}{D^*}$$

L'un des avantages pratiques de cette similitude est qu'elle néglige l'interaction du projectile avec le système d'onde. Ce qui est justifié tant que le projectile est élané et assimilable à une petite perturbation le long de l'axe de tir. Il s'agit donc ici de simuler le système d'onde et non la séparation des sabots . Il est donc clair que cette approche sert essentiellement à fixer la chronologie des phénomènes. Dans le cas où la séparation aurait lieu de façon significative dans le système d'ondes, l'approche présente serait sujette à caution. Cette éventualité est cependant fort peu probable même avec des sabots dessinés pour une ouverture par l'arrière. En effet, même si le jet de gaz jouait un rôle dans ce mécanisme, il se bornerait à communiquer l'accélération initiale au sabots. Dans la suite, nous négligerons donc de représenter la géométrie du projectile. Seule la position du culot a une importance.

Du point de vue particulier de la balistique intermédiaire des tirs de projectiles flèche, cela montre qu'on peut visualiser les phénomènes à la bouche en utilisant des clichés obtenus dans des conditions sur petits calibres, ce qui permet, en outre, de mesurer directement le temps durant lequel le culot du projectile flèche est en ambiance de bouche.

4.2 Configurations et description des montages

4.2.1 Configurations

La partie expérimentale effectuée sur les petits calibres a principalement pour but de visualiser la position du culot du projectile en ambiance de bouche. C'est en effet sur ce point que l'expérience menée sur le calibre de 44 mm s'est avérée pauvre en enseignements. Le seul résultat que l'on a pu tirer des clichés ombroscopiques est que la séparation des sabots a lieu hors ambiance de bouche; on n'a pas pu, et cela est important, visualiser l'enveloppe Σ du système d'ondes issu des gaz brûlés à la bouche.

Pour que les visualisations sur petits calibres soient exploitables, il faut préalablement reproduire les phénomènes suivants :

- Instationnarité des conditions de sortie du projectile.
- Respect de la condition $M_p = M_p^*$.
Ce qui revient à respecter la condition $V_p = V_p^*$ si on peut imposer $c_a = c_a^*$.

4.2.2 Moyens d'essais

L'arme utilisée est constituée d'un tube de calibre 5.56mm et d'un bloc aux pressions prêté par GIAT industries (figure 32 A), ce dernier étant capable de supporter des pressions maximales d'environ 7200 bars. Le tube débouche dans un caisson de tirs élaboré à l'IMFL [14]. Ce dernier est étanche et muni de deux hublots pour les prises de clichés ombroscopiques (figure 32 B).

Les clichés sont obtenus grâce au système de visualisation ultra-rapide chronoloupes utilisé à l'IMFL [15]. Ce système ainsi que le montage employé sont explicités de manière détaillée dans la littérature [14]. On ne donnera donc, ici, que les aspects nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit.

Le montage optique utilisé lors des essais est un montage appelé couramment "montage en Z". il présente l'avantage d'être peu encombrant (figure 33). Du coté émission, le montage comporte une batterie de 24 éclateurs. Les rayons lumineux issus d'un des éclateurs sont une première fois réfléchis sur un miroir sphérique, pour obtenir un faisceau de rayons parallèles au sol. Ce faisceau est ensuite dévié dans le premier hublot à l'aide d'un miroir plan placé à 45° par rapport au trajet du faisceau. Du coté réception, un second miroir plan placé parallèlement au premier renvoie les rayons sur un autre miroir sphérique qui les focalise sur la pellicule photo placée au niveau de la plaque arrière du boîtier récepteur. Comme pour le premier montage ombroscopique utilisé au GIAT, le boîtier de réception n'est pas muni d'obturateur et les clichés sont pris en chambre noire. Avec les tirs effectués sur les petits calibres, les lueurs de bouche ne sont, en général, pas assez importantes pour voiler la pellicule.

Le laps de temps Δt_p entre chaque cliché est constant et peut être réglé de 100 ns à 1s. Une électronique de commande permet d'afficher un délai entre l'instant de

débouchage et celui du premier éclair.

Le tube est instrumenté à la bouche d'un capteur de pression instationnaire de type KISTLER. Ce capteur est positionné au fond d'une cavité. Le canal reliant l'intérieur du tube à la cavité a pour longueur 1,2 mm et son diamètre est de 5mm (figure 38). Ces dimensions assurent une mesure correcte de la pression de bouche. Le signal analogique émis par ce capteur est amplifié au moyen d'un amplificateur de charge KISTLER de type 5007, puis directement numérisé et enregistré par un enregistreur de transitoires LECROY 6810. Cette instrumentation est commune aux deux types d'expériences menées sur les petits calibres, à savoir :

- la qualification et la reproduction des tirs instationnaires à grande vitesse par ajustement des conditions de chargement

- l'étude par visualisation des tirs à grande vitesse pour les chargements optimaux.

Ce capteur sert aussi au déclenchement du système chronoloupe. Ce déclenchement a lieu avec le passage du précurseur au niveau du capteur (on s'est fixé une variation de la pression de 12 bars). Le signal de déclenchement est enregistré par le LECROY. On peut ainsi repérer l'instant du premier éclair par rapport au débouchage du tube; l'instant de débouchage correspondant, comme dans le cas des tirs effectués au GIAT, à un seuil de pression de 100 bars.

Dans le cadre de la qualification des tirs à grande vitesse, on a cherché à mesurer, en plus de la pression de bouche, la vitesse des projectiles. Pour cela, on a disposé dans le caisson deux barrières optiques distantes l'une de l'autre de 100mm (figure 35). Les deux faisceaux sont générés par deux diodes laser (puissance maximum 3 mW, longueur d'onde 670 nm). Chaque faisceau est recueilli par une cellule photo-électrique. Ainsi, lorsque le projectile traverse une des deux barrières, la cellule photo-électrique émet un signal recueilli à la fois par une électronique appropriée et par le LECROY, ce qui permet une vérification rapide des mesures obtenues.

4.3 Qualification des tirs instationnaires à grande vitesse pour les armes de petits calibres

Nous avons vu au chapitre 1.1 que la grande vitesse d'ejection des projectiles augmentait la durée de la phase supersonique à la sortie du tube. Nous nous proposons ici de définir les paramètres de balistique intérieure caractérisant ce type de tirs par une campagne d'essais sur l'arme de calibre 5,56mm.

4.3.1 Les munitions et les poudres

Nous avons directement confectionné les munitions à l'IMFL. On peut ainsi modifier le type et la masse de poudre utilisée, ainsi que les dimensions et la nature

des projectiles. Les poudres employées dans notre étude sont des poudres françaises VECTAN produites par la Société Nationale des Poudres et Explosifs. Ces poudres sont regroupées en famille suivant la forme géométrique des grains: on distingue ainsi les poudres bâtonnets (Ba), sphériques (Sp), paillettes (A), tubal-heptaperforées (Tu) (figure 36) [16]. Chaque poudre possède des caractéristiques cinétiques et thermodynamiques spécifiques dont les principales sont la masse volumique, le potentiel (énergie libérée sous forme de gaz) et la vivacité relative (\sim vitesse de combustion de la poudre mesurée en vase clos). Il n'existe pas, à proprement parler d'échelle quantitative de mesure de la vivacité relative des poudres VECTAN. Elles sont simplement classées les unes par rapport aux autres par comparaison aux poudres produites par DU PONT qui, elles, sont classées suivant un indice de vivacité relative par rapport à une poudre étalon (IMR 4350). C'est la raison pour laquelle, dans la suite du document, on parlera toujours de la vivacité relative d'une poudre par rapport à une autre poudre.

Du point de vue du chargement, on définit le coefficient de remplissage comme étant le rapport du volume occupé par la poudre et du volume interne de l'étui. Il faut alors savoir que certaines poudres - surtout celles du type Sp - ont un comportement dangereux lorsqu'elles sont utilisées en charge réduites, ceci à cause des phénomènes de très fortes surpression apparaissant au moment de la mise à feu: le coefficient de remplissage est ainsi limité inférieurement à 0.5. Pour des raisons de sécurité évidentes, nous n'avons pas non plus utilisé de surcharge en comprimant la poudre avec le projectile.

Nous avons utilisé six poudres différentes dont les vivacités relatives tirées de [16] sont données dans l'annexe B.

Les projectiles employés sont de trois type :

- des balles classiques à 40 grains
- des cylindres de diamètre $d = 5.67$ mm, de longueur = 7mm et de masse 0.5g
- des cylindres de diamètre $d = 5.67$ mm, de longueur = 10.5 mm et de masse 0.75g (appelés balles longues)

Enfin, on a fait varier la masse des projectiles cylindriques en modifiant la nature du métal les constituant.

4.3.2 Résultats

Nous avons résumés dans le tableau (3.1) les différents coefficients de remplissage et les vitesses des projectiles correspondant aux différents tirs.

Au premier abord, la vitesse du projectile dépend à la fois de sa masse, de la poudre et du coefficient de remplissage. Néanmoins, on remarque que, dans tous les cas, la valeur de V_p évolue dans le même sens que le coefficient de remplissage: plus ce dernier est proche de 1 et plus V_p est grande. On voit donc apparaître une condition nécessaire de chargement pour obtenir de grandes vitesses: pour qu'une munition puisse simuler un tir à grande vitesse il faut qu'elle puisse donner une vitesse V_p

supérieure à 1200 m/s avec un coefficient de remplissage égal à 1. Cette condition n'est pas en contradiction avec le fait que, pour certaines poudres, des charges plus réduites occasionnent des surpressions dans la culasse à la mise à feu, ce qui pourrait laisser supposer que le projectile doit être plus véloce avec ce chargement plutôt qu'avec un autre ayant un coefficient de remplissage plus élevé et une pression de culasse plus petite. En fait, dans ces cas de chargement très réduits, la combustion de la poudre est plus rapide puisqu'il y a un grand volume d'air emprisonné dans l'étui, d'où la surpression dans la culasse. Cependant la quantité de poudre reste trop faible pour que la pression dans l'âme du canon se maintienne à de grandes valeurs. La valeur de la vitesse finale est alors plus petite que celle qu'elle prendrait si la masse de poudre était plus importante dans la munition.

Balle	Poudre	Masse de poudre (g)	Coefficient de remplissage	Vp (m/s)
40 Grains	Sp10	1.85	1	1095
	Sp9	1.68	0.9	1009
	Sp7	1.8	0.95	1048
Balle Plomb	Sp10	1.85	1	1140
	Sp3	1.4	0.75	1172
		1.2	0.65	1060
Balle Laiton	Sp10	1.85	1	1204
	Sp7	1.8	0.95	1136
	Sp3	1.4	0.75	1275
		1.2	0.65	1139
Dural	Sp10	1.85	1	1398
	Sp7	1.8	0.94	1400
	Sp3	1.68	1	
		1.2	0.65	1360
		1.15	0.62	1326
		1.10	0.595	1315
		1.05	0.57	1250
		1.2	0.725	1359
	Ba5	1	0.6	1173
		0.8	0.48	1063
		0.9	0.68	1727
	Ba9	0.8	0.6	1626
		0.6	0.45	1400
Dural longue	Sp3	1.68	1	1630
	Ba9	0.7	0.53	1379
		0.6	0.45	1260

TAB. 4.1 – Vitesses des projectiles en fonction des conditions de chargement et de la nature des projectiles

Pour obtenir de grandes vitesses, on constate ainsi qu'il faut utiliser des projec-

tiles légers en Laiton ou en Dural puisque la vitesse des autres projectiles est limitée à des valeurs relativement faibles, quelle que soit la poudre employée. De plus, on voit que si le projectile est très léger (en Dural), on peut atteindre des vitesses d'éjections proches de 1800 m/s. C'est la raison pour laquelle ces derniers projectiles ont été choisis pour la suite de la campagne de qualification des tirs à grande vitesse.

Les mesures faites à la bouche par le capteur KISTLER font apparaître trois types de comportement de la courbe représentative de la pression de bouche (figures 37 à 43) :

- type 1: existence d'un pallier à pression constante juste après le débouchage.
- type 2: existence d'un pallier à pression constante situé à quelques instants après le débouchage.
- type 3: absence du pallier à pression constante.

On remarque d'abord (figures 37 et 38) que ces comportements ne sont pas liés à la vitesse des projectiles. En effet, le premier type de comportement se retrouve avec des vitesses de l'ordre de 1200 m/s, le deuxième type (plus fréquent) se retrouve pour des vitesses allant de 1136 m/s à 1400 m/s et le troisième est obtenu avec $V_p = 1273$ m/s. Autrement dit, on peut très bien obtenir, sur les petits calibres, des écoulements bloqués à la bouche avec des tirs à grande vitesse. Evidemment, il ne faut pas pour autant en conclure que la vitesse du projectile n'intervient pas dans l'existence ou non de phase stationnaire à la bouche; en fait, il faut plutôt penser que, si les conditions de chargement sont telles que V_p est supérieure à environ 1100 m/s, alors il peut y avoir absence de phase stationnaire à la bouche.

Plus précisément, si on regarde les résultats obtenus sur les munitions employant des projectiles légers (figures 39 à 43), il semble que, pour une poudre donnée, ces comportements soient d'abord liés aux coefficients de remplissage et qu'il n'y ait existence d'une phase stationnaire que pour des coefficients de remplissage supérieurs à une certaine valeur notée C_s . C_s est liée à la vivacité relative de la poudre. En effet, avec la poudre Ba5, $C_s \sim 0.48$ tandis que pour la poudre Sp3, plus vive que la Ba5, $C_s \sim 0.57$ et qu'avec la Ba9, une des poudres les plus vives mise sur le marché, $C_s \sim 0.68$. Ainsi, pour les tirs d'armes de petits calibres dont les cartouches sont munies de projectile léger, on vient de mettre en évidence expérimentalement la manière dont les conditions à la bouche se comportent avec le coefficient de remplissage et la vivacité relative de la poudre.

Ainsi, suivant les conditions de chargement, la combustion de la poudre est plus ou moins longue. Si, au moment du débouchage, cette combustion est terminée et que les niveaux de pression dans le tube ne sont pas suffisamment hauts, la pression de bouche chute constamment (type trois). Si maintenant, les conditions dans le tube sont telles que le disque sonique arrive à la bouche à des instants supérieurs au

débouchage et que la combustion n'est pas terminée, la pression de bouche aura le comportement de type 2 (cas déjà évoqué en 1.2). Enfin, si le disque sonique arrive à la bouche juste après le débouchage, on retrouve le cas des tirs stationnaires; les comportements 2 et 3 ne pouvant exister que si la vitesse du projectile est suffisamment grande.

En utilisant les quelques résultats mis en évidence expérimentalement sur la dépendance entre les tirs instationnaires et les différents paramètres de chargement, il en ressort qu'on peut employer des cartouches chargées de 0.6 g de poudre Ba9 munies de balles Dural pour simuler les tirs effectués avec l'arme expérimentale. Pour simuler ceux effectués avec l'arme classique, on reprend les mêmes cartouches mais cette fois-ci munies de balles Dural longues.

Il reste toutefois à signaler que cette campagne d'essais a montré qu'il est expérimentalement très difficile de reproduire exactement sur l'arme de petit calibre l'historique des conditions de sortie obtenues avec les canons GIAT. Nous verrons au chapitre suivant qu'avec l'approche quasi-stationnaire, cette reproduction exacte des conditions de sortie n'est pas nécessaire.

Remarques :

Nous avons mesuré les vitesses de projectiles pour plusieurs tirs effectués avec des cartouches chargées de 0.6g de poudre Ba9 munies de projectiles courts. Les valeurs des vitesses recueillies par le radar se sont toutes situées entre 1395 m/s et 1425 m/s. Nos tirs restent donc répétitifs si on accepte une marge de variation d'environ 25 m/s. On peut principalement attribuer cette marge de variation à la précision avec laquelle on mesure la masse de poudre utilisée dans le chargement. La précision de la balance est de 0.05 g et nos essais montrent qu'une variation de 0.1 g de poudre peut provoquer une variation de vitesses d'environ 100 m/s (tableau 4.1).

De plus, la mesure de vitesse, donnée par le radar, pour la munition simulant la tube court est de 1260 m/s. Or les mesures de vitesses faites ultérieurement à partir de nombreux clichés ombroscopiques situent cette vitesse à 1300 m/s (± 12.5 m/s). Il semble donc qu'une défaillance du radar ait conduit à la sous évaluation de la vitesse du projectile. Cette défaillance ne s'est pas répétée pour les tirs simulant le tube long puisque les mesures recueillies par les deux méthodes coïncident à 25 m/s près.

Ainsi, grâce à ces deux techniques de mesure de vitesse du projectile, nous connaissons la gamme d'imprécision de nos simulations à l'échelle réduite, pour les vitesses d'obus flèches essayés au GIAT-industries. Grossièrement on peut dire que les vitesses obtenues sur le petit calibre sont supérieures d'environ 50 m/s à celles obtenues sur les tubes testés au GIAT-industries. Nous verrons, par la suite, que ces différences de vitesses n'ont que très peu affecté les résultats de notre étude de similitude des tirs instationnaires à grande vitesse.

4.4 Visualisation des phénomènes de balistique intermédiaire

On présente aux figures 44,45,46 et 47 deux séries de 24 visualisations représentatives de l'écoulement à la bouche de l'arme de calibre 5.56 mm dans lesquelles les vitesses des projectiles sont respectivement de 1400 m/s et de 1300m/s.

On peut déjà remarquer la grande qualité de ces visualisations puisqu'on y distingue clairement les différentes ondes de choc (précurseurs, onde de bouche, disque de Mach entre autres), le tourbillon torique lié au disque de mach et le projectile traversant ces différents écoulements.

4.4.1 Le projectile

Comme pour les tirs classiques, les gaz brûlés contournent le projectile juste après le débouchage. L'écoulement autour de ce dernier est alors supersonique et on aperçoit sur les photos 44-10, 46-1 et 46-2 une onde de choc au culot du projectile; le projectile est encore propulsé. Il traverse ensuite le disque de Mach (photos 44-10, 44-11, 46-4, 46-5). Enfin, après la traversée du tourbillon torique alimenté par les gaz brûlés, on constate deux types de sortie du projectile de l'ambiance de bouche suivant la vitesse V_p .

Lorsque $V_p \sim 1400$ m/s, le projectile quitte le système d'ondes alors que l'onde de souffle commence à peine à se former latéralement, il traverse même le précurseur. Par contre, lorsque V_p est proche de 1300 m/s, il semble bien que le projectile, plus lent, sort de l'ambiance de bouche au moment où le souffle vient se refermer sur l'axe de tir. Cela se traduit, dans les deux cas, par un retard sur la formation de l'onde de bouche. Plus exactement, lorsque $V_p \sim 1400$ m/s, le souffle interagit très tôt et uniquement avec les ondes balistiques. L'onde de choc résultante se referme alors sur l'axe en un choc quasiment droit derrière le culot du projectile (photos 45-14 à 45-16). L'interaction entre les ondes balistiques et le précurseur induit aussi un ralentissement de ce dernier sur l'axe de tir (photos 45-17 à 45-19). Il est, par la suite, rattrapé par le projectile à la photo 45-20.

Lorsque $V_p \sim 1300$ m/s, la présence du projectile impose à l'onde de bouche de se refermer sur l'axe de tir derrière le culot. Localement, le souffle prend donc une forme qui tourne sa concavité vers les x positifs (photo 46-8). Cette concavité ne persiste pourtant pas très longtemps puisqu'à l'instant correspondant au cliché suivant ($\Delta t = 10 \mu s$), on ne l'aperçoit pratiquement plus. On remarque, enfin, que, là encore, l'interaction du souffle avec les ondes balistiques ralentit la progression de l'onde de bouche sur l'axe de tir pendant toute la durée des visualisations.

Ce phénomène de ralentissement de l'onde de souffle sur l'axe de tir consécutif à la présence d'ondes balistiques existe aussi sur les tirs classiques (figure 1, photos 13 à 20). Mais, dans ces cas-là, l'onde de bouche est formée et elle est suffisamment puissante pour que sa progression ne soit pas durablement ralentie sur l'axe de tir après le passage du projectile. Pour les tirs instationnaires à grande vitesse, le

projectile a beaucoup plus d'effet sur la formation et la progression du souffle sur l'axe de tir, puisqu'il agit alors que l'onde est, soit non formée, soit à peine refermée. Cela confirme donc bien les remarques faites au paragraphe 2.2.3 concernant l'action du projectile sur la formation et la progression de l'onde de bouche sur l'axe de tir (remarques faites à partir de la simple analyse des temps d'arrivée du souffle au niveau des capteurs au sol).

4.4.2 Les trois phases de développement du souffle

Eloignons nous maintenant de l'axe de tir et étudions l'action des phénomènes précurseurs sur la géométrie de l'onde de bouche.

Rappelons, d'abord que cette forme géométrique dépend essentiellement de la valeur du paramètre M_p . Dans les essais réalisés à l'IMFL, la valeur de c_a est restée constante et égale à 340 m/s. M_p n'a donc pris que les deux valeurs 4.12 et 3.82. Autrement dit, quelle que soit la valeur de p_a , on n'observera que deux géométries différentes des ondes de souffles: une semblable à celle présentée aux figures 44 et 45 si $V_p \sim 1400$ m/s, l'autre semblable à celle présentée aux figures 46 et 47 si $V_p \sim 1300$ m/s.

L'étude des clichés des figures 44 à 47 nous permet ainsi de décomposer les développements des deux types d'ondes de bouche en trois même phases.

Dans la première phase (photos 45-16 à 45-22 et 46-6 à 47-9), l'onde de souffle a une forme très anisotrope et ressemble à certaines configurations déjà présentées dans la littérature [7].

La deuxième phase de développement que l'on peut situer entre la fermeture sur l'axe et la disparition de l'anisotropie sous l'effet de la contre pression (photos 45-15 et photos 45-16) suit le schéma suivant. L'onde s'arrondit sur la partie avant du souffle (sauf sur la région proche de l'axe de tir pour les raisons énoncées précédemment) puis le phénomène affecte les parties latérales. Pour s'en convaincre, on présente figure 48 des relevés des positions du souffle à différents instants de la deuxième phase sur lesquels on a fait coïncider des cercles par la méthode des moindres carrés pour $V_p \sim 1300$ m/s. Cette comparaison n'a pas pu être menée pour $V_p \sim 1400$ m/s. En effet, l'incertitude sur l'instant de débouchage du tube et les problèmes de synchronisation qui en découlent, ne nous ont pas permis de visualiser l'onde de bouche sur une période suffisamment longue. Sur la figure 49, on a néanmoins présenté les évolutions du souffle au cours du temps pour les deux tirs de simulation respectivement à $V_p \sim 1400$ m/s et à $V_p \sim 1300$ m/s. Ainsi, même si, pour $V_p \sim 1400$ m/s, le nombre de clichés obtenus dans cette phase est très restreint, on constate tout de même cette chronologie de l'évolution des souffles vers leurs formes définitives quasi-sphérique dans les deux cas(figure 49).

On peut ainsi mieux comprendre les résultats obtenus dans la recherche de la position du centre de l'explosion équivalente à partir des mesures données par les capteurs au sol. Ces derniers l'évaluent à une distance d'environ huit calibres de la bouche. En fait, cette mesure correspond à l'abscisse du centre O_f de la sphère

tangente à l'onde sur sa partie avant. Pour illustrer ce résultat, on a présenté à la figure(50 A) le relevé des positions du souffle juste avant qu'il n'atteigne le sol (figure 47 photo 15), ainsi que le cercle centré en $x = 45.26$ mm (repère O_b) obtenu par optimisation au sens des moindres carrés sur la face avant de l'onde. Cette mesure n'est pas tout à fait égale à l'abscisse de O_f car le contact avec le sol a lieu à un instant légèrement postérieur à celui de la photo. Il faut donc situer O_f à une abscisse légèrement inférieure à 45,26 mm. Par ailleurs, en utilisant la méthode basée sur l'interpolation des temps d'arrivée du souffle sur les capteurs (paragraphe 2.2.3) , on situe le premier point d'impact de l'onde de bouche au sol à 43.90 mm du capteur 1 (figure 50B). Si on tient compte de la précision de ce dernier calcul (faible nombre de capteurs), on peut affirmer que le premier point d'impact du souffle au sol est situé à l'aplomb de O_f . C'est donc bien l'abscisse de O_f qui est mesurée par la méthode décrite au paragraphe 2.2.3.

La troisième phase correspond, enfin, au moment où l'onde est quasi-sphérique de centre \tilde{O} . C'est évidemment durant cette phase que la comparaison des temps d'arrivée expérimentaux du souffle au sol et de ceux calculés sur l'axe de tir prend un sens.

Les visualisations proposées aux figures 44 à 47 laissent toutefois penser que le début de cette troisième phase est, ici, nettement plus éloigné de l'instant de débouchage que dans le cas des tirs classiques. La cause principale de ce phénomène étant l'interaction précoce de l'onde de souffle avec le projectile (tube court uniquement) et les ondes liées à celui-ci.

Chapitre 5

Application de la similitude aux tirs à grande vitesse

Nous avons mis en place, dans l'étude précédente, les outils nécessaires à l'utilisation des armes de petits calibres dans la compréhension des tirs instationnaires à grande vitesse obtenus lors des campagnes d'essais effectués au GIAT industries. Nous disposons ainsi de munitions adaptées et d'un ensemble de règles de similitude permettant la simulation d'un tir d'arme par un autre issu d'une arme différente. Ces règles de similitude (4.1 à 4.5) nécessitent la connaissance des grandeurs $\overline{p_g}$, $\overline{c_g}$, $\overline{p_g^*}$ et $\overline{c_g^*}$. Nous avons vu au chapitre 2 que le calcul direct de ces grandeurs moyennes n'était pas possible sur l'arme de petit calibre. La question de l'utilisation pratique des règles de similitude (4.1 à 4.5) vient ainsi se poser tout naturellement à l'expérimentateur. Elle devra, par conséquent, être résolue en premier. Ensuite, nous pourrions étudier en détail la chronologie de l'interaction du projectile et du système d'onde à la bouche.

5.1 Adaptation des grandeurs primaires au domaine d'étude

D'une façon générale, on sait que les phénomènes de balistique intermédiaire sont essentiellement fonction de l'énergie émise à la bouche. Dans nos configurations de tir à grande vitesse, le débit d'énergie n'est pas constant au cours du temps comme cela était le cas dans [7] pour l'étude des canons aéronautiques. La question est donc de prendre en compte le plus judicieusement possible l'instationnarité des conditions de sortie.

Appelons schématiquement $E_g(t)$, le débit d'énergie émis à la bouche, il lui correspond une grandeur dimensionnée $\overline{E_g}$ qui permet d'écrire $E_g(t) = \overline{E_g} \dot{E}_g(t)$ où \dot{E}_g et t sont des grandeurs réduites sans dimension. Il est clair que la similitude entre deux tirs de calibres D et D^* exigera : $\dot{E}_g(t) = \dot{E}_g^*(t^*)$ ce qui sera vraisemblablement très difficile à réaliser. On cherchera donc un moyen pragmatique de substituer à l'égalité des deux fonctions l'égalité de deux constantes. L'idée élémentaire mais efficace

est de prendre une valeur moyenne de $\dot{E}_g(t)$ pendant un temp adimensionné τ_i caractéristique de la durée d'observation qui nous importe. Posons $\langle \dot{E}_g(t) \rangle_{\tau_i}$ cette valeur. Dire que c'est cette moyenne qui caractérise le mieux la fonction $\dot{E}_g(t)$ pour notre phénomène, signifie que c'est plus l'énergie émise que son débit qui compte. L'ajustement de τ_i revient donc à mesurer la part d'énergie émise à la bouche qui est dissipée par le phénomène étudié, ici, en l'occurrence l'onde de bouche et le jet associé. L'étude ci-dessous donnera la règle pragmatique pour aborder ce problème. On remarquera que choisir $\overline{E}_g = \langle E_g(t) \rangle_{\tau_i}$ revient à prendre $\langle \dot{E}_g(t) \rangle_{\tau_i} = 1$, ce qui ramène la formulation à celle du cas classique à la seule différence que les valeurs de bouche \overline{E}_g , \overline{p}_g et \overline{c}_g sont les moyennes temporelles et non les valeurs directement obtenues par mesure sur un débit constant.

5.1.1 Méthode expérimentale de validation de la similitude

5.1.1.1 Exposé de la méthode et configurations

Considérons un tir d'arme de calibre moyen. Soient τ_i une durée de référence, \overline{p}_g et \overline{c}_g les valeurs moyennes de $p_g(t)$ et de $c_g(t)$ sur τ_i . Soit alors un autre tir effectué sur le petit calibre et représenté par les symboles étoilés. Puisque, désormais, les règles de similitude (4.2 à 4.5), concernant la phase de formation, s'appliquent, le domaine de validité de la similitude englobe la zone proche de la bouche. Cherchons alors les conditions à respecter si on veut que les deux tirs soient en similitude avec l'approche quasi-stationnaire équivalente définie ci-dessus.

La simplicité expérimentale est facilitée par deux facteurs. D'abord il a été démontré que la condition $\frac{\overline{c}_g}{c_a} = \frac{c_g^*}{c_a^*}$ n'est pas une règle de similitude dans une large gamme de température extérieure. D'autre part, la composition des poudres conduit toujours à $\overline{c}_g \sim \overline{c}_g^*$. On est donc ramené essentiellement aux conditions :

$$(5.1) \quad \tau_i^* = \frac{D^*}{D} \tau_i$$

$$(5.2) \quad \frac{\overline{p}_g}{p_a} = \frac{\overline{p}_g^*}{p_a^*}$$

$$(5.3) \quad \frac{\overline{E}_g}{\mathcal{P}_2} = \frac{\overline{E}_g^*}{\mathcal{P}_2^*}$$

avec $\mathcal{P}_2 = \overline{p}_g \overline{c}_g D^2$ et $\mathcal{P}_2^* = \overline{p}_g^* \overline{c}_g^* D^{*2}$

$$(5.4) \quad c_a^* = c_a$$

Ces conditions peuvent être réalisées en atmosphère contrôlée avec l'arme de petit calibre étalonnée au chapitre 4. Pour une comparaison avec le canon GIAT, il nous faut donc vérifier que nous pouvons reproduire à échelle réduite les résultats expérimentaux obtenus au chapitre 3. En particulier, les mesures de pression au sol

et les temps d'arrivée de l'onde de bouche qui, en l'absence de visualisation, sont nos seuls résultats. Nous allons nous efforcer grâce aux essais à échelle réduite de tirer le maximum de ces seuls résultats sur les canons GIAT.

Ainsi, la simple disposition des capteurs au sol permettra à l'expérimentateur d'obtenir un certain nombre de renseignements capitaux si sa connaissance du phénomène global est confortée par l'étude en similitude à échelle réduite. Il saura par exemple à quel instant l'onde de bouche prend sa forme quasi-sphérique centrée en \tilde{O} . Enfin, les positions des capteurs par rapport à la bouche appartiennent à des domaines spatiaux où la validité des simplifications apportées à la similitude peut varier. L'écart détecté sur les temps adimensionnés d'arrivée de l'onde sur les capteurs situés en deux points homologues dans les deux tirs constitue alors un bon moyen de vérification de l'adaptation ou non des valeurs des grandeurs \overline{p}_g , \overline{c}_g et \overline{E}_g choisies pour réaliser au mieux la similitude. La démarche expérimentale qui doit être suivie est donc la suivante :

- on considère, d'abord, une des deux armes de calibre 44 mm
- on calcule, ensuite, les valeurs de \overline{p}_g et de \overline{c}_g pour différentes valeurs de τ_i . Pour cela nous avons choisi de faire varier τ_i entre 0 et τ la durée de la phase supersonique.
- les relations (5.1) et (5.2) nous permettent d'obtenir les valeurs de \overline{p}_g^* et de \overline{c}_g^* et la valeur de la pression p_a^* qu'il faut fixer pour que les tirs de différents calibres soient en similitude
- pour estimer la précision de la similitude, on mesure, enfin, les écarts sur les temps adimensionnés d'arrivée de l'onde sur les capteurs situés aux points homologues.

Pour cela on simule le sol par une plaque plane située de façon homologue par rapport aux armes. La condition de similitude (4.5) indique que cette plaque doit être placée à 20 calibres de l'axe de tir (h représente, ici, la distance de la bouche à la plaque).

Il faut ensuite disposer sur la plaque simulant le sol cinq capteurs. La position respective des uns par rapport aux autres doit, là encore, respecter la condition (4.5). C'est à dire que le capteur $N^o 1$ est situé à l'aplomb de la bouche et que les autres sont séparés de ce dernier des distances de 4D, 10D, 22.72D et 36.36D. En plus de la mesure des temps d'arrivée de l'onde au niveau des capteurs, c'est l'ensemble du signal reçu par chaque capteur qui peut être comparé entre les deux types de tirs.

Notons, enfin, la pression p_a^* existant dans le caisson de tir doit être contrôlée pour que la relation (4.2) soit vérifiée pour toutes les valeurs des grandeurs moyennées \overline{p}_g obtenues en faisant varier τ_i .

Lors des campagnes d'essais effectuées au GIAT-industries, on a obtenu des valeurs des pressions de bouche bien supérieures à celles enregistrées sur l'arme de petit

calibre. La condition 5.2 indique donc clairement que, dans le caisson de tir, p_a^* doit être inférieure à 1 bar.

5.1.1.2 Moyens d'essais

Les cinq capteurs de pression instationnaires employés lors de ces expériences sont identiques à ceux utilisés au GIAT. Les signaux émis par ces capteurs sont amplifiés par des amplificateurs-conditionneurs VISHAY de bande passante 100 Mhz puis directement enregistrés et numérisés par le LECROY.

De plus, le caisson de tir est relié à une pompe à vide pour satisfaire à la condition de similitude (5.2) et mettre l'intérieur du caisson de tir en dépression par rapport à l'atmosphère ambiante.

Enfin, on ne dispose que d'un tube de calibre 5.56 mm de longueur 500 mm. Dans l'état actuel des choses, cela signifie que si on respecte la condition $\frac{p_a c_a}{p_g c_g} = \frac{p_a^* c_a^*}{p_g^* c_g^*}$, alors, on ne peut pas respecter rigoureusement la condition de similitude $\frac{L}{D} = \frac{L^*}{D^*}$. Un choix s'impose donc. Pour cela, il faut évaluer plus en détail l'influence séparée de chaque paramètre sur l'écoulement issu du jet de gaz brûlés et voir aussi ce que le respect d'une condition plutôt que de l'autre impose sur le plan de la réalisation pratique des tirs.

On a vu au chapitre précédent que les deux paramètres (4.2) et (4.3) influent sur la progression du souffle. En fait, il a été démontré ([9] et [7]) que (4.3) influe plus particulièrement sur la durée de la phase de formation, alors que (4.2) est lié à l'intensité du précurseur et que, pour cette raison, il est le moins influent des trois paramètres retenus dans la similitude de la phase de formation. On ne doit donc pas, a priori, négliger (4.3) si on s'intéresse au voisinage immédiat de la bouche ($x/D \sim 10$).

Notons d'abord que les capteurs de pression au sol, qui servent à vérifier la similitude des tirs, ont été placés à des distances à la bouche relativement grandes, ce qui fait que (4.2) et (4.3) sont sans grande influence sur les temps d'arrivée du souffle au sol, pour peu que l'on ait respecté les conditions en ordre de grandeur :

$$(5.5) \quad \frac{p_a c_a}{p_g c_g} = 0(10^{-3}) \quad \frac{p_a^* c_a^*}{p_g^* c_g^*} = 0(10^{-3})$$

$$\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L}{D} = 0(1) \quad \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \sqrt{\frac{c_a^*}{c_g^*}} \frac{L^*}{D^*} = 0(1)$$

De plus, si on choisissait de ne pas respecter (4.2), les points homologues seraient redéfinis par :

$$\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \frac{x}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \frac{x^*}{D^*}$$

Ainsi, pour chaque tir de configuration différente, on serait obligé de modifier la position de la plaque par rapport à la bouche ainsi que les positions des capteurs sur cette plaque. Cela s'avère être une condition expérimentale difficile à réaliser puisque les capteurs sont montés en membrane affleurante et qu'il faut, pour les installer,

percer la plaque de part en part. On imagine donc mal la confection de plaques instrumentées de cinq capteurs pour chaque configuration souhaitée. Ainsi, dans notre recherche d'optimisation des paramètres $\overline{E}_g, \overline{p}_g, \overline{c}_g$, il apparaît très clairement qu'il est préférable de respecter (4.2) plutôt que $\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \frac{L}{D} = \sqrt{\frac{p_a^*}{p_g^*}} \frac{L^*}{D^*}$.

En résumé, nous effectuons la similitude partielle suivante :

$$(5.6) \quad \begin{aligned} \gamma_g &= \gamma_g^* & \gamma &= \gamma^* \\ M_p &= M_p^* & M_g &= M_g^* \end{aligned}$$

$$(5.7) \quad \frac{p_a}{\overline{p}_g} = \frac{p_a^*}{\overline{p}_g^*}$$

$$(5.8) \quad \frac{h}{D} = \frac{h^*}{D^*}$$

Les points et instants homologues sont définis par :

$$(5.9) \quad \frac{x_i}{D} = \frac{x_i^*}{D^*} \quad \frac{c_a t}{D} = \frac{c_a^* t^*}{D^*}$$

5.1.2 Résultats

5.1.2.1 La pression de bouche

Les mesures de pression de bouche $p_g(t)$ obtenues pour les deux gammes de tirs ($V_p \sim 1300$ m/s, $V_p \sim 1400$ m/s) effectués sur l'arme de calibre 5,56 mm ont été présentées figures 42 et 43. On trouve aux figures 51 et 52 ces mêmes mesures comparées à celles obtenues sur les armes de calibre 44 mm dans les deux configurations extrêmes $\tau_i = \tau$ et $\tau_i = 0$, où \overline{p}_g correspond à la pression crête mesurée. Dans le cas du tube long, les capteurs de pression de bouche ne sont pas homologues puisque, lors des essais réalisés au GIAT, le capteur était placé à 15 cm en retrait de la bouche. On a donc comparé la courbe expérimentale obtenue sur le petit calibre à celle calculée par le code MCABI et présentée à la figure 22 B.

On constate bien que, dans les deux configurations, la condition (5.2) est respectée. En effet, sur les figures 51 A et 52 A, on vérifie aisément que les aires délimitées par les droites ($\dot{t} = 0$), ($\dot{t} = \sqrt{\frac{p_a c_a}{p_g c_g}} \frac{c_a \tau}{D}$) et par les courbes de pression réduites, sont égales pour deux tirs en similitudes. Sur les figures 51 B et 52 B ce sont simplement les rapports des pressions crêtes et des pressions existantes dans le milieu extérieur qui sont identiques.

De plus si l'on regarde, dans le cas du tube court, les niveaux de pression liés aux précurseurs ($t < 0$), on remarque qu'ils sont très proches, mais que le précurseur est légèrement plus rapide sur le petit calibre. C'est la conséquence directe du non respect de (4.3). En effet, la longueur de l'arme de calibre 5,56 mm est, en variables adimensionnées, plus courte que celle de l'arme de calibre 44 mm, ce qui fait que le précurseur issu de l'arme de petit calibre atteint la bouche avant celui issu de l'arme de calibre moyen.

5.1.2.2 Similitude sur la propagation de l'onde de bouche

Les études menées précédemment et présentées aux chapitres 2 et 3 ont montré que toutes les ondes de souffles, issues des tirs effectués avec les trois armes de calibres 44 mm et 5,56 mm, atteignent d'abord le sol en des points situés entre les capteurs 2 et 3, et, qu'elles progressent, ensuite, de part et d'autre de ces points. Ces derniers étant tous plus proches du capteur 3 que du capteur 2, les perturbations issues du jet de gaz brûlés atteignent d'abord le capteur 3 puis le capteur 2. Autrement dit, du point de vue de la source de l'écoulement (la bouche), tout se passe comme si le capteur 3 était le plus proche, suivi, dans l'ordre, des capteurs 2, 1, 4 et 5.

Les comparaisons des temps d'arrivée adimensionnées des ondes de souffle au niveau des capteurs au sol sont présentées aux figures 53 et 54. En plus des deux estimations $\tau_i = \tau$ et $\tau_i = 0$, on donne aussi les résultats obtenus sur des cas intermédiaires $\tau_i \sim \frac{\tau}{3}$ pour le tube long et $\tau_i \sim \frac{\tau}{2}$ pour le tube court de façon à pouvoir apprécier la sensibilité des résultats au choix de τ_i .

Considérons, d'abord, les résultats obtenus sur le tube court figure 53. On constate que lorsque $\tau_i = \tau$, les temps d'arrivée adimensionnés obtenus sur les capteurs 1-2-4 et 5 sont remarquablement proches, ce qui n'est pas le cas pour le capteur 3. Si on fait maintenant évoluer τ_i vers 0, on voit que les écarts de mesures correspondants aux capteurs placés, du point de vue de l'écoulement, au loin, augmentent, alors que ces mêmes écarts donnés par le capteur le plus proche diminuent. De plus, lorsque $\tau_i = 0$, l'écart de temps, très faible au niveau du capteur 3, augmente continûment au fur et à mesure que l'on s'éloigne de ce dernier. On peut donc en conclure que, dans la similitude des phénomènes de balistique intermédiaire du tube court, les grandeurs moyennées $\overline{p_g}$ et $\overline{c_g}$ doivent être adaptées au domaine d'étude. Ainsi, si on s'intéresse uniquement à l'écoulement existant près de la bouche aux instants proches du débouchage, les grandeurs $p_g(0)$ et $c_g(0)$ sont les plus représentatives des phénomènes physiques rencontrés. Par contre, si on s'éloigne de la bouche, il faut prendre en compte plus d'énergie pour pouvoir continuer à représenter l'onde de bouche. Enfin, l'excellente concordance des temps d'arrivée adimensionnés obtenus sur les capteurs 1 - 2 - 4 et 5 avec $\tau_i = \tau$ souligne la justesse des prévisions sur les propagations de l'onde de bouche présentées aux chapitres 1 et 2 en prenant $\tau_i = \tau$. Il s'agissait bien alors de représenter le champ lointain de la bouche.

L'approche quasi-stationnaire utilisée dans l'étude de nos tirs peut donc se justifier, à la condition d'introduire dans le bilan le paramètre τ_i pour quantifier l'énergie émise pendant un temps significatif.

Si on regarde maintenant les mesures obtenues pour le tube long (figure 54), on retrouve globalement les mêmes résultats, mais ici, les variations restent de l'ordre des erreurs dues à l'expérimentation (précision sur la valeur de la pression p_a^* entre-autre). Là encore, ces mesures nous permettent de conclure que, pour simuler les écoulements dans les zones proches de la bouche, il est préférable d'adimensionner le problème avec les valeurs crêtes de la pression et de la vitesse du son à la bouche, alors que, si on s'intéresse à des zones contenant les capteurs 4 et 5, il vaut mieux moyenner p_g et c_g sur une durée plus longue comme celle de la phase supersonique.

5.1.2.3 Similitude des pressions au sol

Les résultats énoncés ci-dessus ne concernent que l'exploitation des mesures des temps d'arrivée de l'onde de souffle sur les capteurs de bouche. A priori, ils n'ont d'intérêt que dans le cadre de l'étude des ondes de souffle. Or, dans celui de l'étude de l'interaction des projectiles flèches avec l'écoulement issu du jet de gaz brûlés, on a vu qu'il valait mieux s'intéresser au jet de gaz brûlés dans la mesure où le projectile n'est que très peu, voire pas du tout, en contact avec l'onde de bouche. L'étude de cette dernière n'étant motivée que par le fait que l'onde constitue l'enveloppe de l'écoulement. Si on veut donc savoir si cet écoulement est correctement simulé, il faut comparer directement les signaux de pression enregistrés par les capteurs au sol.

De telles comparaisons sont présentées aux figures 55 à 58 pour les choix extrêmes $\tau_i = \tau$ et $\tau_i = 0$ et pour les deux tubes de calibre 44 mm. On peut constater que, dans la plupart des cas, les pressions enregistrées au sol sur les tirs de simulation, correspondent à celles obtenues aux points homologues sur les armes de calibre moyen sur une durée adimensionnée relativement grande ($\dot{t} \sim 2$ pour les deux tubes).

Les différences sont dues essentiellement aux moyens de mesure qui ne sont pas réduits en similitude (bande passante, surface des membranes, taille du caisson d'expérience, ...). Les légères différences au niveau des temps d'arrivée des différents phénomènes (ondes de bouches, réflexions diverses, passage du disque de Mach, ...) témoignent de l'adéquation plus ou moins bonne du choix de τ_i et en tout état de cause de l'instationnarité des conditions à la bouche. Il reste cependant que ces effets sont réellement très faibles au vue de l'excellente coïncidence d'ensemble.

Aussi, moyennant le bon choix de la valeur du paramètre τ_i en fonction de l'éloignement à la bouche, l'expérience confirme qu'il est possible d'employer des armes de petit calibre pour simuler les tirs instationnaires à grande vitesse sur des armes de calibre moyen non seulement pour des grandeurs globales comme $X(t)$ mais encore pour les grandeurs locales.

Compte tenu de ces résultats, il semble logique de considérer qu'une étude précise de la phase de formation de l'onde de bouche peut être faite en choisissant $\tau_i = 0$, c'est à dire la pression crête mesurée pour p_g . C'est ce choix qui prévaut pour l'étude de l'interaction gaz brûlés, culot d'un projectile flèche à grande vitesse, puisque cette interaction a lieu avant la formation du souffle.

5.1.2.4 Application aux projectiles flèches

Nous avons cherché à mesurer directement les temps d'interactions τ_p entre les culots des projectiles et les écoulements à la bouche pour les tirs effectués avec les deux armes de GIAT-industries. Dans la mesure où les projectiles ne sont pas en similitude, seuls les temps durant lesquels les culots des projectiles sont restés en ambiance de bouche sont significatifs. Evidemment, les résultats que nous présentons, ici, sont, certes plus proches de la réalité que ceux présentés au chapitre 2, mais ils restent entachés d'erreurs dues au non respect de (4.3) dans la mesure où les interactions ont lieu dans les zones proches des bouches. Une expérimentation respectant (4.2) et (4.3), en plus des autres conditions de similitude, permettrait d'affiner les valeurs présentées. Quelques configurations et moyens d'essais inhérents à cette expérimentation sont proposés dans la littérature [7]. Elles n'ont pas ici été mises en place car on s'est surtout intéressé à l'étude de l'influence du paramètre τ_i dans la similitude physique.

On appelle τ_p la durée de l'interaction, à savoir l'écart de temps entre le débouchage du tube et le moment où le culot se trouve hors de l'écoulement de gaz brûlés et de l'onde de bouche. L'abscisse par rapport à la bouche où l'interaction prend fin sera notée x_{τ_p} .

Pour l'arme de petit calibre, la mesure donne :

$$\begin{cases} x_{\tau_p}^* = 72.29 \cdot 10^{-3} m \\ \tau_p^* = 50.7 \cdot 10^{-6} s \end{cases} \quad \text{pour la simulation du tube long,}$$

et à :

$$\begin{cases} x_{\tau_p}^* = 101.64 \cdot 10^{-3} m \\ \tau_p^* = 77.7 \cdot 10^{-6} s \end{cases} \quad \text{pour la simulation du tube court.}$$

La précision sur les durées d'interaction données ci-dessus est d'environ $3 \mu s$. Cette précision tient compte des erreurs de parallaxe et de l'incertitude sur le pointage. En utilisant les règles de similitudes (4.5), on obtient pour les armes de calibre moyen :

$$\begin{cases} x_{\tau_p} = 0.572 m \\ \tau_p = 0.401 \cdot 10^{-3} s \end{cases} \quad \text{Pour le tube long}$$

et

$$\begin{cases} x_{\tau_p} = 0.804 m \\ \tau_p = 0.615 \cdot 10^{-3} s \end{cases} \quad \text{Pour le tube court}$$

Ces temps d'interaction, même s'ils sont un peu sous-évalués du fait des valeurs un peu fortes des vitesses V_p obtenues sur l'arme de petit calibre, restent néanmoins

très brefs. Si on compare ces résultats à ceux obtenus par l'utilisation du modèle théorique (2.2, 2.7), on constate que les mesures de τ_p calculées au chapitre 2 sont plus faibles que celles obtenues ici (on avait alors $\tau_p = 0.25$ ms pour le tube long et $\tau_p = 0.422$ ms pour le tube court). Cela s'explique par le fait que, sur l'axe de tir et durant toute la période d'interaction τ_p , la frontière Σ de l'écoulement issu du jet de gaz brûlés n'est pas encore l'onde de souffle. C'est, en fait, la surface de contact entre les particules issues du jet et l'air comprimé par le précurseur. La propagation de cette surface Σ donne naissance seulement plus tard à l'onde de bouche et peut être assimilée au piston de la théorie développée à l'IMFL. Sa propagation est donc moins rapide que celle de l'onde de souffle. Or, dans notre calcul de τ_p effectué au chapitre 2, on a assimilé l'onde de bouche à Σ dès la zone proche de la bouche, les temps d'interactions ainsi calculés ne peuvent donc être qu'une approximation inférieure des durées réelles d'interaction.

Pourtant, l'ordre de grandeur est respecté et les conclusions faites au chapitre 2 restent tout à fait valables, puisque les durées d'interaction sont faibles par rapport aux temps caractéristiques de l'écoulement que sont le temps de formation et la durée de vie du souffle. Les valeurs de τ_p sont plus grandes dans le cas du tube court que dans celui du tube long. Les effets de la balistique intermédiaire sur le vol des projectiles doivent donc être plus importants pour les tirs effectués avec l'arme de calibre moyen plus classique que pour l'arme expérimentale. Cela avait été d'ailleurs directement montré par les essais d'interaction forcée, comme le précise l'étude ci-dessous.

Comme pour les essais à GIAT, nous avons visualisé la perturbation induite par la mise en place de la plaque plane à trois calibres sous la bouche. Pour cela, nous avons placé dans le caisson de tir une plaque plane, dont les dimensions sont conformes aux conditions de similitude (4.4 et 4.5). Les visualisations sont présentées figures 59, 60 et 61 pour les deux configurations à $\tau_i = 0$.

On distingue ainsi nettement les différentes perturbations apportées à l'écoulement. Les particules et les différentes ondes de choc qui progressent de la bouche vers le sol sont rapidement arrêtées par la plaque. Elles sont alors renvoyées et viennent modifier fortement le reste de l'écoulement. Par exemple, on peut distinguer sur les photos 59-7 et 60-6 la réflexion de l'onde de choc limitant la zone où le jet est surdétendu. On distingue également l'interaction de cette réflexion avec le culot du projectile sur les photos 60-7 et 60-8. Ainsi, lorsque le projectile quitte la bouche de l'arme, il entre très rapidement dans un écoulement dissymétrique et, plus le temps d'interaction est grand, plus les effets de cet écoulement dissymétriques près de la bouche sont importants. C'est ce que montrent les résultats présentés à la figure (32). Ces clichés permettent, en outre, de donner une idée de l'écoulement résultant de tirs rasants et présentent donc un intérêt certain pour l'étude de ce type de tirs.

5.2 Utilisation de l'arme de petit calibre dans l'optimisation du modèle théorique

L'étude menée précédemment avec l'arme de petit calibre a permis de réaliser la similitude physique des tirs instationnaires à grande vitesse. Certes, les vitesses des projectiles obtenues sur le petit calibre sont supérieures d'environ 50 m/s à celles obtenues sur les armes de calibre moyen. Mais, les comparaisons des signaux recueillis par les capteurs au sol montrent, d'une part, que cette différence de vitesse n'a pas beaucoup d'importance si on se situe à plus de 20 calibres de la bouche. De plus, c'est avant tout les évolutions des différences de temps d'arrivées du souffle sur les capteurs qui a un sens réel dans le cadre de l'adaptation des paramètres. On a pu également montrer que l'interaction des projectiles avec l'écoulement à la bouche est mieux simulé en prenant comme références, dans un modèle stationnaire, les valeurs crêtes de la pression et de la vitesse du son à la bouche. Par contre, au loin, il faut prendre en considération une quantité d'énergie plus importante et donc, il faut adimensionner le problème avec les valeurs de pression et de vitesse du son à la bouche moyennées sur une durée τ_i voisine de la durée totale de la phase supersonique.

Pour l'instant, on ne s'est donc intéressé qu'aux propagations expérimentales des surfaces Σ délimitant l'écoulement issu des gaz brûlés avec, soit l'air comprimé par le précurseur, soit le milieu extérieur. Il n'a ainsi pas encore été question de la propagation théorique, donnée par le modèle (2.2, 2.7), de l'onde de souffle sur l'axe de tir. On se propose donc, ici, d'utiliser les simulations de tirs d'armes de calibre moyen pour justifier et affiner les résultats présentés dans le chapitre 2.

5.2.1 Mesure de l'abscisse de \tilde{O} et estimation du début de la troisième phase de développement de l'onde de souffle

On a vu (paragraphe 2.2.2) que, pour un tir donné, ce n'est qu'à partir du moment où l'onde de bouche prend sa forme quasi-sphérique que la comparaison entre les progressions du souffle sur l'axe de tir et au sol a un sens. Encore faut-il qu'à partir de ce moment, l'onde soit toujours centrée sur le même point. De plus, l'intérêt du modèle théorique (2.2, 2.7) est qu'il prédit la progression du souffle, du moment où ce dernier est homothétique à lui-même au cours du temps et possède ainsi, un centre d'explosion équivalente. Celui-ci, défini et mesuré une fois pour toutes, a une position par rapport à la bouche déductible de la position d'un autre, par les règles de similitude. Pour les tirs instationnaires à grande vitesse, la recherche de l'existence de ce centre constitue donc un point important dans notre étude. Dans les chapitres 1 et 2 on avait déterminé sa position, à partir des résultats obtenus sur les tirs classiques quasi-stationnaires [7], publiés dans la littérature. Il convient ici de vérifier cette approche.

Pour cela, nous avons vérifié sur tous les clichés obtenus sur l'arme de petit calibre, qu'à partir d'un certain temps t_c du débouchage, l'onde de souffle est toujours centrée autour d'un point dont les coordonnées dans le repère lié à la bouche et à

l'instant de débouchage, s'écrivent de manière unique en variables adimensionnées. On peut diviser notre problème en deux. Le premier est la recherche du point de vue géométrique du point \tilde{O} . Ce problème ne fait donc intervenir que la forme des ondes de souffles et la similitude physique. Le deuxième est la recherche de l'instant initial de l'explosion équivalente située en \tilde{O} . Dans ce problème, on utilise le modèle théorique (2.2, 2.7).

Considérons d'abord l'aspect géométrique. On sait que, pour reproduire les tirs effectués au GIAT-industries, seules les deux vitesses de projectile $V_p \sim 1400$ m/s et $V_p \sim 1300$ m/s ont été nécessaires. Il n'existe donc que deux géométries à étudier. Autrement dit si on démontre l'existence de \tilde{O} dans seulement deux tirs pour lesquels les vitesses des projectiles sont respectivement de l'ordre de 1400 m/s et 1300 m/s, on aura démontré l'existence de \tilde{O} dans tous les autres tirs et pour tous les calibres en similitude avec ces deux tirs prototypes. La démonstration idéale consiste alors à relever les positions de l'onde et à vérifier qu'elles sont toutes centrées en un point dont la distance à la bouche vérifie la première des relations (2.7) soit ici :

$$(5.10) \quad x_{\tilde{O}} = 30.10^{-3} \sqrt{\frac{\bar{p}_g}{290}} \sqrt{\frac{\bar{c}_g}{780}} \frac{5.56}{7.62} (m)$$

avec \bar{p}_g et \bar{c}_g calculées sur la totalité de la phase supersonique puisque on se situe à des distances suffisamment éloignées de la bouche.

Malheureusement, les dimensions du champ optique ne permettent pas de visualiser une partie suffisamment grande du souffle. Le calcul de \tilde{O} par la méthode d'ajustement d'équations de cercles sur le relevé de points est alors imprécis. Il vaut mieux, ici, utiliser les mesures recueillies par les capteurs au sol.

On se place donc dans le repère (\tilde{O}, X, t) (défini page 60 paragraphe 3.2.2) puis on compare la progression, directement mesurée sur les visualisations, de l'onde de souffle sur l'axe de tir, avec celles, au sol, données par les capteurs. L'abscisse de \tilde{O} est évaluée à l'aide de la relation (5.10).

On présente à la figure 62 A, la comparaison pour $V_p \sim 1400$ m/s et à la figure 62 B celle pour $V_p \sim 1300$ m/s. Les valeurs de \bar{p}_g et de \bar{c}_g sont calculées à l'aide des relations données page 82 et des résultats donnés à la page 60. On a ainsi $\bar{p}_g = 131$ bars, $\bar{c}_g = 796$ m/s pour $V_p \sim 1400$ m/s et $\bar{p}_g = 148$ bars, $\bar{c}_g = 803$ m/s pour $V_p \sim 1300$ m/s. Ces tirs ne simulent pas les tirs présentés page 60 car les pressions dans le caisson sont respectivement pour les vitesses $V_p \sim 1400$ m/s et $V_p \sim 1300$ m/s de 0.54 bars et de 0.36 bars. Ces tirs d'arme de petit calibre sont néanmoins représentatifs des tirs GIAT. Ils simulent, en effet, des tirs effectués à $p_a = 0.795$ bars avec le canon à tube long et à $p_a = 0.79$ avec celui à le tube court.

Les coordonnées de \tilde{O} sont :

$$\begin{cases} x_{\tilde{O}} = 20,2 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ t_{\tilde{O}} = 26,26 \cdot 10^{-6} \text{ s} \end{cases} \quad V_p \sim 1400 \text{ m/s}$$

$$\begin{cases} x_{\tilde{O}} = 26,24 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ t_{\tilde{O}} = 34,37 \cdot 10^{-6} \text{ ms} \end{cases} \quad V_p \sim 1300 \text{ m/s}$$

On voit, ainsi, qu'aux incertitudes de mesures près, l'onde de souffle est isotrope aux moments où elle atteint les capteurs 4 et 5. Par contre, ce n'est pas encore le cas lorsqu'elle arrive au niveau du capteur 3. Dans les deux tirs, les visualisations montrent que l'instant τ_{sp} à partir duquel l'onde prend sa forme quasi-sphérique est proche de celui correspondant à l'arrivée de l'onde sur le capteur 4 (noté τ_4). De plus, puisque les centres mesurés sont confondus avec ceux calculés par la relation (5.10), on peut affirmer que ces centres ne sont autres que les centres des explosions équivalentes. Il est donc possible d'employer l'analogie de l'explosion violente isotrope pour l'étude des tirs instationnaires à grande vitesse, comme c'est le cas pour les tirs classiques, puisque l'expérience montre que, géométriquement, à partir de τ_{sp} , toutes les ondes de bouches sont centrées autour de \tilde{O} . Le faible nombre de capteurs ne permet pas d'ajuster plus finement la valeur de τ_{sp} . De plus, le fait que, dans les deux tirs, τ_{sp} est proche de τ_4 nous invite à penser que cette propriété reste vraie si on modifie la valeur de τ_i . En effet, les résultats présentés figures (53 et 54) indiquent que les différences, tant sur la forme du souffle, que sur sa progression sont plus importantes lorsque la vitesse varie de 100 m/s que lorsque la pression p_a varie d'environ 0.1 bars. Ils dépendent donc plus de M_p que des paramètres liés à l'intensité du tir comme $\frac{\bar{p}_q}{p_a}$.

De cette étude sur la géométrie des ondes de souffle issues des tirs GIAT, on a donc dégagé les deux résultats suivants :

- L'instant τ_{sp} à partir duquel l'onde prend sa forme quasi-stationnaire est très éloigné de l'instant de débouchage. On peut même affirmer que τ_{sp} est proche de τ_4 .
- Si on choisit de prendre la durée de la phase supersonique comme durée d'observation des phénomènes, alors les lieux des centres des explosions équivalentes à nos tirs sont homologues à ceux des tirs classiques idéaux et peuvent être obtenus de façon universelle grâce à la première formule (2.7).

5.2.2 Recherche de l'instant initial de l'explosion équivalente

L'étude menée dans la partie I montre que le modèle théorique (2.2, 2.7) prédit la propagation du souffle sur l'axe de tir avec des différences de l'ordre de 6 % par rapport à l'expérience. On vient de voir que ces différences de propagations ne sont pas dues au calcul des abscisses de \tilde{O} . Elles proviennent donc soit de l'approche quasi-stationnaire, soit du calcul de $t_{\tilde{O}}$, dans la mesure où ce calcul est effectué à partir de résultats issus d'un tir idéal.

Mais il ne faut pas oublier que l'approche quasi-stationnaire a déjà été utilisée avec

succès dans la similitude physique (paragraphe 5.1.2). De plus, on sait que les projectiles influencent fortement les ondes de souffles dès leur naissance, en retardant leur fermeture sur l'axe de tir, ce qui a pour conséquence d'allonger considérablement la durée de la phase de transition du souffle vers sa forme quasi-sphérique définitive. Par ailleurs, les études menées à l'IMFL [7] montrent que si un phénomène physique (second précurseur par exemple) vient augmenter de façon sensible la durée de la phase de transition du souffle vers sa forme quasi-sphérique, alors l'instant initial de l'explosion équivalente n'est plus homologue à celui d'un centre d'explosion correspondant à un tir idéal. Un ajustement de $t_{\tilde{O}}$ est nécessaire.

Nous nous proposons, ainsi, de démontrer que, dans nos tirs, le projectile joue un rôle identique à celui du second précurseur dans les tirs classiques. On considère ainsi les deux tirs proposés dans le paragraphe précédent ($V_p \sim 1400$ m/s et $p_a = 0.54$ bars, $V_p \sim 1300$ m/s et $p_a = 0.36$ bars).

Des calculs de $t_{\tilde{O}}$ sont effectués par régression d'une courbe $X - x_{\tilde{O}} = C((t - t_O)^{0.6})$ au sens des moindres carrés sur les positions du souffle sur l'axe de tir au cours du temps relevés sur les visualisations ou les mesures recueillies par les capteurs 4 et 5. Ils donnent :

$$t_{\tilde{O}} = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ s} \quad V_p \sim 1400 \text{ m/s}$$

$$t_{\tilde{O}} = 16.45 \cdot 10^{-6} \text{ s} \quad V_p \sim 1300 \text{ m/s}$$

Par contre, l'utilisation de la deuxième relation de (2.7) situe les formations de \tilde{O} respectivement pour les simulations des tubes long et court à $28.45 \cdot 10^{-6}$ s et $37.57 \cdot 10^{-6}$ s.

Avec les nouvelles valeurs de $t_{\tilde{O}}$ obtenues par régression, on voit (figure 63) que l'adéquation entre l'expérience et la théorie est presque parfaite, et ceci que l'onde de souffle soit quasi-sphérique ou non. Les différences de 6% sur les propagations expérimentales et théoriques du souffle, calculées avec le modèle présenté aux chapitres 2 et 3 ne sont donc pas dues à l'approche quasi-stationnaire, mais bien au fait que les effets précurseurs n'étaient pas assez pris en compte. Le tir idéal de référence ne permettait pas d'évaluer correctement \tilde{O} . Le projectile joue donc bien le rôle qu'à le second précurseur dans certains tirs classiques. Il augmente les effets précurseurs en retardant, par sa présence et par celle des ondes balistiques associées, la fermeture sur l'axe de tir du souffle.

On a ainsi cherché à estimer les temps réels de formation des centres d'explosions équivalentes correspondant aux tirs effectués au GIAT-industries en utilisant les mesures recueillies par les capteurs au sol. Compte tenu de la précision inhérente au nombre de mesures dont on dispose, on constate que si on prend $t_{\tilde{O}} = 0.08 \cdot 10^{-3}$ s pour le tube long et $t_{\tilde{O}} = 0.15 \cdot 10^{-3}$ s pour le tube court, les différences entre les temps d'arrivée du souffle théorique et expérimental respectivement au niveau des capteurs 4 et 5 sont de 2.1 %, 3.9% pour le tube long et de -0.4 %, 0.2% pour le tube court. Ici encore les différences entre la théorie et l'expérience sont fortement diminuées.

Remarque :

En variables adimensionnées les nouveaux temps $t_{\bar{O}}$ correspondant aux tirs de l'arme de petit calibre sont de $3.86 \cdot 10^{-3}$ lorsque $V_p \sim 1400$ m/s ($p_a = 0.54$ bars) et de $32.28 \cdot 10^{-3}$ lorsque $V_p \sim 1300$ m/s ($p_a = 0.36$ bars). Ces temps ne sont donc pas en similitude. Cela vient du fait que les projectiles influencent différemment les ondes de souffle dans les deux tirs. On voit ainsi que la deuxième formule (2.7) ne revêt pas le caractère universel de la première. Cela s'explique, pour les tirs intenses, par le fait qu'il y a un découplage assez net entre les règles de similitude caractérisant les effets précurseurs sur la forme de l'onde de bouche et ceux qui conditionnent le temps de formation. La forme est essentiellement déterminée par les conditions de tir idéal et la règle $M_p = M_p^*$. Ce sont les conditions les mieux respectées ici et celles qui sont en général les plus faciles à réaliser. Le temps de formation est plutôt caractérisé par $\sqrt{\frac{p_a}{p_g}} \sqrt{\frac{c_a}{c_g}} \frac{L}{D}$ qui est difficile à réaliser et qui n'est pas respecté ici entre les essais à $V_p \sim 1400$ m/s et ceux à $V_p \sim 1300$ m/s, et par l'interaction entre l'onde de bouche, le projectile et/ou les ondes balistiques associées. Nous proposons donc ici une méthode simple pour recalculer le temps $t_{\bar{O}}$ sans avoir ni à respecter cette condition, ni à reproduire dans le détail l'interaction. Il suffit de disposer un capteur de pression au sol loin de la bouche, dans la zone "quasi-sphérique". Dès lors $t_{\bar{O}}$ peut être ajusté de façon à ce que la propagation théorique passe par le point du diagramme de marche correspondant à la mesure (pour limiter les erreurs dues à l'expérimentation, il est tout de même souhaitable de disposer plusieurs capteurs au sol). On utilisera alors de préférence une valeur de \bar{p}_g moyennée sur un temps long puisque le point de mesure est loin de la bouche. Avec cette procédure, la détermination du diagramme de marche de l'onde de bouche d'un tir quelconque se borne à une mesure de pression dans le champ et à celle de la pression de bouche. La précision peut alors être de l'ordre de 2%.

Conclusion

Les tirs instationnaires à grande vitesse rencontrés sur les armes de calibre moyen lors des campagnes d'essais effectués au GIAT-industries ont été simulés avec succès sur une arme de calibre 5.56 mm. La phase de formation a été prise en considération de façon beaucoup plus stricte que dans le cas des tirs classiques. Des visualisations ombroscopiques des écoulements à la bouche ont été obtenues pour chaque tir.

L'approche quasi-stationnaire des conditions de sortie caractérisant nos tirs a été validée. Ces tirs sont ainsi caractérisés par l'énergie émise à la bouche. On a alors démontré qu'entre deux tirs issus d'armes de calibres différents, il n'est pas nécessaire de reproduire l'historique de l'écoulement à la bouche. Seule compte la reproduction des valeurs des grandeurs moyennes $\overline{p_g}$, $\overline{c_g}$ et $\overline{E_g}$. De plus, l'introduction du paramètre τ_i dans la similitude physique permet d'optimiser cette dernière, dans la mesure où τ_i détermine la quantité d'énergie à prendre en compte en fonction du domaine spatio-temporel considéré.

Aussi, si on souhaite étudier l'interaction des projectiles flèches avec l'écoulement à la bouche, il est préférable d'adimensionner le problème avec les valeurs crêtes de la pression et de la vitesse du son à la bouche puisque les projectiles ne restent en ambiance de bouche que durant environ $50.7 \cdot 10^{-6}$ s pour le tube long et $77.7 \cdot 10^{-6}$ s pour le tube court. Si on s'intéresse, par contre, à des zones distantes d'au moins 20 calibres de la bouche, il vaut mieux moyenniser $p_g(t)$ et $c_g(t)$ sur une durée plus longue τ_i comme celle de la phase supersonique τ . Cette procédure est conseillée pour la détermination du diagramme de marche.

Du point de vue de la modélisation de la propagation de l'onde de souffle sur l'axe de tir, on sait que la relation 2.2, issue de l'analogie avec les explosions violentes isotropes, est parfaitement adaptée aux tirs instationnaires à grande vitesse avec l'approche quasi-stationnaire, et en prenant, par exemple, $\tau_i = \tau$. De plus, dans le calcul du lieu de l'explosion équivalente, on peut utiliser un tir idéal classique de référence. Par contre, les effets précurseurs, accentués par le projectile, imposent d'ajuster l'instant initial de l'explosion au tir considéré par la procédure expérimentale simple décrite en 5.2.2.

Dans ces conditions le modèle analytique développé à l'IMFL s'avère particulièrement fiable dans l'étude des propagations des ondes de souffles issues des tirs instationnaires à grande vitesse.

En dernier lieu, signalons que l'étude de l'interaction entre la balistique intermédiaire et le projectile se réduit, dans le cas des armes testées au GIAT, à celle du débouchage du canon. Dans ce cadre, les résultats théoriques et la similitude de tir sous ses formes actuelles, ne peuvent rendre le service escompté. Il faut inclure dans ce cas d'autres paramètres comme la géométrie du projectile et la rigidité des éléments solides. Du point de vue de la visualisation de l'écoulement lui-même, le recours à l'échelle réduite est presque la seule possibilité expérimentale du fait des très fortes lueurs de bouche. L'autre technique serait numérique mais peu de codes

sont en mesure de traiter ce problème actuellement.

Conclusion générale

La quantification de l'action de la balistique intermédiaire sur le vol des projectiles flèches nous a conduit à étudier un type de tir d'arme très particulier que l'on a dénommé tir instationnaire à grande vitesse. Ce type de tir se caractérise expérimentalement par l'absence totale de pallier de pression constante sur la courbe représentant l'évolution de la pression de bouche en fonction du temps. De plus, juste après le débouchage, l'écoulement à la bouche est supersonique durant une durée importante. Ce type de tir concerne en premier lieu les canons de GIAT-industries destinés aux projectiles flèches dans la mesure où le problème consiste à obtenir la plus grande vitesse possible pour une masse de poudre donnée.

Deux axes de recherche ont été suivis. Le premier avait pour but de fixer la chronologie de l'interaction entre le culot du projectile et le système d'ondes issu du jet de gaz brûlés, l'autre devait mesurer directement l'action de la balistique intermédiaire sur le vol des flèches. L'étude a été menée du point de vue théorique et expérimental. Deux armes de calibre 44mm, l'une expérimentale dite "à tube long", l'autre plus classique dite "à tube court" et une arme de calibre 5.56 mm ont été utilisées.

Pour fixer la chronologie de l'interaction, nous avons cherché à calculer analytiquement la propagation de la surface Σ séparant le milieu extérieur de l'écoulement issu du jet de gaz brûlé. En première approximation cette surface a été assimilée à l'onde de bouche. Nous avons ainsi d'abord adapté à nos tirs, un modèle analytique élaboré à l'IMFL et prédisant la propagation des ondes de souffle issues des tirs classiques, sur l'axe de tir. Ce modèle est bâti autour de l'idée suivant laquelle l'onde de bouche est principalement déterminée par le flux, constant, d'énergie à la bouche. On utilise ensuite une théorie de similitude physique et une analogie avec les explosions violentes et isotropes en atmosphère infinie au repos. La propagation du souffle est alors calculée à partir d'un centre d'explosion équivalente. Si on ne s'intéresse pas à la phase de formation, les coordonnées du centre d'explosion équivalente sont homologues à celles définissant un centre d'explosion d'un tir idéal. Ce modèle avait été validé par l'expérience sur des armes de calibres 5.56 mm, 7.62 mm et 30 mm [7].

L'adaptation aux tirs instationnaires à grande vitesse a consisté à moyenniser l'énergie à la bouche sur une durée caractéristique de référence. On a ainsi constaté que c'est plus l'énergie émise à la bouche, que l'évolution instantanée de son apport au

cours du temps qui détermine le phénomène. L'approche par similitude indique que si on s'intéresse aux lieux et instants proches du débouchage, la durée caractéristique de référence tend vers zéro. Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement à la bouche sont alors les valeurs obtenues à l'instant du débouchage. En revanche, si on s'intéresse à la propagation de l'onde de souffle sur l'axe de tir à partir du moment où elle est complètement formée, il faut prendre en compte l'énergie émise à la bouche durant une durée d'observation supérieure au quart de la durée de la phase supersonique; la meilleure adéquation entre la théorie et l'expérience ne survient que lorsque la moyenne se fait sur la durée totale de cette phase supersonique. Pour calculer ces valeurs caractéristiques à la bouche sur les armes de calibre moyen, on a réalisé un code de calcul de balistique intérieure simplifié.

Du point de vue des applications aux projectiles flèches, la théorie et l'expérience s'accordent sur le fait que l'interaction entre le culot du projectile et le système d'ondes issu du jet de gaz brûlé est très brève et a lieu durant la phase de formation du souffle. De plus, les projectiles flèches utilisés dans les tirs GIAT ne rencontrent pas les ondes de souffle. L'ouverture des sabots se fait ainsi en atmosphère infinie. Dans ces conditions le modèle théorique évalue les temps d'interaction avec une faible précision. Seule une mesure directe faite à partir des visualisations ombroscopiques peut être obtenue. La simulation des tirs GIAT par l'arme de petit calibre prend ainsi toute son importance car, non seulement, elle n'est pas très onéreuse, mais, en plus, elle est facile à mettre en œuvre. Cela n'est pas le cas avec les tirs GIAT car les lueurs de bouche sont alors tellement intenses qu'elles voilent les pellicules photos dans la plupart des cas (notons toutefois que les quelques clichés obtenus sur les tirs GIAT n'avaient jamais encore été obtenus en France).

En couplant ces résultats avec ceux obtenus dans l'étude d'interaction forcée, on en a déduit que la balistique intermédiaire peut être responsable au moins en partie, de la dispersion des impacts de flèches. Plus précisément, cette action semble dépendre principalement des deux paramètres suivants :

- la durée d'interaction entre l'obus et l'écoulement consécutif à l'expansion des gaz de poudre
- l'aspect dissymétrique de cet écoulement, c'est à dire essentiellement la géométrie de l'arrière des sabots et l'incidence de désengagement du projectile à la bouche.

Ces deux paramètres sont liés entre eux. En effet, plus le projectile reste en ambiance de bouche et plus il subit les effets du jet dissymétrique à la bouche de l'arme, ces effets imposant une déviation que l'on estime à environ 20% de la déviation totale de la flèche.

Dans le cadre de l'étude des ondes de souffle issues des tirs GIAT, les visualisations ainsi que les mesures données par les capteurs au sol montrent que le projectile et les ondes balistiques associées augmentent de façon significative les effets précurseurs sur le temps de formation de l'onde de bouche, en retardant sa fermeture sur l'axe de tir. Le souffle ne prend alors sa forme définitive quasi-sphérique qu'à partir d'instantanés très éloignés du moment du débouchage. Du point de vue de la modélisation par explosions équivalentes, on a ainsi le choix entre deux démarches :

- Si on décide de ne pas prendre en compte les effets précurseurs. Le modèle est alors très facile à mettre en œuvre à partir des données définies à la page précédente. La précision des calculs est, dans ces conditions, de 94%.

- Si on prend en compte les effets précurseurs, il faut alors calculer directement l'instant initial de l'explosion équivalente en utilisant soit les visualisations ombroscopiques si elles peuvent être obtenues, soit en disposant au moins un capteur de pression au sol dans la zone "quasi-sphérique" de l'onde de souffle. Par contre, les lieux des centres des explosions équivalentes restent homologues avec le tir idéal classique de référence. Dans ces conditions, le modèle analytique et l'expérience s'accordent particulièrement bien.

L'extension du modèle analytique développé à l'IMFL aux tirs instationnaires à grande vitesse est donc une réussite. L'approche quasi-stationnaire est donc suffisamment puissante pour tenir compte de l'instationnarité des conditions de sortie. Cela est dû au fait que c'est principalement l'énergie émise à la bouche durant le premier quart de la phase supersonique qui détermine les phénomènes de balistique intermédiaire.

Ce modèle est ainsi une référence incontournable pour les futures études théoriques et numériques de balistique intermédiaire.

Incidemment, nous avons par ailleurs mis en place les conditions expérimentales pour l'étude des tirs rasants. Rappelons que dans ces tirs les effets de la balistique intermédiaire sur le vol des projectiles flèches sont très importants (de l'ordre de la déviation totale des projectiles).

Pour conclure, on peut dire que cette thèse valide les modèles théoriques simples de l'IMFL ainsi que la similitude de tir dans un cadre très élargi par rapport aux travaux de base. On peut donc dire que désormais tout problème de balistique intermédiaire, voire de génération de choc (tubes à choc ouverts ou mise à feu de tuyère) doit d'abord être examiné avec ces moyens peu coûteux avant de faire l'objet de travaux à l'échelle 1.



Troisième partie

Annexes

Annexe A

Schéma de Mac Cormack

Soit à résoudre l'équation aux dérivées partielles suivante:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{F}(U)}{\partial \lambda} = \mathcal{G}(U),$$

le domaine d'intégration étant $t \in [0, t_f]$ et $\lambda \in [0, 1]$.

On considère le maillage présenté figure 6C. On note U_i^n la valeur de l'inconnue U en $t_n = n\Delta t$ et $\lambda_i = i\Delta\lambda$. Connaissant les U_i^n , on veut déterminer les U_i^{n+1} par le schéma de Mac Cormack.

La première étape consiste à effectuer une prédiction de U_i^{n+1} que l'on note \bar{U}_i^{n+1} et qui est calculée de la manière suivante:

$$\bar{U}_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta\lambda} (\mathcal{F}(U_{i+1}^n) - \mathcal{F}(U_i^n)) + \Delta t \mathcal{G}(U_i^n).$$

Dans un deuxième temps, on effectue une correction qui fournit une deuxième approximation $\bar{\bar{U}}_i^{n+1}$:

$$\bar{\bar{U}}_i^{n+1} = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta\lambda} (\mathcal{F}(\bar{U}_i^{n+1}) - \mathcal{F}(\bar{U}_{i-1}^{n+1})) + \Delta t \mathcal{G}(\bar{U}_i^{n+1}).$$

La solution au pas $t_{n+1} = (n+1)\Delta t$ est alors:

$$U_i^{n+1} = \frac{1}{2} (\bar{U}_i^{n+1} + \bar{\bar{U}}_i^{n+1}).$$

Ce schéma est explicite d'ordre 2 à la fois en t grâce à la méthode de prédiction correction et en λ par l'approximation de la dérivée de \mathcal{F} d'abord par une différence à droite puis par une différence à gauche.

Annexe B

Correspondance approximative entre les poudres Françaises Vectan et certaines poudres étrangères

TABLEAU DE CORRESPONDANCE APPROXIMATIVE ENTRE LES POUDRES FRANÇAISES VECTAN ET CERTAINES POUDRES ÉTRANGÈRES, D'APRÈS LA VIVACITÉ APPARENTE									
Poudres pour armes de poing									
Vectan S.N.P.E.	Du Pont	Her- cules	Hodg- don	Olin W.W.	Nor- ma	Bofors	Nobel I.C.I.	Rott- weil R.W.S.	Kemira
Ba 10	700 X	Bull- seye	HP 38		R 1	PK 3			
As				231		PK 5	PP 3	P 805	N 310
		Red Dot	Trap 100	452			SP 80	P 801	N 320

Poudres pour armes de poing									
Vectan S.N.P.E.	Du Pont	Her- cules	Hodg- don	Olin W.W.	Nor- ma	Bofors	Nobel I.C.I.	Rott- weil R.W.S.	Kemira
A 1	P B SR 7625	Green Dot		473		PK 4	SP 82	P 804	
Ba 9		Unique						P 803	
	SR 4756		HS 5 HS 6				SP 83		
A o				540					
Sp 8		Herco					PP 2		N 340
							SP 84		
		Blue Dot		571			SP 86		
Ba 5			HS 7						
Sp 3				630				P 806	
Ba 6		2400							
					R 123			30 C	
			H 110				PP 1		
				296		PK 6			N 110
Tu 1	SR 4759 4227								

**TABLEAU DE CORRESPONDANCE APPROXIMATIVE ENTRE
LES POUDRES FRANÇAISES VECTAN ET CERTAINES
POUDRES ÉTRANGÈRES, D'APRÈS LA VIVACITÉ APPARENTE**

Poudres pour armes d'épaule

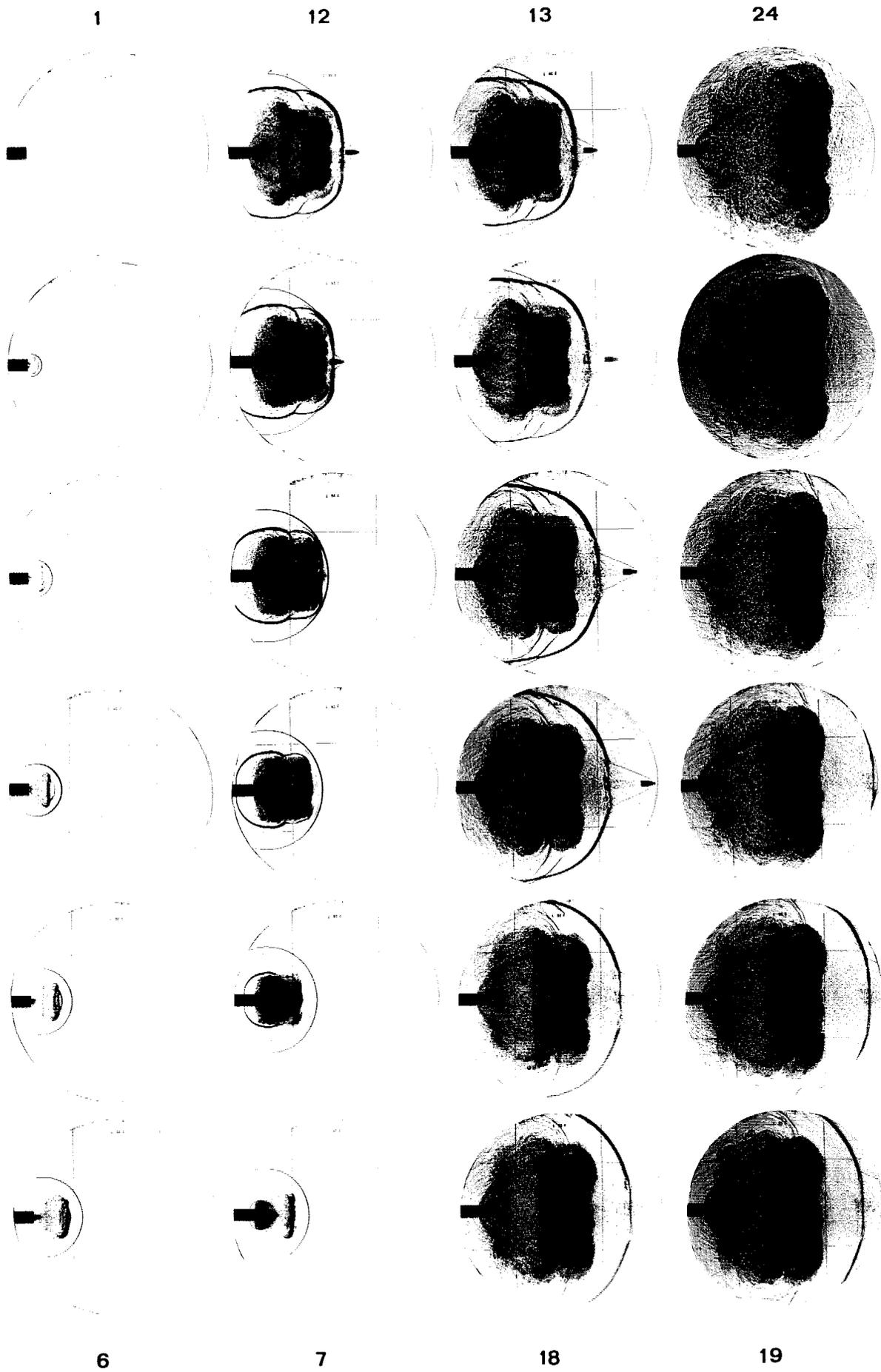
Vectan S.N.P.E.	Du Pont	Her- cules	Hodg- don	Olin W.W.	Nor- ma	Bofors	Nobel I.C.I.	Rott- weil R.W.S.	Kemira
				680					
Tu 2	4198	R 7			200	RP 1		R 901	
Tu 3	3031						RP 3		N 120
			BL C2					R 902	
					201	RP 2			
					202	RP 3			N 133
Sp 10			H 335						
								R 903	
Sp 9				748					
Sp 7					203		RP 2		
Tu 4	4064								N 135
Tu 5	4895							R 907	
Tu 6	4320								
			H 380						N 140
			H 414	760				R 904	
Tu 7	4350						RP 1		
			H 450		204	RP 4			
Tu 8	4831								
				785					N 160
			H 831					R 905	
			H 570		M R P	RP 5			
			H 870						

Bibliographie

- [1] P.Plostins, I.Celmins, J.Bornstein.
The effect of sabot wheelbase and position on the launch dynamics.
Proceedings of the 12th International Symposium on ballistics. San Antonio.
TX.1990
- [2] Dongming Cui, Zhengqiu He, Jianguo Guo, Xueyuan Guan and Diangjin Liu.
A new method of monitoring sabot discard process in near muzzle region.
Proceedings of the 12th International Symposium on ballistics. San Antonio.
TX.1990
- [3] Prof. Qi-Ren Yang.
A study on dynamic modeling of sabot discard.
Proceedings of the 12th International Symposium on ballistics. San Antonio.
TX.1990
- [4] A.Merlen, A.Dyment.
Théories des explosions violentes anisotropes
E.J.Mech b/ fluids, vol II n° 1992
- [5] A.Merlen et A.Dyment
Similarity and asymptotic analysis for gun-firing aerodynamics
J.Fluid Mech.(1991), vol 225, pp.497-528.
- [6] E.Schimdt, K.S.Fansler, and D.D Shear, *Dispersion of Fin-Stabilized Projectiles: Launch Gasdynamics.*
2nd International Symposium on Ballistics, Daytona Beach, Florida, 9-11
March 1976.
- [7] A. Merlen.
*Similitude physique et modélisation par explosion équivalente des phénomènes
aérodynamiques de balistique intermédiaire.*
Thèse de Doctorat d'Etat. Université des Sciences et Techniques de Lille
Flandres Artois, Avril 1988.
- [8] L.Sedov.
Similitude et dimensions en mécanique.
Editions de Moscou, 1972.

- [9] A.Merlen - J.M.Desse
Théories et règles de similitude de tir
 Rapport I.M.F.L n°85.27
- [10] M.Mach, G.Klingenberg, H.Masur, U.Werner, O.Wieland.
Mesure spectrochimique de la température des produits de combustion dans le tube et à la sortie de la bouche d'un canon automatique de 20 mm de calibre
 Rapport I.S.L 106/77 - Mai 1977
- [11] M.KRIER, M.SUMMERFIELD
Balistique intérieure des canons
 Edition MASSON - 1984
- [12] JP.Flodrops, T.Laden.
Moyens optiques pour l'étude de la balistique intermédiaire
 Rapport I.M.F.L n°91/50 du 12.1991
- [13] von KARMAN INSTITUTE
Introduction to Computational Fluid Dynamics
 Annual Lecture Series January 16 - 20,1995
- [14] A.Merlen
Similitude de tir
Evaluation de l'influence des paramètres de tir
 Rapport IMFL 82/27 - Septembre 1982
- [15] P.Gryson
Note relative à la mise en place d'un appareillage de visualisation de type "chronoloupe" dans la soufflerie ICS de l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille
 Rapport I.M.F.L 84/85 - 5 juillet 1984
- [16] R.Malfatti
Manuel de rechargement N°3
 Editions Crepin-Leblond - Octobre 1986

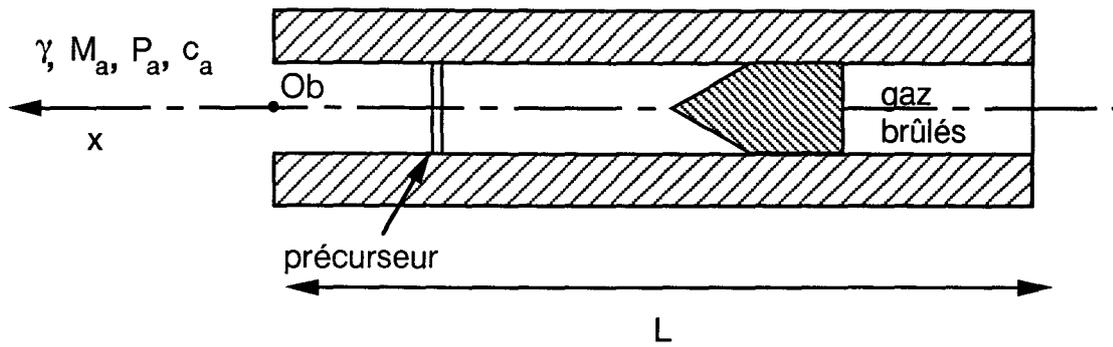
Figures



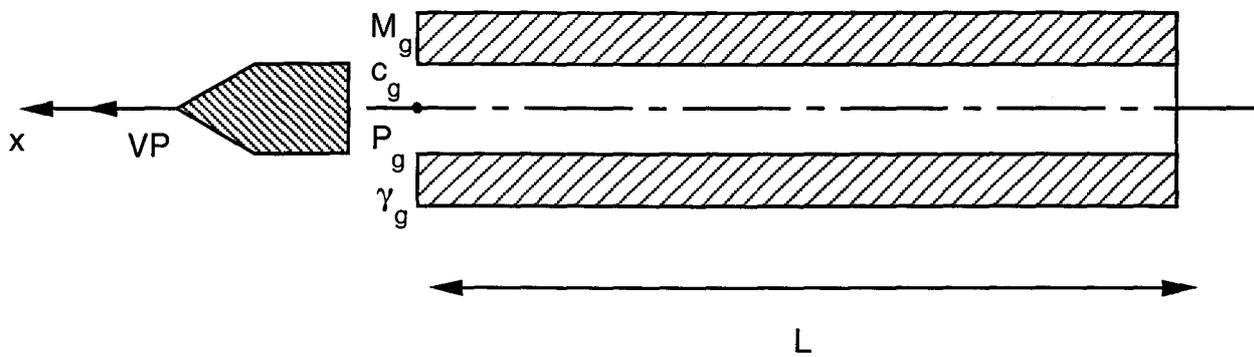
Tir en atmosphère infinie

$\Delta t = 20 \mu s$

Figure 2



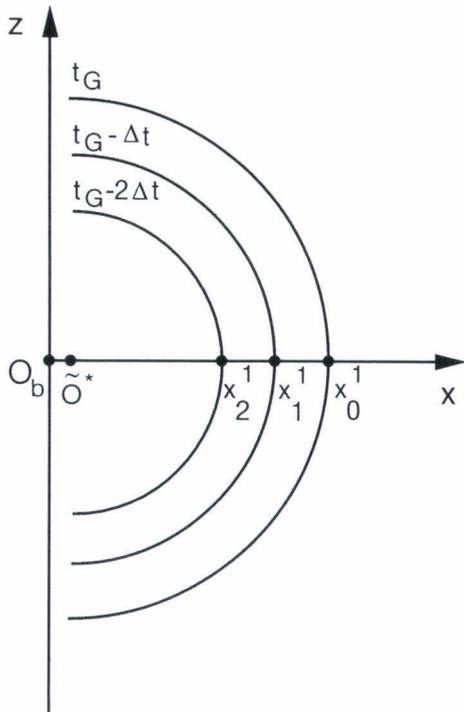
Avant le débouchage du tube



Après le débouchage du tube

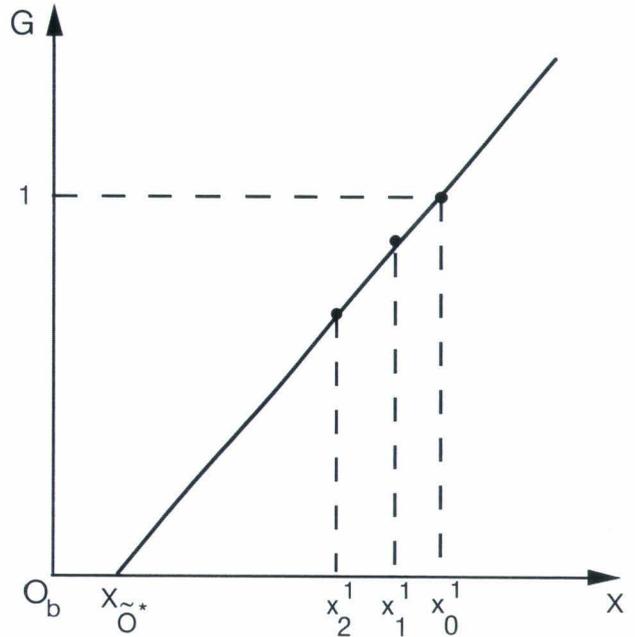
Paramètres physiques intervenant dans la similitude

Figure 4



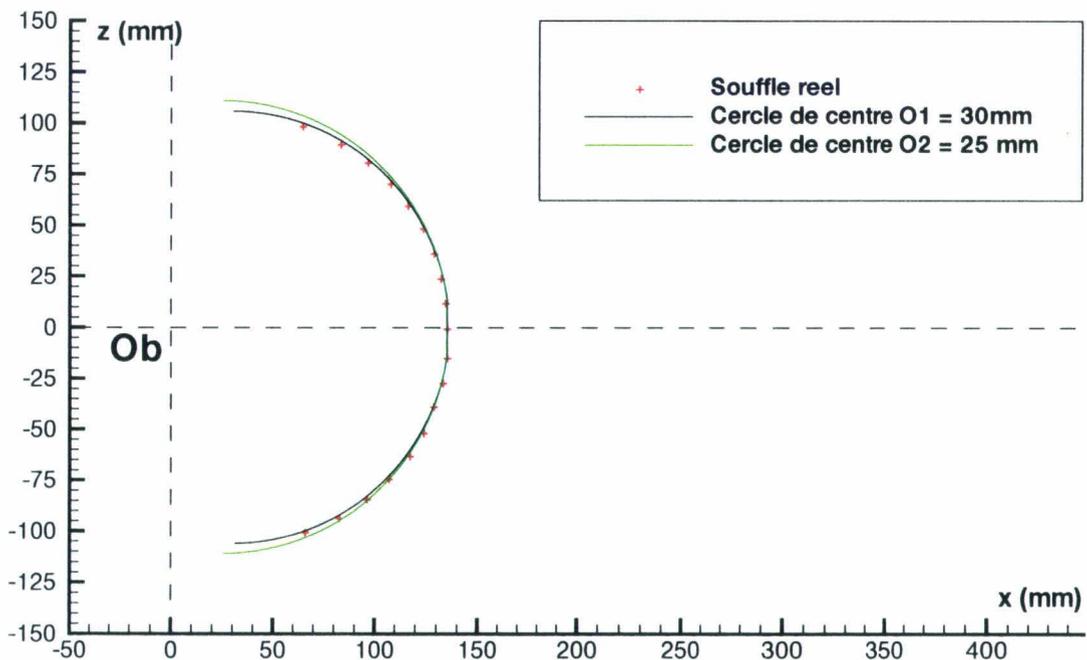
A

Positions du point x^1 au cours du temps



B

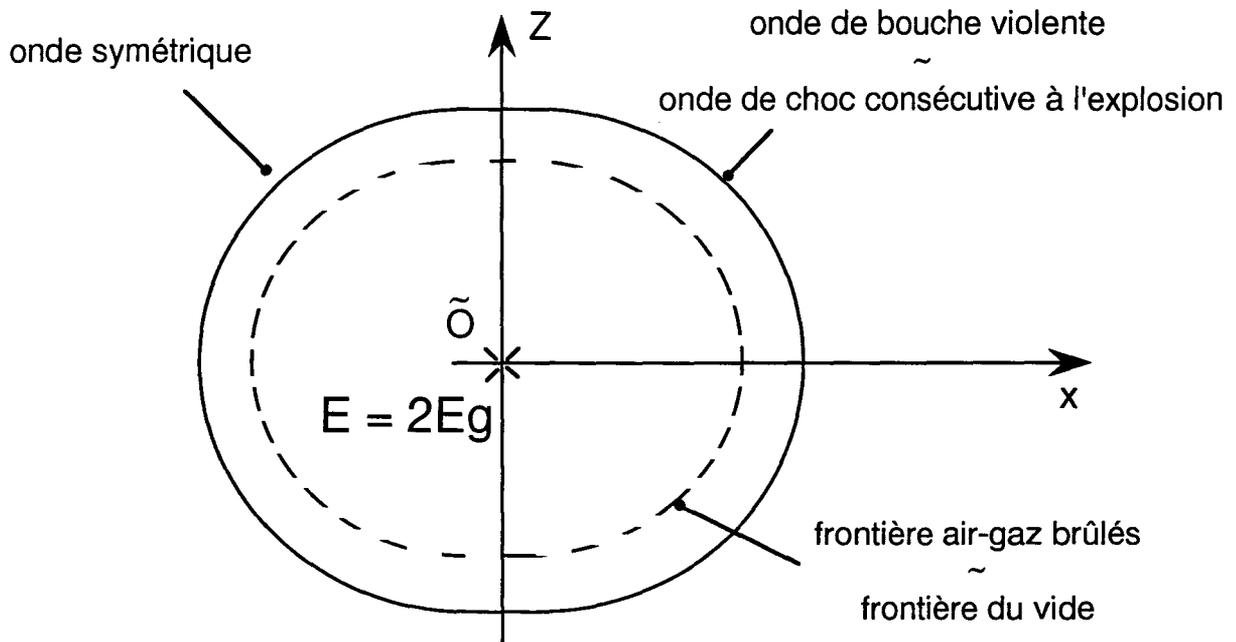
Mesure de $X_{\tilde{O}^*}$



C

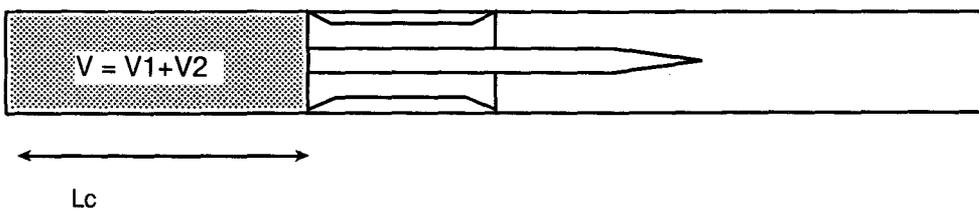
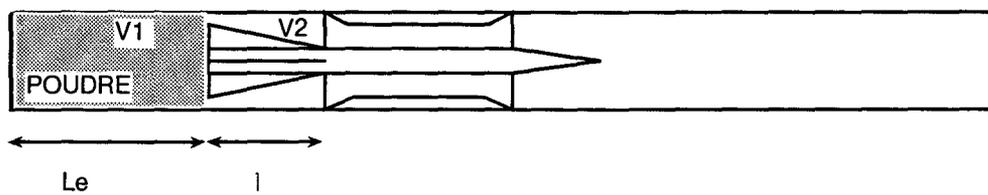
Comparaison entre le souffle reel et les cercles de centre $O_1 = 30 \text{ mm}$ et $O_2 = 25 \text{ mm}$

Figure 5



A

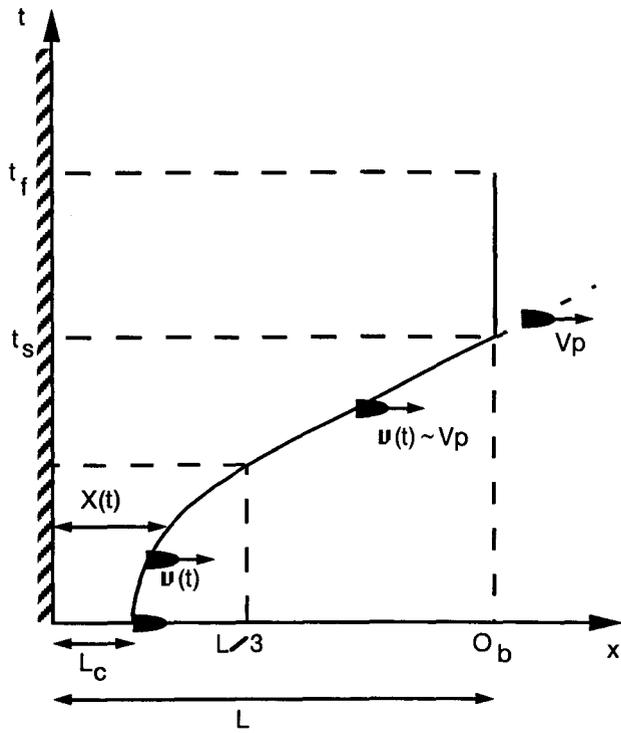
Schéma de l'explosion isotrope équivalente



B

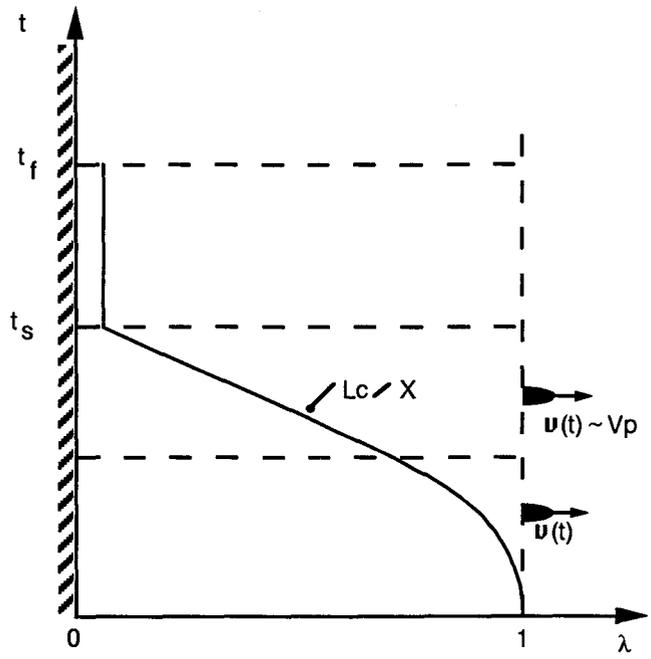
Définition de la longueur équivalente L_c de l'étui

Figure 6



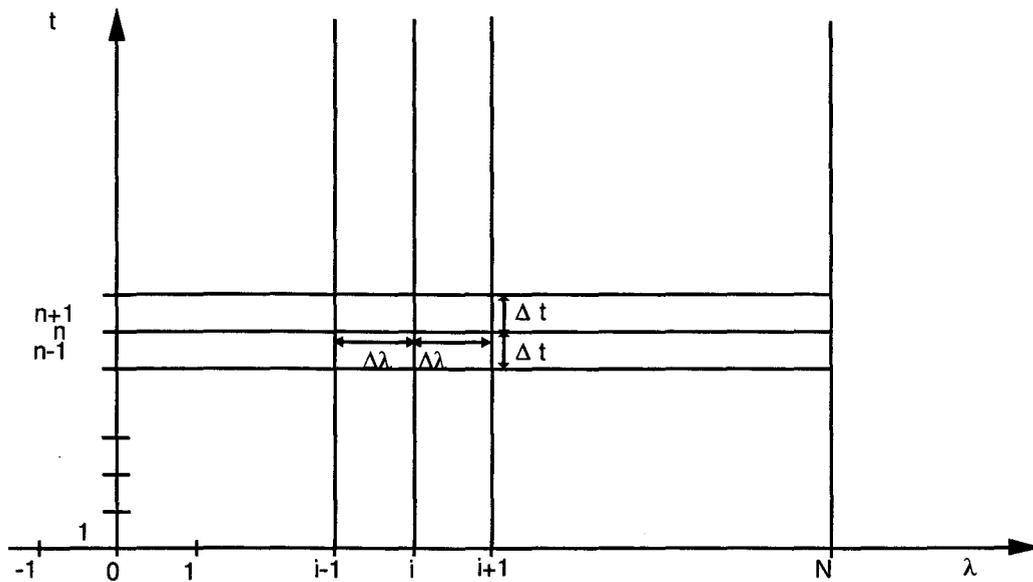
A

Espace physique



B

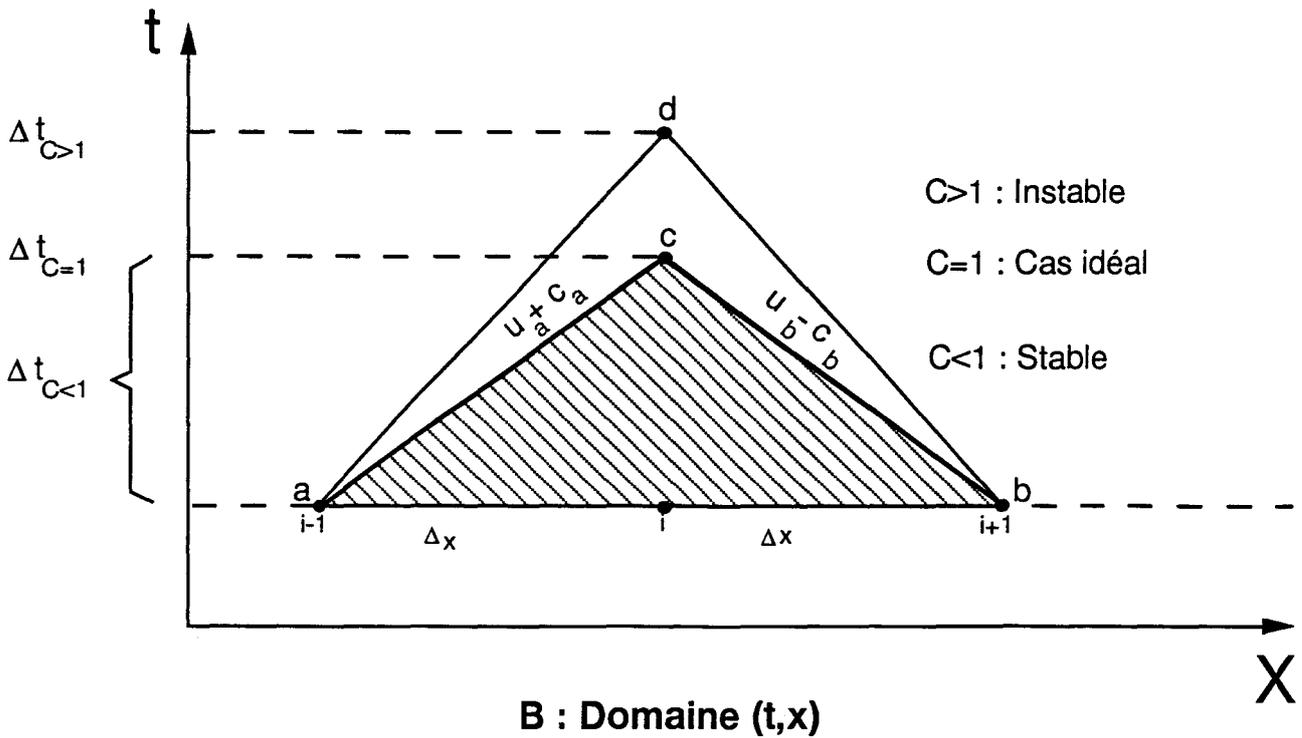
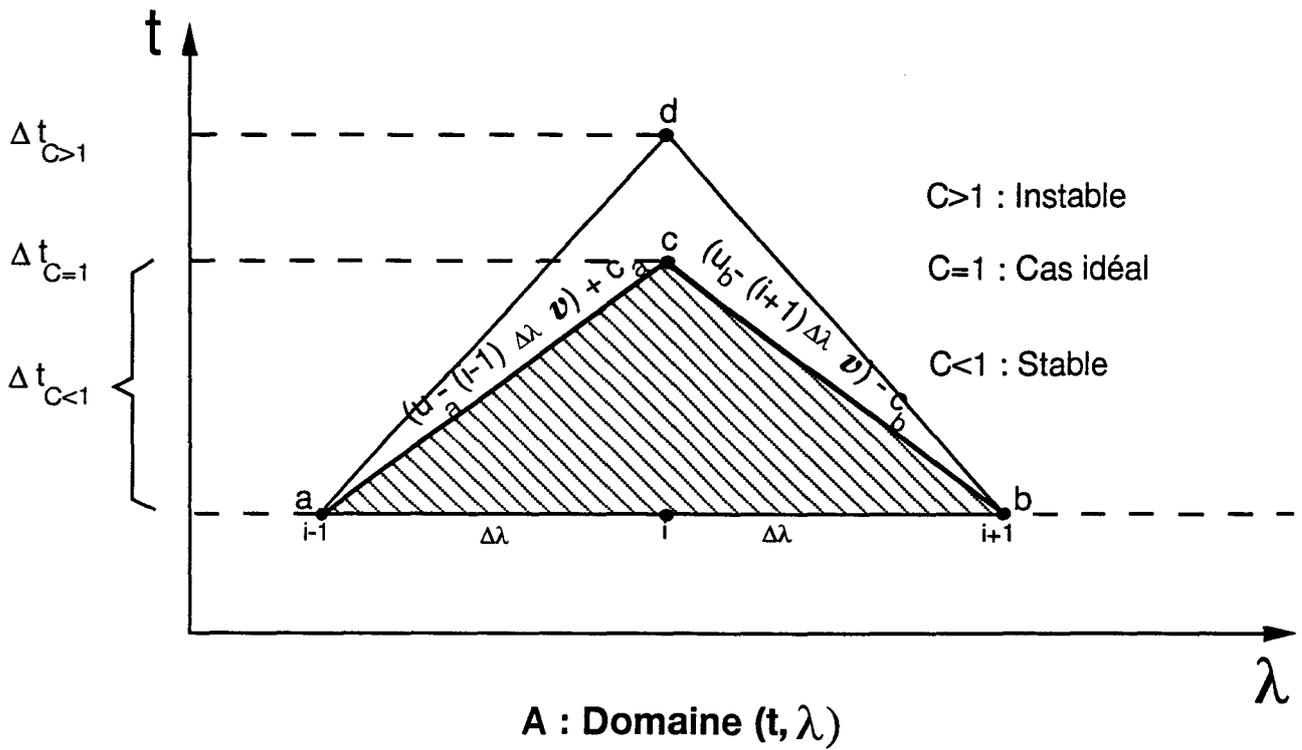
Effet du changement de variable en λ sur l'espace physique



C

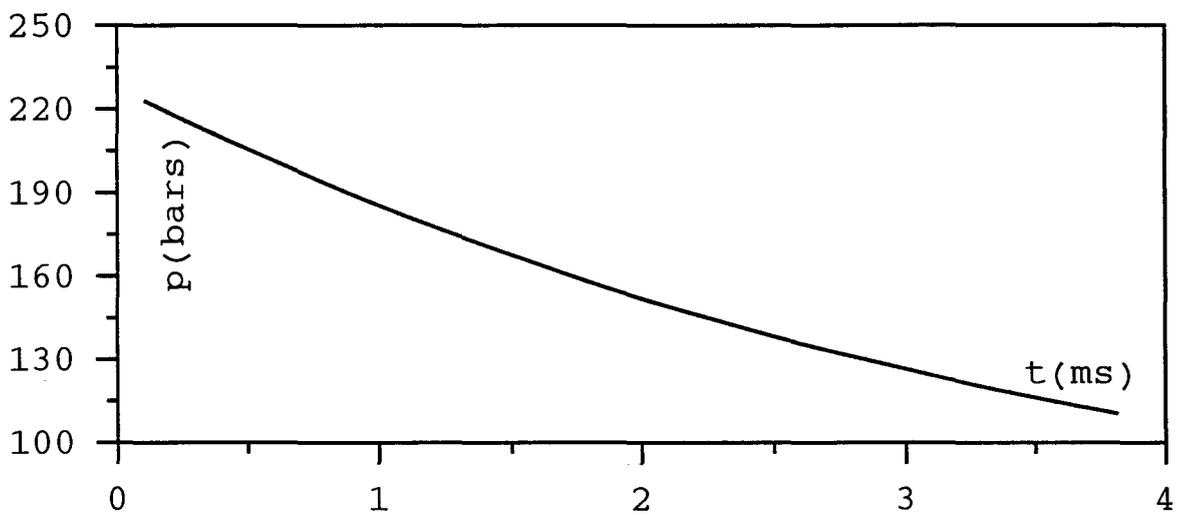
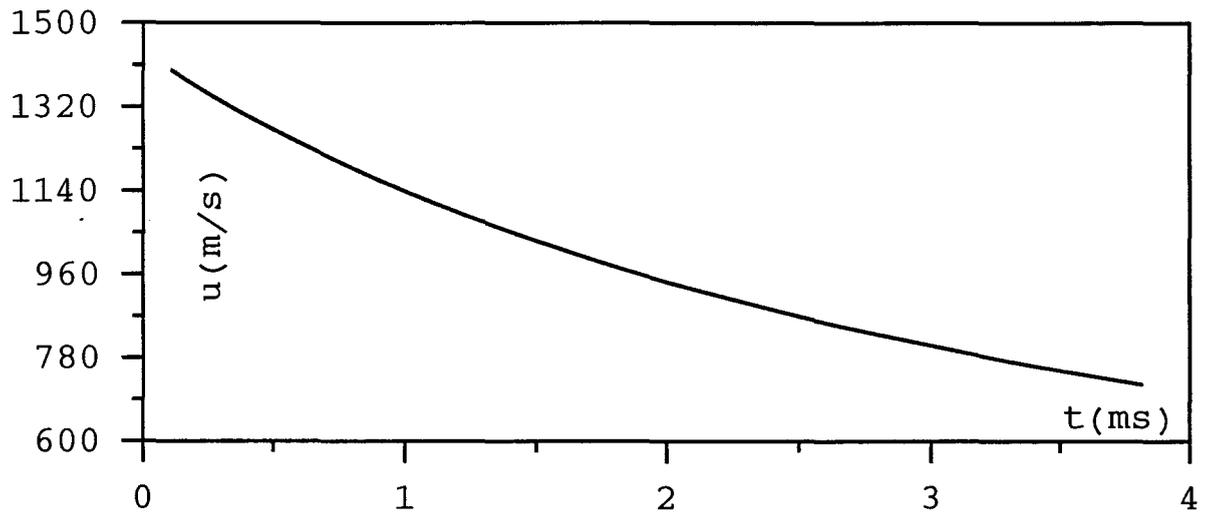
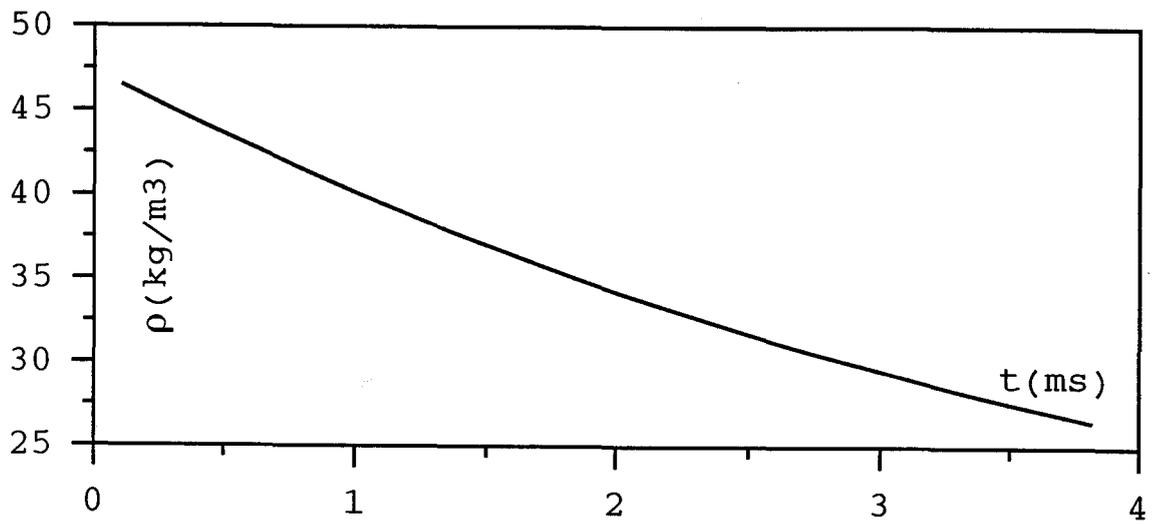
Maillage cartésien de l'espace (λ, t)

Figure 7



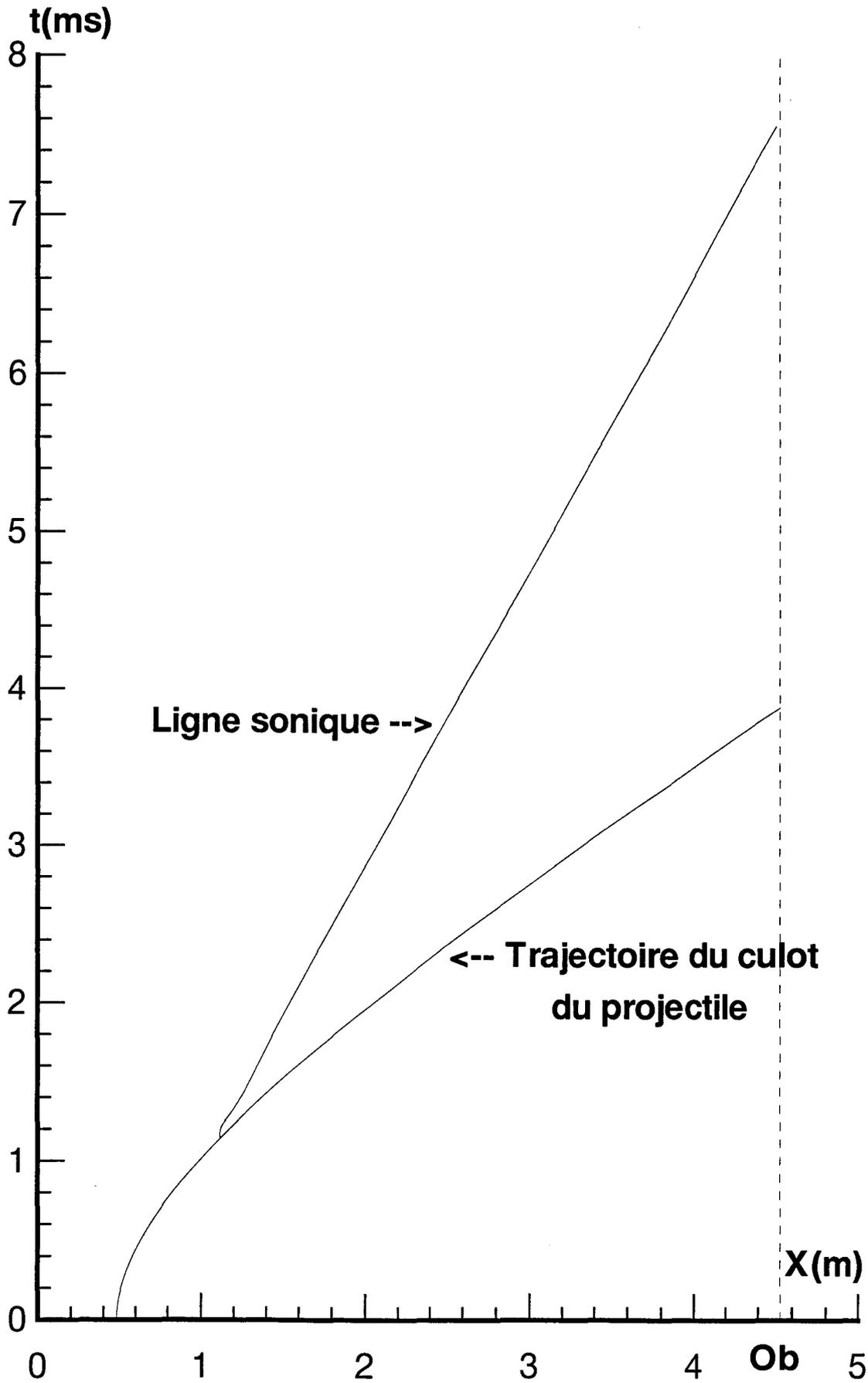
Interprétation physique de la condition de CFL

Figure 8



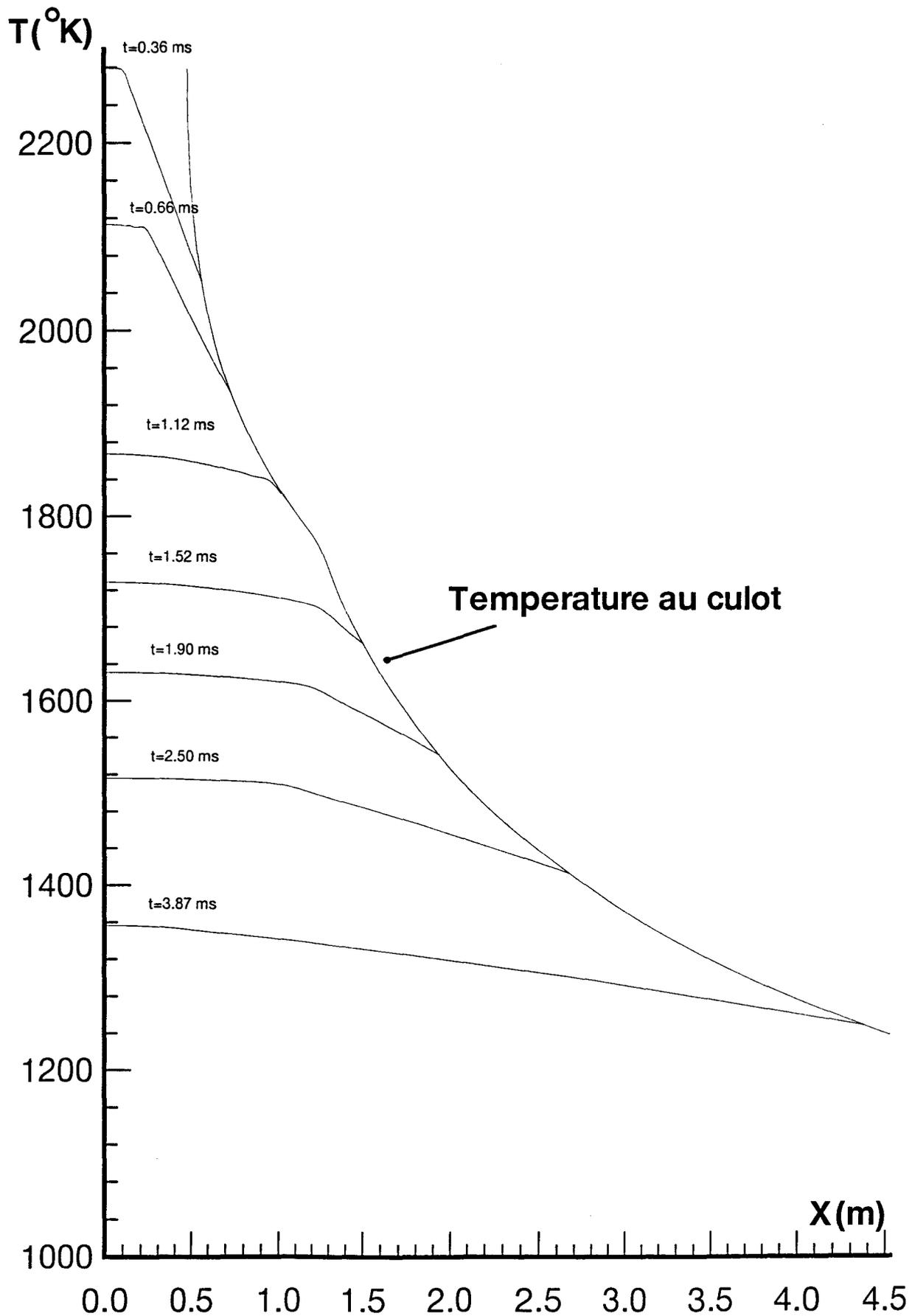
**Calcul de ρ , u , p à la bouche pour le tube long
 $f = -5$ kg/s $T = 2280$ °K**

Figure 9



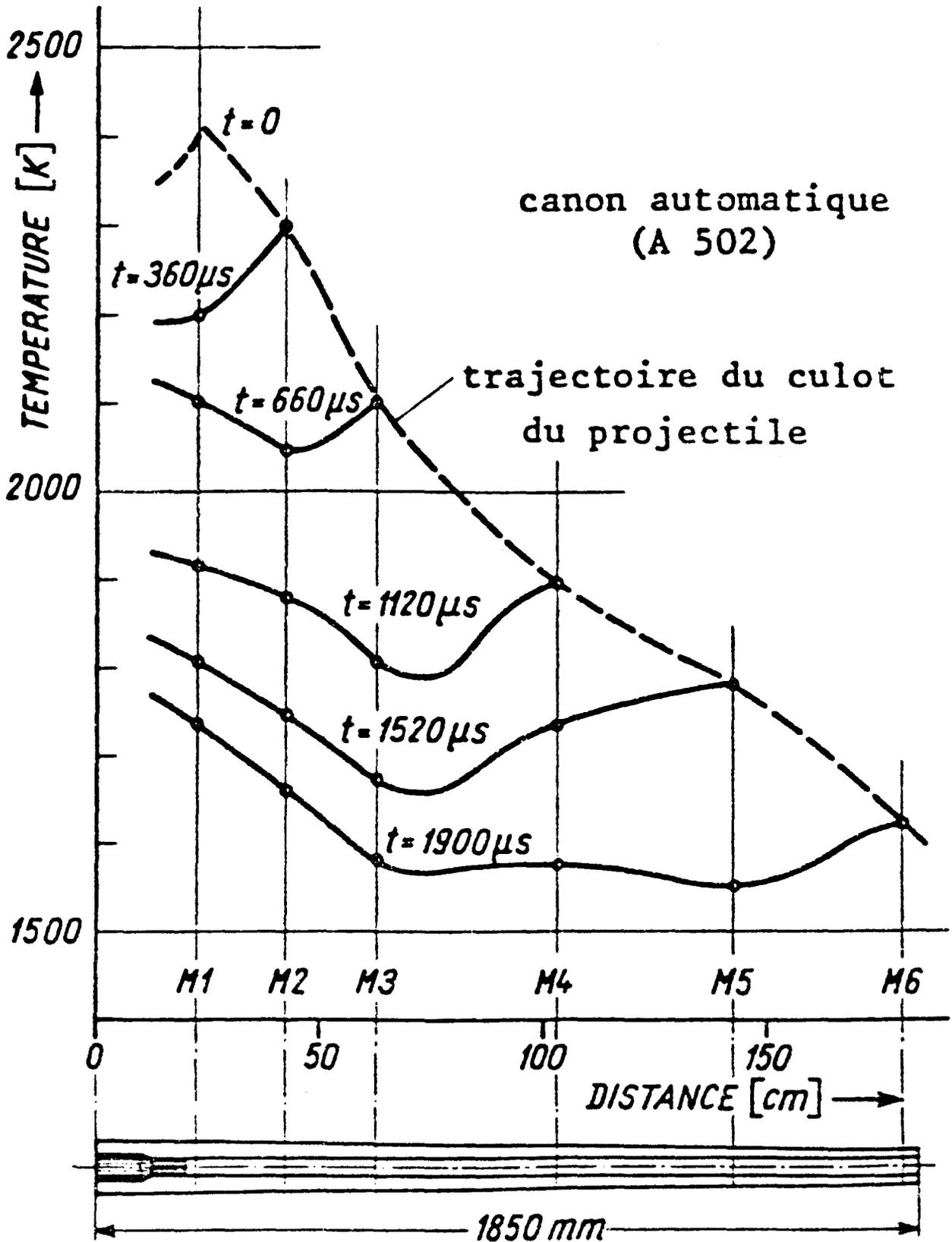
Progression de la ligne sonique dans le tube
 $f = -5 \text{ kg/s}$ $T_c = 2280 \text{ }^\circ\text{K}$

Figure 10



**Calcul de la temperature dans le tube
et au culot du projectile: $f = -5 \text{ kg/s}$ $T = 2280^{\circ}\text{K}$**

Figure 11



Températures mesurées pour les gaz propulsifs

Figure 12

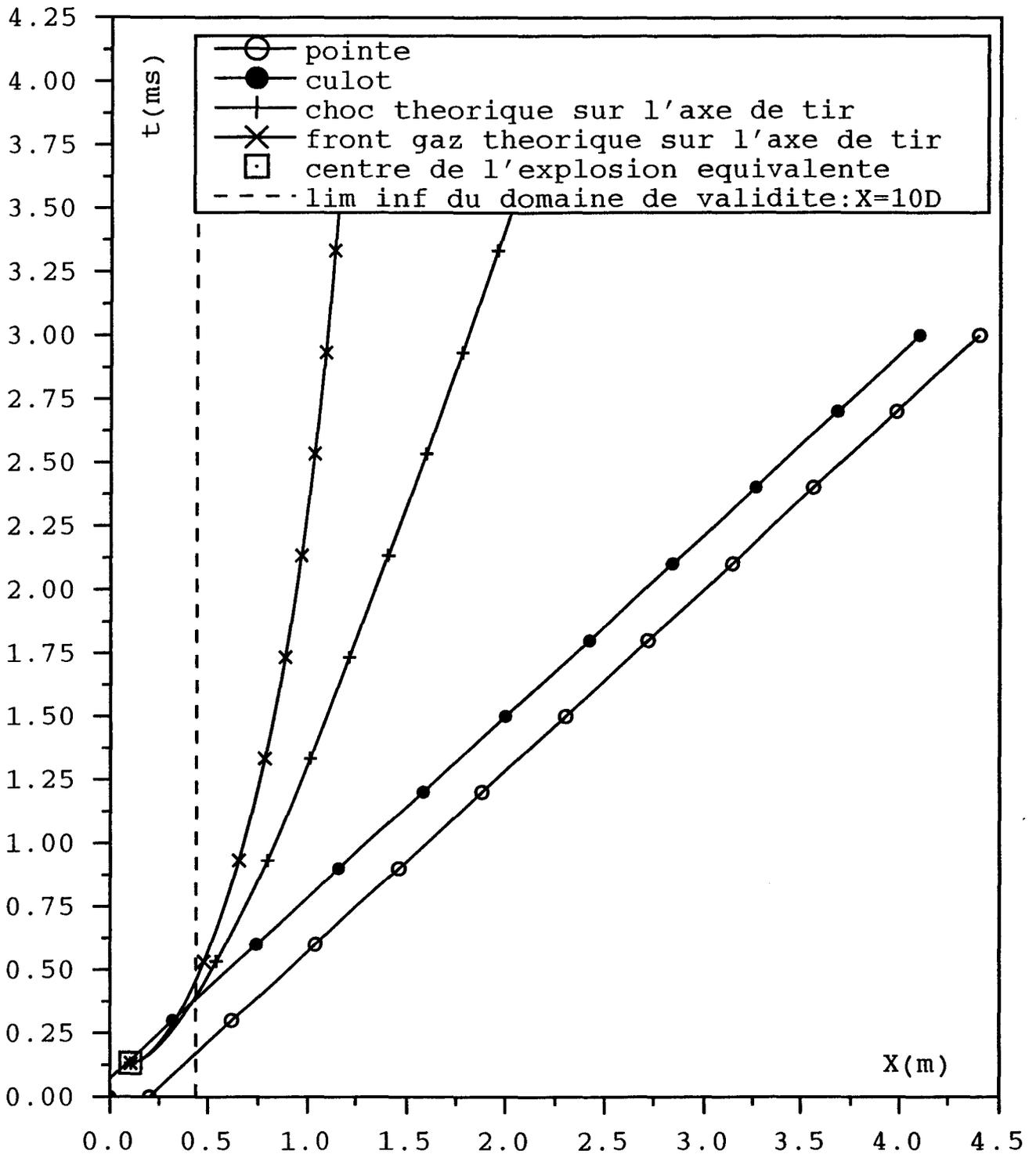
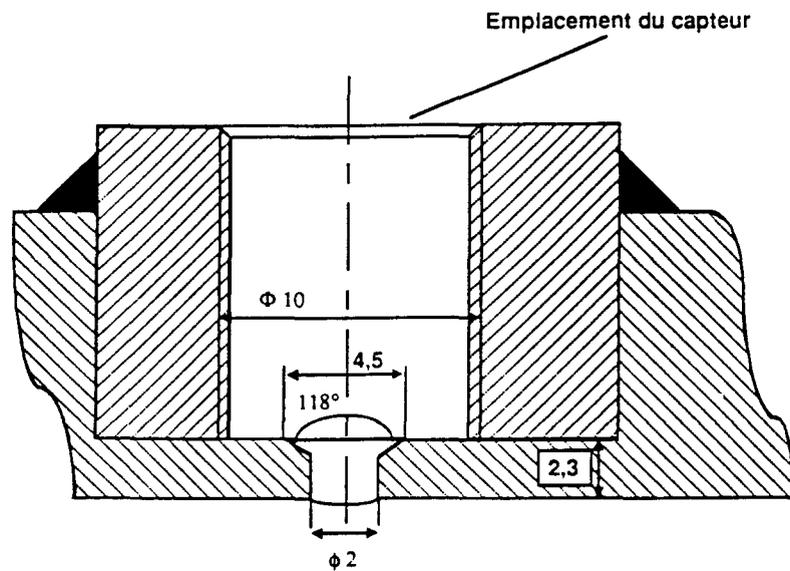


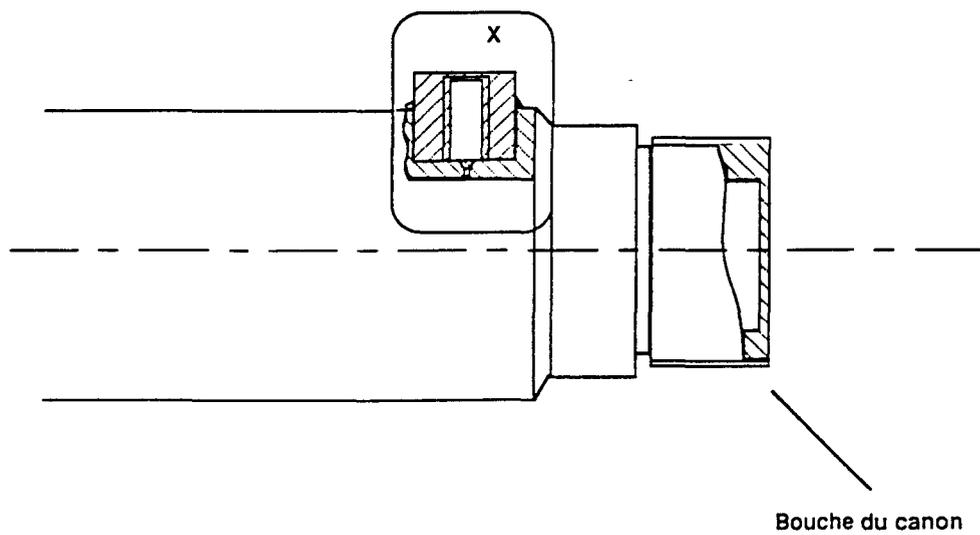
Diagramme de marche Obus-onde de souffle
 Tube long

$\overline{P_g} = 157$ bars, $\overline{C_g} = 746$ m/s, $\overline{E_g} = 157$ MJ/s, $V_p = 1400$ m/s

Figure 13

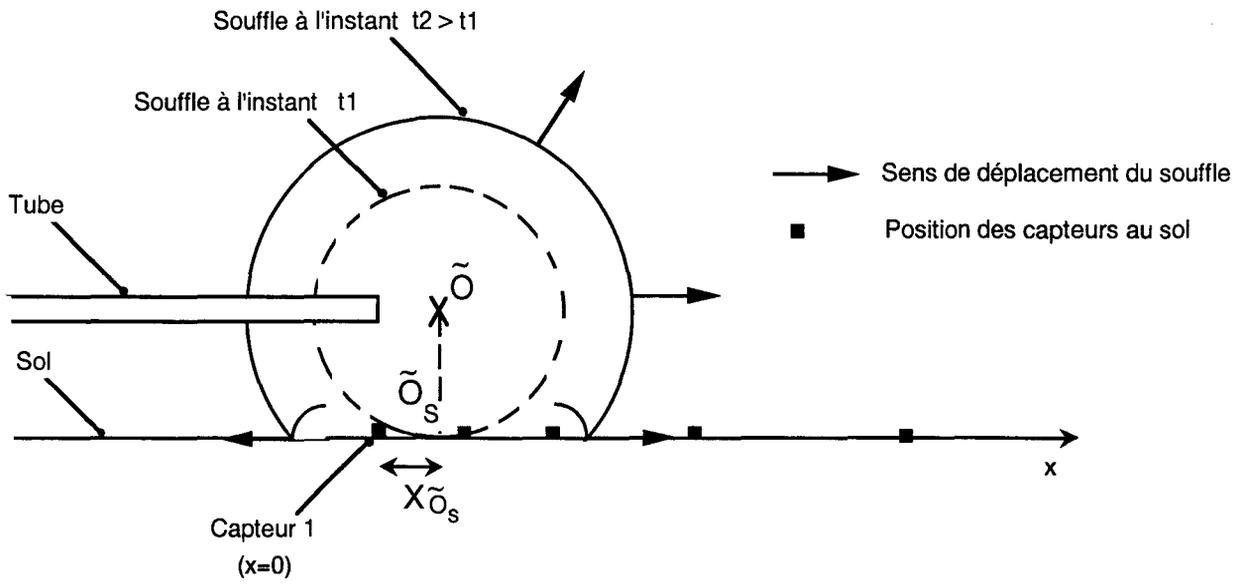


Detail X ech:5

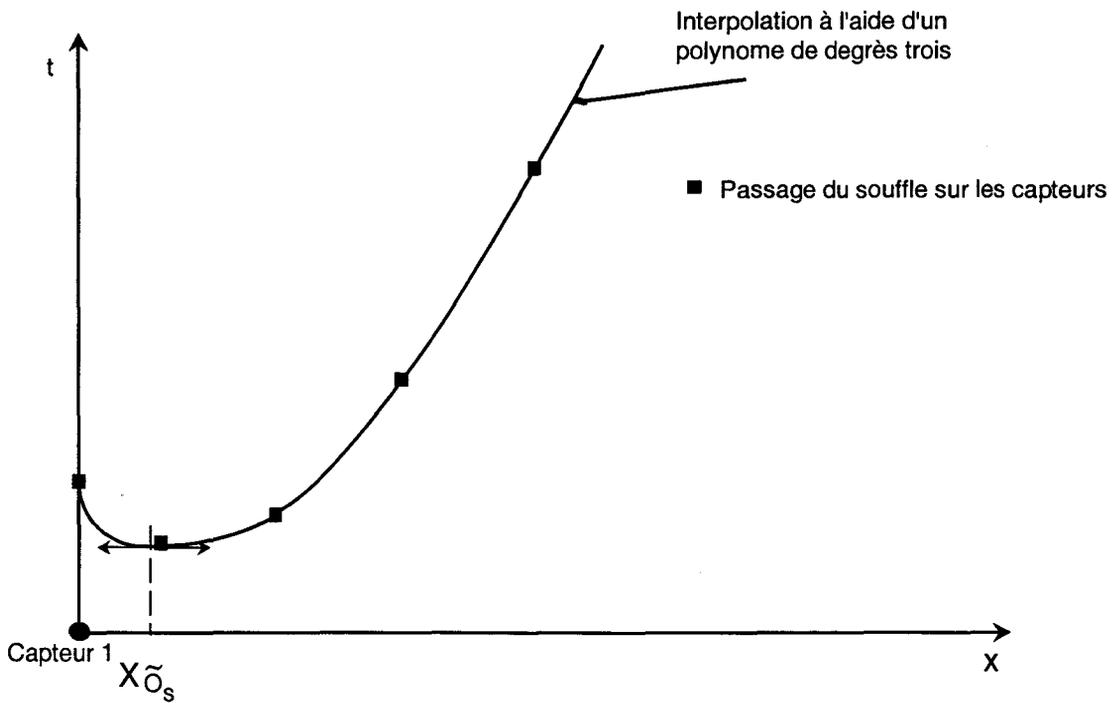


Détail du montage du capteur de pression bouche

Figure 14

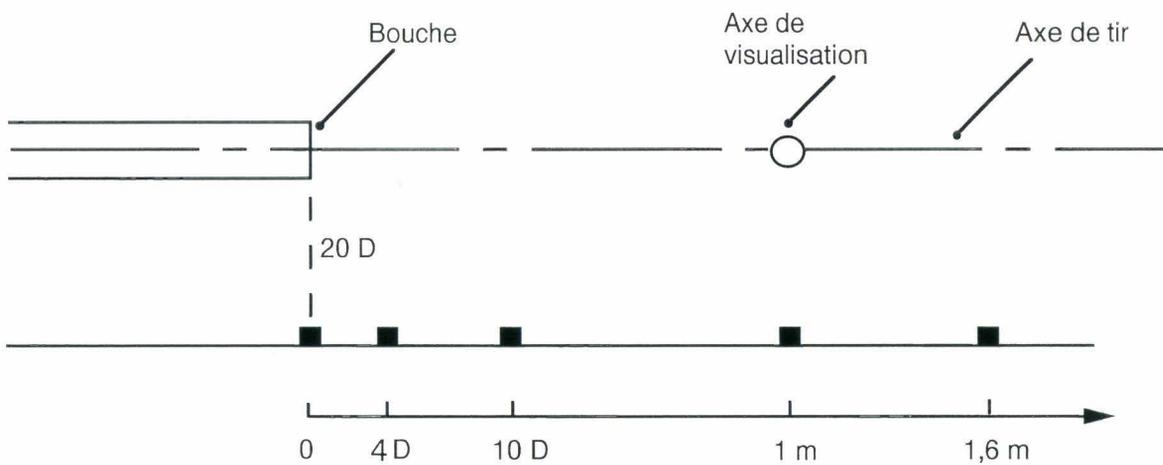
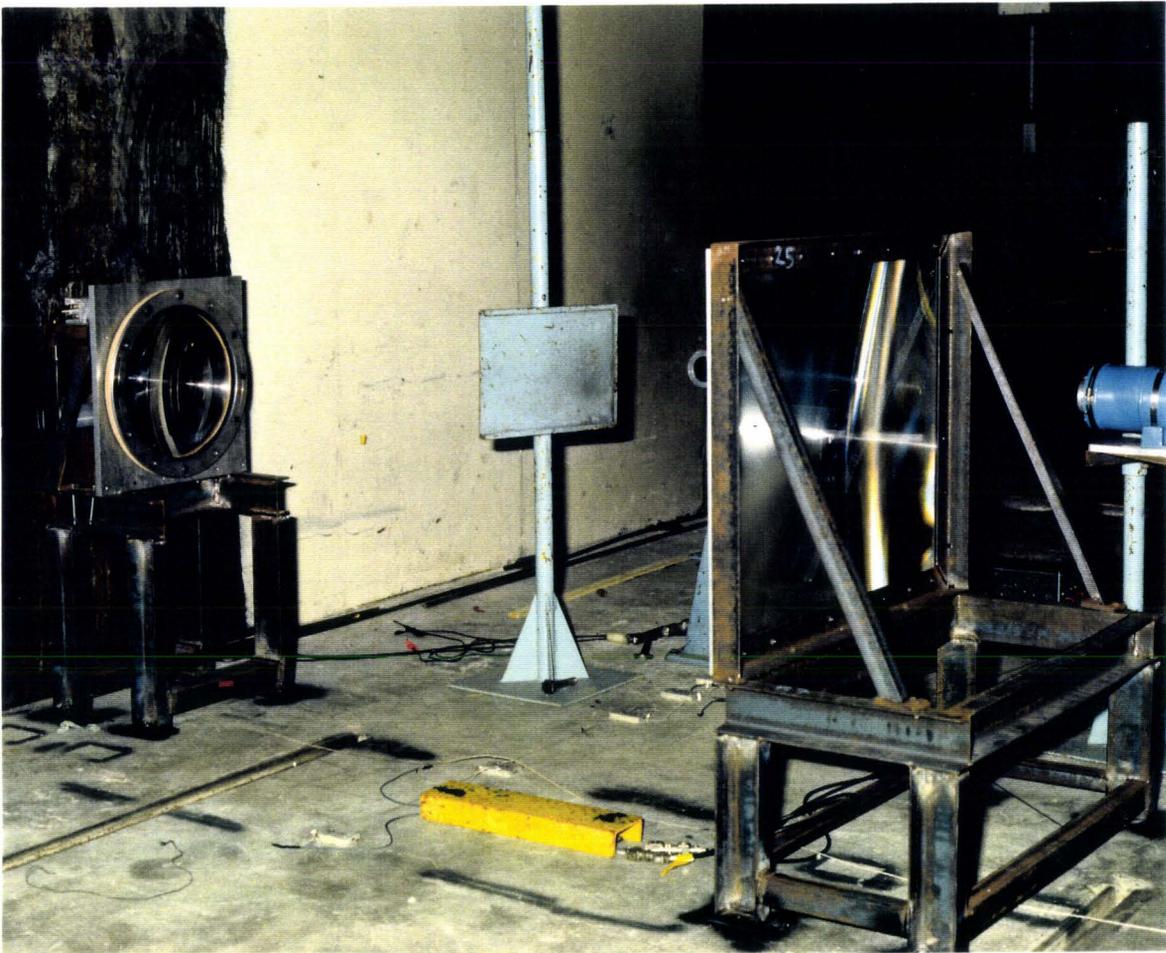


A: Evolution du souffle au sol

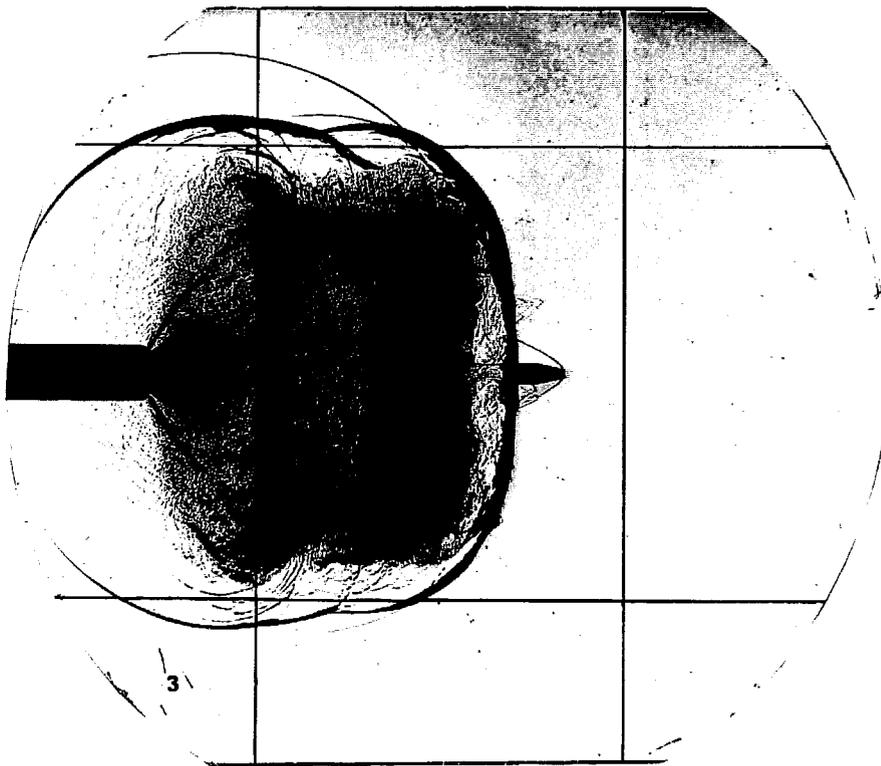


B: Position de \vec{O}_s par rapport au capteur 1

Figure 15

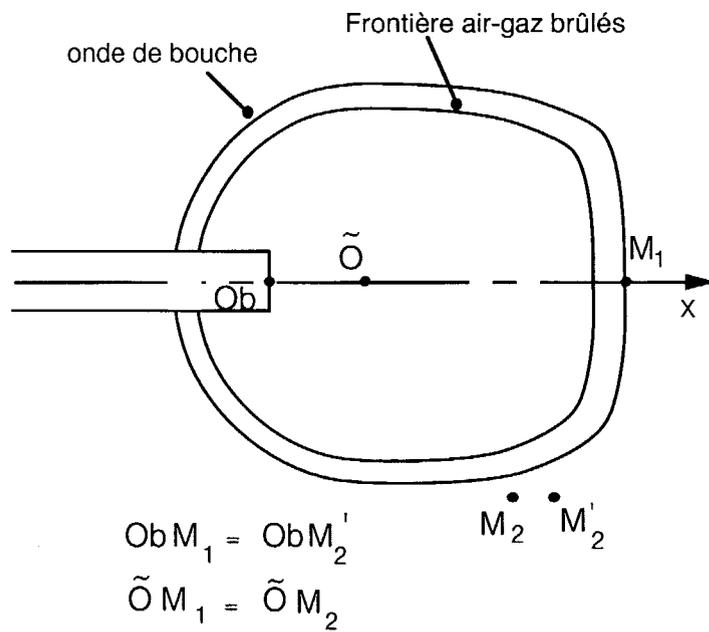


Emplacement des capteurs et de l'axe de visualisation



A

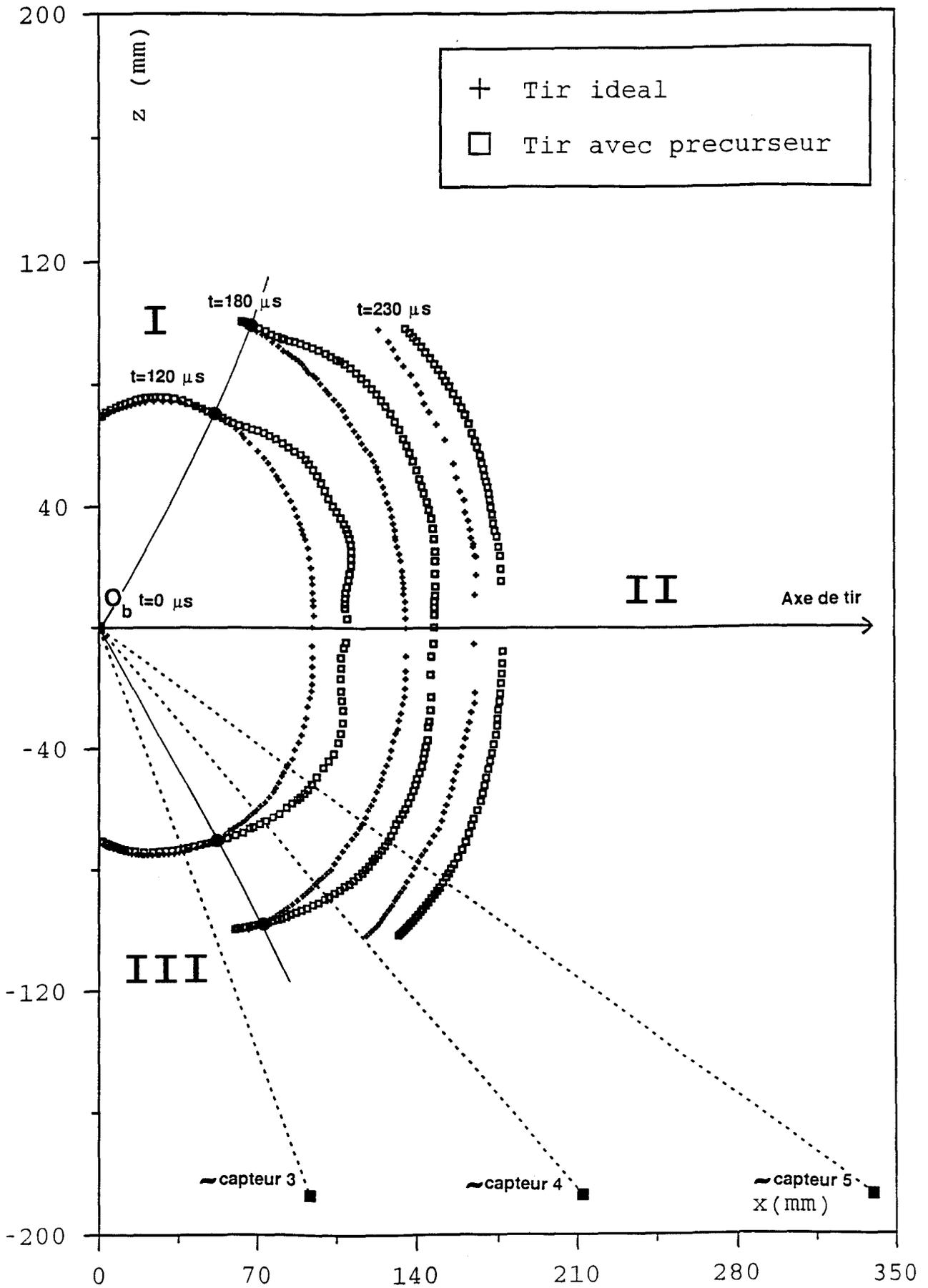
Forme anisotrope de l'onde de souffle



B

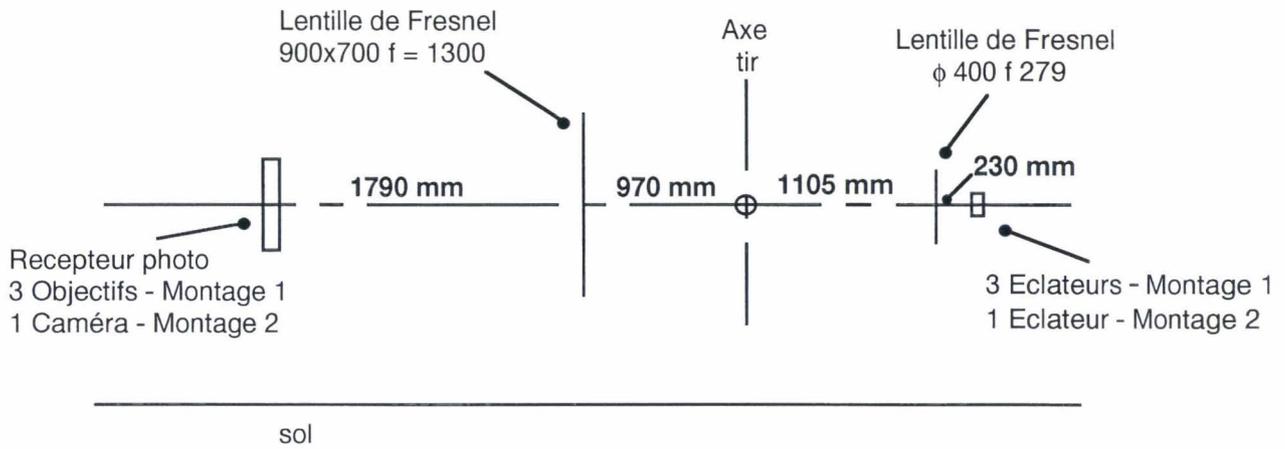
Forme schématique de la couche de choc

Figure 17



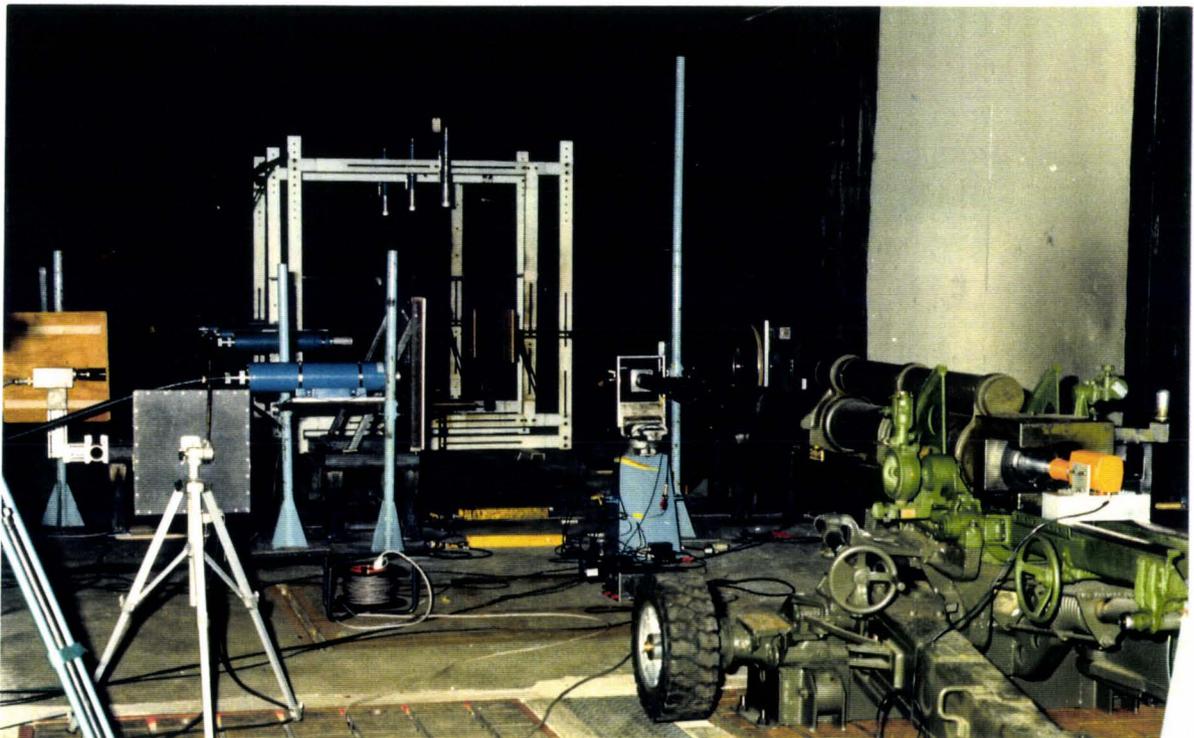
Influence du precurseur sur la progression de l'onde de bouche

Figure 18



A

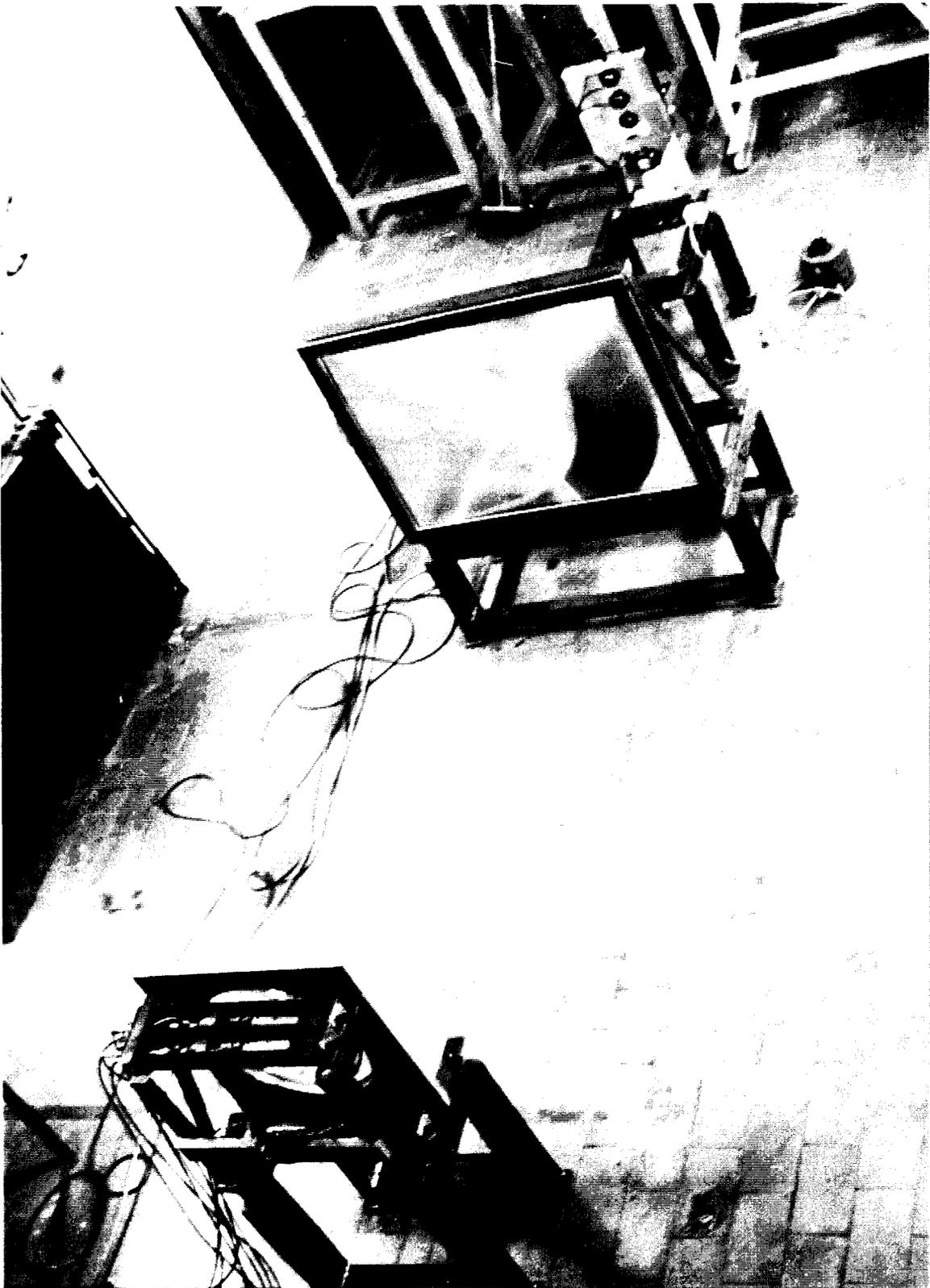
Schéma du montage optique avec ses variantes



B

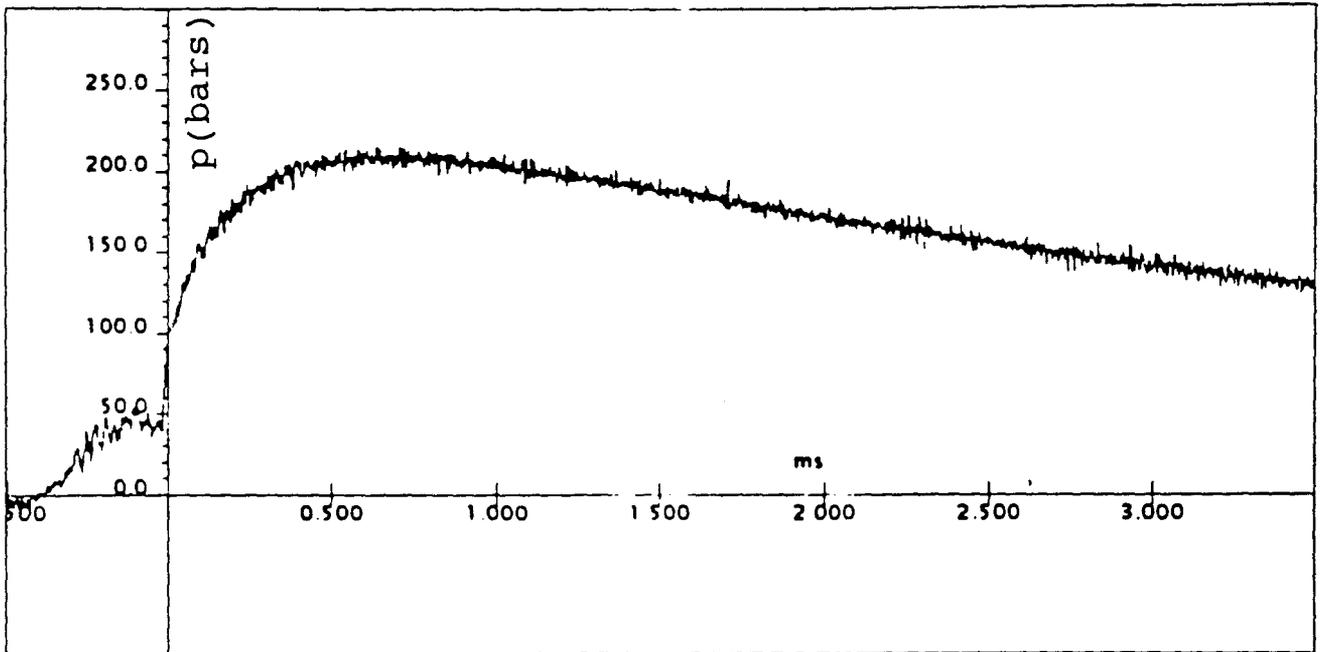
Implantation du montage dans le stand de tir

Figure 19

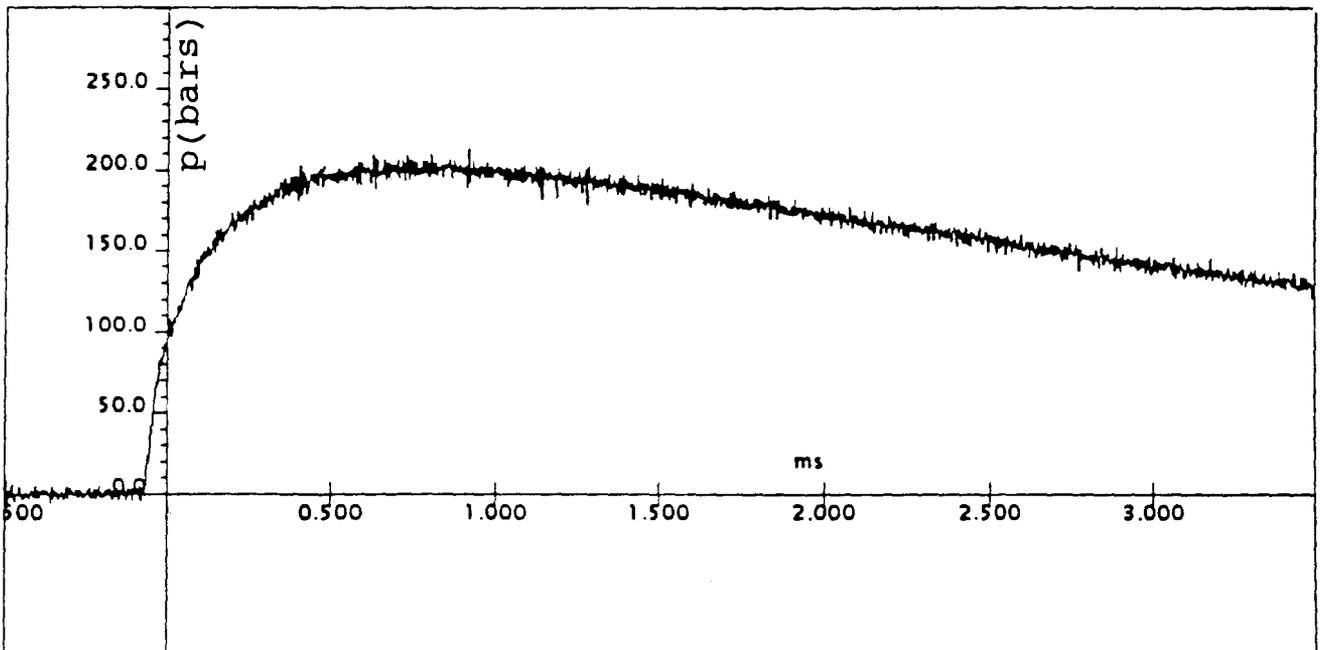


**Vue du montage ombroscopique N°1 utilisant
3 éclateurs et 3 objectifs-photo**

Figure 20



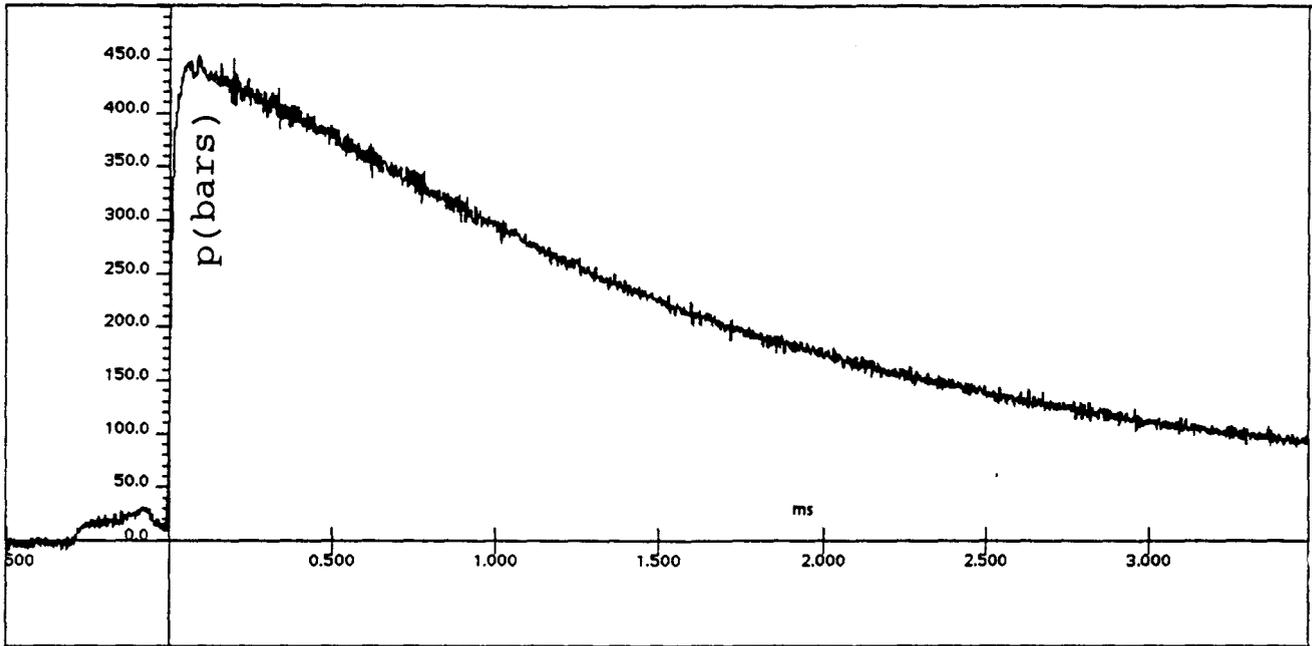
A
Tir non idéal



B
Tir idéal

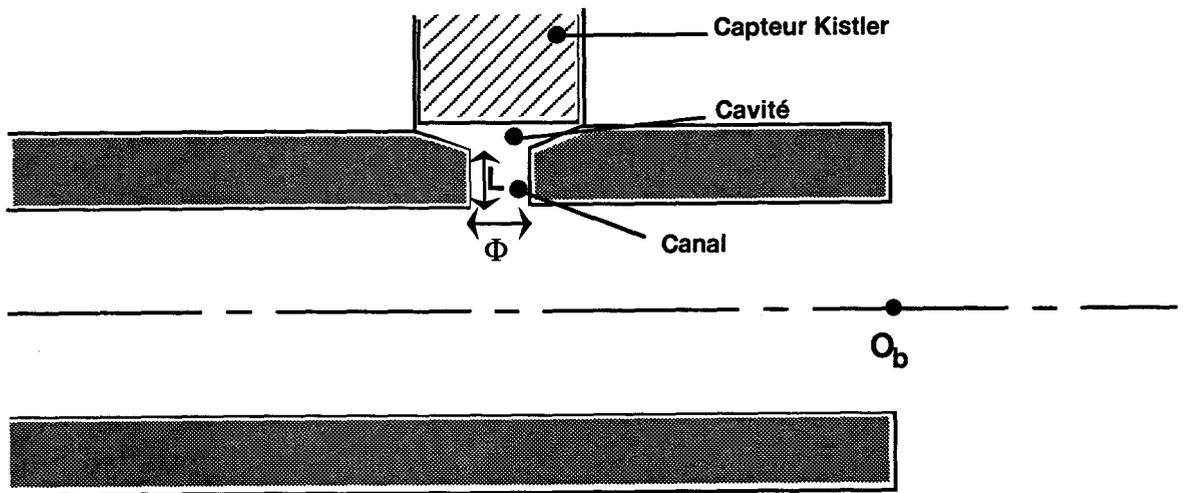
Mesure de la pression de bouche: tube long

Figure 21



A

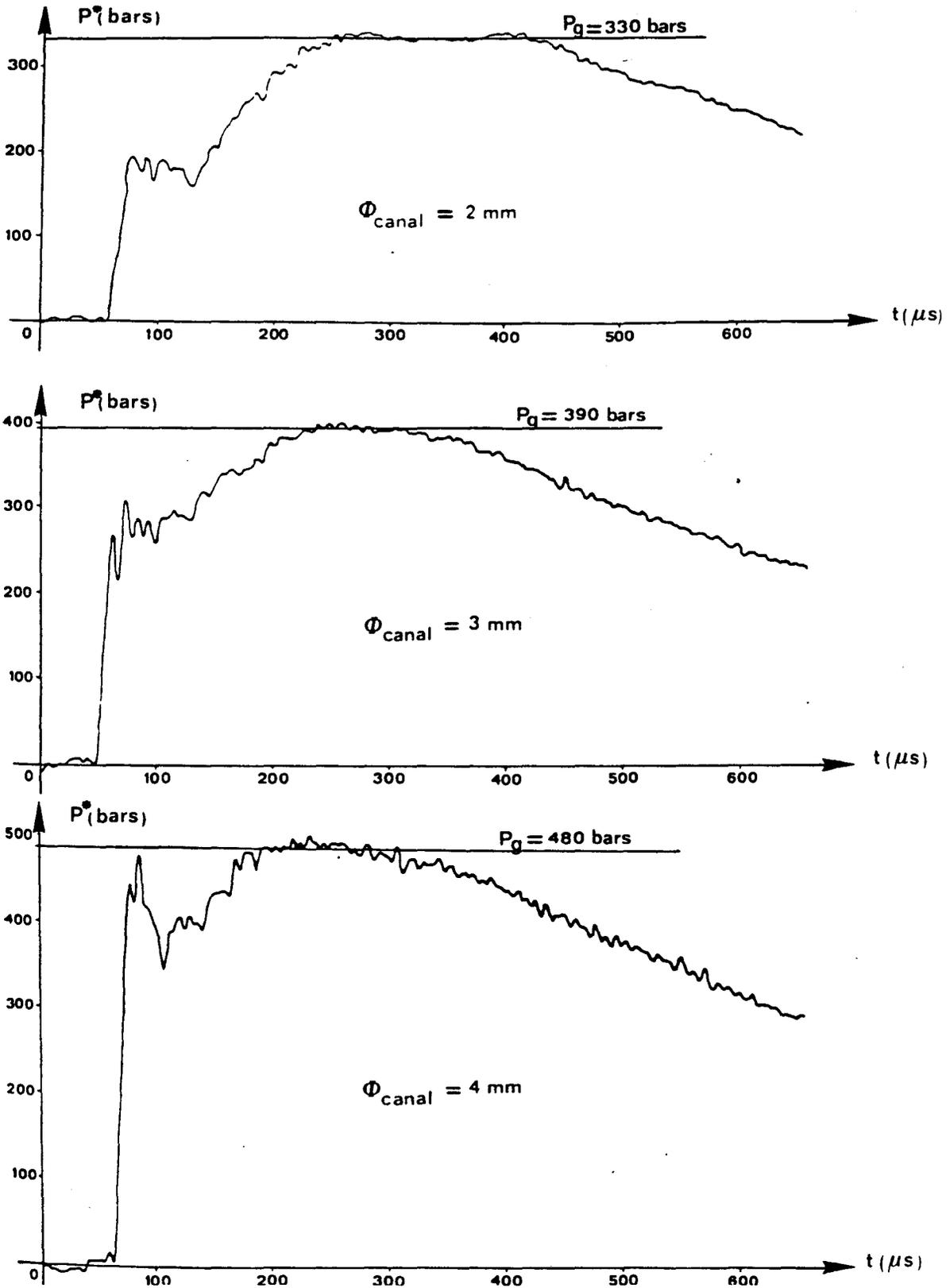
Mesure de la pression de bouche: tube court



B

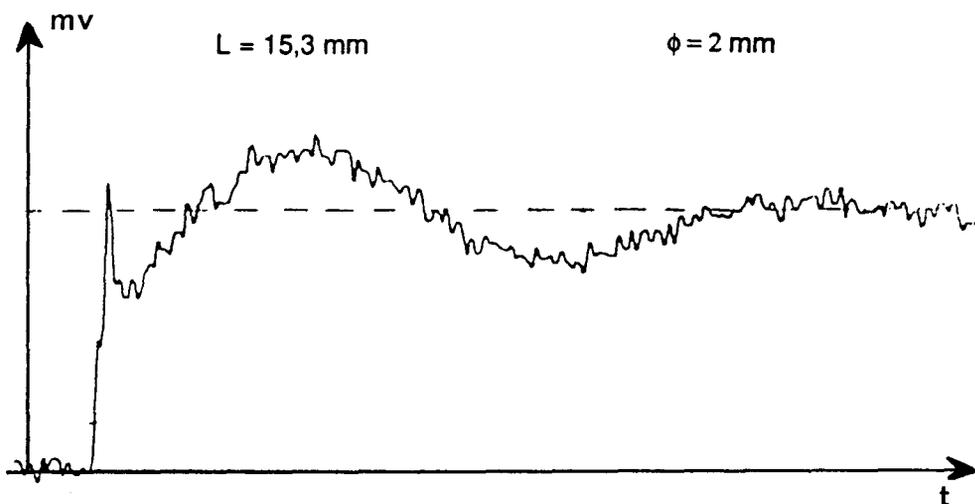
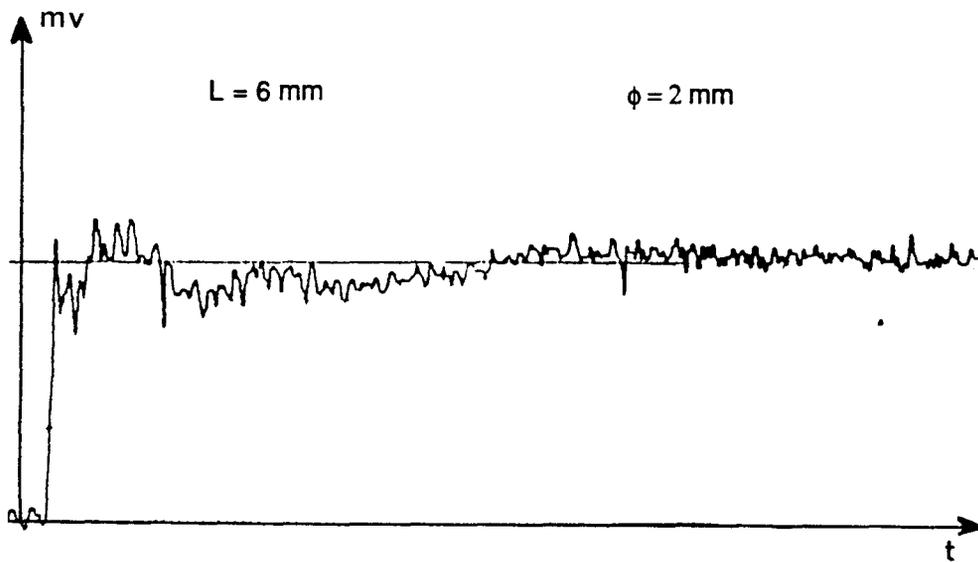
Montage du capteur de bouche dans une cavité pour une carabine

Figure 22



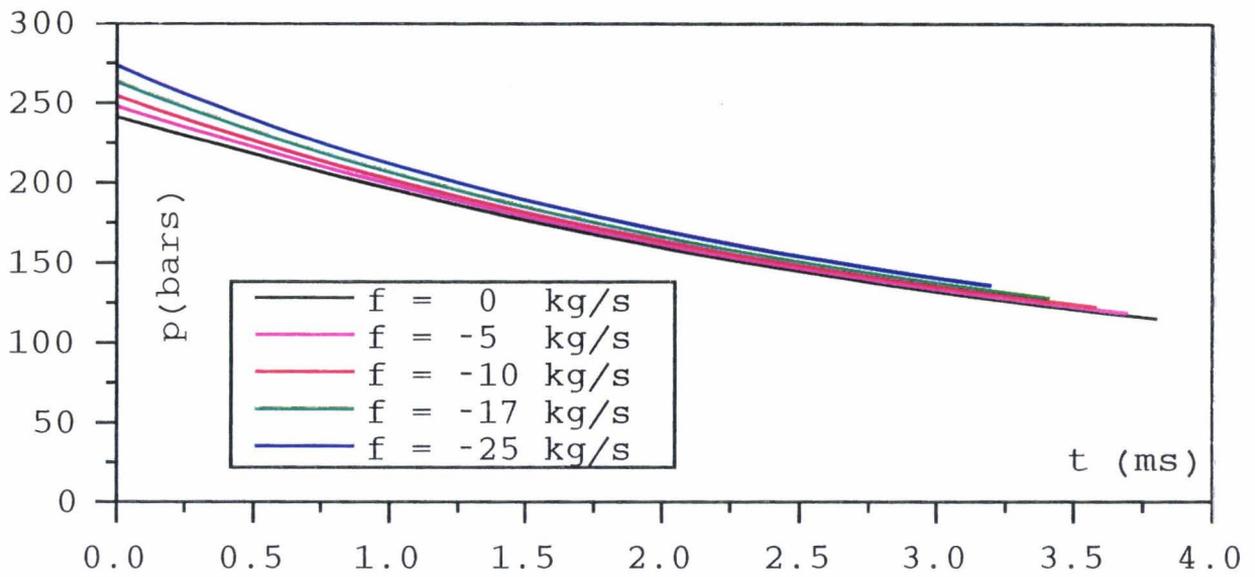
Influence du diamètre du canal sur la mesure de pression de bouche pour une carabine [7]

Figure 23



Influence de la longueur du canal sur le signal délivré par le montage de mesure de la pression de bouche

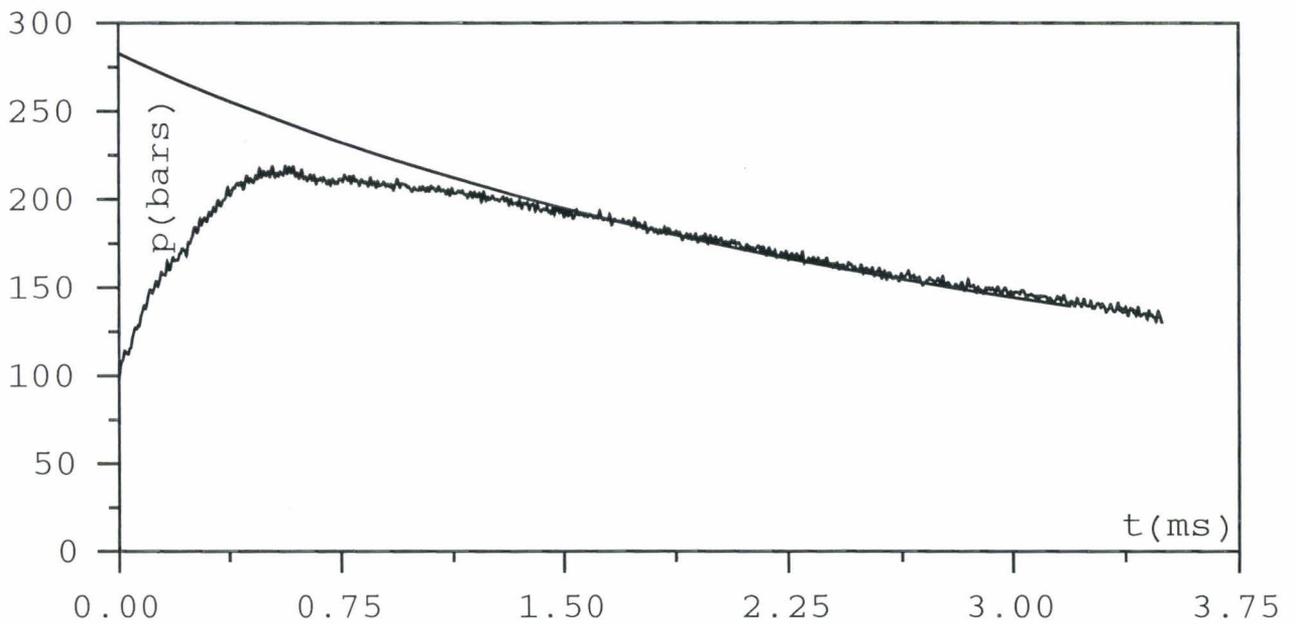
Figure 24



A

Effet du coefficient de frottement sur
le calcul de la pression de bouche

$T_c = 2433$ °K

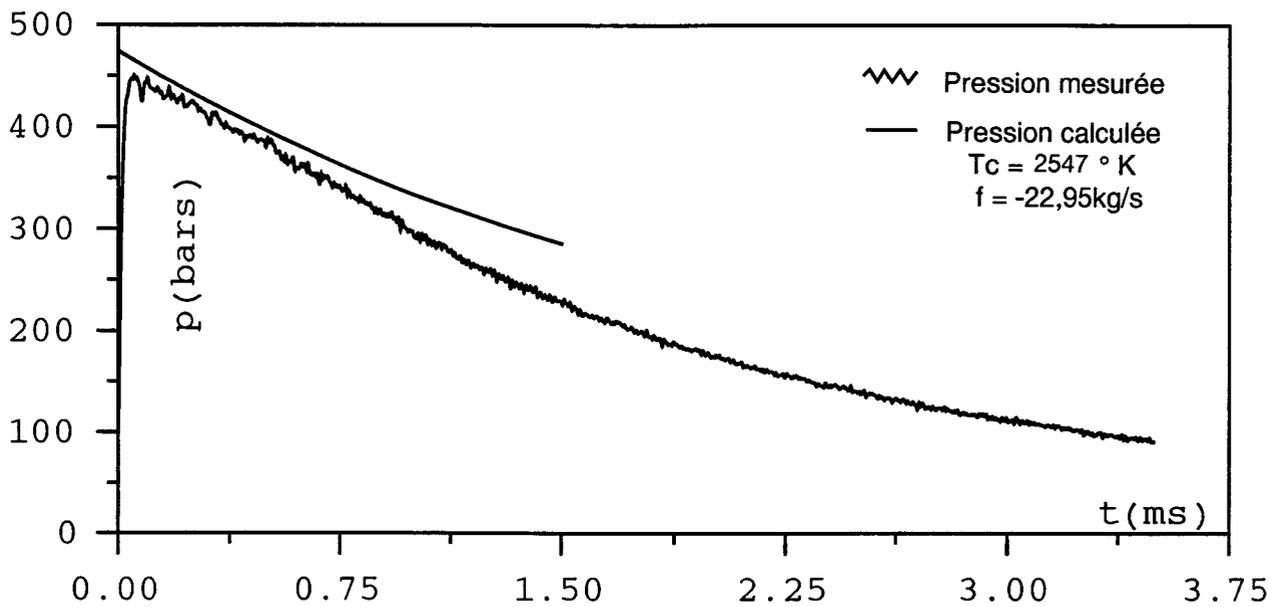


B

Calage du calcul de la pression de bouche
sur l'expérience - Tube long

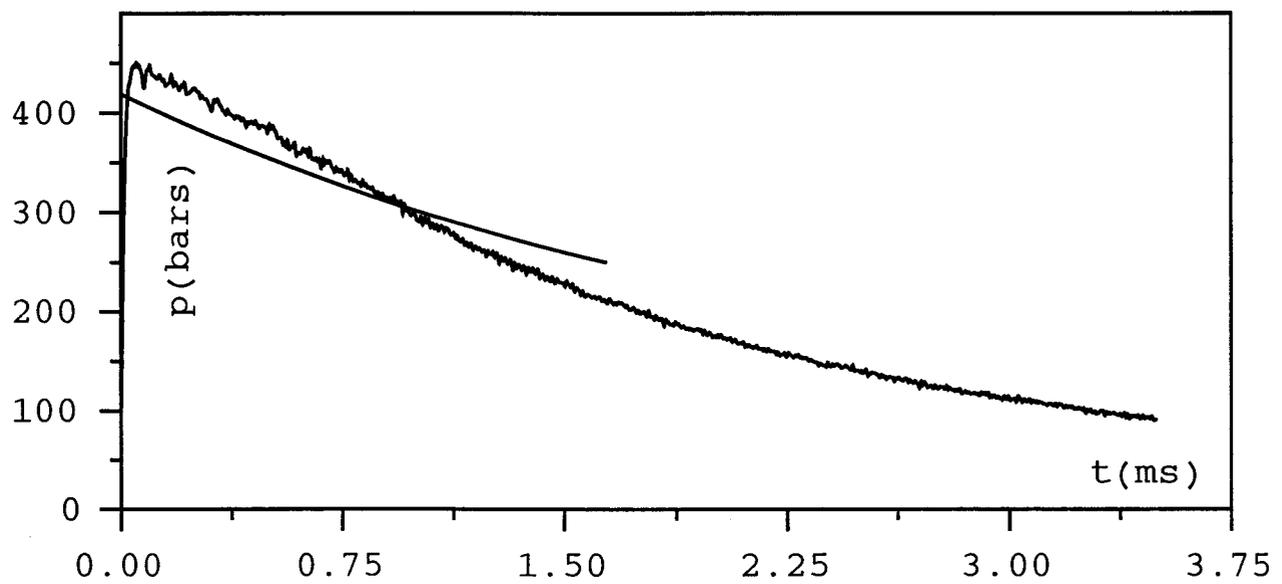
$f = -22,95$ kg/s $T_c = 2547$ °K

Figure 25



A

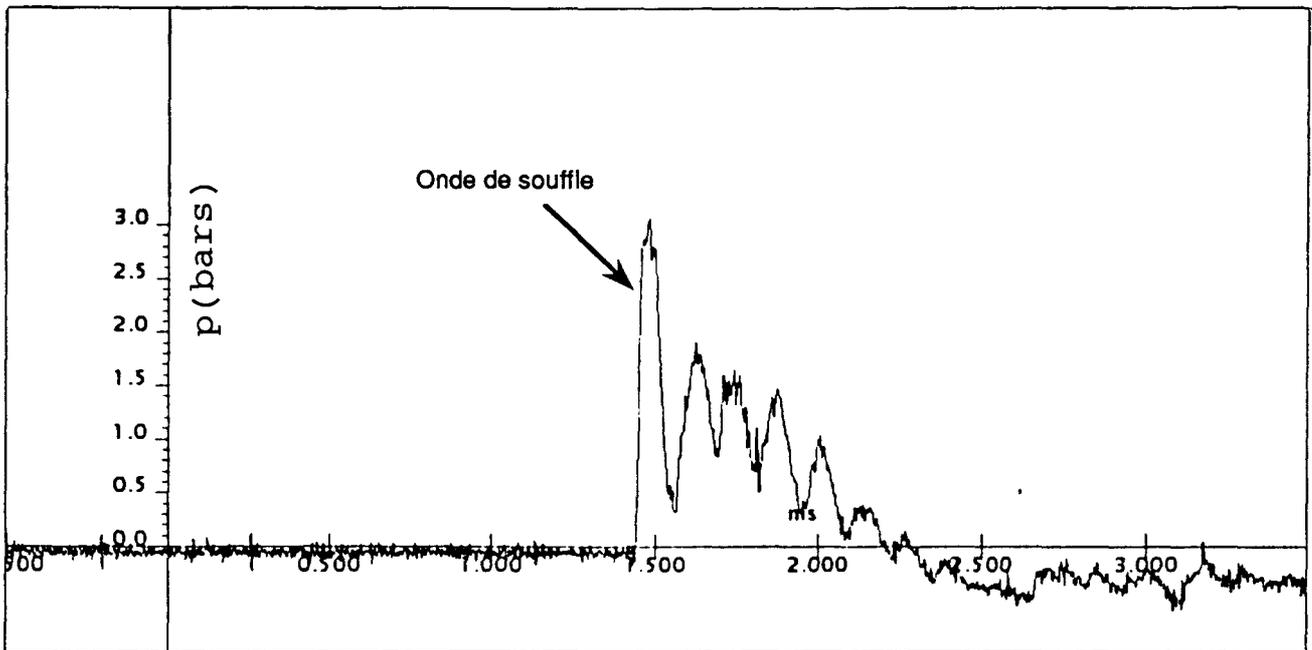
Comparaison entre la pression-bouche mesurée et celle calculée avec le code M.C.A.B.I: tube court



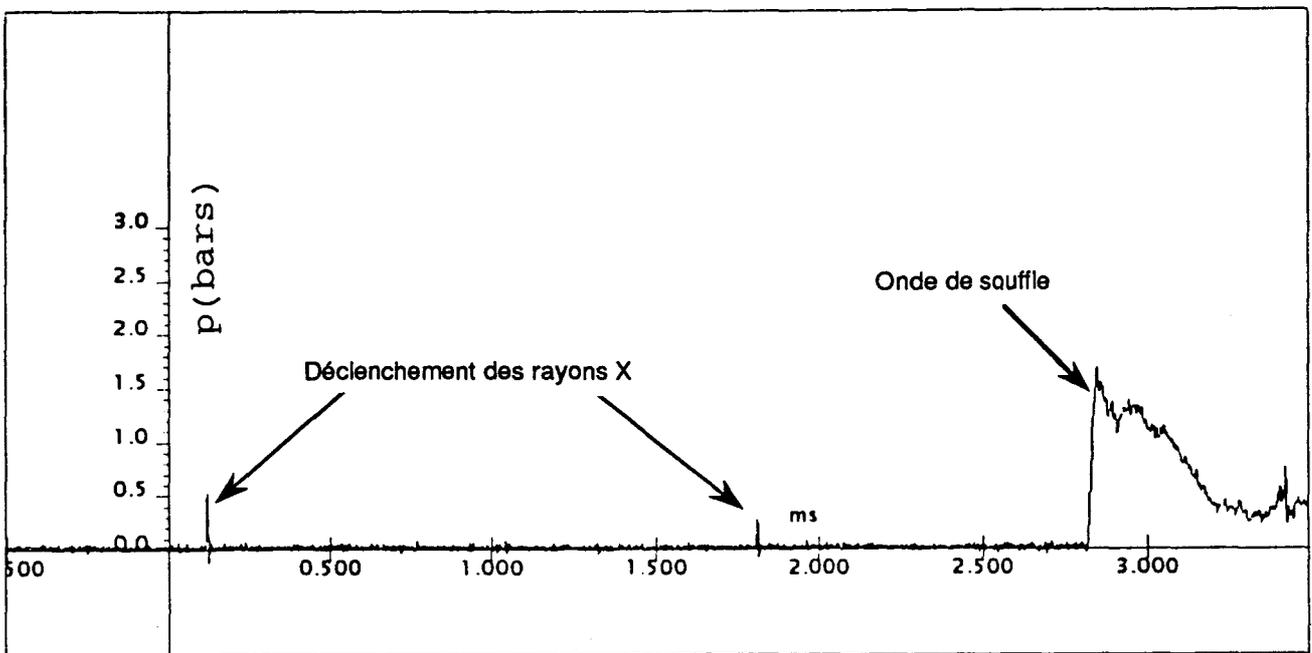
B

Pression calculée à la bouche dont la valeur moyenne est égale à celle trouvée par l'expérience: tube court

$$\overline{P_g} = 324 \text{ bars}$$



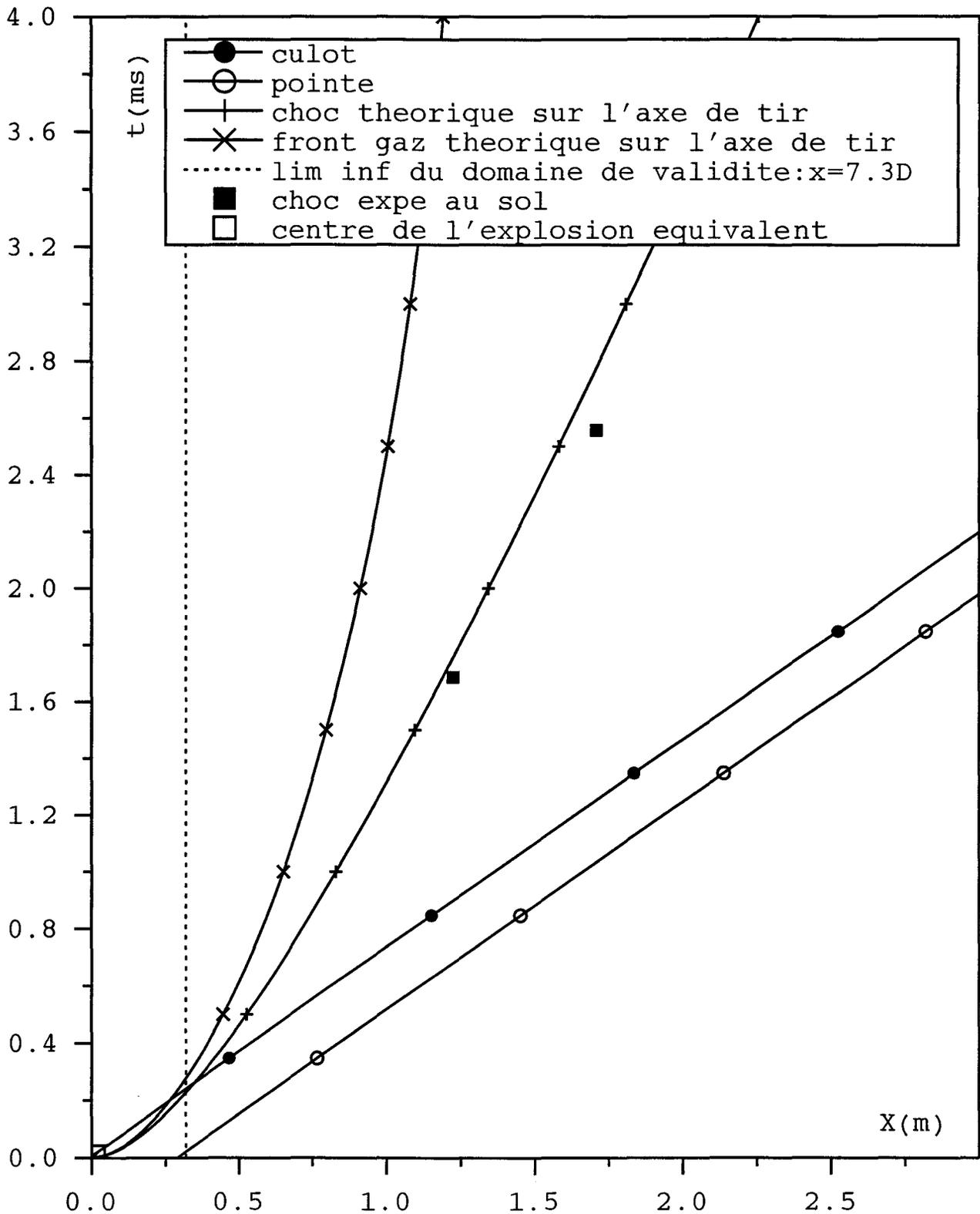
A: Capteur 3



B: Capteur 5

**Enregistrements du passage du souffle au niveau
des capteurs au sol**

Figure 27



**Diagramme de marche Obus-onde de souffle
Tube long**

$P_g=194$ bars, $C_g=796$ m/s, $E_g=189$ MJ/s, $V_p=1370$ m/s

Figure 28

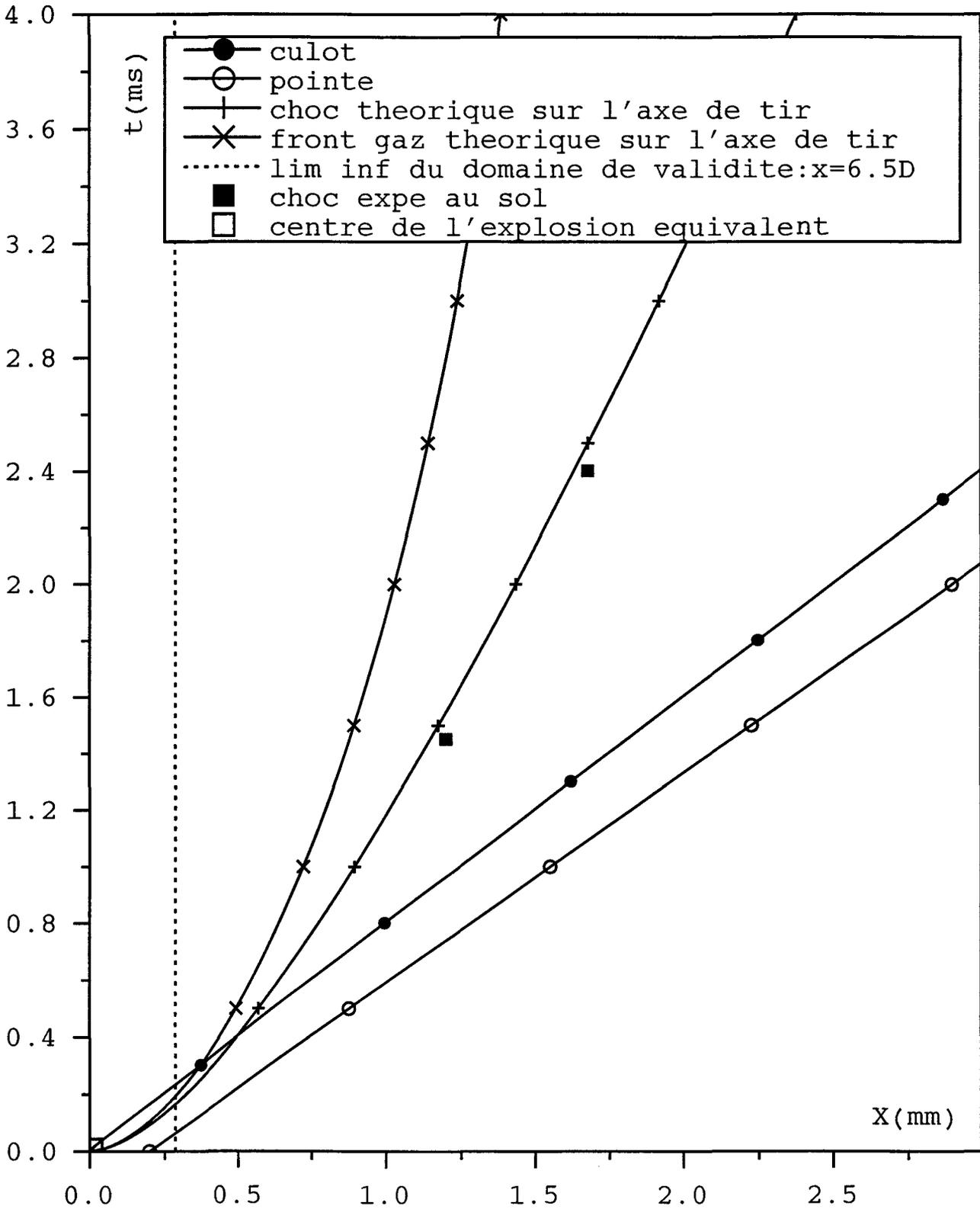
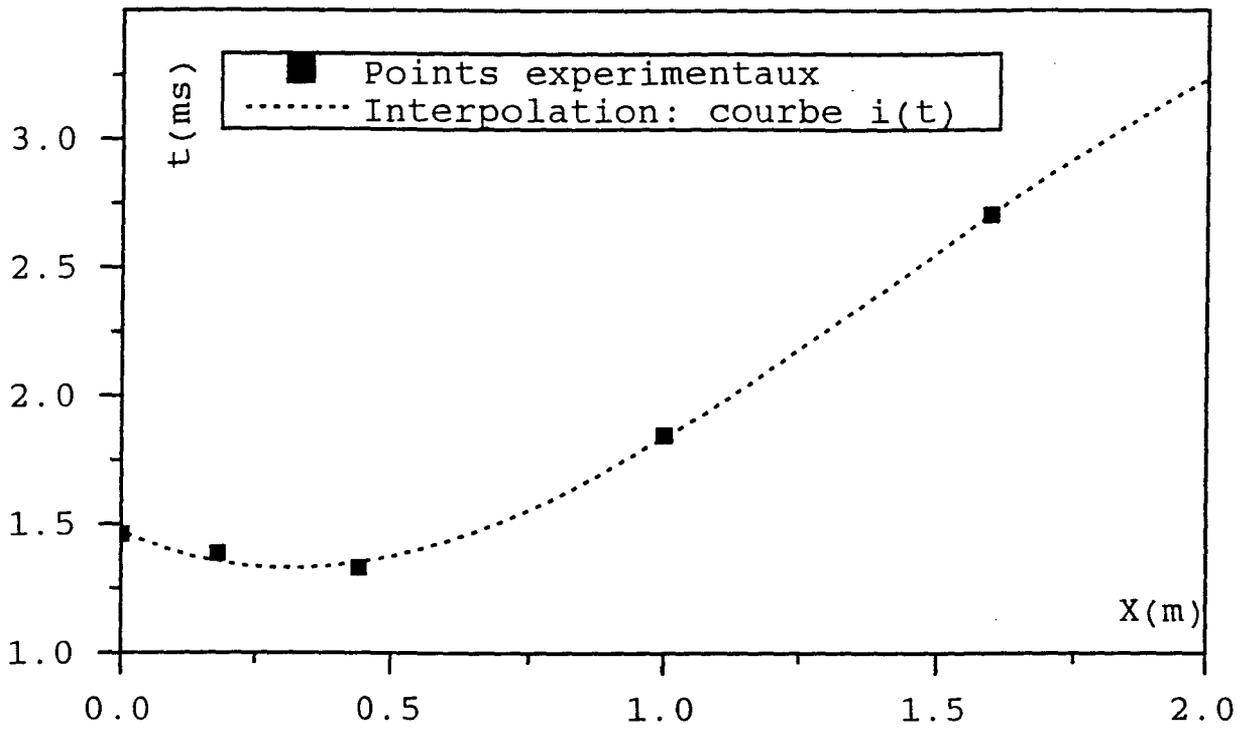


Diagramme de marche Obus-onde de souffle

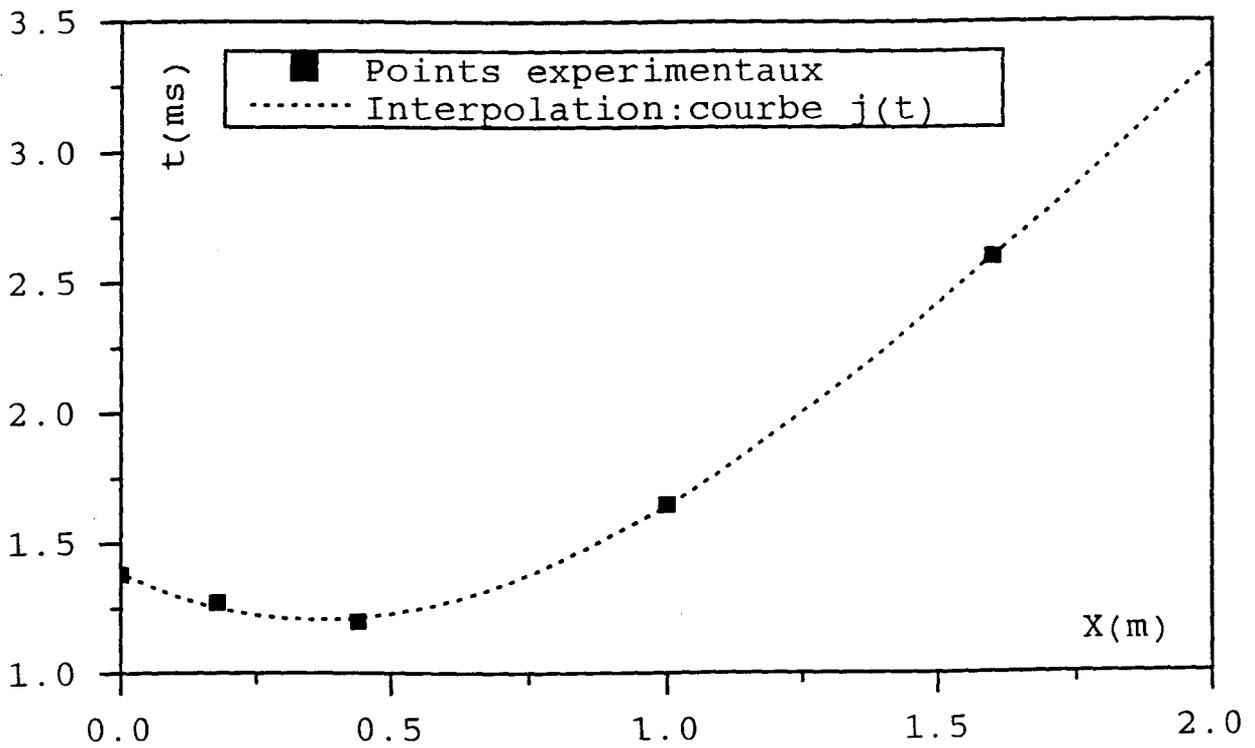
Tube court

$P_g=324$ bars, $C_g=803$ m/s, $E_g=296$ Mj/s, $V_p=1250$ m/s

Figure 29

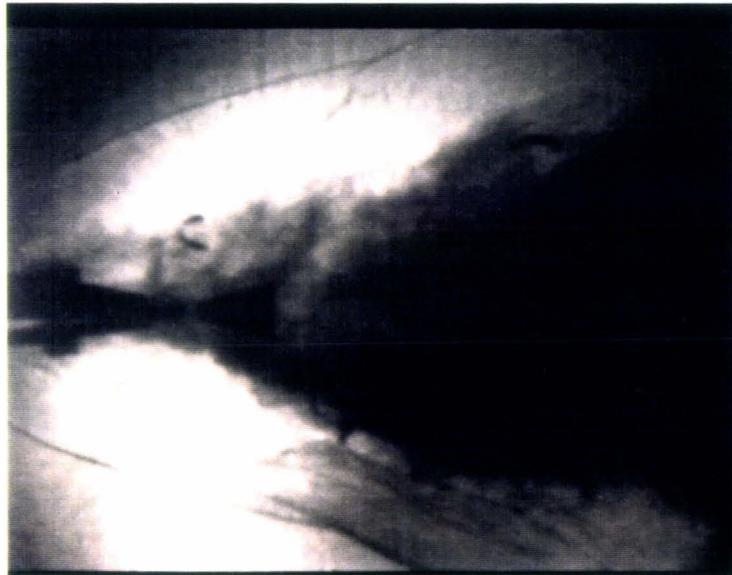
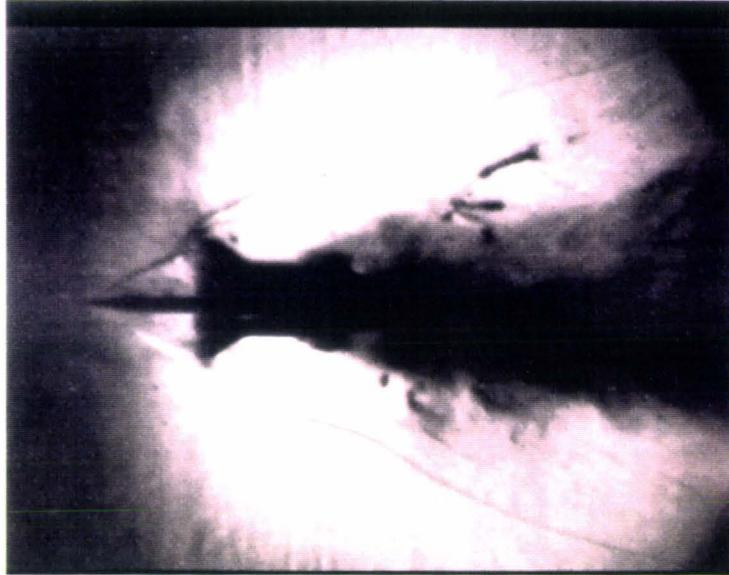


A
Déplacement du souffle au sol: tube long



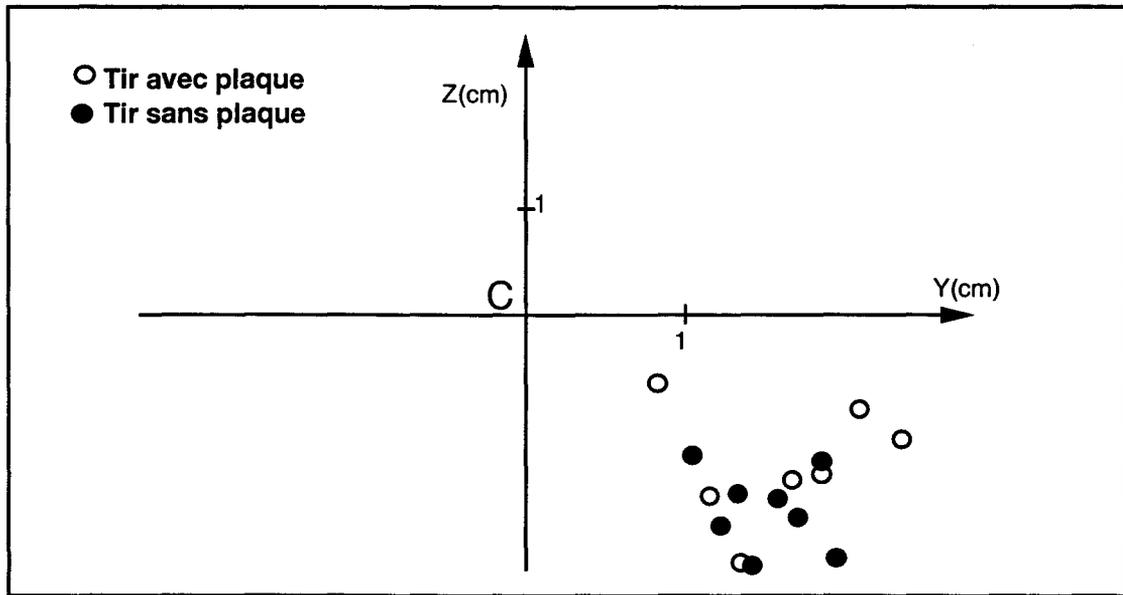
B
Déplacement du souffle au sol: tube court

Figure 30

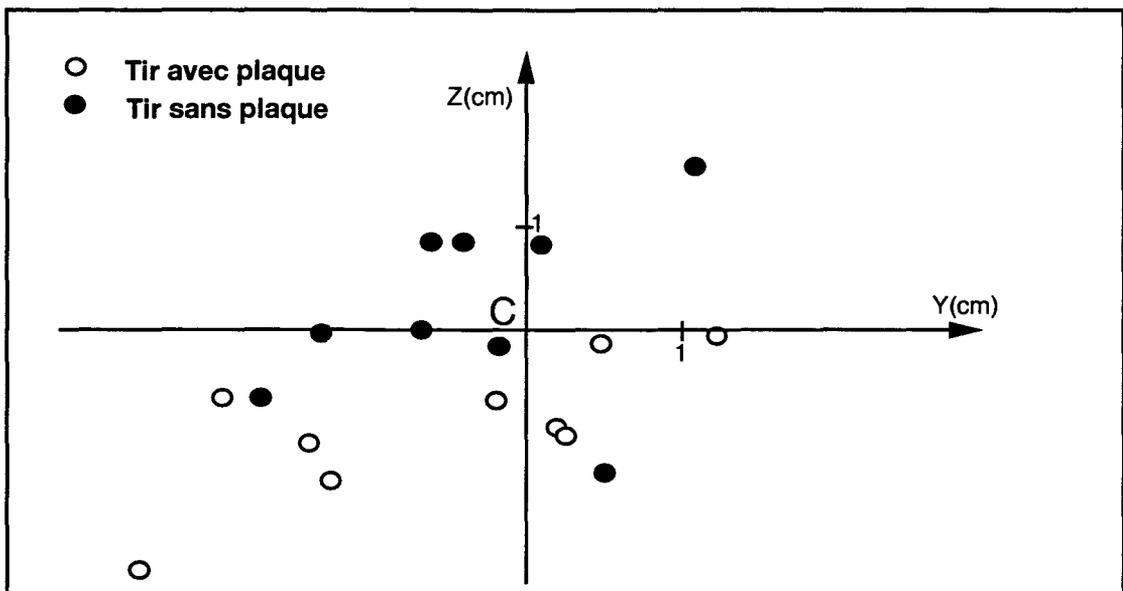


**Visualisation par ombroscopie du projectile flèche
sur l'axe de tir, à 1 m de la bouche**

Figure 31



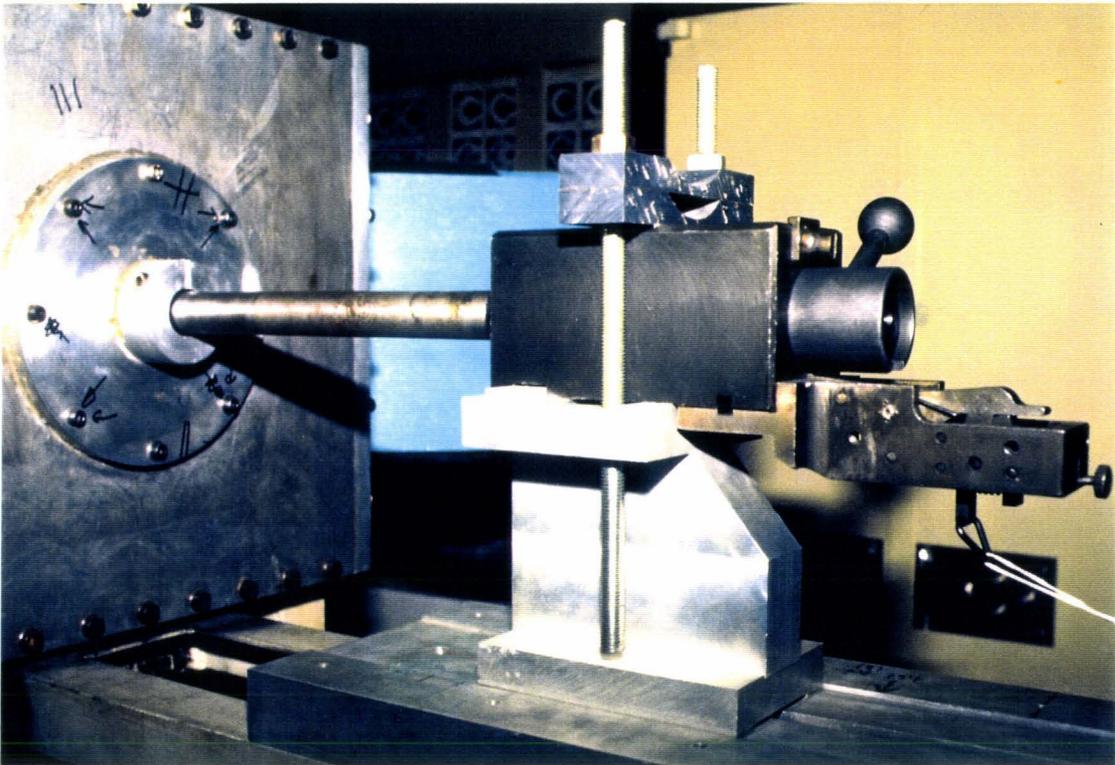
A: Tube long



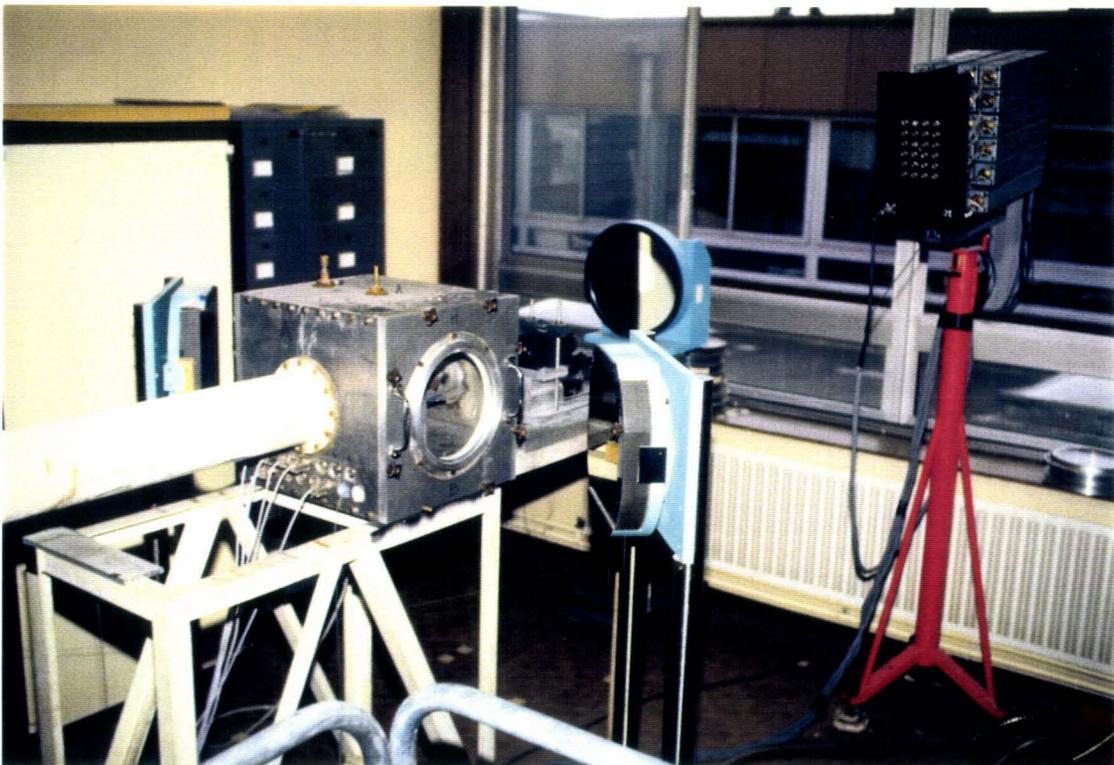
B: Tube court

Effet d'une plaque plane située au voisinage de la bouche sur les points d'impact des projectiles flèches

Figure 32

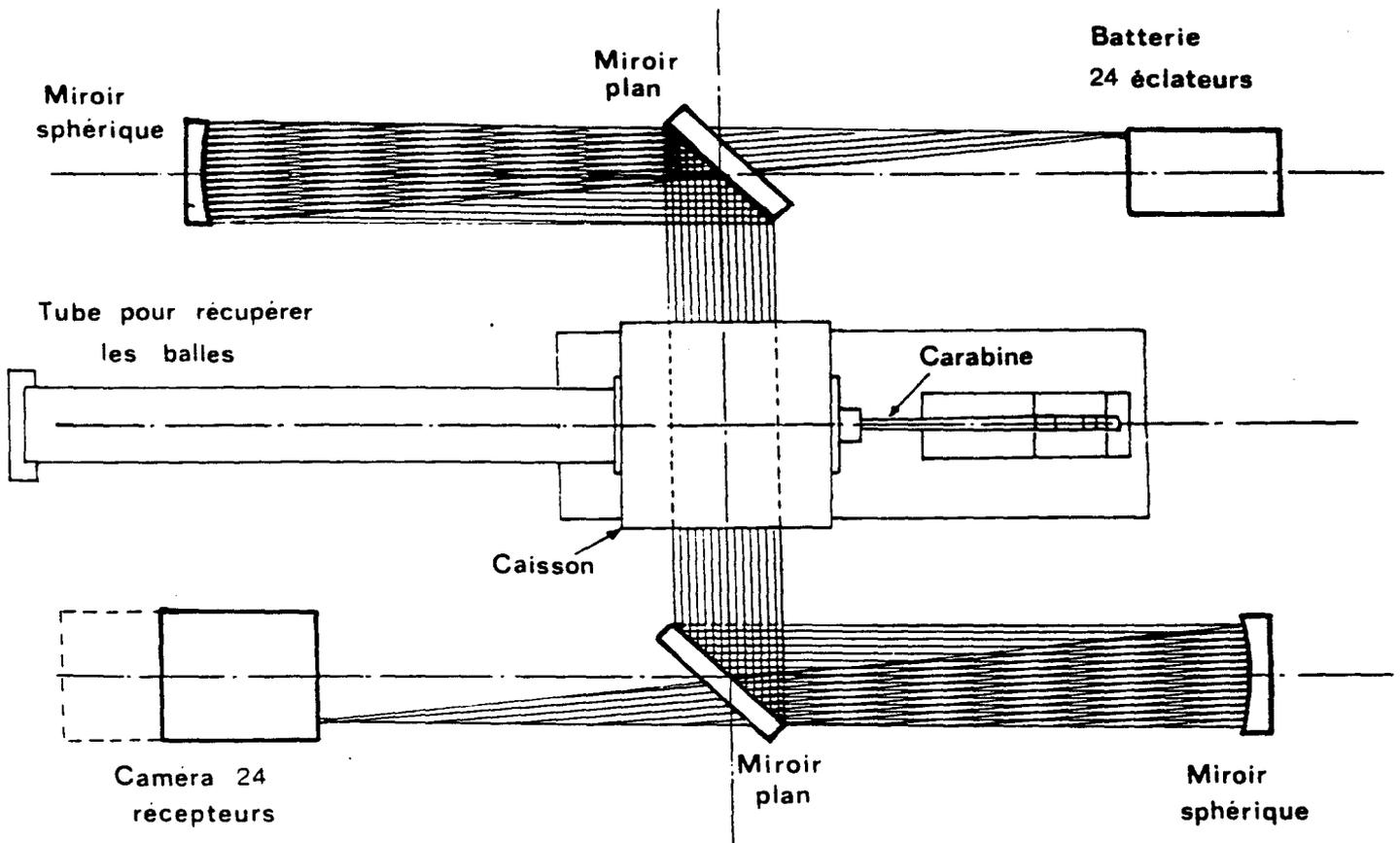
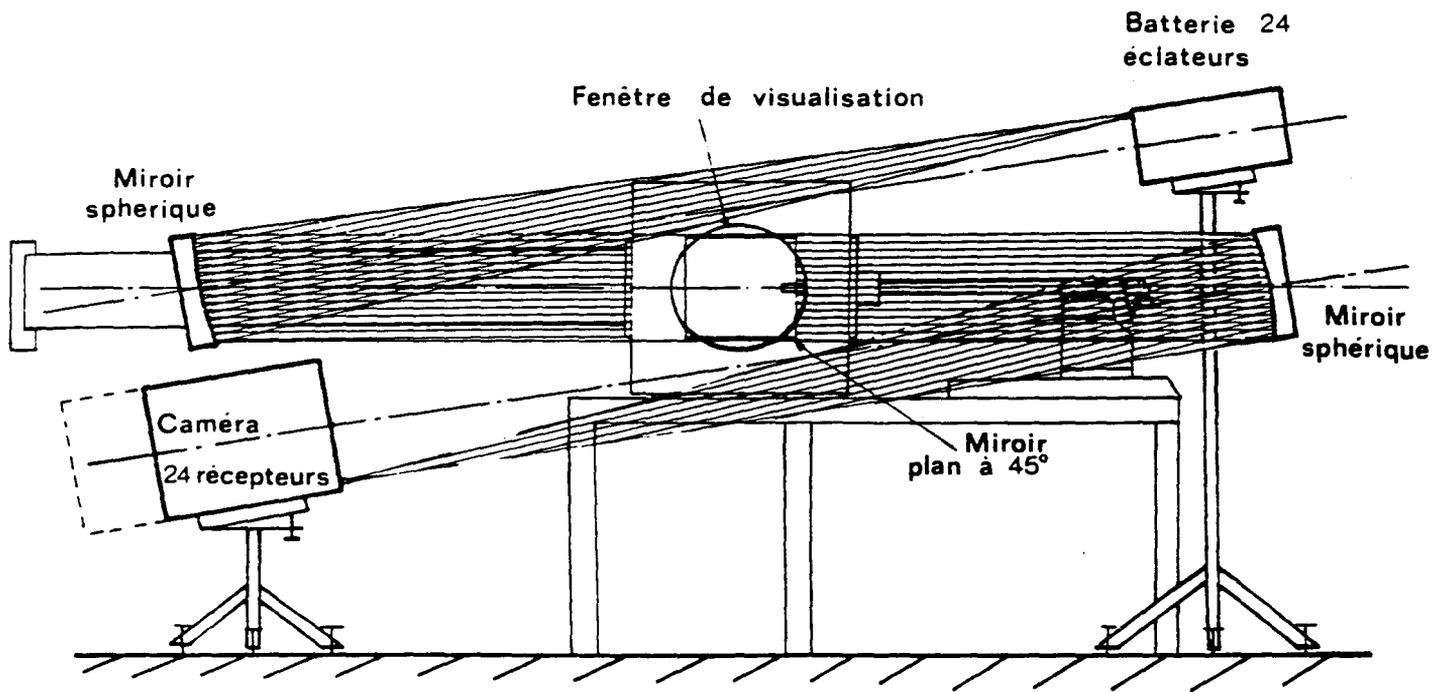


A
Bloc aux pressions et tube de calibre 5,56 mm



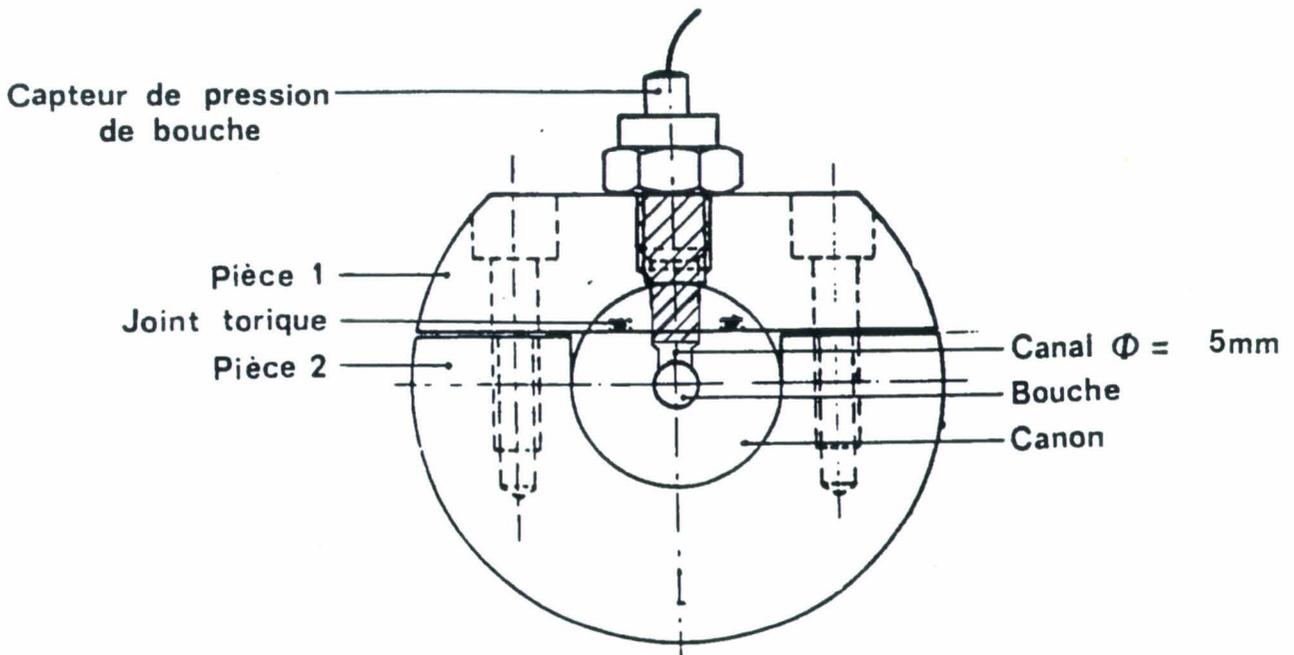
B
Vue du montage du coté de l'émission

Figure 33



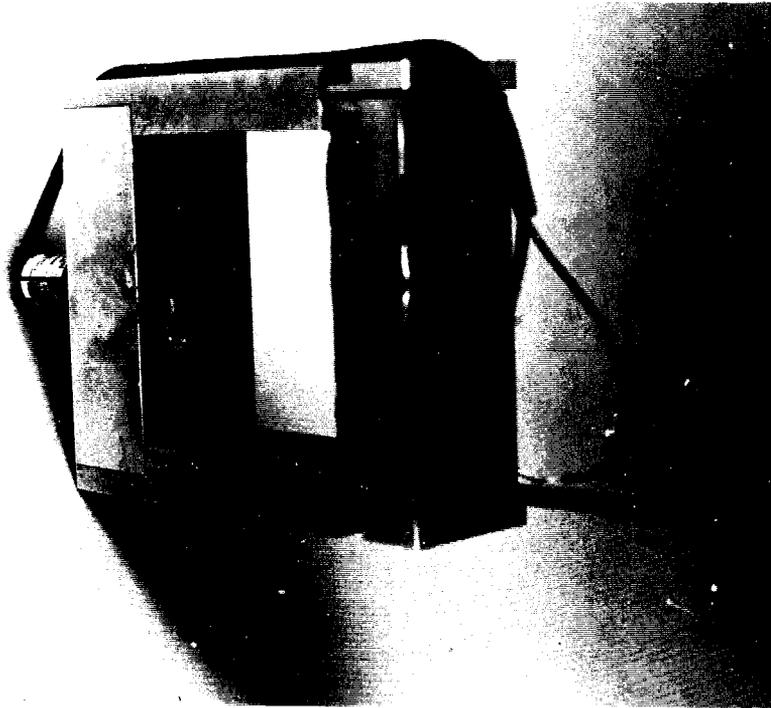
Visualisations ultra-rapides

Figure 34

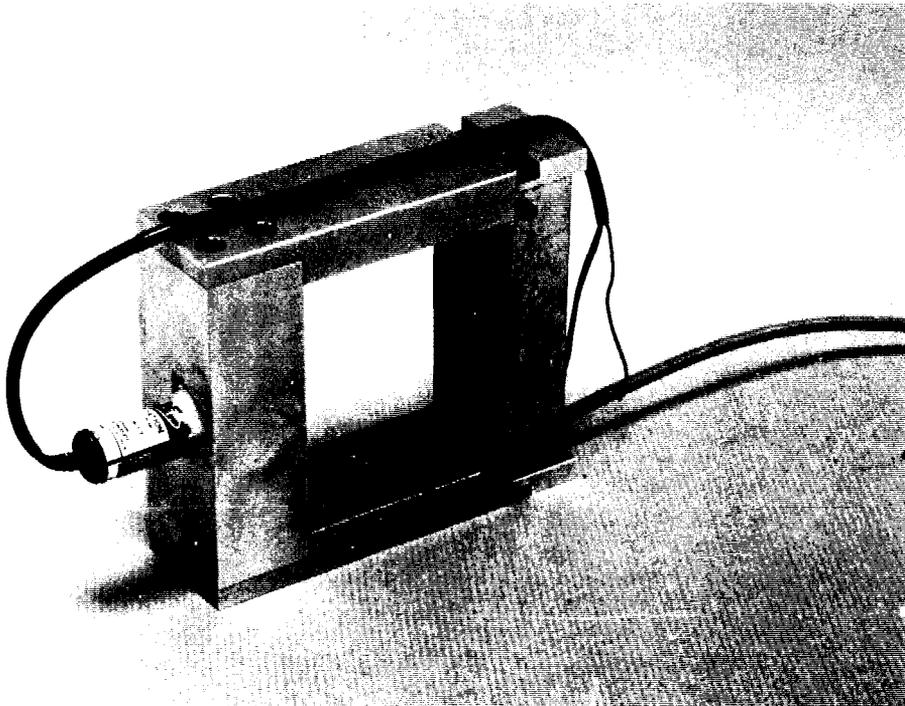


Montage du capteur de bouche sur la carabine

Figure 35



Côté émission



Côté réception

Barrière optique

Figure 36



Bâtonnets.

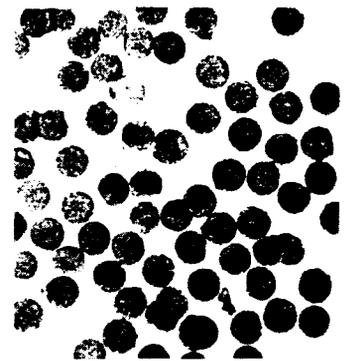
Bâtonnets. Ba 10 - Ba 9 - Ba 5 - Ba 6.
Heptaperforés. Tubal du n° 1 au n° 8.
Disque. D 10 - D 20.
Paillettes. As - Al - Ao.
Sphérique. Sp 3 - Sp 9.
Sphérique écrasée. Sp 8 - Sp 10 - Sp 7.



Heptaperforés



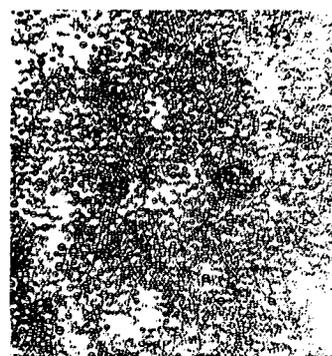
Heptaperforés



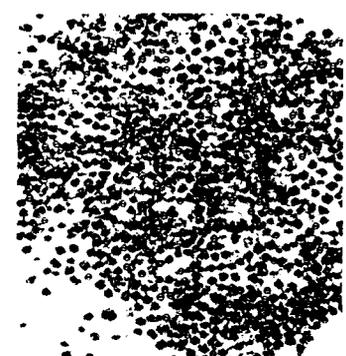
Disques.



Paillettes.



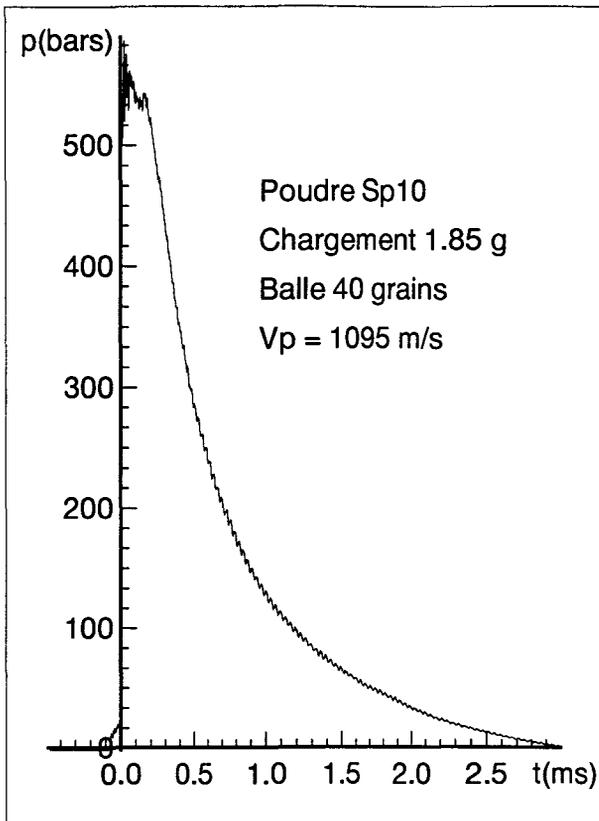
Sphérique.



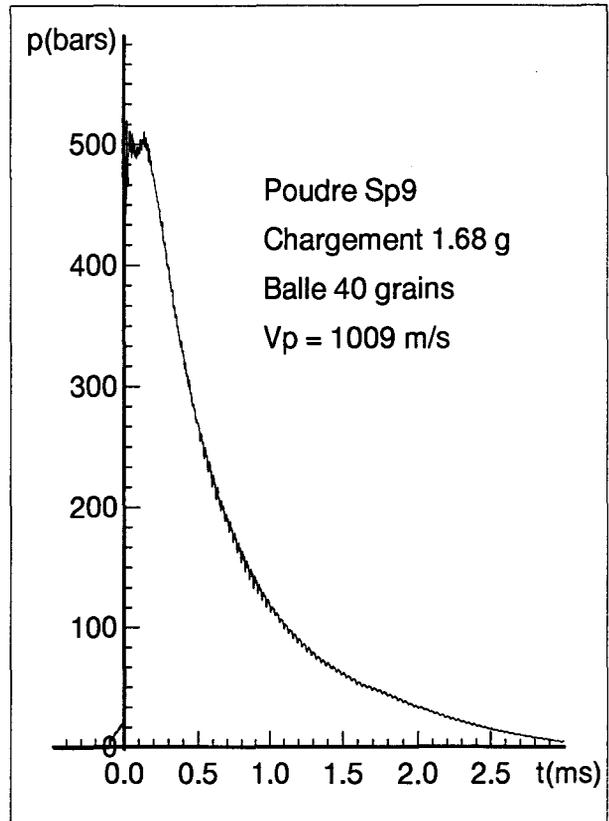
Sphérique écrasée.

Différents aspects des poudres Vectan de la S.N.P.E, utilisables dans les armes portatives à canons lisses où rayés [16]

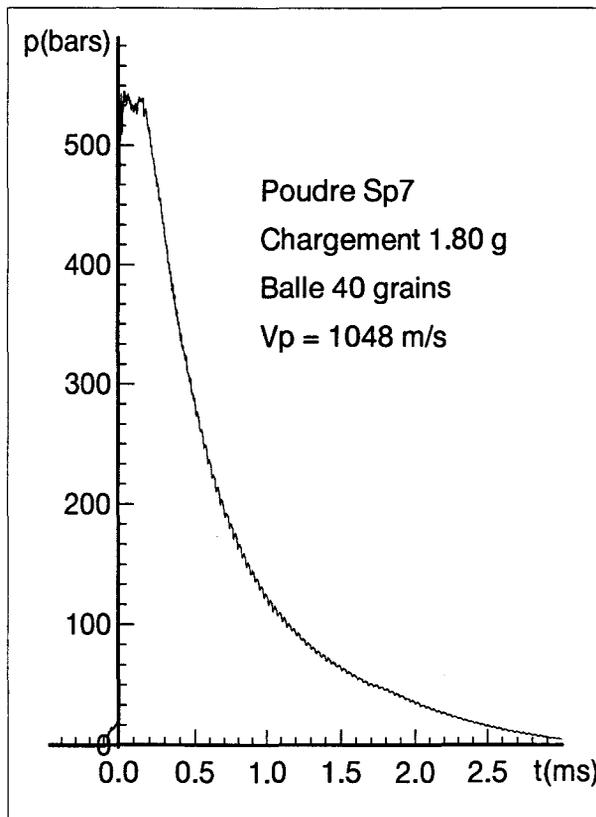
Figure 37



A



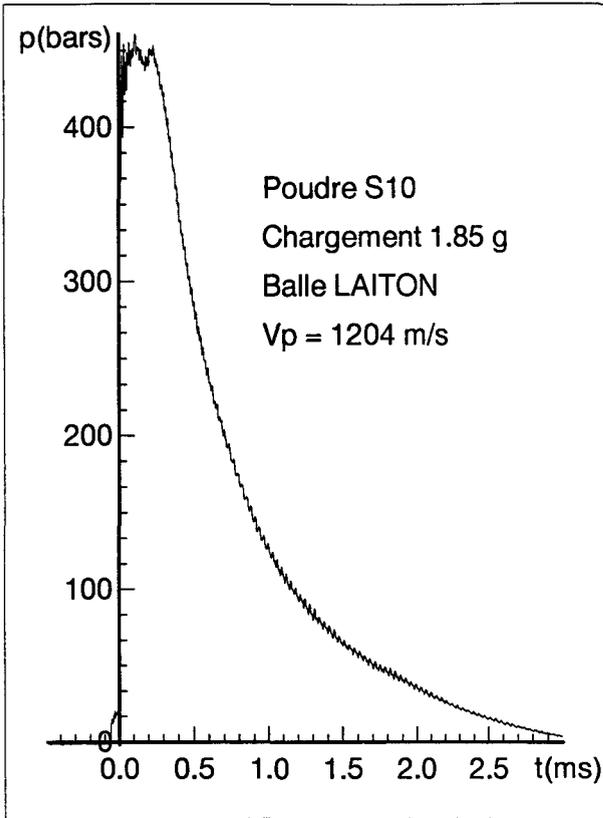
B



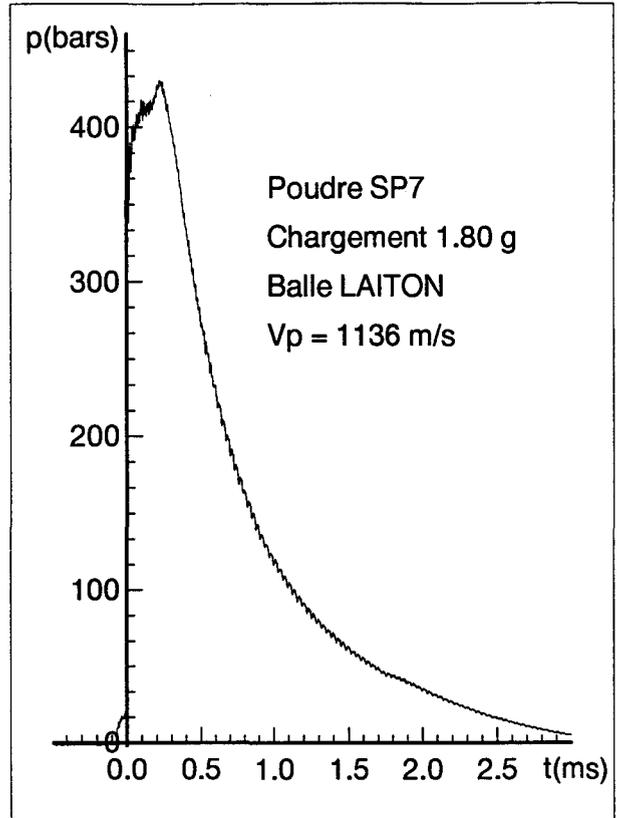
C

Pression de bouche correspondant a differents types de chargements: Balle 40 grains

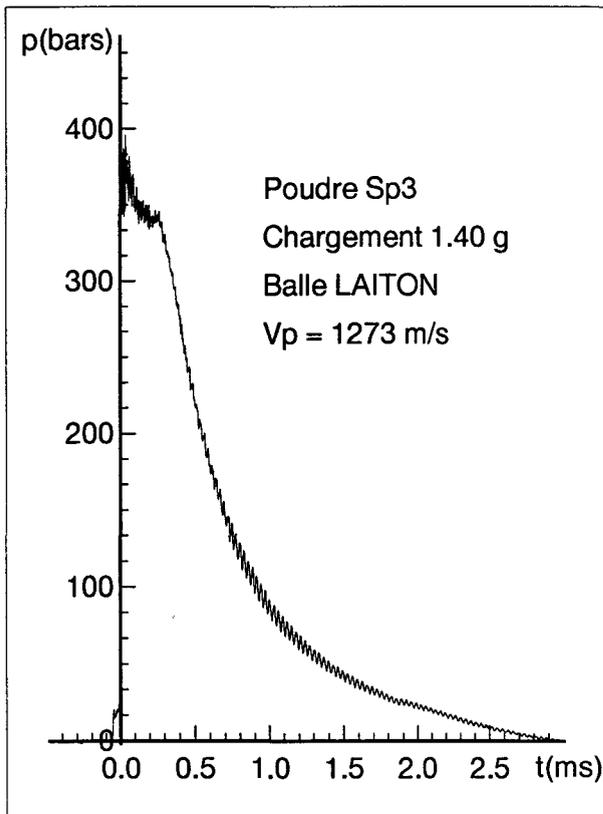
Figure 38



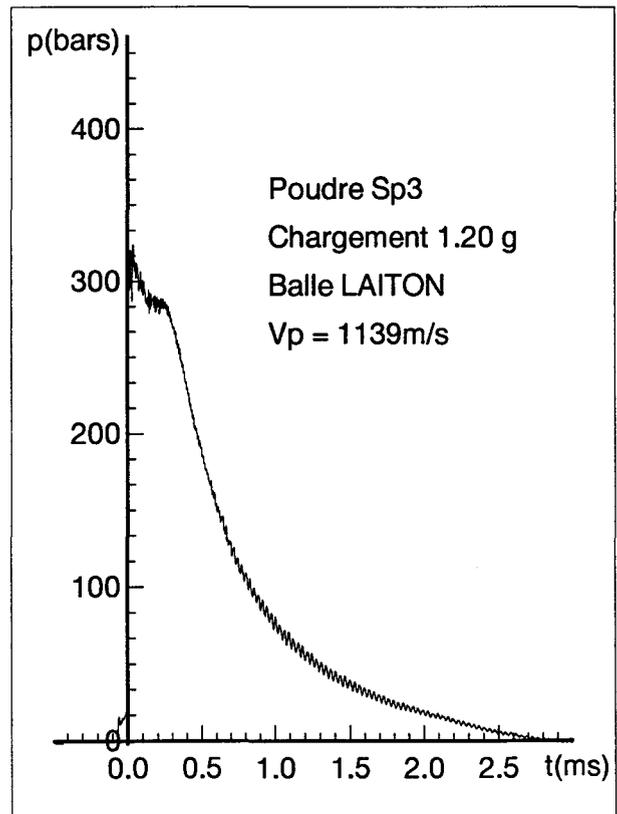
A



B



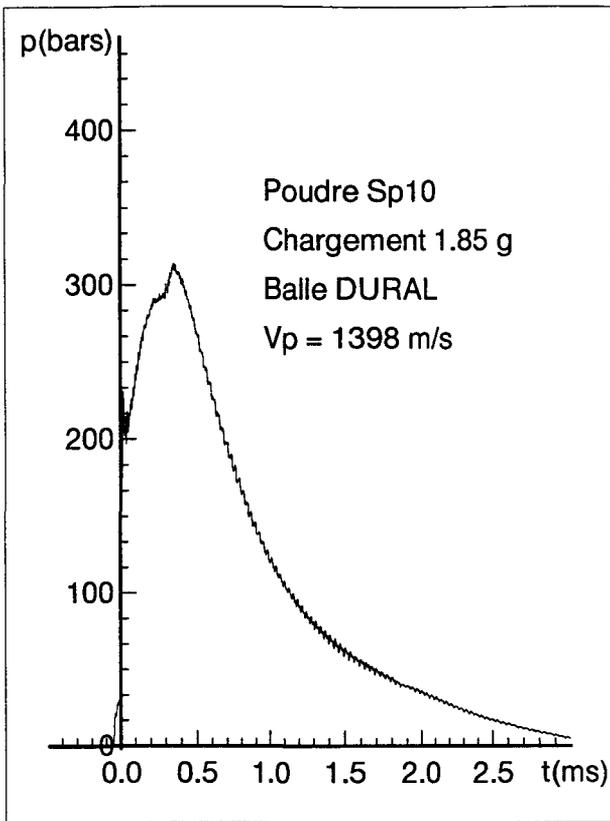
C



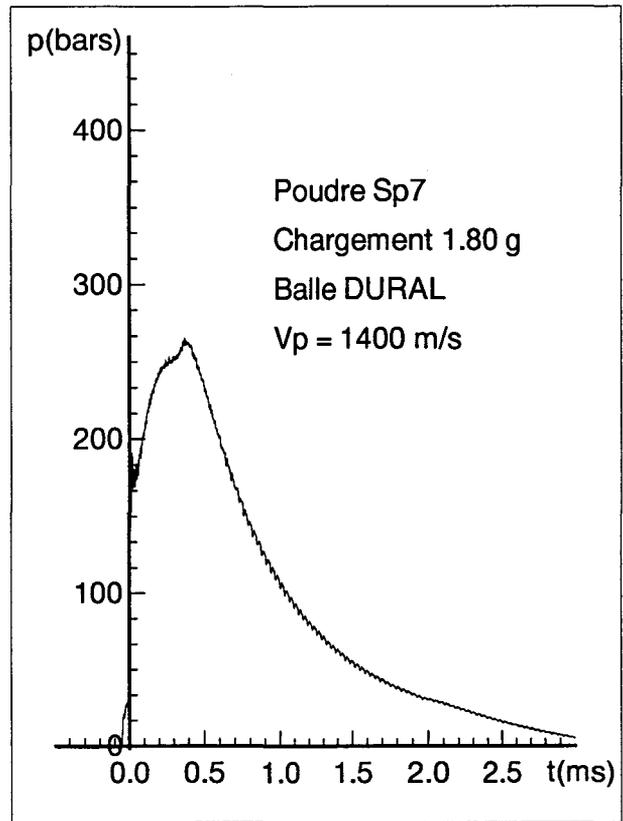
D

Pression de bouche correspondant a differents types de chargements: Balle LAITON

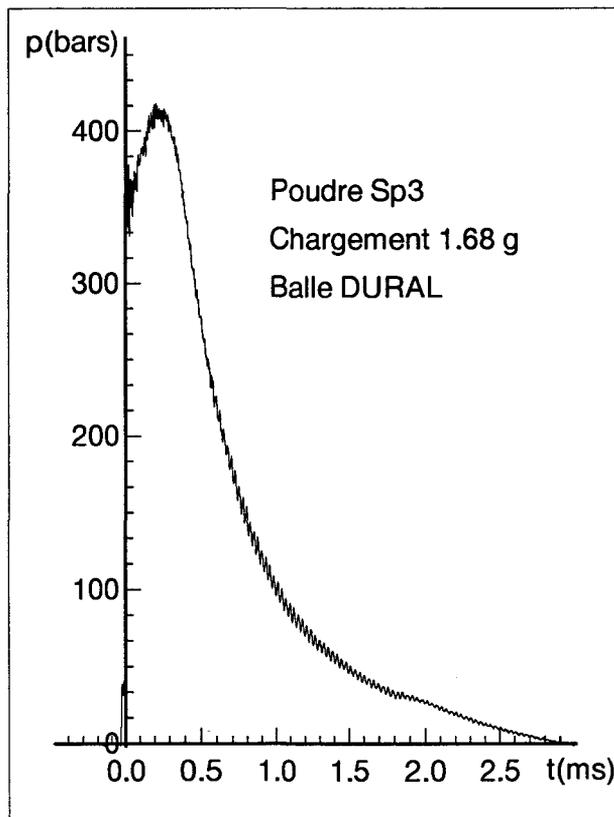
Figure 39



A



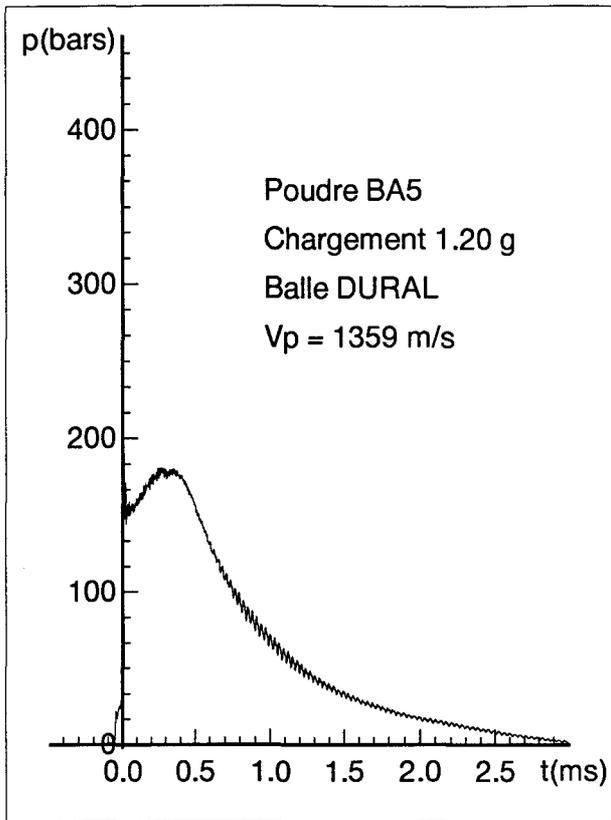
B



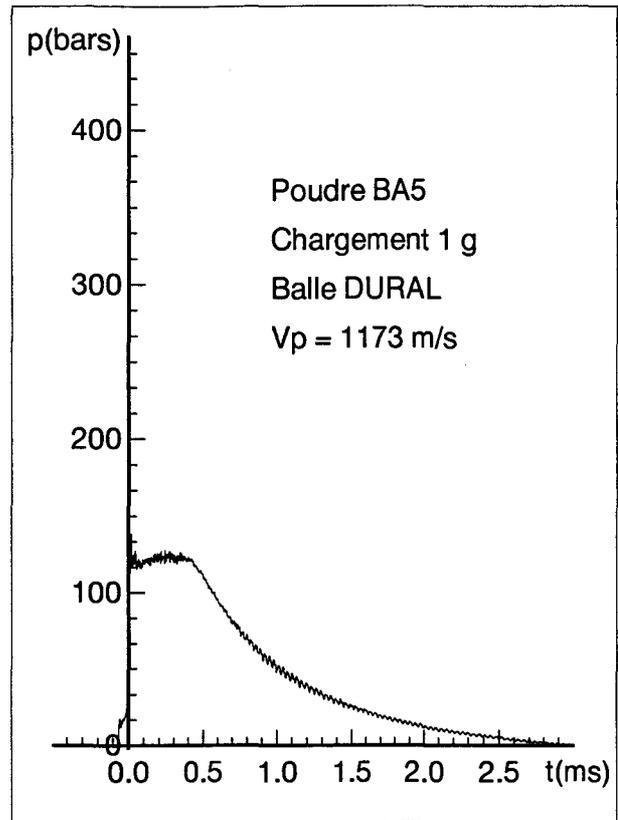
C

Pression de bouche correspondant a differents types de chargements: Balle DURAL

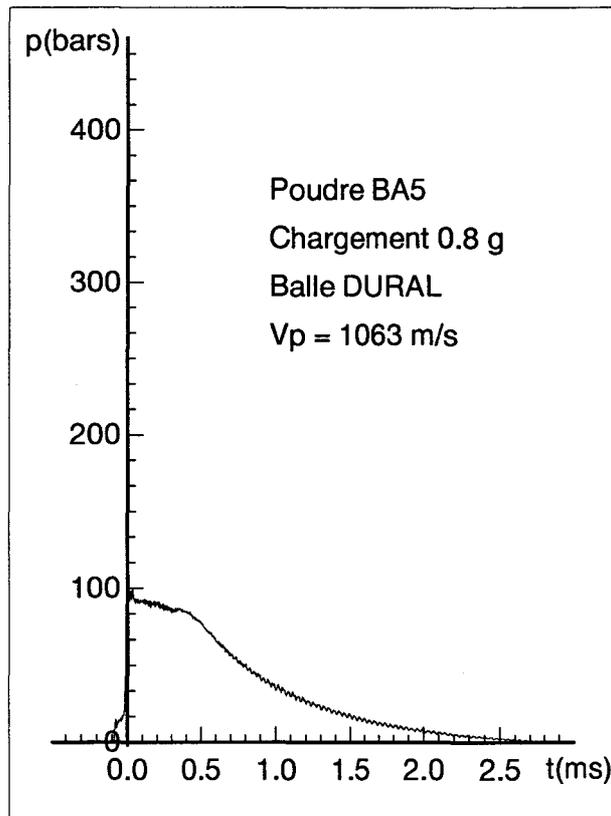
Figure 40



A



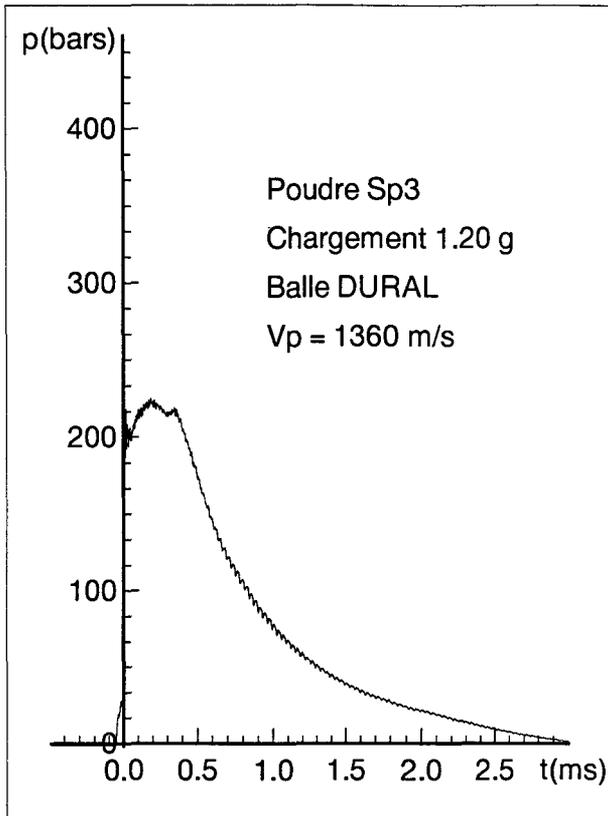
B



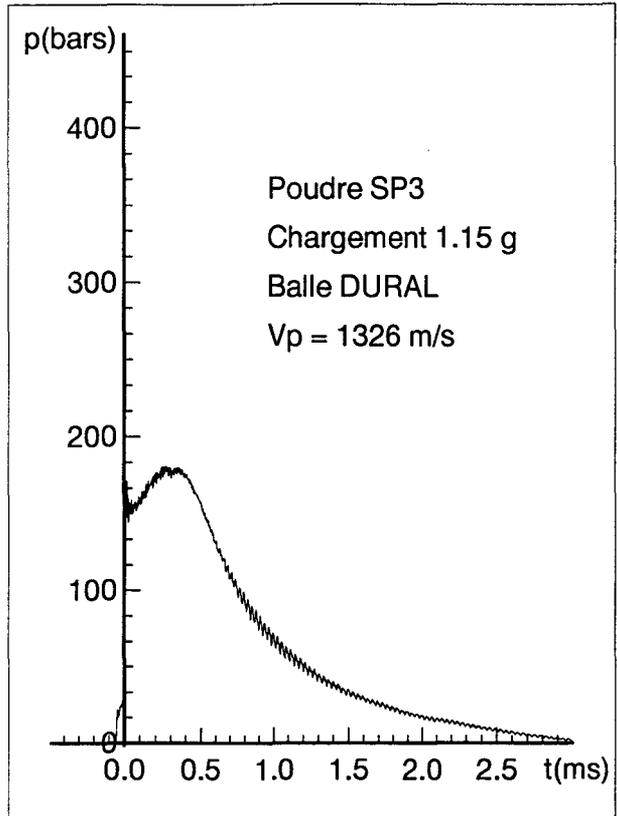
C

Pression de bouche correspondant a differents types de chargements: Balle DURAL

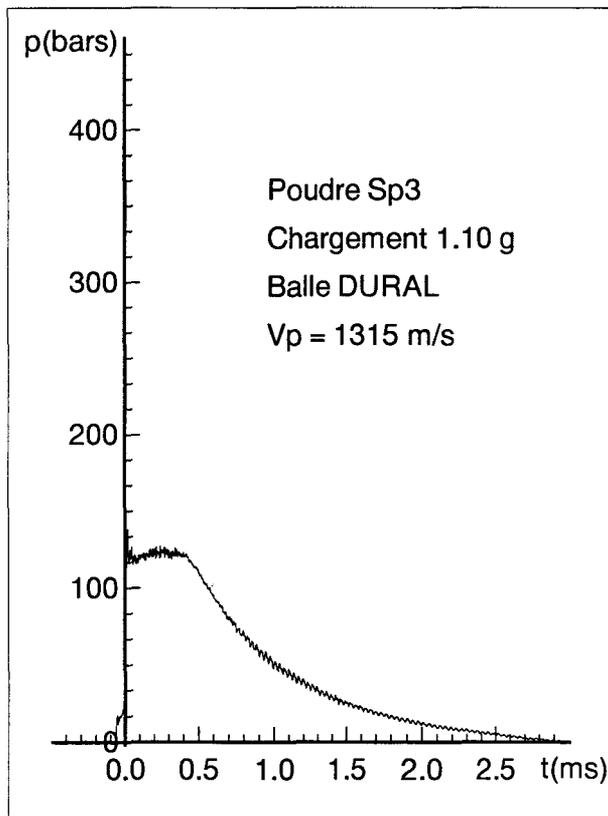
Figure 41



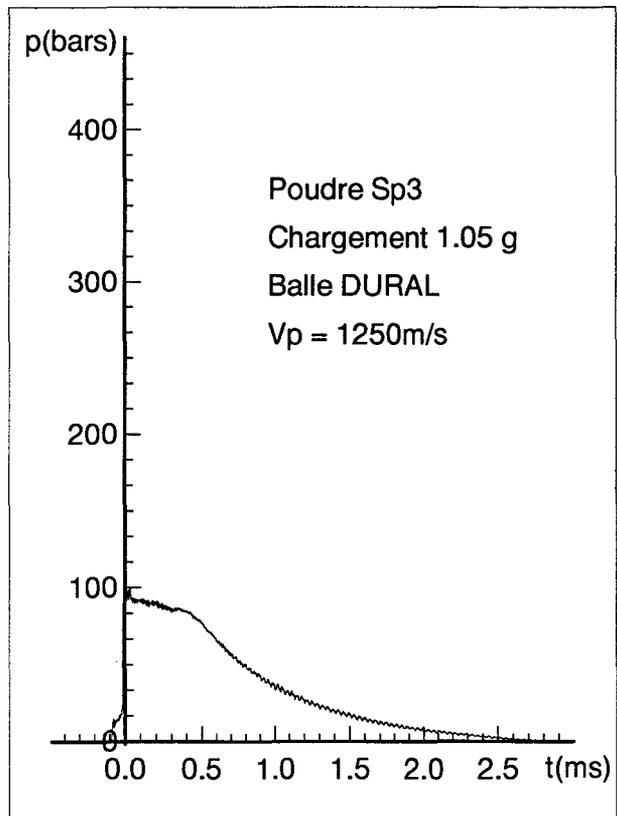
A



B



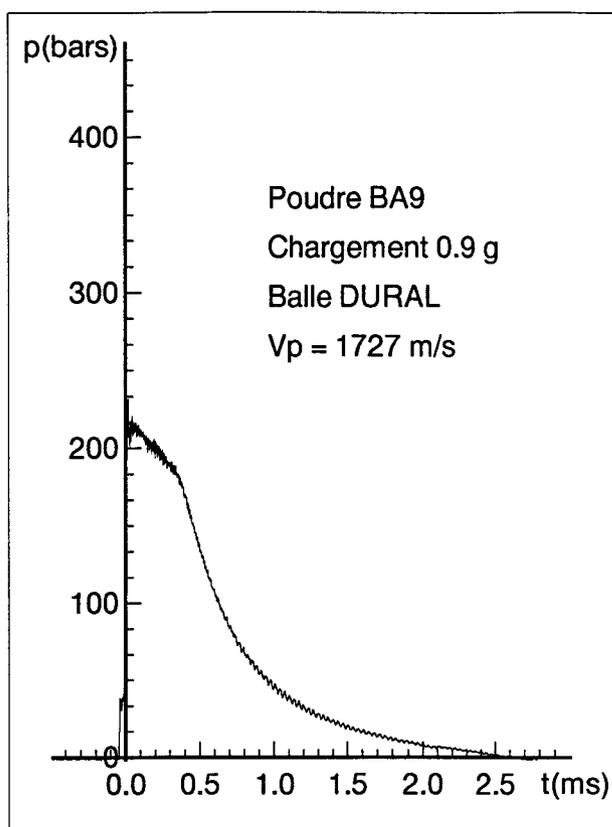
C



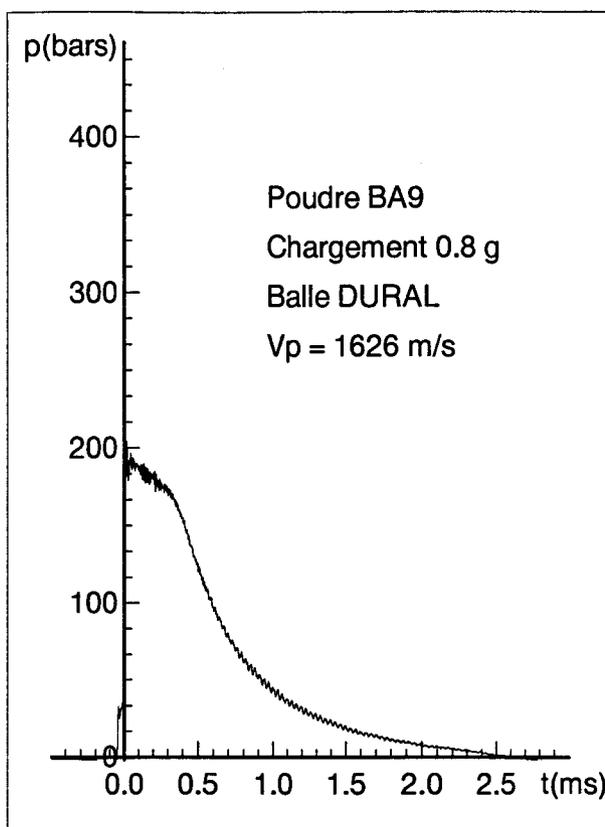
D

Pression de bouche correspondant a differents types de chargements: Balle DURAL

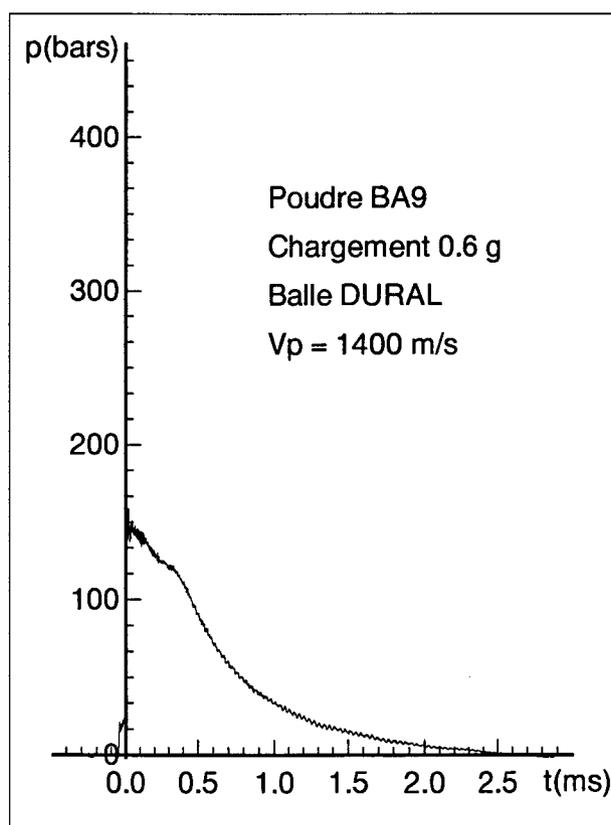
Figure 42



A



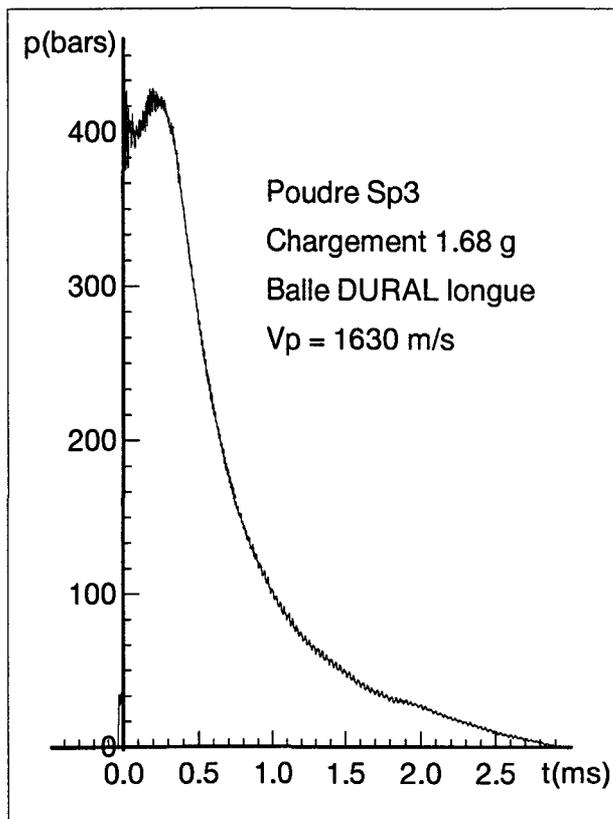
B



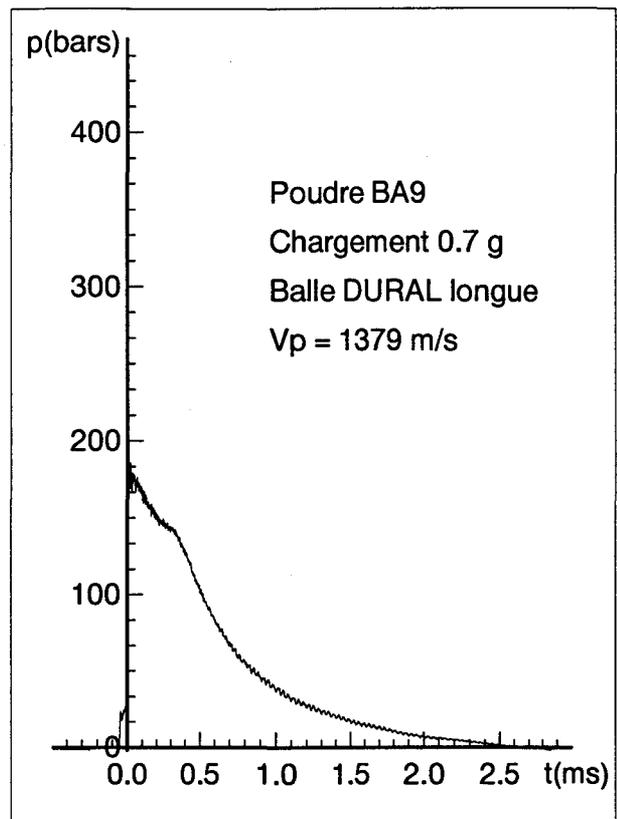
C

Pression de bouche correspondant a differents types de chargements: Balle DURAL

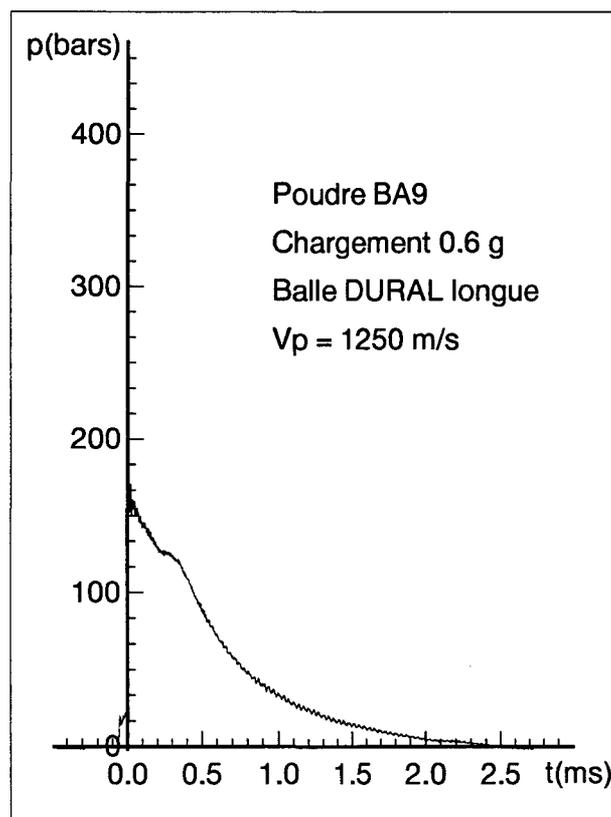
Figure 43



A



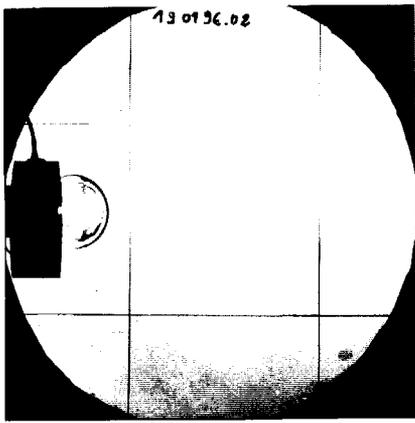
B



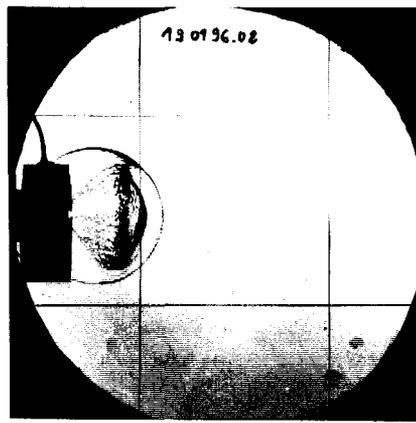
C

Pression de bouche correspondant a differents types de chargements: Balle DURAL longue

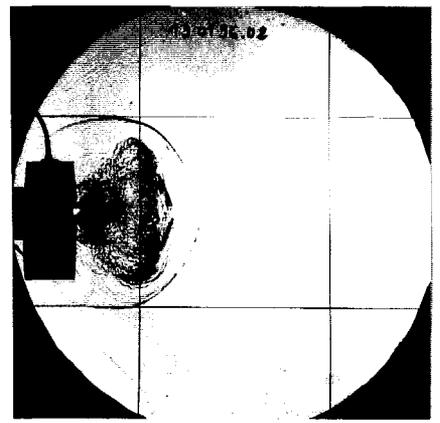
Figure 44



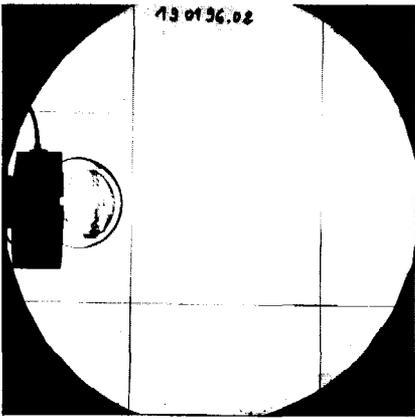
1



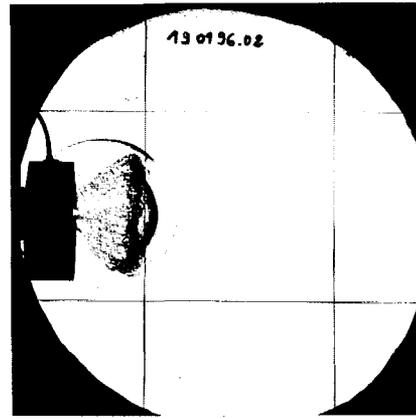
5



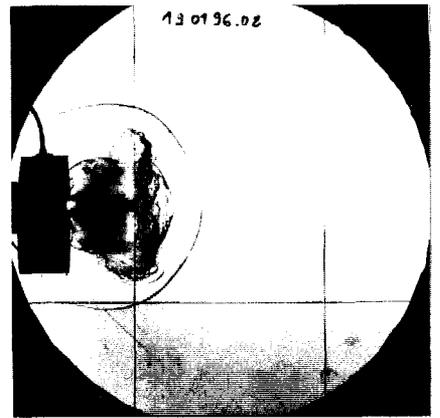
9



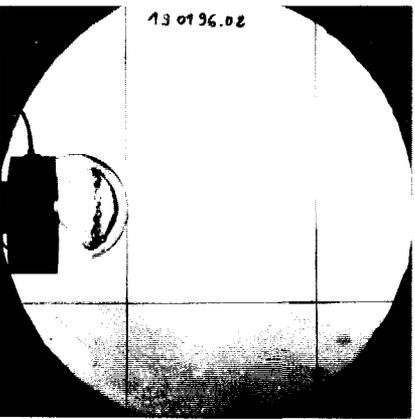
2



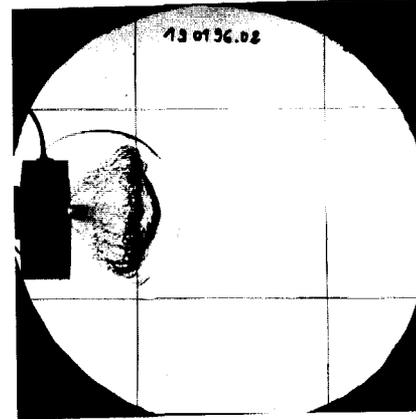
6



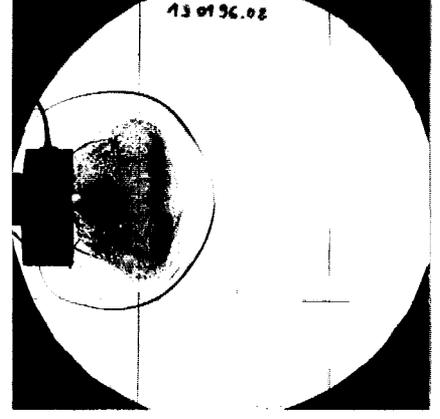
10



3



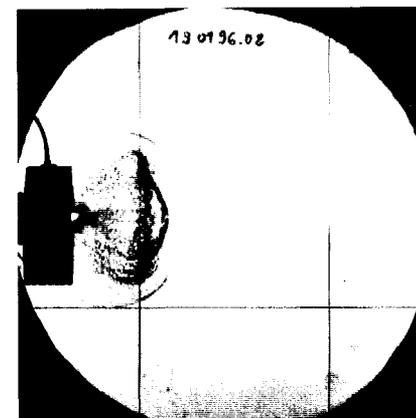
7



11



4



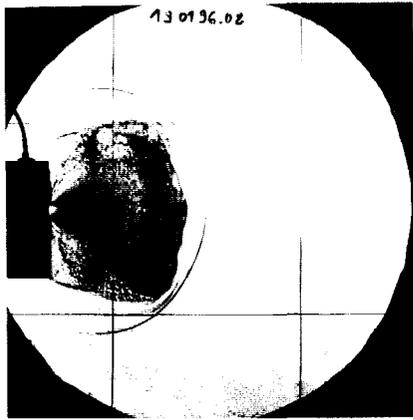
8



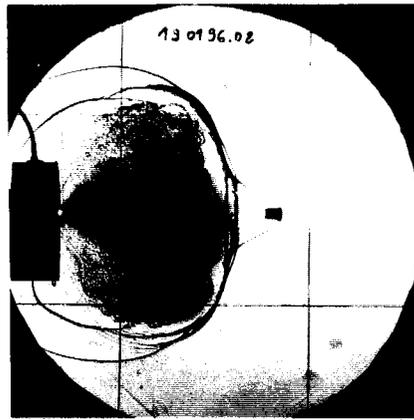
12

$V_p \sim 1400 \text{ m/s}; \Delta t = 8 \mu\text{s}$

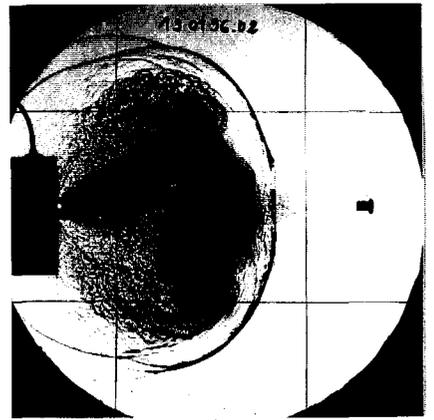
Figure 45



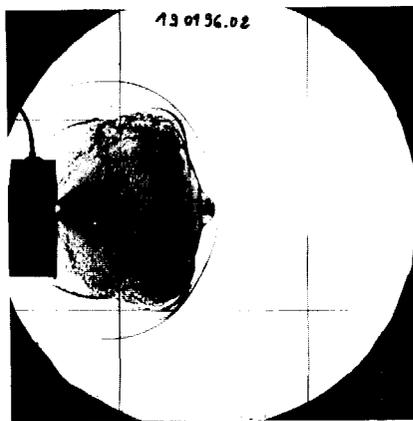
13



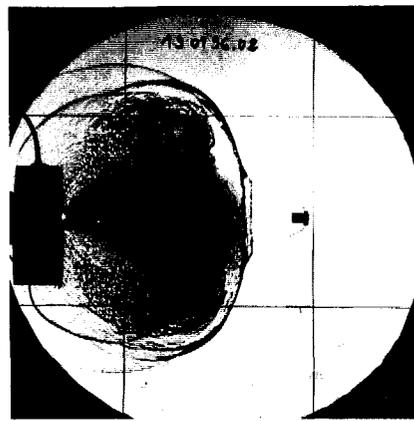
17



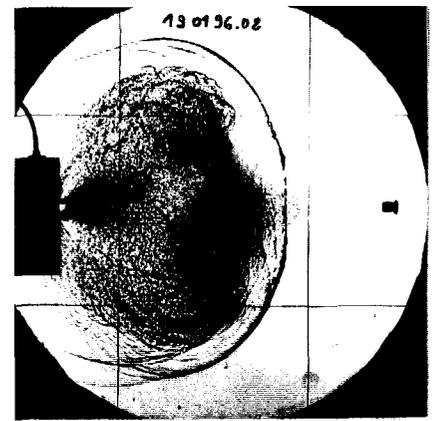
21



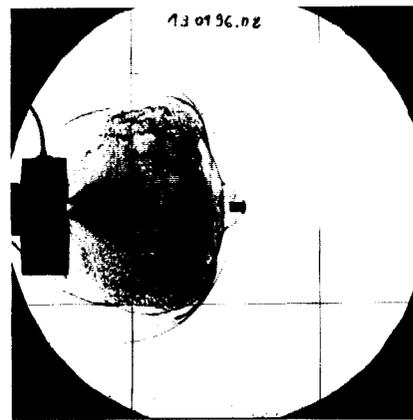
14



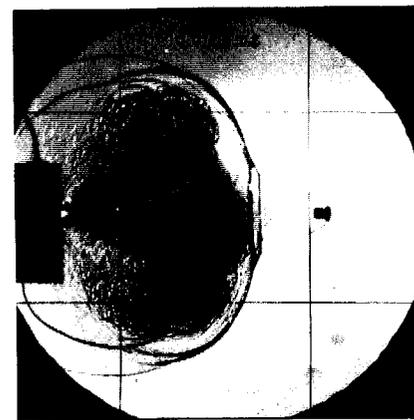
18



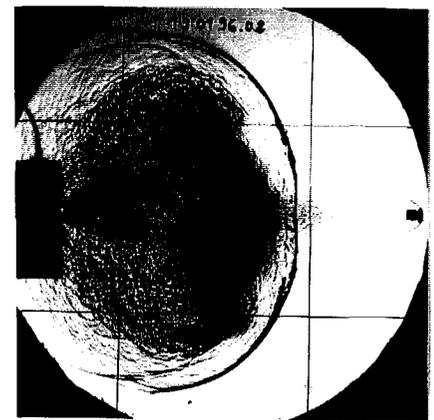
22



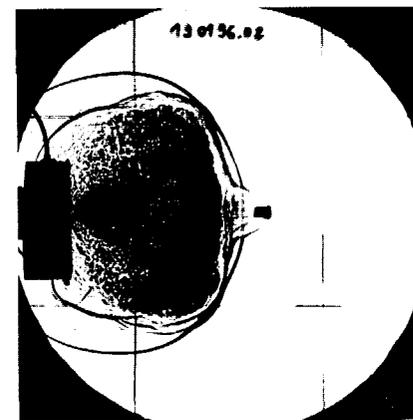
15



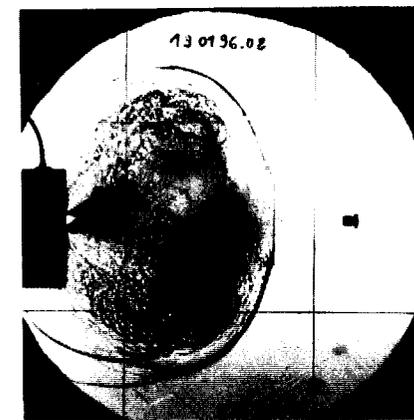
19



23



16



20



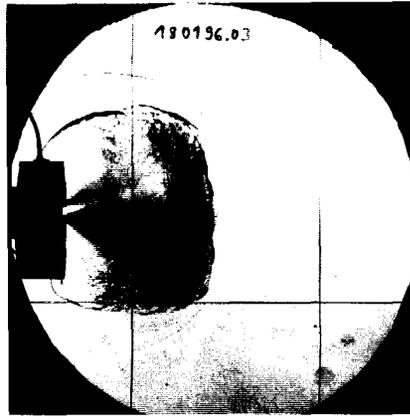
24

$V_p \sim 1400 \text{ m/s}; \Delta t = 8 \mu\text{s}$

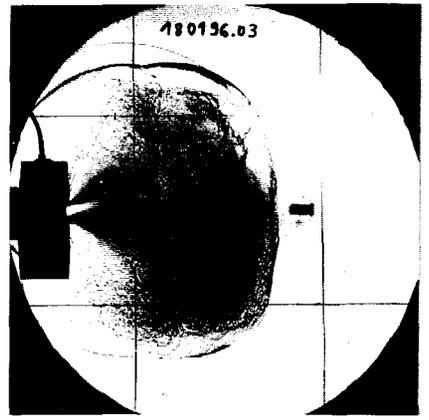
Figure 46



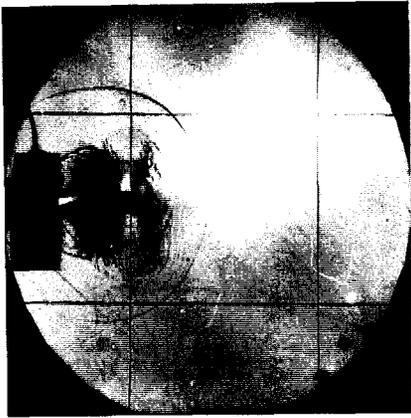
1



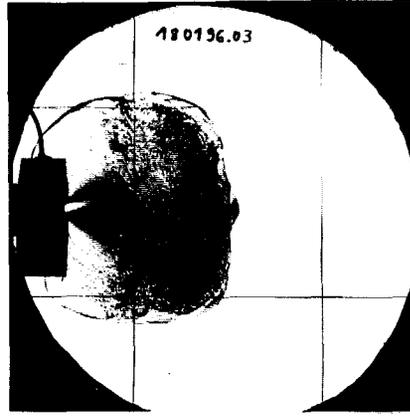
5



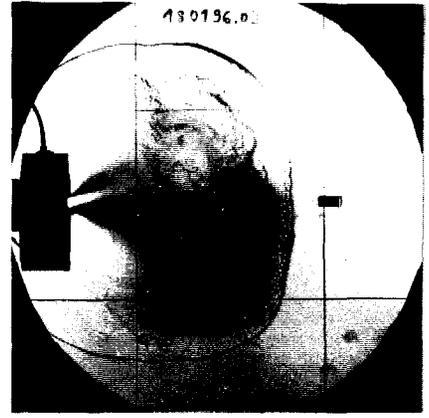
9



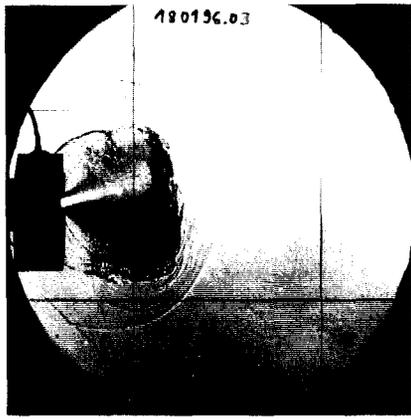
2



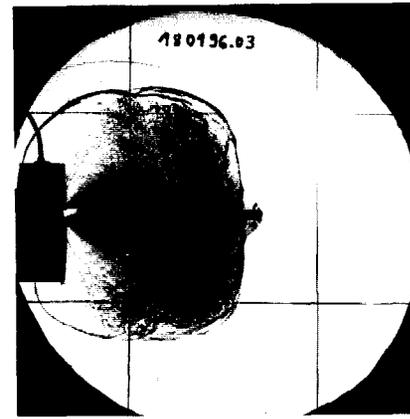
6



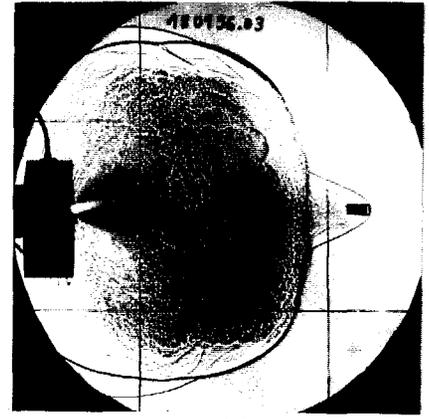
10



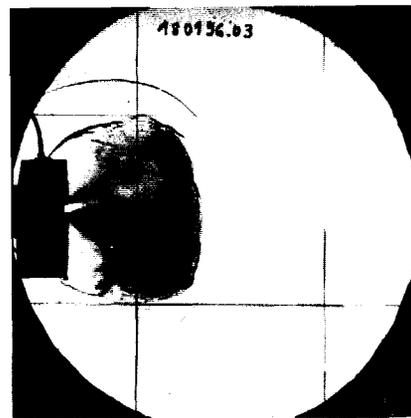
3



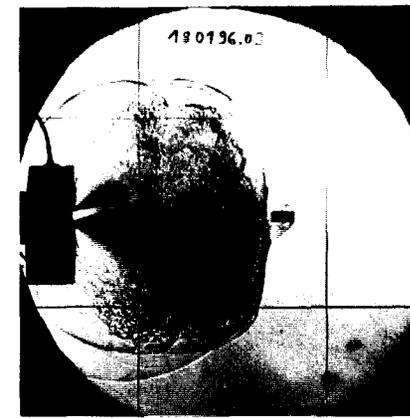
7



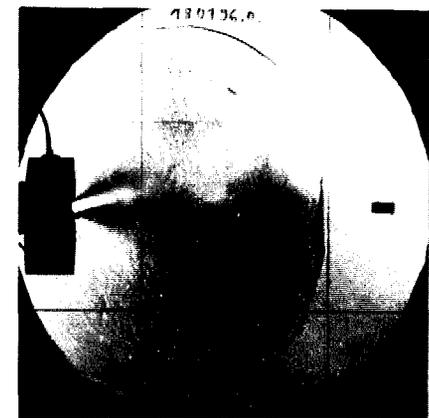
11



4



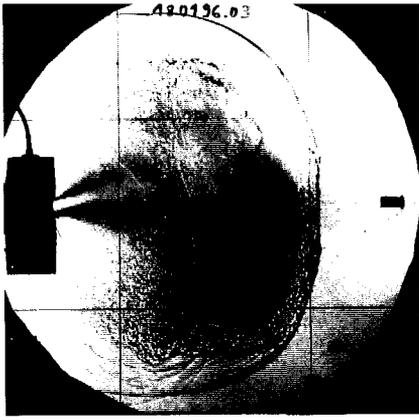
8



12

$V_p \sim 1300 \text{ m/s}; \Delta t = 10 \mu\text{s}$

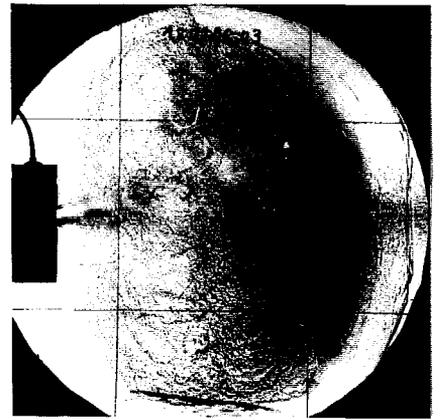
Figure 47



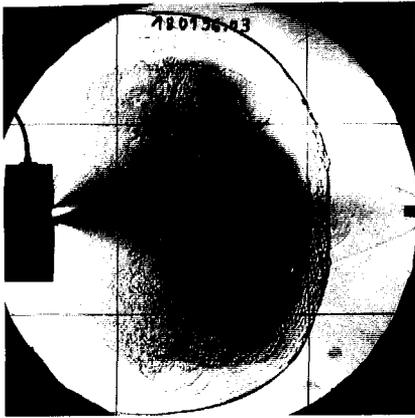
13



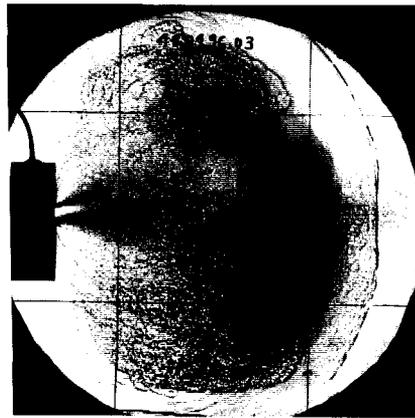
17



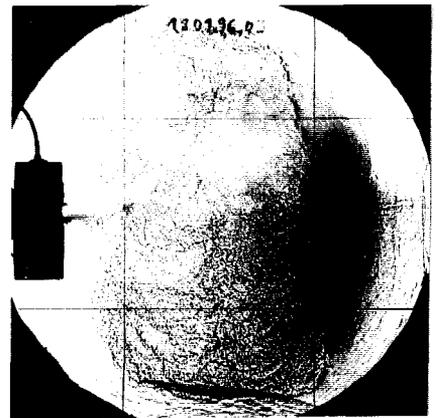
21



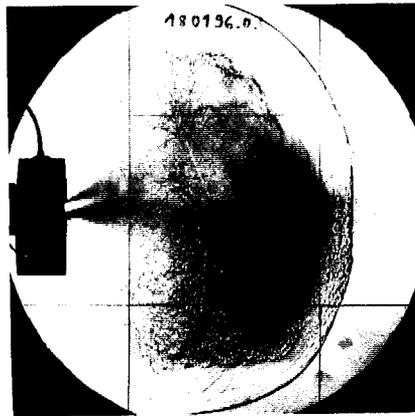
14



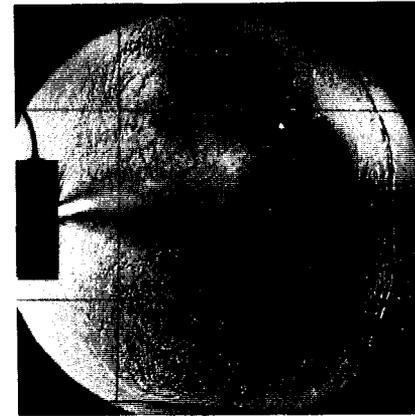
18



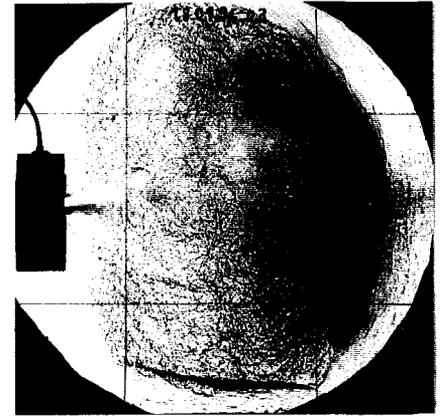
22



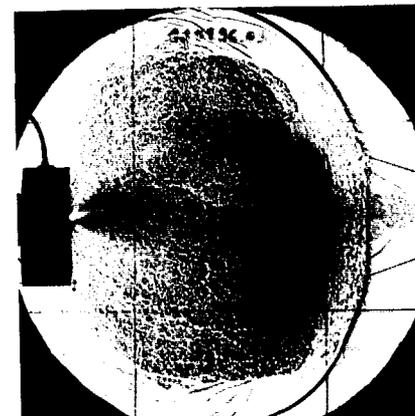
15



19



23



16



20



24

$V_p \sim 1300 \text{ m/s} : \Delta t = 10 \mu\text{s}$

Figure 48

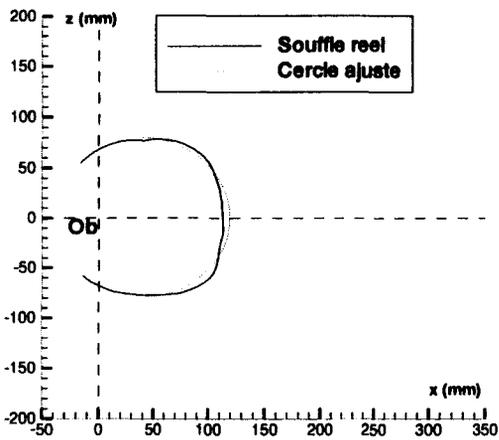


Photo 9

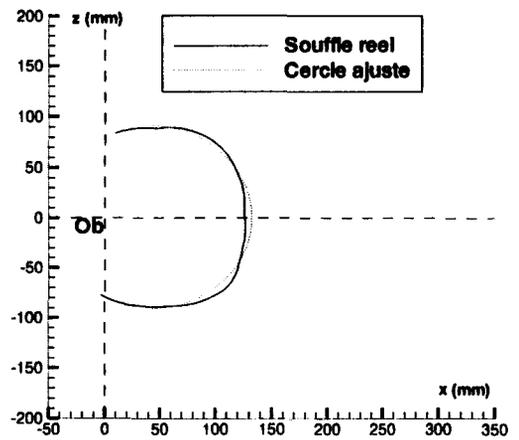


Photo 11

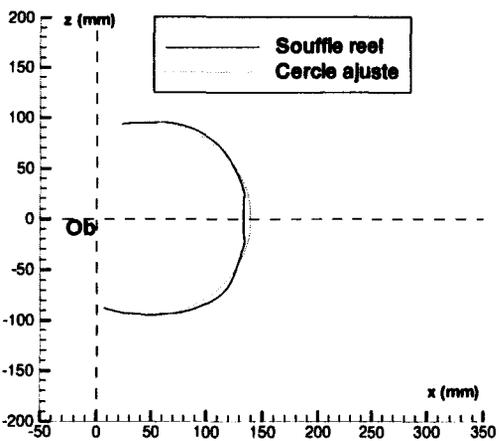


Photo 12

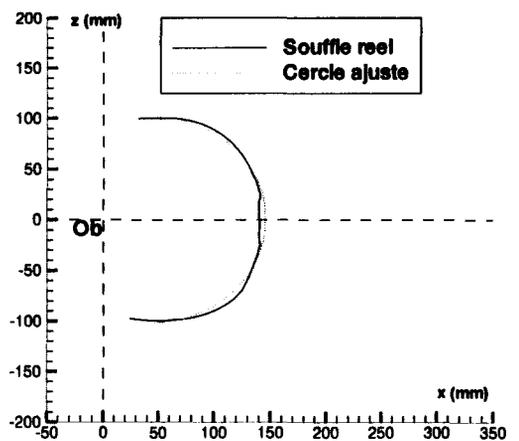


Photo 13

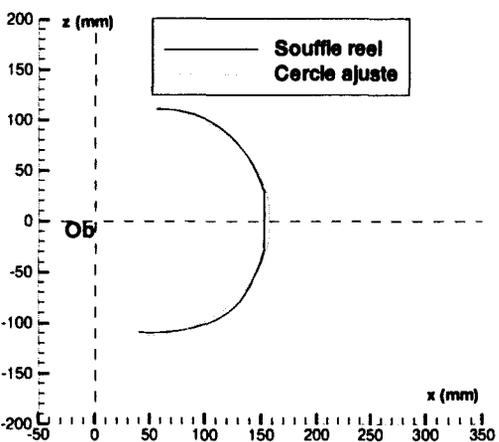


Photo 15

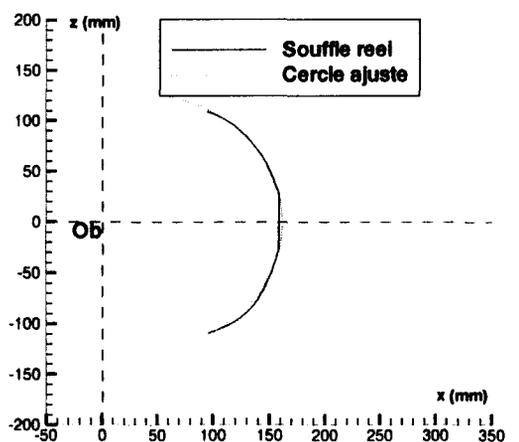
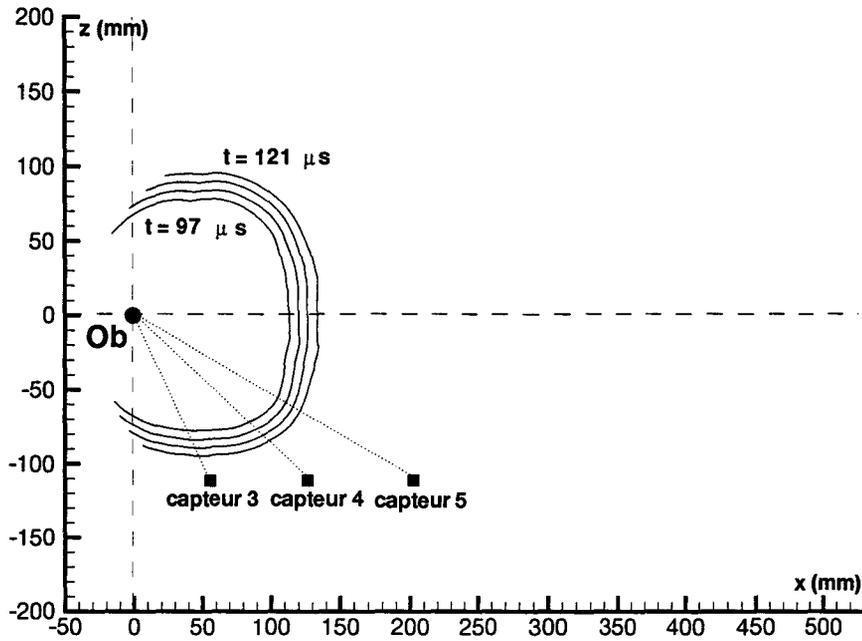


Photo 16

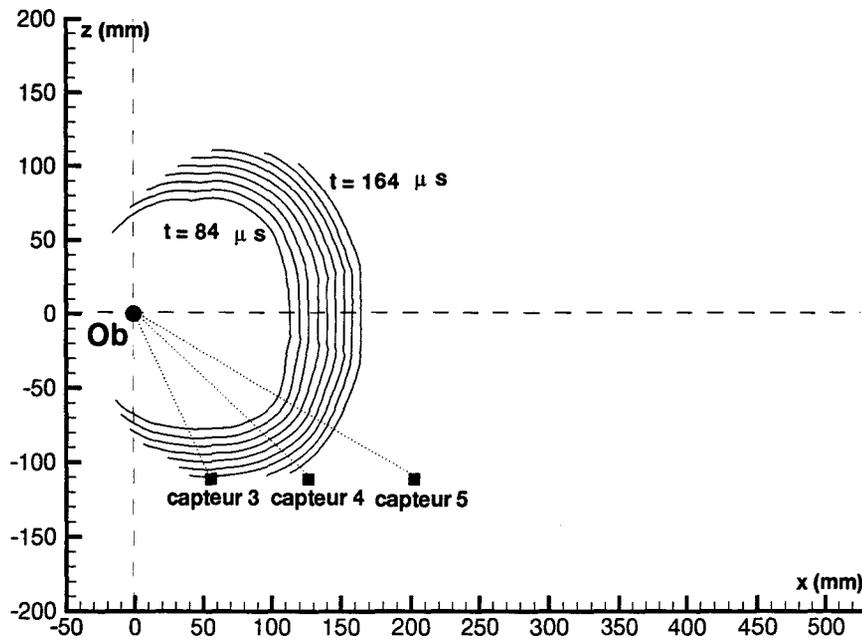
**Evolution de la geometrie du souffle:
Comparaison avec la forme spherique $V_p = 1300$ m/s**

Figure 49



A

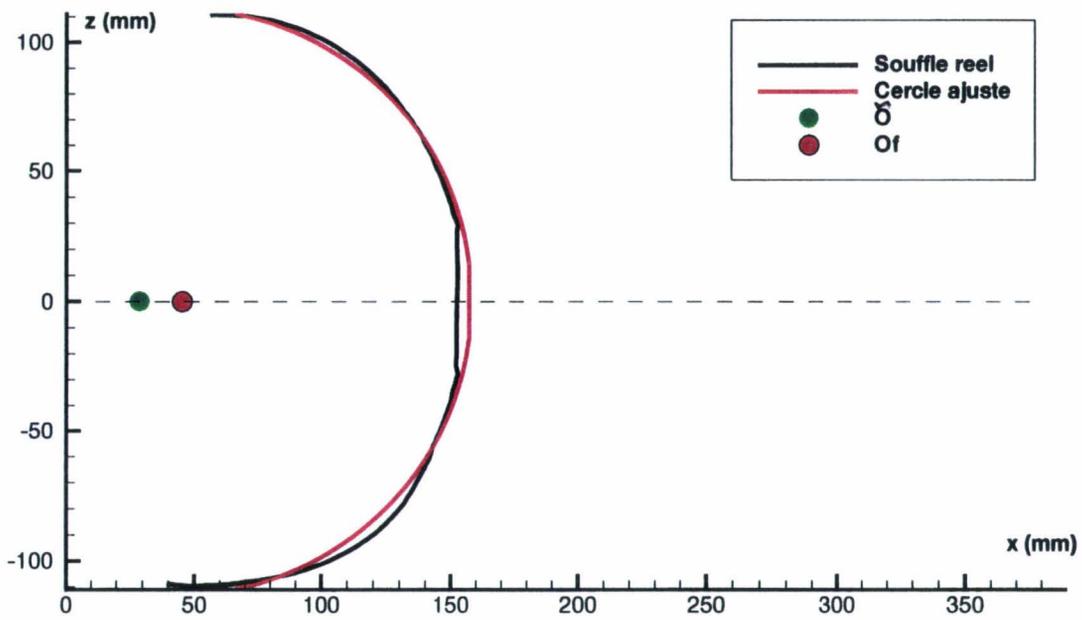
Releve des positions successives du souffle au cours du temps: $V_p \sim 1400$ m/s



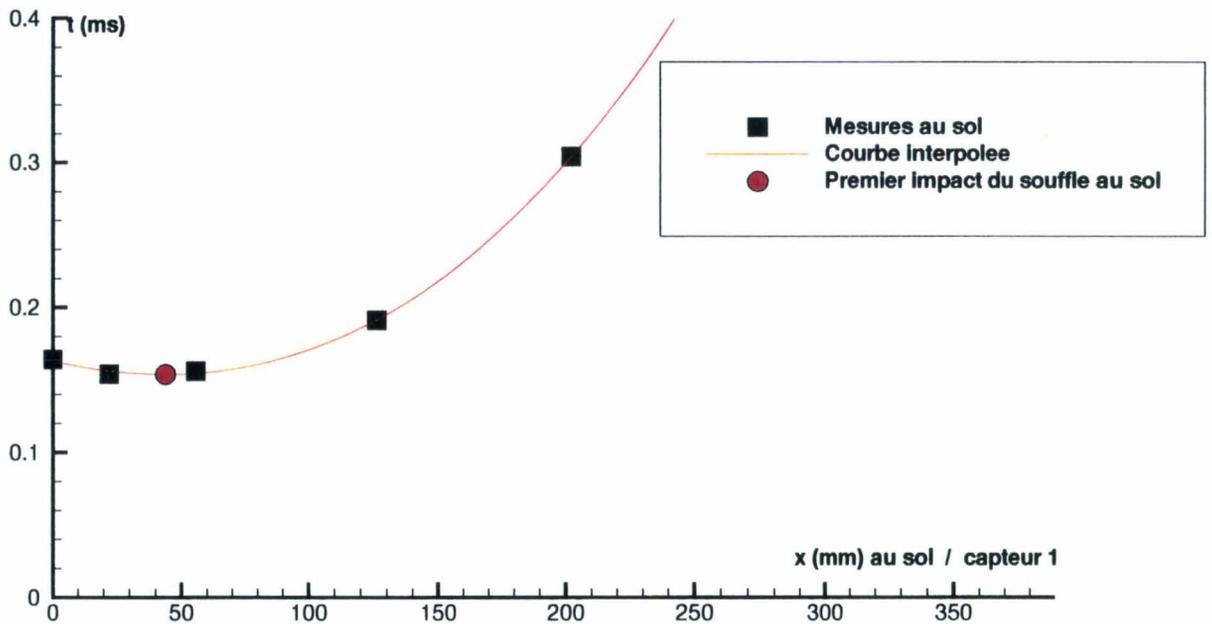
B

Releve des positions successives du souffle au cours du temps: $V_p \sim 1300$ m/s

Figure 50

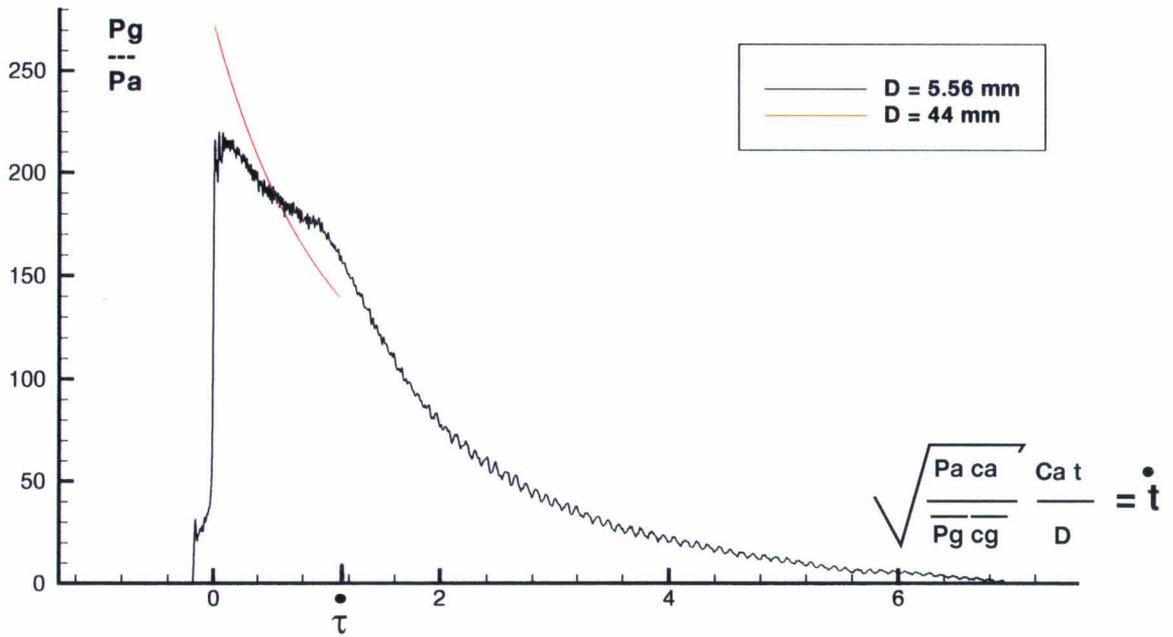


A
Mesure par ajustement sur la forme avant du souffle de la position du centre O_f par rapport a la bouche

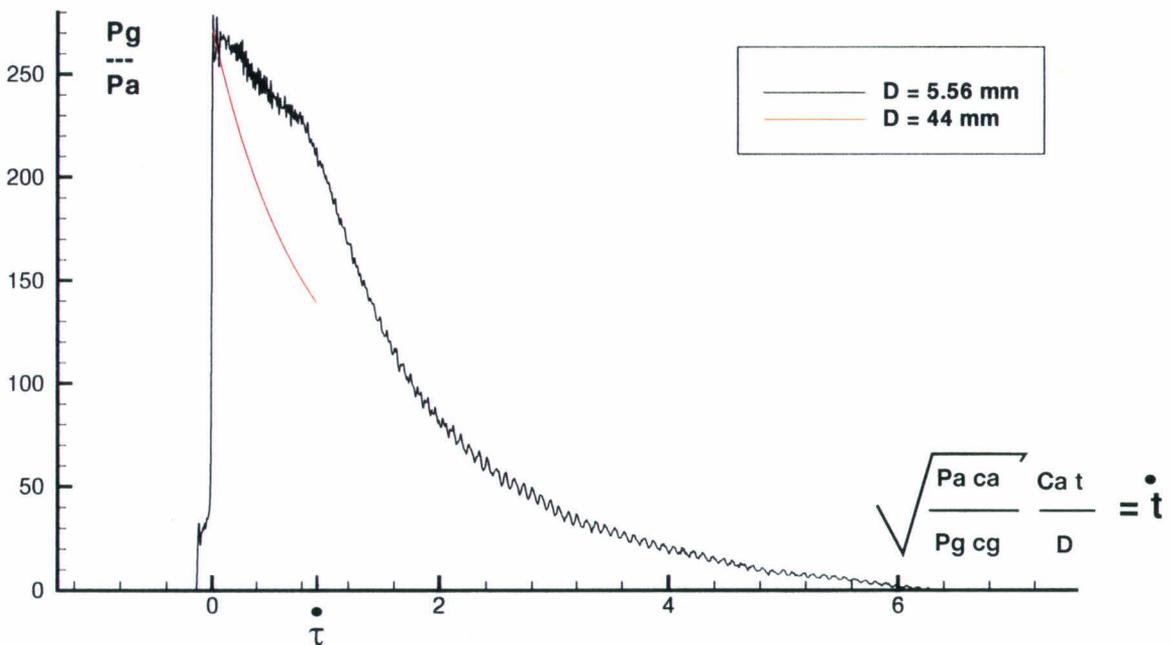


B
Mesure par utilisation des temps d'arrivee du souffle au sol de la position du centre O_f par rapport a la bouche

Figure 51

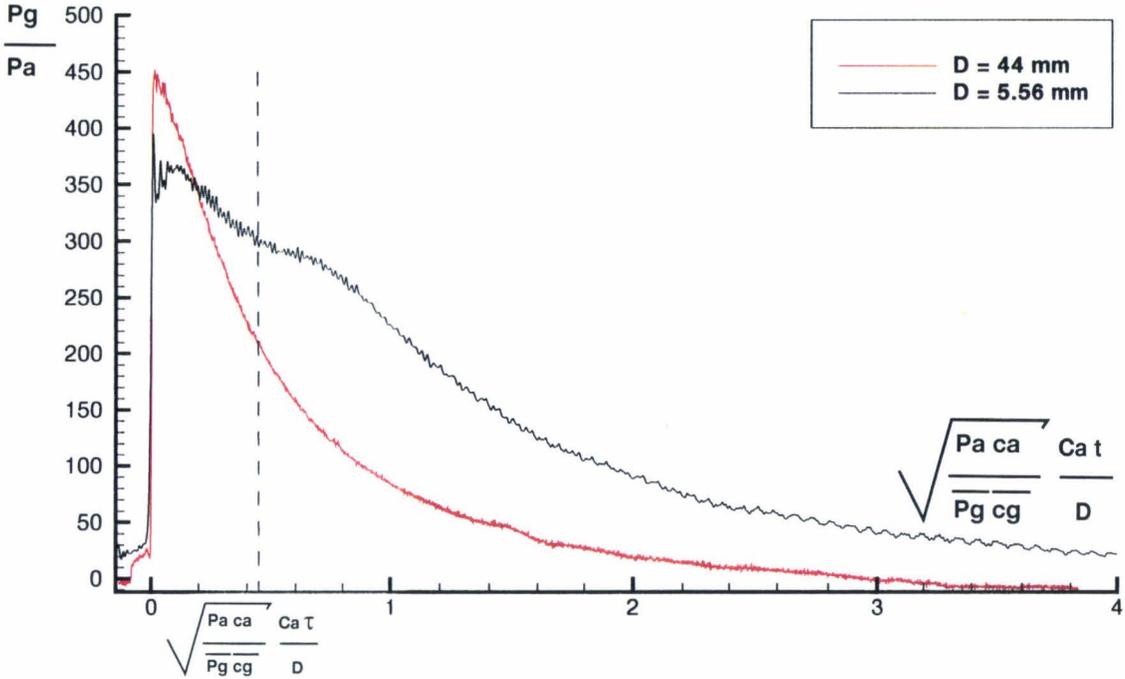


Comparaison en variables adimensionnees des pressions de bouche; cas du tube long $\tau_i = \tau$

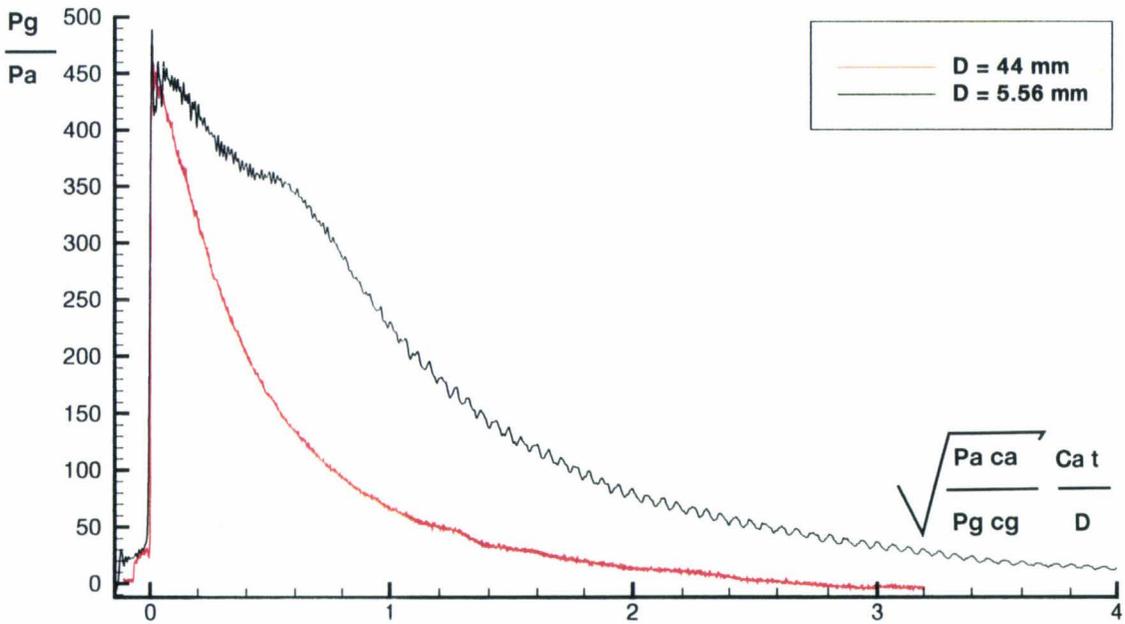


Comparaison en variables adimensionnees des pressions de bouche; cas du tube long $\tau_i = 0$

Figure 52

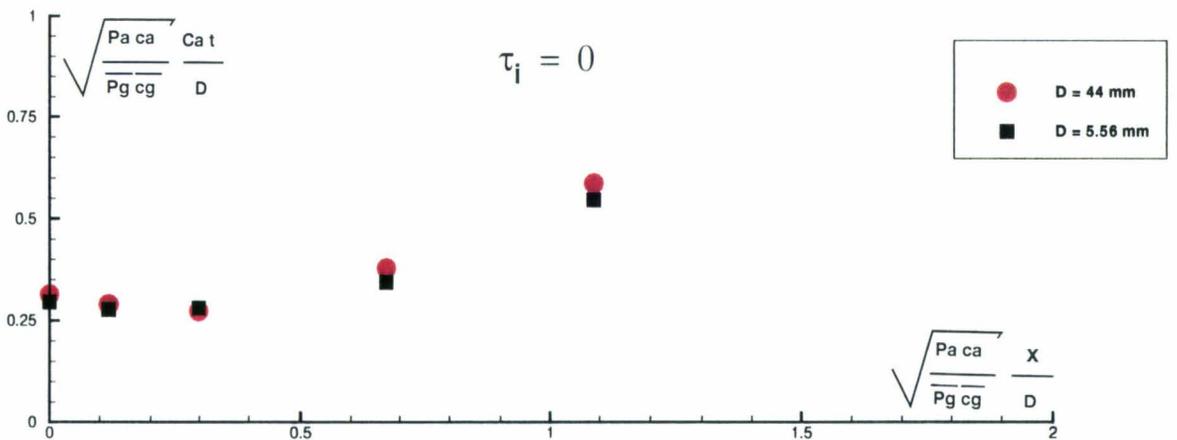
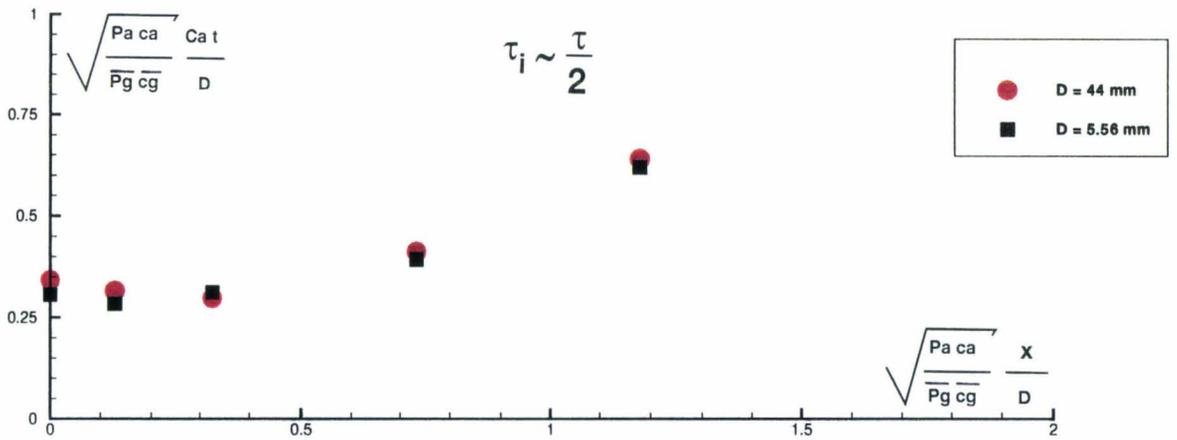
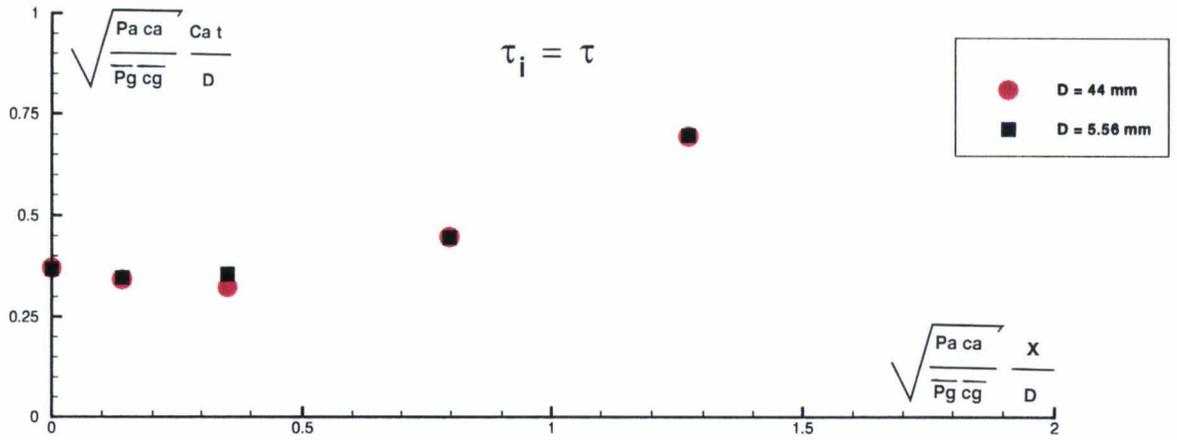


Comparaison en variables adimensionnees des pressions de bouche; cas du tube court $\tau_i = \tau$



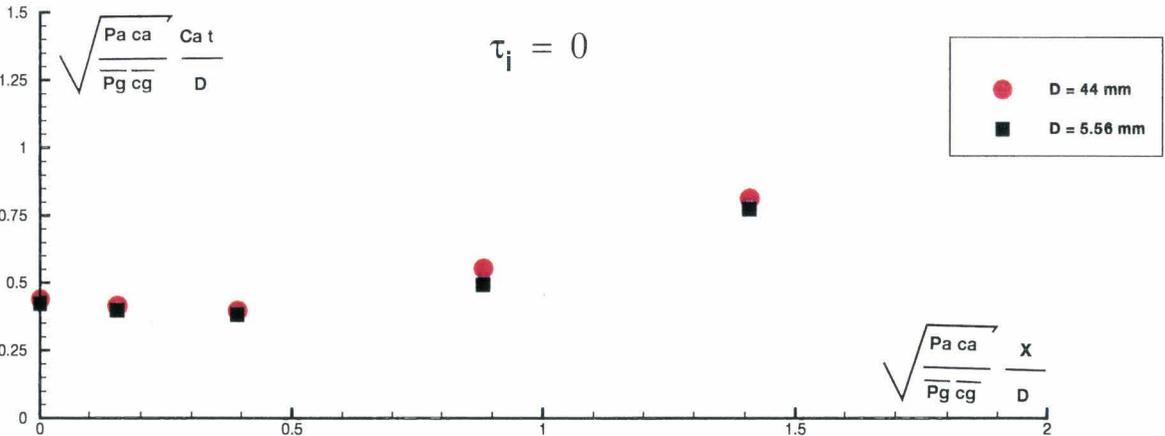
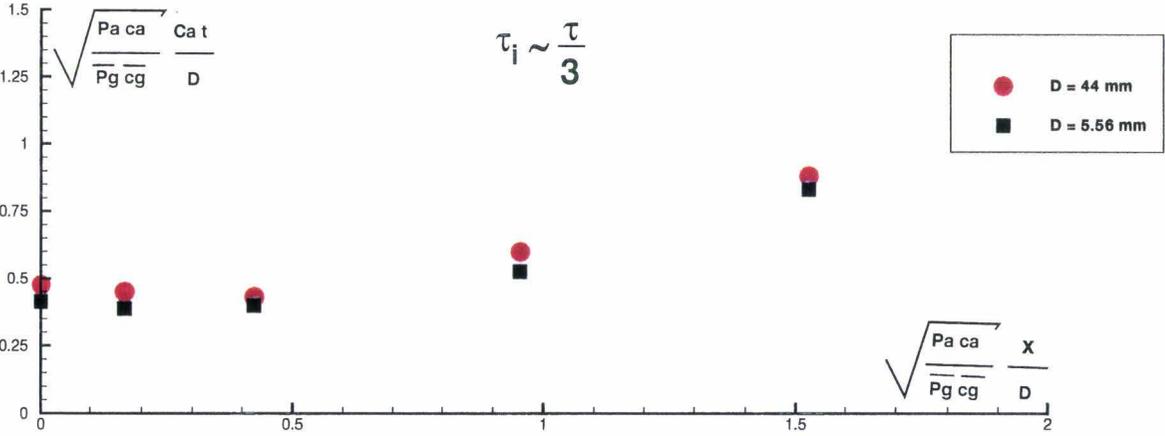
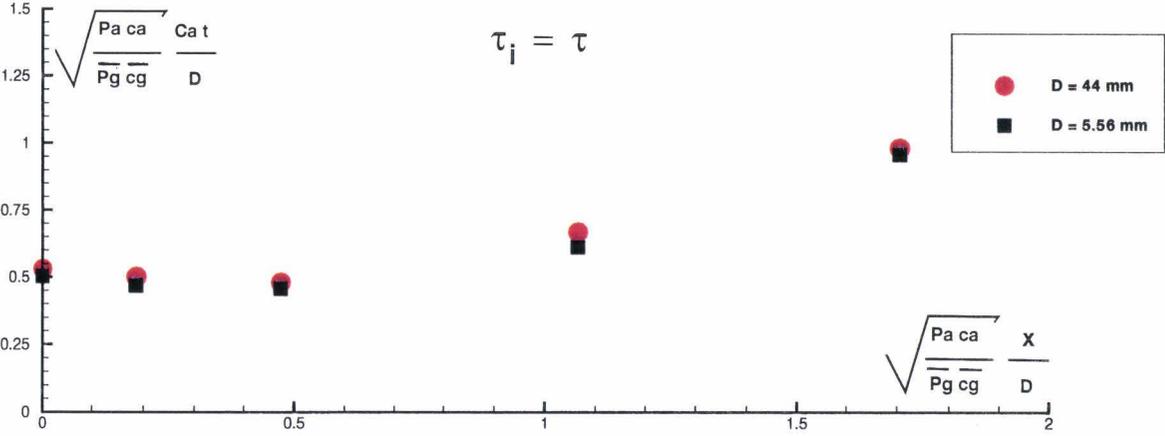
Comparaison en variables adimensionnees des pressions de bouche; cas du tube court $\tau_i = 0$

Figure 53



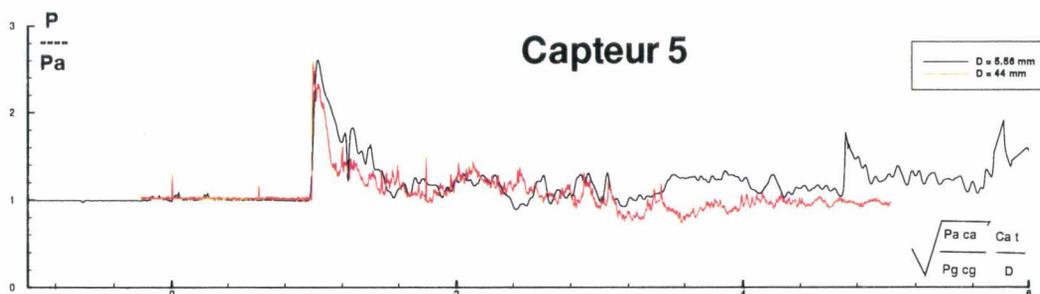
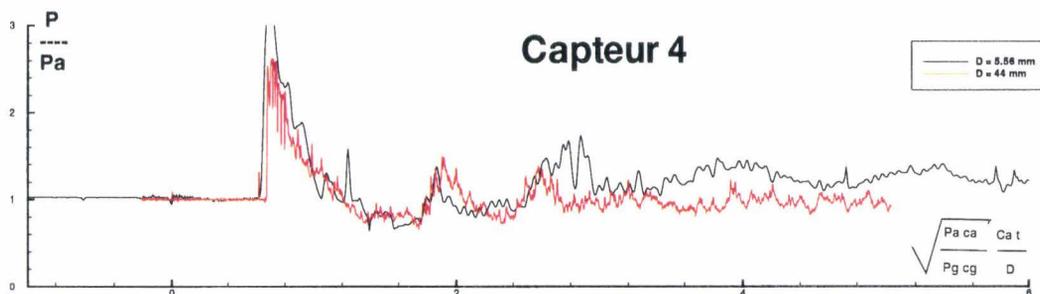
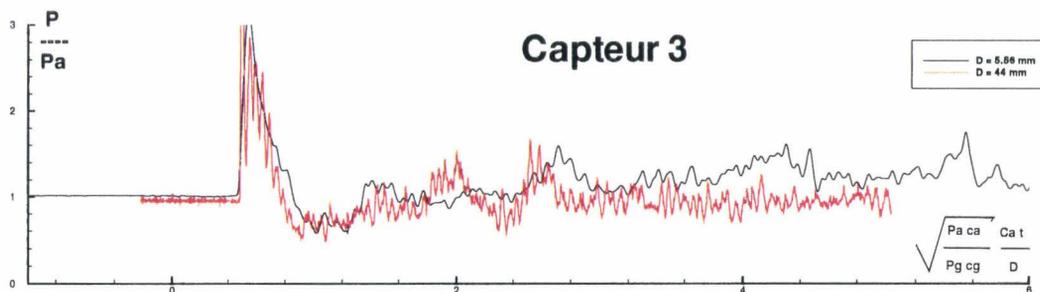
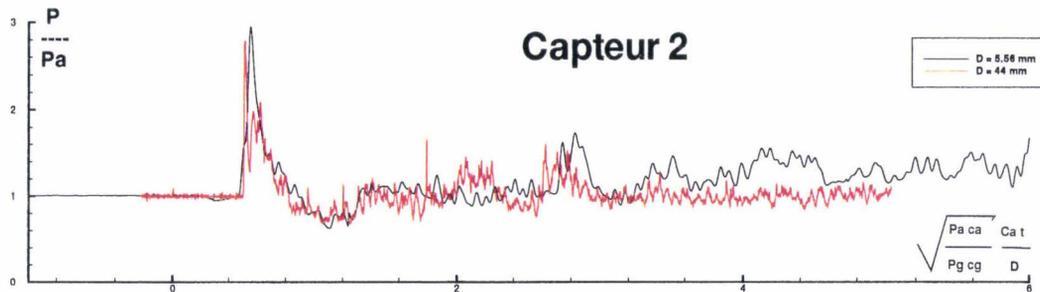
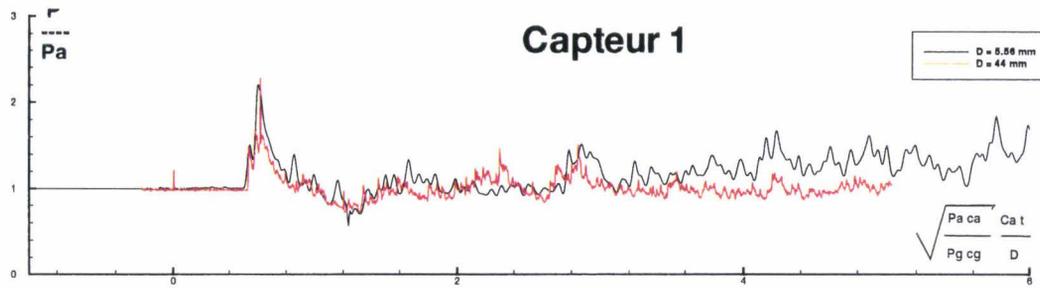
Adaptation des parametres de similitude au domaine spatial considere. Comparaison tube court-carabine

Figure 54



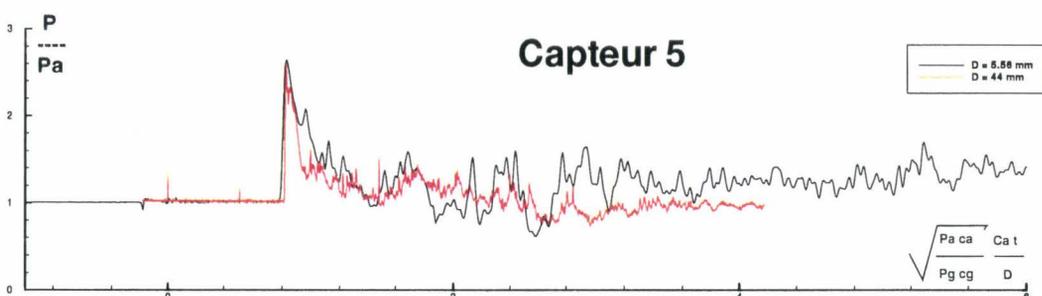
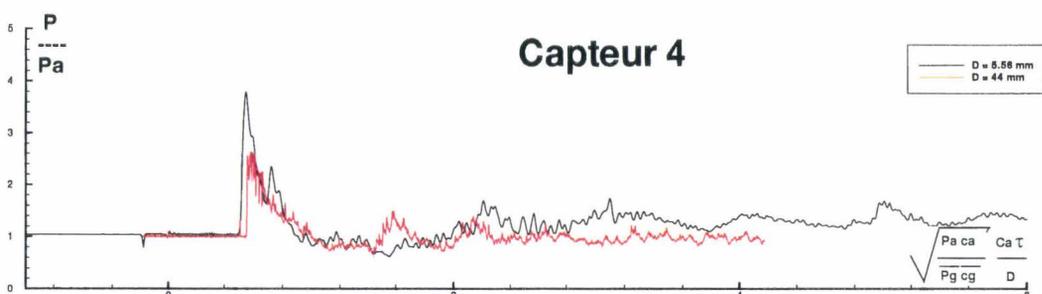
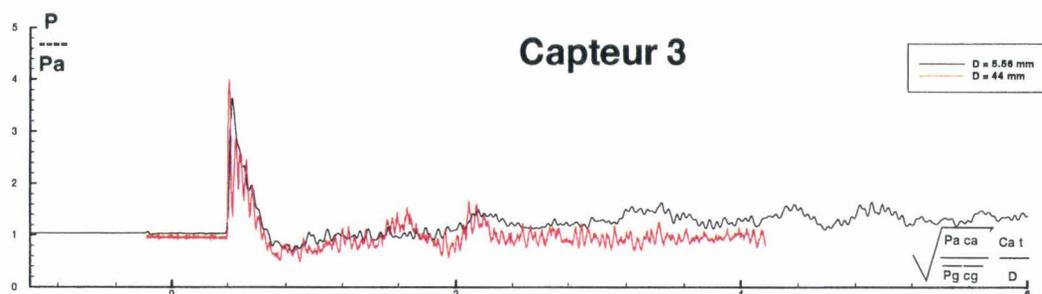
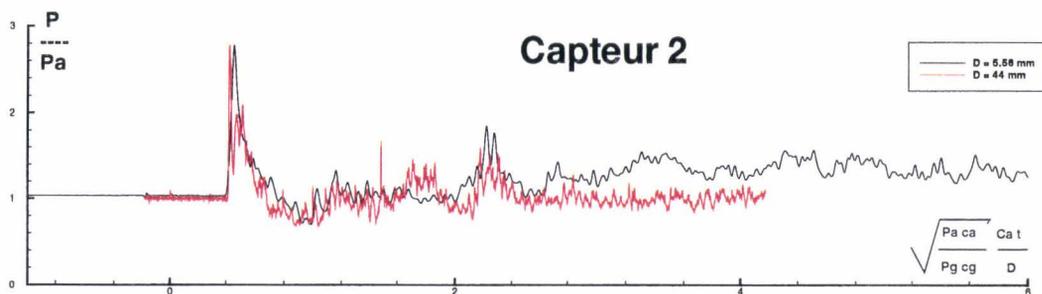
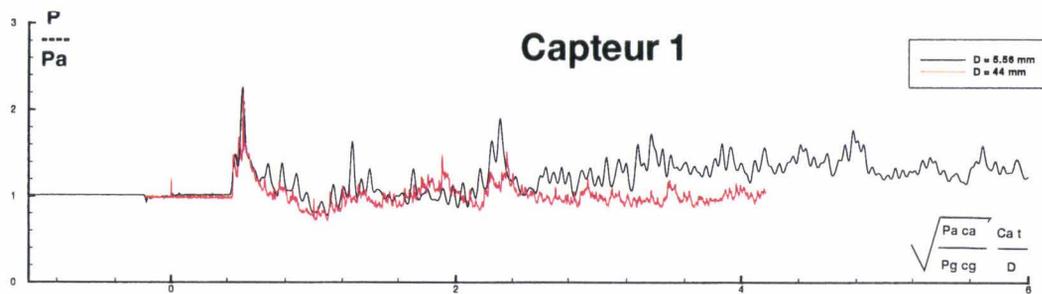
Adaptation des parametres de similitude au domaine spatial considere. Comparaison tube long-carabine

Figure 55



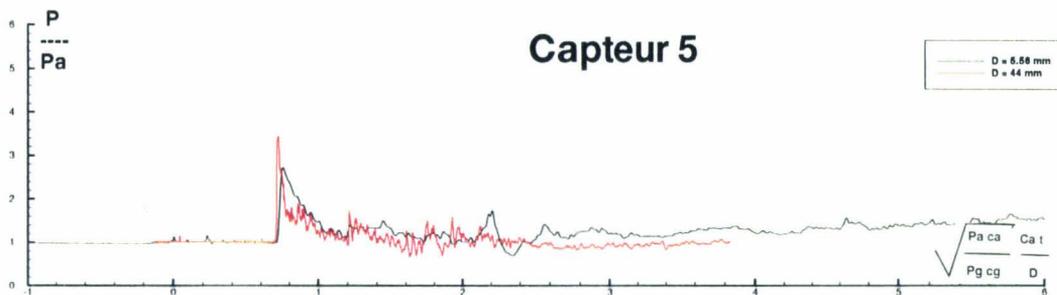
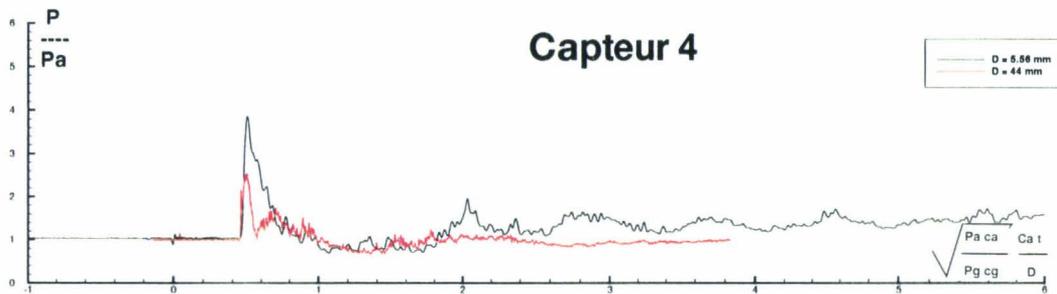
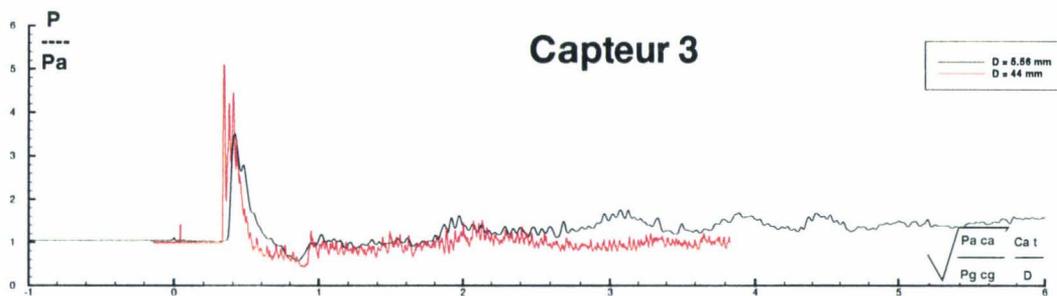
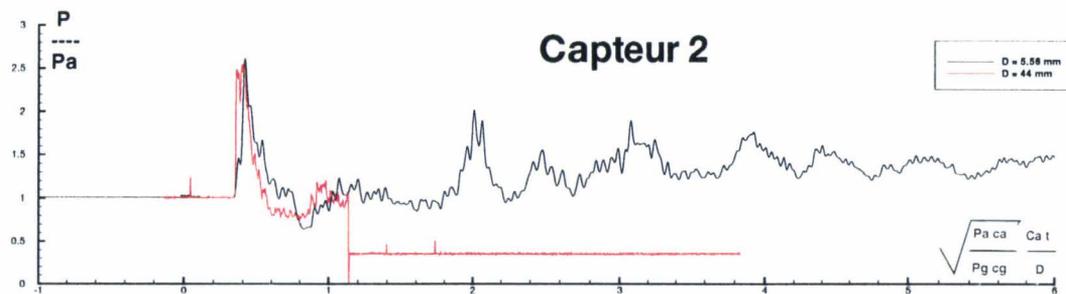
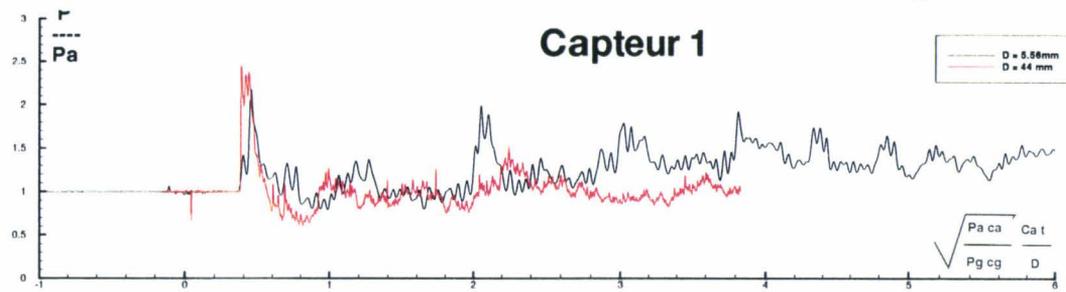
Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine
 Tube long $\tau_i = \tau$

Figure 56



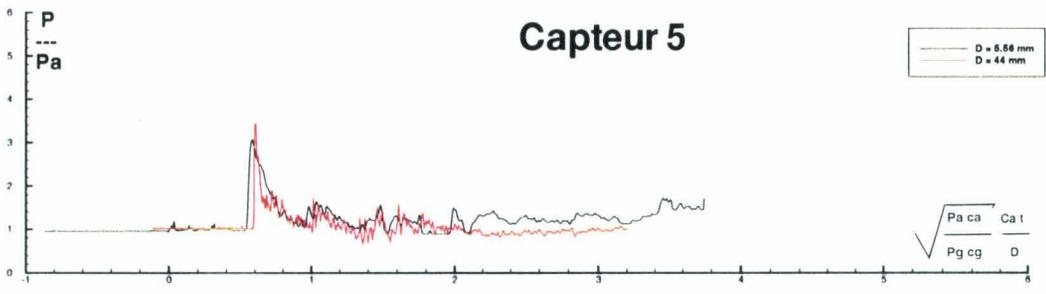
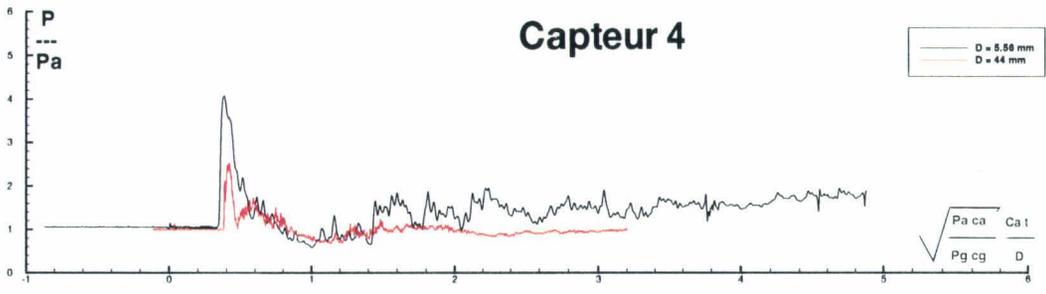
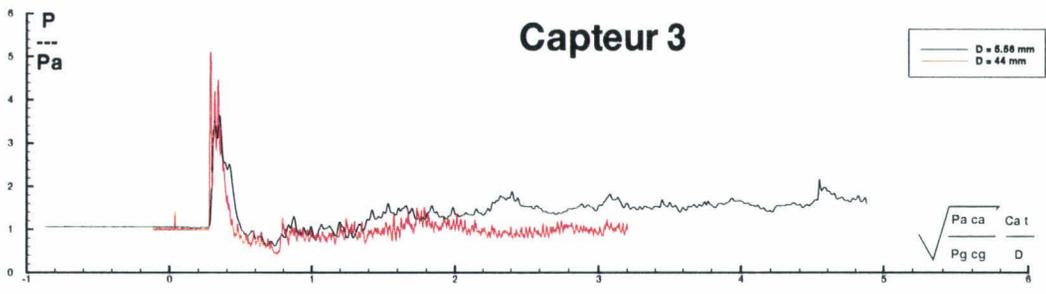
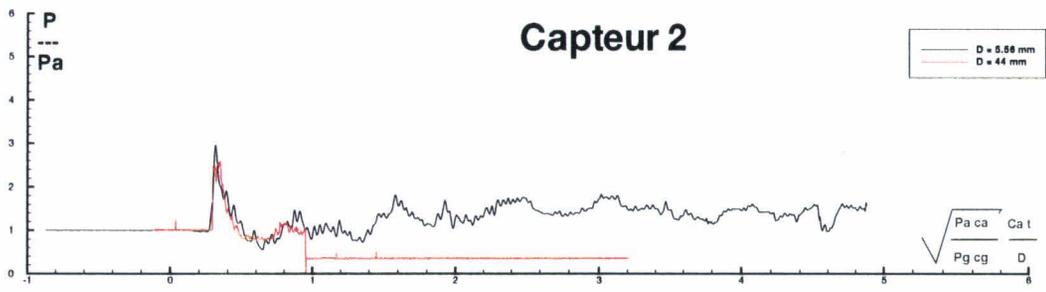
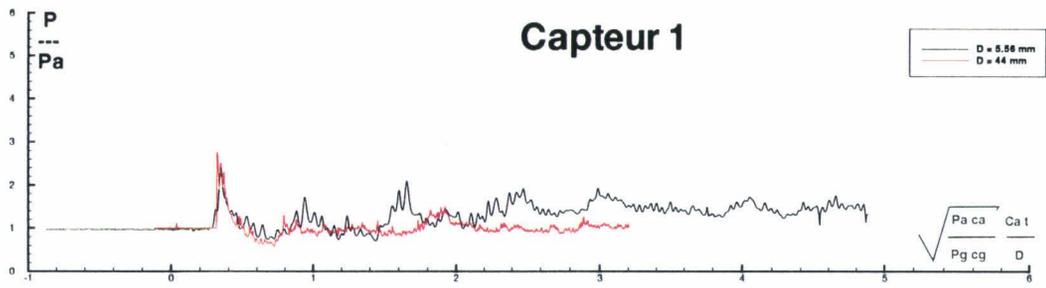
Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine
Tube long $\tau_i = 0$

Figure 57



Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine
 Tube court $\tau_i = \tau$

Figure 58



Signal reçu au sol. Comparaison canon-carabine
 Tube court $\tau_i = 0$

Figure 59



1



5



9



2



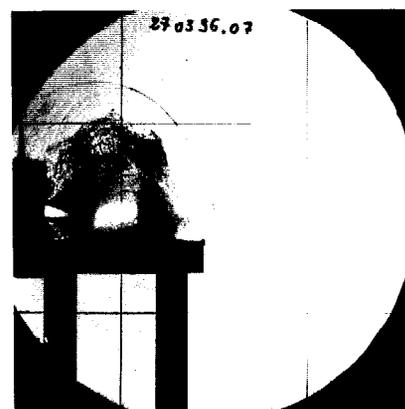
6



10



3



7



11



4



8

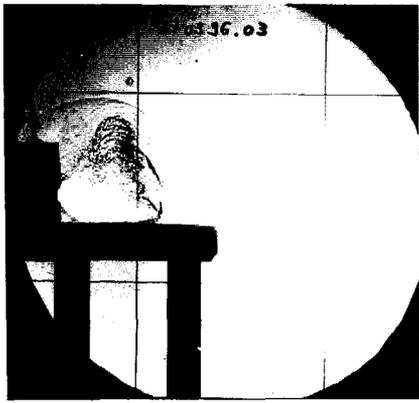


12

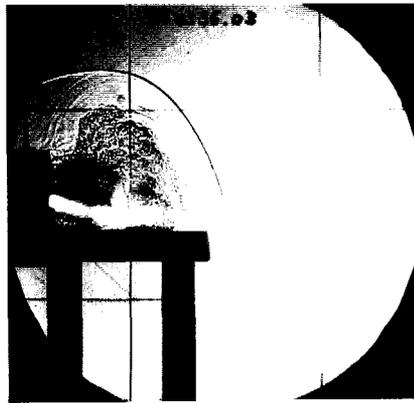
Tir avec plaque: $\Delta t = 8 \mu s$

$V_p \sim 1400 \text{ m/s}$

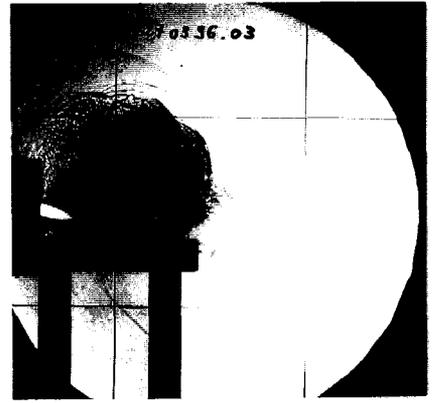
Figure 60



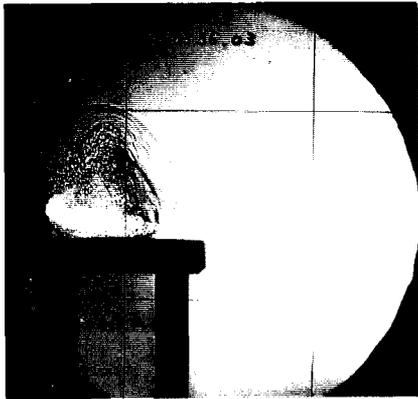
1



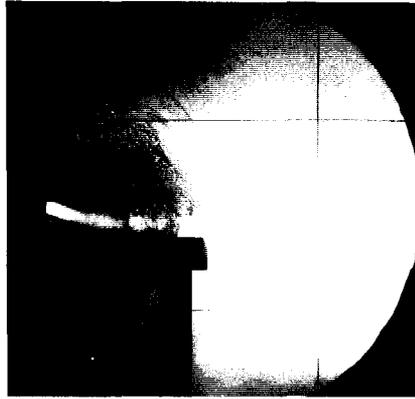
5



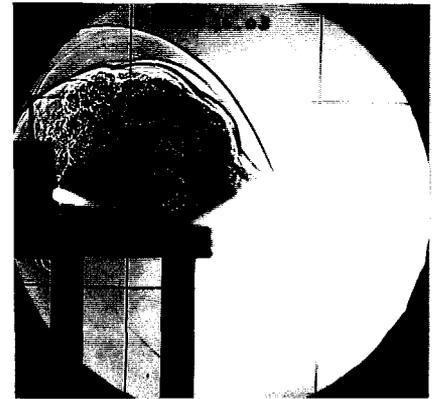
9



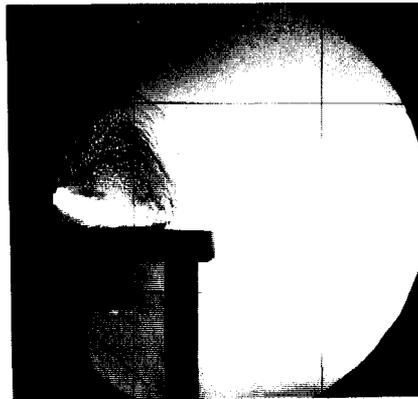
2



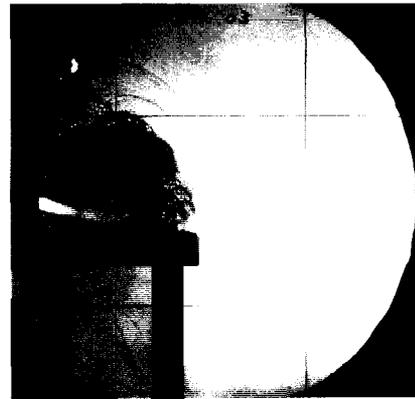
6



10



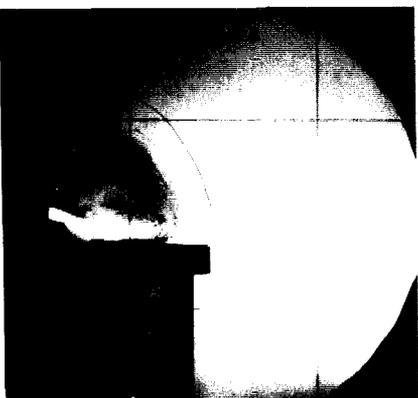
3



7



11



4



8



12

Tir avec plaque: $\Delta t = 10 \mu s$
 $V_p \sim 1300 \text{ m/s}$

Figure 61



13



17



14



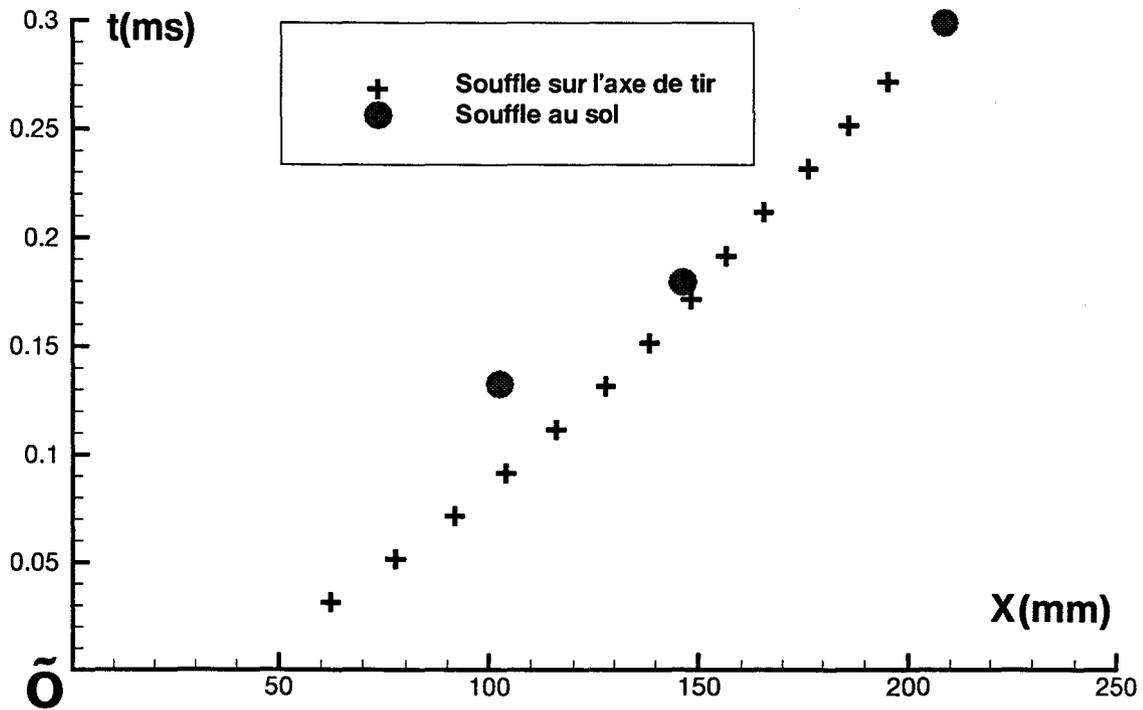
15



16

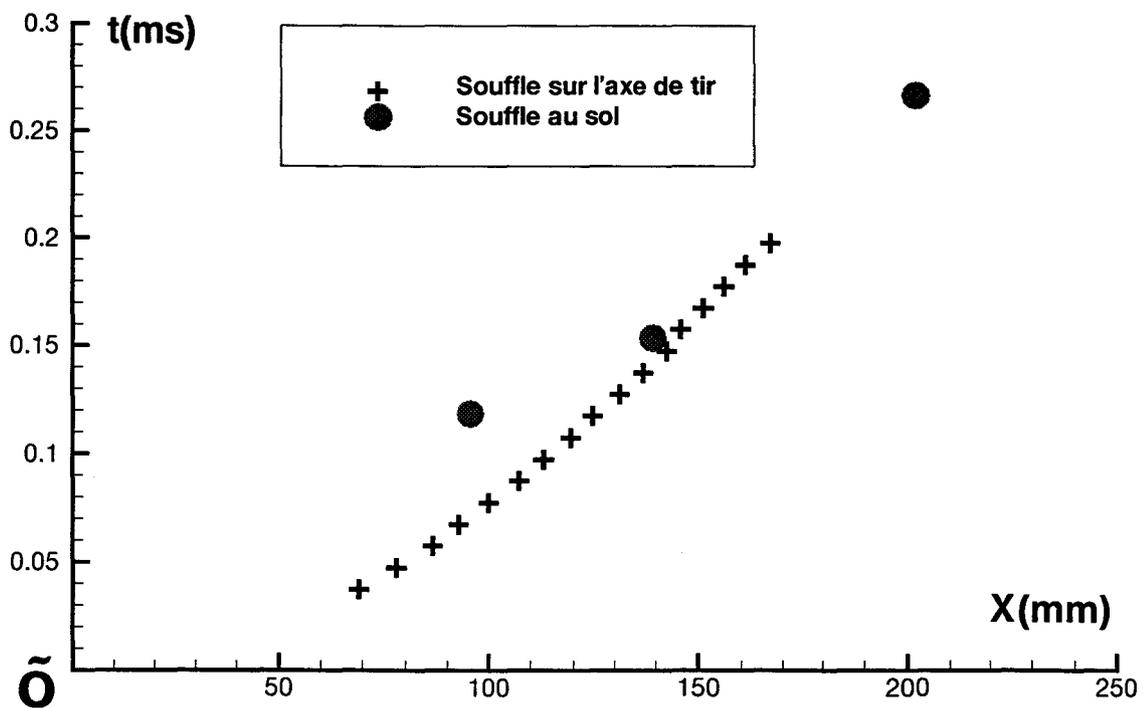
Tir avec plaque: $\Delta t = 10 \mu s$
 $V_p \sim 1300 \text{ m/s}$

Figure 62



A

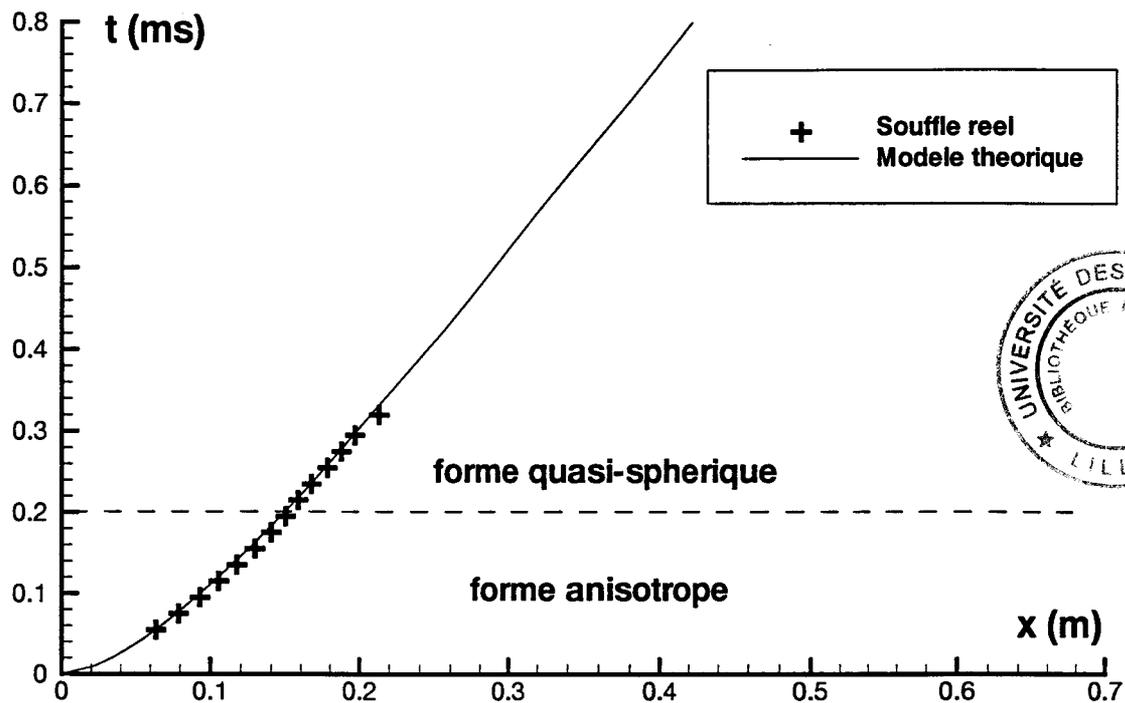
Comparaison des progressions du souffle sur l'axe de tir et au sol dans le repère lié à \tilde{O} $V_p \sim 1400 \text{ m/s}$



B

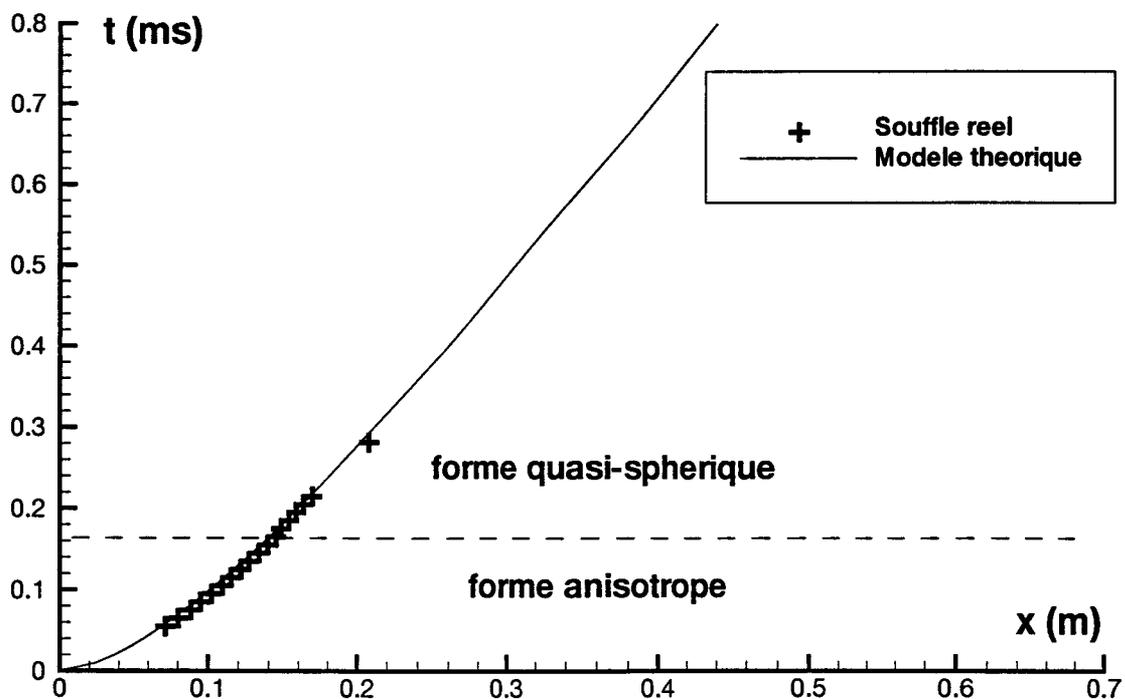
Comparaison des progressions du souffle sur l'axe de tir et au sol dans le repère lié à \tilde{O} $V_p \sim 1300 \text{ m/s}$

Figure 63



A

Comparaison des propagations theoriques et experimentales du souffle sur l'axe de tir $V_p=1400\text{m/s}$



B

Comparaison des propagations theoriques et experimentales du souffle sur l'axe de tir $V_p=1300\text{m/s}$