



**HAL**  
open science

# Etude de la propagation d'une onde de souffle en milieu non-homogène – étude expérimentale

Yohann Maillot

► **To cite this version:**

Yohann Maillot. Etude de la propagation d'une onde de souffle en milieu non-homogène – étude expérimentale. Autre. Institut National des Sciences Appliquées - Centre Val de Loire, 2018. Français. NNT : 2018ISAB0010 . tel-02414248

**HAL Id: tel-02414248**

**<https://theses.hal.science/tel-02414248>**

Submitted on 16 Dec 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**ÉCOLE DOCTORALE**  
**ÉNERGIE, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS**

[LABORATOIRE PRISME]

**THÈSE** présentée par :  
**[Yohann MAILLOT]**

soutenance le : **[20 décembre 2018]**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'INSA Centre Val de Loire**  
Discipline : [Energétique]

---

**[Etude de la propagation d'une onde de  
souffle en milieu non-homogène – étude  
expérimentale]**

---

**Membres du jury**

Pr. HADJADJ Abdellah	Professeur des universités, INSA de Rouen - Rapporteur
M. LECOMPTE David	Associate Professor, Royale Military Academy - Rapporteur
Dr. STURTZER Michel-Olivier	Chargé de recherche, Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis - Examineur
M. LAPEBIE Emmanuel	Ingénieur d'études, CEA Gramat - Examineur
Dr. RODRIGUEZ Vincent	Maitre de Conférences, ISAE-ENSMA - Examineur
Dr. VINCONT Jean-Yves	Ingénieur R&D, CEA Direction Ile de France - Co-encadrant
Pr. SOCHET Isabelle	Professeur des universités, INSA Centre Val de Loire - Directrice de thèse



## Table des matières

Liste des figures.....	3
Liste des tableaux.....	8
Nomenclature.....	9
Introduction.....	10
Chapitre 1 - Etat de l'art.....	14
1.1 Généralités sur les explosions et ondes de souffles – Définitions des explosions.....	14
1.2 Caractéristiques des ondes de souffle en champ libre .....	16
1.3 Onde de choc.....	17
1.3.1 Onde de choc droite .....	17
1.3.2 Onde de choc oblique.....	20
1.4 Réflexion d'une onde de choc .....	22
1.4.1 Présentation des différentes réflexions existantes.....	22
1.4.2 Réflexion normale .....	23
1.4.3 Réflexion oblique.....	24
1.4.4 Réflexion de Mach d'une onde de choc .....	25
1.4.4.1 Définition et principe d'une réflexion de Mach .....	25
1.4.4.2 Étude de l'onde de Mach .....	26
1.5 Conclusion .....	32
Chapitre 2 – Démarche expérimentale .....	33
2.1 Introduction.....	33
2.2 Présentation générale des essais .....	33
2.2.1 Démarche de l'étude.....	33
2.2.2 Moyens expérimentaux.....	34
2.2.3 Sphéricité des ballons.....	35
2.2.4 Présentation des essais réalisés .....	36
2.3 Détonation au niveau du sol : Onde incidente.....	37
2.3.1 Etude de la reproductibilité des essais.....	37
2.3.2 Corrélation des essais.....	39
2.4 Détonation au-dessus du sol : Onde réfléchie .....	41
2.4.1 Caractéristiques des ondes de choc réfléchies .....	41
2.5 Visualisation de l'onde de choc.....	46
2.5.1 Introduction.....	46
2.5.2 Visualisation par méthode Background-Oriented Schlieren (BOS).....	47
2.5.3 Visualisation par ombroscopie directe – Méthode Pure In Line Shadowscopy (PILS) ..	47

2.5.4	Analyse d'images.....	48
2.5.4.1	Méthodologie et calibration.....	48
2.5.4.2	Traitement des images.....	51
2.6	Conclusion.....	56
Chapitre - 3 Propagation d'une onde de Mach sur une surface parfaitement plane et réfléchissante		57
3.1	Introduction.....	57
3.2	Résultats.....	58
3.2.1	Visualisations expérimentales.....	58
3.2.2	Analyse des résultats avec une charge sphérique.....	61
3.2.3	Comparaison des deux configurations géométriques.....	66
3.3	Conclusion.....	69
Chapitre 4 - Analyse de dimensionnement.....		71
4.1	Cas des charges explosives au sol.....	72
4.1.1	Equivalence énergétique TNT-Gaz.....	72
4.1.2	Application à l'échelle de Hopkinson k.....	77
4.2	Cas des charges explosives en altitude.....	82
4.2.1	Equivalence énergétique TNT-Gaz.....	82
4.2.2	Application à l'échelle de Hopkinson k.....	87
4.3	Conclusion.....	90
Chapitre 5 - Interaction d'une onde de choc incidente avec un obstacle élémentaire – Charge hémisphérique à HOB = 0.....		92
5.1	Présentation des obstacles et des systèmes métrologiques utilisés.....	92
5.2	Etude de l'obstacle de section carrée.....	93
5.2.1	Parcours de l'onde.....	93
5.3	Etude de l'obstacle de section hémicylindrique.....	97
5.3.1	Parcours de l'onde.....	97
5.3.2	Pression réfléchie en aval de l'obstacle de section hémicylindrique.....	101
5.4	Comparaison des résultats.....	105
5.5	Conclusion.....	109
Chapitre 6 - Interaction d'une onde de Mach avec un obstacle élémentaire – Charge sphérique à HOB > 0.....		111
6.1	Présentation des obstacles et des expériences.....	111
6.2	Parcours de l'onde de choc.....	114
6.2.1	Cas de la hauteur du point triple inférieure ou égale.....	114
6.2.2	Cas de la hauteur du point triple strictement supérieure à l'obstacle.....	119
6.3	Pression réfléchie.....	123

6.3.1 Cas de la hauteur du point triple inférieure ou égale .....	123
6.3.2 Cas de la hauteur du point triple strictement supérieure à l'obstacle .....	128
6.4 Conclusion .....	131
Conclusion .....	134
Bibliographie .....	137
Annexes .....	140
Annexe 1.....	140
Annexe 1.1 Rappel des relations de Rankine-Hugoniot.....	140
Annexe 1.2 Formulations du NRDC(2001).....	146
Annexe 1.3 Coefficient de la formule de Mouton (2007) .....	147
Annexe 2.....	148
Annexe 2.1 Caractéristiques des ondes réfléchies.....	148
Annexe 3.....	155
Annexe 3.1 Hauteur du pied de Mach fonction de la distance au sol et de la HOB .....	155
Annexe 4.....	156
Annexe 4.1 Article du Congrès Français de Mécanique à Lille en septembre 2017 .....	156

## Liste des figures

Figure 1-1 Signature d'un signal de surpression d'une onde de choc issue d'une détonation .....	14
Figure 1-2 Similitude d'Hopkinson .....	16
Figure 1-3 Onde de choc droite : état en amont (0), état en aval (1) .....	17
Figure 1-4 Onde de choc oblique .....	21
Figure 1-5 Diagramme des 13 réflexions possibles - Ben Dor (2007) .....	23
Figure 1-6 Evolution d'une réflexion normale régulière .....	23
Figure 1-7 Réflexion d'un choc oblique .....	24
Figure 1-8 Illustration de la formation d'une onde de Mach .....	25
Figure 1-9 Représentation d'un Pied de Mach.....	26
Figure 1-10 Angle de choc et nombre de Mach limite à la formation d'un pied de Mach - Kinney-Graham (1985) .....	27
Figure 1-11 Rapport entre le pied de Mach en fonction de la distance au sol normalisé par la HOB et la distance de formation du pied Mach $d_0$ - Kinney Graham 1985 .....	28
Figure 1-12 Expérience proposée par Kisters et Kuder (2012) .....	31
Figure 1-13 Schéma de principe de disposition verticale des capteurs de pression Kisters et Kuder (2012) .....	31
Figure 2-1 Emplacement des capteurs de pression (pastilles noires) – Charges explosive hémisphérique .....	34
Figure 2-2 Portique utilisé pour les charges sphériques avec capteurs au sol (pastilles noires).....	35
Figure 2-3 Réglage de la hauteur des électrodes .....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
Figure 2-4 Amorçage au centre du ballon .....	35
Figure 2-5 Ballon de rayon 0.06 m et grille de mesures.....	36
Figure 2-6 Surpression positive incidente - Répétabilité des essais – Charges hémisphériques.....	38
Figure 2-7 Impulsion réduite de la phase positive incidente - Répétabilité des essais – Charges hémisphériques.....	38
Figure 2-8 Durée réduite de phase positive incidente - Répétabilité des essais – Charges hémisphériques.....	38
Figure 2-9 Temps d'arrivée incident - Répétabilité des essais – Charges hémisphériques .....	38
Figure 2-10 Surpression incidente – Corrélation empirique et corrélation avec Eveillard (2013).....	40
Figure 2-11 Impulsion réduite de la phase positive incidente – Corrélation empirique et corrélation avec Eveillard (2013) .....	40
Figure 2-12 Durée réduite de phase positive - Corrélation empirique et corrélation avec Eveillard (2013) .....	41
Figure 2-13 Temps d'arrivée réduit - Corrélation empirique et corrélation avec Eveillard (2013).....	41
Figure 2-14 Schémas des essais avec charge explosive en altitude (a) et au sol (b).....	42
Figure 2-15 Surpression réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques - HOB = 0,20 m.....	45
Figure 2-16 Impulsion positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques - HOB = 0,20 m .....	45
Figure 2-17 Durée positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques - HOB = 0,20 m .....	45
Figure 2-18 Temps d'arrivée réduit de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques – HOB = 0,20 m .....	45
Figure 2-19 Surpression réfléchie- Moyenne des essais et corrélation empirique– Charge hémisphérique – HOB = 0,20 m .....	46

Figure 2-20 Impulsion positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique - Charge hémisphérique - HOB = 0,20 m .....	46
Figure 2-21 Durée positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge hémisphérique – HOB = 0,20 m .....	46
Figure 2-22 Temps d'arrivée réduit de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique - Charge hémisphérique -HOB = 0,20 m.....	46
Figure 2-23 Positionnement caméra/écran vue du dessus.....	48
Figure 2-24 Image utilisée pour la calibration avant les essais .....	49
Figure 2-25 Onde incidente et onde réfléchie à $R_{sol} = 0,157$ m et $T_a = 0,276$ ms. HOB = 0,20 m et $R_0 = 0,08$ m.....	49
Figure 2-26 Naissance du pied de Mach à $R_{sol} = d_0 = 0,257$ m et $T_a = 0,413$ ms. HOB = 0,20 m et $R_0 = 0,08$ m.....	50
Figure 2-27 Pied de Mach à $R_{sol} = 0,417$ m, $T_a = 0,686$ ms, $H_M = 24,25$ mm. HOB = 0,20 m et $R_0 = 0,08$ m.....	50
Figure 2-28 Onde choc après la détonation d'une charge sphérique d'un rayon $R_0 = 60$ mm à une hauteur d'explosion HOB = 150 mm .....	51
Figure 2-29 Histogramme des niveaux de gris de la figure 2-28.....	52
Figure 2-30 Image de la figure 2-28 traitée avec la méthode CLAHE.....	52
Figure 2-31 Histogramme des niveaux de gris de la figure 2-30.....	53
Figure 2-32 Boule de feu localisée sur l'image en rouge .....	53
Figure 2-33 Gradient de l'image traitée auparavant par la méthode CLAHE et un filtre de Sobel.....	54
Figure 2-34 Localisation des ondes sur l'image en rouge .....	55
Figure 2-35 Repérage des ondes en respectant la calibration de l'image (ici 0,87 mm.pix-1) .....	55
Figure 3-1 Evolution du pied de Mach .....	58
Figure 3-2 Naissance du pied de Mach à $d_0 = 0,257$ m et $t_a = 0,413$ ms. HOB = 0,20 m et $R_0 = 0,08$ m .....	58
Figure 3-3 Pied de Mach à $R_{sol} = 0,417$ m, $t_a = 0,686$ ms, $H_M = 24,25$ mm. HOB = 0,20 m et $R_0 = 0,08$ m.....	59
Figure 3-4 Charge hémisphérique à HOB'= 0,20 m de rayon 0,06 m : a) avant explosion, b) 749.91 $\mu$ s après explosion.....	59
Figure 3-5 Comparaison des temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite issus de la visualisation(o) et par les mesures obtenues avec les capteurs de pression (x).....	60
Figure 3-6 Evolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance sol par HOB dans le cas des charges explosives sphériques.....	61
Figure 3-7 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol par HOB dans le cas des charges explosives sphériques concernant $R_0 = 0,06$ m pour des HOB = 0,10 m ; 0,15 m ; 0,20 m.....	62
Figure 3-8 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol dans le cas des charges explosives sphériques concernant une HOB = 0,20 m pour $R_0 = 0,08$ m ; 0,06 m ; 0,05 m ....	63
Figure 3-9 Evolution de la hauteur du pied de Mach pour une HOB réduite de 0,627 m.MJ <sup>-1/3</sup> .....	64
Figure 3-10 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol pour une charge explosive sphérique à HOB* constante.....	66
Figure 3-11 Comparaison de l'évolution de la hauteur du pied de Mach en fonction de la distance au sol entre une charge explosive sphérique et hémisphérique de rayon 0,06 m à une HOB de 0,2 m et 0,1 m.....	67
Figure 3-12 Comparaison de l'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol entre une charge explosive sphérique et hémisphérique de rayon 0,06 m à une HOB de 0,2 m et 0,1 m.....	67
Figure 4-1 Corrélation de Kinney-Graham (1985) entre $Z=0,1$ m.kg <sup>-1/3</sup> et $Z=20$ m.kg <sup>-1/3</sup> .....	73

Figure 4-2 Corrélation de Sochet-Maillot (2018) entre $\lambda = 0,4 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ et $\lambda = 20 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ .....	74
Figure 4-3 Corrélation de Sochet-Maillot (2018) et Kinney-Graham (1985) pour 1 kg de TNT dans le domaine de validité de Sochet-Maillot(2018).....	754
Figure 4-4 Intersection des courbes à 1,0 bar, $d = 2,733 \text{ m}$ , $E=21,426 \text{ MJ}$ , $R_0 = 0,697 \text{ m}$ correspondant à 1 kg de TNT .....	76
Figure 4-5 Intersection des courbes à 0,05 bar, $d = 17,58 \text{ m}$ , $E=12,978 \text{ MJ}$ , $R_0 = 0,589 \text{ m}$ correspondant à 1 kg de TNT .....	77
Figure 4-6 Répartition et hauteur des obstacles pour une charge hémisphérique gazeuse de rayon 0,05 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT et un obstacle de hauteur 0,05 m à échelle 1...	79
Figure 4-7 Répartition et hauteur des obstacles pour une charge hémisphérique gazeuse de rayon 0,06 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT et un obstacle de hauteur 0,05 m à échelle 1...	79
Figure 4-8 Représentation générale du cas d'étude .....	81
Figure 4-9 Schéma représentant la charge de TNT et la charge de propane.....	83
Figure 4-10 Surpression réfléchi au niveau du sol pour 1 kg TNT et une charge sphérique de gaz de 0,404 m de rayon, pour une HOB de 1m.....	85
Figure 4-11 Intersection des courbes pour 1 bar à $d_{\text{sol}} = 3,53 \text{ m}$ , $R_0 = 0,602 \text{ m}$ , correspondant à 1 kg de TNT .....	87
Figure 4-12 Répartition et hauteur des obstacles avec pour une charge sphérique gazeuse de rayon 0,06 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT et un obstacle de 0,05 m à échelle 1 .....	88
Figure 4-13 Evolution de la hauteur du point triple $h_M$ avec l'expression empirique (A3) pour une charge sphérique de rayon 0,06 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT à une HOB de 1 m .	88
Figure 5-1 Image prise avant chaque tir servant à la calibration des images .....	93
Figure 5-2 Image de l'onde incidente (OI) avant impact à $T=102 \mu\text{s}$ et à $D = 117 \text{ mm}$ , Obstacle à 150 mm .....	94
Figure 5-3 Image de l'onde de détente et de l'onde incidente se réfléchissant (OR) après impact à $T=236 \mu\text{s}$ et à $D = 185 \text{ mm}$ , Obstacle à 150 mm.....	94
Figure 5-4 Image de l'onde de Mach après impact à $T = 369 \mu\text{s}$ et à $D = 248,5 \text{ mm}$ avec $h_M = 19,4 \text{ mm}$ , Obstacle à 150 mm.....	94
Figure 5-5 Evolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol et de la position de l'obstacle .....	96
Figure 5-6 Image de l'onde incidente (OI) avant impact à $T=101 \mu\text{s}$ et à $D = 114 \text{ mm}$ , Obstacle à 160 mm .....	97
Figure 5-7 Image de l'onde de détente et de l'onde incidente se réfléchissant (OR) après impact à $T=257 \mu\text{s}$ et à $D = 189 \text{ mm}$ , Obstacle à 160 mm.....	97
Figure 5-8 Image de l'onde de Mach après impact à $T = 465 \mu\text{s}$ et à $D = 280,5 \text{ mm}$ avec $h_M = 24,6 \text{ mm}$ , Obstacle à 160 mm.....	97
Figure 5-9 Evolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol et de la position de l'obstacle à section hémicylindrique .....	98
Figure 5-10 Evolution de la hauteur du point triple en aval de l'obstacle de section hémicylindrique de rayon 13 mm positionné à 460 mm du centre de la charge .....	99
Figure 5-11 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol en aval un obstacle à section hémicylindrique positionné à 110 mm du centre de la charge.....	102
Figure 5-12 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 160 mm du centre de la charge.....	102
Figure 5-13 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 260 mm du centre de la charge.....	1032
Figure 5-14 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 460 mm du centre de la charge.....	1032

Figure 5-15 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 860 mm du centre de la charge.....	1043
Figure 5-16 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionné à 110 mm et une barre de section carrée positionnée à 110 mm .....	1065
Figure 5-17 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionné à 160 mm et une barre de section carrée positionnée à 150 mm .....	1065
Figure 5-18 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionné à 460 mm et une barre de section carrée positionnée à 450 mm .....	106
Figure 5-19 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionné à 860 mm et une barre de section carrée positionnée à 850 mm .....	1076
Figure 6-1 Comparaison des surpressions réfléchies au sol pour une charge de TNT de $M_{TNT} = 1$ kg à une HOB = 1 m et une charge de gaz de rayon $R_0 = 0,602$ m à une HOB = 1,49 m.....	1121
Figure 6-2 Comparaison de la hauteur du point triple pour une charge de TNT de $M_{TNT} = 1$ kg à une HOB = 1 m et une charge de gaz de rayon $R_0 = 0,602$ m à une HOB = 1,49 m.....	1121
Figure 6-3 Représentation des sections utilisées pour les différentes expériences à HOB non nulle	112
Figure 6-4 Schéma de principe pour les expériences à HOB non nulle.....	1143
Figure 6-5 Représentation de l'expérience avec l'évolution de la hauteur du point triple pour les obstacles situés à $D_{obstacle} = 300$ mm de l'hypocentre .....	1154
Figure 6-6 Image de calibration pour les essais à HOB non nulle .....	1154
Figure 6-7 Parcours de l'onde dans le cas d'un obstacle à section triangulaire positionné à 300 mm de l'hypocentre .....	1165
Figure 6-8 Evolution de la hauteur du point triple par rapport au front de l'obstacle pour les trois sections d'obstacles étudiées, pour des positions d'obstacle à 300 mm de l'hypocentre .....	1176
Figure 6-9 Evolution de la hauteur du point triple pour l'onde de Mach initiale (en amont de l'obstacle) et de l'onde de Mach générée à l'aval de l'obstacle - Résultats tirés d'un essai avec l'obstacle de section rectangulaire.....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b> 18
Figure 6-10 Représentation de l'expérience avec l'évolution de la hauteur du point triple pour les obstacles situés à $D_{obstacle} = 350$ mm de l'hypocentre .....	11918
Figure 6-11 Parcours de l'onde dans le cas d'un obstacle à section rectangulaire positionné à 350 mm de l'hypocentre .....	12019
Figure 6-12 Evolution de la hauteur du point triple par rapport au front de l'obstacle pour les trois sections d'obstacles étudiées, pour des positions d'obstacle à 350 mm de l'hypocentre .....	122
Figure 6-13 Evolution de la hauteur du point triple pour l'onde de Mach initiale (en amont de l'obstacle) et de l'onde de Mach générée à l'aval de l'obstacle - Résultats tirés d'un essai avec l'obstacle de section rectangulaire.....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b> 2
Figure 6-14 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section hémicylindrique positionné à 300 mm de l'hypocentre .....	123
Figure 6-15 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section triangulaire positionné à 300 mm de l'hypocentre .....	1254
Figure 6-16 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section rectangulaire positionné à 300 mm de l'hypocentre .....	1254
Figure 6-17 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section hémicylindrique positionné à 350 mm de l'hypocentre .....	1287

Figure 6-18 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section triangulaire positionné à 350 mm de l'hypocentre ..... 128

Figure 6-19 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section rectangulaire positionné à 350 mm de l'hypocentre ..... 129

## Liste des tableaux

Tableau 1-1 Similitude d'Hopkinson en fonction de l'échelle.....	15
Tableau 1-2 Erreur relative (e en valeur absolue et en %) de la hauteur du point triple des modèles existants de Kinney-Graham et du NRDC comparés au modèle proposé par Boutillier, avec SHOB hauteur d'explosion réduite et SD la distance au sol réduite .....	30
Tableau 3-1 Configurations étudiées pour l'analyse des réflexions avec une charge sphérique (s) et hémisphérique (h) par HOB réduite à l'énergie .....	587
Tableau 3-2 Ecart types sur le développement du pied de Mach et des surpressions réfléchies lors des essais avec des charges sphériques .....	665
Tableau 4-1 Energies et rayons de charges gazeuses par surpression équivalent à 1kg TNT.....	765
Tableau 4-2 Coefficients d'échelles calculées par le rapport des rayons des charges gazeuses.....	787
Tableau 4-3 Dimension des obstacles pour des charges de gaz à échelle réduite .....	79
Tableau 4-4 Rayons de charges gazeuses et hauteur d'explosion par surpression réfléchie équivalent à 1kg TNT .....	865
Tableau 4-5 Coefficients d'échelles calculés par le rapport des rayons de charges de gaz.....	887
Tableau 4-6 Emplacements $d_{sol,k}$ et hauteur $H_k$ des obstacles à échelle du laboratoire .....	887
Tableau 5-1 Surpression incidente d'impact pour chaque position de l'obstacle de section carrée .	943
Tableau 5-2 Surpression incidente d'impact pour chaque position de l'obstacle de section hémicylindrique.....	987
Tableau 5-3 Ecart du maximum de la surpression entre les valeurs avec obstacle et les valeurs champ libre (sans obstacle).....	1043
Tableau 5-4 Ecart sur l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval d'un obstacle entre une section carrée de $11 \times 11 \text{ mm}^2$ et une section hémicylindrique de rayon 13 mm .....	108
Tableau 6-1 Ecart du maximum de la surpression entre les valeurs avec obstacle et les valeurs champ libre (sans obstacle) pour les obstacles positionnés à $D_{obstacle} = 300 \text{ mm}$ .....	1265
Tableau 6-2 Ecart du maximum de la surpression entre les valeurs avec obstacle et les valeurs champ libre (sans obstacle) pour les obstacles positionnés à $D_{obstacle} = 350 \text{ mm}$ ...	<b>Erreur ! Signet non défini.</b> 29

## Nomenclature

$t_A$	Temps d'arrivée
$\Delta P^+$	Maximum de surpression positive
$\Delta P^-$	Maximum de surpression négative
$I^+$	Impulsion positive
$I^-$	Impulsion négative
$T^+$	Durée de phase positive
$T^-$	Durée de phase négative
$\lambda$	Distance réduite à l'énergie
$Z$	Distance réduite à la masse
$M$	Masse d'une charge
$E$	Energie
$k$	Coefficient d'Hopkinson
$d$	Distance par rapport au centre de la charge
$d_{sol}$	Distance au sol par rapport à l'hypocentre
$R_0$	Rayon de la charge de gaz
$P_0$	Pression atmosphérique
$P_1$	Pression à l'aval d'un choc
$D$	Célérité de l'onde
$a$	Vitesse du son
$s$	Entropie
$\gamma$	Coefficient isentropique
$M$	Nombre de Mach
$v$	Vitesse de l'écoulement
$\varepsilon$	Angle d'attaque d'une onde sur un plan
$\delta$	Déflexion de l'écoulement
$\Delta P_r$	Maximum de surpression réfléchi
ODC	Onde de choc
$h_M$	Hauteur du point triple
HOB	Hauteur de l'explosion par rapport au centre de la charge
$d_0$	Point de formation de l'onde de Mach au niveau du sol
$d_{sol,i}$	Distance au sol à échelle $i$
$H_i$	Hauteur d'obstacle à échelle $i$
BOS	Background Oriented Schlieren
COI	Choc Oblique Incident
TNT	Trinitrotoluène ( $C_7H_5N_3O_6$ )

## **Remerciements**

Souvent, vous, lecteurs, arrêtez votre premier regard sur cette page de remerciement. Comme vous avant, je me suis attardé sur ces pages, qui selon moi, sont le reflet d'une ambiance de travail.

Je souhaite, en premier lieu, remercier Madame la Professeur Isabelle Sochet de m'avoir proposé ce sujet de recherche et de m'avoir accompagnée tout au long de ces trois ans. Présente lors de mes études, et durant ces travaux, son exigence, sa pédagogie et sa patience en fait une personne dont la passion pour ses recherche, m'a donné forcément l'envie de poursuivre sur cette voie.

Je tiens également à remercier Jean Yves Vinçont, du coté du CEA, pour m'avoir encadré lors de cette thèse. Il a aussi pris de son temps pour m'avoir orienté dans mes recherches par sa présence et sa disponibilité.

Je remercie également Monsieur le Professeur Charles Delzarra pour son aide ainsi que son temps consacré à la caractérisation et aux tests réalisés concernant la banque d'énergie, sans laquelle cette étude n'aurait pas été possible Je remercie Ludovic Lamoot et Emmanuel Mennesson pour leurs expertises dans le domaine de la métrologie et pour avoir usiné l'ensemble des pièces nécessaires à l'avancée de mes phases de tests. Je remercie l'intervention de Didier Capdeville, qui m'a permis de me mieux comprendre le montage de banc optique et l'utilisation des caméras rapides.

Je remercie aussi le Dr Kevin Gault avec qui j'ai partagé le laboratoire de détonations. Nous avons pu concilier et mettre à profit nos expériences respectives pour avancer mutuellement dans nos recherches. J'ai pu également, à ses cotés, développer une expertise dans la pop culture merveilleuse et d'ici. Un merci chaleureux au Dr Maria DeStefano pour l'ambiance de travail tout au long de ma thèse. Une napolitaine avec qui j'ai eu la chance de partager notre bureau. Je n'ai pas eu le choix de développer une bonne humeur et une joie de vivre au quotidien. Je remercie également le Dr Clément Touzeau, nous nous sommes soutenu mutuellement, pour éviter de nous noyer, que ce soit pendant nos études d'ingénieur comme pendant nos années de recherches.

Je remercie le personnel de l'INSA Centre Val de Loire pour avoir aidé l'intégration des doctorants dans la vie de l'établissement.

Je dis un grand merci à Papa et Maman, des parents présents, attentifs, aimant... et tellement d'adjectifs. Nous ne remercierons et profiterons jamais assez de la présence de ses parents. Je remercie également mon frère et ma sœur, une présence familiale importante à l'équilibre de ma vie.

Je tiens à remercier et à souligner la présence de mon copain Guillaume Tarantino. Tout comme je remercie le soutien apporté par l'ensemble du Lacrosse français. Des personnes soucieuses de mon équilibre psychologique et spotif. Je remercie à juste titre, Denis Moreau, une personne qui m'a accompagné et diverti pendant mon séjour à Bourges.

Le remerciement le plus important est pour ma conjointe Mme Fanny Lanfrey pour m'avoir apporté son soutien au quotidien pendant ce moment important pour moi. Une patience, un équilibre, une écoute, autant de qualité importante sans lesquelles je n'aurais pas pu réussir ces travaux. Elle m'a permis de garder espoir dans les moments les plus difficiles de ce projet. Une personne importante, qui me permet de remercier mon fils Nolan.

*In fearful day, in raging night, with strong hearts full, our souls ignite!  
When all seems lost in the War of Light, look to the stars, for hope burns bright!*

## Introduction

Le contexte actuel et les événements passés montrent que l'étude des phénomènes explosifs prend une place importante pour la sécurité des personnes et pour la tenue des bâtiments. Le 12 août 2015, l'explosion de Tianjin (Chine) a fait un grand nombre de victimes, dont des pompiers, et des centaines de blessés. De plus, l'onde de choc générée par cette explosion a projeté des débris jusqu'à trois kilomètres. En France, l'un des accidents le plus connu est celui d'AZF de 2001 à Toulouse, qui a marqué l'histoire avec l'explosion de son stock d'environ 300 tonnes de nitrate d'ammonium en entraînant la mort de 31 personnes, faisant 2 500 blessés et de lourds dégâts matériels, et rasant les structures les plus proches. Des attaques terroristes, en France comme à l'étranger, ont fait référence à l'utilisation l'IED (Improvised Explosive Device, engins explosifs improvisés) impliquant donc des explosions pouvant faire plusieurs victimes. Les attentats du 13 novembre 2015 au stade de France et au Bataclan dénombrent 130 morts et plusieurs centaines de blessés. Plus récemment à Manchester, le 22 mai 2017, une explosion au milieu de milliers de spectateurs lors d'un concert a fait 22 victimes, dont des enfants, et une soixantaine de blessés. L'étude des conséquences comme les ondes de choc, induites par une explosion, est donc importante.

Depuis quelques années, dans le domaine de la sécurité pyrotechnique, on constate un usage croissant de la simulation numérique. Dans cet objectif, il convient alors d'établir finement des protocoles de calculs dont la validation repose sur des expériences où les données sont trop souvent insuffisantes vis-à-vis de scénarios d'intérêt de plus en plus réalistes et complexes. La propagation de l'onde de souffle issue d'une explosion pour diverses natures de sources a été largement étudiée dans le passé dans les conditions dites idéalisées : explosion au-dessus d'un sol plat, supposé parfaitement réflecteur, et en présence d'une atmosphère homogène. A nature de source explosive connue, l'évolution des caractéristiques mécaniques de l'onde peut alors être décrite avec confiance et assez simplement. Dans ces conditions idéalisées, les résultats expérimentaux issus de la littérature participent à la validation d'outils de simulation (code et ses conditions physico-numériques d'emploi). Cependant, lorsqu'il s'agit de valider un outil de simulation de type HPC (High Performance Computing = Calcul Haute Performance) employé dans des conditions non-idéales, par exemple en présence d'un obstacle (relief, barrière de protection, bâtiment...) avec des conditions particulières de surface/contact et/ou pour des conditions atmosphériques non-homogènes, les modèles d'évolution en conditions idéalisées ne suffisent plus. Il convient alors d'acquérir de nouvelles données expérimentales pertinentes et les plus contraignantes possibles afin qu'elles participent à la validation des outils de simulation pour la source explosive d'intérêt.

L'objectif de cette étude est de concevoir et de réaliser des expériences spécifiques avec un ou des explosifs de substitution à une nature d'explosif de référence, a priori de type TNT (ou un de ses équivalents), afin de disposer de données expérimentales novatrices tant par les scénarios étudiés que par la richesse, la quantité et la précision des mesures. Ces expériences sont mises au point en conditions idéalisées et en conditions non-idéalisées. Les premières constituent une base de données de référence. Les éléments non-idéaux introduits un par un permettent alors, par comparaison à l'expérience idéalisée, de mettre en avant des différences d'effets sur l'onde de souffle et ouvrent la voie à la proposition de modèles simplifiés. Les explosions envisagées se situent pour certaines au sol et pour d'autres au-dessus du sol afin d'obtenir des régimes de réflexion de type onde de Mach.

D'un point de vue métrologique, deux types de mesures sont systématiquement réalisés. D'une part des mesures ponctuelles en espace qui permettent d'acquérir a minima des historiques de surpression statique et d'autre part des mesures globales constituées de visualisations des ondes de souffle incidentes et réfléchies. Pour toutes les méthodes de mesures employées, le développement de méthodes de post-traitements avancées des différentes données acquises ont fait partie du travail de recherche de cette thèse. Les expériences conçues et mises en œuvre sont complémentaires de celles disponibles dans la littérature. Le mémoire est articulé en six parties introduites brièvement ici.

**Une première partie** de ce mémoire présente un état de l'art concernant l'étude des ondes de choc. Les caractéristiques en amont et en aval d'une onde de souffle peuvent être calculées par les relations de Rankine-Hugoniot. Les caractéristiques calculées par ces relations sont des grandeurs thermodynamiques telles que la pression, la température, la masse volumique et la vitesse de l'onde. Dans son parcours, l'onde peut rencontrer des obstacles et va se réfléchir sur ceux-ci, les grandeurs thermodynamiques citées peuvent être une nouvelle fois calculées dans l'état incident et dans l'état réfléchi toujours à l'aide des équations de Rankine-Hugoniot. Une synthèse sur les différents types de chocs réfléchis est exposée. Parmi les réflexions possibles, celle de Mach fait l'objet dans cette partie, d'une attention particulière. La réflexion de Mach se produit au moment où l'onde de choc réfléchie rattrape l'onde de choc incidente pour se combiner et former l'onde de Mach. Différents outils de prédiction sur la création d'une onde Mach et sur son évolution sont présentés.

**La seconde partie** est consacrée aux explosions en milieu homogène, plus précisément en champ libre et sans perturbations. Le mode d'amorçage de la charge gazeuse est présenté en détails. Le mélange est initié par la méthode du fil explosé, à l'aide d'une banque d'énergie haute tension. Ensuite, les moyens de mesures de pression, de l'onde de souffle générée par la détonation du nuage gazeux, ont permis de caractériser l'évolution d'une onde de choc. Les données issues des signaux de pression enregistrés sont la surpression maximale, l'impulsion et la durée de phase positive ainsi que le temps d'arrivée, en fonction de la distance par rapport au centre de la détonation. Deux méthodes expérimentales ont été réalisées afin de générer une onde de choc, la première avec une bulle de savon hémisphérique et la seconde à l'aide d'un ballon de baudruche, servant à contenir le gaz. En plus des mesures de pression en différents points du sol, des visualisations ont pu être réalisées, à l'aide d'une caméra rapide. La visualisation est faite avec une variante d'un montage ombroscopique et d'une caméra rapide filmant à environ 30 000 images par seconde. Le montage expérimental ainsi que le traitement des images associées aux enregistrements vidéos sont présentés.

**La troisième partie** a fait l'objet d'une publication au Congrès Français de Mécanique 2017 à Lille, dans la plénière concernant les méthodes optiques pour la mécanique des fluides. A l'aide du système métrologique optique, la hauteur du point triple a été mesurée en fonction de la distance au sol, pour plusieurs rayons de charge et hauteur d'explosion. Ces mesures ont permis de dresser un abaque sur l'évolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol ainsi que de la hauteur d'explosion. Ces résultats ont mis en évidence l'influence de la hauteur d'explosion et du volume de la charge sur l'évolution de la hauteur du point triple. Lors des derniers travaux réalisés au sein du laboratoire avant cette thèse, la charge hémisphérique a été principalement utilisée. Afin de valider la qualité des expériences avec une charge sphérique en hauteur, les résultats issus de ces différentes campagnes de tirs ont été comparés entre eux afin de vérifier le respect de la similitude d'Hopkinson. Les mêmes séries d'expériences ont été réalisées avec une charge hémisphérique près d'un plan à 90° puisqu'en principe les deux configurations sont identiques. Les résultats doivent retranscrire les mêmes évolutions concernant le temps d'arrivée, la surpression et la hauteur du point triple. La comparaison de ces résultats entre les deux configurations ajoute un argument supplémentaire quant à la qualité et l'utilisation des charges sphériques en hauteur.

**La quatrième partie** présente une méthodologie pour le dimensionnement d'expériences à échelle de laboratoire. Le projet est de pouvoir utiliser les résultats des différentes expériences à une échelle plus grande que celle du laboratoire. Le dimensionnement des expériences a été divisé en deux parties, la première concerne l'étude d'une charge hémisphérique au sol de 0,5 kg de TNT et la seconde traite de l'étude d'une charge de 1 kg de TNT à un mètre du sol. Le projet est donc de concevoir, avec les moyens du laboratoire, une expérience à petite échelle et avec une charge gazeuse représentative des cas, avec une charge de TNT, souhaitant être étudiés. Le but est alors de dimensionner des obstacles à échelle de laboratoire dans le cadre des essais avec une charge de gaz. Les obstacles devant être représentatifs du cas d'étude concernant la détonation d'une charge de TNT.

**La cinquième partie** traite de l'étude de l'impact d'une onde incidente sur un obstacle. L'onde de choc incidente est générée suite à la détonation d'une charge hémisphérique du rayon de 50 mm. Les obstacles utilisés sont des barres de différentes sections et installés sur le parcours de l'onde. Leur hauteur est d'ordre millimétrique et deux paramètres ont été étudiés. Le premier paramètre concerne la distance entre le front de l'obstacle et le centre de la charge, et le second paramètre est l'influence de la section de l'obstacle. La distance entre l'obstacle et le centre de la charge a varié de 110 à 1 550 mm et une section carrée et hémicylindrique ont été abordées. Afin de mettre en avant les différents aspects présentés, des capteurs de pression ont été installés en amont et à l'aval de l'obstacle. Les enregistrements vidéo ont permis de compléter les mesures issues des capteurs de pression.

**La sixième et dernière partie** de ce mémoire concerne aussi l'influence d'un obstacle sur le parcours d'une onde de choc. Cette fois, l'onde de choc est générée par une charge sphérique de 60 mm à une hauteur d'explosion de 148,4 mm. Dans ce chapitre, l'étude porte sur l'impact d'une onde de Mach sur un obstacle. Dans les chapitres précédents, des abaques et des résultats expérimentaux sont présentés afin de prédire l'évolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol. Deux configurations ont donc été abordées vis-à-vis de l'obstacle, soit la hauteur du point triple est supérieure à l'obstacle, soit cette hauteur est inférieure à l'obstacle. De ce fait, l'obstacle a été installé à deux distances au sol différentes. Pour ces deux configurations, l'influence du périmètre de l'obstacle a été étudiée sur trois sections d'obstacle différentes. Comme dans le chapitre précédent, des capteurs de pression ont été installés en amont et à l'aval de l'obstacle, les enregistrements vidéo ont apporté des résultats à la fois complémentaires et novateurs. Ces essais ont mis en avant l'influence de la section d'un obstacle sur le parcours d'une onde de Mach.

# Chapitre 1 - Etat de l'art

## 1.1 Généralités sur les explosions et ondes de souffles – Définitions des explosions

D'après le Groupement Français de la Combustion [site web GFC], la définition d'une explosion est une : "libération soudaine d'énergie plus ou moins confinée, plus ou moins maîtrisée, avec ou sans conséquences externes. L'explosion peut donner lieu à une onde de pression (onde de souffle), à une boule de feu. Dans le cas de l'explosion chimique, le processus de libération d'énergie peut être une déflagration ou une détonation.". Cette définition montre qu'il existe deux régimes différents : la déflagration et la détonation.

La déflagration vient d'un apport d'énergie faible, de l'ordre de quelques milliJoules, par exemple une étincelle électrique. Elle se distingue par un front de flamme derrière lequel l'expansion des gaz brûlés agit comme un piston. Le gaz frais est alors poussé et une onde de pression se propage dans celui-ci. La déflagration est caractérisée par une vitesse subsonique par rapport au gaz frais.

La détonation est un couplage onde de choc/front de flamme et se propage à une vitesse supersonique par rapport au gaz frais. Une énergie d'amorçage plus élevée est nécessaire, de l'ordre du Joule au minimum, pour des mélanges gazeux combustibles avec de l'oxygène. L'énergie critique d'amorçage d'une détonation de gaz est fonction de la richesse et des conditions initiales.

Il est traité ici uniquement des phénomènes liés aux ondes de souffle suite à une détonation. La surpression, due au passage de l'onde, est caractérisée par une montée en pression soudaine suivie d'une décroissance, moins abrupte que la croissance. La figure 1-1 représente la forme d'un signal de surpression au passage de l'onde de choc issue d'une détonation, les caractéristiques mécaniques sont les suivantes :

- $t_a$  : temps d'arrivée de l'onde de choc
- $\Delta P^+$  : Maximum de la surpression positive
- $\Delta P^-$  : Maximum de la surpression négative
- $I^+$  : Impulsion positive (aire sous la courbe positive).  $I^+ = \int_{t_a+t^+}^{t_a} P(t)dt$
- $I^-$  : Impulsion négative (aire sous la courbe négative).  $I^- = \int_{t_a+t^++t^-}^{t_a+t^+} P(t)dt$
- $t^+$  : durée de la phase positive
- $t^-$  : durée de la phase négative

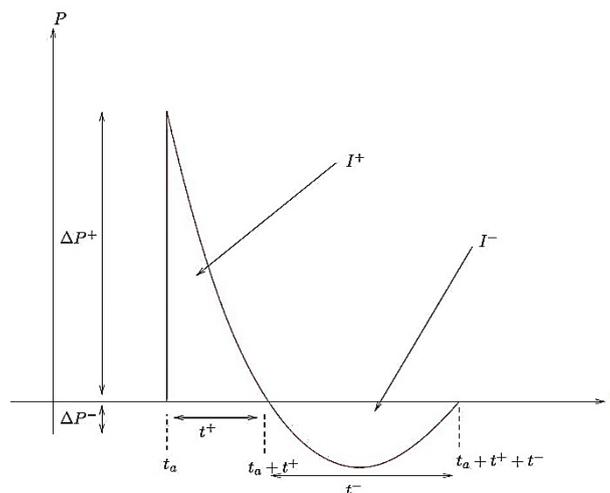


Figure 1-1 Signature d'un signal de surpression d'une onde de choc issue d'une détonation

Il est important de préciser que les tests présentés dans ce mémoire sont réalisés au laboratoire, donc à petite échelle. Ces tests ont l'avantage d'être plus sécuritaires par rapport à des explosifs plus énergétiques. Cela s'explique par la quantité de gaz mise en jeu qui est relativement faible. De plus, les tests à petite échelle sont moins coûteux et parfaitement reproductibles.

La similitude de Hopkinson (1915) permet de ramener les résultats des tests réalisés à petite échelle, à des valeurs pouvant être obtenues à des échelles plus grandes et inversement. Ainsi, à un point se situant à une distance  $d$  d'une explosion, dont la charge de rayon  $R_0$  peut libérer une énergie  $E$  ou de masse  $m$ , le choc à ce point est caractérisé par une surpression  $\Delta P^+$  et une dépression  $\Delta P^-$ , des durées de phase positive  $t^+$  et négative  $t^-$  et d'impulsion  $I^+$  et  $I^-$ . A un point d'une distance  $k.d$  d'une explosion (figure 1-2), dont la charge est cette fois-ci définie par un rayon  $kR_0$  et d'énergie  $k^3E$  ou en fonction de sa masse  $k^3m$ , le choc est caractérisé par les pressions  $\Delta P^+$  et  $\Delta P^-$  des durées de phase positive  $k.t^+$  et négative  $k.t^-$  et d'impulsion  $k.I^+$  et  $k.I^-$ . Le facteur d'échelle adimensionnel  $k$  (table 1-1), dont les paramètres en temps et en espace de l'onde de choc varient, est appelé facteur de Hopkinson. On introduit souvent comme paramètre de similitude la "distance réduite"  $\lambda$  définie par la distance  $D$  entre le point d'impact et le centre de l'explosion sur la racine cubique de l'énergie libérée par l'explosion  $E$ . Cette distance réduite s'exprime en  $m.MJ^{-1/3}$  :

$$\lambda = \frac{d}{E^{1/3}} \quad (1.1)$$

La distance réduite peut également s'exprimer en termes de masse, et est alors notée  $Z$ , avec  $m$  la masse de la charge explosive.  $Z$  s'exprime alors en  $m.kg^{-1/3}$  :

$$Z = \frac{d}{m^{1/3}} \quad (1.2)$$

L'échelle d'Hopkinson est utilisée pour dimensionner les expériences à échelle de laboratoire. Ainsi les résultats obtenus peuvent être appliqués à des échelles plus grandes, dans l'échelle énergétique réelle de la source d'explosion étudiée.

	Echelle réduite (1/k)	Echelle réelle 1/1
Maximum de surpression	$\Delta P^+$	$\Delta P^+$
Durée de phase positive	$k^* t^+$	$t^+$
Durée de phase négative	$k^* t^-$	$t^-$
Impulsion positive	$k^* I^+$	$I^+$
Impulsion négative	$k^* I^-$	$I^-$
Energie	$k^3 * E$	$E$
Distance	$k^* d$	$d$

Tableau 1-1 Similitude d'Hopkinson en fonction de l'échelle

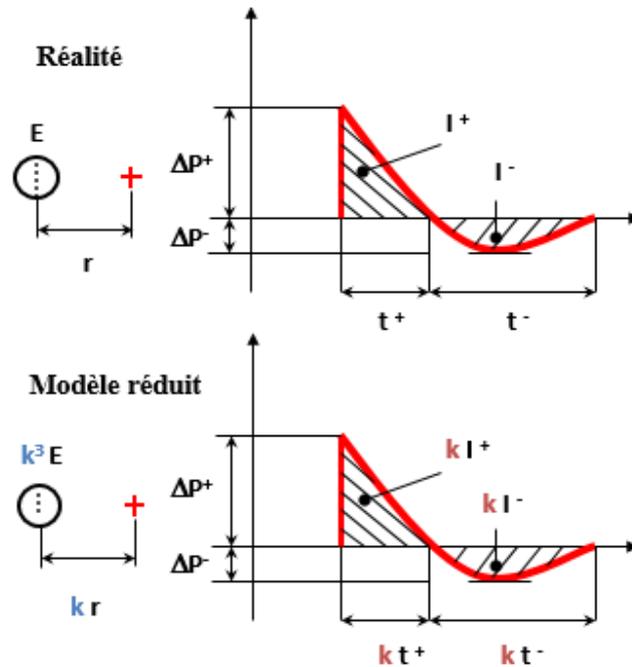


Figure 1-2 Similitude d'Hopkinson

## 1.2 Caractéristiques des ondes de souffle en champ libre

Plusieurs corrélations empiriques existent afin de caractériser les différents paramètres mécaniques associés aux ondes de souffle. Ces paramètres sont exprimés en fonction de la distance par rapport au centre de la charge et pour des configurations en champ libre. Ces corrélations dépendent de l'explosif étudié. Quelques relations sont ici présentées comme celles de Kinney-Graham (1985) (équation (1.3) à (1.5)) issues de données avec une charge chimique sphérique de TNT, et pour une charge gazeuse sphérique de propane-oxygène à la stœchiométrie, celles d'Eveillard (2013) (équation (1.6) à (1.8)). Les corrélations d'Eveillard (2013) ont été proposées suite à des travaux de thèse effectués dans notre laboratoire.

### Kinney-Graham -1985

$$\frac{\Delta P^+}{P_0} = \frac{808. [1 + (\frac{Z}{4,5})^2]}{\sqrt{1 + (\frac{Z}{0,048})^2} \cdot \sqrt{1 + (\frac{Z}{0,32})^2} \cdot \sqrt{1 + (\frac{Z}{1,35})^2}} \quad (1.3)$$

$$\frac{t^+}{m^{1/3}} = \frac{980. [1 + (\frac{Z}{0,54})^{10}]}{\sqrt{1 + (\frac{Z}{0,02})^3} \cdot \sqrt{1 + (\frac{Z}{0,74})^6} \cdot \sqrt{1 + (\frac{Z}{6,9})^2}} \quad (1.4)$$

$$I^+ = \frac{0,067. \sqrt{1 + (\frac{Z}{0,23})^4}}{Z^2. [1 + (\frac{Z}{1,55})^4]^{1/3}} \quad (1.5)$$

- m masse de TNT (kg) ; Z [m.kg<sub>TNT</sub><sup>-1/3</sup>] ; ΔP<sup>+</sup> [Pa] ; P<sub>0</sub>=101325 Pa ; t<sup>+</sup> [ms] ; I<sup>+</sup> [bar.ms]

Eveillard-2013

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0,0895 - 1,7633 \cdot \ln(\lambda) + 0,1528(\ln(\lambda))^2 - 0,0066(\ln(\lambda))^3 - 0,0021(\ln(\lambda))^4 \quad (1.6)$$

$$\ln\left(\frac{t_a}{\frac{1}{E^3}}\right) = -0,7059 + 1,9805 \cdot \lambda + 0,1437(\lambda)^2 - 9,6799 \cdot 10^{-3}(\lambda)^3 + 2,2937 \cdot 10^{-4}(\lambda)^4 \quad (1.7)$$

$$\frac{t^+}{E^{1/3}} = 2,081 \cdot (1 - e^{-0,3361 \cdot \lambda}) \quad (1.8)$$

- E énergie de la charge en MJ ;  $\lambda$  [m.MJ]<sup>-1/3</sup> ;  $t_a$  [ms] ;  $t^+$  [ms] ;  $P_0 = 1\text{bar}$  ;  $\Delta P^+$  [bar]

D'autres corrélations pour les caractéristiques d'ondes de choc sont disponibles dans Sochet (2018).

### 1.3 Onde de choc

#### 1.3.1 Onde de choc droite

Une onde de choc est considérée comme une discontinuité perpendiculaire à l'écoulement. Cette discontinuité met en évidence deux états, les gaz frais (0) en amont et les gaz choqués en aval (1) de l'onde (figure 1-3).

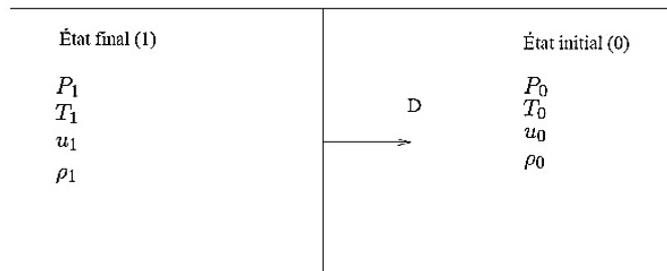


Figure 1-3 Onde de choc droite : état en amont (0), état en aval (1)

Des hypothèses permettant l'étude de ces ondes de chocs sont appliquées. Les gaz sont supposés parfaits, la discontinuité est plane et perpendiculaire à l'écoulement qui est monodimensionnel. L'écoulement considéré est non visqueux, sans forces extérieures, ni de frottements, et adiabatique. L'onde de choc se propage à la célérité D par rapport à un repère fixe. Il n'y a pas de réaction chimique, le fluide est en équilibre thermodynamique. La vitesse matérielle u représente la vitesse absolue des particules par rapport au même repère fixe. Par rapport à l'onde, la loi de composition des vitesses est appliquée et les particules de gaz se déplacent à une vitesse relative  $v_0 = D - u_0$  et  $v_1 = D - u_1$ , où  $u_0$  et  $u_1$  sont les vitesses absolues du gaz frais et gaz choqué respectivement. L'ensemble de ces hypothèses permet d'utiliser les lois de conservations.

Pour la suite, il est important d'introduire les relations de Rankine Hugoniot (annexe 1.1) qui seront utiles ainsi que les termes qui les composent (Sochet, 2015). Le but de ces relations est de pouvoir exprimer les rapports, entre les différentes grandeurs thermodynamiques, de température  $T_1/T_0$ , de pression  $P_1/P_0$ , de masse volumique  $\rho_1/\rho_0$ , et de vitesse  $v_1/v_0$ , en fonction du nombre de Mach  $M_0$ .

Le nombre de Mach est le rapport entre la vitesse "v" de l'écoulement, et la célérité du son "a" dans le fluide. Le nombre de Mach est donc une grandeur adimensionnelle.

$$M = \frac{v}{a} ; a^2 = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s = \frac{\gamma \cdot P}{\rho} \quad (1.9)$$

- M : nombre de Mach [-]
- P : pression [Pa]
- v : vitesse de l'écoulement [m.s<sup>-1</sup>]
- a : célérité du son du fluide [m.s<sup>-1</sup>]
- ρ : densité du fluide [kg.m<sup>-3</sup>]
- s : entropie [J.K<sup>-1</sup>]
- γ : coefficient isentropique [-] (γ = 1,4 pour un gaz diatomique)

γ représente le rapport entre la capacité thermique à pression constante et la capacité thermique à volume constant, γ=1,4 pour un gaz diatomique.

Avec les données suivantes, il est possible d'exprimer les formules de Rankine Hugoniot :

- M<sub>0</sub> : nombre de Mach en amont [-]
- M<sub>1</sub> : nombre de Mach en aval [-]
- D : célérité de l'onde de choc [m.s<sup>-1</sup>]
- v<sub>0</sub> : vitesse de l'écoulement en amont [m.s<sup>-1</sup>]
- a<sub>0</sub> : vitesse du son du fluide de l'écoulement en amont [m.s<sup>-1</sup>]
- v<sub>1</sub> : vitesse de l'écoulement en aval [m.s<sup>-1</sup>]
- a<sub>1</sub> : vitesse du son du fluide de l'écoulement aval [m.s<sup>-1</sup>]

Les gaz frais sont initialement au repos donc u<sub>0</sub> = 0, ce qui permet d'avoir un lien direct avec la vitesse de l'onde de choc.

$$M_0 = \frac{v_0}{a_0} = \frac{D - u_0}{a_0} = \frac{D}{a_0} \quad (1.10)$$

$$M_1 = \frac{v_1}{a_1} = \frac{D - u_1}{a_1} \quad (1.11)$$

La vitesse du son, dépendant du milieu dans lequel s'écoule l'onde de choc, s'écrit comme l'équation (1.9):

$$a^2 = \frac{\gamma \cdot P}{\rho} = \gamma \cdot r \cdot T$$

En reprenant les différentes lois de conservation et les définitions précédentes il est possible d'exprimer les rapports des grandeurs thermodynamiques :

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1 + \frac{1}{2} \cdot M_0^2 \cdot (\gamma - 1)}{1 + \frac{1}{2} \cdot M_1^2 \cdot (\gamma - 1)} \quad (1.12)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{1 + \gamma \cdot M_0^2}{1 + \gamma \cdot M_1^2} \quad (1.13)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1} = \frac{M_0 \cdot a_0}{M_1 \cdot a_1} \quad (1.14)$$

Afin de mieux exploiter ces équations (1.12 à 1.14), il est plus pratique d'exprimer les grandeurs en fonction du nombre de Mach incident  $M_0$  car il est fonction directement de la célérité de l'onde. Ainsi, avec les relations précédentes, le nombre de Mach de l'état aval  $M_1$  est exprimé en fonction du nombre de Mach amont  $M_0$  par :

$$M_1^2 = \frac{M_0^2 + \frac{2}{\gamma - 1}}{\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot M_0^2 - 1} \quad (1.15)$$

Avec cette nouvelle expression (équation (1.15)), les rapports de température, pression, masse volumique et vitesse peuvent s'explicitier directement en fonction du nombre de Mach amont.

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_0^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \cdot \left( \frac{2}{M_0^2(\gamma + 1)} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \quad (1.16)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_0^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (1.17)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{2 + (\gamma - 1)M_0^2} \quad (1.18)$$

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2}{(\gamma + 1)M_0^2} \quad (1.19)$$

Les mesures faites par les capteurs de pression sont des mesures de surpression après le passage de l'onde, qui s'expriment aussi par le nombre de Mach en amont :

$$\Delta P_{\text{inc}} = P_1 - P_0 = \frac{2 \cdot \gamma \cdot (M_0^2 - 1)}{\gamma + 1} \quad (1.20)$$

Les relations exposées montrent que la pression et la température augmentent tandis que la vitesse de l'écoulement décroît en aval de la discontinuité.

La variation d'entropie à travers l'onde de choc s'exprime par :

$$\frac{s_1 - s_0}{c_v} = \ln \left[ \frac{P_1}{P_0} \cdot \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)^\gamma \right] \quad (1.21)$$

L'équation précédente peut être exprimée en fonction du nombre de Mach amont :

$$\frac{s_1 - s_0}{c_v} = \ln \left[ \left( \frac{1}{\gamma + 1} \right)^\gamma \cdot (2 \cdot \gamma \cdot M_0^2 - \gamma + 1) \cdot \left( \frac{2}{M_0^2} + \gamma + 1 \right)^\gamma \right] \quad (1.22)$$

L'évolution de l'entropie varie en fonction du nombre de Mach en amont du choc. Si  $M_0 > 1$ , la variation d'entropie sera positive et si  $M_0 < 1$  alors la variation d'entropie est négative. La dernière égalité ne respectant pas le second principe de la thermodynamique, montre qu'une onde de choc ne peut exister que dans un écoulement supersonique ( $M_0 > 1$ ).

### 1.3.2 Onde de choc oblique

Un choc oblique apparaît, par exemple, lorsqu'il y a un changement de pente par la présence d'un obstacle sur le parcours de l'onde. Un angle se forme entre l'onde et l'obstacle provoquant le changement de direction de l'écoulement au passage de la discontinuité, figure 1-4.

Cette fois les vitesses caractérisant l'écoulement à l'amont et à l'aval du front d'onde se décomposent, en une composante normale  $v_n$  et une autre tangentielle  $v_t$  (à la discontinuité). Le nombre de Mach étant un scalaire, il n'a pas de direction significative. L'angle  $\varepsilon$  se forme entre la direction de la vitesse  $v_0$  et  $v_1$ , et l'angle  $\beta$  entre la direction de la vitesse en aval  $v_1$  et l'onde de choc. L'angle  $\delta$  est le changement de direction de l'écoulement qui se nomme la déflexion.

Comme précédemment, des relations des grandeurs thermodynamiques entre l'état en amont et en aval existent (équation (1.16) à (1.18)). Il faut prendre en considération les relations géométriques suivantes figurant sur la figure 1-4. De plus, les hypothèses faites pour les ondes de choc droites restent valables pour l'étude des ondes de choc obliques.

$$v_0^2 = v_{0n}^2 + v_{0t}^2 \quad (1.23)$$

$$v_1^2 = v_{1n}^2 + v_{1t}^2 \quad (1.24)$$

$$v_{0t} = v_0 \cos(\varepsilon) \quad (1.25)$$

$$v_{0n} = v_0 \sin(\varepsilon) \quad (1.26)$$

$$v_{1t} = v_1 \cos(\beta) \quad (1.27)$$

$$v_{1n} = v_1 \sin(\beta) \quad (1.28)$$

Pour exprimer les grandeurs thermodynamiques au passage de l'onde de choc oblique, il est possible de faire la même démarche que pour les ondes de choc droites, en reprenant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Il faut savoir que la composante tangentielle n'affecte pas les équations de conservation, il est possible de reprendre les mêmes équations que pour les ondes droites, tout en prenant soin de remplacer  $v_0$  par  $v_{0n}$  et  $v_1$  par  $v_{1n}$ . Cependant d'après la théorie du choc droit, comme  $v_{0n} > v_{1n}$  (afin de respecter la conservation de la masse ainsi que le second principe de la thermodynamique) avec  $v_{0t} = v_{1t}$ , l'écoulement aval doit être défléchi en direction du choc oblique.

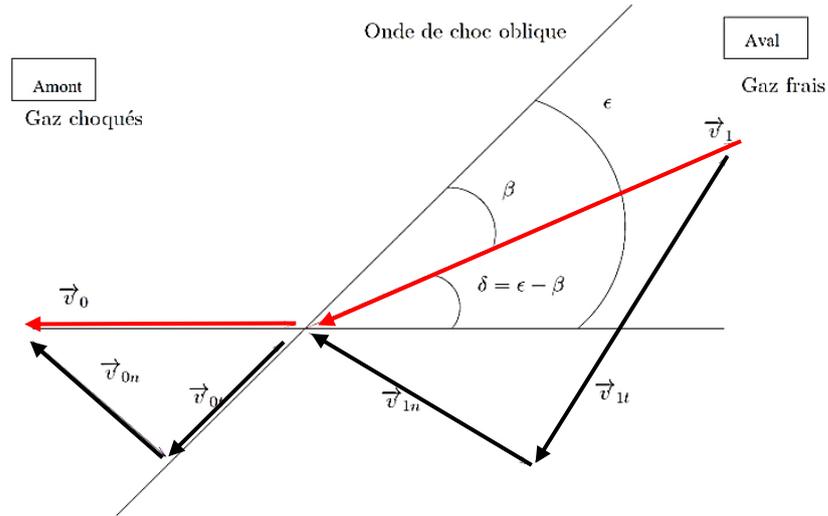


Figure 1-4 Onde de choc oblique

Pour décrire les relations des rapports des grandeurs thermodynamiques, il faut introduire les composantes normales des nombres de Mach amont et aval. Encore une fois, les rapports des grandeurs dépendront uniquement du nombre de Mach amont  $M_0$ .

$$M_{0n} = \frac{v_{0n}}{a_0} = \frac{v_0}{a_0} \sin(\epsilon) = M_0 \sin(\epsilon) \quad (1.29)$$

$$M_{1n} = \frac{v_{1n}}{a_1} = \frac{v_1}{a_1} \sin(\beta) = M_1 \sin(\epsilon - \delta) \quad (1.30)$$

$$[M_1 \sin(\beta)]^2 = \frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon)}{2\gamma \cdot M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon) - (\gamma - 1)} \quad (1.31)$$

La condition minimale pour avoir un choc oblique est  $M_0 \sin \beta \geq 1$ . Ce qui signifie que l'angle minimal de choc oblique est l'angle de Mach ( $1/M_0$ ) qui correspond alors à  $P_1/P_0 = 1$ . A l'inverse, la valeur maximale que peut avoir l'angle  $\beta$  est  $90^\circ$  qui est l'onde normale.

Les rapports de température, pression, et masse volumique sont tels que :

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon) - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \cdot \left( \frac{2}{M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon) \cdot (\gamma + 1)} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \quad (1.32)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon) - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (1.33)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon)}{2 + (\gamma - 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon)} \quad (1.34)$$

En raison du facteur en  $\sin(\epsilon)$ , un choc oblique conduit à des surpressions et des élévations de température plus faibles, en aval de celui-ci, que dans le cas d'un choc droit.

L'écoulement est supersonique dans les gaz choqués pour des valeurs d'angles  $\epsilon$  faibles et subsonique pour  $\epsilon$  grand ( $90^\circ$ ) (équation 1.17).

Il est intéressant d'étudier de plus près l'influence des angles, par rapport au nombre de Mach  $M_0$ , dans la théorie des chocs obliques. L'angle de choc  $\varepsilon$  et l'angle de déflexion  $\delta$  peuvent être exprimés en fonction du nombre de Mach incident à partir de la conservation de la masse et de l'égalité des vitesses tangentielles.

$$\rho_0 \cdot v_{0n} = \rho_1 \cdot v_{1n} \quad (1.35)$$

$$v_{0n} = v_{0t} \cdot \tan(\varepsilon) \quad (1.36)$$

$$v_{1n} = v_{1t} \cdot \tan(\varepsilon - \delta) \quad (1.37)$$

$$\frac{\tan(\varepsilon - \delta)}{\tan(\varepsilon)} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)}{(\gamma + 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)} \quad (1.38)$$

Plus explicitement :

$$\tan(\delta) = 2 \cot(\varepsilon) \cdot \frac{M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)}{M_0^2 [\gamma + 1 - 2 \cdot \sin^2(\varepsilon)] + 2} \quad (1.39)$$

## 1.4 Réflexion d'une onde de choc

### 1.4.1 Présentation des différentes réflexions existantes

Outre la formation et l'étude propre de l'onde par la détonation d'une source explosive, l'étude de ses conséquences est un point primordial pour connaître et pouvoir établir des lois d'interaction des ondes avec des structures. L'impact d'une onde de choc sur une structure dépend de la nature de la réflexion de l'onde de choc. Il existe ainsi deux grandes familles de réflexion d'ondes sur une structure: la réflexion régulière et la réflexion irrégulière. L'ensemble des réflexions existantes est représenté dans le diagramme à la figure 1-5. Quand le choc arrive avec un angle particulier (inférieur à 30°), la réflexion irrégulière issue d'un choc oblique peut se décomposer en réflexion de Von Neuman/ de Vasilev/ de Guderley (notée VnR/VR/GR) (von Neumann (1943-1963), Vasilev (1990), Guderley (1947)) ou en réflexion dite de Mach. Il en existe trois types: indirecte, stationnaire et directe. Chacune des ces réflexions peut elle-même être décomposée comme le montre le diagramme, avec :

- VnR/VR/GR : Réflexion de von Neumann, de Vasilev, de Guderley
- SMR : Simple réflexion de Mach
- TRR : Transition vers une réflexion régulière
- PTMR : Pseudo transition en réflexion de Mach
- TMR : Transition en réflexion de Mach
- DMR : Double réflexion de Mach
- DMR+ : Double réflexion de Mach positive
- DMR- : Double réflexion de Mach négative
- TerDMR : Double réflexion de Mach terminé

Dans le cadre de notre étude une importance particulière est portée à la réflexion de Mach qui génère un pied de Mach.

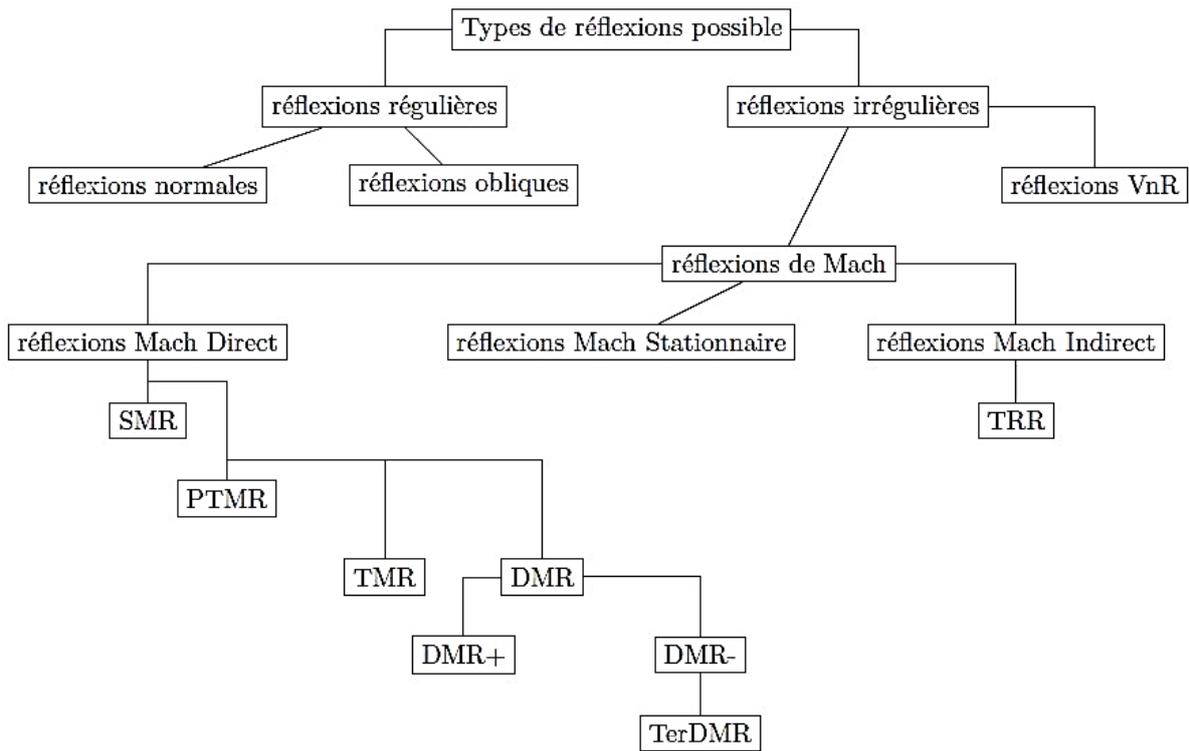


Figure 1-5 Diagramme des 13 réflexions possibles - Ben Dor (2007)

#### 1.4.2 Réflexion normale

Une réflexion normale est possible en l'absence d'angle entre le front de l'onde de choc et la paroi. Le front est parallèle à la paroi sur laquelle il arrive, et la direction de l'écoulement est perpendiculaire à cette paroi. Il y a trois phases distinctes. Tout d'abord, à l'état initial, les conditions thermodynamiques sont à pression et température atmosphériques et ambiantes (état 0). Puis, les gaz sont choqués par l'onde ce qui forme l'état (i) à l'aval du choc où il y a une augmentation de la pression et de la température. Lors de la réflexion les gaz sont une nouvelle fois choqués donnant naissance à l'état réfléchi (r), il y a donc une nouvelle fois un changement des conditions thermodynamiques, figure 1-6.

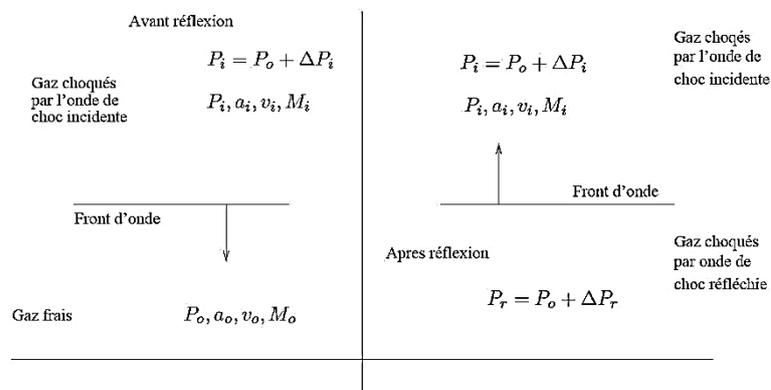


Figure 1-6 Evolution d'une réflexion normale régulière

Toute pression incidente directe qui entre en contact avec une surface de réflexion, donne lieu à une pression réfléchi. Cette pression réfléchi a aussi une influence mécanique sur la structure et participe donc à la formation des dégâts. Suite aux différentes relations de Rankine Hugoniot, elle peut, sous certaines conditions (réflexion normale sur un plan mécaniquement parfaitement réfléchissant et indéformable), être estimée par :

$$P_r = \frac{[(3 \cdot \gamma - 1) \cdot M_0^2 - 2 \cdot (\gamma - 1)] \cdot [2 \cdot \gamma \cdot M_0^2 - (\gamma - 1)]}{(\gamma^2 - 1) \cdot M_0^2 + 2 \cdot (\gamma + 1)} \cdot P_0 \quad (1.40)$$

### 1.4.3 Réflexion oblique

Lorsque la paroi réfléchissante et le front de l'onde incidente ne sont plus parallèles, un angle intervient entre les deux, et dès lors la réflexion est définie comme oblique. Deux angles interviennent dans ce phénomène, l'angle d'incidence  $\epsilon$  et l'angle de réflexion  $\alpha$ . Une distinction entre ces deux angles existe puisqu'ils ne sont pas égaux.

Lors de cette réflexion l'écoulement subit deux chocs obliques : le choc de l'onde incidente d'un angle  $\epsilon$ , puis le choc de l'onde réfléchi d'angle  $\alpha$ . L'écoulement au travers des deux ondes est défléchi par le même angle  $\delta$ . Alors, l'écoulement redevient parallèle à la surface à l'aval du second choc (figure 1-7).

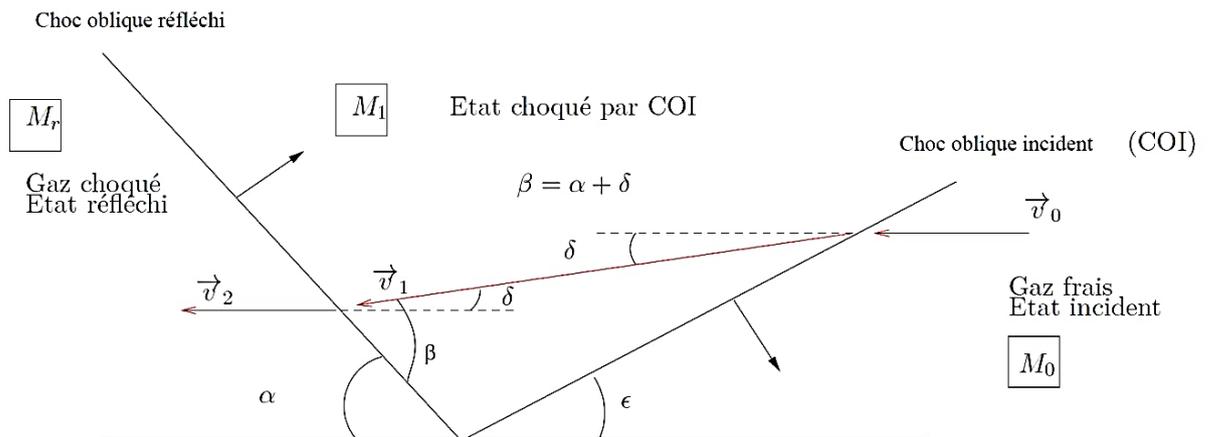


Figure 1-7 Réflexion d'un choc oblique

Comme pour un choc oblique simple, il existe des relations entre les différents angles présents lors de la réflexion de l'onde sur le plan.

Par les équations des chocs obliques, l'angle de réflexion  $\alpha$  peut être calculé de manière itérative. Pour cela, il faut tout d'abord traiter le premier choc pour trouver la valeur de l'angle de déflexion  $\delta$  à l'aide de l'équation (1.38) adaptée.

Puis une fois cette valeur définie, il faut traiter le second choc oblique pour avoir la valeur de l'angle  $\alpha$  du choc réfléchi. Après avoir déterminé le nombre de Mach  $M_1$  associé à l'écoulement choqué par l'onde incidente (équation 1.31 modifiée), l'angle  $\beta$  entre la direction de la vitesse  $v_1$  et l'onde de choc réfléchi se détermine par itérations avec l'équation implicite (1.41).

$$[M_1 \sin(\epsilon - \delta)]^2 = \frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon)}{2\gamma \cdot M_0^2 \cdot \sin^2(\epsilon) - (\gamma - 1)} \quad (1.31)$$

$$\frac{\tan(\beta - \delta)}{\tan(\beta)} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2 \cdot \sin^2(\beta)}{(\gamma + 1)M_1^2 \cdot \sin^2(\beta)} \quad (1.41)$$

Une fois que les angles  $\varepsilon$  et  $\delta$ , l'équation (1.41) permet de connaître l'angle  $\beta$ . Le but est de connaître l'angle de réflexion  $\alpha$  (angle entre l'onde de choc réfléchie et la direction de l'écoulement sortant), il devient possible de calculer l'angle de réflexion par :

$$\alpha = \beta - \delta \quad (1.42)$$

La pression réfléchie peut être calculée comme suit en fonction du nombre de Mach  $M_r$  :

$$\frac{P_r}{P_0} = \left[ \frac{2\gamma \cdot M_r^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right] \cdot \left[ \frac{2\gamma M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon) - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right] \quad (1.43)$$

avec

$$M_r = \frac{2 \cdot \gamma \cdot M_0^2 \cdot \sin(\varepsilon) - (\gamma - 1)}{(\gamma - 1) \cdot M_0^2 \cdot \sin(\varepsilon) + 2} \quad (1.44)$$

#### 1.4.4 Réflexion de Mach d'une onde de choc

##### 1.4.4.1 Définition et principe d'une réflexion de Mach

Suite à la détonation d'une charge, une onde de souffle sphérique divergente se propage dont les caractéristiques sont connues en fonction du temps et de la distance, par les relations définies précédemment. Afin de générer une réflexion de Mach, une charge sphérique située au-dessus du sol plan détonne et permet la création d'une onde de choc incidente  $ODC_{inc}$ , qui est amenée à se réfléchir lorsqu'elle impacte la surface du sol, supposée parfaitement mécaniquement réfléchissante et indéformable. Cette onde réfléchie  $ODC_{ref}$  interagit avec l'onde incidente  $ODC_{inc}$  qui la précède. L' $ODC_{ref}$  se déplace dans des gaz déjà choqués donc plus rapidement que l'onde  $ODC_{inc}$ , qu'elle finit par « rattraper » à une distance  $d_0$ , (figure 1-8). Sur la plage de distance  $d < d_0$ , la réflexion est régulière. Au point de transition  $d_0$ , la combinaison de l'onde  $ODC_{ref}$  (onde « rapide ») et de l'onde  $ODC_{inc}$  (onde « lente ») donne alors lieu à la formation d'une onde réfléchie irrégulière appelée onde de Mach (Ben-Dor 2007). Ainsi, pour  $d > d_0$  la réflexion est une réflexion de Mach caractérisée par un pied de Mach  $h_M$  croissant avec la distance de propagation, (figure 1-8). A cette distance  $d_0$  correspond un angle limite  $\varepsilon_D$ . Cet angle limite a fait l'objet de plusieurs études et modèles présentés ci-dessous.

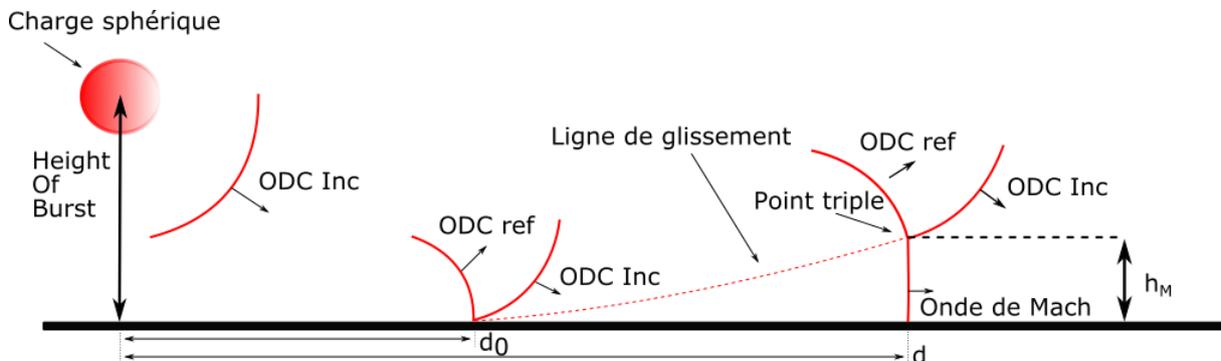


Figure 1-8 Illustration de la formation d'une onde de Mach

L'onde de Mach est une onde à part entière dans les phénomènes de réflexion, donc les conditions de température, de pression et de vitesse (vitesse de l'onde, célérité du son) sont différentes des conditions existantes derrière l'onde incidente et l'onde réfléchie. L'onde de Mach est encore dite pied de Mach. L'intersection des trois fronts (onde incidente, onde réfléchie, onde de Mach) forme le point triple, et la trajectoire de celui-ci est appelée ligne de glissement (figure 1-8). On notera par la suite  $h_M = f(d_{sol})$  l'évolution du point triple  $h_M$  au-dessus du sol réflecteur en fonction de la distance au sol  $d_{sol}$ .

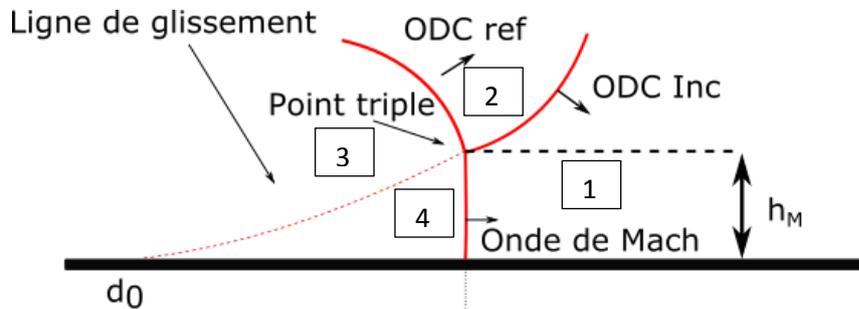


Figure 1-9 Représentation d'un Pied de Mach

Comme pour les ondes de chocs précédentes, il est possible de déterminer plusieurs régions où les grandeurs thermodynamiques sont différentes (figure 1-9). Dans le cas d'une réflexion de Mach quatre régions différentes se distinguent : la première est celle des gaz frais (1), ensuite des gaz choqués (2) par le choc incident, puis des gaz réfléchis (3) et pour finir celle derrière le pied de Mach (4). Il faut souligner que les grandeurs thermodynamiques sont différentes dans la région (3) et (4). Ceci vient du fait que la quatrième région ne subit qu'un choc normal voire quasi-normal. Comme il a été vu sur le diagramme des réflexions (figure 1-5), le pied de Mach peut se déplacer parallèlement à la surface (cas des ondes de Mach stationnaires) ou bien s'en éloigner (cas des ondes de Mach directes) ou encore s'en rapprocher (cas des ondes de Mach indirectes).

#### 1.4.4.2 Étude de l'onde de Mach

Le principal phénomène étudié ici est la croissance du pied de Mach. La hauteur de pied de Mach augmente au moment où le point triple s'éloigne de la surface de réflexion (i.e. onde de réflexion de Mach directe). D'après la littérature de nombreuses études ont été menées afin de caractériser au mieux la naissance et l'évolution du point triple en fonction de l'angle du choc et du nombre de Mach amont.

Il existe un angle de choc et un nombre de Mach limites qui permettent la formation d'un pied de Mach. Kinney-Graham (1985) ont exprimé l'évolution du nombre de Mach, en amont du choc incident, en fonction de l'angle de choc incident  $\varepsilon_D$  par :

$$\varepsilon_D = \frac{1,75}{M_0 - 1} + 39 \quad (1.45)$$

Cette équation (1.45) est représentée graphiquement sur la figure 1-10, où  $\varepsilon_D$  est l'angle d'incidence limite où se situe le détachement. Celle-ci montre que dans le cas d'un choc faible, pour  $M_0 \rightarrow 1$ , peu importe l'angle d'incidence du choc il ne peut y avoir de formation d'onde de Mach. Pour l'angle limite minimum incident de  $39,23^\circ$  et pour un nombre de Mach  $M_0=2,48$  (avec  $\gamma=1,4$ ) il y a une surpression de 6 bar aux CNPT (Conditions Normales de Pression et Température  $P=1\text{atm}$  et  $T=293\text{K}$ ). De plus, pour les chocs plus forts ( $M_0 \rightarrow \infty$ ), il y aura toujours formation d'un pied de Mach si l'angle  $\varepsilon$  est au minimum de  $39,97^\circ$ .

Ainsi, la réflexion oblique régulière se transforme en une réflexion de Mach à partir d'une certaine distance comme il a été montré figure 1-8.

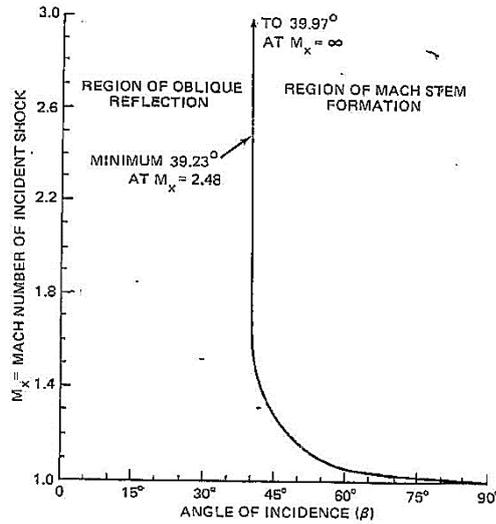


Figure 1-10 Angle de choc et nombre de Mach limite à la formation d'un pied de Mach - Kinney-Graham (1985)

Mouton (2007) propose une approche mathématique pour déterminer l'angle limite de transition entre la réflexion oblique régulière et de Mach, nommé  $\varepsilon_D$  angle de détachement. Ceci se traduit par une condition de détachement de l'onde pour un nombre de Mach donné. Cette condition se définit comme l'angle de choc incident pour lequel l'angle de déflexion maximale de l'écoulement par le choc réfléchi est égal à l'angle de l'écoulement formé avec le choc incident (figure 1-7).

En d'autres termes, au point de transition, il y a une égalité entre l'angle minimum de choc incident et l'angle maximal de déflexion du choc réfléchi, se traduisant par la relation suivante :

$$\delta(M_0, \gamma, \varepsilon_D) = \delta(M_1, \gamma, \varepsilon_{\delta \max}(M_1, \gamma)) \quad (1.46)$$

avec :

- $\delta$  : le changement de direction de l'écoulement au passage de l'onde de choc, angle de déflexion
- $M_0$  : le nombre de Mach en amont du choc oblique incident
- $M_1$  : le nombre de Mach à l'aval du premier choc oblique
- $\varepsilon_D$  : l'angle entre l'onde de choc incidente oblique et la paroi, lorsque le détachement se produit
- $\varepsilon_{\delta \max}$  : Angle entre l'onde de choc incidente oblique et la paroi, lorsque la déflexion est maximale
- $\gamma$  : coefficient isentropique ( $\gamma = 1,4$  pour un gaz diatomique)

Mouton (2007) propose une équation en  $\sin^2(\varepsilon_D)$  de degré 5 reportée en annexe.

$$\lim_{M_0 \rightarrow +\infty} \varepsilon_D = \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{1}{6\gamma} \cdot \left( 3\gamma^2 + 4\gamma - 1 - \sqrt{9\gamma^4 + 36\gamma^3 - 2\gamma^2 - 44\gamma + 1} \cdot \cos(\zeta_D) \right)} \right) \quad (1.49)$$

avec :

$$\zeta_D = \frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \cdot \tan^{-1} \left( \frac{12 \cdot \sqrt{3\gamma \cdot (\gamma - 1)^{-1} \cdot (\gamma + 1)^5 \cdot (27\gamma^2 + 36\gamma + 1)}}{27\gamma^4 - 162\gamma^2 - 152\gamma - 1} \right)$$

Le calcul précédent par l'équation (1.49) de Mouton (2007) pour  $M_0 \rightarrow \infty$  et  $\gamma = 1,4$  montre que  $\varepsilon_D \rightarrow 39,99^\circ$ . Cette solution théorique proposée par Mouton (2007) est en accord avec la solution empirique  $\varepsilon_D \rightarrow 39,97^\circ$ , énoncée par Kinney-Graham (1985), concernant l'angle d'apparition de l'onde de Mach.

Comme il a été dit précédemment, la hauteur du pied de Mach varie en fonction de la distance au sol et croit pour les réflexions de Mach directes. Des démarches expérimentales ont montré que la hauteur du point triple de l'onde de Mach dépend de la hauteur où l'explosion est générée. Il a été observé que selon la hauteur de l'explosion (HOB), l'onde de Mach ne se crée pas ou n'évolue pas de la même manière. Cette méthode empirique proposée par Kinney-Graham (1985) a mené à la formulation suivante :

$$\frac{h_M}{HOB} = 0,07 \cdot \left( \frac{d}{d_0} - 1 \right)^2 \quad (1.50)$$

où le rapport entre  $h_M$  (hauteur de pied de Mach) et la hauteur de l'explosion (HOB : Height Of Burst) est exprimé en fonction du rapport entre la distance où se forme l'onde de Mach  $d_0$  et la distance  $d$ , à laquelle on souhaite connaître la hauteur de l'onde ( $d$  est donc toujours supérieure à  $d_0$ ), figure 1-11.

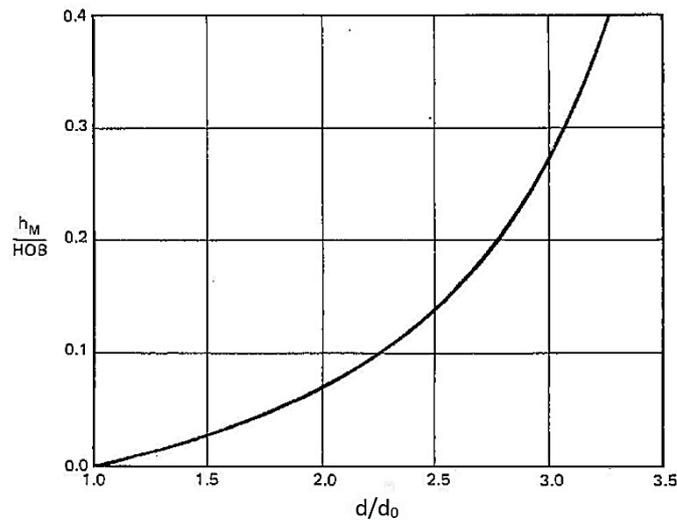


Figure 1-11 Rapport entre le pied de Mach en fonction de la distance au sol normalisé par la HOB et la distance de formation du pied Mach  $d_0$  - Kinney Graham 1985

En plus de la formulation proposée par Kinney-Graham (1985), sur la base des formules du NRDC (2001) un algorithme simple et robuste permet de connaître la surpression réfléchie  $\Delta P^+_{ref}$  et la hauteur du point triple à une distance au sol  $d_{sol}$  connue pour une source explosive de nature a priori quelconque. A nature explosive donnée, il suffit de connaître un abaque exprimant la surpression incidente  $\Delta P^+_{inc}$  d'une onde en fonction de sa distance de propagation en champ libre pour, à partir des formules du NRDC, générer une formulation qui donne pour un explosif quelconque les surpressions réfléchies sur une surface plane. Pour répondre à nos besoins les formules du NRDC ont donc été programmées en les adaptant aux deux natures explosives suivantes, le TNT et le mélange propane-oxygène en proportion stœchiométrique.

En effet, les formules NRDC (2001) ont été définies dans le cadre d'études de charges de grande masse et de nature non gazeuse. Cependant au sein du laboratoire, de petites charges de propane-oxygène à stœchiométrie sont utilisées. Afin de calculer la surpression réfléchie, il est possible d'utiliser les formulations du NRDC dans le cas des charges gazeuses utilisées au laboratoire et celles condensées de type TNT. Les coefficients de réflexion ne dépendent ni de la nature de la charge utilisée, ni de sa masse, mais seulement de la surpression incidente et de l'angle d'attaque de l'onde sur la surface réfléchissante. Les formulations du NRDC sont reportées en annexe. Cette surpression réfléchie dépend de l'angle d'attaque  $\epsilon$  entre le plan réflecteur et l'onde de choc incidente (i.e de la hauteur d'explosion HOB et de la distance au sol), et de la surpression incidente  $\Delta P^+_{inc}$ . La surpression incidente  $\Delta P^+_{inc}$  est calculée à l'aide des polynômes de Kinney-Graham (1985) pour le TNT (équation 1.3) et de la corrélation Eveillard (2013) dans le cas des charges gazeuses de propane-oxygène (équation 1.6). Cette dernière dépend de la masse, dans le cas du TNT, ou du rayon de la charge, dans le cas des charges gazeuses, et de la distance entre le centre de la charge et le point d'intérêt. L'autre avantage de l'approche basée sur les formules du NRDC est qu'en plus d'estimer les pressions réfléchies au sol, il est possible de connaître également l'évolution de la hauteur du point triple ( $h_M$ ) lorsqu'une onde de Mach se développe. Afin de connaître cette hauteur de point triple, il faut définir la hauteur de l'explosion et la distance au sol ainsi que la masse mise en jeu au moment du tir. La formule suivante exprime la hauteur du point triple en fonction de la HOB et des distances réduites à une kilotonne de TNT.

$$h_M = S * \left\{ h + \left[ h^2 + \left( SGR - 0.9 * x_m \right)^2 - \frac{x_m^2}{100} \right]^{0.5} \right\} * Y^{\frac{1}{3}} \quad (1.51)$$

Avec :

- $h_M$  : hauteur du point triple [m]
- SGR : distance au sol GR, réduite en kilotonne
- SHOB : hauteur de l'explosion HOB, réduite en kilotonne
- Y : quantité de kilotonne
- $x_m = \frac{SHOB^{2.5}}{5822} + 2.09 * SHOB^{0.75}$
- $h = 0.9 * x_m - 3.6 * SHOB$
- $S = (5.98 * 10^{-5} * SHOB^2 + 3.8 * SHOB^{-3} + 0.766)^{-1}$

Les plages limites d'utilisation de ce polynôme, permettant le calcul de la hauteur du point triple, sont les suivantes :

- Y [kT] de 0,1 à 25.000
- HOB [m] de 0 à  $800 * Y^{\frac{1}{3}}$  (où  $Y^{\frac{1}{3}} = Y^{1/3}$ )
- GR [m] distance au sol de LM à  $4000 * Y^{\frac{1}{3}}$  (où  $LM = \max(X_m ; 20 * Y^{\frac{1}{3}})$ )
- $x_m$  [m] distance de formation du pied de Mach (où  $x_m = X_m * Y^{\frac{1}{3}}$ )

Une dernière évaluation de la hauteur du point triple a été proposée par Boutillier (2017), à partir de ses essais. Le principe a été de faire détonner une charge sphérique de C-4 au-dessus du sol. Lors de ces essais la masse de la charge et sa hauteur d'explosion sont les deux paramètres étudiés. La hauteur du point triple a été mesurée expérimentalement à l'aide d'une caméra rapide et d'un logiciel de traitement d'images.

Les résultats de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol, ont été comparés aux deux modèles présentés précédemment, celui du Kinney-Graham (1985) et celui du NRDC (2001). Au vu de la forme de l'évolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol, l'auteur a formulé celle-ci de la manière suivante :

$$S_{h_M} = a * Sd_{sol}^2 + b * Sd_{sol} + c \quad (1.52)$$

Avec les termes désignant :

- $S_{h_M}$  : la hauteur du point triple réduite à la masse équivalente TNT de C-4 ( $cm.kg^{-1/3}$ )
- $Sd_{sol}$  : la distance au sol réduite à la masse équivalente TNT de C-4 ( $cm.kg^{-1/3}$ )
- a, b et c : facteurs déterminés à l'aide des dérivées successives de lois empiriques

Les essais ont été réalisés avec des charges de C-4 allant de 0,2 à 5 kg avec une hauteur d'explosion variant de 0,33 à 1,33 m. La fenêtre de visualisation a permis d'enregistrer le parcours de l'onde entre le centre de la charge et une distance au sol de 4,8 m, sur une hauteur de 5,38 m. Les résultats de ces essais montrent qu'ils ne sont pas toujours en concordance avec les deux premiers modèles présentés. Les erreurs du tableau 1-2 sont la comparaison entre le modèle proposé par Boutillier (2017) et celui de Kinney-Graham (1985), puis la comparaison entre le modèle Boutillier et celui du NRDC (2001).

SHOB ( $cm.kg^{-1/3}$ )	Kinney-Graham (%)	NRDC (%)
39,7	$e \approx 35 \%$	SD < 160 – e < 15 %
		SD > 160 – e > 20 %
79,3	$e \approx 22 \%$	SD < 280 – e < 15 %
		SD > 280 – e > 20 %
158,6	$e \approx 20 \%$	SD < 350 – e < 15 %
		SD > 350 – e > 20 %

*Tableau 1-2 Erreur relative (e en valeur absolue et en %) de la hauteur du point triple des modèles existants de Kinney-Graham et du NRDC comparés au modèle proposé par Boutillier, avec SHOB hauteur d'explosion réduite et SD la distance au sol réduite*

Le tableau 1-2 montre qu'il existe des écarts importants sur l'évolution de la hauteur du point triple entre les différents modèles. Ces écarts sont dépendants de la distance au sol. Il est donc difficile de choisir un modèle sur lequel s'appuyer afin de définir la propagation d'une onde de Mach sur un plan parfaitement réfléchissant.

Kisters et Kuder (2012) ont proposé une expérience afin de déterminer la présence d'une onde de Mach à partir de mesures de surpression au-dessus du sol. Comme indiqué à la figure 1-12, une charge en hauteur détonne en créant une onde de choc incidente qui se réfléchit sur le sol. La valeur de la masse de la charge et la hauteur de l'explosion sont telles qu'il y a la création d'une réflexion de Mach. Les auteurs ont pu déduire, grâce à une série verticale de capteurs de pression, la présence d'un pied de Mach, par mesure de la surpression puisque celle-ci est plus importante derrière une réflexion de Mach que derrière l'onde incidente, figures 1-12 et 1-13. Cette expérience peut aussi permettre la caractérisation de la hauteur du point triple.

Cependant les auteurs n'ont pas comparé leurs résultats à ceux déjà existants et n'ont fait aucune mesure précise sur cette hauteur du point triple. Toutefois, cela montre qu'il existe plusieurs méthodes expérimentales afin de caractériser une onde de Mach en fonction de la distance au sol.



Figure 1-12 Expérience proposée par Kisters et Kuder (2012)

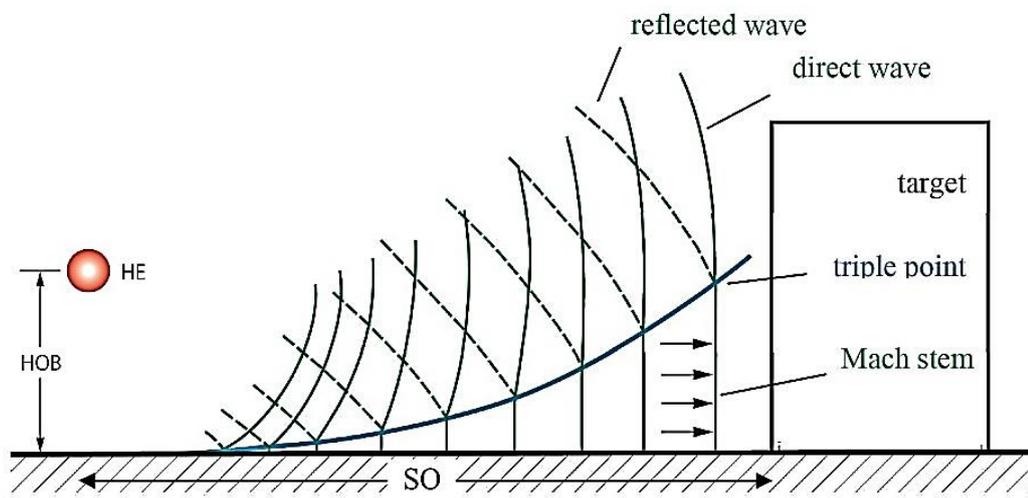


Figure 1-13 Schéma de principe de disposition verticale des capteurs de pression Kisters et Kuder (2012)

## 1.5 Conclusion

Les caractéristiques ( $P$ ,  $T$ ,  $\rho$ ) d'une onde de choc peuvent être décrites entièrement par les relations de Rankine-Hugoniot en amont et en aval de celle-ci. De plus, l'ensemble de ces caractéristiques peut être calculé en fonction du nombre de Mach de l'écoulement incident. L'étude des réflexions des ondes s'avère tout aussi importante car ce sont elles qui sont susceptibles de causer des dégâts, par exemple sur des bâtis. Encore une fois les relations de Rankine-Hugoniot permettent de calculer les grandeurs thermodynamiques entre l'état incident et l'état réfléchi. Le diagramme des réflexions (figure 1-5) montre que treize types de réflexions sont possibles.

Parmi toutes ces réflexions les travaux de cette thèse s'axent principalement sur la réflexion de Mach ou onde de Mach. La réflexion de Mach se produit par un décollement dû à l'incapacité du choc réfléchi à rediriger l'écoulement dans sa totalité vers la direction originale. L'étude de l'onde de Mach a permis de présenter des équations empiriques permettant de prédire les conditions de sa formation et son évolution dans l'espace.

Ces résultats importants permettent d'avoir une base solide et d'orienter la recherche expérimentale afin de mieux caractériser ce phénomène de création et d'évolution d'onde de Mach. Les modèles présentés caractérisant la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol sont tous différents les uns des autres. En l'état actuel, il n'est pas possible de conclure sur le modèle le plus approprié à utiliser pour la suite de ce mémoire.

Il existe plusieurs procédures expérimentales afin de caractériser la propagation des ondes de souffle en champ libre. Des méthodes expérimentales déjà existantes au sein du laboratoire ont permis différentes études basées sur la détonation de charge gazeuse à petite échelle. Afin de poursuivre l'étude des ondes de souffle et d'apporter des résultats novateurs, de nouveaux systèmes expérimentaux et métrologiques ont permis de mettre en évidence les différentes caractéristiques des ondes incidentes, réfléchies et de Mach en champ libre et milieu non-homogène.

## Chapitre 2 – Démarche expérimentale

### 2.1 Introduction

L'objet de ce chapitre est de présenter les moyens expérimentaux pour l'étude des effets consécutifs à la détonation de charges gazeuses, plus précisément de propane-oxygène à stœchiométrie, au sol et en altitude.

L'étude de la répétabilité des expériences menées avec les deux types de charges est exposée et les caractéristiques des ondes de choc acquises (surpression, impulsion, temps d'arrivée, durée de phase positive) lors des expériences sont présentées. Les caractéristiques des ondes de choc réfléchies consécutives à la détonation de charges impactant une paroi mécaniquement parfaitement réfléchissante sont analysées.

Le dispositif expérimental de visualisation de la propagation et de la réflexion des ondes de choc est décrit et accompagné de photos extraites des films réalisés et obtenus à partir des deux configurations de charges (au sol et en altitude).

### 2.2 Présentation générale des essais

#### 2.2.1 Démarche de l'étude

Les études expérimentales de détonation au sein du laboratoire PRISME se déroulent en plusieurs étapes. Tout d'abord, les divers systèmes métrologiques sont mis en place sur le banc de détonation. Une fois l'expérience préparée, les tirs sont effectués ainsi que l'enregistrement des données souhaitées. L'ensemble des données est traité à l'aide d'un outil de post-traitement propre au laboratoire PRISME et comparé à des corrélations existantes, à chaque fois que cela est possible.

Cette partie traitera de l'étude expérimentale des ondes de choc effectuée au sein du laboratoire PRISME. Dans un premier temps, des mesures de pression en champ libre ont été réalisées avec une charge gazeuse hémisphérique de rayon 0,03 m ; 0,04 m ; 0,0475 m et 0,06 m. Ces mesures de pression sont comparées à la corrélation d'Eveillard (2013) pour vérifier les mesures obtenues, comparées entre elles afin de s'assurer une bonne répétabilité dans la manière d'opérer avec le banc de détonation. La même étude a été entreprise avec une charge sphérique avec des rayons de charge de 0,04 m ; 0,05 m ; 0,06 m et 0,08 m placée à des hauteurs d'explosion variables de 0,10 m ; 0,15 m et 0,20 m. La charge explosive est constituée d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène.

Comme il a été dit dans le précédent chapitre, l'onde de choc incidente consécutive à la détonation de la charge explosive située au niveau du sol (i.e. charge hémisphérique) est caractérisée en termes de surpression  $\Delta P^+$  incidente, d'impulsion  $I^+$  de la phase positive incidente, de temps d'arrivée  $T_a$  et de durée  $T^+$  de la phase positive incidente (figure 1-1).

Dans le cas de la charge explosive placée en altitude (i.e. charge sphérique) ou hémisphérique, l'onde de choc est réfléchi sur le plan du sol (i.e. banc de détonation) ou sur une paroi placée à  $90^\circ$  de l'hypocentre de la charge. Ainsi, sont mesurés la surpression réfléchi, l'impulsion de la phase positive réfléchi, le temps d'arrivée et la durée de la phase positive réfléchi. L'onde réfléchi peut être régulière ou non en fonction des caractéristiques initiales de la charge explosive (masse, hauteur).

## 2.2.2 Moyens expérimentaux

Le but est de créer des charges explosives de mélange gazeux propane-oxygène en proportion stœchiométrique, sphérique ou hémisphérique, et de les initier en leur centre pour créer une détonation avec une évolution isotrope de l'onde. Le mélange gazeux  $C_3H_8 + 5 O_2$  est réalisé, par la méthode des pressions partielles, dans une bouteille de gaz de prémélange de contenance 2 L (0,5 bar de propane et 2,5 bar d'oxygène). L'énergie volumique  $E_v$  de ce mélange gazeux  $C_3H_8 + 5 O_2$  est de  $15,14 \text{ MJ.m}^{-3}$ . Le mélange est injecté soit dans une bulle hémisphérique de savon au niveau du plan, soit dans un ballon sphérique.

L'initiation de la détonation de la charge gazeuse est obtenue par la méthode du fil explosé maintenu entre deux électrodes placées au centre de la charge sphérique ou hémisphérique.

Le dispositif expérimental pour la charge hémisphérique, présenté figure 2-1, montre l'emplacement des capteurs de pression (pastilles noires) couvrant une plage de distance allant de 0,1 m à 2,3 m par rapport au centre de la charge explosive hémisphérique (i.e. centre inter-électrodes).

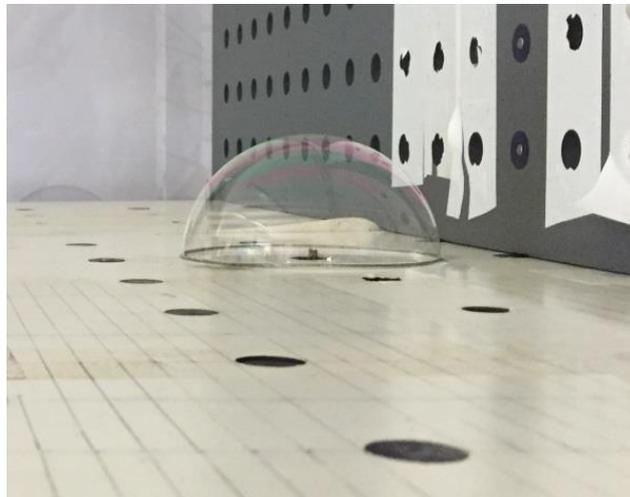


Figure 2-1 Emplacement des capteurs de pression (pastilles noires) – Charge explosive hémisphérique

La charge sphérique, placée en altitude, est confinée dans un ballon de baudruche gonflé et est montée sur un portique (figure 2-2) permettant de faire varier la hauteur de la charge par rapport au sol et ses coordonnées dans le plan par rapport au banc d'explosion. Un positionnement tridimensionnel de la charge est donc possible. Afin d'assurer une propagation sphérique de l'onde de choc, les électrodes peuvent coulisser au centre du ballon. Comme le montre la figure 2-3, un réglet permet d'ajuster avec précision la hauteur des électrodes en fonction du diamètre du ballon (figure 2-4) choisi par l'expérimentateur. Les essais dans ce cas ont été réalisés avec une charge de rayon, 0,04 m, 0,05 m, 0,06 m et 0,08 m placée à des hauteurs HOB (Height of Burst) de 0,10 m, 0,15 m, 0,20 m du sol et les capteurs de pression sont positionnés sur le banc de détonation.

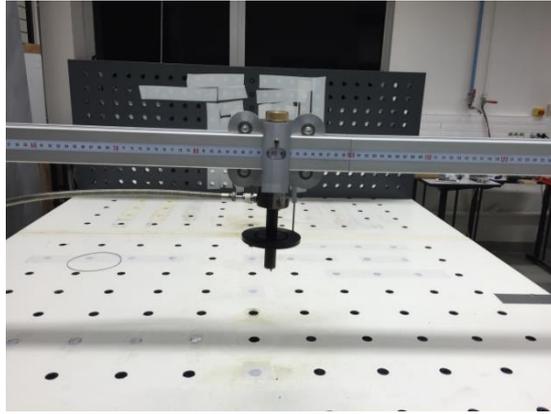


Figure 2-2 Portique utilisé pour les charges sphériques avec capteurs au sol (pastilles noires)

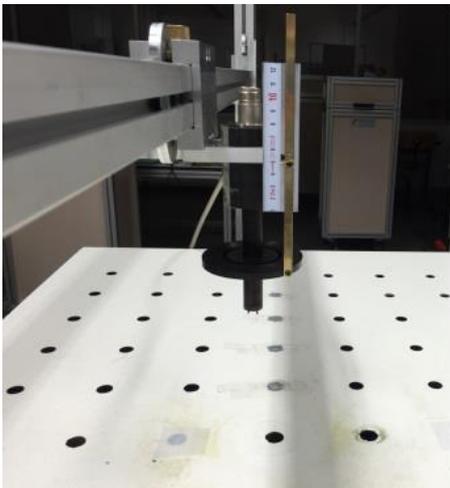


Figure 2-3 Réglage de la hauteur des électrodes

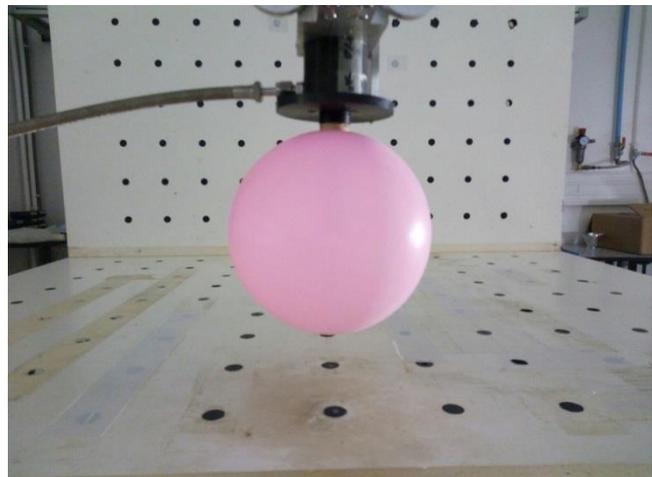


Figure 2-4 Amorçage au centre du ballon

Des capteurs de pression sont répartis sur le banc de détonation pour pouvoir caractériser les profils de pression engendrés par le passage des ondes de choc issus des détonations. Les capteurs utilisés sont des capteurs piézoélectriques PCB 113B26 et 113B27 de plage de mesure maximale respective de 34,5 bar et 6,9 bar. Ces capteurs sont connectés à des amplificateurs (PCB, 482C05) [site pcb]. Le signal de sortie de ces derniers est envoyé à un numériseur Dewetron (DW-801) ayant une cadence d'échantillonnage de 1 MHz.

### 2.2.3 Sphéricité des ballons

Les détonations en hauteur sont réalisées à l'aide de ballons de baudruche. Ces derniers sont gonflés de telle sorte que la charge soit la plus sphérique possible.

Des mesures sur la sphéricité de la charge ont été faites à l'aide de six images. Trois ballons ont été pris en photo sous deux angles différents.

Une grille est appliquée sur l'image (figure 2-5) afin de mesurer le nombre de pixels sur le diamètre le long de l'axe vertical et le long de l'axe horizontal. La grille est composée de carrés de côté 1 pixel.

Les résultats obtenus montrent une erreur moyenne de 6.2 %. Cette erreur vient du fait qu'en général le diamètre sur l'axe vertical est plus grand que le diamètre sur l'axe horizontal. Le pourcentage est acceptable et n'aura aucun impact sur les mesures. La charge utilisée est donc considérée comme sphérique.

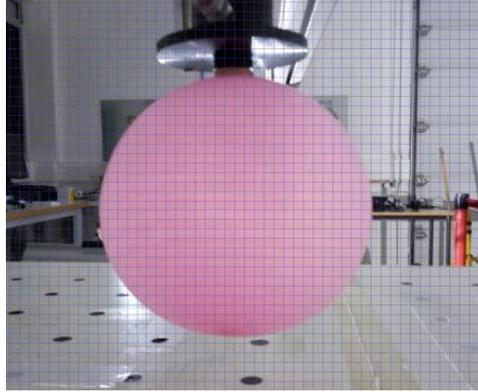


Figure 2-5 Ballon de rayon 0.06 m et grille de mesures

#### 2.2.4 Présentation des essais réalisés

Les essais, que ce soit pour la charge explosive au niveau du sol ou celle située en altitude, les distances et caractéristiques de l'onde de choc sont exprimées sous formes de grandeurs réduites. Les distances réelles  $R$  centre de la charge-centre du capteur de pression sont rapportées à la racine cubique de l'énergie libérée par la charge et rapportée à une charge sphérique. Cette distance est notée  $\lambda$  et s'exprime en  $m \text{ par } MJ^{1/3}$ .

$$\lambda \left( m. MJ^{-\frac{1}{3}} \right) = \frac{d}{\sqrt[3]{E}} \quad (2.1)$$

Avec  $E = \frac{4}{3} \pi R_0^3 E_v$ , où  $R_0$  représente le rayon de la charge stœchiométrique propane-oxygène et  $E_v = 15,14 \text{ MJ.m}^{-3}$ .

Afin de mieux se repérer, la nomenclature pour la suite de ce mémoire est faite comme suit. Les distances  $d_{\text{sol}}$  pour une charge au sol sont des distances directes et pour la charge positionnée en altitude, elles correspondent à la position des capteurs sur le plan réflecteur. De plus, pour les charges en altitude la distance radiale est définie par  $d = \sqrt{\text{HOB}^2 + d_{\text{sol}}^2}$  où  $d_{\text{sol}}$  désigne la distance mesurée au sol directement de l'hypocentre au point de mesure.

Les grandeurs caractéristiques de l'onde de choc, incidente ou réfléchie, sont également exprimées sous formes de grandeurs réduites. La surpression  $\Delta P^+$  est normalisée par la pression atmosphérique, l'impulsion  $I^+$ , le temps d'arrivée  $T_a$  et la durée de phase positive  $T^+$  sont rapportés à la racine cubique de l'énergie  $E$  (2.1) libérée par la détonation de la charge, elle-même ramenée à une charge sphérique. Les grandeurs réduites utilisées sont donc :

$$\frac{\Delta P^+}{P_0} (-) \quad \frac{I^+}{\sqrt[3]{E}} (\text{bar.ms.MJ}^{-1/3}) \quad \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} (\text{ms.MJ}^{-1/3}) \quad \frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} (\text{ms.MJ}^{-1/3}) \quad (2.2)$$

avec  $P_0$  la pression atmosphérique (1 bar).

Ces grandeurs sont exprimées par la suite en fonction de la distance réduite  $\lambda$  et représentées graphiquement par une échelle semi-logarithmique ou linéaire en fonction de la dynamique des paramètres analysés.

## 2.3 Détonation au niveau du sol : Onde incidente

### 2.3.1 Etude de la reproductibilité des essais

Afin de s'assurer de la bonne reproductibilité des essais, une campagne de tests en champ libre a été réalisée avec des charges hémisphériques de 0,03, 0,04, 0,0475 et 0,06 m de rayon et des capteurs de pression. Cette analyse de répétabilité des essais est menée sur chacune des caractéristiques de l'onde de choc (surpression, impulsion positive, temps d'arrivée, durée positive).

Les essais sont représentés sur les figures 2-6 à 2-9 pour les grandeurs respectives  $\frac{\Delta P^+}{P_0}$ ,  $\frac{I^+}{\sqrt[3]{E}}$ ,  $\frac{T_a}{\sqrt[3]{E}}$  et

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}}.$$

Les valeurs brutes des tests sont symbolisées par une étoile bleue, et les valeurs moyennes par un triangle vert. L'écart-type associé à ces moyennes est également reporté.

Pour chaque essai et chaque point de mesure, la moyenne M de chaque grandeur G par tir est effectuée, l'écart type  $\sigma$  associé à la moyenne avec n tests ainsi que l'écart type en pourcentage, sont calculés. La méthode opératoire est identique quel que soit le rayon de charge utilisé lors des campagnes de tir. Donc, pour les calculs de moyennes et d'écart types tous les essais sont confondus : tous les rayons de charges ainsi que tous les points de mesures.

$$\text{avec } G = \frac{\Delta P^+}{P_0}; \frac{I^+}{\sqrt[3]{E}}; \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}}; \frac{T^+}{\sqrt[3]{E}}.$$

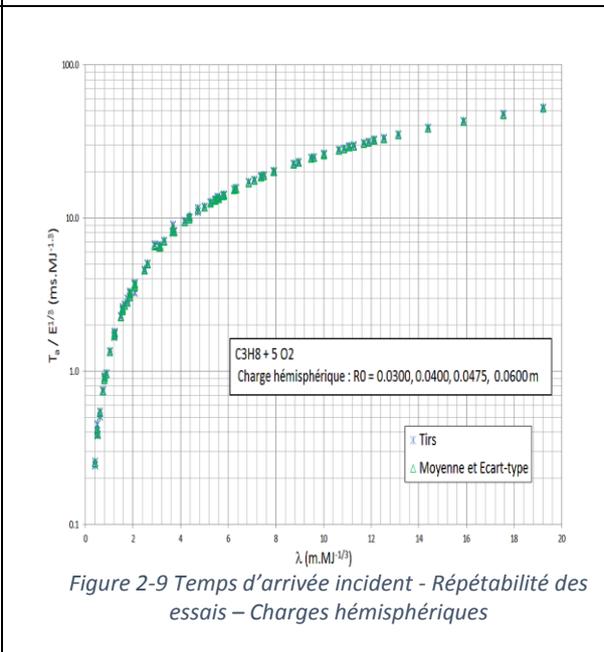
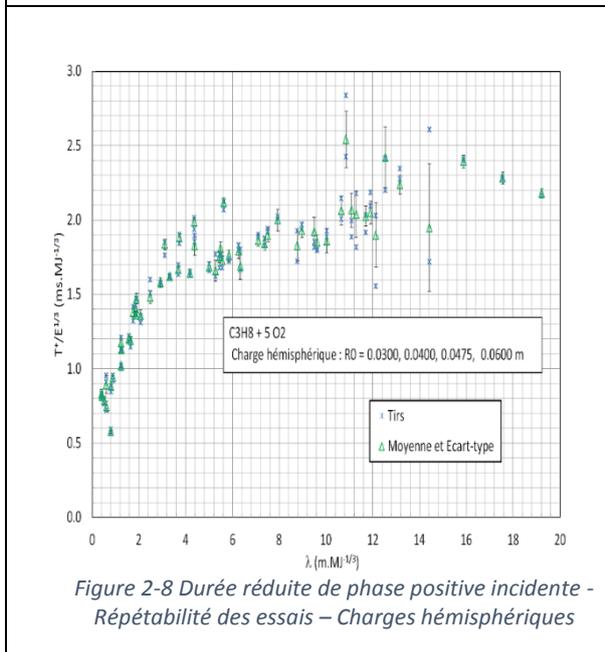
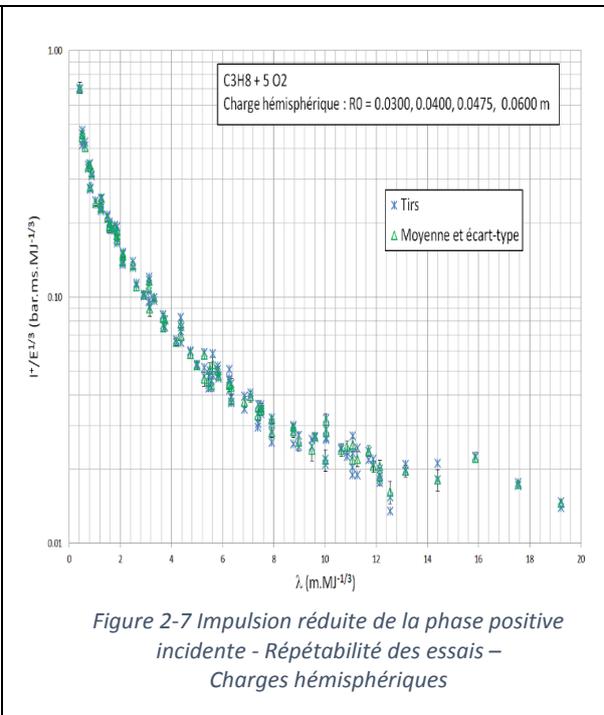
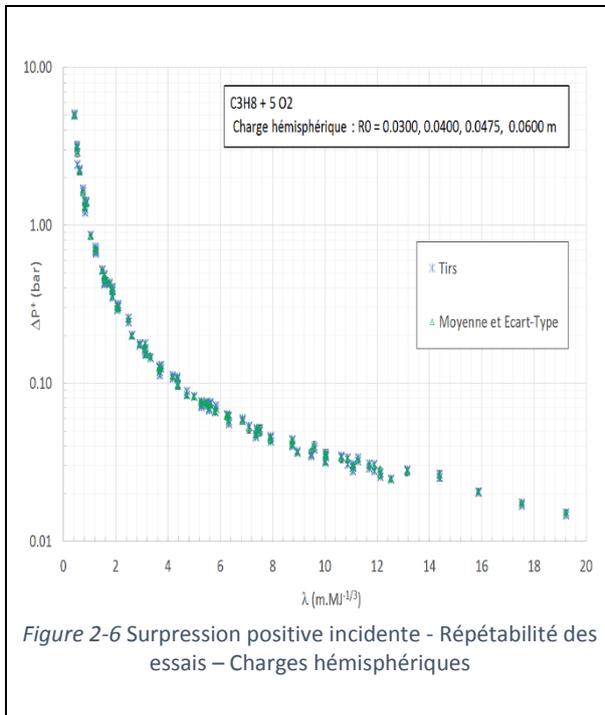
Une analyse de répétabilité a été effectuée par rayon de charge. Suite à cela une analyse globale a été réalisée prenant en compte l'intégralité des tirs.

En considérant maintenant l'ensemble de toutes les charges, soit 61 tirs, les figures (2-6 à 2-9) montrent que la reproductibilité :

- de la surpression positive est assurée avec un écart type de 3,6 %, avec pour valeurs extrêmes 1,78 % et 8,21 %.
- de l'impulsion positive est assurée avec un écart type de 4,50 %, avec pour valeurs extrêmes 1,65 % et 10,63 %
- de la durée positive est assurée avec un écart type de 3,4 %, avec pour valeurs extrêmes 0,99 % et 22 %.
- du temps d'arrivée est assuré avec un écart type de 0,97 %, avec pour valeurs extrêmes 0,08 % et 6,71 %

L'analyse par rayon de charge, avec l'intégralité des tests, a permis de montrer une bonne répétabilité des essais avec l'alimentation haute-tension. Chaque grandeur est déterminée avec un écart type inférieur à 5% pour la surpression, l'impulsion et le temps d'arrivée, et la durée de phase positive. Cette dernière est plus délicate à déterminer et a nécessité un traitement particulier du signal, afin de ne pas créer des erreurs supplémentaires et de pallier les signaux bruités de certaines mesures. Il a été important de déterminer correctement la durée de phase positive, puisque cette caractéristique intervient dans le calcul de l'impulsion positive. L'exploitation, des signaux pour les durées de phases positives, s'est révélée plus compliquée que pour le calcul des autres caractéristiques. Pour ce faire, un lissage, par la méthode des moyennes mobiles, du signal de pression est appliqué.

Sur les figures (2-6 à 2-9) un léger décrochement est observé autour de la distance réduite de 12-13 m.MJ<sup>-1/3</sup>, celui-ci correspond à la zone de changement de capteurs de pression ayant une sensibilité différente et ceci malgré le soin apporté à l'étalonnage des capteurs utilisés,.



### 2.3.2 Corrélation des essais

Le niveau de répétabilité des essais étant connu, les résultats sont maintenant comparés avec les polynômes expérimentaux dressés par Eveillard (2013). En effet, l'auteur a mené des expériences similaires avec une même charge explosive, de propane-oxygène à stœchiométrie, et a établi des lois pour décrire l'évolution de la surpression positive, du temps d'arrivée et de la durée positive pour des ondes de choc incidentes avec une incertitude de +/- 10%. Cependant, la source haute tension permettant d'initier le mélange gazeux a été remplacée depuis les tests menés par Eveillard (2013). Les corrélations d'Eveillard (2013) sont rappelées ci-dessous :

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0.0895 - 1.7633 \times \ln \lambda + 0.1528 \times (\ln \lambda)^2 - 0.0066 \times (\ln \lambda)^3 - 0.0021 \times (\ln \lambda)^4 \quad (2.3)$$

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = 2.081 [1 - \exp(-0.3361 \lambda)] \quad (2.4)$$

$$\frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} = -0.7059 + 1.9805 \times \lambda + 0.1437 \times \lambda^2 - 9.6799 \cdot 10^{-3} \times \lambda^3 + 2.2937 \cdot 10^{-4} \times \lambda^4 \quad (2.5)$$

avec  $P_0 = 1$  bar,  $\Delta P^+$  (bar),  $T_a$  (ms),  $T^+$  (ms),  $E$  (en MJ) et  $0.84 \leq \lambda \leq 17.5$  m.MJ<sup>-1/3</sup>

Lors de ses essais, Eveillard (2013) a étudié les caractéristiques des ondes de choc avec deux rayons de charge. Des essais ont été menés avec un rayon de charge de  $R_0 = 0,03$  m sur une plage de mesure allant de 0,10 m à 2,10 m, et avec un rayon de charge  $R_0 = 0,06$  m sur une plage de mesure allant de 0,10 m à 1,90 m.

Les essais présentés précédemment (figure 2-6 à 2-9) ont une plage de validité plus étendue en champ proche (0,4 contre 0,84 m.MJ<sup>-1/3</sup>) et en champ lointain (19,2 contre 17,5 m.MJ<sup>-1/3</sup>). En effet, des mesures ont été effectuées avec des rayons de charge  $R_0 = 0,03$  ; 0,04 ; 0,0475 ; 0,06 m sur une plage allant de 0,10 m à 2,30 m. De nouvelles corrélations (Sochet-Maillot) adaptées à ce nouveau domaine de distances réduites sont donc proposées avec en plus une corrélation sur l'impulsion.

$$\ln \frac{\Delta P^+}{P_0} = -0.0133 - 1.7103 \ln \lambda + 0.1110 (\ln \lambda)^2 \quad \text{avec } 0.4 < \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) < 19.2 \quad (2.6)$$

$$\ln \left( \frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} \right) = -1.2922 - 0.7422 \ln \lambda + 0.0277 (\ln \lambda)^2 - 0.1993 (\ln \lambda)^3 + 0.0565 (\ln \lambda)^4 \quad (2.7)$$

avec  $0.4 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 19.2$

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = 3.663 - 1.333 \exp(-0.6422 \lambda) - 1.986 \exp(-0.01725 \lambda) \quad \text{avec } 0.4 < \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) < 11.7$$

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = 2.2 [1 - \exp(-0.2239 \lambda)] \quad \text{avec } 11.7 < \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) < 19.2 \quad (2.8)$$

$$\ln \left( \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} \right) = 0.1857 + 1.6310 \ln \lambda - 0.1294 (\ln \lambda)^2 \quad \text{avec } 0.4 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 19.2 \quad (2.9)$$

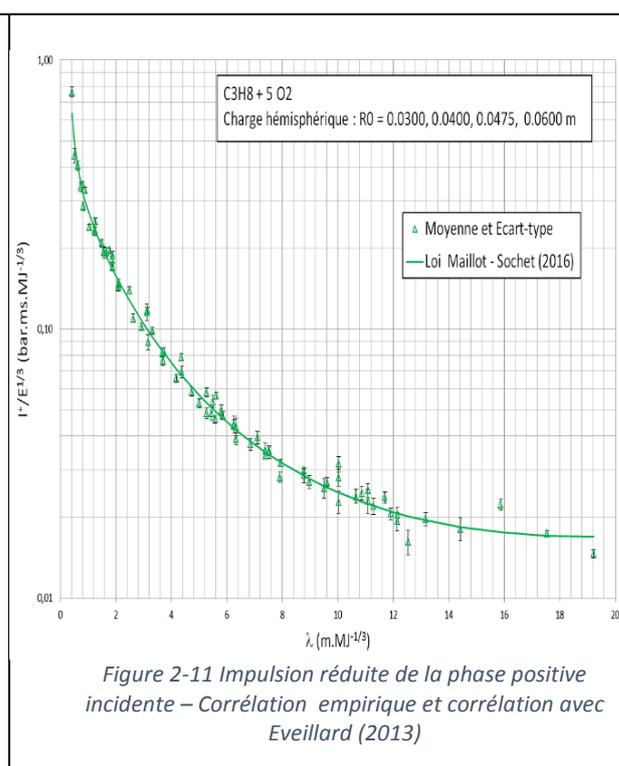
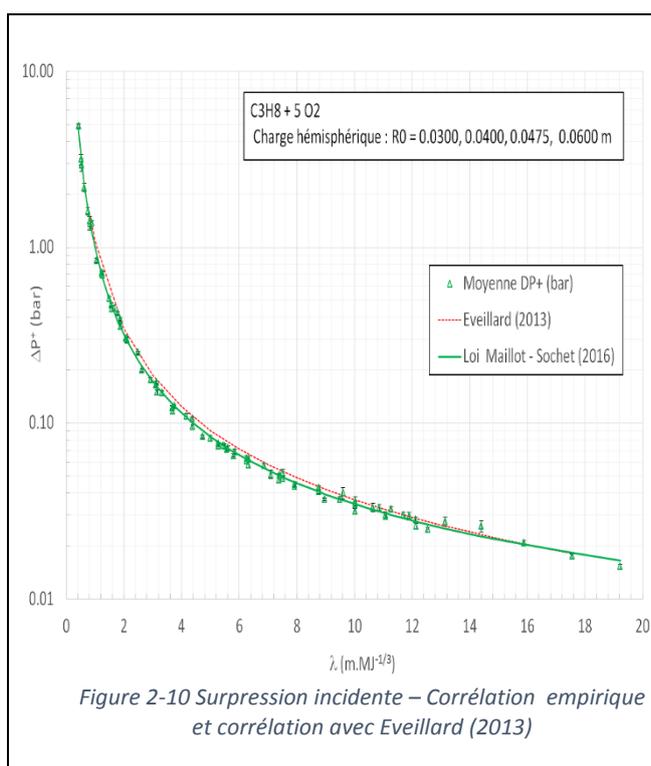
Ces nouvelles corrélations établies sont comparées d'une part, aux valeurs moyennes expérimentales pour  $0,4 \leq \lambda \leq 19,2$  m.MJ<sup>-1/3</sup>, et d'autre part, aux lois d'Eveillard (2013) sur le domaine  $0,84 \leq \lambda \leq 17,5$  m.MJ<sup>-1/3</sup>. Les évolutions graphiques de chacune des grandeurs en fonction de la distance réduite  $\lambda$  sont données figures 2-10 à 2-13.

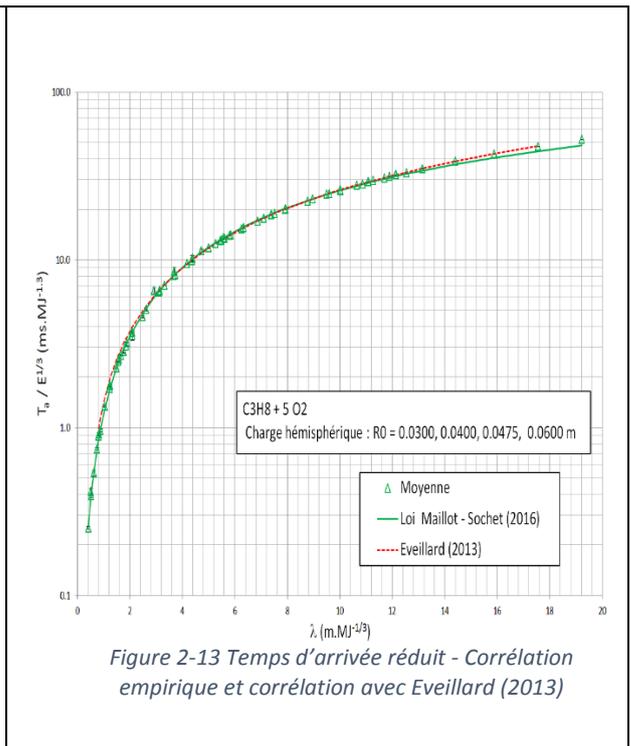
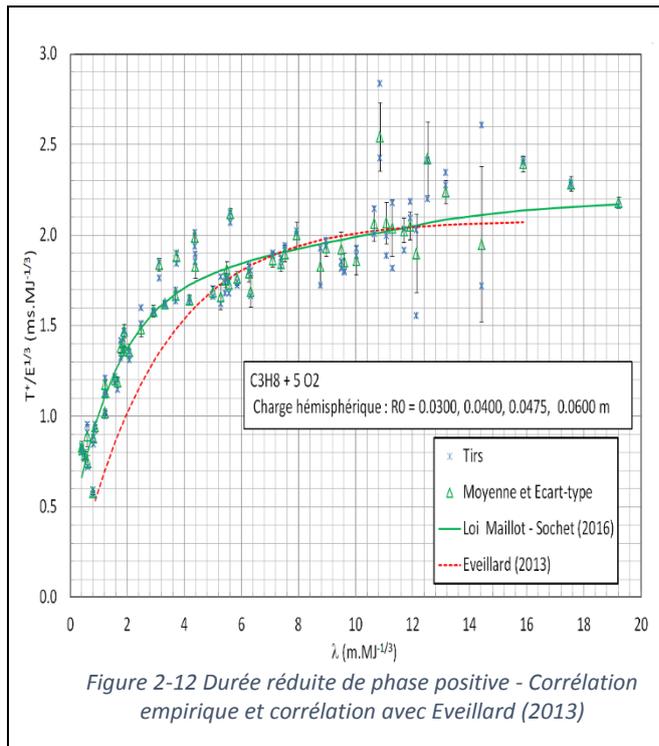
Les écarts types obtenus entre les expériences et les nouvelles corrélations (eq.2.6 à 2.9) sont inférieurs à 7% sur l'ensemble des grandeurs étudiées.

Ainsi, pour la surpression positive l'écart type entre les essais et la corrélation (eq 2.6) est compris entre 0,09 % et 14,27 % avec un écart type de 4,46 % pour  $0,4 \leq \lambda \leq 19,2 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ , alors que l'application de la corrélation d'Eveillard (2013) (eq 2.3) se traduit par des écarts allant de 0,08 % à 17,61 % et une moyenne de 7,61 % sur la plage  $0,84 \leq \lambda \leq 17,5 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ . Le polynôme (eq 2.7) établie pour l'impulsion permet d'obtenir une corrélation avec un écart type de 6,72 % et présentant une valeur minimale de 0,06 % et maximale de 27,15 %. Le polynôme déterminé par les présents essais sur la durée de phase positive (eq 2.8) conduit à une moyenne des écarts types de 6,79 % sur les valeurs expérimentales ( $0,4 \leq \lambda \leq 19,2 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ ) tandis qu'avec l'application de la corrélation d'Eveillard cette moyenne atteint 75,83 % avec  $0,84 \leq \lambda \leq 17,5 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ .

De même, l'application de la nouvelle corrélation empirique pour le temps d'arrivée (eq 2.9) permet de diminuer l'écart type puisqu'il est égal à 2,04%, sur la plage  $0,4 \leq \lambda \leq 19,2 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ , qui est inférieur à celui obtenu avec la corrélation (eq 2.5) d'Eveillard (2013) sur la plage  $0,84 \leq \lambda \leq 17,5 \text{ m.MJ}^{-1/3}$  étant de 3.25 %. Les écarts maximums vont bien sûr dans le même sens : 16,5% contre 9,92%.

Les résultats expérimentaux récents ont été réalisés avec plus de points de mesures sur une gamme de plusieurs rayons sur une plage de distance au sol plus élevée. De plus, une étude de répétabilité des essais a été réalisée. En conséquence, les polynômes basés sur les récents résultats expérimentaux reflètent mieux les caractéristiques d'une de choc incidente que les polynômes d'Eveillard (2013). Il est alors préférable d'utiliser les nouvelles corrélations (2.6 à 2.9) par la suite.





## 2.4 Détonation au-dessus du sol : Onde réfléchie

### 2.4.1 Caractéristiques des ondes de choc réfléchies

La réflexion des ondes de choc est étudiée au travers de deux dispositifs expérimentaux. Le premier (figure 2-14-a) met en œuvre la charge explosive sphérique, contenue dans un ballon de baudruche, placée à une hauteur HOB du banc de détonation (i.e. sol) et des capteurs de pression sont régulièrement disposés sur ce banc, permettant de relever les profils de pression. Le second dispositif (figure 2-14-b) consiste à utiliser la charge hémisphérique ayant fait l'objet de l'étude de la section précédente, mais cette fois un mur mécaniquement parfaitement réfléchissant est placé à 90°. Ce mur a une hauteur de 0,5 m et est d'épaisseur 20 mm monté sur deux équerres à chaque extrémité. Il couvre toute la largeur du banc, soit 1,3 m. La source hémisphérique était posée sur le banc de détonation, supposé mécaniquement parfaitement réfléchissant, cela signifie par construction géométrique que les deux dispositifs sont équivalents.

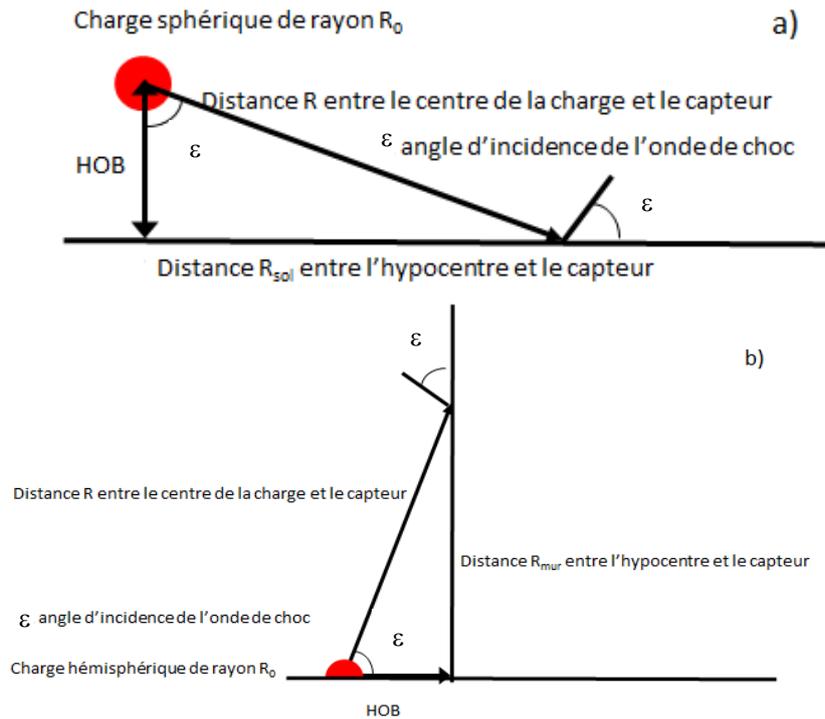


Figure 2-14 Schémas des essais avec charge explosive en altitude (a) et au sol (b)

Les tirs de charge explosive en altitude, réalisés ici, ont pour objet de valider le dispositif expérimental d'amorçage en hauteur, la position centrée des électrodes dans le ballon contenant le mélange gazeux et la tenue mécanique du portique face aux vibrations lors de l'explosion qui peuvent avoir un impact sur la qualité des signaux de pression et bien sûr la répétabilité des essais. La position des électrodes, au centre du ballon, est assurée à l'aide d'une bague ajustable sur le système de fixation de la charge. Cette étape est réalisée puisque cette fois le mélange est contenu dans un ballon de baudruche et non une bulle de savon.

Les essais comparatifs ont été réalisés pour un volume de rayon unique de  $R_0 = 0,06$  m pour la charge sphérique et pour la charge hémisphérique. Deux hauteurs HOB = 0,10 m et 0,20 m ont été considérées pour la présente étude.

La distance réduite est définie par  $\lambda = \frac{\sqrt{HOB^2 + d_{sol}^2}}{E^{1/3}}$  pour la charge sphérique en altitude et par  $\lambda = \frac{\sqrt{HOB^2 + d_{mur}^2}}{E^{1/3}}$  pour la charge hémisphérique au sol.

Il est rappelé que pour cette configuration, le signal de pression enregistré correspond à celui d'un choc réfléchi et non incident. La nature de la réflexion fait l'objet du chapitre 3. Théoriquement par construction, à HOB donnée, les deux dispositifs sont équivalents et toutes les mesures devraient être similaires.

Les figures (2-15 à 2-22) ne reportent que les valeurs moyennes des essais pour les HOB de 0,20 m et les deux charges, sphérique et hémisphérique. Les résultats obtenus avec les autres configurations en HOB sont disponibles en annexe (A2). A partir des valeurs moyennes, des corrélations ont été établies pour la suppression, l'impulsion positive réduite, le temps d'arrivée réduit en fonction de la distance

réduite  $\lambda$ . Ces corrélations sont valables uniquement dans les domaines de mesures qui ont permis leurs établissements.

Les analyses montrent que :

La reproductibilité des surpressions pour la charge sphérique (figures 2-15 et A2) présente un écart type sur les valeurs mesurées de 4,1 % pour un écart minimal de 1,13 % et maximal de 13,10 %. Les corrélations, par HOB, sont les suivantes (2.10 à 2.12):

$$\ln \frac{\Delta P}{P_0} = 1,2813 - 2,3054 \ln(\lambda) + 0,2635 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,20 \text{ m} ; 0,62 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,78 \quad (2.10)$$

$$\ln \frac{\Delta P}{P_0} = 1,1084 - 2,2143 \ln(\lambda) + 0,2261 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,15 \text{ m} ; 0,66 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,76 \quad (2.11)$$

$$\ln \frac{\Delta P}{P_0} = 0,9065 - 2,3669 \ln(\lambda) + 0,3318 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,10 \text{ m} ; 0,42 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 3,81 \quad (2.12)$$

Cette corrélation conduit à un écart-type de 6% par rapport aux valeurs de surpression moyennes mesurées (figure 2-15).

Les évolutions de la surpression réfléchie dans le cas d'une charge hémisphérique sont représentées figure 2-19 et A2. L'écart-type obtenu pour ces essais est de 5,4 % avec une valeur minimale de 1,3 % et maximale de 9,41 %. Les nouvelles corrélations obtenues sont (2.13 et 2.14):

$$\ln \frac{\Delta P}{P_0} = 1,0528 - 1,8947 \ln(\lambda) - 0,1429 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,20 \text{ m} ; 0,86 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 2,06 \quad (2.13)$$

$$\ln \frac{\Delta P}{P_0} = 0,8331 - 2,2184 \ln(\lambda) + 0,2579 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,10 \text{ m} ; 0,47 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 1,93 \quad (2.14)$$

Contrairement à l'étude des chocs incidents, l'impulsion est cette fois représentée dans un diagramme linéaire, à la vue de la faible variation de l'impulsion réduite en fonction de la distance réduite.

L'impulsion positive réduite de l'onde réfléchie issue de la détonation de la charge sphérique et celle de la charge hémisphérique sont représentées figures 2-16, 2-20 et A2. Les écarts-types des essais sont respectivement de 4,9 % et 3,8 %. De plus, une seule corrélation (2.15 à 2.19) a été déterminée par HOB et pour les deux configurations avec des écarts-types concentrés sur la plage 0-7%.

Pour une charge sphérique :

$$\ln \frac{I^+}{\sqrt[3]{E}} = -0,1379 - 1,4149 \ln(\lambda) + 0,1408 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,20 \text{ m} ; 0,62 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,78 \quad (2.15)$$

$$\ln \frac{I^+}{\sqrt[3]{E}} = -1,6826 - 1,2781 \ln(\lambda) + 0,1022 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,15 \text{ m} ; 0,66 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,76 \quad (2.16)$$

$$\ln \frac{I^+}{\sqrt[3]{E}} = -0,4913 - 1,1817 \ln(\lambda) + 0,0324 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,10 \text{ m} ; 0,42 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 3,81 \quad (2.17)$$

Pour une charge hémisphérique de rayon  $R_0 = 0,06 \text{ m}$  :

$$\ln \frac{I^+}{\sqrt[3]{E}} = -0,3724 - 1,6186 \ln(\lambda) + 0,4975 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,20 \text{ m} ; 0,86 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 2,06 \quad (2.18)$$

$$\ln \frac{I^+}{\sqrt[3]{E}} = -0,7179 - 1,0749 \ln(\lambda) + 0,3365 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,10 \text{ m} ; 0,47 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 1,93 \quad (2.19)$$

L'évolution de la durée positive réduite de l'onde réfléchiée en fonction de la distance réduite (figures 2-17, 2-21 et A2) est dépendante de la géométrie de la charge (sphérique et hémisphérique). La reproductibilité des essais pour la durée réduite de la phase positive est assurée avec un écart-type de 5,0% pour les charges sphériques et de 7,6% pour les charges hémisphériques, et avec un écart-type maximal de plus de 15%.

La différence de comportements de la durée de phase positive entre les charges, conduit à établir les corrélations (2.20 à 2.24), comme ce fut le cas pour la suppression, définies ci-dessous.

Pour une charge sphérique :

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = 0,3332 + 0,7163 \lambda - 0,1246(\lambda)^2 + 0,0089 (\lambda)^3; HOB = 0,20 m ; 0,62 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,78 \quad (2.20)$$

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = 0,0471 + 0,2093 \lambda - 0,0386 (\lambda)^2 + 0,0027 (\lambda)^3; HOB = 0,15 m ; 0,66 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,76 \quad (2.21)$$

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = -0,0343 + 1,1031 \lambda - 0,2468 (\lambda)^2 + 0,0178 (\lambda)^3; HOB = 0,10 m ; 0,42 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 3,81 \quad (2.22)$$

Pour une charge hémisphérique de rayon  $R_0 = 0,06 m$  :

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = -0,6431 + 1,8354 \lambda - 0,4345(\lambda)^2 ; HOB = 0,20 m ; 0,86 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 2,06 \quad (2.23)$$

$$\frac{T^+}{\sqrt[3]{E}} = -0,1739 + 0,8235 \lambda - 0,0495(\lambda)^2; HOB = 0,10 m ; 0,47 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 1,93 \quad (2.24)$$

Les temps d'arrivée réduits, obtenus pour la charge sphérique et la charge hémisphérique, sont représentés figures 2-18, 2-22 et A2, et l'analyse de la répétabilité des mesures montre une moyenne des écarts-types de 2,0% pour le premier cas et 1,64 % dans le second cas. L'évolution du temps d'arrivée réduit a été exprimée par les polynômes suivants :

Pour une charge sphérique :

$$\ln \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} = 0,2213 + 1,5496 \ln(\lambda) - 0,1152 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,20 m ; 0,62 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,78 \quad (2.25)$$

$$\ln \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} = -1,1896 + 1,3268 \ln(\lambda) - 0,0001 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,15 m ; 0,66 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 7,76 \quad (2.26)$$

$$\ln \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} = 0,3095 + 1,6393 \ln(\lambda) - 0,1932 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,10 m ; 0,42 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 3,81 \quad (2.27)$$

Pour une charge hémisphérique de rayon  $R_0 = 0,06 m$  :

$$\ln \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} = 0,2424 + 1,3850 \ln(\lambda) - 0,1120 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,20 m ; 0,86 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 2,06 \quad (2.28)$$

$$\ln \frac{T_a}{\sqrt[3]{E}} = 0,1871 + 1,5271 \ln(\lambda) - 0,1057 \ln(\lambda)^2 ; HOB = 0,10 m ; 0,47 < \lambda(m.MJ^{-\frac{1}{3}}) < 1,93 \quad (2.29)$$

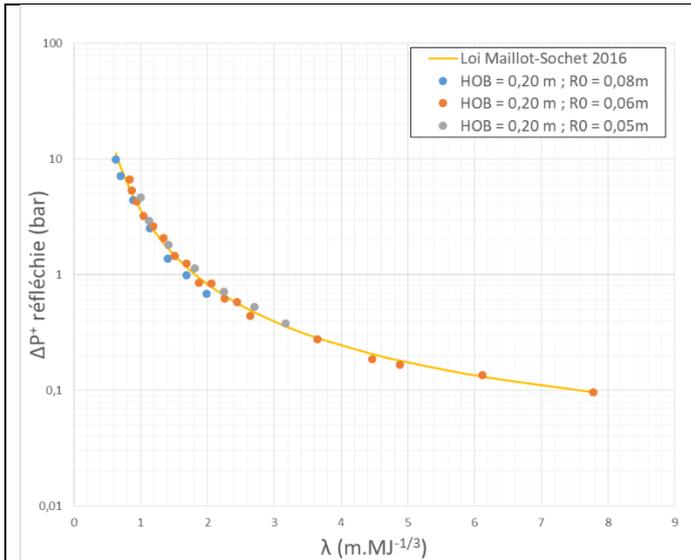


Figure 2-15 Surpression réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques - HOB = 0,20 m

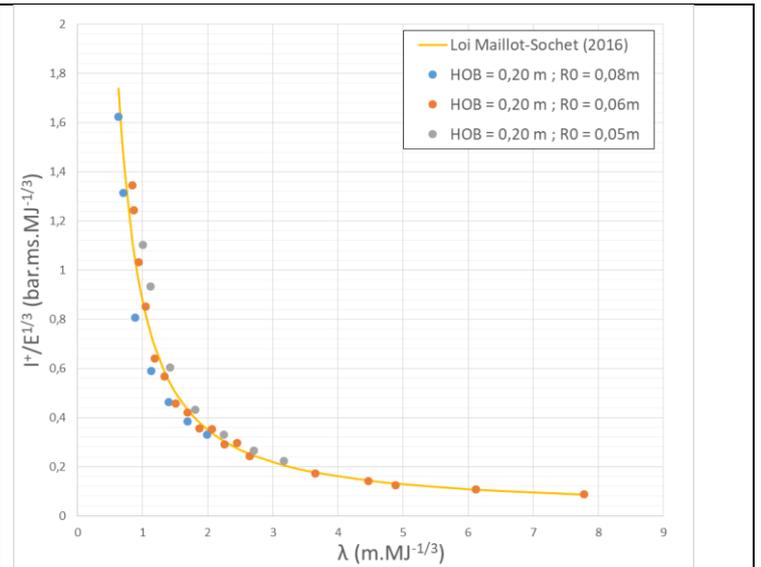


Figure 2-16 Impulsion positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques - HOB = 0,20 m

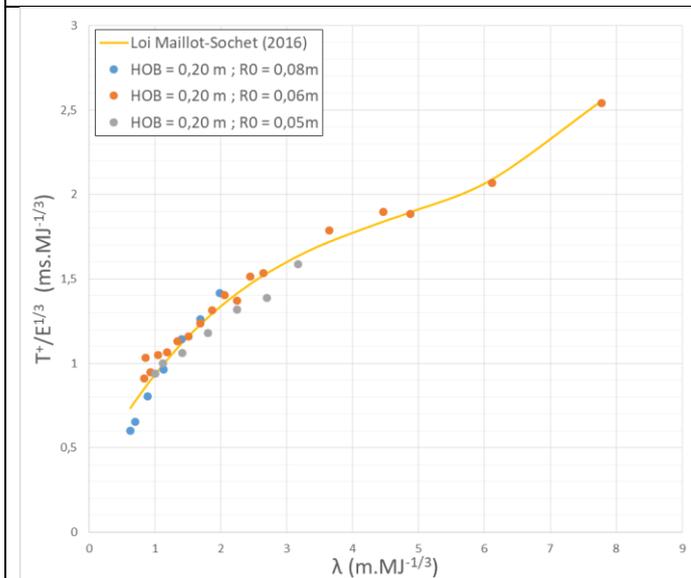


Figure 2-17 Durée positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques - HOB = 0,20 m

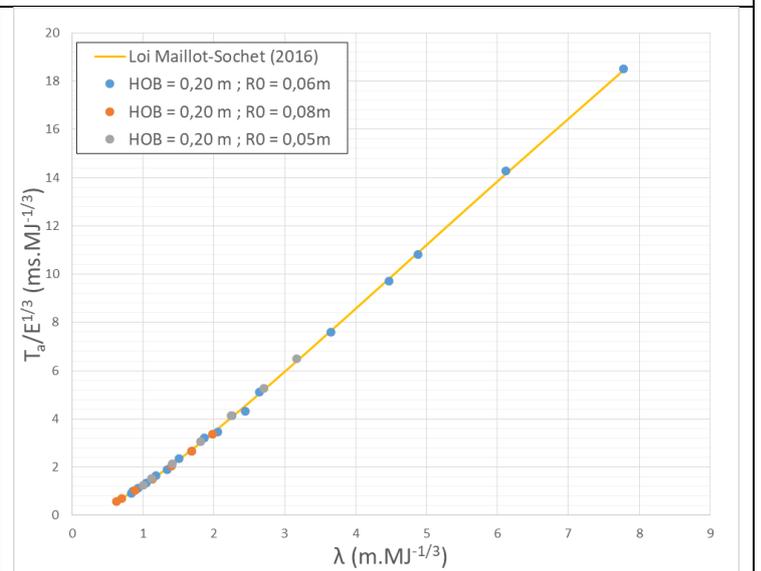


Figure 2-18 Temps d'arrivée réduit de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques – HOB = 0,20 m

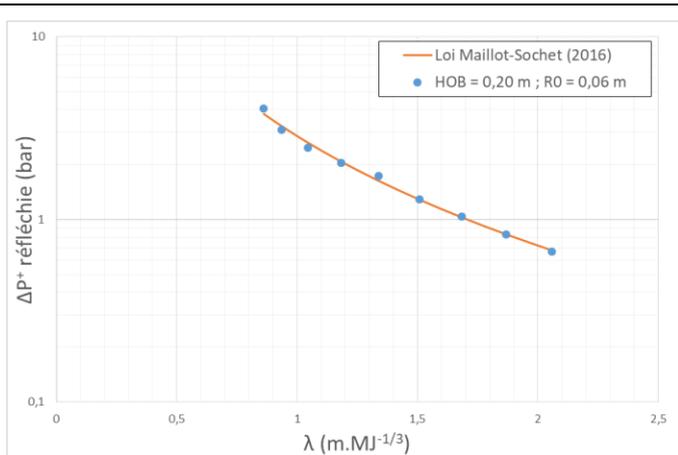


Figure 2-19 Surpression réfléchie- Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge hémisphérique – HOB = 0,20 m

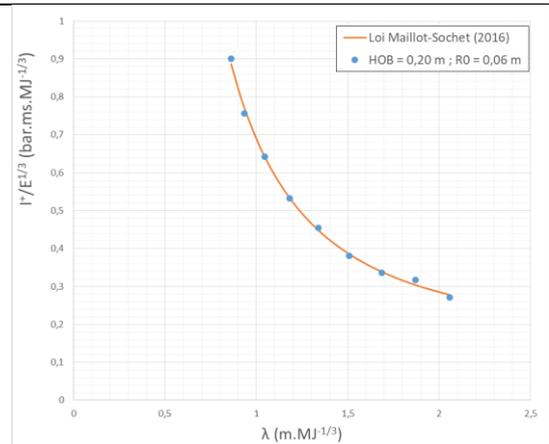


Figure 2-20 Impulsion positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique - Charge hémisphérique - HOB = 0,20 m

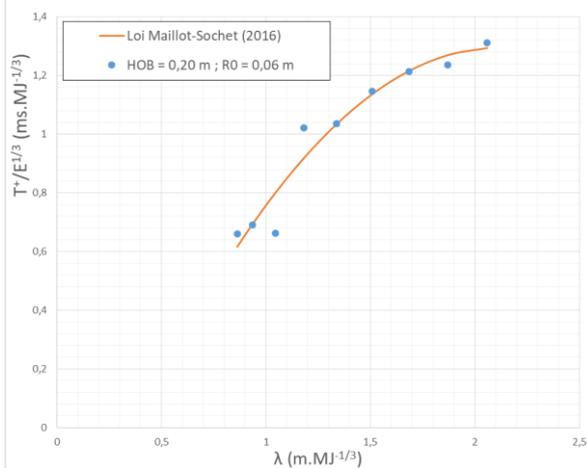


Figure 2-21 Durée positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge hémisphérique – HOB = 0,20 m

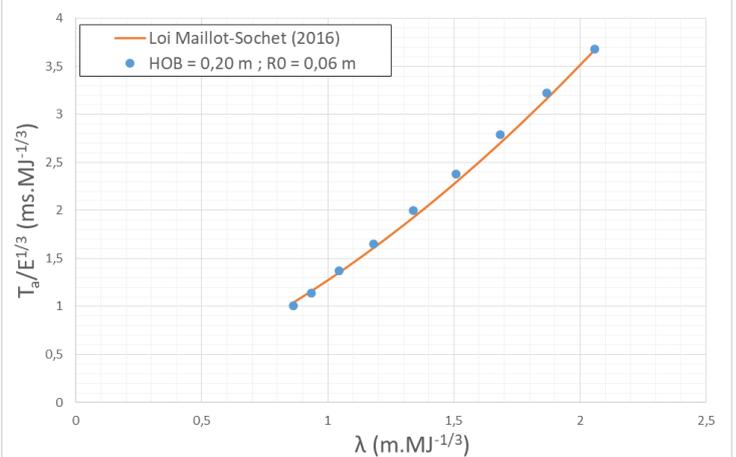


Figure 2-22 Temps d'arrivée réduit de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique - Charge hémisphérique - HOB = 0,20 m

Ces résultats feront l'objet d'une analyse comparative dans le chapitre 3.

## 2.5 Visualisation de l'onde de choc

### 2.5.1 Introduction

L'objectif est ici de mettre en place et de valider un montage optique permettant de déterminer qualitativement et quantitativement les ondes de choc par visualisation. Ainsi, les réflexions régulières et de Mach, les hauteurs de pied de Mach doivent être mesurées en position et en chronométrie. La technique de visualisation doit pouvoir être appliquée sur les deux types d'explosions exposées (charges hémisphérique et sphérique).

Les techniques optiques présentent l'intérêt d'être non intrusives et sont pour la plupart basées sur la variation d'indice de réfraction de l'air qui modifie le chemin du rayon lumineux. L'indice de réfraction est une fonction explicite de la masse volumique (formulation de Gladstone-Dale (1864)). L'onde de choc est caractérisée par un fort gradient de masse volumique et donc d'indice de réfraction. Les rayons optiques sont alors réfractés à la traversée de l'onde de choc, ce qui se traduit par une variation de l'intensité lumineuse des rayons lumineux projetés sur un écran.

Les contraintes importantes à lever pour visualiser les ondes de choc sont d'avoir:

- la meilleure qualité d'image possible avec le dispositif
- un nombre d'images suffisant
- la taille d'image d'au moins 0.4m x 0.4 m
- un dispositif techniquement facile et adaptable aux nombreuses et différentes configurations devant être étudiées.

En effet, il ne s'agit pas de passer une journée de réglage optique pour chaque essai. C'est donc pour s'affranchir de ces contraintes que le choix s'est porté sur la méthode de visualisation directe par écran rétro-réfléchissant, dérivée de la méthode Background-Oriented Schlieren (i.e. strioscopie orientée sur l'arrière-plan) dite BOS et ceci après avoir testé plusieurs techniques de visualisation.

### 2.5.2 Visualisation par méthode Background-Oriented Schlieren (BOS)

Comme toutes les méthodes de visualisation, la technique dite du Background Oriented Schlieren (BOS) (Hargather, 2013) s'appuie sur la déviation de rayons lumineux traversant un milieu avec un changement de densité. En effet, la technique BOS nécessite seulement une caméra pour capturer une image, un motif contrasté (Todoroff, 2013, Mizukaki T. et al, 2014), adapté au phénomène à visualiser, ainsi qu'une source d'éclairage pour ce motif. Un arrière-plan rétro-éclairé et la caméra sont placés de part et d'autre de l'écoulement à étudier. Au préalable, le fond contrasté est photographié avant que le test soit réalisé et servira de référence. L'enregistrement est effectué à travers l'écoulement, le rayon lumineux issu de l'écran rétro éclairé est dévié de sa trajectoire et impacte donc le capteur de la caméra sur un pixel différent de celui du rayon non dévié (Dubois, 2010).

Lors des tests menés au laboratoire, un mouchetis a été imprimé sur un papier calque et la mise au point a été faite sur l'arrière-plan. Ce dernier a été scotché derrière un cadre de plexiglas. Des tests ont été réalisés avec deux types d'éclairages différents : une lampe halogène classique (400 W, 9000 lumen) et la lampe à Arc Xénon Hamamatsu L2175 (150 W). Des essais préliminaires ont été réalisés mettant en évidence la convection d'une bougie. Ce montage n'a pu être retenu pour la visualisation d'onde de choc pour plusieurs raisons. D'une part, le manque de luminosité à un temps d'exposition court ne permet pas de suivre l'évolution du phénomène, et d'autre part, la qualité et la résolution de l'enregistrement n'étaient pas suffisantes à l'exploitation de mesures géométriques pour l'étude des pieds de Mach.

### 2.5.3 Visualisation par ombroscopie directe – Méthode Pure In Line Shadowscopy (PILS)

Cette technique de visualisation a été proposée par Hargather et Seetles (2009) et a été reproduite au laboratoire. Cette dernière est une variante de celle d'Edgerton (1958) permettant également l'observation en champ large de l'ombre du phénomène par l'utilisation d'un fond rétro-réfléchissant. Cette technique est dite ombroscopie parfaitement alignée ou Pure In Line Shadowscopy (PILS).

Il s'agit d'une méthode d'ombroscopie directe qui peut être utilisée à des fins quantitatives, contrairement à la méthode BOS.

Cette méthode PILS permet un parfait alignement entre l'axe optique et l'axe lumineux afin d'avoir un montage ombroscopique quantitatif. Il permet de ne pas avoir à la fois l'objet et son ombre sur le même écran (figure 2-23). La coïncidence des champs de visualisation et lumineux donne une information précise sur la localisation, la forme et la vitesse de l'onde. Pour utiliser le montage ombroscopique à des fins quantitatives, il est important que cet aspect du montage soit respecté.

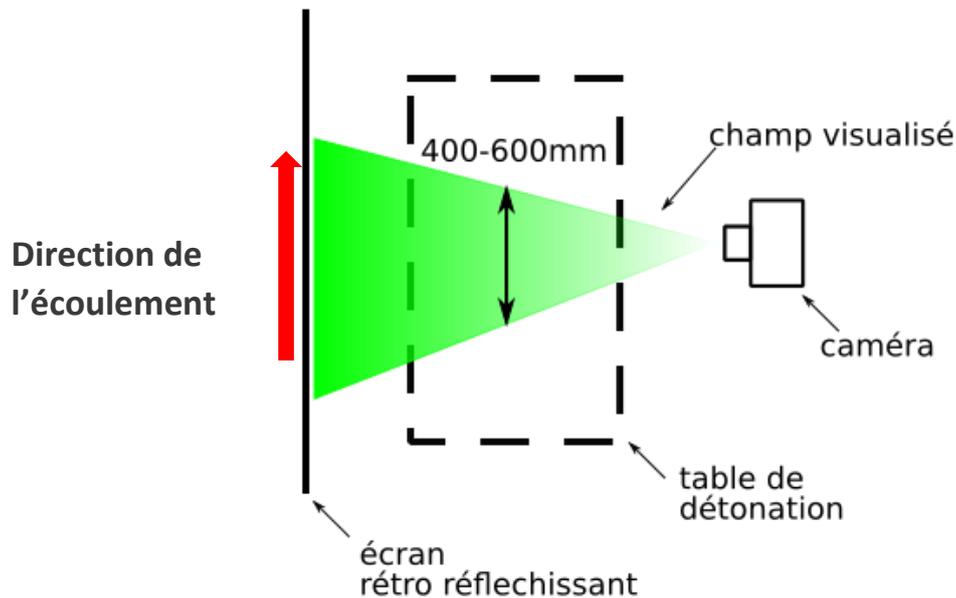


Figure 2-23 Positionnement caméra/écran vue du dessus

Lors des expériences, la caméra utilisée est une Phantom V7.3 avec une résolution spatiale de 512x256 pixels et un échantillonnage d'une fréquence d'une image toutes les 46  $\mu$ s, pour un temps d'exposition de 1  $\mu$ s. L'objectif utilisé est de 50 mm de focale. La source lumineuse a un flux lumineux de 10 000 lumen, la lumière est focalisée sur le miroir, à l'aide d'une lentille plano convergente.

#### 2.5.4 Analyse d'images

##### 2.5.4.1 Méthodologie et calibration

La procédure d'analyse d'images est expliquée ci-dessous en considérant la charge sphérique en altitude.

Afin de calibrer les images, un calcul d'optique géométrique a été réalisé. Ce calcul permet de déterminer la taille que vaut un pixel sur l'emprise d'image. Ce dernier prend en compte la taille physique d'un pixel sur le capteur de la caméra, qui est de 22,8  $\mu$ m, la focale de l'objectif (f) et la distance entre l'écoulement filmé et l'objectif (L).

- largeur du champ visualisé = largeur du capteur  $\times (L/f)$

Pour la charge sphérique la distance L était de 2,25 m et la focale était de 50 mm. Pour la charge hémisphérique la distance entre la caméra et l'écoulement était de 2,40 m avec une focale de 70 mm. Ces distances et longueur de focale permettent d'avoir une calibration de 1,023 mm.pix<sup>-1</sup> pour la première configuration et une calibration de 0,78 mm.pix<sup>-1</sup> pour la seconde. Pour vérifier ce calcul, des essais de calibration ont été effectués en temps réel en mesurant la distance entre deux objets physiques (vis) et en pixels. Cette vérification a été faite dans les deux axes du plan.

Comme le montre la figure 2-24, sur toutes les images le repère utilisé est en bleu. Le centre de ce repère correspond à l'hypocentre au moment du test et l'axe des ordonnées passe entre les deux électrodes.

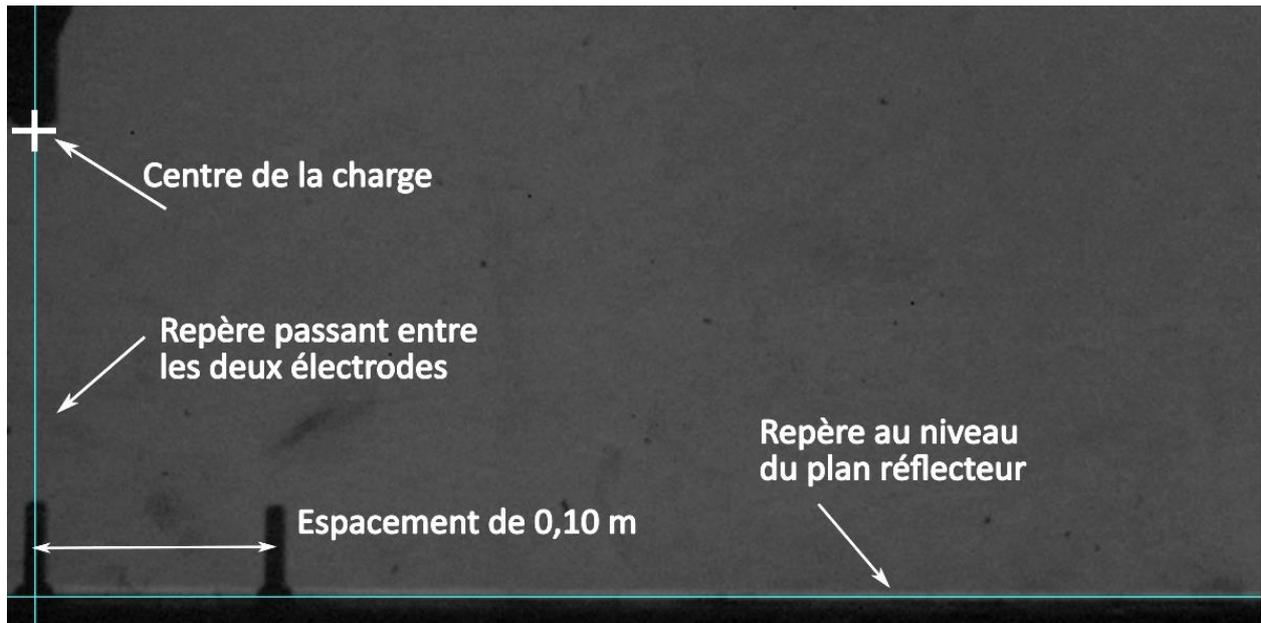


Figure 2-24 Image utilisée pour la calibration avant les essais

A l'aide de la visualisation, les essais ont permis de connaître l'influence des deux paramètres, qui sont le rayon de la charge à HOB constante, et la hauteur de l'explosion avec un volume de charge constant. Les images issues des visualisations réalisées lors des différents essais sont réparties figures 2-25, 2-26, 2-27. La taille de l'image est de 512x256 pixels avec une calibration de 1,02 mm.pix<sup>-1</sup>.

Lors des mesures des distances au sol, une erreur de deux pixels a été retenue. Pour la charge sphérique, les deux pixels mesurent 2,04 mm. Cette erreur vient de la position imprécise de l'onde de choc pouvant être légèrement floue lors de l'enregistrement. Enfin, il faut noter que la vérification de la calibration a été réalisée en plaçant les objets au niveau de l'écoulement durant ces campagnes d'essais.

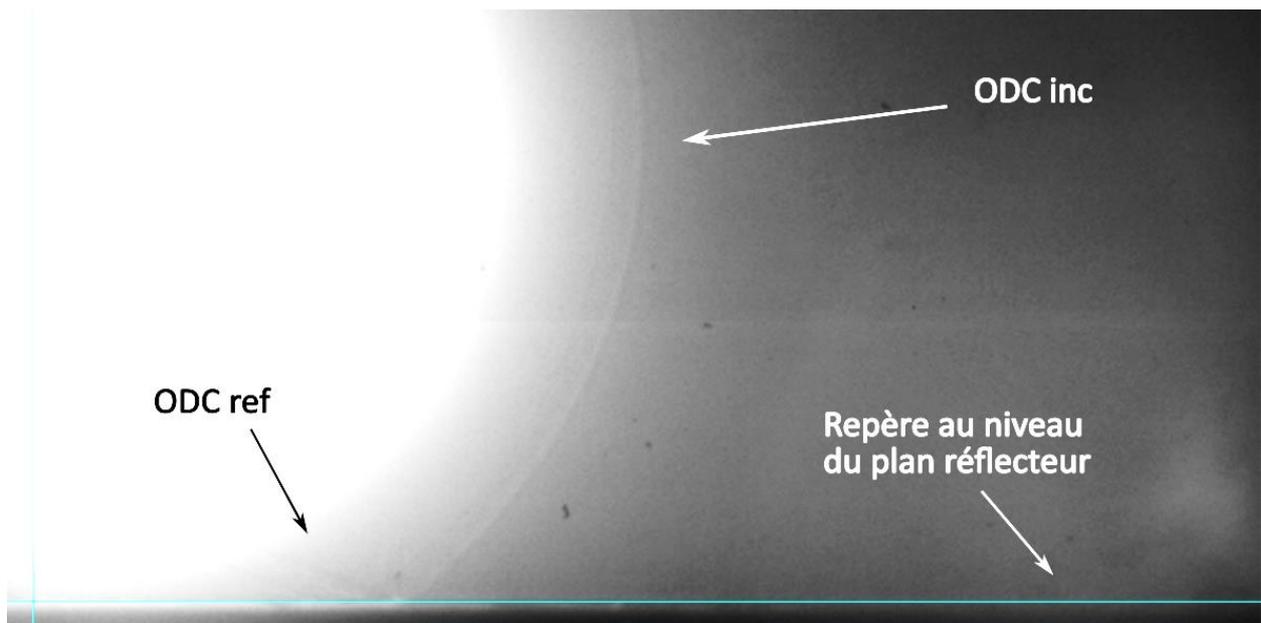


Figure 2-25 Onde incidente et onde réfléchie à  $R_{sol} = 0,157$  m et  $T_a = 0,276$  ms.  $HOB = 0,20$  m et  $R0 = 0,08$  m.

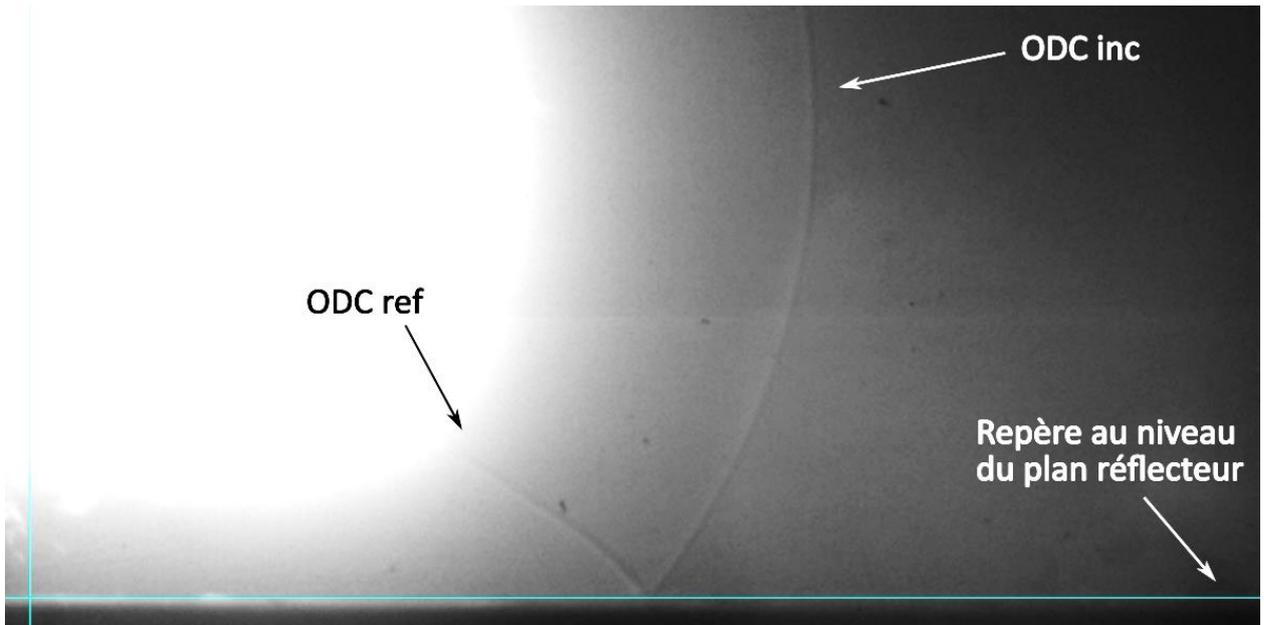


Figure 2-26 Naissance du pied de Mach à  $R_{sol} = d_0 = 0,257 \text{ m}$  et  $Ta = 0,413 \text{ ms}$ .  $HOB = 0,20 \text{ m}$  et  $R0 = 0,08 \text{ m}$ .

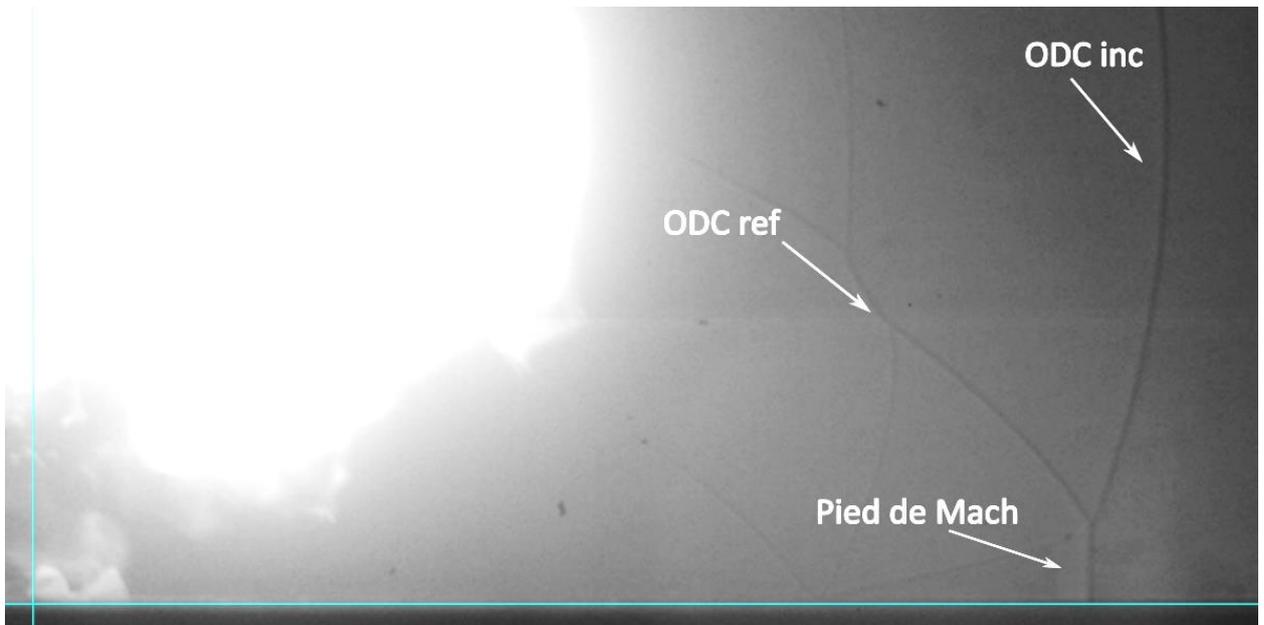
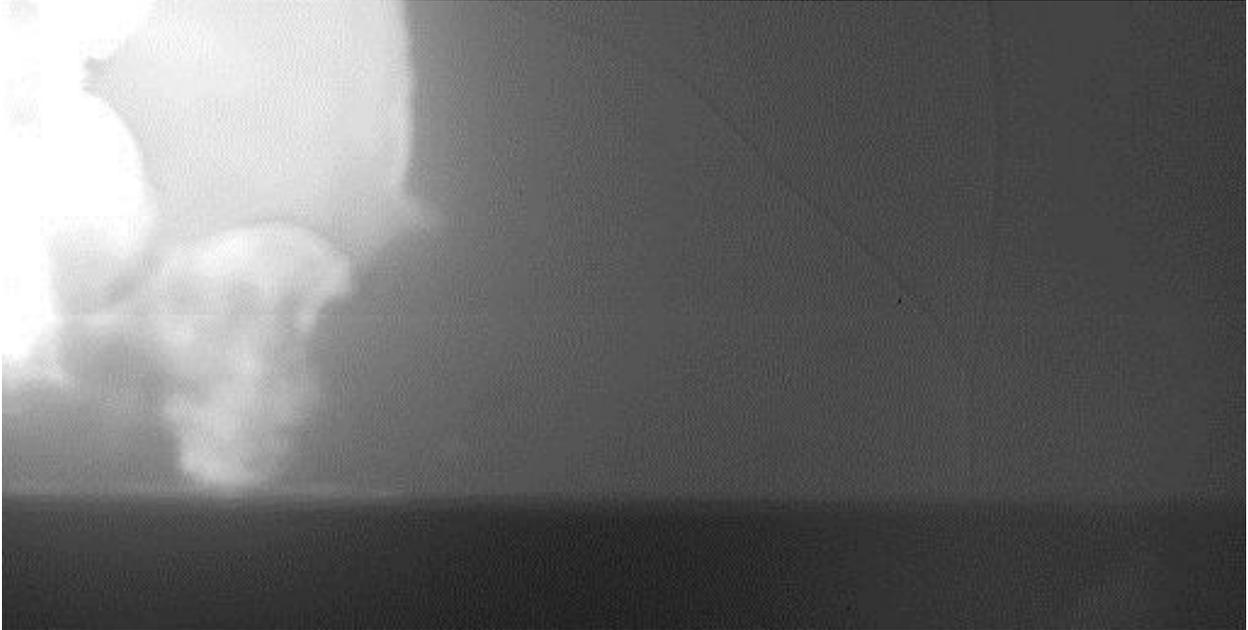


Figure 2-27 Pied de Mach à  $R_{sol} = 0,417 \text{ m}$ ,  $Ta = 0,686 \text{ ms}$ ,  $HM = 24,25 \text{ mm}$ .  $HOB = 0,20 \text{ m}$  et  $R0 = 0,08 \text{ m}$ .

### 2.5.4.2 Traitement des images

Une fois l'essai réalisé, un ensemble d'images doit être traité et analysé. Le traitement utilisé repère spatialement les ondes de choc. La calibration des images et la fréquence d'acquisition de l'enregistrement ainsi que ce traitement d'image permettent de connaître la position dans l'espace et le temps des ondes suite à la détonation de la charge. Le traitement d'image présenté est illustré avec l'image d'une onde de Mach comme exemple.



*Figure 2-28 Onde choc après la détonation d'une charge sphérique d'un rayon  $R_0 = 60$  mm à une hauteur d'explosion  $HOB = 150$  mm*

Sur la figure 2-28, il est possible de voir la boule de feu en haut à gauche et de distinguer les ondes de choc devant être étudiées, suite à la détonation de la charge. Cependant, à l'œil nu, il est souvent difficile de pouvoir observer ces ondes. Un premier traitement nécessaire est réalisé. Ce traitement est utilisé dans le cas où les images sont peu contrastées.

Cette méthode porte le nom de CLAHE, Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization (Zuiderveld (1994)). Elle permet d'adapter les niveaux de gris d'une image afin d'en améliorer le contraste. Pour cela, l'image est segmentée par blocs de pixels et l'histogramme des niveaux de ceux-ci est réparti suivant une distribution donnée, telle qu'une loi uniforme, de Rayleigh ou exponentielle. La répartition des niveaux de gris sur l'histogramme uniformise le contraste sur toute l'image.

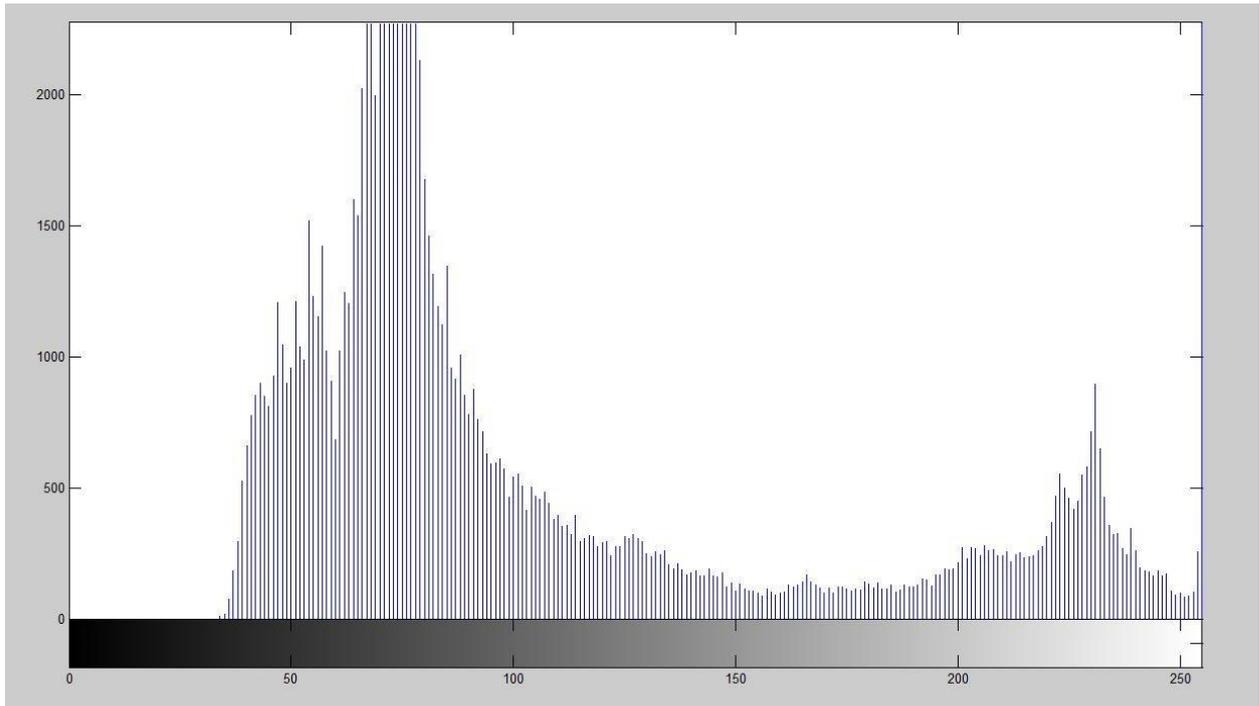


Figure 2-29 Histogramme des niveaux de gris de la figure 2-28

La figure 2-29 représente l'histogramme des niveaux de gris présents sur l'image de la figure 2-28. Deux pics prédominent sur cet histogramme, le fond de l'image qui se situe entre le niveau 75 et 90 et le pic à droite pour les valeurs entre 220 et 235. Ce pic s'explique par la présence de la boule de feu saturant l'image.

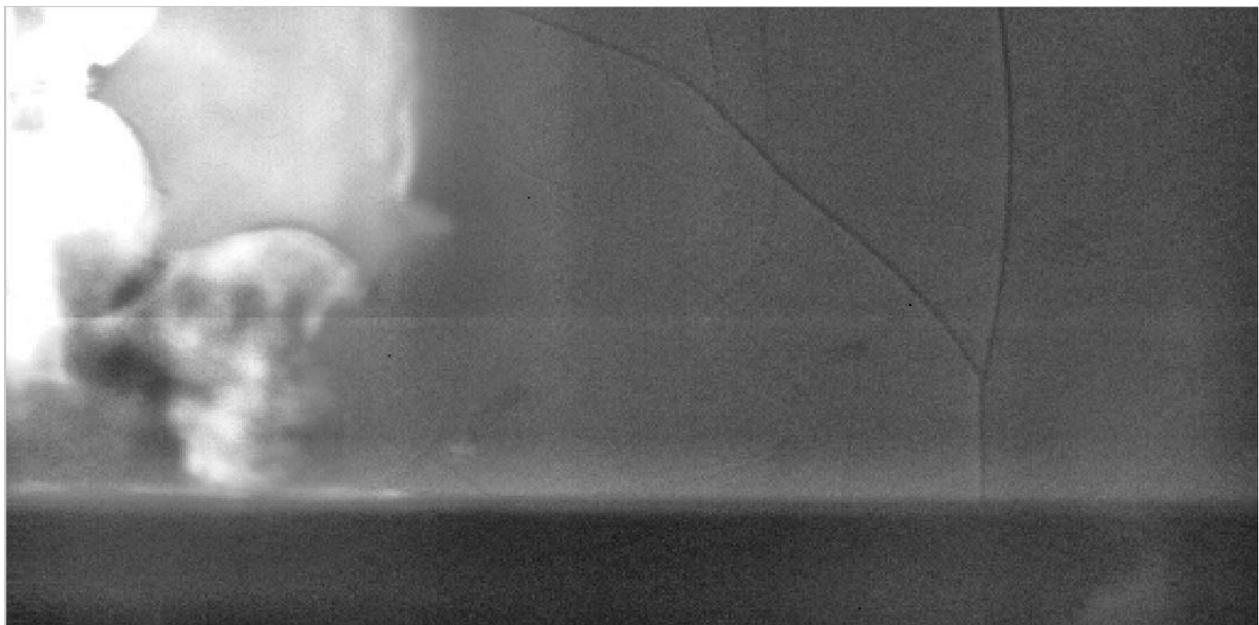


Figure 2-30 Image de la figure 2-28 traitée avec la méthode CLAHE

La figure 2-30 représente l'image de la figure 2-28 traitée à la méthode CLAHE. La méthode utilisée pour le traitement de cette image est une loi uniforme pour répartir les niveaux de gris de l'histogramme sur des matrices par bloc de 8 par 16 pixels.

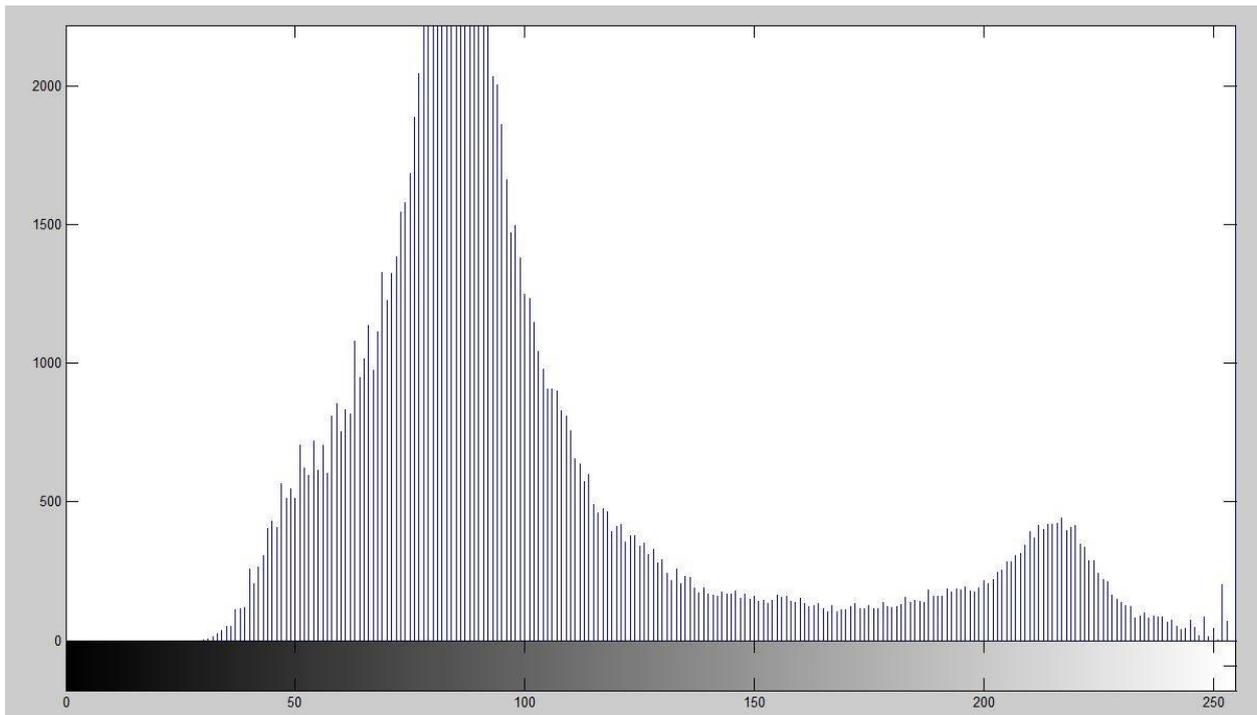


Figure 2-31 Histogramme des niveaux de gris de la figure 2-30

La figure 2-31 représente l’histogramme des niveaux de gris de la figure 2-30. La comparaison des deux histogrammes, de l’image brute et de l’image traitée, met en évidence la diminution du bruit en imposant la distribution des niveaux gris sur l’image et aussi la diminution du pic à droite, représentant la saturation causée par la boule de feu. Ce traitement est la première étape concernant le traitement des images issues d’un enregistrement vidéo.

Suite à la redistribution des niveaux de gris sur l’image afin de la rendre plus exploitable, le traitement se poursuit pour ressortir le contour des ondes. L’image est prise en charge par une première fonction permettant de localiser la boule de feu suite à la détonation. Cette localisation permet de traiter le restant de l’image sans le problème de saturation ou de bruitage que peut générer la boule de feu.

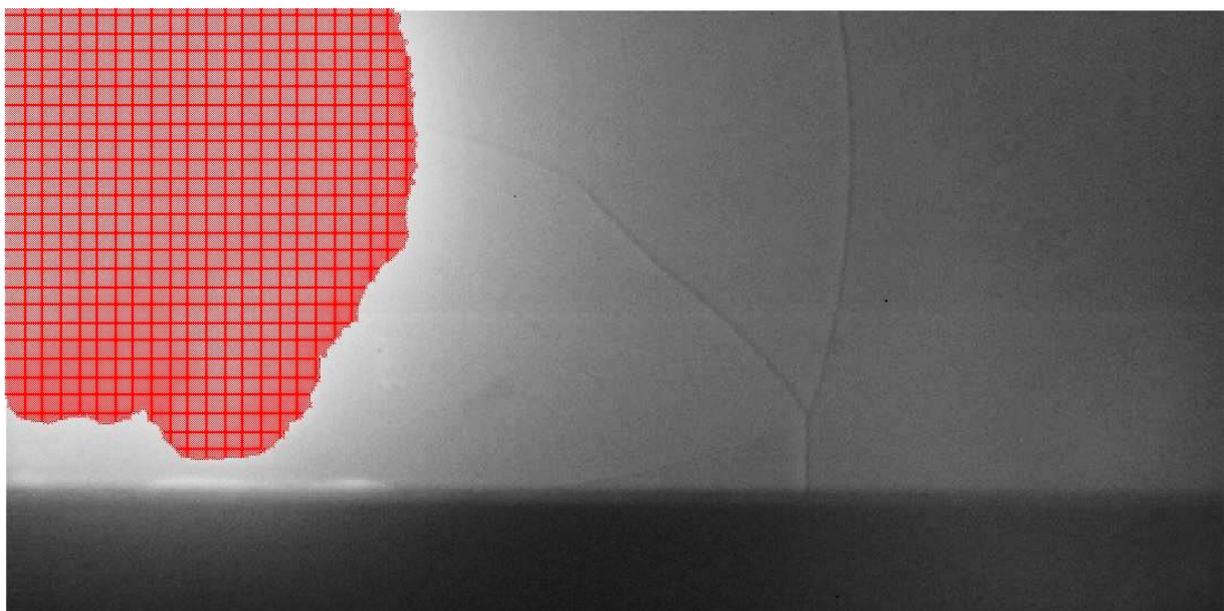
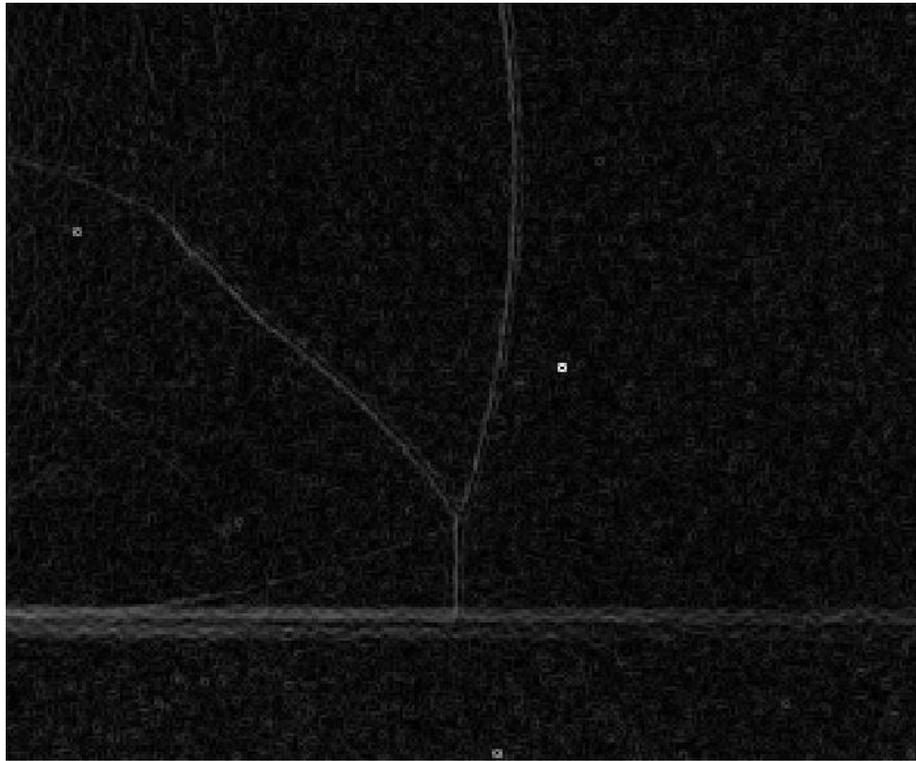


Figure 2-32 Boule de feu localisée sur l’image en rouge

Dès que la boule de feu est localisée, il est possible d'opérer sur le restant de l'image et de mettre en avant les ondes présentes. Une fois la méthode CLAHE réalisée, l'image passe par une seconde fonction où un gradient de Sobel (Sobel 1968) vertical et horizontal est appliqué. Le gradient de Sobel est utilisé en traitement de l'image pour la détection des contours. Ici il est appliqué en divisant l'image par blocs matriciels et à l'aide de ce dernier les sauts d'intensité des niveaux de gris sont détectés. La méthode CLAHE permet d'accentuer les contours et le gradient de l'image permet de ressortir ces derniers, et donc de définir l'emplacement des ondes sur l'image.



*Figure 2-33 Gradient de l'image traitée auparavant par la méthode CLAHE et un filtre de Sobel*

Le résultat de ces opérations est représenté figure2-33 et celui-ci est une image binaire faisant ressortir la position des sauts d'intensité de niveaux de gris.

Le contour de l'onde est représenté en blanc sur fond noir. Les coordonnées des pixels blancs sont enregistrées et permettent ainsi de connaître l'emplacement de l'onde sur l'image.

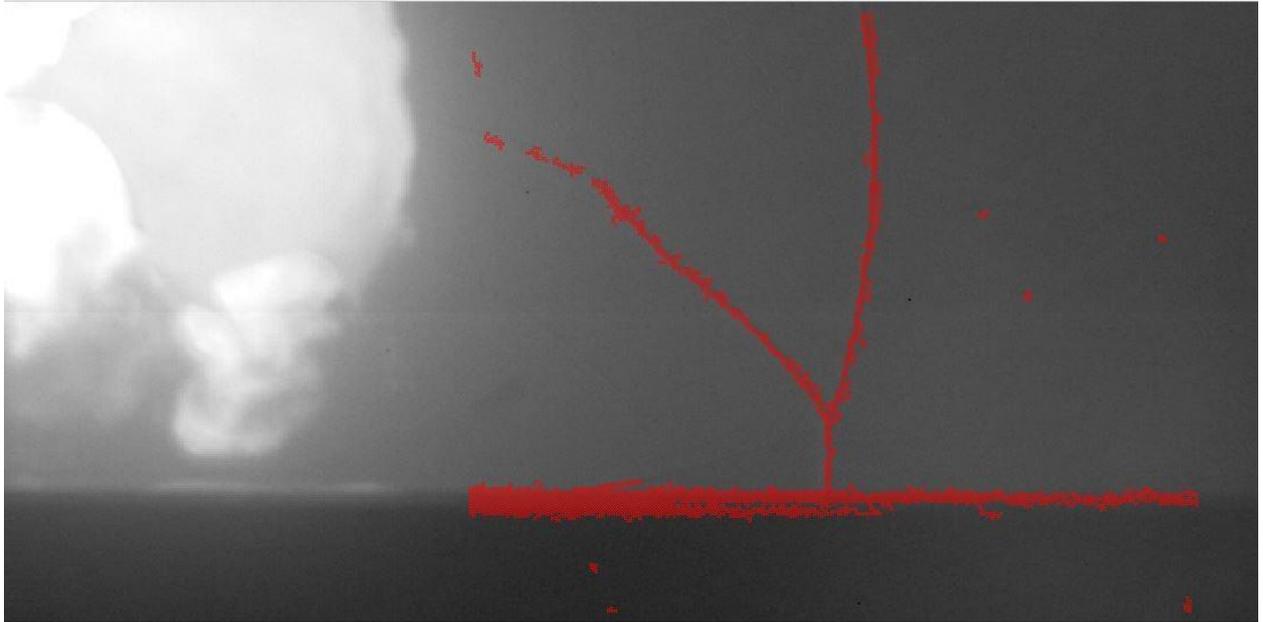


Figure 2-34 Localisation des ondes sur l'image en rouge

La figure 2-34 représente la localisation des ondes sur l'image. Les ondes de choc sont tracées à l'aide des points rouges issus des coordonnées enregistrées à l'étape précédente. Dès lors, en appliquant le coefficient de calibration, il est possible de repérer le contour des ondes dans un repère.

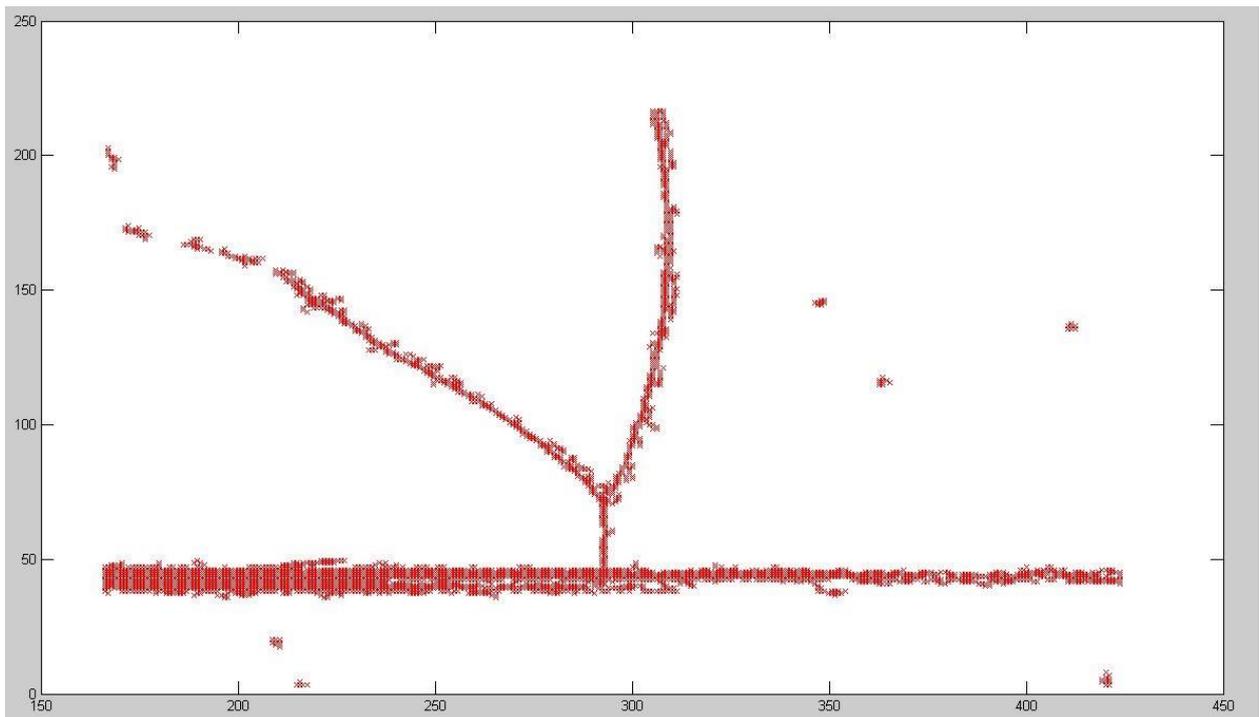


Figure 2-35 Repérage des ondes en respectant la calibration de l'image (ici 0,87 mm.pix-1)

La figure 2-35 représente le repérage des ondes sur l'image dans un repère. Les coordonnées des points enregistrées sont alors tracées. Toutefois, cette méthode de traitement d'images ne permet pas de connaître la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol. La hauteur du point triple a été mesurée à l'aide d'un logiciel open-source s'appelant Tracker (site web Tracker), en exploitant les vidéos brutes ou traitées.

## 2.6 Conclusion

Ce chapitre présente la démarche expérimentale adaptée, qui a mis en évidence la bonne reproductibilité des essais réalisés au moyen du dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation des ondes de choc en champ libre, sous des conditions normales de température et de pression. Les ondes de choc proviennent d'une détonation soit d'une bulle de gaz hémisphérique soit d'un ballon de baudruche sphérique contenant un mélange propane-oxygène à la stœchiométrie. Ces résultats réalisés en champ libre permettent de caractériser l'évolution du profil de pression en termes de surpression, d'impulsion positive, de durée de phase positive et de temps d'arrivée en fonction de la distance par rapport au centre de la charge.

Dans un premier temps, cette étude apporte les résultats des essais réalisés au sol, avec une charge hémisphérique de rayon compris entre 0,03 m et 0,06 m puis dans un second temps avec une charge sphérique en hauteur, avec des HOB de 0,10 m, 0,15 m et 0,20 m, de rayon 0,04m, 0,05 m, 0,06 m et 0,08 m. Les caractéristiques de l'onde de choc réfléchie sur le sol, consécutive à la détonation de la charge explosive en hauteur, ont été comparées à celles de l'onde de choc impactant un mur perpendiculaire à la symétrie d'une charge placée au sol. Cette dernière configuration met en œuvre une charge hémisphérique, de rayon  $R_0 = 0,06$  m, près d'un mur à deux distances, HOB = 0,10 m et 0,20 m. Les mesures de pression se sont faites au sol ou sur le mur. Le sol et le mur sont mécaniquement parfaitement rigides et réfléchissants. La charge est amorcée en son centre avec la méthode du fil explosé.

Les résultats de surpression, d'impulsion positive, de temps d'arrivée et de durée de phase positive montrent la bonne répétabilité de l'expérience, qu'il s'agisse d'onde de choc incidente ou réfléchie, dans les deux configurations donc avec une charge sphérique et une charge hémisphérique.

Un montage optique a ensuite été réalisé afin de suivre la propagation de l'onde de choc incidente et sa réflexion (régulière ou de Mach) à partir d'un programme réalisé pour cette étude, tandis que la hauteur de pied de Mach est obtenue par un logiciel libre. L'analyse de l'onde de Mach fait l'objet du chapitre 3.

De plus, la comparaison de ces caractéristiques, entre une charge sphérique au-dessus du sol et d'une charge hémisphérique près d'un mur, fait également l'objet du chapitre 3.

## Chapitre - 3 Propagation d'une onde de Mach sur une surface parfaitement plane et réfléchissante

### 3.1 Introduction

Ce chapitre a fait l'objet d'une présentation au Congrès Français de Mécanique (CFM) tenu à Lille du 28 août au 01 septembre 2017. L'article paru dans les actes du colloque est reproduit dans son intégralité en annexe (A.4).

L'objet de ce chapitre est la caractérisation expérimentale de l'évolution de la réflexion de Mach. L'onde de choc incidente impacte la table de détonation toujours supposée mécaniquement indéformable, il en résulte une onde de choc réfléchie se propageant dans les gaz déjà choqués par la première onde incidente, provoquant le décollement. Lors de ces travaux de thèse, uniquement une réflexion de Mach directe a été observée, ce qui signifie que la hauteur du pied de Mach augmente lorsque le point triple s'éloigne de la surface de réflexion.

Plusieurs expériences ont été effectuées afin de caractériser la formation et l'évolution du point triple en fonction de l'angle du choc et du nombre de Mach amont comme expliqué dans le premier chapitre (Kinney (1985)). Le système optique ainsi que les techniques et logiciels présentés précédemment ont permis le suivi de l'évolution de la hauteur du point triple.

Les deux configurations faisant l'objet du chapitre précédent (c.f 2.4) ont été confrontées. La première configuration met en jeu une charge sphérique qui est placée au-dessus d'un plan réflecteur. Les conditions de charge et de distance près du plan réflecteur sont choisies de telle sorte qu'un pied de Mach se forme sur ce plan. L'étude a porté sur deux paramètres d'influence, le premier étant la hauteur de l'explosion, distance entre le centre de la charge et le plan réflecteur de l'onde, et le second la quantité de gaz de la charge lors de la détonation. Cette première approche géométrique du problème doit notamment permettre d'évaluer la qualité des expérimentations. En effet les couples charge et HOB ont été choisis tels que les résultats des mesures doivent vérifier la loi de similitude énergétique de Hopkinson.

Une fois le pied de Mach caractérisé pour des charges sphériques gazeuses, la seconde configuration a été mise en œuvre. Cette configuration alternative a consisté en la détonation d'une charge hémisphérique et posée sur la table de détonation. La charge est ensuite placée à la distance, HOB, d'un plan vertical réflecteur. Alors, pour une source donnée et constituée d'une valeur de charge et d'une distance au plan où doit se développer le pied de Mach, en théorie, les deux configurations sont identiques.

Elles doivent donc fournir les mêmes évolutions des indicateurs mécaniques : temps d'arrivée, suppression et hauteur du pied de Mach notamment. La comparaison des résultats de ces indicateurs entre les deux configurations doit donc permettre de montrer les effets de mise en œuvre technique par rapport à l'approche théorique.

Afin de caractériser l'onde de choc, des essais ont été effectués à des hauteurs d'explosions dites HOB (Height Of Burst) et rayons de charge  $R_0$  différents. La HOB est la distance entre le centre de la charge et le plan de réflexion sur lequel se développera un pied de Mach, horizontal ou vertical selon la configuration. Différentes campagnes ont été réalisées afin d'étudier d'une part l'influence de la hauteur de la charge explosive et d'autre part le volume (i.e  $R_0$ ) de cette dernière. L'énergie mise en jeu au moment de la détonation est fonction du volume de la charge et s'exprime par :

$$E = \frac{4}{3} * \pi * R_0^3 * E_v \quad (\text{MJ}) \quad (3.1)$$

Avec  $E_v$  l'énergie volumique de réaction. Dans le cas d'une détonation d'une charge gazeuse stœchiométrique propane-oxygène, cette énergie volumique est telle que  $E_v = 15,14 \text{ MJ.m}^{-3}$  (Trélat 2006).

Pour mieux analyser certains des résultats, les distances sont réduites à la racine cubique de l'énergie. Cette réduction permet d'exprimer l'ensemble des campagnes uniquement en fonction de la HOB réduite ( $HOB^*$ ) ( $\text{m.MJ}^{-1/3}$ ). L'énergie libérée par la charge de gaz de rayon  $R_0$  est définie par  $E_{\text{gaz}}$ , avec une énergie volumique constante  $E_v$ .

$$HOB^* = \frac{HOB}{E^{1/3}} \quad \left( \text{m.MJ}^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (3.2)$$

Le tableau 3-1 rassemble toutes les campagnes réalisées en fonction de la HOB et du rayon de la charge explosive.

HOB* ( $\text{m.MJ}^{-1/3}$ )	HOB = 0,10 m	HOB = 0,15 m	HOB = 0,20 m
$R_0 = 0,04 \text{ m}$	0,627 (s)		
$R_0 = 0,05 \text{ m}$	0,502 (s)		1,003 (s)
$R_0 = 0,06 \text{ m}$	0,418 (s ; h)	0,627 (s)	0,836 (s ; h)
$R_0 = 0,08 \text{ m}$			0,627 (s)

Tableau 3-1 Configurations étudiées pour l'analyse des réflexions avec une charge sphérique (s) et hémisphérique (h) par HOB réduite à l'énergie

Parmi les campagnes d'essais avec les HOB de 0,10 m et 0,20 m, a été expérimenté une charge commune correspondant à un rayon de 0,06 m entre les configurations en sphérique et en hémisphérique. Les résultats attendus en surpression et en hauteur de point triple devraient en théorie être absolument égaux. Des mesures de surpressions sont donc réalisées le long des parois, pour chaque configuration, au sol pour les essais avec la charge sphérique et sur le mur pour les essais avec la charge hémisphérique.

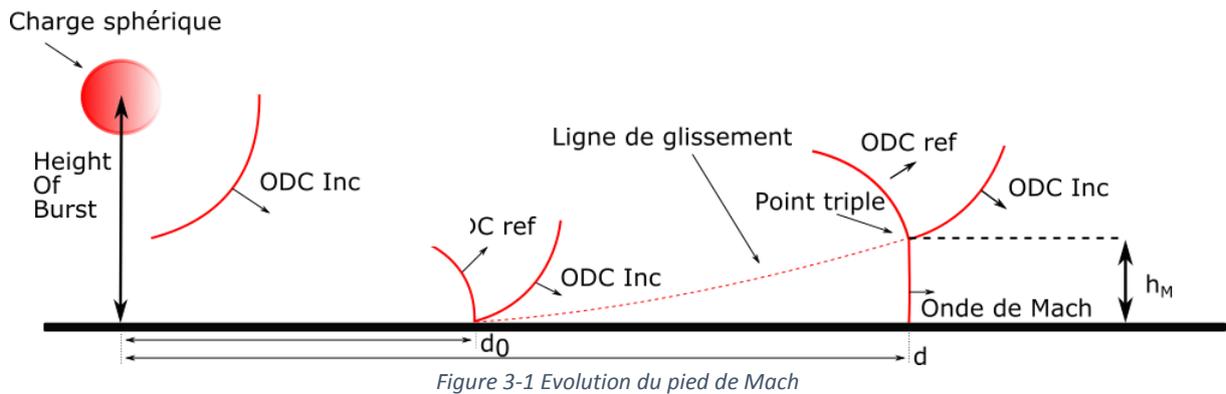
Le tableau 3-1 permet d'identifier les paramètres pris en compte. L'influence de la hauteur d'explosion à volume constant est étudiée : HOB = 0,10 m ; 0,15 m ; 0,20 m pour un rayon de charge de 0,06 m. L'influence du volume de la charge (i.e  $R_0$ ) à une hauteur d'explosion constante est analysée, à une HOB = 0,10 m pour des rayons de charges  $R_0 = 0,04 \text{ m}$  ; 0,05 m ; 0,06 m et à une HOB = 0,20 m pour des rayons de charges  $R_0 = 0,05 \text{ m}$  ; 0,06 m ; 0,08 m. L'intégralité de ces sept campagnes avec une charge sphérique a permis de connaître l'influence des deux paramètres cités ci-dessus. Deux campagnes avec une charge hémisphérique ont été réalisées afin de comparer les deux configurations.

## 3.2 Résultats

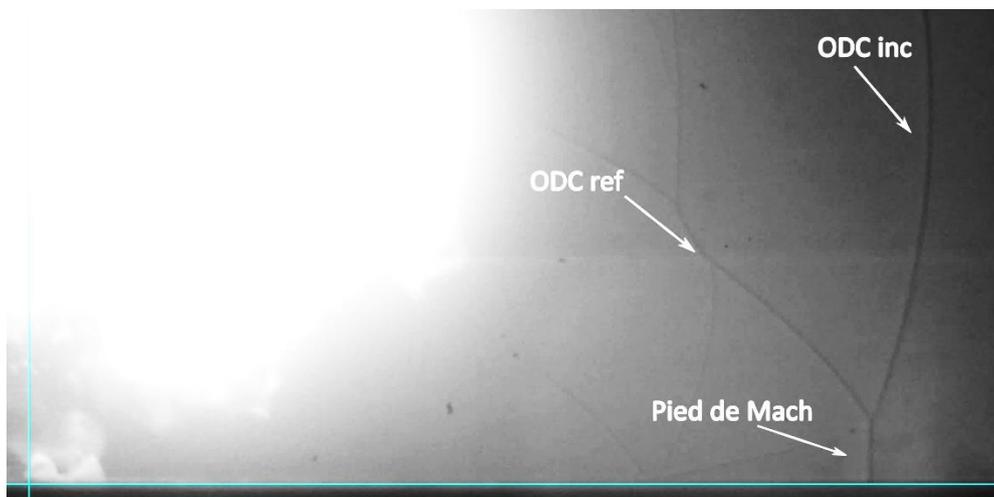
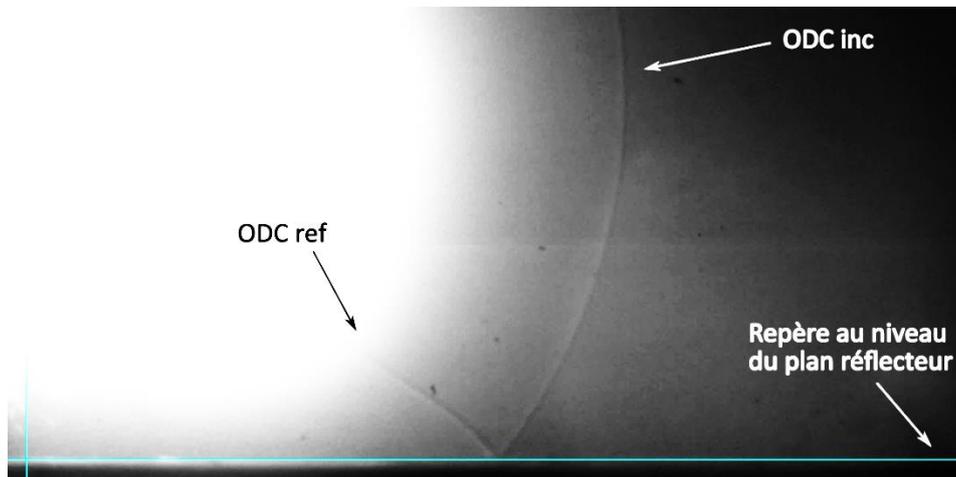
### 3.2.1 Visualisations expérimentales

La mise en œuvre de ces essais a permis l'étude du développement d'une réflexion irrégulière particulière, la réflexion de Mach, comme il est montré schématiquement sur la figure 3-1. Une fois que l'onde réfléchie (ODC ref) rattrape l'onde incidente (ODC inc), le point de formation du pied de Mach se fait à la distance au sol notée  $d_0$ , la mesure de la hauteur du point triple ( $H_M$ ) se fait à la distance au sol  $R_{\text{sol}}$ . Pour cela, des tests ont été réalisés afin de caractériser ce phénomène, en faisant varier deux paramètres ; la hauteur d'explosion (HOB), et le volume de la charge donc le rayon  $R_0$ . Pour certaines analyses, les mesures et les distances sont rapportées à la racine cubique de l'énergie.

Plusieurs cas d'étude ont été réalisés pour un seul rayon ( $R_0 = 0,06\text{m}$ ) de charge avec trois HOB différentes, puis pour deux HOB (0,10 m et 0,20 m) mais avec trois rayons de charges différents (tableau 3-1).



A l'aide de la visualisation, les essais ont permis de connaître l'influence des deux paramètres lors des mesures des hauteurs de pied de Mach. Des exemples d'images issues des visualisations réalisées lors des différents essais, avec une charge sphérique, sont reportées figures 3-2 et 3-3.



Des essais avec une charge hémisphérique ont donc été effectués. Comme pour la charge sphérique, la hauteur du pied de Mach est mesurée sur l'image. Un exemple d'images, résultant d'une visualisation avec la seconde configuration, est représenté figure 3-4. Avec ce type de visualisations, la hauteur du pied de Mach a pu être mesurée dans les deux configurations.

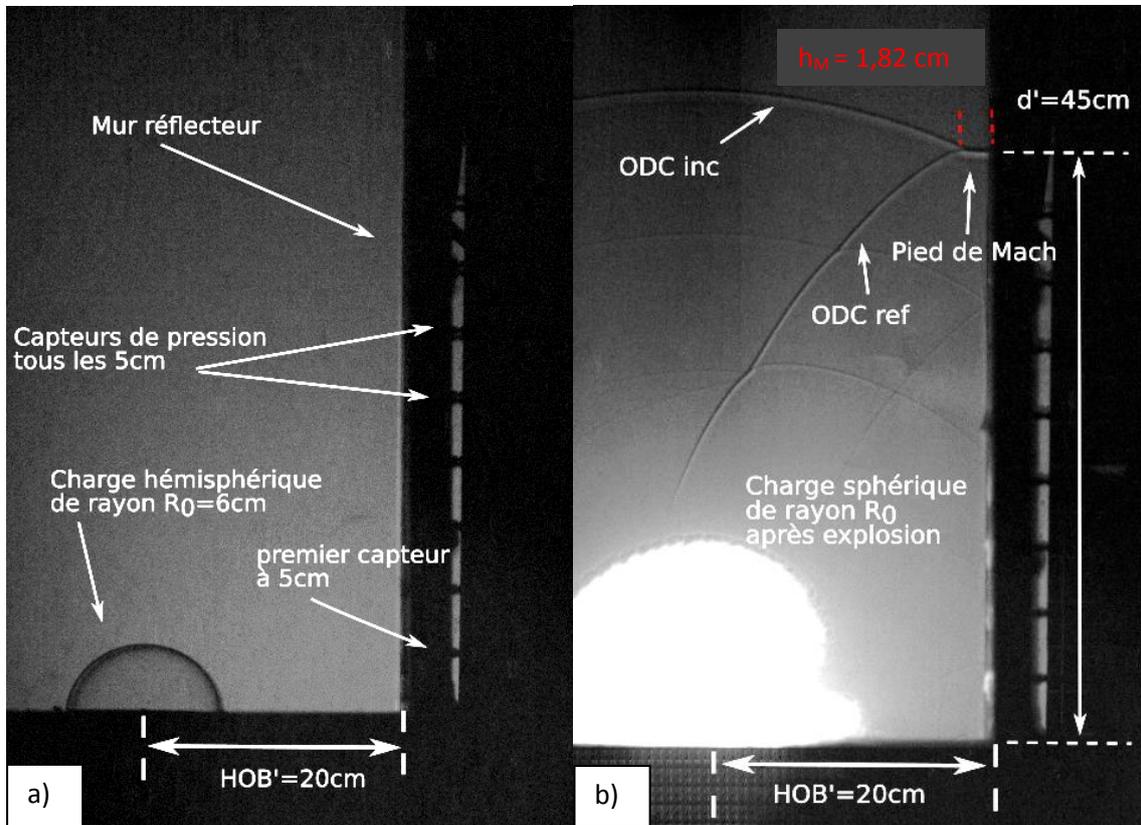


Figure 3-4 Charge hémisphérique à HOB'= 0,20 m de rayon 0,06 m : a) avant explosion, b) 749.91 µs après explosion

Afin de valider les données issues des visualisations, le temps d'arrivée ( $t_a$ ) de l'onde à l'aide des images enregistrées a été comparé aux temps d'arrivée enregistrés à partir des capteurs de pression en fonction de la distance par rapport au centre de la charge ( $d$ ). Les distances ainsi que les temps d'arrivée sont réduits à la racine cubique de l'énergie. Cette réduction facilite la représentation de toutes les campagnes sur le même graphique.

$$\text{Distance réduite : } \lambda = \frac{d}{E_{\text{gaz}}^{1/3}} \left( \text{m. MJ}^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (3.3)$$

$$\text{Temps d'arrivée réduit : } t_a^* = \frac{t_a}{E_{\text{gaz}}^{1/3}} \left( \text{ms. MJ}^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (3.4)$$

Ces temps d'arrivée sont représentés sur la figure 3-5 en fonction de la distance réduite  $\lambda$ . Ces mesures proviennent des signaux de surpressions et des visualisations et ont été comparées entre elles. Pour une source donnée constituée du couple (HOB ;  $R_0$ ), les temps d'arrivée obtenus par les mesures de pression se superposent avec les temps d'arrivée issus de la visualisation. Cette étape permet de valider l'étalonnage chronométrique entre les deux dispositifs de mesure : surpression et enregistrement vidéo. Les temps d'arrivée issus de la visualisation ont été mesurés à l'aide de la

calibration des images précisée précédemment et de la position de l'onde sur le plan réflecteur, ce qui permet de valider l'étalonnage spatial. Pour les mesures de temps d'arrivée issus, à la fois de la visualisation et des capteurs de pression, l'écart type a été calculé et ainsi le pourcentage d'erreur est inférieur à 3%.

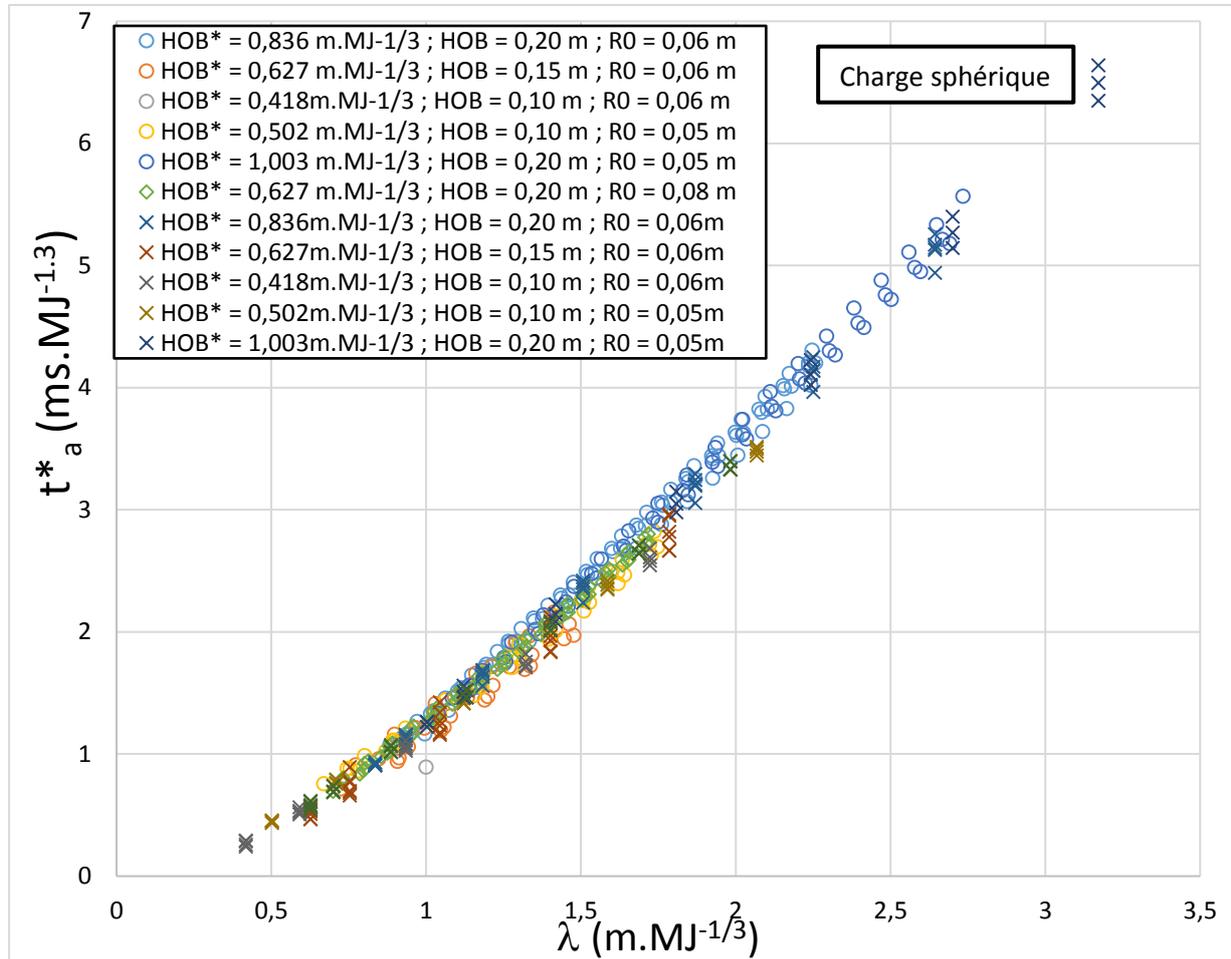


Figure 3-5 Comparaison des temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite issus de la visualisation(o) et par les mesures obtenues avec les capteurs de pression (x)

### 3.2.2 Analyse des résultats avec une charge sphérique

Sur la figure 3-6, est représentée l'évolution de la hauteur du pied de Mach  $h_M$ , par hauteur d'explosion HOB et rayon de charge  $R_0$ , en fonction de la distance au sol. La distance au sol  $d_{sol}$  est définie comme la distance de mesure à l'hypocentre. Ces évolutions sont représentées pour les différentes altitudes HOB de charges explosives expérimentées. Cette figure permet de mettre en avant les effets de plusieurs paramètres. Le premier paramètre est l'influence de la hauteur d'explosif à rayon de charge constant, trois campagnes à rayon de charge  $R_0 = 0,06$  m aux altitudes de 0,10 m ; 0,15 m et 0,20 m sont représentées. Le second paramètre est l'influence du rayon de charge à une altitude constante. Ces dernières sont représentées par des carrés pour une hauteur d'explosion de 0,10 m puis par des triangles pour une hauteur de 0,20 m.

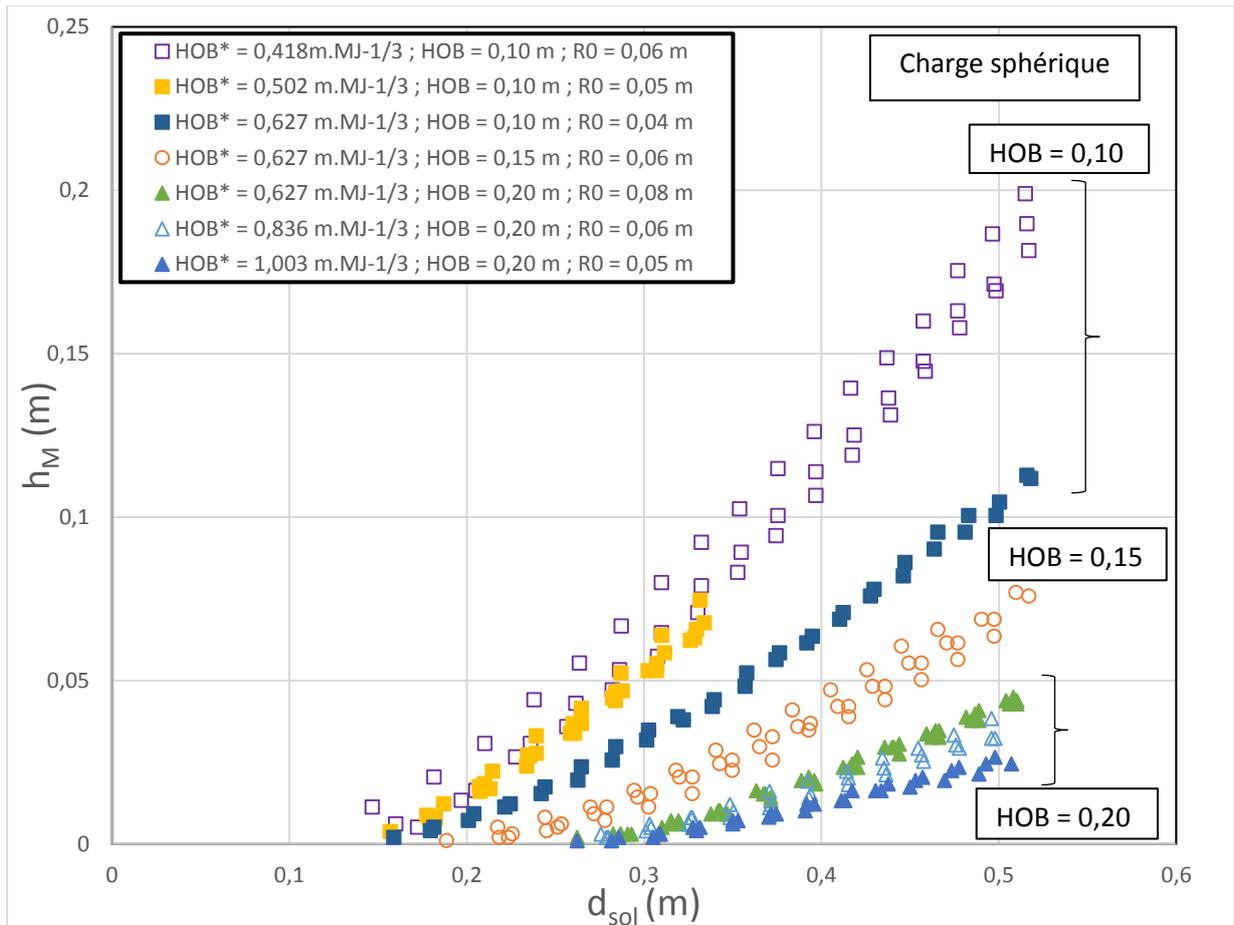


Figure 3-6 Evolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance sol par HOB dans le cas des charges explosives sphériques

La figure 3-6 montre qu'à rayon de charge constant, plus la hauteur d'explosion est faible, plus le pied de Mach tant à se former rapidement. Il est bien souligné qu'à une distance au sol  $d_{sol}$  fixée, la taille du pied de Mach est plus élevée lorsque la charge explosive est plus proche du sol.

De plus à une HOB fixe, plus le rayon de la charge  $R_0$  est grand plus la hauteur  $h_M$  du pied de Mach augmente à une distance au sol fixée. Le pied de Mach tend à apparaitre au même endroit sur la surface quel que soit le rayon de la charge utilisée.

La même analyse de résultats a déjà été produite pour des charges allant de un à plusieurs kilogrammes de TNT et de gaz (Kinney (1984), Needham (2010), Leete (2015), Boutiller (2017)) sur un champ de mesures allant de un jusqu'à des centaines de mètres. L'approche et les résultats proposés sont très encourageants pour l'étude des ondes de choc en laboratoire. Les charges gazeuses mises en jeu lors des différents tests sont des sphères ne dépassant pas la dizaine de centimètres de rayon, pour une plage de mesures sur plusieurs dizaines de centimètres.

Pour chacune des campagnes de tirs effectuées, des mesures de surpression  $\Delta P^+$  ont été réalisées au niveau du sol. L'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol est représentée sur deux figures afin d'avoir une meilleure visibilité. La figure 3-7 représente l'évolution de la surpression réfléchie pour les trois hauteurs d'explosion pour un rayon  $R_0 = 0,06$  m, tandis que la figure 3-8 met en évidence l'influence du rayon à une HOB constante, ici de 0,20 m.

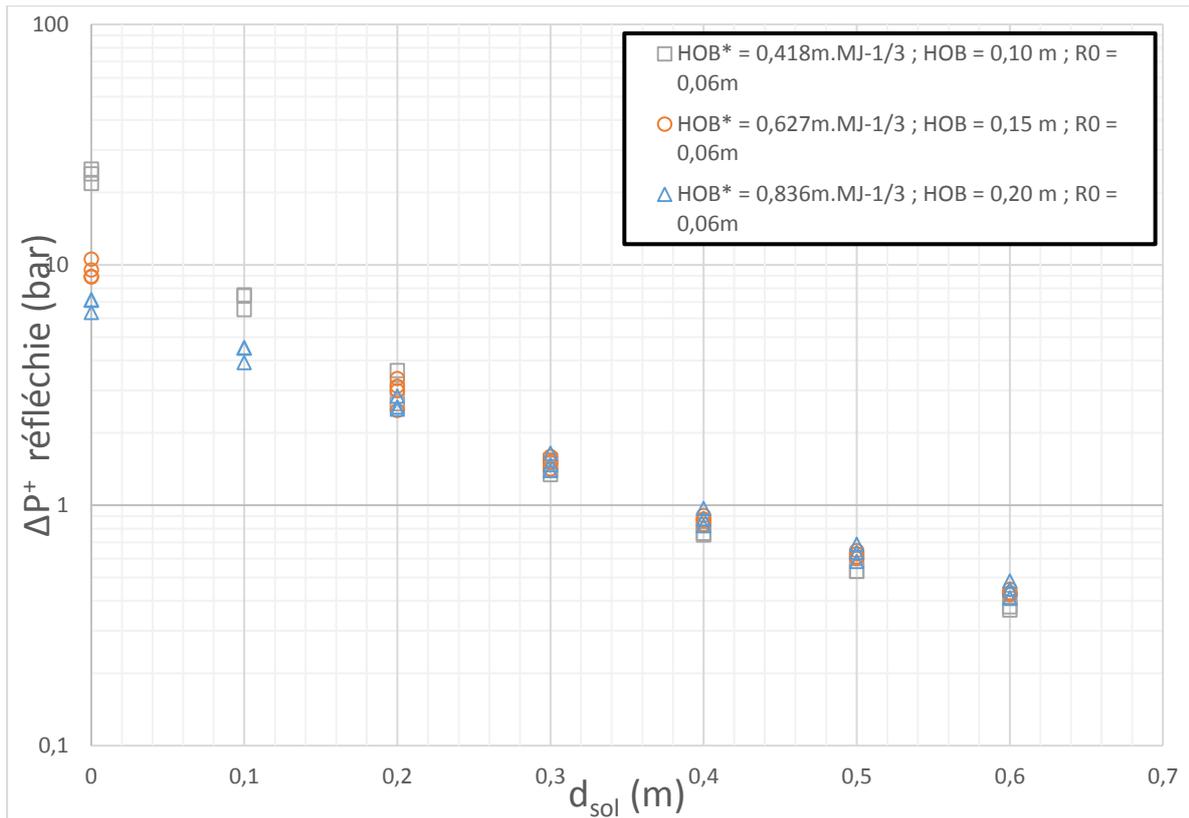


Figure 3-7 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol par HOB dans le cas des charges explosives sphériques concernant  $R_0 = 0,06\text{ m}$  pour des HOB = 0,10m ; 0,15 m ; 0,20 m

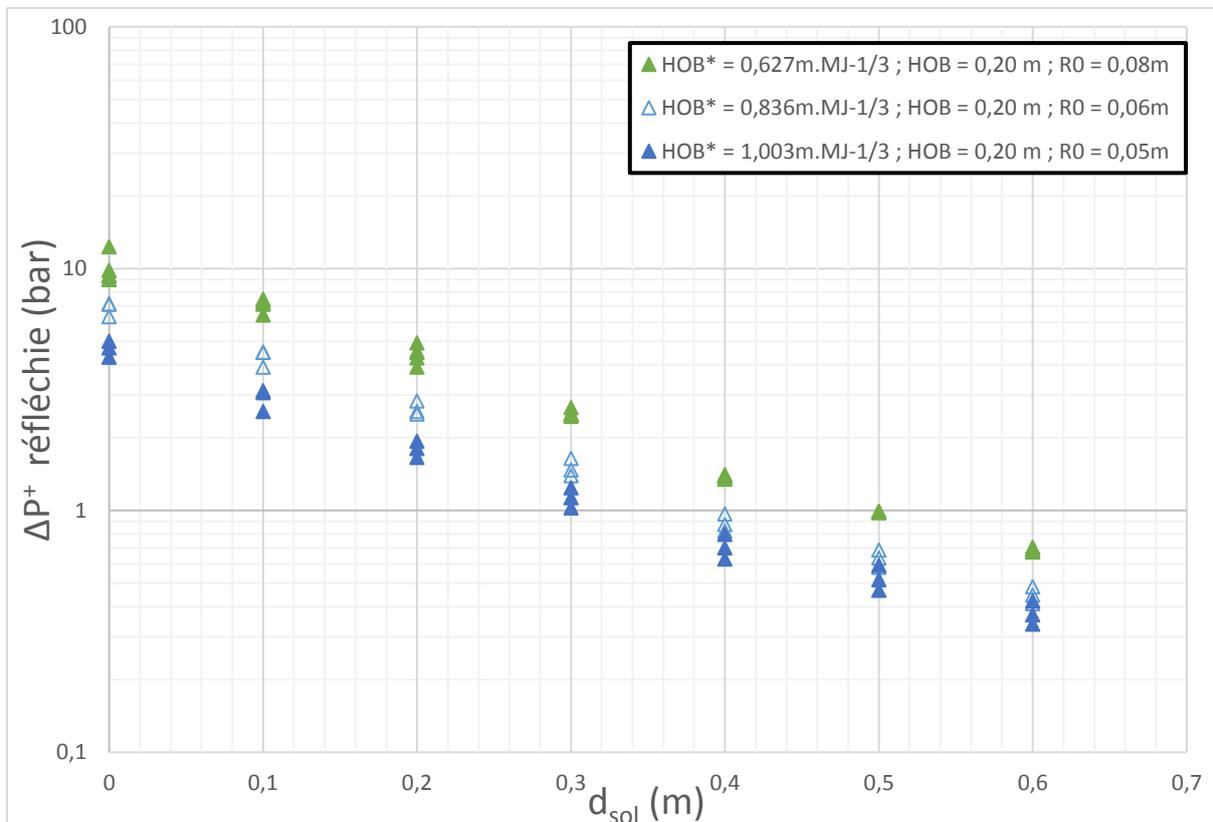


Figure 3-8 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol dans le cas des charges explosives sphériques concernant une HOB = 0,20 m pour  $R_0 = 0,08\text{ m}$  ; 0,06 m ; 0,05 m

La figure 3-7 permet de connaître l'influence de la hauteur de l'explosion sur la surpression réfléchi. Il est observé qu'en deçà de la distance au sol de 0,30 m, plus la charge est proche du sol plus la surpression réfléchi est élevée. Au-delà de cette distance au sol, la surpression est plus élevée pour une hauteur d'explosion plus éloignée du sol. Cette distance correspond à la naissance d'une réflexion de Mach pour une HOB = 0,20 m et un  $R_0 = 0,06$  m. La figure 3-8 donne l'évolution de la surpression réfléchi au sol à une altitude constante de 0,20 m avec un volume de charge variable. Plus le volume de la charge est grand (i.e  $R_0$ ) plus la surpression réfléchi est élevée. Le pied de Mach apparaissant à la même distance au sol, aucun changement sur l'évolution de la surpression réfléchi n'est souligné entre les trois campagnes.

Les expériences réalisées pour les couples  $\{(HOB=0,10m ; R_0=0,04m) ; (HOB=0,15m ; R_0=0,06m) ; (HOB=0,20m ; R_0=0,08m)\}$  respectent la loi de similitude de Hopkinson (1915). Ces trois expériences sont donc en théorie strictement équivalentes. En fonction de la distance au sol, les mesures d'évolution de la hauteur du pied de Mach en figure 3-9 et de la pression au sol en figure 3-10, permettent d'évaluer si la similitude est bien reproduite expérimentalement. La taille du pied de Mach et la distance au sol sont alors réduites en énergie selon la loi de Hopkinson.

$$\lambda_{sol} \left( m \cdot MJ^{-\frac{1}{3}} \right) = \frac{d_{sol}}{E_{gaz}^{1/3}} \quad (3.5)$$

$$h_M^* \left( m \cdot MJ^{-\frac{1}{3}} \right) = \frac{h_M}{E_{gaz}^{1/3}} \quad (3.6)$$

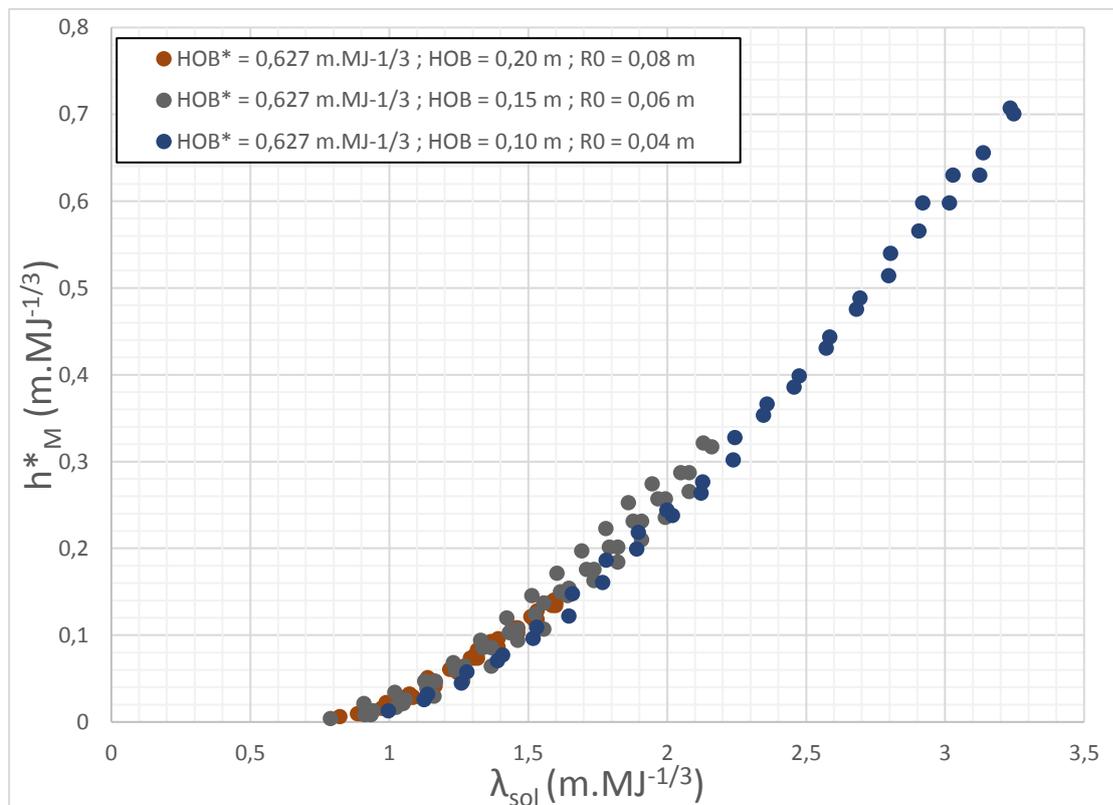


Figure 3-9 Evolution de la hauteur du pied de Mach pour une HOB réduite de  $0,627 m \cdot MJ^{-1/3}$

La figure 3-9 montre que la loi de similitude est bien reproduite par les trois expériences puisqu'en échelle réduite les mêmes évolutions des hauteurs de pied de Mach sont observées. De légères variations ont été constatées et entre dans l'incertitude de mesures et demeurent acceptables. On note également que pour une taille de banc expérimental donné, le fait de travailler avec une charge plus réduite permet évidemment d'explorer une zone d'effet et de développement du pied de Mach plus importante. Ces résultats montrent qu'il est possible de travailler avec des charges de petite énergie dont les effets sont représentatifs d'une charge de plus grande énergie. Il est donc possible de prédire l'évolution d'un pied de Mach avec une charge de volume quelconque, à partir d'expériences réalisées à échelle de laboratoire et de la loi de similitude de Hopkinson.

En toute rigueur pour les évolutions de ces deux indicateurs mécaniques, hauteur de pied de Mach et pression au sol, on devrait trouver respectivement figures 3-9 et 3-10, des résultats superposables.

Des essais complémentaires ont été menés et ont permis d'établir un polynôme empirique permettant de connaître la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol et de la HOB. Ce résultat est disponible dans l'annexe A.3.

Cependant pour les mesures d'évolution de la pression au sol de ces trois expériences en similitude énergétique, les conclusions sont plus contrastées que celles avec les hauteurs de pied de Mach. En effet la figure 3-10, en échelle logarithmique, montre que la charge de plus faible rayon présente un décrochement des valeurs de pression par rapport à celles des deux rayons supérieurs. Sur la pression la similitude théorique semble donc bien retrouvée expérimentalement entre les expériences (HOB=0,15m ;  $R_0=0,06m$ ) et (HOB=0,20m ;  $R_0=0,08m$ ) mais moins avec celle à (HOB=0,10m ;  $R_0=0,04m$ ).

Vu la cohérence observée sur les évolutions de pied de Mach, cette différence est attribuée à des mesures de surpression moins précises du cas avec le plus faible rayon de charge. Expérimentalement le meilleur compromis entre petitesse de la charge et vérification de la similitude est donc le couple (HOB=0,15m ;  $R_0=0,06m$ ).

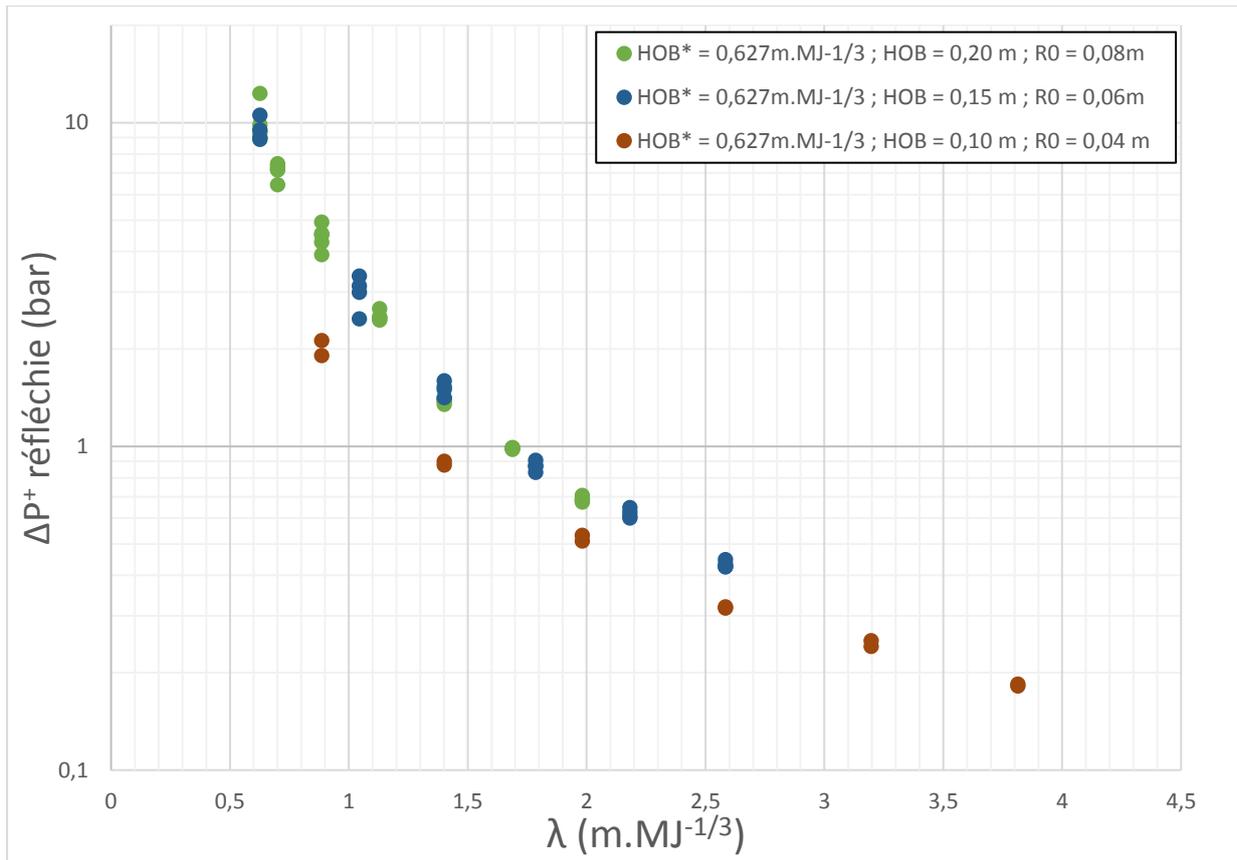


Figure 3-10 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol pour une charge explosive sphérique à HOB\* constante

Ecart type (%)	HOB = 0,10 m		HOB = 0,15 m		HOB = 0,20 m	
	H <sub>m</sub>	ΔP	H <sub>m</sub>	ΔP	H <sub>m</sub>	ΔP
R <sub>0</sub> = 0,04 m	6,0%	2.79%				
R <sub>0</sub> = 0,05 m	9.9%	8.59%			14.6%	10.05%
R <sub>0</sub> = 0,06 m	23,7%	7.98%	17.5%	5.80%	15,4%	6.81%
R <sub>0</sub> = 0,08 m					14.5%	4.95%

Tableau 3-2 Ecart types sur le développement du pied de Mach et des surpressions réfléchies lors des essais avec des charges sphériques

Le tableau 3-2 présente le pourcentage d'erreur sur la mesure de pied de Mach issue des visualisations d'une part, et sur la surpression obtenue via les capteurs de pression d'autre part, pour chaque campagne de tirs. Les écarts types traduisent à la fois l'erreur sur la mesure (de deux pixels comme précédemment définie), et la dispersion des résultats des hauteurs de pied de Mach.

### 3.2.3 Comparaison des deux configurations géométriques

Une fois la hauteur du point triple caractérisée pour une charge sphérique donnée, ces résultats ont été comparés à ceux issus de la seconde configuration. Celle-ci met en œuvre la détonation d'une charge cette fois hémisphérique et posée sur un plan supposé réflecteur. Elle génère une onde de choc à une distance réglable, HOB, d'un plan vertical (plan-mur). Deux campagnes de tirs ont été réalisées et comparées entre elles, avec le même rayon de charge de  $R_0 = 0,06$  m et deux HOB expérimentées à 0,10 m et 0,20 m soit un total de quatre expériences. A charge  $R_0$  et HOB données, chaque configuration doit en théorie donner les mêmes surpressions et les mêmes évolutions de point triple.

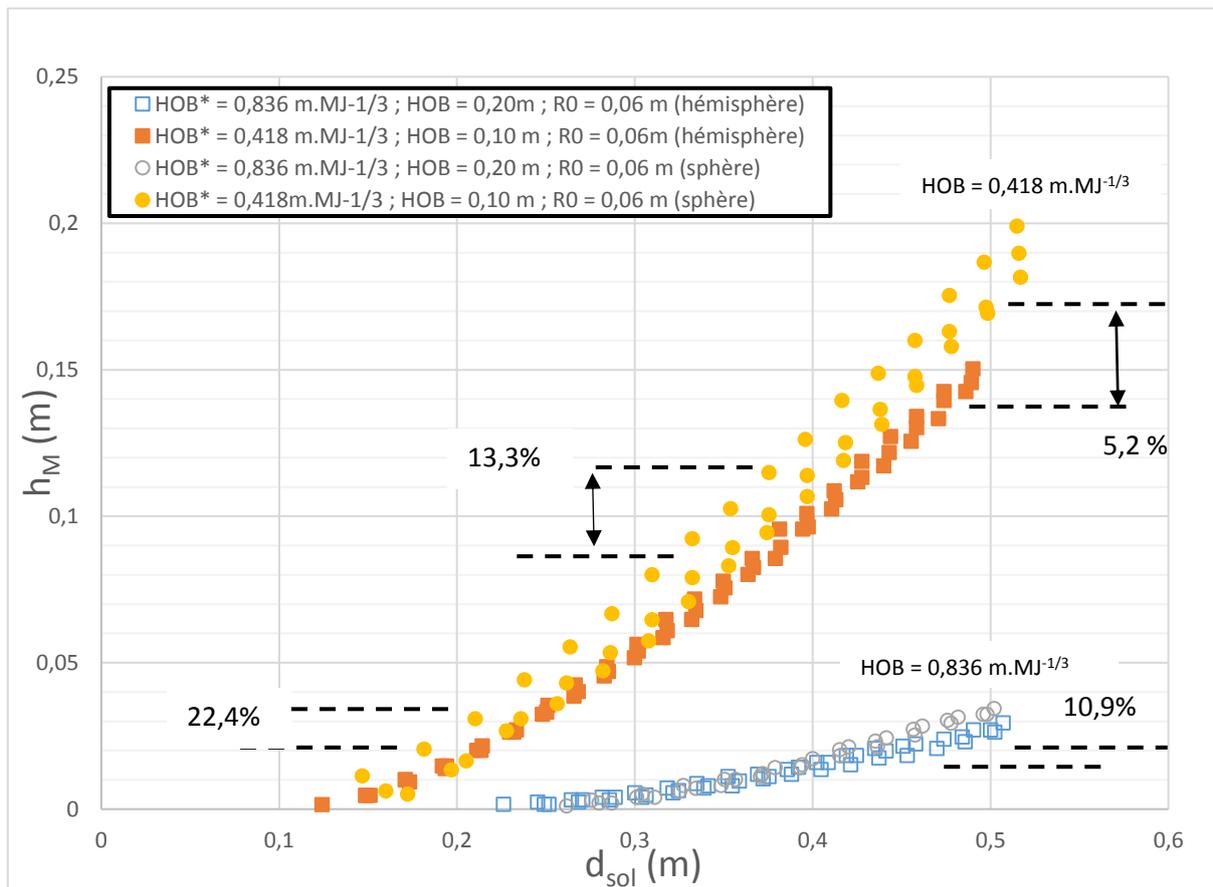


Figure 3-11 Comparaison de l'évolution de la hauteur du pied de Mach en fonction de la distance au sol entre une charge explosive sphérique et hémisphérique de rayon 0,06 m à une HOB de 0,2 m et 0,1 m

Pour les deux couples  $R_0$  et HOB, la figure 3-11 montre une assez bonne concordance sur les évolutions de la hauteur du point triple entre les deux approches géométriques, celle sphérique et celle hémisphérique. Les faibles écarts observés sont probablement à attribuer au caractère non parfaitement réflecteur des surfaces, une partie de l'énergie de la charge serait ainsi absorbée. Cet effet est d'autant plus marqué que la pression exercée sur le plan est importante ce qui est le cas de la configuration hémisphérique puisqu'en contact direct avec celui-ci. Cette hypothèse est confortée avec les tendances observées précédemment puisque les hauteurs de pied de Mach des cas hémisphériques sont globalement en-dessous des cas sphériques.

Enfin dans le cas à HOB = 0,10 m, on note une plus grande dispersion des positions du point triple du cas sphérique par rapport au cas hémisphérique. Ceci n'est pas expliqué actuellement, mais peut être considéré comme lié à une incertitude de mesure demeure néanmoins acceptable.

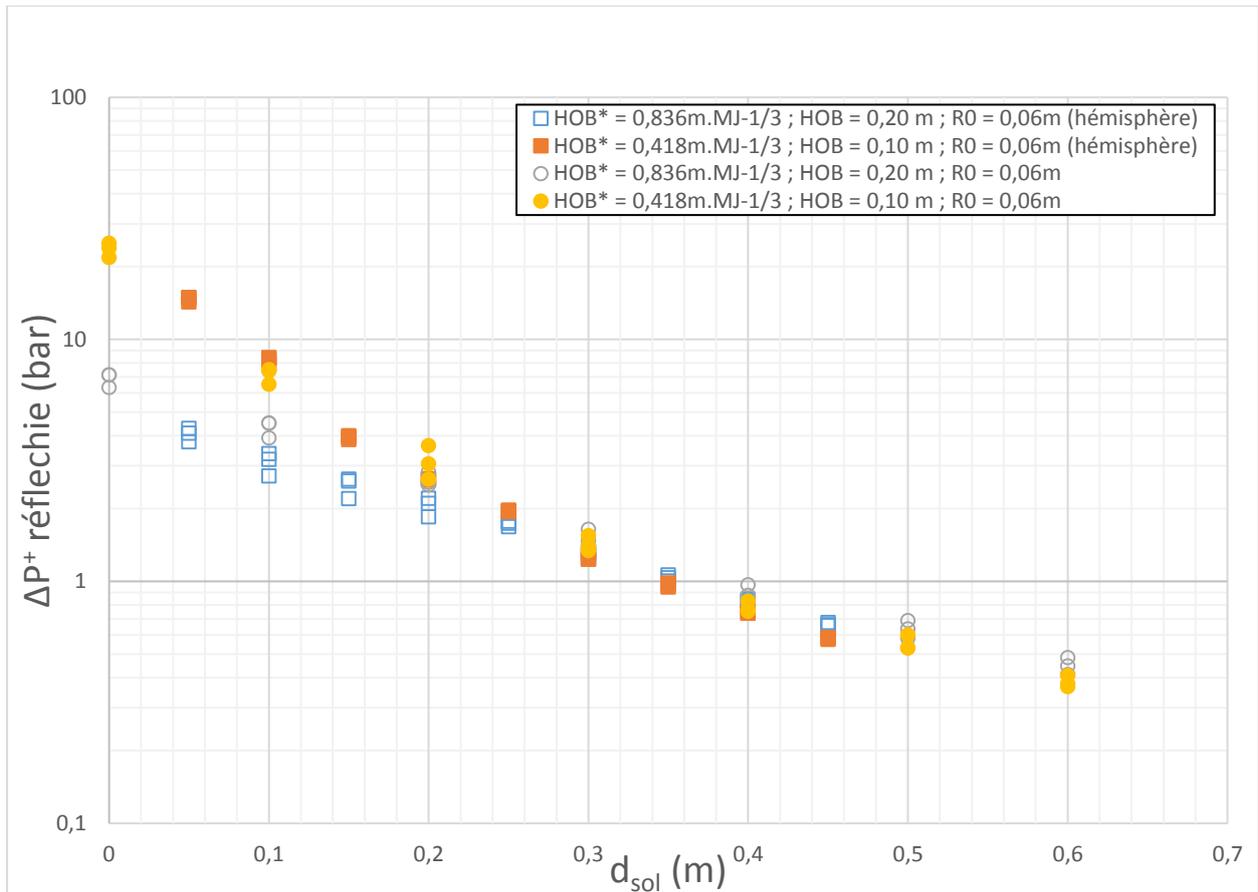


Figure 3-12 Comparaison de l'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol entre une charge explosive sphérique et hémisphérique de rayon 0,06 m à une HOB de 0,2 m et 0,1 m

Les mêmes comparaisons que pour l'évolution du pied de Mach sont effectuées sur l'évolution de la pression au sol.

La figure 3-12 présente l'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol pour les deux approches géométriques et toujours pour les deux mêmes couples (HOB = 0,10m ;  $R_0 = 0,06m$ ) et (HOB = 0,20m ;  $R_0 = 0,06m$ ). Pour la HOB la plus élevée on constate une correspondance très satisfaisante. Pour celle la plus faible en revanche on note que les pressions issues de la source hémisphériques sont un peu plus faibles que celles issues de la source sphérique.

La comparaison entre les deux configurations a montré que les hauteurs du point triple sont plus faibles pour une charge gazeuse explosive hémisphérique sur plan réflecteur, comparativement à une charge sphérique au-dessus d'un plan réflecteur. Pour la surpression cela est moins flagrant. Des résultats de la littérature, obtenus à partir de charges explosives beaucoup plus énergétiques que le mélange gazeux mis en œuvre ici, indiquent que les pressions au sol du cas hémisphérique devraient être inférieures. Sur la surpression cette tendance n'est que partiellement visible ici pour les deux couples (HOB,  $R_0$ ) expérimentés. Elle est en effet observée pour la HOB la plus forte mais pas pour celle la plus faible. Cette différence de comportement peut éventuellement s'expliquer par une précision des mesures de pression moindre que celle des hauteurs de point triple.

L'absorption d'énergie par le plan supportant l'hémisphère est probablement faible et les différences en pression plus difficiles à saisir que sur l'évolution de la hauteur du pied de Mach.

### 3.3 Conclusion

L'étude a porté sur la caractérisation d'ondes de choc qui interagissent avec une paroi réfléchissante, dans des conditions qui conduisent à une réflexion de Mach. Une charge gazeuse, composée d'un mélange stœchiométrique de propane-oxygène, est détonée près d'un plan. Ce plan est supposé mécaniquement parfaitement indéformable. L'onde de choc générée se réfléchit ensuite sur ce plan situé à une distance notée HOB. Les conditions de charge et de HOB expérimentées sont choisies telles qu'une réflexion irrégulière dite onde de Mach apparaisse. Ces travaux ont eu pour but de déterminer l'évolution de la hauteur du pied de Mach sur le plan réflecteur et les pressions sur le sol (où se développe le pied de Mach) associées. Deux approches expérimentales différentes, mais géométriquement identiques, ont été mises en œuvre. Les résultats obtenus par ces deux approches, en surpression et en évolution de la hauteur de pied de Mach, ont ainsi pu être comparées.

Dans la première configuration la charge explosive est contenue dans un ballon de baudruche sphérique disposé, à une distance HOB, au-dessus d'une paroi plane et réfléchissante sur laquelle se développe le pied de Mach. Dans la deuxième, la charge explosive est contenue dans une bulle de gaz hémisphérique posée sur un plan réflecteur et en présence d'une paroi verticale, supposée réfléchissante, située à la même distance HOB que pour la première configuration. Cette paroi est le lieu où se développe le pied de Mach.

Les moyens de mesures mis en œuvre permettent de caractériser l'évolution de l'onde de choc en surpression, de temps d'arrivée et de hauteur de pied de Mach en fonction de la distance. Afin de connaître l'évolution du point triple, une technique de visualisation et de mesure a été mise en place. Cette technique repose sur les principes de l'ombroscopie. Les mesures de surpression et de temps d'arrivée sont obtenues au sol ou, selon la configuration, sur la paroi verticale au moyen de capteurs de pression.

La première configuration a consisté en des essais pour une charge sphérique placée en hauteur, avec des HOB de 0,10 m; 0,15 m et 0,20 m, des rayons de 0,04m ; 0,05 m ; 0,06 m et 0,08 m. Les caractéristiques de l'onde de choc réfléchi sur le sol ont été comparées entre elles. En effet ces expériences ont été définies en respectant la loi de similitude énergétique de Hopkinson. On a donc cherché à évaluer la qualité de réalisation des expériences, mise en œuvre des explosions et des mesures associées, en regard de la similitude théorique attendue. Sur l'évolution des pieds de Mach une bonne concordance a été trouvée. Les résultats sont un peu moins satisfaisants sur l'évolution des pressions au sol pour le rayon de charge le plus faible. Ils sont bien meilleurs pour les deux autres rayons de charge plus élevés.

La deuxième configuration géométrique a fait intervenir une source explosive hémisphérique sur un plan réflecteur et en présence d'une paroi verticale (de distance réglable à la source, HOB) où se développe le pied de Mach. Elle a permis de contribuer à la validation de la méthode d'une source sphérique avec un ballon de baudruche contenant le mélange explosif. En effet les deux configurations sont géométriquement équivalentes, à une rotation de 90° près, et en supposant toutes les parois parfaitement mécaniquement réfléchissantes. Pour pouvoir comparer les résultats avec ces deux approches, les rayons de charges sont choisis identiques et le centre des charges est équidistant au plan réflecteur entre les deux configurations. Les essais ont ainsi été réalisés avec un rayon de charge de 0,06 m et une HOB = 0,10 m puis avec une HOB = 0,20 m afin de traiter deux HOB différentes.

Les hauteurs de pied de Mach mesurées ont montré des écarts relativement faibles entre une charge sphérique et une charge hémisphérique et une tendance qui montre que les hauteurs sont plus faibles dans le cas hémisphérique à charge et HOB donnée.

Ceci peut s'expliquer par l'absorption d'une petite partie de l'énergie délivrée par la source hémisphérique au plan qui la supporte. Sur les niveaux de surpression les différences sont moins marquées alors qu'on pouvait s'attendre à des pressions plus faibles dans le cas hémisphérique pour les mêmes raisons. L'absence d'écarts significatifs peut être attribuée à une précision moindre des mesures de pressions par rapport à celles de hauteur de pied de Mach.

## Chapitre 4 - Analyse de dimensionnement

Le but est de dimensionner des expériences en tenant compte des contraintes du laboratoire (taille et sécurité du laboratoire et mise en œuvre d'une source explosive gazeuse) afin d'étudier l'impact d'une onde de souffle incidente directe sur des obstacles. Selon le modèle de Taylor-Sedov (1950), la source de référence à considérer est sphérique, idéalement ponctuelle et génère une onde de souffle. Cette source posée sur un plan supposé mécaniquement parfaitement réfléchissant, génère une onde de souffle sphérique divergente.

Dans la pratique, la source d'intérêt n'est pas ponctuelle car composée soit de TNT, soit de gaz. La source expérimentée au laboratoire est constituée d'un mélange gazeux propane-oxygène à la stœchiométrie. Il s'agit donc de définir des expériences avec ce mélange gazeux qui permettent de générer des maximums de surpressions incidentes (notées  $\Delta P^+$  dans la suite) proches de celles qui seraient obtenues avec du TNT.

Deux mises en condition de la source explosive gazeuse seront considérées. La première correspond à une charge hémisphérique posée sur un sol plan supposé parfaitement réflecteur, et la deuxième à une charge cette fois-ci sphérique et placée à une distance HOB (Height Of Burst) au-dessus d'un plan également réflecteur. Pour cette deuxième configuration, le choix de la valeur de la charge et de la HOB associée sera tel qu'une onde de Mach devra se développer sur le sol réflecteur.

### Source hémisphérique au sol :

L'énergie de la source d'intérêt est arbitrairement choisie comme étant constituée d'un hémisphère de 0,5 kg de TNT posé sur un plan supposé mécaniquement parfaitement réfléchissant. Les conditions de mise en œuvre expérimentale avec une charge de gaz sont cherchées pour obtenir des surpressions incidentes à l'attaque des obstacles dans une gamme allant de 0,02 bar à 3 bar ([0,02 ; 0,05 ; 0,5 ; 1 ; 2 ; 3] bar exactement). Tout comme le plan qui supporte l'explosif, les obstacles sont considérés comme parfaitement réfléchissants mécaniquement. De plus, les obstacles ont un rapport de forme tel que la surpression maximale varie peu sur leurs épaisseurs.

Expérimentalement, les ondes de choc sont générées par la détonation de charges gazeuses propane-oxygène stœchiométrique. La valeur énergétique de la charge gazeuse est exprimée par commodité dans la suite en rayon initial  $R_0$  de la base de l'hémisphère. Elle est définie de telle sorte que la même surpression incidente  $\Delta P^+$  est générée à la même distance du centre de la charge que dans le cas d'une charge de TNT de 0,5 kg. En suivant cette démarche, un rayon de gaz différent est donc défini pour chaque valeur de surpression incidente  $\Delta P^+$  souhaitée.

Afin de déterminer l'évolution des pressions incidentes générées pour des charges sphériques en champ libre, les polynômes de Kinney-Graham (1985) pour le TNT et de Sochet-Maillot (2018) pour le gaz sont utilisés. Ces polynômes ont été introduits précédemment afin de montrer la décroissance du niveau de surpression en fonction de la distance de propagation de l'onde de souffle. Les charges hémisphériques étant posées sur un plan supposé de symétrie, cela revient donc à considérer une charge sphérique d'énergie double en champ libre.

### Source sphérique au-dessus du sol :

L'énergie de la source d'intérêt est arbitrairement choisie comme étant constituée d'une sphère de 1 kg de TNT placée à une HOB de 1 m au-dessus d'un plan supposé mécaniquement parfaitement réfléchissant. Les conditions de mise en œuvre expérimentale avec une charge de gaz sont recherchées, pour obtenir des surpressions au sol à l'attaque des obstacles, qui soient les plus proches de celles de la source avec du TNT.

La valeur énergétique de la charge gazeuse est exprimée par commodité dans la suite en rayon initial  $R_0$  de la sphère. Elle est associée à une hauteur d'explosion, HOB, qui n'est pas nécessairement la même que la source d'intérêt au TNT. En effet le couple ( $R_0$  ; HOB) est défini de telle sorte que la surpression réfléchie au sol, fonction de la distance d'effets  $d_{sol}$ , approche au mieux celle du cas avec une charge de TNT de 1 kg à HOB = 1 m. En suivant cette démarche, un couple unique constitué d'un rayon de gaz et d'une HOB peut ainsi être défini.

Enfin, pour chaque source (hémisphérique et sphérique), une fois le rayon initial de la charge gazeuse équivalent calculé, et la HOB à expérimenter déterminée dans le cas sphérique, sont ensuite caractérisés les facteurs de réduction d'échelle à appliquer aux obstacles, afin de rendre compatibles le projet d'expérimentation aux contraintes du laboratoire.

## 4.1 Cas des charges explosives au sol

### 4.1.1 Equivalence énergétique TNT-Gaz

Puisqu'une charge hémisphérique sur un sol plan équivaut à une charge sphérique de même rayon en champ libre, il faut tout d'abord définir la charge de gaz équivalente à un kilogramme de TNT afin d'avoir le même maximum de surpression incidente  $\Delta P^+$  à la même distance  $R$  du centre de la charge.

Pour cela, on utilise le polynôme de Kinney-Graham (1985) qui donne l'évolution de  $\frac{\Delta P^+}{P_0}$  en fonction de la distance réduite  $Z$  par masse de TNT ( $M_{TNT}$ ) pour une charge sphérique. Cette évolution est représentée figure 4-1.  $\Delta P^+$  représente sa surpression positive telle  $\Delta P^+ = P_1 - P_0$ .

$$\frac{\Delta P^+}{P_0} = \frac{808 * [1 + (\frac{Z}{4,5})^2]}{\sqrt{[1 + (\frac{Z}{0,048})^2] * [1 + (\frac{Z}{0,32})^2] * [1 + (\frac{Z}{1,35})^2]}} \quad (4.1)$$

$$0,053 \text{ m. kg}_{TNT}^{-1/3} < Z < 500 \text{ m. kg}_{TNT}^{-1/3}$$

$$Z = \frac{d}{m_{TNT}^{1/3}} \quad (4.2)$$

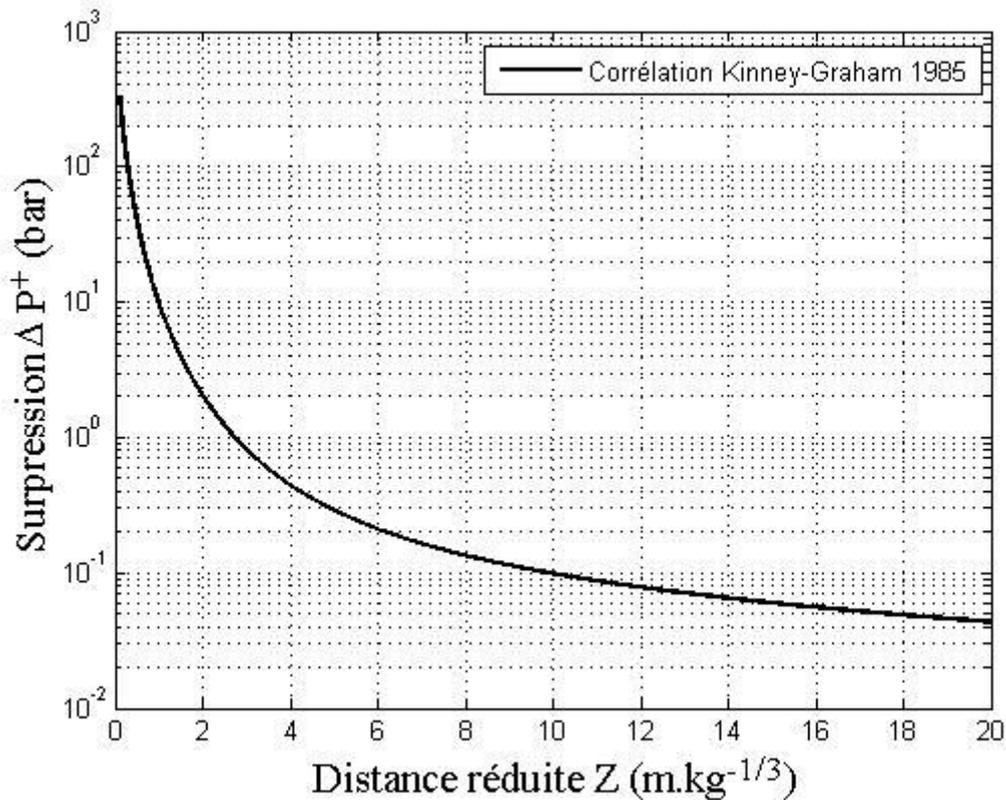


Figure 4-1 Corrélation de Kinney-Graham (1985) entre  $Z=0,1 \text{ m.kg}^{-1/3}$  et  $Z=20 \text{ m.kg}^{-1/3}$

Le même type de loi,  $\Delta P^+ = f(d)$ , est nécessaire pour prédire l'évolution de la surpression incidente en fonction de la distance pour une source explosive de propane-oxygène à la stœchiométrie. La corrélation Sochet-Maillot (2018) (équation 2.6 et rappelée 4.3) est utilisée et repose sur des essais réalisés au laboratoire. Cette relation permet de connaître la surpression incidente  $\Delta P^+$  avec une charge gazeuse hémisphérique convertie en charge sphérique, par symétrie du plan de table. La surpression est exprimée cette fois-ci en fonction de la distance réduite  $\lambda$  par énergie (MJ). L'évolution de la surpression en fonction de  $\lambda$  est représentée figure 4-2.

Corrélation Sochet-Maillot (2018) :

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = -0,0133 - 1,7103 \ln(\lambda) + 0,111 * [\ln(\lambda)]^2 \quad (4.3)$$

$$0,4 \text{ m.MJ}^{-\frac{1}{3}} \leq \lambda \leq 19,2 \text{ m.MJ}^{-\frac{1}{3}}$$

Avec  $\lambda$  la distance radiale réduite définie par:

$$\lambda = \frac{d}{E^{1/3}} \quad (4.4)$$

Où  $d$  (m) représente la distance d'effet depuis le centre de la charge, à la surpression étudiée et  $E$  (MJ) l'énergie libérée lors de la détonation de la charge explosive.

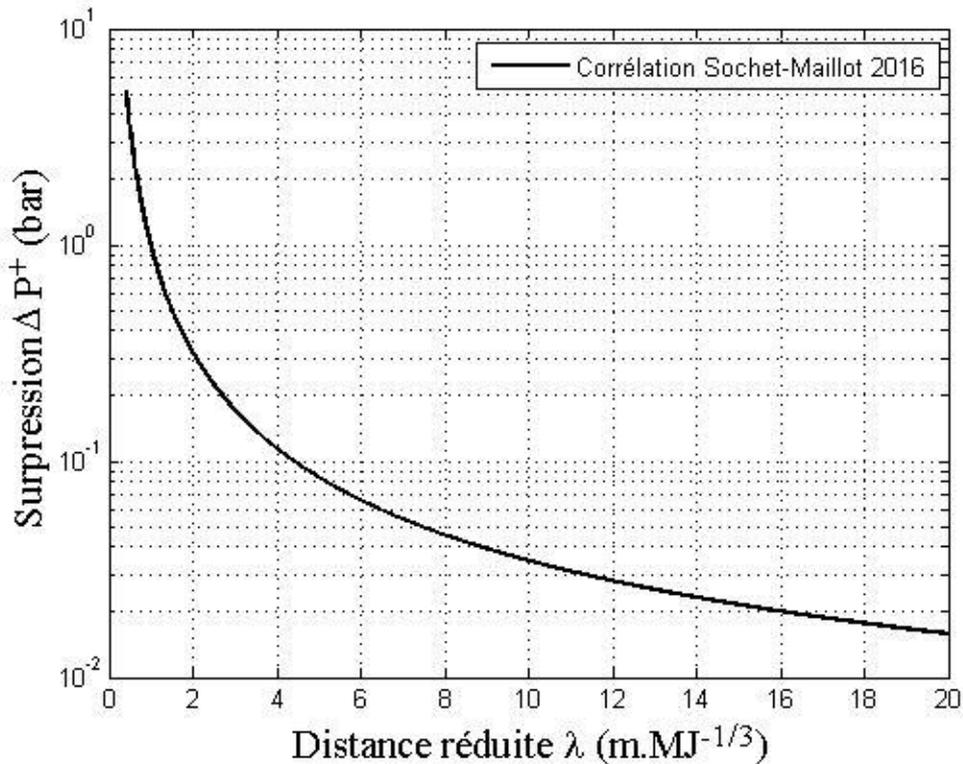


Figure 4-2 Corrélation de Sochet-Maillot (2018) entre  $\lambda = 0,4 \text{ m.MJ}^{-1/3}$  et  $\lambda = 20 \text{ m.MJ}^{-1/3}$

La corrélation de Kinney-Graham (1985) a été tracée (figure 4-3) pour  $m_{\text{TNT}} = 1 \text{ kg}$ . Elle est comparée à celle de Sochet-Maillot (2018) pour une équivalence énergétique à 1 kg de TNT. La valeur énergétique pour une détonation d'1 kg de TNT est de  $E_{\text{TNT}} = 4,184 \text{ MJ}$ . Sachant cela, il est possible de revenir au rayon d'une charge de gaz  $R_0$  de la même énergie. En considérant que l'énergie volumique de la détonation du mélange stœchiométrique propane/oxygène est  $E_v = 15,14 \text{ MJ.m}^{-3}$ . Cette énergie est calculée à partir de l'enthalpie de la réaction via les enthalpies de formation de chaque espèce. Elle est rapportée par unité de volume de la charge, aux conditions normales de température et de pression.

L'énergie de détonation d'une charge gazeuse s'exprime :

$$E_{\text{gaz}} = \frac{4}{3} * \pi * R_0^3_{\text{gaz}} * E_v \quad (4.5)$$

D'où :

$$R_0_{\text{gaz}} = \left( \frac{3}{4 * \pi} * \frac{E_{\text{gaz}}}{E_v} \right)^{1/3} \quad (4.6)$$

Pour une énergie de  $E_{\text{TNT}} = E = 4,184 \text{ MJ}$ , le rayon de la charge gazeuse est donc  $R_0 = 0,404 \text{ m}$ .

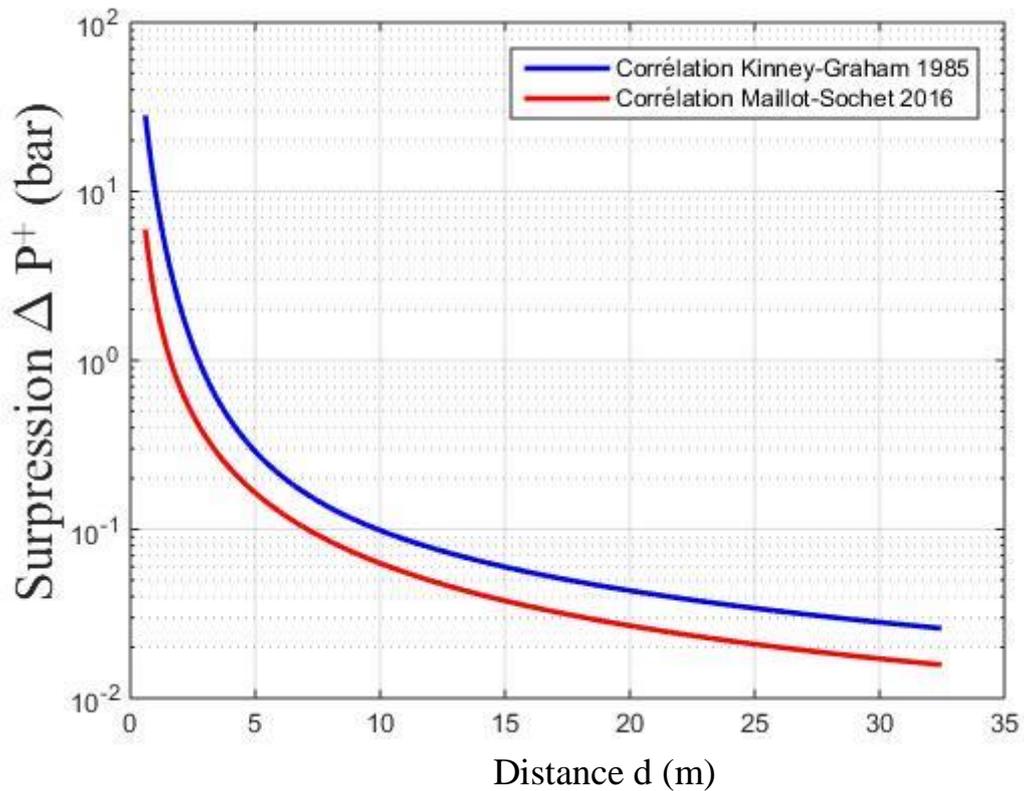


Figure 4-3 Corrélation de Sochet-Maillot (2018) et Kinney-Graham (1985) pour 1 kg de TNT dans le domaine de validité de Sochet-Maillot(2018)

Pour dimensionner les essais expérimentaux à réaliser, une équivalence entre une charge de 1 kg de TNT et une charge de gaz doit être réalisée. Cependant, comme le montre la figure 4-3 précédente, les courbes ne se sont ni parallèles entre elles ni ne se croisent, sur le domaine représenté. A une surpression donnée, l'équivalence énergétique entre le gaz et le TNT, a minima en un point, est obtenue lorsqu'on a au moins un point d'intersection entre les deux courbes. En conséquence, il faut calculer la modification de charge de gaz nécessaire pour chaque surpression souhaitée qui sont de : 3 bar, 2 bar, 1 bar, 0,5 bar, 50 mbar et 20 mbar. Pour ces surpressions, l'énergie libérée par les détonations des charges gazeuses E peut alors être déterminée. Pour cela, la distance réduite  $\lambda$  est calculée à partir du polynôme inverse Sochet-Maillot (2018) (équation 4.7).

$$\ln(\lambda) = -0,0158 - 0,5742 * \ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) + 0,0343 * \left[\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right)\right]^2 \quad (4.7)$$

La comparaison des distances Z (ou d pour m = 1 kg de TNT) et  $\lambda$  à surpression donnée entre une charge de 1 kg de TNT et une charge de gaz, permet de calculer l'énergie libérée par la détonation de la charge gazeuse (équation 4.4) et d'en déduire le rayon de celle-ci correspondant (équation 4.6).

Surpression $\Delta P^+$ (bar)	d (m)	$\lambda$ (m.MJ <sup>-1/3</sup> )	E (MJ)	Rayon de la charge $R_0$ (m)
3,000	1,693	0,546	29,820	0,778
2,000	2,013	0,6721	26,866	0,751
1,000	2,733	0,984	21,405	0,696
0,500	3,767	1,49	16,241	0,635
0,050	17,578	7,48	12,967	0,589
0,020	41,825	15,727	18,791	0,667

Tableau 4-1 Energies et rayons de charges gazeuses par surpression equivalent à 1kg TNT

Pour les six niveaux de surpressions incidentes souhaités, il faut réaliser autant d'expériences différentes avec du gaz, pour chaque seuil de  $\Delta P^+$  considéré. Les évolutions de la surpression pour la charge gazeuse sont tracées (figure 4-4 et 4-5) non pas en fonction de  $\lambda$  mais en fonction de la distance réelle d (en mètre) telle que  $d = \lambda * E^{1/3}$  pour chacune des énergies calculées (tableau 4-1) et sont comparées à la courbe d'évolution de la surpression en fonction de la distance d (m) pour la référence de 1 kg de TNT. La courbe d'évolution de la surpression est tracée en utilisant la formule de Kinney-Graham (1985) pour une masse de 1 kg (eq 4.1). A titre d'illustration, sont donnés les résultats obtenus pour les surpressions incidentes  $\Delta P^+$  de 1 bar et 0,05 bar et illustrés figures 4-4 et 4-5 respectivement.

Ces figures permettent de lire directement les intersections représentant un équivalent énergétique strict entre le TNT et le mélange gazeux stœchiométrique propane-oxygène à un maximum de surpression de l'onde de choc donnée.

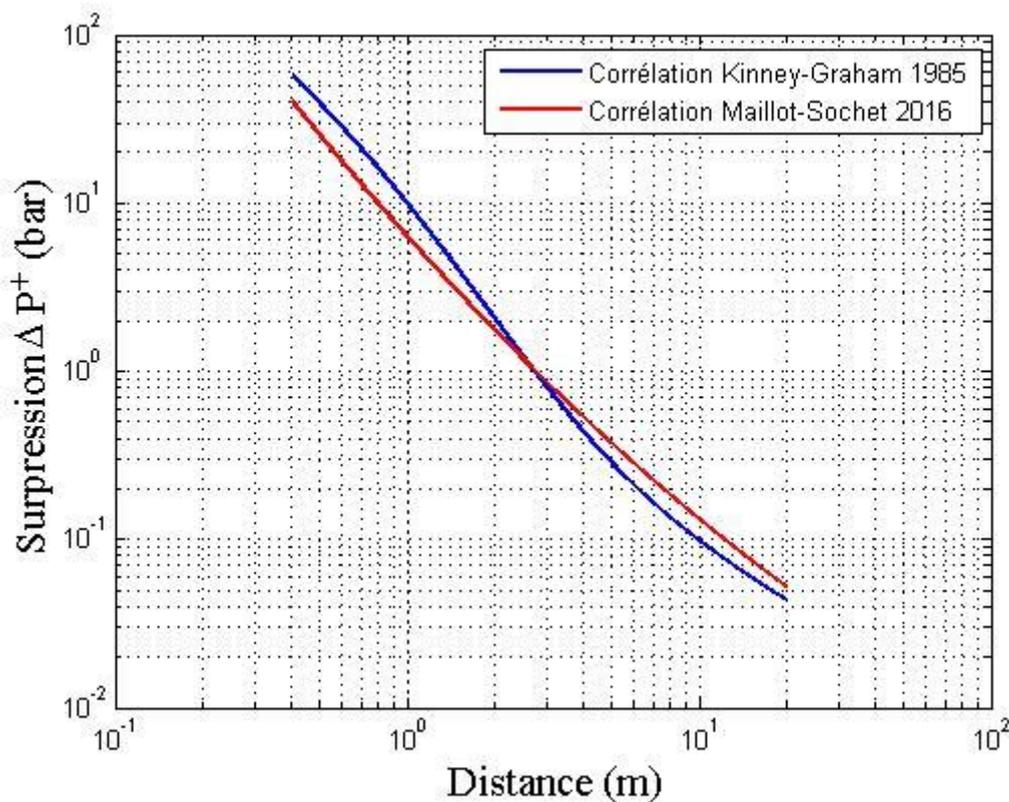


Figure 4-4 Intersection des courbes à 1,0 bar, d = 2,733 m, E=21,426 MJ,  $R_0 = 0,697$  m correspondant à 1 kg de TNT

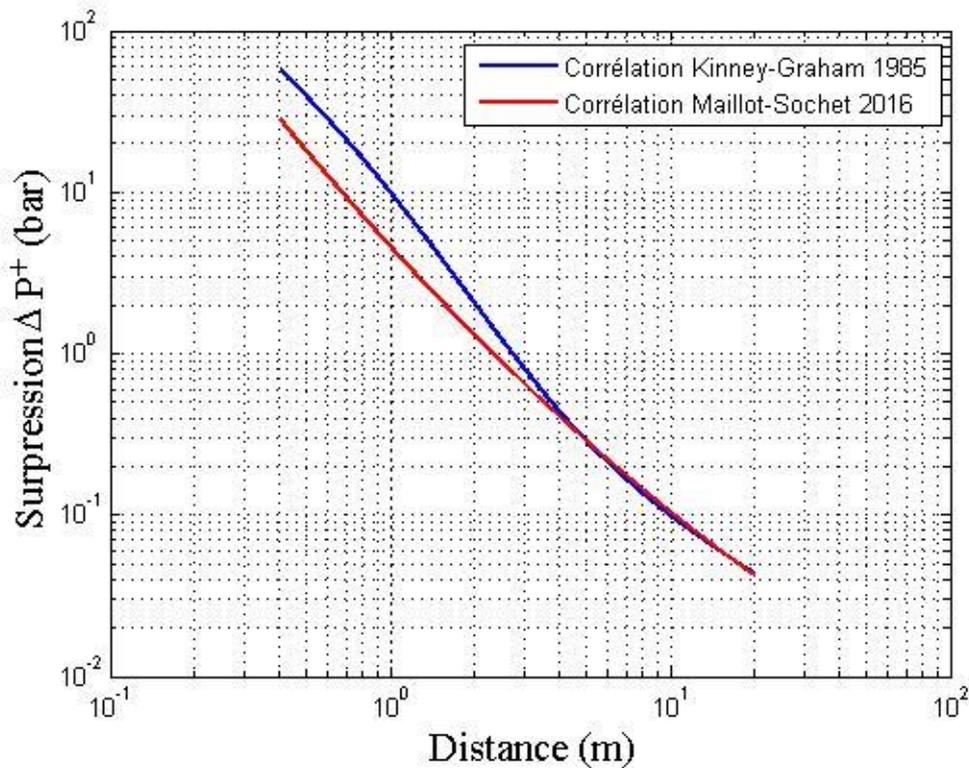


Figure 4-5 Intersection des courbes à 0,05 bar,  $d = 17,58$  m,  $E = 12,978$  MJ,  $R_0 = 0,589$  m correspondant à 1 kg de TNT

On note les résultats intéressants suivants :

- Pour la surpression incidente  $\Delta P^+$  de 1 bar il y a un point d'intersection. A une distance de 1 m, la charge de gaz telle que  $R_0 = 0,696$  m donne bien la même pression à la même distance qu'avec 1 kg de TNT.
- Pour la surpression incidente  $\Delta P^+$  de 0,05 bar, les courbes d'effets de pression sont quasiment superposées entre les distances d'environ 4 m et 20 m. Les charges de gaz et de TNT ainsi définies fournissent les mêmes pressions sur cet intervalle de distances d'effets.

#### 4.1.2 Application à l'échelle de Hopkinson k

Il convient ainsi de réduire les dimensions physiques du modèle pour le rendre compatible aux contraintes du laboratoire : gamme accessible de  $R_0$ , taille de la table d'expérimentation. Pour cela, il suffit de connaître les rayons de charge à échelle 1 (tableau 4-1) et les rayons de charges qui peuvent être expérimentés au laboratoire. Les rapports de ces rayons permettent de calculer le coefficient de réduction d'échelle k d'Hopkinson (équation 4.12). En posant  $E_k$  l'énergie libérée à échelle réduite et  $E_1$  l'énergie libérée par la détonation à échelle supposée 1, il vient :

$$k^3 E_k = E_1 \quad (4.9)$$

D'où en remplaçant le terme d'énergie :

$$E = \frac{4}{3} * \pi * R_0^3 * E_v \quad (4.10)$$

Avec  $R_0$  le rayon de la charge et  $E_v$  l'énergie volumique de la détonation, pour le propane-oxygène à stœchiométrie  $E_v = 15,14 \text{ MJ.m}^{-3}$ , la relation d'Hopkinson précédente devient :

$$k^3 * \frac{4}{3} * \pi * R_{0,k}^3 * E_v = \frac{4}{3} * \pi * R_{0,1}^3 * E_v \quad (4.11)$$

Où  $R_{0,k}$  et  $R_{0,1}$  désignent respectivement les rayons de charge à échelle  $k$  et échelle 1.

Après simplification, cette dernière équation revient à exprimer le facteur d'Hopkinson  $k$  par :

$$k = \frac{R_{0,1}}{R_{0,k}} \quad (4.12)$$

Le tableau 4-2 regroupe les coefficients calculés avec cette méthode. La première colonne rappelle les surpressions incidentes d'intérêt. La seconde colonne donne les rayons de charges gazeuses calculés pour avoir le même couple surpression/distance que pour une charge sphérique de 1 kg de TNT, donc à l'échelle énergétique 1/1 pour les deux natures d'explosif. Enfin les colonnes suivantes présentent les coefficients de réduction énergétique calculés pour deux rayons de charge expérimentables au laboratoire : [0,05 ; 0,06] m (équation 4.12). Il est évident que les deux méthodes donnent les mêmes résultats, ce qu'on retrouve dans les tableaux 4-1 et 4-2.

Surpression $\Delta P^+$ (bar)	$R_{0,1}$ échelle 1 (m)	Coefficient échelle $k$ pour $R_{0,k} = 0,05 \text{ m}$	Coefficient échelle $k$ pour $R_{0,k} = 0,06 \text{ m}$
3,000	0,778	15,56	12,97
2,000	0,751	15,02	12,52
1,000	0,696	13,92	11,60
0,500	0,635	12,70	10,58
0,050	0,589	11,78	9,82
0,020	0,667	13,34	11,12

Tableau 4-2 Coefficients d'échelles calculées par le rapport des rayons des charges gazeuses

A ce stade, on a montré comment développer en laboratoire avec une source explosive gazeuse une onde de souffle dont la surpression incidente  $\Delta P^+ = P_1 - P_0$  serait exactement la même que celle fournie par une source explosive de type TNT à la distance d'effet modulo la réduction d'échelle géométrique par le facteur de similitude de Hopkinson. Les scénarios avec explosif gazeux ainsi définis peuvent tous être expérimentés dans notre laboratoire. A ce stade les ondes de souffle se développent sur un sol plan sans présence d'obstacle à la propagation de celles-ci. On peut maintenant considérer des cas où ces ondes interagissent avec un obstacle.

L'obstacle de référence choisi est constitué d'un mur qui fait face à l'onde de souffle. A échelle 1/1 (pour 1 kg de TNT) sa hauteur vaut 0,05 m et son épaisseur est supposée très inférieure à 0,05 m. Cet obstacle est disposé à une distance d'effet telle que la face avant du mur voit arriver l'onde de souffle, onde incidente directe, avec une des pressions dont on veut évaluer les effets : [0,02 ; 0,05 ; 0,5 ; 1 ; 2 ; 3] bar.

A partir des coefficients d'échelle établis précédemment, les obstacles, à l'échelle des expériences réalisables dans le laboratoire, peuvent être dimensionnés. La taille des obstacles est calculée par :

$$H_k = \frac{H_1}{k} \quad (4.13)$$

Avec  $H_k$  la dimension de l'obstacle à l'échelle du laboratoire,  $k$  le coefficient d'échelle et  $H_1$  la dimension de l'obstacle à échelle 1, soit 0,05 m.

Dans le tableau 4-3 est reportée la dimension de l'obstacle à petite échelle  $H_k$  calculée à partir des coefficients d'échelle déterminés précédemment (tableau 4-2) pour chaque surpression d'intérêt (et distance  $d$  associée) et par rayon de charge expérimentale.

Surpression $\Delta P^*$ (bar)	Distance d'effet $d$ (m) à échelle 1	Dimension maquette $H_k$ pour $R_0 = 0,05$ m			Dimension maquette $H_k$ pour $R_0 = 0,06$ m		
		Facteur $k$	$H_k$ (m)	Distance d'effet (m)	Facteur $k$	$H_k$ (m)	Distance d'effet (m)
3,000	1,693	15,56	0,00321	0,109	12,97	0,00386	0,131
2,000	2,013	15,02	0,00333	0,134	12,52	0,00399	0,161
1,000	2,733	13,92	0,00359	0,196	11,60	0,00431	0,236
0,500	3,767	12,70	0,00394	0,297	10,58	0,00472	0,356
0,050	17,578	11,78	0,00424	1,491	9,82	0,00509	1,790
0,020	41,825	13,34	0,00375	3,136	11,12	0,00450	3,763

Tableau 4-3 Dimension des obstacles pour des charges de gaz à échelle réduite

Une autre contrainte expérimentale à prendre en compte est la taille des capteurs de mesures  $P(t)$ . Les capteurs de pression PCB 113B26 ont une taille de 37,6 mm de long pour un diamètre de 5,54 mm. Il n'est donc pas possible de placer des capteurs sur les obstacles mais seulement à leur amont et à leur aval.

A un rayon de charge de gaz fixé, les coefficients de Hopkinson du tableau 4-3 fournissent les tailles et positions des obstacles, pour que chacun d'entre eux voit arriver sur sa face avant, une onde incidente en surpression crête qui soit celle du modèle de référence de 1 kg de TNT.

Les figures 4-6, 4-7 montrent les positions et les hauteurs des obstacles à mettre en œuvre en fonction des deux rayons de charges gazeuses pouvant être expérimentées au laboratoire.

Il est également figuré les gammes de distances d'effet pour lesquelles il est possible d'instrumenter les mesures de pression  $P(t)$  ce qui tient notamment compte de la longueur de la table d'expérimentation de 2,7 m.

Les figures 4-6, 4-7 permettent aussi de connaître les hauteurs des obstacles à mettre en œuvre en fonction des charges gazeuses pouvant être utilisées au laboratoire. La hauteur, choisie par le CEA, de référence des obstacles, à échelle 1, est de 0,05 m.

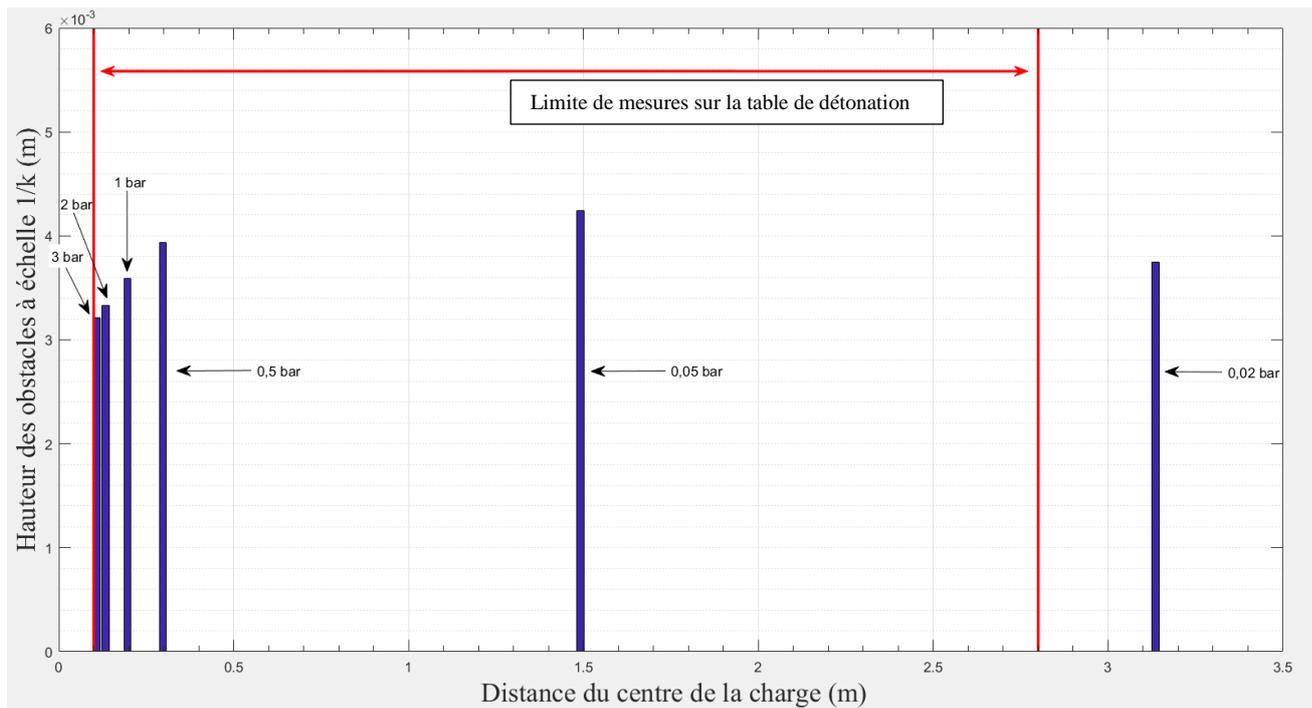


Figure 4-6 Répartition et hauteur des obstacles pour une charge hémisphérique gazeuse de rayon 0,05 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT et un obstacle de hauteur 0,05 m à échelle 1

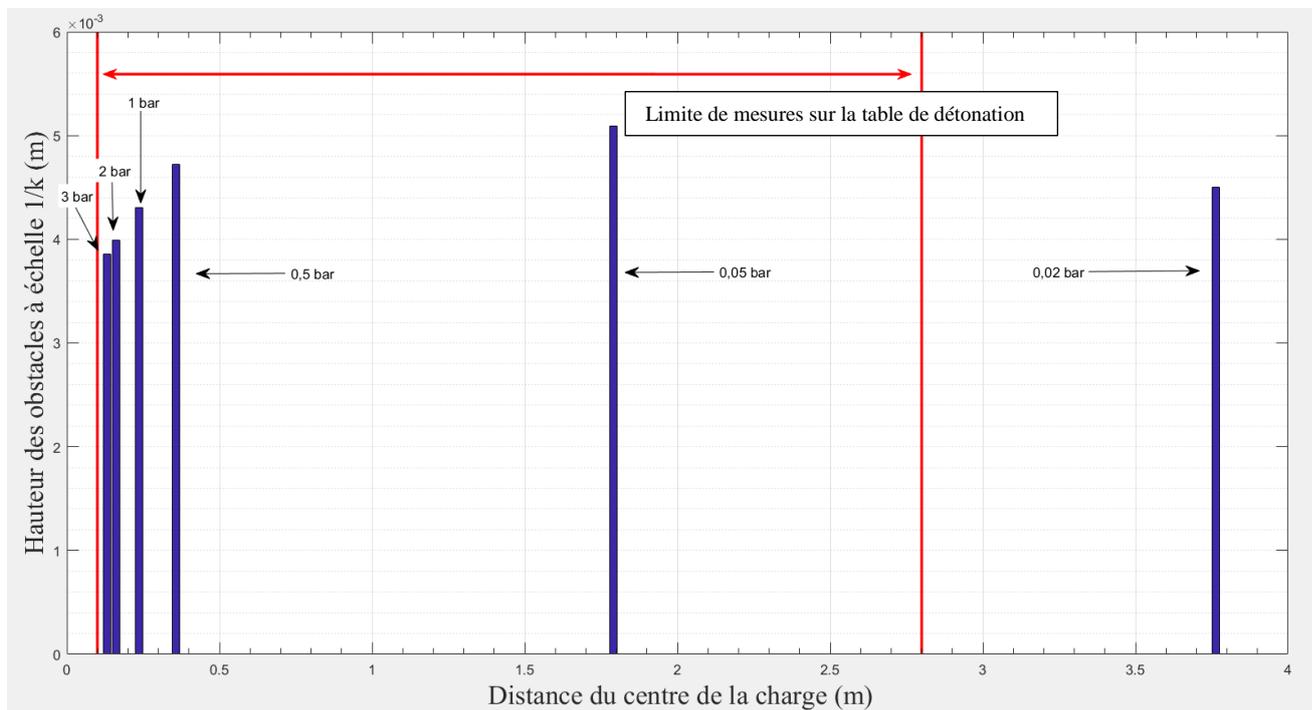


Figure 4-7 Répartition et hauteur des obstacles pour une charge hémisphérique gazeuse de rayon 0,06 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT et un obstacle de hauteur 0,05 m à échelle 1

Les figures 4-6 et 4-7 et le tableau 4-3 précédents permettent de constater que les obstacles sont proches pour les surpressions les plus élevées et s'espacent quand la surpression étudiée diminue.

Dans le cas de la présence de plusieurs obstacles, il ne sera alors pas toujours possible de positionner les capteurs afin d'avoir l'évolution de la surpression au sol, compte tenu de la taille et la surface d'un capteur. En effet se pose notamment un problème d'espace entre deux obstacles consécutifs et surtout l'interaction de l'effet d'un premier obstacle sur le suivant. Pour cela, les obstacles peuvent être disposés à 360° autour de la charge ou étudiés un par un. Aux surpressions d'intérêt de 3 et 2 bar, le tableau 4-3 montre un faible espacement entre les deux premiers obstacles. L'écartement est de 0,03 m (tableau 4-3) pour les mêmes obstacles et pour un rayon de charge de 0,06 m (figure 4-7).

Il serait bien sûr alors confortable de travailler avec les rayons de charge de  $R_0 = 0,05$  et  $R_0 = 0,06$  m, en champ proche, afin de pouvoir disposer des capteurs de pression entre deux obstacles. Afin de faire l'étude sur des niveaux de surpression faibles il faudrait des rayons de charges plus petits puisque pour les rayons choisis il ne sera pas possible de poser un obstacle en champ lointain, car limité par la taille de la table de détonation. Comme dans toute démarche expérimentale, la démarche de dimensionnement consiste à établir le meilleur compromis entre les différentes contraintes pratiques qui sont imposées.

En conclusion de cette étape de dimensionnement à HOB nulle, il a été montré que pour un cas théorique de source explosive de type TNT, il était possible dans notre laboratoire de procéder à des études de charges explosives gazeuses qui permettent de générer exactement la même surpression incidente  $\Delta P^+ = P_1 - P_0$  à des distances d'effet définies et maîtrisées. En effet, au croisement des deux courbes, figure 4-4 et 4-5, il existe alors une égalité stricte sur le maximum de surpression statique portée par l'onde de souffle entre la charge théorique de TNT et celle expérimentable au laboratoire avec du gaz.

La démarche a également consisté à procéder au dimensionnement d'obstacles élémentaires, de type mur, dont les faces avant verront arriver une surpression incidente, de l'onde de souffle, connue et égale à celle du cas théorique avec du TNT. L'échelle de similitude de Hopkinson fixe également la hauteur de ces obstacles. Cela signifie que géométriquement, entre le scénario théorique au TNT et celui expérimentable en laboratoire avec du gaz, tous les angles sont conservés (angle d'attaque de l'onde incidente sur la face avant typiquement).

Dans ces conditions il a été démontré comment un scénario avec du TNT pouvait être expérimenté, à mêmes effets de surpression, en laboratoire avec un mélange explosif gazeux. Les limites physiques liées au laboratoire telles que taille de la pièce, de la table d'expérimentation et donc du positionnement des capteurs de pression  $P(t)$  ont également été prises en compte.

L'étape suivante est le dimensionnement d'expériences dans le cas de charges explosives sphériques placées au-dessus du sol,  $HOB > 0$ . Ceci amènera à définir une nouvelle équivalence énergétique d'effets entre la charge de TNT et de gaz, et des surpressions réfléchies sur le sol et non plus des surpressions incidentes, comme cela a été démontré dans cette première partie. En effet, pour ce deuxième type d'approche le concept d'effet de surpression au sol correspond à celui d'une surpression cette fois réfléchie, puisque la source explosive est en hauteur, au-dessus d'un « sol » sur lequel les obstacles à considérer seront disposés.

## 4.2 Cas des charges explosives en altitude

### 4.2.1 Equivalence énergétique TNT-Gaz

Dans cette partie, le cas de référence est une charge sphérique de 1 kg de TNT disposée à une hauteur d'explosion de 1 m au-dessus d'un sol plan supposé parfaitement réflecteur. La hauteur d'explosion, définie comme Height Of Burst (HOB), est la distance entre le centre de la charge et le sol. Comme précédemment, il faut dimensionner les valeurs de charges gazeuses à mettre en œuvre au laboratoire ainsi que les tailles et positions d'obstacles à utiliser afin que ceux-ci voient arriver un maximum de surpression au sol similaire à celui du cas de la source de référence au TNT :  $\Delta P^+ = f(d_{\text{sol}})^{\text{gaz}} \approx \Delta P^+ = g(d_{\text{sol}})^{\text{TNT}}$ . Pour quantifier la charge, on définit une énergie (en MJ) ou un rayon de charge (en m), dans le cas des explosifs gazeux, ou bien par une masse dans le cas du TNT. La surpression réfléchie est la composante qui doit être connue en un point choisi au sol :  $d_{\text{sol}}$  (figure 4-8).

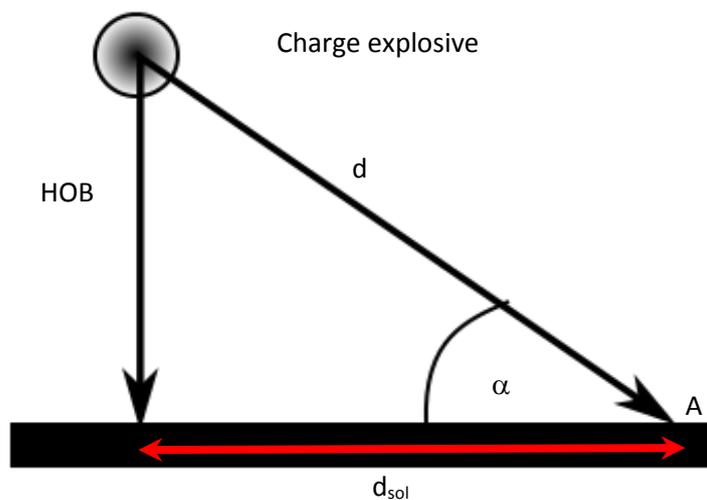


Figure 4-8 Représentation générale du cas d'étude

Pour une HOB non nulle et un confinement sphérique, le gaz est contenu dans un ballon de baudruche sphérique dont le rayon  $R_0$  peut varier de 0,04 à 0,08 m (cf. chapitre 3). La charge est amorcée en son centre avec toujours la même technique du fil explosé. Cette dernière est maintenue par un portique dont la hauteur par rapport au sol est variable, permettant de réaliser des essais avec des HOB allant de 0,10 à 0,30 m (distance centre charge sphérique au sol). Dans le chapitre 3, il a été montré qu'on a une similitude au sens d'Hopkinson entre une charge d'un rayon de  $R_0 = 0,08$  m et une charge d'un rayon de  $R_0 = 0,06$  m.

Mais toutefois pour une charge d'un rayon de  $R_0 = 0,04$  m les résultats expérimentaux (cf 3.3.2) montrent une sous-estimation du maximum de surpression réfléchie au niveau du sol, la similitude d'Hopkinson n'est alors pas vérifiée (figure 3-12). Afin d'avoir des expériences de qualité à moindre coût financier et de temps, les calculs à échelle de laboratoire se font en considérant uniquement un rayon de charge de gaz  $R_0 = 0,06$  m.

Dans cette configuration à  $HOB > 0$ , en l'absence d'obstacle, les pressions générées au sol (sur la table) sont formellement des pressions réfléchies. Cependant, en présence d'un obstacle de type mur posé sur la table, la face avant de l'obstacle voit arriver une onde qui peut être qualifiée d'incidente. Cette onde, après réflexion sur cette face avant donnera lieu à une onde réfléchie. Afin d'éviter toute ambiguïté avec la partie précédente à HOB nulle, il est défini les notations conventionnelles suivantes :

### Cas HOB nulle

- $\Delta P^+ = P_1 - P_0$  : maximum de surpression statique issue de la source, il s'agit à proprement parler d'une onde incidente. Cette pression est celle sur le sol mais aussi en tout point du domaine aérien à une distance R en champ libre donnée du centre de la charge. Suite à la détonation l'onde est sphérique divergente et isotrope.
- $\Delta P_{\text{ref}} = P_{\text{ref}} - P_0$  : maximum de surpression statique sur la face avant d'un obstacle (indéformable) et donc issue de la réflexion de l'onde incidente de surpression  $\Delta P^+$  sur celui-ci.

### Cas HOB > 0

- $\Delta P^+ = P_1 - P_0$  : maximum de surpression statique issue de la source. Là encore il s'agit bien d'une onde purement incidente « avant » réflexion sur une paroi que ce soit le sol ou bien un obstacle, donc en champ libre.
- $\Delta P_{\text{sol}} = P_{\text{sol}} - P_0$  : maximum de surpression statique sur le sol, à la distance d'effet  $d_{\text{sol}}$  (origine à l'hypocentre), donc issue de la réflexion de l'onde incidente de surpression  $\Delta P^+$  sur celui-ci. Dans le cas d'une réflexion de Mach, cette surpression est prise au sol donc à la base du pied de Mach  $\Delta P_{\text{sol}}(Y=0, d_{\text{sol}})$ . Toutefois pour être complet, on pourrait définir cette notation pour tout Y afin de décrire tout le profil de pression dans le pied de Mach typiquement. **Cette pression est certes réfléchie mais elle peut aussi être vue comme une pression incidente par la face avant de l'obstacle.**
- $\Delta P_{\text{ref}} = P_{\text{ref}} - P_0$  : maximum de surpression statique sur la face avant de l'obstacle après réflexion de l'onde de surpression  $\Delta P_{\text{sol}}(Y, d_{\text{sol}})$  sur l'obstacle défini ci-dessus.

De nouveaux calculs de dimensionnement sont donc à réaliser afin de déterminer ce qui pourra être mis en œuvre expérimentalement avec des charges gazeuses compte tenu des contraintes matérielles au laboratoire. On cherche ainsi à réaliser les expériences de telle sorte que les obstacles voient arriver sur leur face avant des surpressions réfléchies  $\Delta P_{\text{sol}}$  dans une gamme allant de 5 bar à 0,05 bar qui est balayée par le cas de référence au TNT (1 kg, HOB = 1 m).

Afin de déterminer l'évolution des surpressions réfléchies générées pour des charges sphériques en champ libre, les polynômes de Kinney-Graham (1985) pour le TNT (équation 4.1) et de Sochet-Maillot (équation 4.3) pour le gaz sont utilisés pour le calcul des surpressions incidentes  $\Delta P^+$ . Les surpressions réfléchies sont calculées à l'aide d'une formulation issue du Natural Resources Defense Council (NRDC, 2001) comme il a été expliqué dans le chapitre 1 dont les formules sont en annexe A1. Les coefficients de réflexion et donc les surpressions réfléchies ne dépendent pas de la nature de la charge mais uniquement de la surpression statique « incidente » et de l'angle d'attaque sur la paroi réfléchissante. Par conséquent la même formulation peut être utilisée pour les deux natures de charges explosives, TNT et GAZ, avec leurs polynômes respectifs qui caractérisent la surpression incidente  $\Delta P^+$  associée. Afin de calculer ces coefficients, les variables utiles sont la surpression incidente et l'angle d'impact  $\alpha$  à la distance au sol. Une fois calculées, il sera possible de placer les obstacles au sol afin que la face avant voit arriver la pression demandée. Il est à noter, les formulations du NRDC fournissent, en plus des pressions réfléchies, l'évolution de la hauteur du point triple ( $h_M$ ) lorsque les conditions sont réunies pour qu'au sol se forme une onde de Mach.

Enfin des facteurs de réduction énergétiques et donc géométriques d'échelle sont appliqués aux obstacles afin de les rendre compatibles avec les contraintes de dimensions du laboratoire pour ces nouveaux cas d'intérêt.

Pour résumer, le cas d'intérêt est l'interaction d'une onde de Mach sur un obstacle. Cette onde de Mach qui se propage sur un sol plan supposé réflecteur est issue de la réflexion de la détonation d'une charge sphérique de 1 kg de TNT située à une HOB de 1 m. A partir des calculs de la partie précédente (4.1), en équivalence énergétique stricte, une charge de 1 kg de TNT correspond à une charge sphérique gazeuse de propane oxygène à la stœchiométrie de 0,404 m de rayon. L'équivalence voulue entre les charges de TNT et gazeuse à dimensionner, s'effectue sur la surpression de l'onde de souffle au sol  $\Delta P_{\text{sol}}$ . Les deux charges doivent délivrer le même maximum de surpression en face avant de l'obstacle dont on souhaite étudier l'effet perturbateur. Pour cela on sait qu'entre le gaz et le TNT il y a dans les deux cas la même capacité énergétique correspondant à  $4,184 \text{ MJ.kg}^{-1}$  pour le TNT et une énergie  $15,14 \text{ MJ.m}^{-3}$  pour une charge gazeuse.

En l'état, 1kg TNT et pour le gaz  $R_0 = 0,404 \text{ m}$  et à HOB commune fixée (figure 4-9), à une distance  $d_{\text{sol}}$  sur le sol réflecteur il n'y a pas forcément égalité des maximums de surpressions. Le processus de dimensionnement de la source gazeuse est donc itératif.

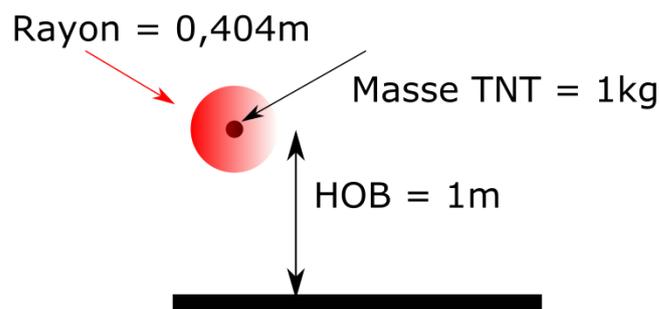


Figure 4-9 Schéma représentant la charge de TNT et la charge de propane

Pour les deux natures et valeurs de charge, 1kg TNT et pour le gaz  $R_0 = 0,404 \text{ m}$  à HOB commune fixée, les évolutions du maximum de la surpression réfléchi en fonction de la distance au sol sont représentées figure 4-10.

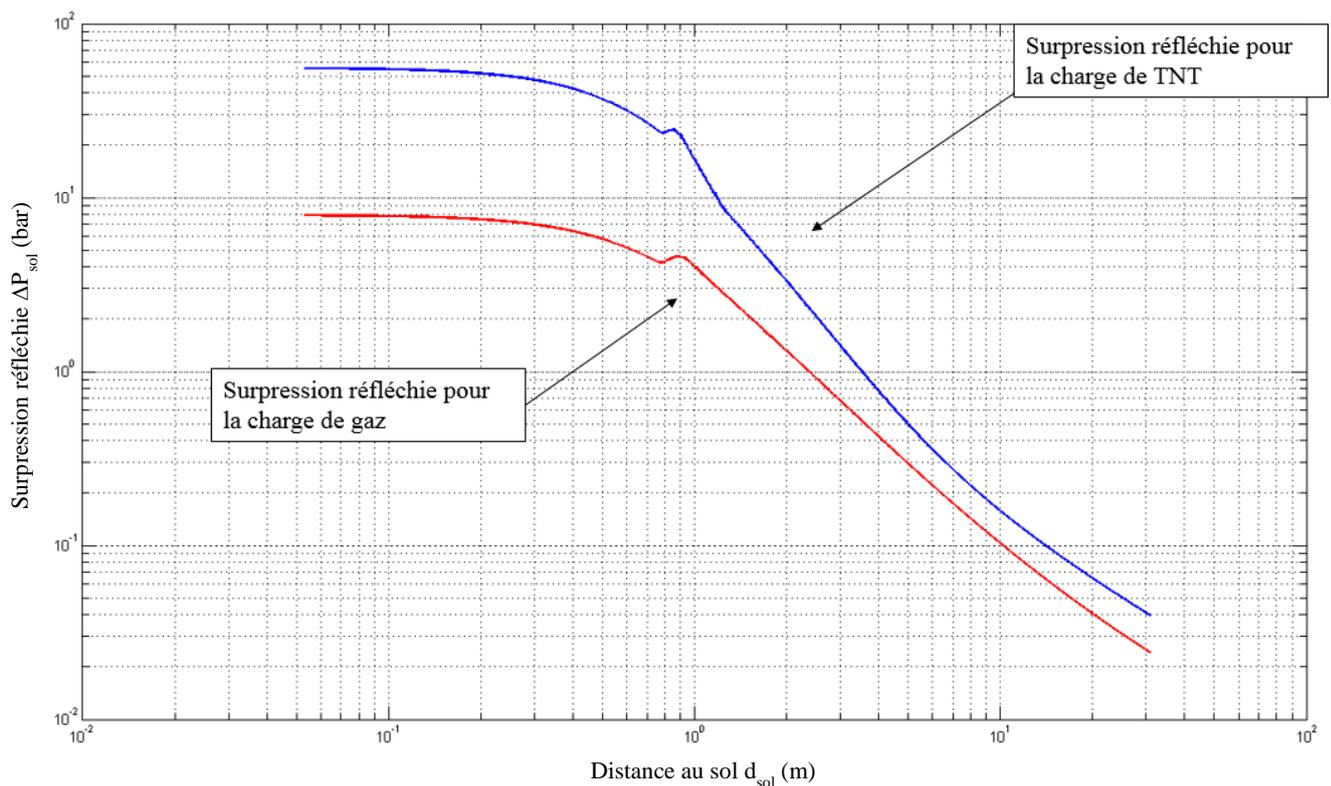


Figure 4-10 Surpression réfléchie au niveau du sol pour 1 kg TNT et une charge sphérique de gaz de 0,404 m de rayon, pour une HOB de 1m

Les courbes représentant l'évolution de la surpression réfléchie au sol  $\Delta P_{\text{sol}}$  en fonction de la distance  $d_{\text{sol}}$  pour les deux types de charges, ne se croisent pas. Cela signifie qu'à une énergie donnée entre les surpressions réfléchies issues de la détonation des charges de TNT et de gaz en fonction de la distance au sol, il n'existe pas d'équivalence directe. On note également que la charge explosive de densité plus élevée ( $1650 \text{ kg.m}^{-3}$ ) correspondant au TNT est la charge qui permet à même nombre de Joules contenus dans la charge, d'obtenir les pressions les plus importantes. Ceci constitue la fin de la première itération du processus de dimensionnement de la charge gazeuse qui sera à expérimenter au laboratoire.

Afin de définir une équivalence énergétique entre les types de charges, les courbes doivent s'approcher au mieux. Il ne reste donc qu'à adapter le rayon de la charge gazeuse pour chaque niveau de surpression réfléchie. Il est également possible de modifier un second degré de liberté qui est la HOB. Le coefficient d'échelle se fait par le rapport des rayons de charge de gaz à échelle 1 sur le rayon de la charge à échelle de laboratoire.

Pour que les courbes se croisent et pour avoir au moins en un point une équivalence stricte sur un maximum de surpression donnée entre les deux natures de charges explosives, il faut suivre les mêmes étapes que dans la première partie de ce chapitre (à HOB nulle 4.1). Il faut identifier la distance au sol à la surpression réfléchie choisie avec la charge de TNT. Et déduire pour la source gazeuse le rayon de la charge qui permet d'atteindre la même surpression maximale pour les deux types de charges, à la même distance au sol.

Une fois la distance  $d_{sol}$  identifiée pour chaque  $\Delta P_{sol}$ , la distance d'effet réduite  $\lambda_{sol}$  ( $m.MJ^{-1/3}$ ) (tableau 4-4) dans le cas d'une charge de gaz peut être déduite avec  $\lambda_{sol} = \frac{d_{sol}}{(\frac{4}{3} * \pi * R_0^3 * E_v)^{1/3}}$  et  $R_0 = 0,404$  m.

A l'aide de la distance au sol correspondant à la charge de TNT et de la distance réduite  $\lambda_{sol}$  pour la charge de gaz, l'énergie nécessaire pour dimensionner la charge de gaz équivalente est calculée :

$$E = \left(\frac{d_{sol}}{\lambda_{sol}}\right)^3 \quad (4.14)$$

Une fois l'énergie connue, avec l'énergie volumique détonation de propane-oxygène à stœchiométrie qui est de  $E_v = 15,14$   $MJ.m^{-3}$ , le rayon de la charge de gaz équivalent est défini :

$$R_0 = \left(\frac{3}{4 * \pi} * \frac{E_{gaz}}{E_v}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.15)$$

Il est alors possible de définir un nouveau rayon de charge de gaz et la hauteur d'explosion HOB qui permettent d'obtenir la même surpression réfléchie au sol  $\Delta P_{sol}$  que ce soit avec une charge de TNT et de gaz à une distance connue. Les valeurs d'énergie et de rayon de charge gazeuse retenues sont reportées tableau 4-4 pour chaque surpression réfléchie d'intérêt dans cette étude.

Comme pour le rayon de la charge, une nouvelle hauteur d'explosion est calculée pour chaque surpression d'intérêt. D'un point de vue énergétique, la HOB réduite ( $\lambda_{HOB}$ ) reste constante afin de conserver le même cas test de 1 kg de TNT à 1 m du sol, quel que soit le rayon de la charge de gaz mis en jeu. La hauteur d'explosion est calculée par :

$$HOB_{eq} = \lambda_{HOB} * E^{\frac{1}{3}} \quad (4.16)$$

Avec :

$$\lambda_{HOB} = \left(\frac{3}{4 * \pi * E_v}\right)^{\frac{1}{3}} * \frac{HOB_{TNT}}{R_0} \quad (4.17)$$

La HOB dans le cas d'étude avec une charge de TNT ( $HOB_{TNT}$ ) est de 1 m, avec un rayon de charge gazeuse de 0,404 m et une énergie volumique  $E_v = 15,14$   $m.MJ^{-3}$ , donne un  $\lambda_{HOB}$  de 0,6202  $m.MJ^{-1/3}$

Afin de fixer les ordres de grandeurs le tableau 4-4 donne quelques points de repère entre la pression réfléchie au sol et le distance d'effets au sol pour le scénario de référence d'une charge de 1 kg de TNT à HOB 1 m.

Surpression réfléchie $\Delta P_{sol}$ (bar)	Rayon de charge gaz $R_0$ (m)	Energie E (MJ)	HOB réduite $\lambda_{HOB}$ ( $m.MJ^{-1/3}$ )	HOB de la charge de gaz équivalente $HOB_{eq}$ (m)
5	1,045	72,37	0,620	2,587
2	0,673	19,33	0,620	1,667
1	0,602	13,84	0,620	1,49
0,5	0,559	11,08	0,620	1,382
0,1	0,557	10,96	0,620	1,377
0,05	0,596	13,43	0,620	1,476

Tableau 4-4 Rayons de charges gazeuses et hauteur d'explosion par surpression réfléchie équivalent à 1kg TNT

Le tableau 4-4 montre bien qu'avec les six niveaux de surpressions réfléchies souhaités, il faut réaliser autant d'expériences différentes avec du gaz. Il est possible pour chaque cas de source gazeuse et hauteur d'explosion associée, de tracer l'évolution de la surpression réfléchie  $\Delta P_{sol}$  en fonction de la distance au sol  $d_{sol}$  (m) en utilisant l'équation (4.3) couplée avec les formulations du NRDC (A1).

Les courbes peuvent être comparées à l'évolution de surpression réfléchie pour une masse de 1kg, en utilisant l'équation (4.1) couplée avec les formulations du NRDC (A1). Un exemple pour la surpression de 1 bar est illustré figure 4-11.

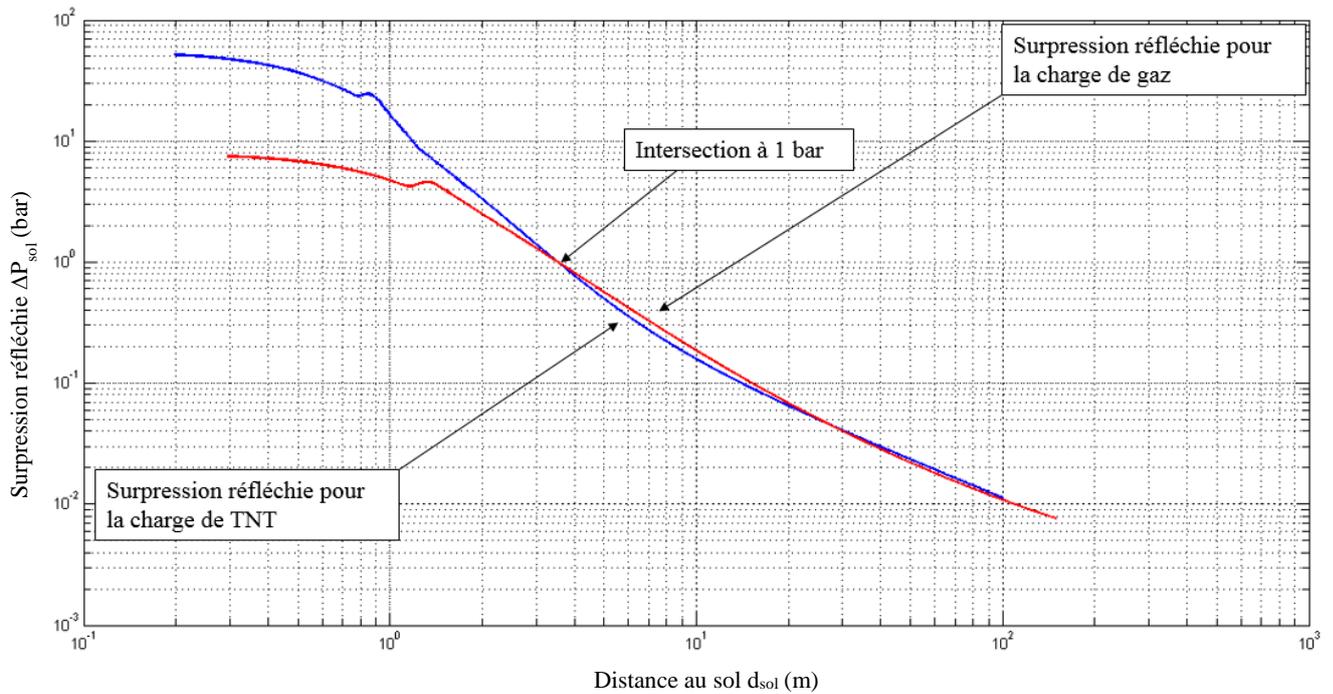


Figure 4-11 Intersection des courbes pour 1 bar à  $d_{sol} = 3,53$  m,  $R_0 = 0,602$  m, correspondant à 1 kg de TNT

#### 4.2.2 Application à l'échelle de Hopkinson k

Afin de tenir compte des contraintes du laboratoire, il faut ensuite effectuer une réduction d'échelle du dimensionnement. Cela passe par une réduction énergétique au sens de la similitude de Hopkinson comme il a été exposé pour l'étude du dimensionnement d'une charge au sol (HOB nulle). Le coefficient d'échelle à appliquer pour dimensionner les expériences avec rayon de charge de gaz applicable au laboratoire de  $R_{0,k} = 0,06$  m par rapport aux rayons de charges de gaz à échelle 1 ( $R_{0,1}$ ) est déterminé par l'équation suivante :

$$k = \frac{R_{0,1}}{R_{0,k}} \quad (4.18)$$

Le coefficient d'échelle est donc calculé pour chaque niveau de surpression réfléchie d'intérêt. Les valeurs sont reportées ci-dessous (tableau 4-5).

Surpression réfléchie $\Delta P_{sol}$ (bar)	Rayon charge gaz échelle 1 $R_{0,1}$ (m)	Facteur k pour $R_{0,k} = 0,06$ m
5	1,045	17,42
2	0,673	11,22
1	0,602	10,03
0,5	0,559	9,32
0,1	0,557	9,28
0,05	0,596	9,93

Tableau 4-5 Coefficients d'échelles calculés par le rapport des rayons de charges de gaz

Le coefficient d'échelle k peut alors être appliqué pour déterminer les distances  $d_{sol,k}$  pour lesquelles les obstacles doivent être positionnés afin qu'ils reçoivent sur leur face avant la surpression réfléchie d'intérêt pour chacune des charges de gaz  $R_{0,k}$  applicable au laboratoire.

$$d_{sol,k} = \frac{d_{sol,1}}{k} \quad (4.19)$$

La hauteur  $H_k$  que doit avoir chacun des obstacles lors des expériences au laboratoire pour chaque rayon de charge étudiée est calculée sur le même principe que celui présenté dans la partie précédente (4.1):

$$H_k = \frac{H_1}{k} \quad (4.20)$$

où la hauteur  $H_1$  est la dimension de référence d'un obstacle à échelle 1 (pour 1 kg de TNT) de 0,05 m.

Surpression réfléchie $\Delta P_{sol}$ (bar)	Distance d'effet $d_{sol,1}$ (m)	$R_{0,k} = 0,06$ m	
		$d_{sol,k}$ (m)	$H_k$ (mm)
5	1,63	0,0928	2,83
2	2,55	0,2282	4,49
1	3,53	0,3506	4,97
0,5	4,99	0,535	5,37
0,1	14,01	1,5109	5,39
0,05	24,99	2,5132	5,03

Tableau 4-6 Emplacements  $d_{sol,k}$  et hauteur  $H_k$  des obstacles à échelle du laboratoire

Les obstacles sont collés sur le sol afin d'en être solidaire. Selon leurs positions respectives par rapport au point de décollement du point triple, l'onde rencontrée est soit une onde réfléchie régulière soit une onde de Mach. S'il s'agit d'une onde de Mach, trois cas différents peuvent se distinguer par rapport à l'obstacle. La hauteur de l'obstacle peut être supérieure, égale, ou inférieure à la taille du pied de Mach. Donc trois régimes de chargement distincts peuvent avoir lieu. Il est intéressant de souligner ce point, puisque la morphologie de l'onde peut être affectée par la présence d'obstacle. Il est donc important de connaître la distance au sol où l'obstacle est posé afin de savoir quelle nature d'onde, réfléchie régulière ou de Mach, l'impactera.

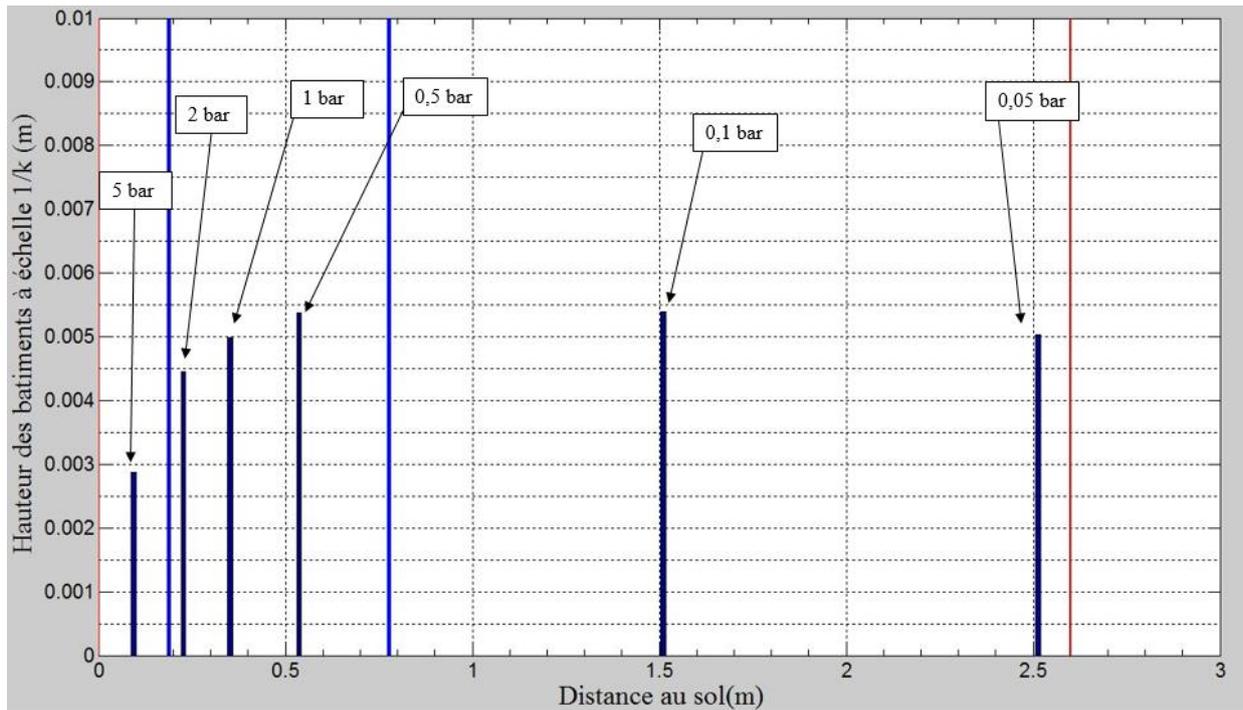


Figure 4-12 Répartition et hauteur des obstacles avec pour une charge sphérique gazeuse de rayon 0,06 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT et un obstacle de 0,05 m à échelle 1

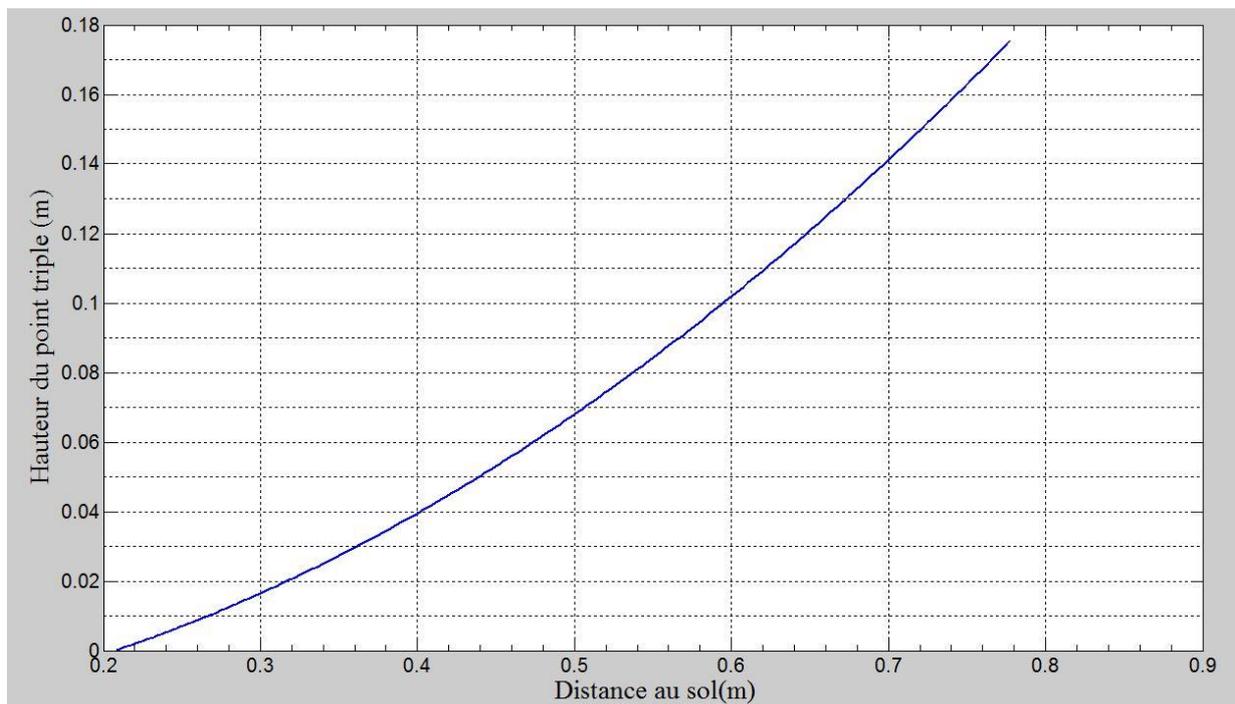


Figure 4-13 Evolution de la hauteur du point triple  $h_M$  avec l'expression empirique (A3) pour une charge sphérique de rayon 0,06 m, correspondant à une charge de 1 kg de TNT à une HOB de 1 m

La figure 4-12 représente la répartition et la taille des obstacles, sur la table d'expérimentation. Les surpressions réfléchies d'intérêt [5 ; 2 ; 1 ; 0,5 ; 0,1 ; 0,05] bar sont figurées à titre d'illustration. L'encadrement en rouge correspond aux limites de la taille de la table d'expérimentation et l'encadrement en bleu correspond à l'évolution de la hauteur du point triple dans la plage de mesure des essais réalisés (cf. chapitre 3). La Figure 4-13 représente l'évolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol pour chaque rayon de charge expérimentable au laboratoire.

Le montage optique réalisé permet d'avoir des informations complémentaires aux mesures de pression. Par la visualisation rapide, il est possible de connaître l'influence des obstacles sur la réflexion des ondes de chocs, et en particulier l'évolution de l'onde de Mach mais aussi la formation d'ondes de détente.

Dans cette partie, le cas de référence est une charge sphérique de 1 kg de TNT disposée à une hauteur d'explosion HOB de 1 m. Une nouvelle équivalence énergétique d'effets entre la charge de TNT et de gaz pour des surpressions réfléchies données sur le sol a été déterminée. A échelle  $h=1/1$  du scénario TNT le meilleur couple avec du gaz est  $R_0 = 0,602$  m et HOB = 1,49 m. Ce modèle appliqué au gaz peut ensuite être réduit via l'échelle de Hopkinson pour le rendre compatible avec les dimensions du laboratoire. Une réduction d'un facteur  $k = 1/10$  est ainsi possible et conduit à expérimenter une source explosive gazeuse de rayon 0,06 m et de HOB = 0,1484 m (tableau 4-5). De même, via la loi de similitude, les tailles des obstacles et leurs emplacements ont été calculés afin que ceux-ci voient arriver un maximum de surpression similaire à celui du cas de la source de référence au TNT. En choisissant ce couple ( $R_0 = 0,06$  m ; HOB = 0,1484 m), il est possible d'étudier l'impact d'une onde de Mach sur la face avant d'un obstacle respectant le même maximum de surpression avec un scénario dont la charge est composée de TNT.

### 4.3 Conclusion

Sur le cas de référence d'une charge de 1 kg de TNT à HOB nulle, la première partie porte sur une charge hémisphérique de 0,5 kg de TNT (par symétrie du plan sol) posée sur une surface mécaniquement parfaitement réfléchissante dans le cadre de l'étude concernant l'impact d'ondes incidentes directes sur des obstacles. Puis un scénario constitué d'une charge de 1 kg de TNT à une HOB de 1 m a été étudié. Dans ces conditions une onde de Mach se forme sur la paroi réfléchissante située au sol et sous la charge. Les pressions d'effet d'intérêt sont alors celles générées sur ce plan réflecteur. Ces surpressions réfléchies sont amenées à interagir avec des obstacles lors de leur propagation sur le plan réflecteur.

L'onde de choc issue de l'explosion de la charge balaye la surface réfléchissante constituant la zone d'effet. On s'intéresse à l'interaction de l'onde de souffle avec des structures de type parallélépipède situées à des distances telles que les faces avant des structures voient arriver des surpressions incidentes dans une gamme de 0,05 à 5 bar.

Il a été défini une ou des expériences pour lesquelles l'interaction de l'onde de choc soit absolument équivalente en surpression pour du gaz, à celle du modèle de référence au TNT. Ceci a conduit à définir un certain nombre d'expériences à l'aide des polynômes qui décrivent l'évolution de la surpression incidente en fonction de la distance pour les deux natures explosives, TNT et gazeuse. Dans le cas de l'étude pour les surpressions réfléchies, les différents coefficients de réflexion avec la méthode du NRDC ont été calculés.

De plus, à partir des contraintes liées à l'approche en laboratoire : source gazeuse avec un rayon de charge de 0,05 et 0,06 m pour les charges hémisphériques et un rayon de charge de  $R_0 = 0,06$  m pour la charge sphérique en hauteur, et une zone d'expérimentation limitée à 2,7 m, le dimensionnement a été complété par une réduction d'échelle au sens de la loi de similitude de Hopkinson.

Ces contraintes ont permis de souligner que certains obstacles ne pourront pas être disposés sur la table d'expérimentation. En effet, pour une surpression incidente de 0,02 bar et une surpression réfléchie de 0,05 bar, les obstacles dépassent les limites de la table d'expérimentation. De plus, si on souhaite étudier l'effet d'un obstacle sur une onde de Mach, l'obstacle subissant une surpression réfléchie de 5 bar se situe avant la création du point triple. Il n'y a que pour une surpression réfléchie de 2 bar où la hauteur du point triple reste inférieure à l'obstacle. Pour les surpressions réfléchies de 1 bar et inférieures, la hauteur du point triple est supérieure à la hauteur des obstacles.

Finalement, des expériences ont été définies, elles permettront d'étudier au laboratoire les interactions en surpression de la référence TNT mais avec la mise en œuvre d'un explosif gazeux propane et oxygène à la stœchiométrie. Cette étude théorique a également permis de mesurer certaines limites de ce qu'il était possible de réaliser au laboratoire.

## Chapitre 5 - Interaction d'une onde de choc incidente avec un obstacle élémentaire – Charge hémisphérique à HOB = 0

### 5.1 Présentation des obstacles et des systèmes métrologiques utilisés

L'analyse de dimensionnement présenté au chapitre précédent a montré les limites d'expérimentations dans le laboratoire pour reproduire, avec un explosif gazeux, le maximum de surpression d'une onde de souffle générée suite à la détonation d'une charge sphérique de 1 kg de TNT à 1 m du sol ou d'une charge hémisphérique de 0,5 kg posée sur le sol. Le but est de pouvoir connaître les caractéristiques d'une onde de souffle après l'impact de cette dernière sur un obstacle rigide et mécaniquement parfaitement réfléchissant. Il a été montré que la surpression maximale d'une onde peut être équivalente entre le cas d'étude théorique et l'expérimentation à échelle de laboratoire. L'analyse de dimensionnement a montré que les tailles caractéristiques d'obstacles sont trop petites au regard des capacités de visualisation. Il a donc été nécessaire d'aborder la réalisation des expériences en considérant des tailles caractéristiques d'obstacles (ou perturbateurs) plus élevées et ainsi adaptées aux moyens expérimentaux disponibles au laboratoire.

Dans le chapitre précédent, il a tout d'abord été regardé le dimensionnement d'un obstacle sur le parcours d'une onde de souffle suite à la détonation d'une charge hémisphérique posée sur le sol. Pour les expériences menées, la charge hémisphérique utilisée avait un rayon de 50 mm et deux types d'obstacles ont été étudiés. Dans un premier temps une barre pleine de section carrée de 11x11 mm a été positionnée à plusieurs distances, allant de 110 à 1 550 mm, du front de l'obstacle par rapport au centre de la charge. Puis une étude sur un obstacle de section hémicylindrique a été réalisée avec un rayon de 13 mm. Ce demi-cylindre a aussi été positionné à des distances différentes par rapport au centre de la charge, allant de 110 à 1 150 mm.

Pour les expériences présentées, des mesures à l'aide des deux métrologies (mesures de pression et visualisation) ont été réalisées. Pour l'obstacle de section hémicylindrique des mesures de pression ont été effectuées à l'aval des perturbateurs. Dans un premier temps, des enregistrements vidéo ont été effectués avec l'obstacle de section carrée afin de connaître l'influence de celui-ci sur le parcours de l'onde. Ces enregistrements ont permis de positionner les capteurs de pression de manière stratégique lors de l'étude concernant l'obstacle de section hémicylindrique. A partir de ces résultats et dans un second temps, des capteurs de pression ont pu être installés le plus proche possible à l'arrière de l'obstacle, dans l'étude concernant l'obstacle de section hémicylindrique. A l'aide du système optique un premier résultat a été observé : après avoir percuté l'obstacle, l'onde en aval est un pied de Mach. L'évolution de la hauteur du point triple, par rapport au front de l'obstacle, a été relevée pour tous les essais.

Dans le cas de la barre avec une section carrée de 11x11 mm, les enregistrements ont été réalisés à une fréquence de 14 981 images par seconde avec une résolution spatiale de 672x304 pixels ce qui correspond à une image mesurant 887x401 mm.

Pour l'obstacle de section hémicylindrique un travail différent a été effectué sur la visualisation lors des essais. Tout d'abord, un plan large de la prise de vue a été effectué afin de suivre l'évolution du phénomène dans son ensemble. Ensuite, une première réduction de la prise de vue a permis d'augmenter la fréquence d'acquisition et donc d'acquérir plus d'information sur le suivi de l'onde autour de l'obstacle.

Une dernière réduction de la prise de vue a enfin été effectuée afin d'augmenter une fois encore la fréquence d'acquisition ce qui a permis de se concentrer sur le point de formation du pied de Mach en aval de l'obstacle.

Les enregistrements ont une fréquence de 17 543 images par seconde et une résolution de 672x256 pixels soit 844x338 mm, réduits une première fois à une résolution de 672x152 pixels, soit 884x200 mm pour avoir une fréquence de 28 169 images par seconde et une seconde fois à une résolution de 672x72 pixels, soit 884x95 mm, pour une fréquence d'acquisition de 51 948 images par seconde.

Pour les différents essais, connaissant la distance exacte entre le front de l'obstacle et le centre de la charge il est possible de déduire la surpression incidente au moment de l'impact de l'onde sur l'obstacle. Cette surpression incidente est calculée à l'aide du polynôme présenté à la fin du chapitre 2 (équation 2.6 cf. 2.3).

Les mesures de pression à l'aval de l'obstacle ont donc été comparées aux valeurs calculées dans le cas en champ libre, sans obstacle. Les barres ont une longueur de 300 mm, cette longueur permet de ne pas avoir de perturbations par des reconstitutions d'ondes latérales. Le parcours de l'onde de choc en amont et en aval de l'obstacle est analysé en s'appuyant sur l'analyse des images et des mesures de pression en fonction des obstacles.

## 5.2 Etude de l'obstacle de section carrée

### 5.2.1 Parcours de l'onde

Dans un premier temps des essais ont été réalisés en mettant une barre parallélépipédique de 11x11 mm sur le parcours de l'onde. Cette barre a été disposée à différentes positions, distances prises entre le front amont de cette dernière et le centre de la charge,  $D_{\text{obstacle}}$ . Les distances  $D_{\text{obstacle}}$  sont comprises entre 110 et 1 550 mm, le tableau 5-1 recense l'ensemble des distances étudiées. Pour rappel, lors de ces essais le rayon de la charge est de 50 mm, et la position de l'obstacle pour les différents essais étant connue, la surpression incidente de l'onde au moment de l'impact peut être estimée. Elle est calculée à l'aide du polynôme (équation 2.6) présenté dans le chapitre 2.3. Le tableau 5-1 fournit la surpression incidente de l'onde de choc, à l'impact, pour chaque position étudiée de l'obstacle.

Obstacle : barre de section carrée de 11x11 mm	
Position de la barre (front amont obstacle – centre charge) $D_{\text{obstacle}}$ (mm)	Surpression incidente $\Delta P_{\text{inc}}^+$ (bar)
110	2,838
120	2,420
130	2,093
140	1,832
150	1,620
160	1,446
170	1,300
180	1,177
350	0,390
450	0,264
550	0,195
750	0,124
850	0,104
950	0,090
1050	0,078
1150	0,069
1250	0,062
1450	0,051
1550	0,047

Tableau 5-1 Surpression incidente d'impact pour chaque position de l'obstacle de section carrée

Lors de cette première campagne d'essais, un capteur de pression a été placé en amont de la barre parallélépipédique comme capteur de référence afin de vérifier la reproductibilité de la charge expérimentée. Seule la visualisation a été mise en œuvre pendant les tests. La visualisation de l'onde a aussi permis de valider les essais à l'aide du traitement d'images présenté précédemment. De plus, la calibration peut être effectuée directement avant l'essai puisque la charge complète figure sur l'image avant le tir.

Cette calibration a permis d'évaluer l'évolution de la hauteur du point triple en aval de la barre en fonction de la distance parcourue. La charge est présente sur l'image avant chaque essai, en plus de servir de calibration, elle permet de repérer l'origine au centre de la charge (figure 5-1).

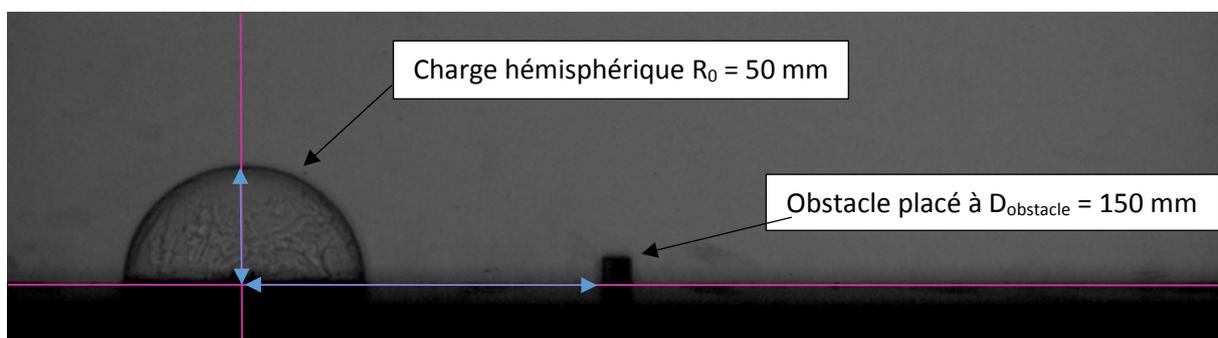


Figure 5-1 Image prise avant chaque tir servant à la calibration des images

Les figures 5-2 à 5-4 montrent le parcours de l'onde en amont, au moment de l'impact et en aval de l'obstacle.

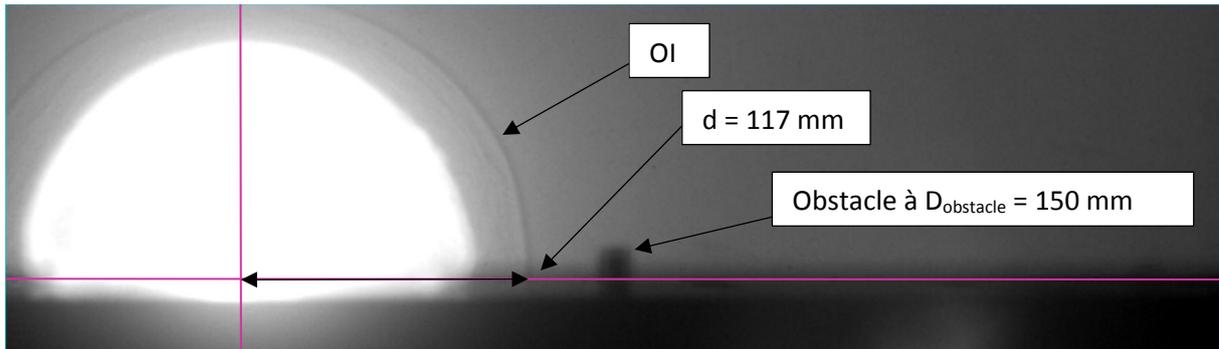


Figure 5-2 Image de l'onde incidente (OI) avant impact à  $T=102 \mu s$  et à  $d = 117 \text{ mm}$ , Obstacle à  $150 \text{ mm}$

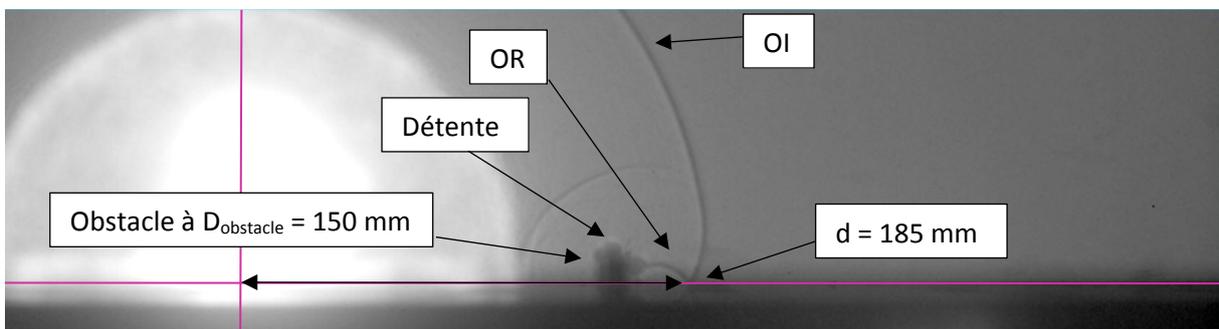


Figure 5-3 Image de l'onde de détente et de l'onde incidente se réfléchissant (OR) après impact à  $T=236 \mu s$  et à  $d = 185 \text{ mm}$ , Obstacle à  $150 \text{ mm}$

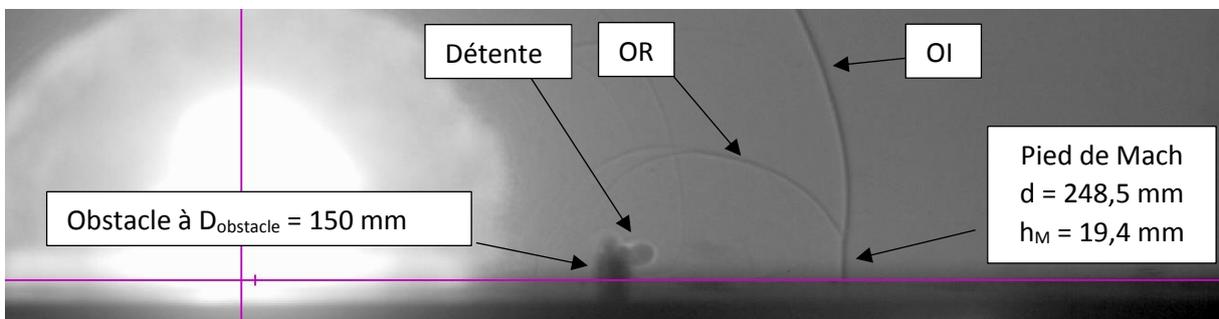


Figure 5-4 Image de l'onde de Mach après impact à  $T = 369 \mu s$  et à  $d = 248,5 \text{ mm}$  avec  $h_M = 19,4 \text{ mm}$ , Obstacle à  $150 \text{ mm}$

La première image (figure 5-2) montre bien une onde incidente (OI) sphérique divergente se propager suite à la détonation de la charge. Sur la deuxième image (figure 5-3) l'onde percute l'obstacle et on constate la formation de vortex sur chaque coin et une onde de détente se forme à l'aval de la barre. Une fois que l'onde passe au-dessus de l'obstacle une détente est observée sur le second sommet de la section carrée. L'onde de choc venant du sommet de l'obstacle se réfléchit (OR) sur le sol et contribue par la suite à la formation d'une onde de Mach (figure 5-4).

Cette propagation d'onde de choc incidente et la formation d'une onde de Mach ont été visualisées sur tous les essais. Dès lors, il a été possible de mesurer la hauteur du point triple  $h_M$  de l'onde de Mach se propageant derrière la barre avec la section carrée et pour toutes les positions  $D_{\text{obstacle}}$  de celle-ci par rapport au centre de la charge. L'évolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol  $d$  pour chaque position expérimentée est représentée figure 5-5.

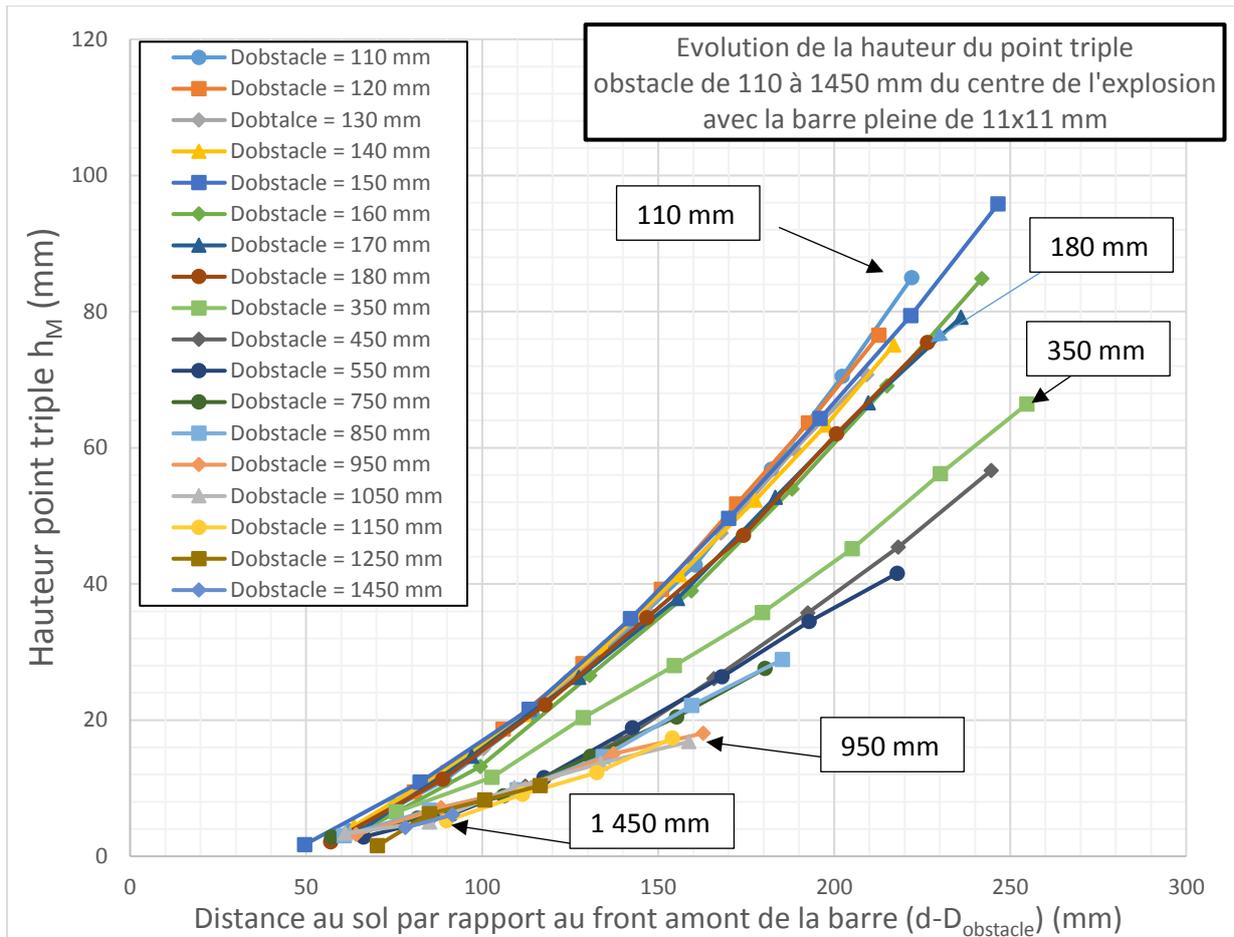


Figure 5-5 Evolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol et de la position de l'obstacle

D'après l'ensemble de courbes figure 5-5, quelle que soit la position de l'obstacle par rapport au centre de la charge, le pied de Mach tend à se former à la même distance au sol derrière la barre. Cette distance serait de 49,5 mm par rapport au front de l'obstacle. Aucune mesure directe de la formation d'une onde de Mach n'a pu être visualisée. Cette distance de formation a été calculée par extrapolation du prolongement des différentes courbes. Cette distance apparaît comme invariante à la suppression et la vitesse d'arrivée de l'onde sur l'obstacle dans la limite des essais réalisés.

L'ensemble des courbes permet de constater l'influence de la position de la barre à section carrée sur l'évolution de la hauteur du point triple en aval de cette dernière. A la même distance au sol par rapport au front aval de l'obstacle, plus la barre est éloignée du centre de la charge, plus la hauteur du point triple est faible. Il existe un écart entre l'ensemble des courbes de positions de l'obstacle entre 110 et 180 mm et l'ensemble des courbes à partir de la position de l'obstacle de 350 mm. En effet, il est possible de combler cette espace en réalisant des essais pour des positions d'obstacle entre 180 et 350 mm. Puisque pour une même distance au sol, la hauteur du point triple à l'aval est plus petite pour une distance de l'obstacle plus éloignée du centre de la charge, des essais pour une position de barre entre 180 et 350 mm apporteraient plus d'information sur l'espace entre les courbes.

Tout en éloignant l'obstacle du centre de la charge, le nombre de points de mesure de la hauteur du point triple a diminué. La même fenêtre de visualisation a été utilisée pour l'intégralité des essais. L'onde de Mach se dissipe et devient de plus en plus difficile à visualiser. Il y a une diminution du nombre de points de mesure lorsque l'obstacle est éloigné du centre de la charge.

Par exemple, il y a deux points de mesure de la hauteur du point triple pour l'obstacle positionné à 1 450 mm et aucune mesure de hauteur du point triple n'a pu être effectuée à partir de la position de l'obstacle située à 1 550 mm du centre de la charge.

Ceci peut s'expliquer par le niveau de surpression qui est moins élevé à cette distance par rapport au centre de la charge (0,047 bar au point d'impact). Sur la base de ce seuil de la surpression plusieurs hypothèses peuvent être formulées.

La première hypothèse serait qu'un faible saut de pression se traduit par un faible gradient de densité au travers de l'onde ce qui ne permet pas d'avoir un gradient d'indice de réfraction suffisant pour faire dévier assez de rayons lumineux et mettre en évidence la présence d'un pied de Mach sur les enregistrements vidéos. La seconde hypothèse se rapporte à l'énergie de l'onde de choc, donc liée à la surpression. Suite à son impact sur l'obstacle et au contournement de celui-ci, l'onde à l'aval n'a pas une surpression réfléchie suffisamment élevée pour créer un décollement et donc une onde de Mach.

Une dernière hypothèse, n'étant pas liée aux caractéristiques de l'onde, concerne directement le système de mesure utilisé. La méthode optique et les moyens de visualisation actuels n'ont pas permis l'observation de la formation de cette réflexion irrégulière. En effet, un système optique permettant une mesure plus fine, rendrait possible la visualisation d'une plus faible variation de la densité du choc. L'utilisation d'une instrumentation permettant une mesure plus précise pourrait répondre à la première hypothèse. Une caméra avec une meilleure résolution en niveau de gris, ou une source lumineuse plus intense, sont des améliorations envisageables.

### 5.3 Etude de l'obstacle de section hémicylindrique

#### 5.3.1 Parcours de l'onde

Suite à l'étude menée avec la barre de section carrée, un obstacle de section hémicylindrique d'un rayon de 13 mm a été étudié. Ce rayon de la section hémicylindrique a été choisi car sa hauteur se rapproche le plus de la section carrée d'une hauteur de 11 mm parmi les profilés disponibles. Il est à noter que le périmètre de contournement de la section hémicylindrique est 1,237 fois plus grand que celui de la section carrée. Cela demeure néanmoins du même ordre de grandeur.

L'obstacle a été disposé à plusieurs positions  $D_{\text{obstacle}}$  par rapport au centre de la charge à des distances variant de 110 à 860 mm. Les positions ont été mesurées du centre de la charge à la base avant de l'obstacle. Le rayon de la charge est toujours de 50 mm, connaissant la position des obstacles, la surpression incidente au moment de l'impact en amont de l'obstacle peut être calculée.

Pour cet obstacle de section hémicylindrique, chaque position correspond à une surpression incidente à la distance du point d'impact. Le tableau 5-2 renseigne cette surpression incidente en fonction de la position de l'obstacle. Lors de cette étude des mesures de pression ont été effectuées et couplées à des visualisations pour l'ensemble des essais réalisés. Le choix des différentes positions est tel qu'il a permis de placer un capteur de pression à l'aval de l'obstacle afin de mesurer le maximum de la surpression avant la formation de l'onde de Mach.

Obstacle : barre de section hémicylindrique de rayon 13 mm	
Position de la barre (front amont obstacle - centre charge) $D_{\text{obstacle}}$ (mm)	Surpression incidente $\Delta P_{\text{inc}}^+$ (bar)
110	2,838
160	1,446
260	0,632
460	0,255
860	0,103

Tableau 5-2 Surpression incidente d'impact pour chaque position de l'obstacle de section hémicylindrique

Les images 5-6 à 5-8 montrent le parcours de l'onde contournant l'obstacle avec une section hémicylindrique.

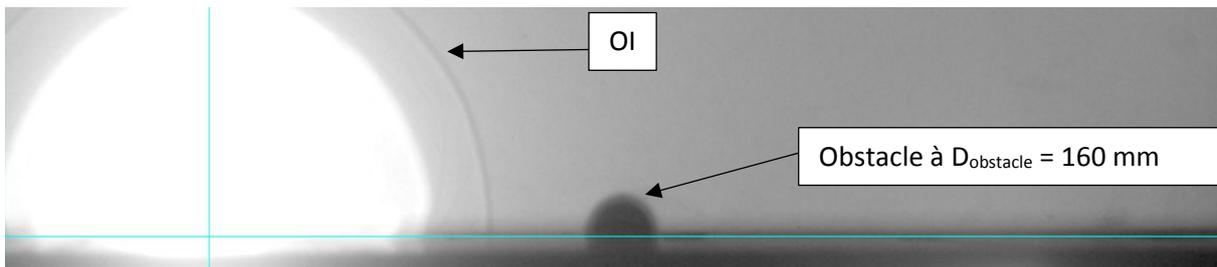


Figure 5-6 Image de l'onde incidente (OI) avant impact à  $T=101 \mu\text{s}$  et à  $d = 114 \text{ mm}$ , Obstacle à 160 mm

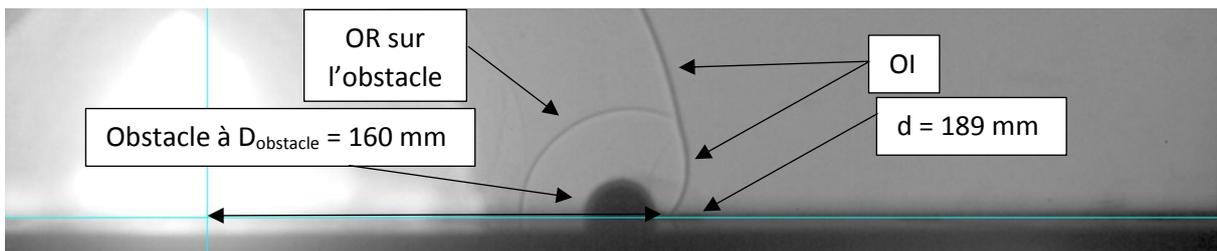


Figure 5-7 Image de l'onde de détente et de l'onde incidente se réfléchissant (OR) après impact à  $T=257 \mu\text{s}$  et à  $d = 189 \text{ mm}$ , Obstacle à 160 mm

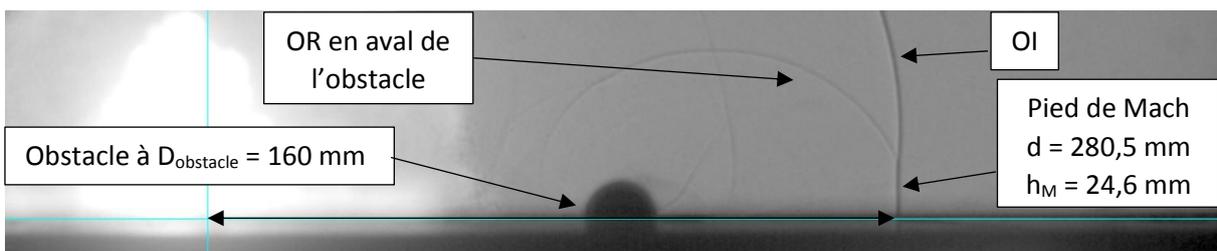


Figure 5-8 Image de l'onde de Mach après impact à  $T = 465 \mu\text{s}$  et à  $d = 280,5 \text{ mm}$  avec  $h_M = 24,6 \text{ mm}$ , Obstacle à 160 mm

Afin d'avoir une image de calibration pour tous les essais, la même méthode a été utilisée que pour l'étude avec l'obstacle précédent. La charge est entièrement sur l'image avant tir pour les positions d'obstacle de 110 mm et 160 mm (figure 5-1). Pour les positions d'obstacles suivantes la charge n'était pas sur l'image avant le tir. A partir de la position d'obstacle de 160 mm, il a été préférable de modifier l'emplacement de la charge plutôt que de déplacer l'obstacle, tout en ne déplaçant pas le montage optique. Les coordonnées de l'origine sont donc connues puisqu'elles correspondent à l'emplacement du centre de la charge sur l'image, l'obstacle figure toujours au milieu de l'image.

En procédant de la sorte, l'origine pour les tirs avec une position d'obstacle à 160 mm reste la même sur l'image que pour les essais avec les différentes positions d'obstacles.

Physiquement, lors des essais avec une position d'obstacle de 160 mm ce point sur l'image (figure 5-1) correspond à l'origine avec pour coordonnées (0 ; 0), pour la position de l'obstacle de 260 mm l'origine est au même endroit sur l'image mais aux coordonnées (100 ; 0). En ne bougeant ni le système optique, ni l'obstacle, cette technique a permis de conserver le coefficient de calibration et de pouvoir placer l'origine sur l'image. Dès lors, il a été possible de repérer spatialement l'onde de choc sur l'image dans le système métrique.

Le parcours de l'onde rencontrant un obstacle de section hémicylindrique ressemble au parcours d'une onde impactant une barre parallélépipédique. Toutefois au moment de l'impact, la surface de cet obstacle ne présentant pas d'angle, aucune turbulence ou vortex n'a été observé pendant les essais. Une fois que l'onde a contourné l'obstacle, suite à la détente, l'onde de choc se réfléchit en aval et permet la formation d'une onde de Mach. Avec les différentes vidéos des essais, il a été possible de mesurer la hauteur du point triple en fonction de la distance par rapport au front de l'obstacle, variant de 110 à 860 mm.

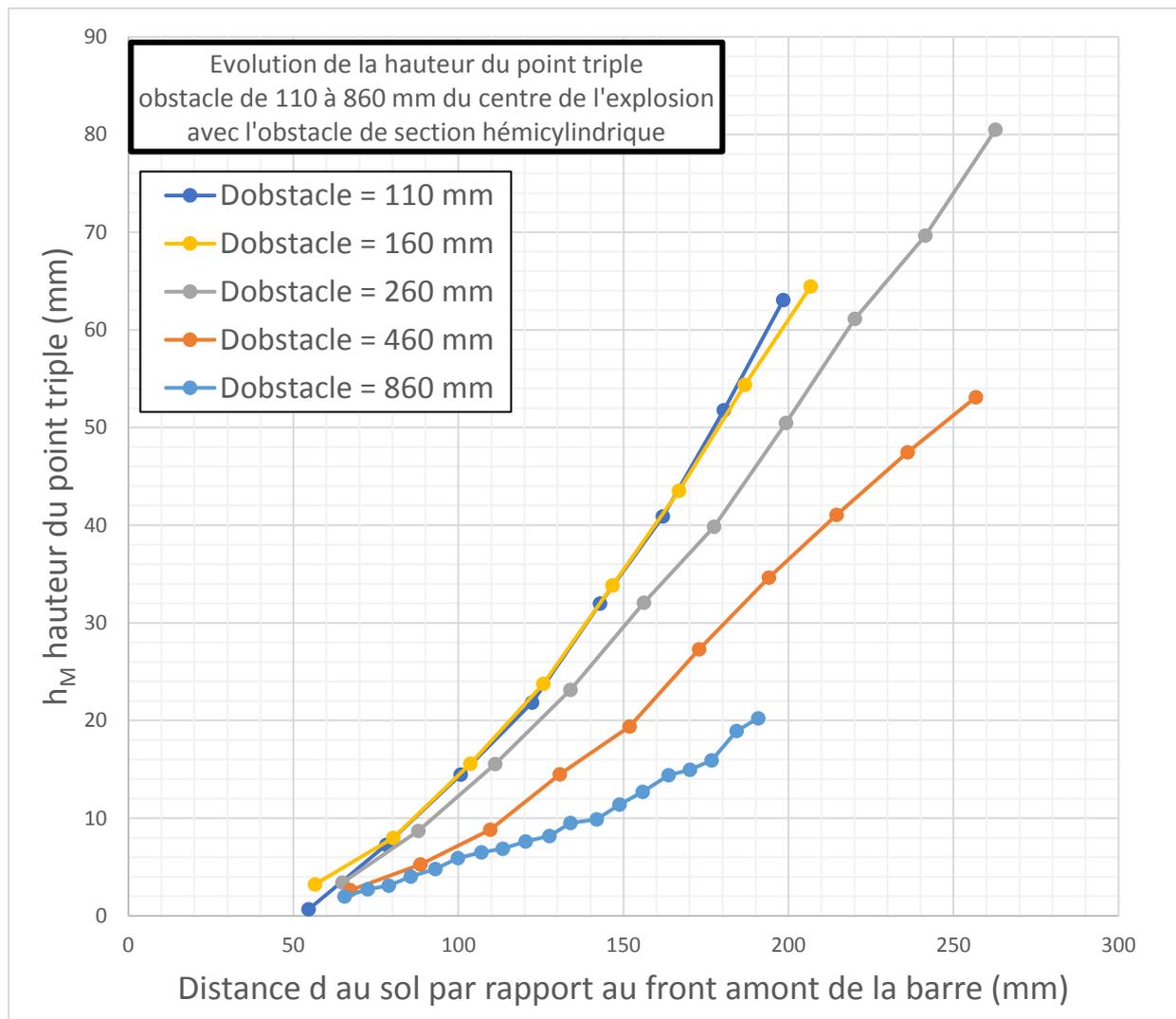


Figure 5-9 Evolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol et de la position de l'obstacle à section hémicylindrique

Les courbes de la figure 5-9 représentent l'évolution de la hauteur du point triple, en aval de l'obstacle, en fonction de la distance au sol par rapport au front de la barre hémicylindrique. L'évolution de la hauteur du point triple a été mesurée pour chaque position d'obstacle par rapport au centre de la charge. L'analyse est identique à celle de l'onde percutant une barre parallélépipédique, à une distance au sol fixée, plus l'obstacle est éloigné du centre de la charge et plus la hauteur du point triple est faible. La plage de mesures de la hauteur du point triple se restreint lorsque la barre est éloignée du centre de la charge.

Comme il a été souligné précédemment, le gradient de densité du choc est plus faible à des distances éloignées du centre de la charge, ce qui rend difficile la visualisation de l'onde et donc la mesure de la hauteur du point triple. L'ensemble des courbes montre que le décollement de l'onde réfléchie se produit au même endroit quelle que soit la position de la barre par rapport au centre de la charge. La position de l'obstacle n'influence donc pas la distance de formation de l'onde de Mach mais son évolution en aval de l'obstacle sur le domaine de distances étudié. Il est intéressant de constater que l'évolution de la hauteur du point triple semble similaire lorsque l'obstacle est positionné à 110 et 160 mm (figure 5-9).

Comme précédemment, les enregistrements vidéos ont été réalisés en trois temps. Tout d'abord, un plan large a permis de visualiser une évolution globale du phénomène. Ensuite une première réduction de la taille d'image, permettant d'augmenter la fréquence d'acquisition, a permis d'accroître le nombre des points de mesure. Une dernière réduction de la fenêtre de visualisation, augmentant une nouvelle fois le nombre d'images par seconde, a rendu possible la localisation de la formation de l'onde de Mach tout en augmentant l'échantillonnage spatial et donc le nombre de points de mesure.

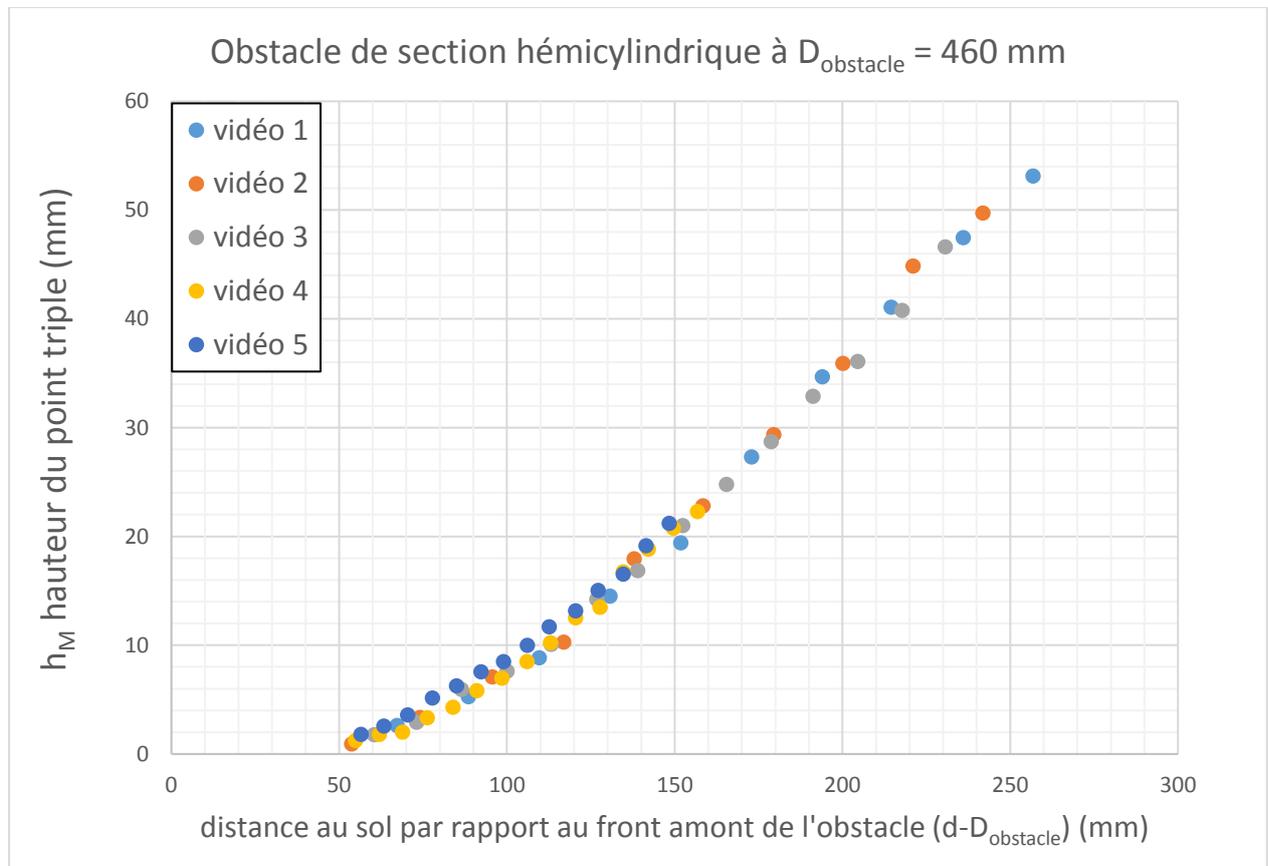


Figure 5-10 Evolution de la hauteur du point triple en aval de l'obstacle de section hémicylindrique de rayon 13 mm positionné à 460 mm du centre de la charge

La figure 5-10 montre l'évolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol en aval de l'obstacle positionné à 460 mm du centre de la charge. Lors de ces essais, les vidéos 1 et 2 ont la même résolution d'images de 672x256 pixels, la vidéo 3 a une résolution spatiale de 672x152 pixels et pour les vidéos 4 et 5 elle est de 672x72 pixels. Cette réduction de taille de l'image a été effectuée sur la hauteur, il n'a donc pas été possible de suivre la trajectoire du point triple pour les vidéos 4 et 5 sur une plage identique à celle des vidéos 1 et 2. La réduction de la résolution spatiale a rendu possible l'augmentation de la fréquence d'acquisition d'enregistrement, la densité des points de mesures est élevée en champ proche (de 50 mm à 150mm) et diminue lorsque la distance au sol augmente.

La diminution de la prise de vue a permis une meilleure précision pour la distance de formation du pied de Mach en aval de l'obstacle. Les mesures des différents essais, pour toutes les positions d'obstacles par rapport au centre de la charge, montrent que cette distance de formation est en moyenne de 49,97 mm avec un écart-type de 8,59 %, ce qui est en accord avec la valeur extrapolée suite aux essais avec la barre de section carrée de 11x11 mm.

### 5.3.2 Pression réfléchi en aval de l'obstacle de section hémicylindrique

Dans le cas de l'étude avec l'obstacle de section hémicylindrique, des capteurs de pression ont été utilisés afin de connaître l'influence des obstacles sur la surpression en quelques points du domaine aval à celui-ci. Des capteurs ont également été disposés en champ libre afin de vérifier la constance (ou la reproductibilité) de la source explosive, puisque les surpressions doivent coïncider avec celles issues du polynôme décrivant le maximum de la surpression en champ libre (équation 2.6 cf. 2.3). Les capteurs placés en aval de l'obstacle doivent permettre d'en mesurer l'influence. En particulier, un capteur a été installé le plus proche possible à l'arrière de l'obstacle afin de déterminer la chute de pression juste en aval de celui-ci. Les valeurs du maximum de la surpression mesurée ont été comparées au polynôme (équation 2.6 cf. 2.3). Les figures 5-11 à 5-15 renseignent la moyenne, prise sur tous les capteurs de pression par série d'expérience, sur l'évolution du maximum de surpression en fonction de la distance, pour chaque position d'obstacle, par rapport au centre de la charge. La position de formation du pied de Mach reportée sur ces mêmes figures est issue de l'analyse de la visualisation (cf.5.3.1).

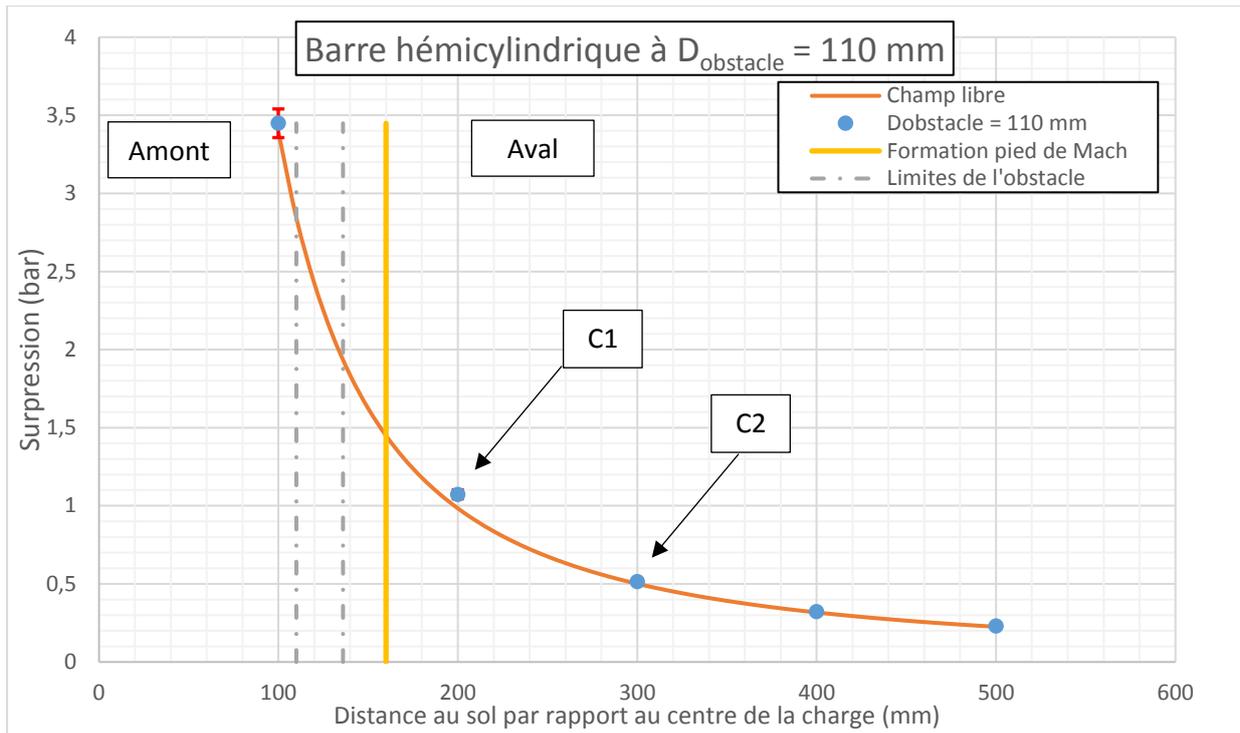


Figure 5-11 Evolution de la suppression en fonction de la distance au sol en aval un obstacle à section hémicylindrique positionné à 110 mm du centre de la charge

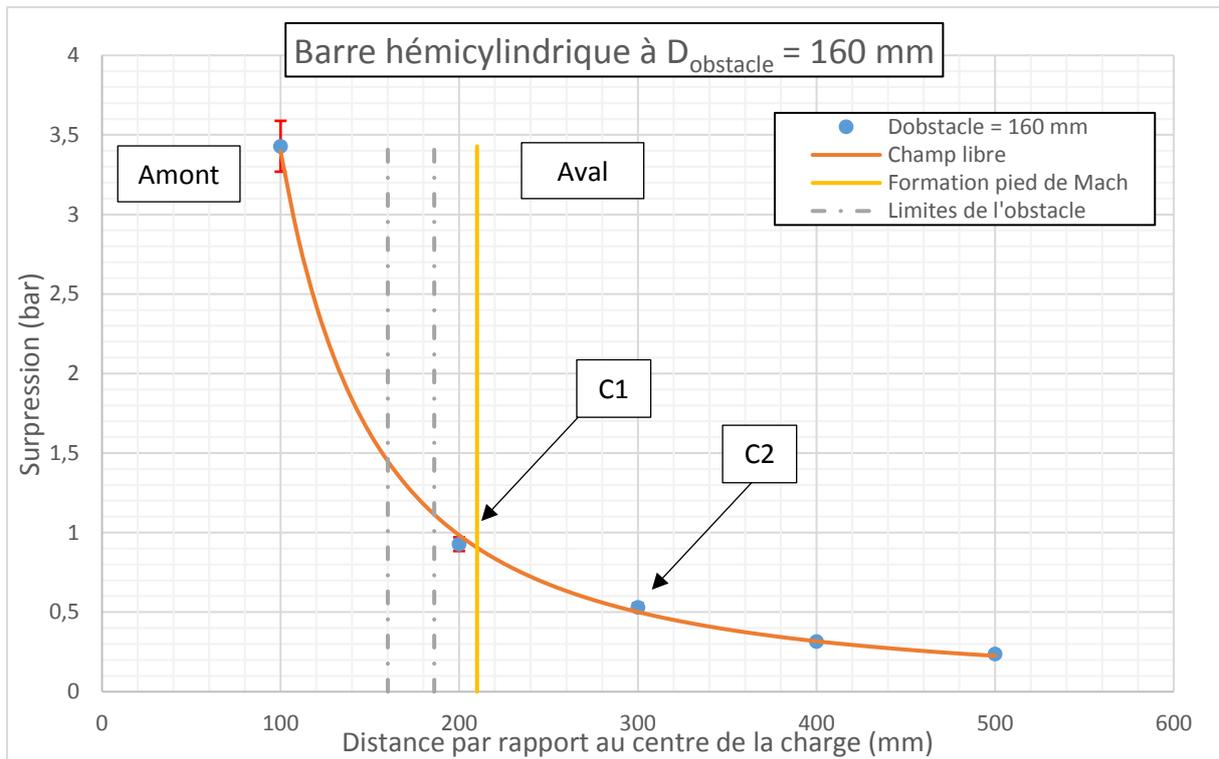


Figure 5-12 Evolution de la suppression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 160 mm du centre de la charge

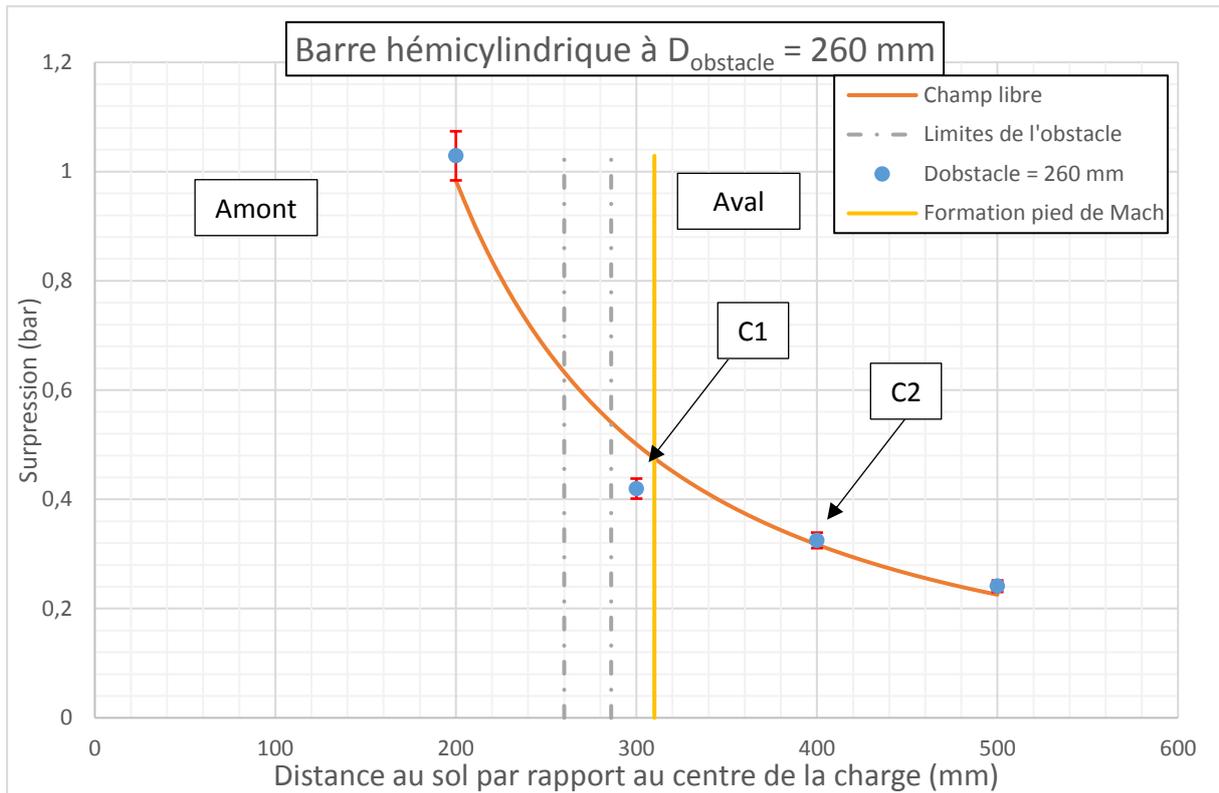


Figure 5-13 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 260 mm du centre de la charge

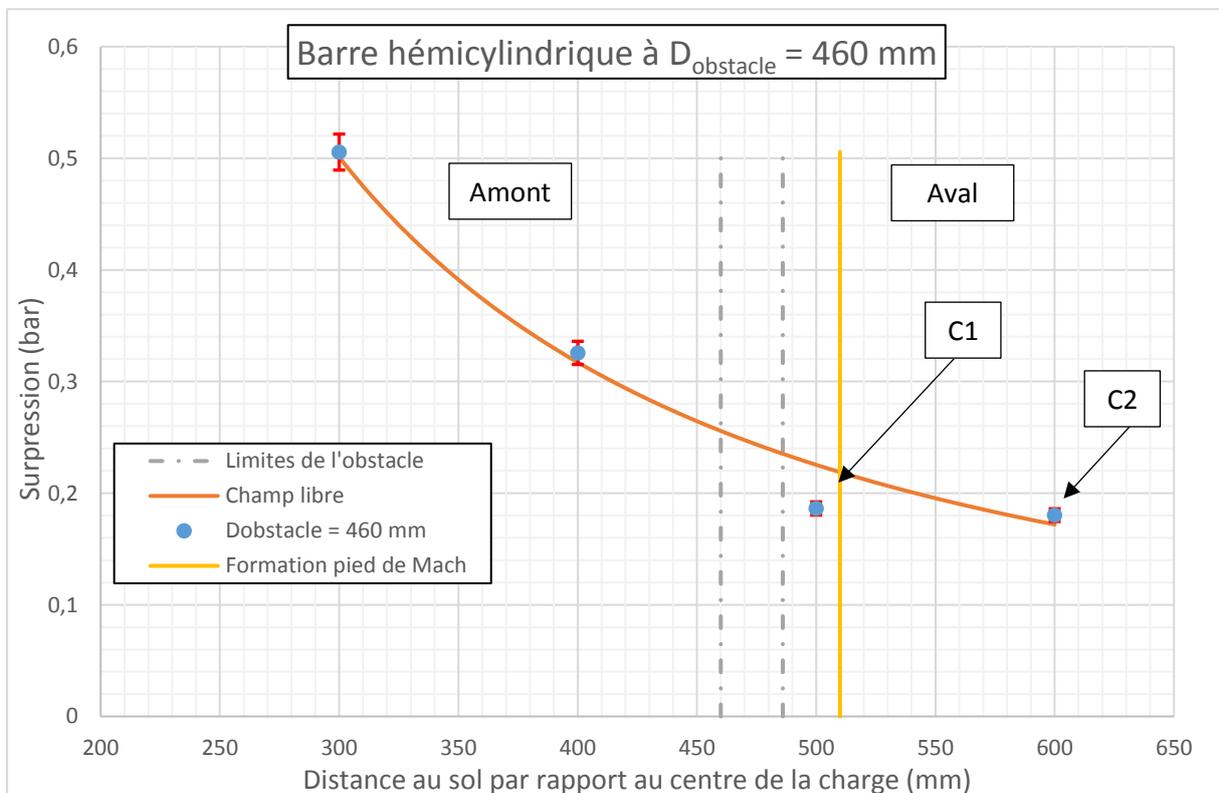


Figure 5-14 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 460 mm du centre de la charge

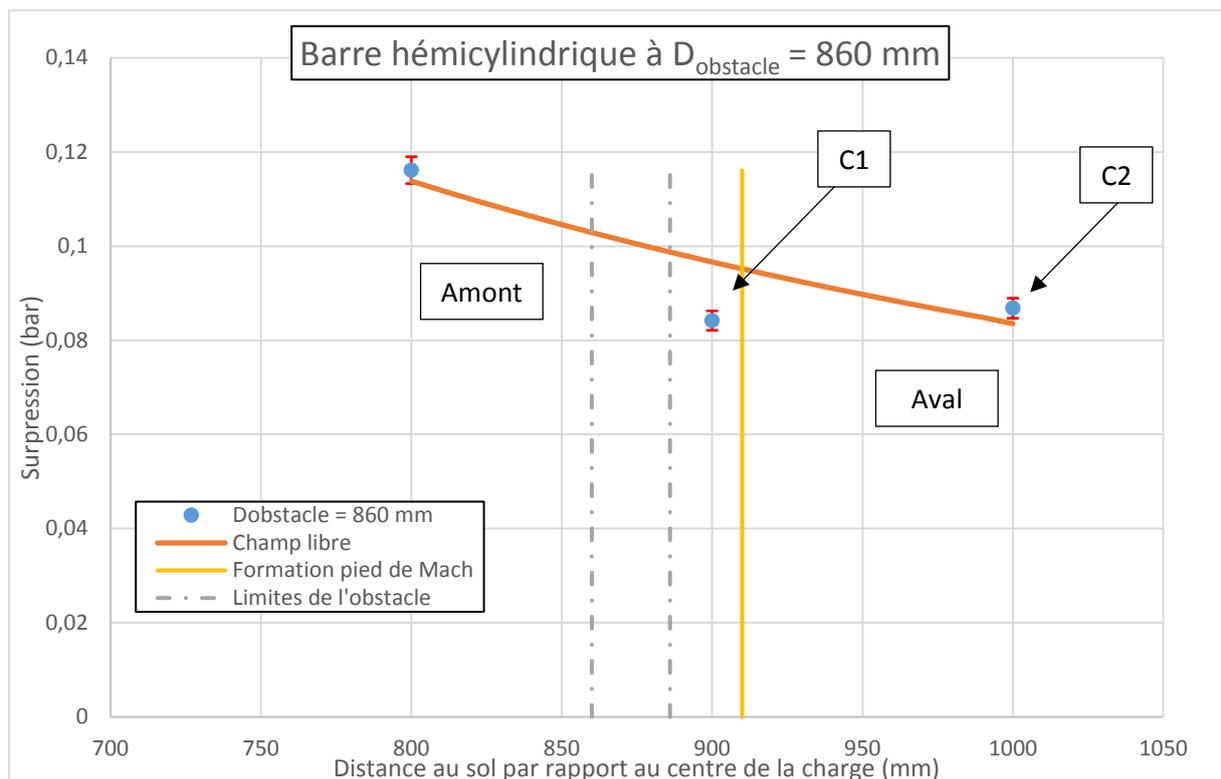


Figure 5-15 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol pour un obstacle à section hémicylindrique positionné à 860 mm du centre de la charge

Les mesures de pression sur tous les capteurs pour toutes les séries d'expériences ont permis de connaître l'écart type qui est de 3,48% par rapport au champ libre. Cet écart type est calculé pour toutes les séries d'expériences, donc à position d'obstacle fixée. Cette valeur représente l'erreur sur les mesures du maximum de la surpression lors de la campagne de tir concernant l'étude sur l'obstacle de section hémicylindrique. Elle permet aussi de montrer une nouvelle fois le haut niveau de répétabilité des essais et aussi de valider la campagne de tirs sur cette étude concernant l'obstacle de section hémicylindrique. Pour toutes les positions étudiées, le premier capteur (C1) à l'aval de l'obstacle est à 14 mm du pied de celui-ci et donc le capteur suivant (C2) est à 114 mm, hormis dans le cas où la position de l'obstacle a été de 110 mm. Dans ce cas particulier, le premier capteur (C1) à l'aval a été installé à 64 mm, ce qui ne peut plus être considéré comme directement à l'aval de l'obstacle. La position des capteurs dépend des emplacements pré-perçés de la table d'expérimentation, soit un écartement de 100 mm entre chaque position possible de capteur. Les écarts sont données tableau 5-3 pour  $D_{\text{obstacle}}$  de 160 à 860 mm

Distance $D_{\text{obstacle}}$ (face avant obstacle à centre charge) (mm)	Position capteur 1 (C1) (mm)	Position capteur 2 (C2) (mm)	Ecart capteur 1 (%)	Ecart capteur 2 (%)	Distance de formation du point triple (mm)
110	200	300	9,39	3,58	159,97
160	200	300	-5,53	3,96	209,97
260	300	400	-14,2	4,62	309,97
460	500	600	-17,18	5,11	509,97
860	900	1000	-12,72	3,2	909,97

Tableau 5-3 Ecart du maximum de la surpression entre les valeurs avec obstacle et les valeurs champ libre (sans obstacle)

Le tableau 5-3 permet de recenser les distances des capteurs par rapport au centre de la charge, à l'aval de l'obstacle, les différentes positions de l'obstacle ainsi que la formation de l'onde de Mach par rapport au centre de la charge. Afin de calculer l'écart entre les valeurs issues des mesures des capteurs de pression à l'aval de l'obstacle et des valeurs calculées pour une onde en champ libre sans obstacle, la formule suivante a été utilisée :

$$\text{Ecart (\%)} = 100 * \frac{\Delta P_{\text{mesurée}}^+ - \Delta P_{\text{champ libre}}^+}{\Delta P_{\text{champ libre}}^+} \quad (5.1)$$

A l'aide de l'équation 5.1, il a été possible de connaître l'influence de l'obstacle sur les mesures de surpression. En effet, les écarts calculés sont renseignés à la 4<sup>ème</sup> et 5<sup>ème</sup> colonne du tableau 5-3. La 4<sup>ème</sup> colonne concerne le capteur le plus proche à l'aval de l'obstacle et les écarts renseignés dans cette colonne sont négatifs et montrent donc qu'il existe une chute du niveau de pression de l'onde de choc à la suite du contournement de l'obstacle. Les valeurs de la 5<sup>ème</sup> colonne renseignent les écarts entre les valeurs champ libre et le deuxième capteur installé 100 mm plus loin du premier directement à l'arrière de l'obstacle. Les résultats montrent qu'entre le capteur installé à 14 mm et celui à 114 mm, le maximum de la surpression augmente. En s'appuyant sur la dernière colonne du tableau 5-3 et les figures 5-12 à 5-15, cette augmentation s'explique par la formation du pied de Mach entre les deux capteurs. Une fois l'onde de Mach formée, les capteurs montrent que le maximum de surpression peut être similaire à celui de l'onde en champ libre. Pour le cas précis où l'obstacle se situe à une distance  $D_{\text{obstacle}}$  de 110 mm, la figure 5-11 montre que le 1<sup>er</sup> capteur à l'aval de l'obstacle était trop éloigné de celui-ci, la mesure de pression s'est effectuée alors que le pied de Mach était déjà formé ce qui explique que l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs en champ libre restent positives. Cela signifie que la chute de pression, suite au contournement de l'obstacle, est locale et se situe immédiatement à l'aval de ce dernier.

Si les capteurs avaient été plus éloignés à l'aval de l'obstacle, en l'absence de visualisation, il n'aurait pas été possible de mettre en évidence ces phénomènes liés à la présence d'un obstacle sur le parcours de l'onde de choc. L'étude préliminaire avec l'obstacle de section carrée a permis de déterminer le positionnement optimal et l'installation du montage optique et des capteurs de pression sur le banc expérimental.

Il est intéressant de constater grâce aux doubles mesures par visualisation et par capteurs de pression, qu'en dehors du voisinage immédiat de l'aval de l'obstacle, alors que la morphologie des ondes est très différente du cas sans obstacle avec ici la formation d'un pied de Mach, les niveaux de pression au sol tendent rapidement à revenir à ceux du cas en l'absence d'obstacle.

#### 5.4 Comparaison des résultats

Lors de cette étude, la hauteur du point triple a été mesurée à l'aval d'un obstacle placé sur le parcours de l'onde. En effet, dès que l'onde incidente a contourné l'obstacle cette dernière se réfléchit sur le sol derrière celui-ci et si la surpression et la vitesse sont suffisantes une onde de Mach se forme. Deux sections d'obstacle différentes ont été étudiées, une section carrée de 11x11 mm et une section hémicylindrique de 13 mm de rayon. Les résultats concernant l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle ont été comparés entre les expériences réalisées avec ces deux sections d'obstacle. Les séries d'expériences ont montré qu'à une position d'obstacle de 1 550 mm pour la section carrée et 1 150 mm pour la section hémicylindrique, l'onde de Mach ne se forme pas à l'aval de l'obstacle.

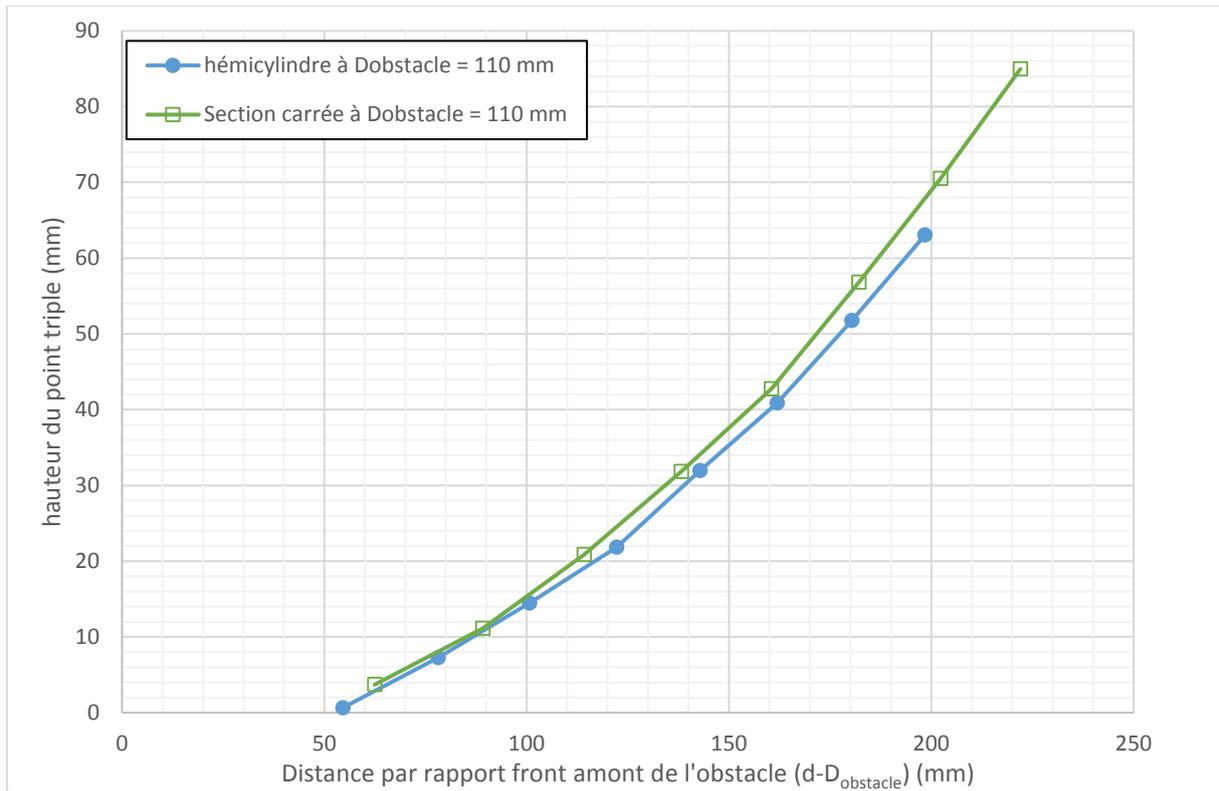


Figure 5-16 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionnée à 110 mm et une barre de section carrée positionnée à 110 mm

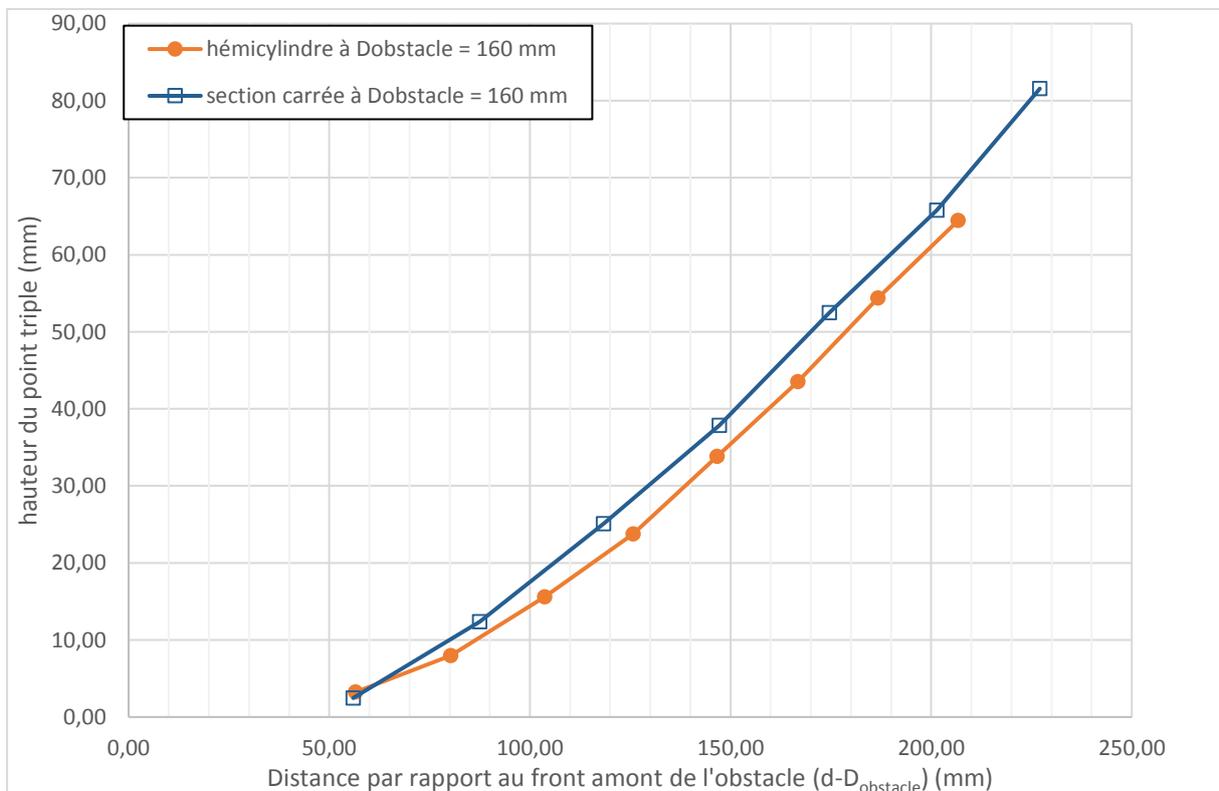


Figure 5-17 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionnée à 160 mm et une barre de section carrée positionnée à 160 mm

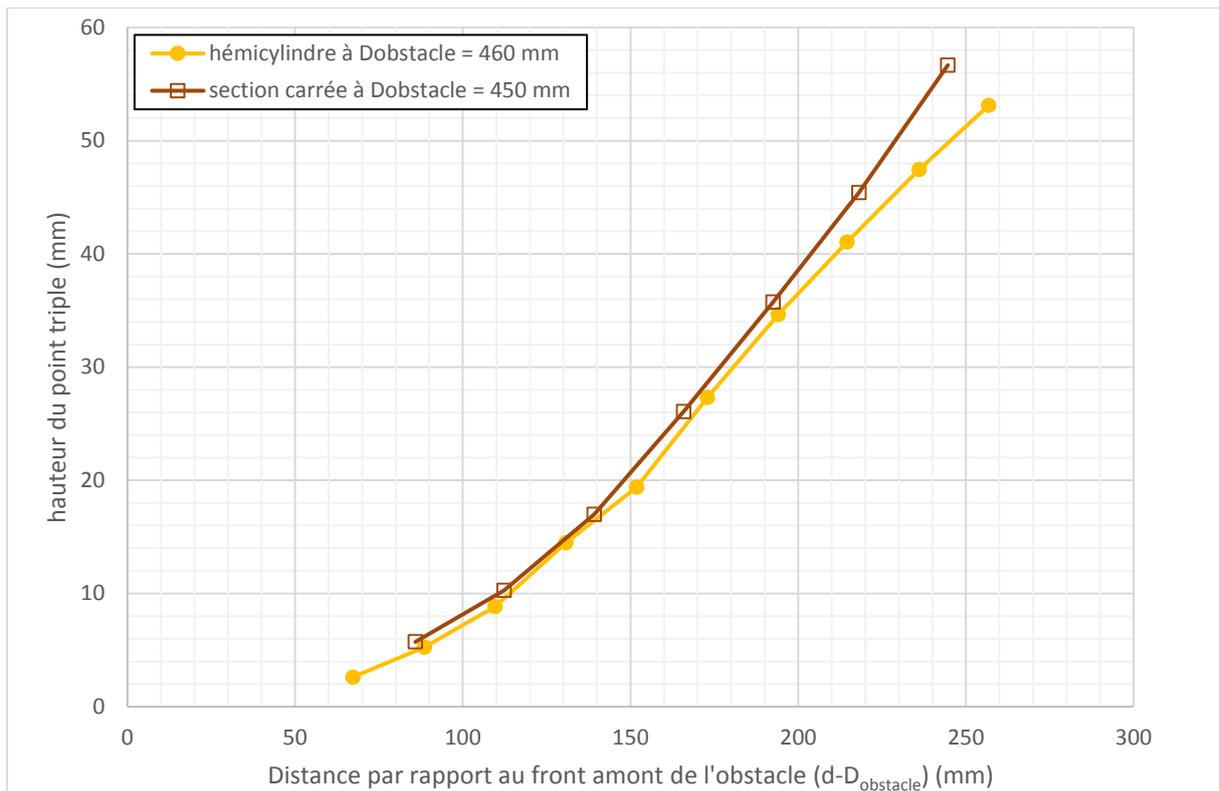


Figure 5-18 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionnée à 460 mm et une barre de section carrée positionnée à 450 mm

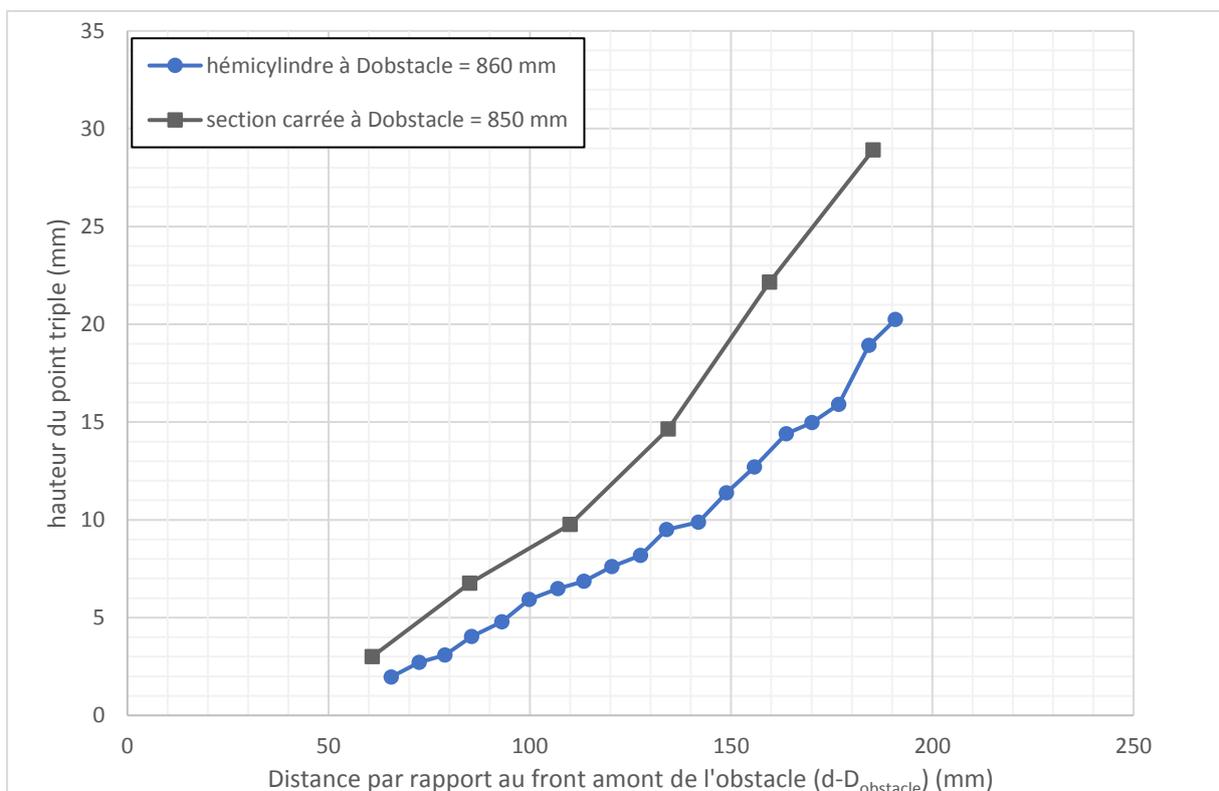


Figure 5-19 Comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle entre une barre de section hémicylindrique positionnée à 860 mm et une barre de section carrée positionnée à 850 mm

Les figures 5-16 à 5-19 permettent d'observer la comparaison de l'évolution de la hauteur du point triple derrière l'obstacle de section hémicylindrique d'un rayon 13 mm à celle derrière l'obstacle de section carrée de 11x11 mm. Hors les cas où les deux obstacles partagent la même position de 110 et 160 mm par rapport au centre de la charge, la barre hémicylindrique a été positionnée 10 mm plus loin que l'obstacle de section carrée. Pour des positions  $D_{\text{obstacle}}$  de l'obstacle de section carrée de 450 et 850 mm, celui de section hémicylindrique a été posé à 460 et 860 mm, du front amont au centre de la charge. Dans le cas de l'étude avec l'obstacle de section hémicylindrique, celui-ci a été positionné de sorte que le pied de celui-ci soit le plus proche possible d'un capteur de pression. Sur les figures, à une distance au sol par rapport au front de l'obstacle fixée, la hauteur du point triple derrière l'obstacle de section hémicylindrique est plus petite que celle derrière l'obstacle de section carrée. Afin de comparer les deux courbes sur chaque position de l'obstacle, l'évolution de la hauteur du point triple derrière l'obstacle hémicylindrique est prise comme référence pour évaluer l'écart avec celle derrière l'autre obstacle (équation 5.2). Le tableau 5-4 renseigne le pourcentage moyen exprimant la grandeur de la hauteur du point triple derrière l'obstacle de section carrée par rapport à celle à l'aval de l'obstacle hémicylindrique.

$$\text{Ecart}_{h_M}(\%) = \left( \frac{h_{M_{\text{section carrée}}}}{h_{M_{\text{section hémicylindrique}}}} - 1 \right) * 100 \quad (5.2)$$

Distance $D_{\text{obstacle}}$ (front amont obstacle à centre charge) section carrée (mm)	Distance $D_{\text{obstacle}}$ (front amont obstacle à centre charge) section hémicylindrique (mm)	Ecart $h_M$ (%)
110 mm	110 mm	9.12 %
160 mm	160 mm	5.61 %
450 mm	460 mm	6.46 %
850 mm	860 mm	70,16 %

Tableau 5-4 Ecart sur l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval d'un obstacle entre une section carrée de 11x11 mm<sup>2</sup> et une section hémicylindrique de rayon 13 mm

Le tableau précédent permet de constater la différence moyenne sur l'évolution de la hauteur du point triple, suite au contournement des obstacles de section carrée et de section hémicylindrique, présentée dans ce chapitre. La première et la deuxième colonne renseigne la position de l'obstacle par rapport au centre de la charge au moment des essais et la dernière colonne renseigne l'écart entre les deux évolutions de la hauteur du point à l'aval des obstacles. Pour les positions allant de 110 à 450 mm, l'écart entre les deux évolutions de la hauteur de point triple n'est pas élevé puisqu'en moyenne la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle de section carrée suit la même évolution que celle derrière l'obstacle de section hémicylindrique à moins de 10 % près. Toutefois, l'écart sur la hauteur du point triple à la position de 850 mm pour l'obstacle de section carrée et de 860 mm pour l'obstacle de section hémicylindrique est très important puisqu'il est de 70,16%. En moyenne et à une distance au sol fixée, la hauteur du point triple derrière l'obstacle de section carrée est donc 1,7 fois plus grande qu'à l'aval de l'obstacle de section hémicylindrique. A cette distance, le maximum de la surpression arrivant sur l'obstacle permettant de former l'onde de Mach à l'aval de l'obstacle est faible, elle est de 0,103 bar (tableau 5-2) pour celui de section hémicylindrique et de 0,104 bar (tableau 5-1) pour celui de section carrée. Il n'est donc plus possible de négliger le périmètre de l'obstacle, qui est de 40,82 mm pour l'obstacle hémicylindrique et de 33 mm pour celui de section carrée. En l'absence de capteur de pression, pour l'obstacle de section carrée, d'autres paramètres tels que les vortex au niveau des coins peuvent influencer l'écoulement et l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de ce dernier.

## 5.5 Conclusion

Dans cette partie, l'influence de la présence d'un obstacle sur le parcours d'une onde de choc a été étudiée. Cette influence concerne certaines caractéristiques mécaniques et morphologiques du développement d'onde de choc. Dans les résultats présentés, ces caractéristiques sont la surpression, l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle et le contour des ondes incidente et réfléchi. L'onde incidente est générée par la détonation d'une charge hémisphérique de propane et oxygène à proportion stœchiométrique posée au sol et de rayon de 50 mm. Deux barres de géométries différentes ont été utilisées, l'une de section carrée de 11x11 mm et l'autre de section hémicylindrique de rayon de 13 mm. Dans le cas de la barre de section carrée, seule la méthode optique a été mise œuvre afin de connaître l'influence de l'obstacle sur le parcours de l'onde. Pour l'obstacle de section hémicylindrique, des mesures par visualisation et par les capteurs de pression ont pu être réalisées à l'aval de l'obstacle. Les longueurs des barres ont été choisies de telle sorte qu'il n'y ait pas de recombinaison des ondes latérales pendant la phase des mesures de pression et de l'évolution de la hauteur du point triple.

L'étude avec la barre de section carrée montre que lors de la seconde détente le choc doit être suffisamment intense pour qu'une onde de Mach se forme. L'onde de choc subit une première détente au moment de son impact sur la face avant de l'obstacle, et une seconde lors de son contournement sur la face arrière. Ces détente peuvent diminuer suffisamment le niveau de surpression de l'onde de choc pour qu'une fois réfléchi en aval de l'obstacle elle ne permet pas la formation d'une onde de Mach. De plus, si la position de l'obstacle est éloignée par rapport au centre de la charge la surpression l'onde de choc est faible avant d'arriver au front de l'obstacle. Par conséquent, la distance entre l'obstacle et la charge ainsi que les détente aux arrêtes ne permettent pas à l'onde de choc en aval d'avoir la vitesse et la surpression nécessaire à la formation d'une onde de Mach. Cela signifie qu'il pourrait exister une distance limite entre la charge et l'obstacle où l'onde de Mach ne se forme plus en aval de ce dernier, dans la limite des essais effectués. Dans le cadre des expériences menées, cette distance limite est comprise entre une distance  $D_{\text{obstacle}}$  de 1 450 à 1 550 mm pour l'obstacle de section carrée de 11x11 mm<sup>2</sup> et entre 860 mm et 1 150 mm pour celui de section hémicylindrique de rayon 13 mm. Une étude particulière pourrait être réalisée afin de connaître précisément cette distance limite de  $D_{\text{obstacle}}$  où aucune onde de Mach ne se forme à l'aval d'un obstacle.

Les mesures par la visualisation des essais, couplées à des mesures de pression au sol, ont montré que si qualitativement la présence de ce type d'obstacle génère des variations importantes sur la morphologie des ondes par rapport au cas sans obstacle, les niveaux de surpression sont retrouvés par rapport aux niveaux en l'absence d'obstacle.

Les deux campagnes d'essais ont permis de comparer l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval des obstacles présentés dans ce chapitre. En effet, les hauteurs d'obstacles sont dans le même ordre de grandeur. Les résultats montrent que l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle tend à être similaire. Cependant, pour des distances éloignées de l'obstacle par rapport au centre de la charge, en moyenne la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle de section carrée est plus importante que celle à la suite du contournement de l'obstacle de section hémicylindrique. On peut estimer que la face avale verticale pour l'obstacle de section carrée permet à l'onde contournant le sommet de heurter plus violemment le sol à l'arrière de ce dernier qu'avec celui de section hémicylindrique, ce qui permet une formation plus aisée d'une onde de Mach. Le périmètre de l'obstacle peut être négligé en champ proche mais ne peut plus l'être une fois que la distance entre l'obstacle et le centre de la charge est élevée.

L'étude de l'effet perturbateur d'un obstacle a été poursuivie en mettant en œuvre cette fois, non pas une onde incidente directe issue d'une charge hémisphérique au sol, mais d'une onde issue d'une charge sphérique, en hauteur, et dans des conditions qui permettent de générer et de développer une onde de Mach. Une fois formée cette onde percutera l'obstacle placé sur son parcours.

## Chapitre 6 - Interaction d'une onde de Mach avec un obstacle élémentaire – Charge sphérique à HOB > 0

### 6.1 Présentation des obstacles et des expériences

Les travaux présentés dans ce chapitre consistent à dimensionner une expérience, réalisable à l'échelle du laboratoire, afin de développer au sol une surpression qui soit la plus proche possible de celle générée par une onde de souffle issue de la détonation d'une charge de 1 kg de TNT à une hauteur HOB de 1 m du sol. Comme dans le chapitre précédent, l'intérêt est de regarder l'influence d'un obstacle sur ce type d'onde de souffle, et plus particulièrement lorsque les conditions de charge en hauteur d'explosion HOB sont telles qu'une onde de Mach se développe. L'expérience définie consiste à faire détoner une charge sphérique d'un rayon 60 mm à une hauteur HOB de 148,4 mm. Dans ces conditions, similaires à celles présentées dans le chapitre 3, une onde de Mach se développe sur la table d'expérimentations. Ces conditions constituent un prérequis à ce type d'étude d'interaction entre une onde de Mach et un obstacle.

La figure 6-1 présente l'évolution de la surpression réfléchi au sol pour le cas d'intérêt et pour le cas choisi pour cette étude et la figure 6-2 représente l'évolution de la hauteur du point triple pour les deux charges.

Pour rappel, le cas d'intérêt concerne l'étude de la détonation d'une charge de TNT d'une masse de  $M_{\text{TNT}} = 1$  kg à une hauteur d'explosion HOB = 1 m. Dans le chapitre concernant le dimensionnement d'expérience (cf. chapitre 4), les résultats montrent qu'il est possible de comparer ce cas d'intérêt à une étude à échelle de laboratoire à un coefficient d'Hopkinson  $k$  près. D'après les résultats précédents (cf. 4.2) le choix a été arrêté sur une charge de gaz de rayon  $R_0 = 0,602$  m avec une hauteur d'explosion HOB = 1,49 m. Afin de pouvoir faire cette étude au laboratoire le coefficient d'Hopkinson est de 10,05. Cela permet d'avoir une charge de gaz de rayon  $R_0 = 60$  mm placée à une HOB = 14,84 mm. Cependant les courbes concernant l'évolution de la hauteur du point triple ne se croisent pas et ne sont pas parallèles, celle concernant la charge de gaz reste inférieure à celle concernant la charge de TNT (figure 6-2).

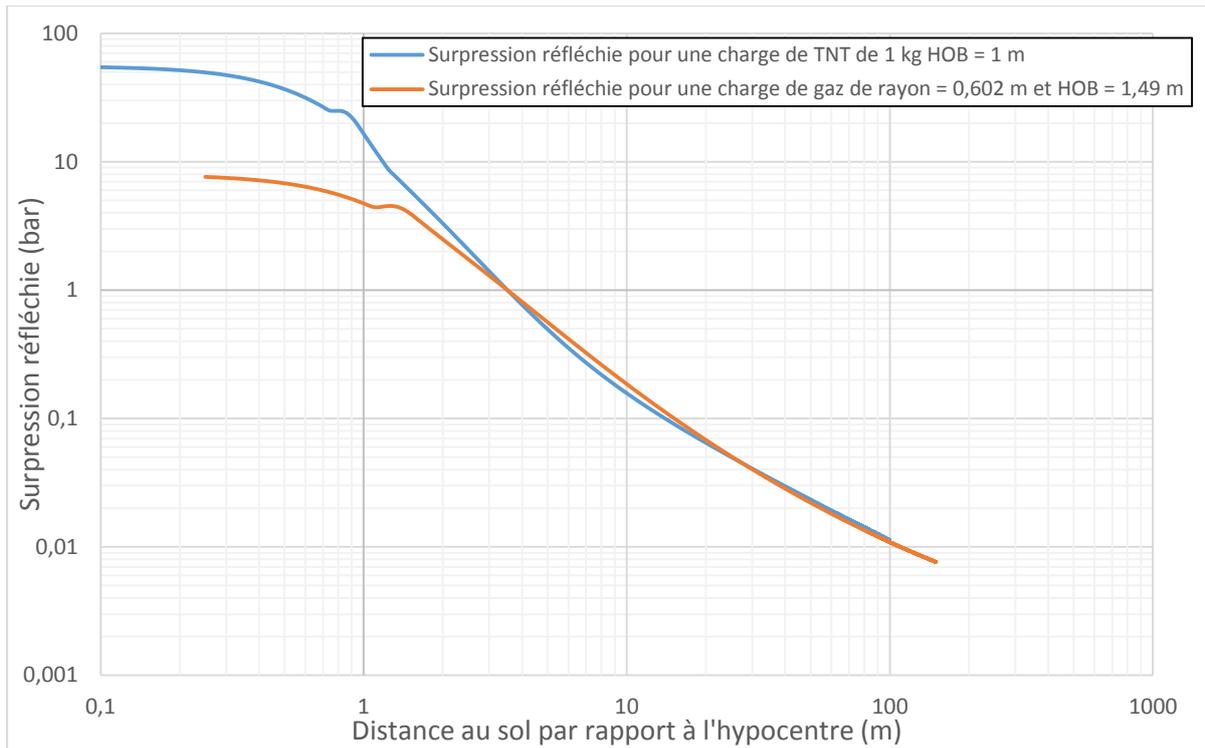


Figure 6-1 Comparaison des surpressions réfléchies au sol pour une charge de TNT de  $M_{TNT} = 1$  kg à une HOB = 1 m et une charge de gaz de rayon  $R_0 = 0,602$  m à une HOB = 1,49 m



Figure 6-2 Comparaison de la hauteur du point triple pour une charge de TNT de  $M_{TNT} = 1$  kg à une HOB = 1 m et une charge de gaz de rayon  $R_0 = 0,602$  m à une HOB = 1,49 m

Dans cette partie, trois sections différentes d'obstacle ont été retenues pour réaliser l'étude, une section hémicylindrique, une section triangulaire et une section rectangulaire. Les trois sections ont la même hauteur et la même base, soit 44 mm et la même hauteur de 22 mm. Dans un premier temps un obstacle de section hémicylindrique d'un rayon de 23 mm, ensuite un obstacle de section triangulaire isocèle a été utilisé avec une hauteur de 22 mm et de base 44 mm, pour finir une barre parallélépipédique d'une hauteur de 22 mm et de largeur 44 mm.

Au vu des différentes sections, il y a une variation du périmètre et donc de la distance parcourue par l'onde lors du contournement. La section triangulaire a un périmètre de 62,23 mm, la section hémicylindrique de 72,26 mm et la section rectangulaire de 88 mm.

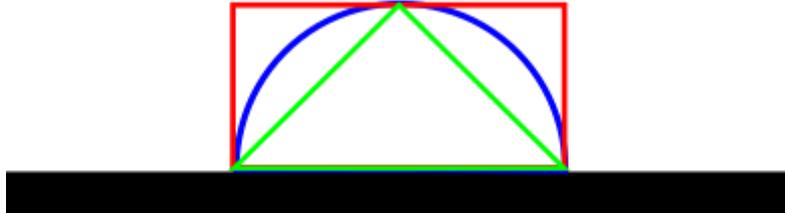


Figure 6-3 Représentation des sections utilisées pour les différentes expériences à HOB non nulle

Le but étant de connaître l'influence de la présence d'un obstacle sur le parcours et l'évolution d'une onde de Mach, la charge sphérique placée en hauteur a été choisie de telle sorte d'assurer ce type d'onde réfléchi sur la table d'expérience. Deux types d'interactions entre une onde de Mach et l'obstacle ont été retenus afin de mener cette étude :

- La hauteur du point triple est inférieure ou égale à la hauteur de l'obstacle au moment de l'impact sur la face avant de celui-ci.
- La hauteur du point triple est au minimum 1,2 fois supérieure à la hauteur de l'obstacle au moment de l'impact sur sa face avant.

A partir des résultats présentés dans le chapitre 3 concernant l'explosion de charge sphérique en hauteur au laboratoire, une corrélation empirique (équation A3) a été définie permettant de connaître l'évolution de la hauteur du point triple en fonction du rayon de la charge, de la hauteur d'explosion et de la distance au sol. Une série d'expériences a été effectuée avec une charge d'un rayon de  $R_0 = 60$  mm et une hauteur d'explosion  $HOB = 150$  mm. Pour les séries d'expériences considérées dans ce chapitre le rayon de la charge est identique alors que la hauteur de l'explosion est de  $HOB = 148,4$  mm proche de celle citée précédemment. En plus de cette corrélation empirique et avec ces trois paramètres d'entrée, tels que la hauteur de l'explosion, la plage de distance au sol et le rayon de la charge, les formulations du NRDC permettent aussi de déterminer l'évolution de la hauteur du point triple et la surpression au sol pour toute source explosive, notamment gazeuse à hauteur d'explosion HOB supérieure à zéro. Ces différents calculs ont permis de placer les obstacles sur la table de détonation en respectant les contraintes d'interaction de l'onde de Mach, hauteur du point triple, en fonction de la hauteur de ceux-ci.

Deux positions ont ainsi été sélectionnées avec d'une part un obstacle à 300 mm et d'autre part un obstacle à 350 mm, distances entre l'hypocentre de la charge explosive et la face amont de l'obstacle.

Avec la distance de 300 mm de l'hypocentre de la charge explosive, la hauteur du point triple est alors inférieure ou égale à la taille de l'obstacle et avec la distance de 350 mm la hauteur du point triple respecte bien la contrainte de 1,2 fois la hauteur de l'obstacle.

Les deux systèmes de mesures ont été utilisés. Pour la visualisation, les enregistrements ont été réalisés à une fréquence de 28 169 images par seconde et pour une résolution spatiale de 672x152 pixels, soit dans l'espace physique une image qui correspond à 437x99mm.

Outre l'évolution de la hauteur du point triple, les formules du NRDC, adaptées au gaz utilisé au laboratoire (propane et oxygène en proportion stœchiométrique), permettent aussi de connaître la surpression réfléchie attendue au niveau du sol. En plus de ces calculs et afin de pouvoir comparer les niveaux de surpression, deux rangées de capteurs ont été installés symétriquement par rapport à l'hypocentre. La première rangée est en champ libre, et la seconde rangée dans la direction de l'obstacle. La figure 6-4 montre l'emplacement des capteurs afin d'avoir des relevés comparables. Les capteurs en champ libre et en aval de l'obstacle ont été positionnés aux mêmes distances de l'hypocentre afin d'en comparer les valeurs.

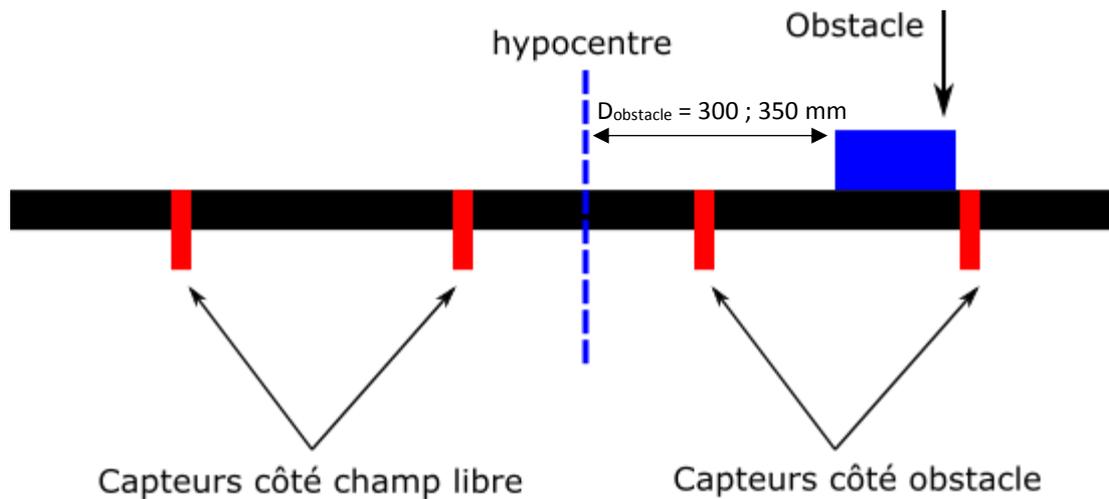


Figure 6-4 Schéma de principe pour les expériences à HOB non nulle

## 6.2 Parcours de l'onde de choc

### 6.2.1 Cas de la hauteur du point triple inférieure ou égale

Dans un premier temps, les expériences se sont orientées dans le cas où la hauteur du point triple est inférieure ou égale à la hauteur de l'obstacle, figure 6-5

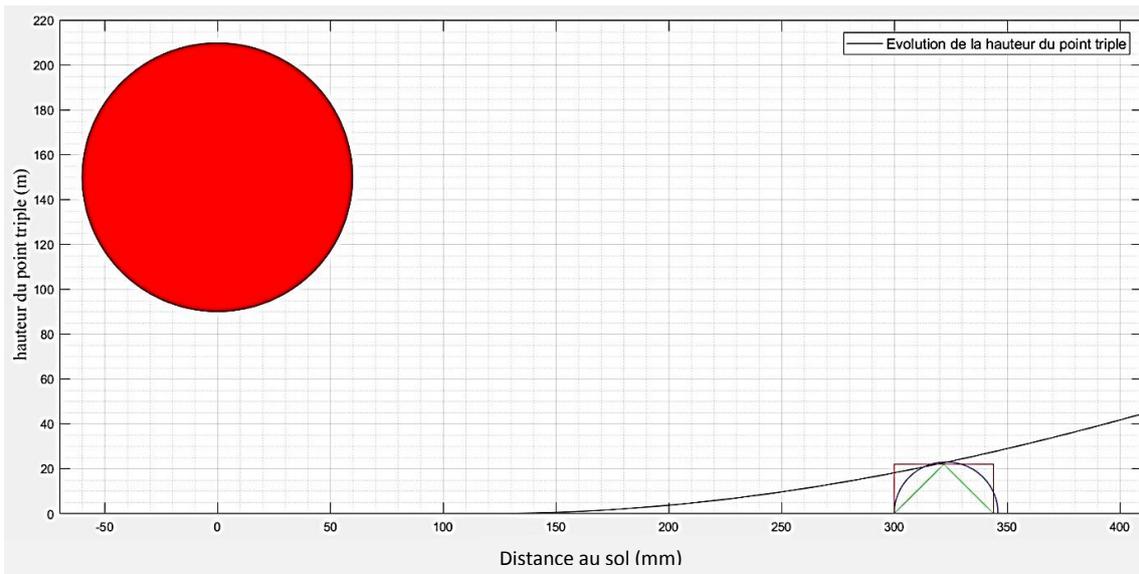


Figure 6-5 Représentation de l'expérience avec l'évolution de la hauteur du point triple pour les obstacles situés à  $D_{obstacle} = 300$  mm de l'hypocentre

Pour cela, le front amont de l'obstacle a été placé à une distance de 300 mm de l'hypocentre. Cette distance a pu être calculée à l'aide du NRDC-gaz exprimant la hauteur du point triple en fonction de la hauteur de l'explosion HOB et du rayon de la charge  $R_0$ , tout en considérant les résultats issus la formulation empirique (A3). Dans cette série d'essais, la hauteur de l'explosion HOB était de 148,4 mm et le rayon de la charge de 60 mm.

La hauteur du point triple a été calculée sur une distance au sol par rapport à l'hypocentre telle que cette plage soit égale à 3 fois la hauteur de l'explosion HOB. Par lecture graphique (figure 6-2) il a été possible de connaître à quelle distance au sol à laquelle la hauteur de point triple est égale à 22 mm. Pour respecter une marge imposée de 20% par rapport à la hauteur de l'obstacle, cette hauteur de point triple a été choisie plus faible afin que cette dernière ne soit pas supérieure à l'obstacle. En effet, à l'arrivée de l'onde et avec une erreur de 20%, la hauteur du point triple aurait pu être de 26,4 mm, ce qui correspond à une valeur supérieure à celle de la hauteur de l'obstacle. Afin d'être certain que la hauteur du point triple soit égale ou inférieure, il a fallu choisir une valeur théorique plus faible que la hauteur même de l'obstacle, de sorte qu'en prenant en compte le pourcentage d'erreur la valeur maximale de la hauteur du point triple soit égale à la hauteur de l'obstacle. La valeur retenue pour la hauteur du point triple a été de 17,8 mm et donc à la distance au sol de 300 mm.

Pour les différents essais, l'obstacle a été positionné au centre de l'image. La taille du champ d'enregistrement des images n'a pas permis d'intégrer le centre de la charge ni même une partie de celle-ci. Afin de pouvoir quantifier les résultats provenant des enregistrements de la caméra, une image a donc servi de calibration, figure 6-6.

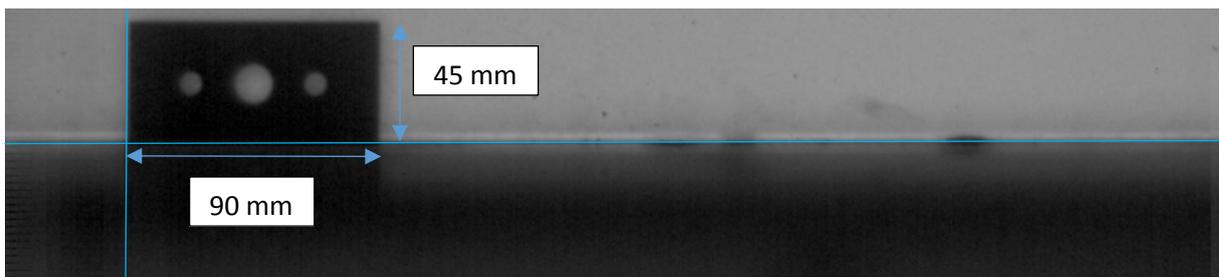


Figure 6-6 Image de calibration pour les essais à HOB non nulle

Le coin en bas à gauche de la pièce présentée a été disposé à 150 mm de l'hypocentre, elle mesure 90 mm de long et 45 mm de haut, les diamètres des ronds extérieurs sont de 8 mm et celui du rond central de 14 mm. La pièce a été décalée sur un côté de l'image puis placée au centre de l'image afin de vérifier qu'il n'y a pas de distorsions optiques liées à l'objectif utilisé et ne pas biaiser les mesures. Ces distorsions optiques peuvent intervenir à la fois sur les bords comme au centre de l'image. Une fois l'image de calibration prise, les images issues des différentes visualisations peuvent être quantifiées, les ondes peuvent être repérées en espace et en temps.

Une fois l'obstacle installé, les essais ont pu être réalisés pour les trois sections décrites précédemment. Tout d'abord une série d'essais a été réalisée avec l'obstacle de section triangulaire, ensuite avec une section hémicylindrique et pour terminer avec la section rectangulaire.

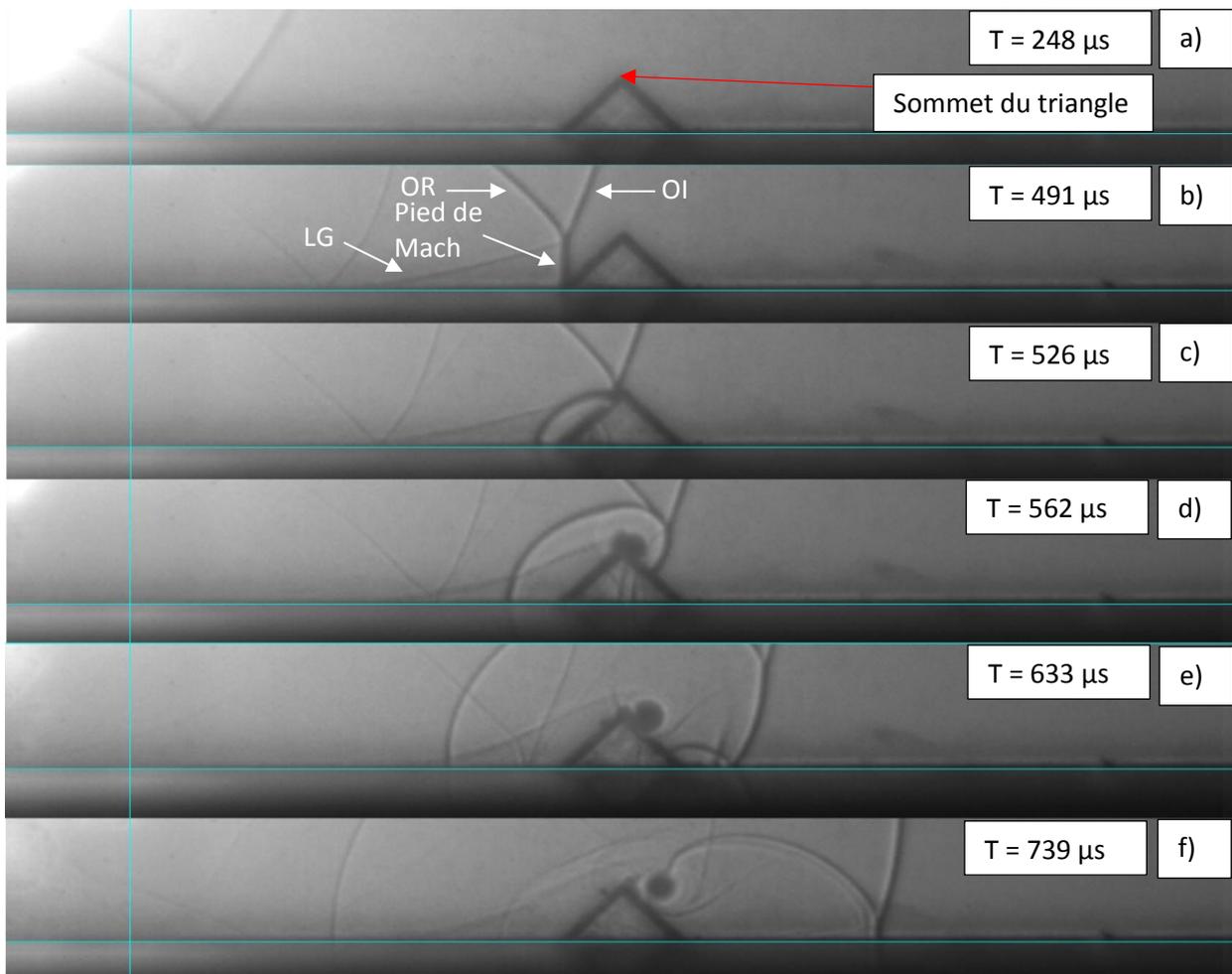


Figure 6-7 Parcours de l'onde dans le cas d'un obstacle à section triangulaire positionné à 300 mm de l'hypocentre

La figure 6-7 représente un ensemble d'images prises lors d'un essai représentant le parcours d'ondes pour le cas d'étude où une barre avec une section triangulaire est positionnée à 300 mm de l'hypocentre, par rapport au pied amont à la base du triangle. L'origine figurant sur chaque image a été placée à l'aide de l'image de calibration, l'origine de l'image est au niveau du sol à 150 mm de l'hypocentre.

La figure 6-7-a représente l'onde incidente et l'onde réfléchi avant la formation de l'onde de Mach à un temps de 248  $\mu$ s et se trouve à une distance au sol de 173,5 mm de l'hypocentre. La figure 6-7-b représente l'onde de Mach formée à l'aval de l'obstacle et l'impactant à un temps de 491  $\mu$ s et une hauteur de point triple  $h_M = 19,59$  mm. La figure 6-7-c, au temps de 526  $\mu$ s, montre que le pied de

Mach initial s'est réfléchi sur la face avant de l'obstacle, les ondes incidente et réfléchie arrivent au sommet de l'obstacle. Sur la figure 6-7-d, prise au temps de 562  $\mu$ s, les ondes contournent l'obstacle et un vortex se forme sur le sommet de la section triangulaire, une nouvelle onde incidente se crée suite à ce contournement. La figure 6-7-e est au temps de 633  $\mu$ s et l'intersection entre l'onde réfléchie à l'aval de l'obstacle et l'onde issue du contournement est à une distance au sol de 364,1 mm par rapport à l'hypocentre. L'onde incidente créée suite au contournement se réfléchit sur le sol. Sur la figure 6-7-f prise au temps de 739  $\mu$ s l'onde de Mach se situe à une distance au sol de 416,3 mm par rapport à l'hypocentre et la hauteur du point triple sur cette image est de  $h_M = 8,98$  mm.

Cette série permet de connaître le parcours d'une onde de Mach venant impacter un obstacle. Si la hauteur du point triple est égale ou est inférieure à l'obstacle, l'onde de Mach se réfléchit complètement sur celui-ci et n'apparaît plus sur l'enregistrement vidéo et n'évolue plus. Cet ensemble d'images montre aussi qu'un nouveau front d'onde se crée suite au contournement de l'obstacle et se réfléchit sur le sol. Une fois que l'onde réfléchie est formée, cette dernière va permettre la création d'une onde de Mach à l'aval de l'obstacle. Suite à la formation de l'onde de Mach à l'aval de l'obstacle, la hauteur du point triple a pu être mesurée pour tous les essais et avec les différents obstacles.

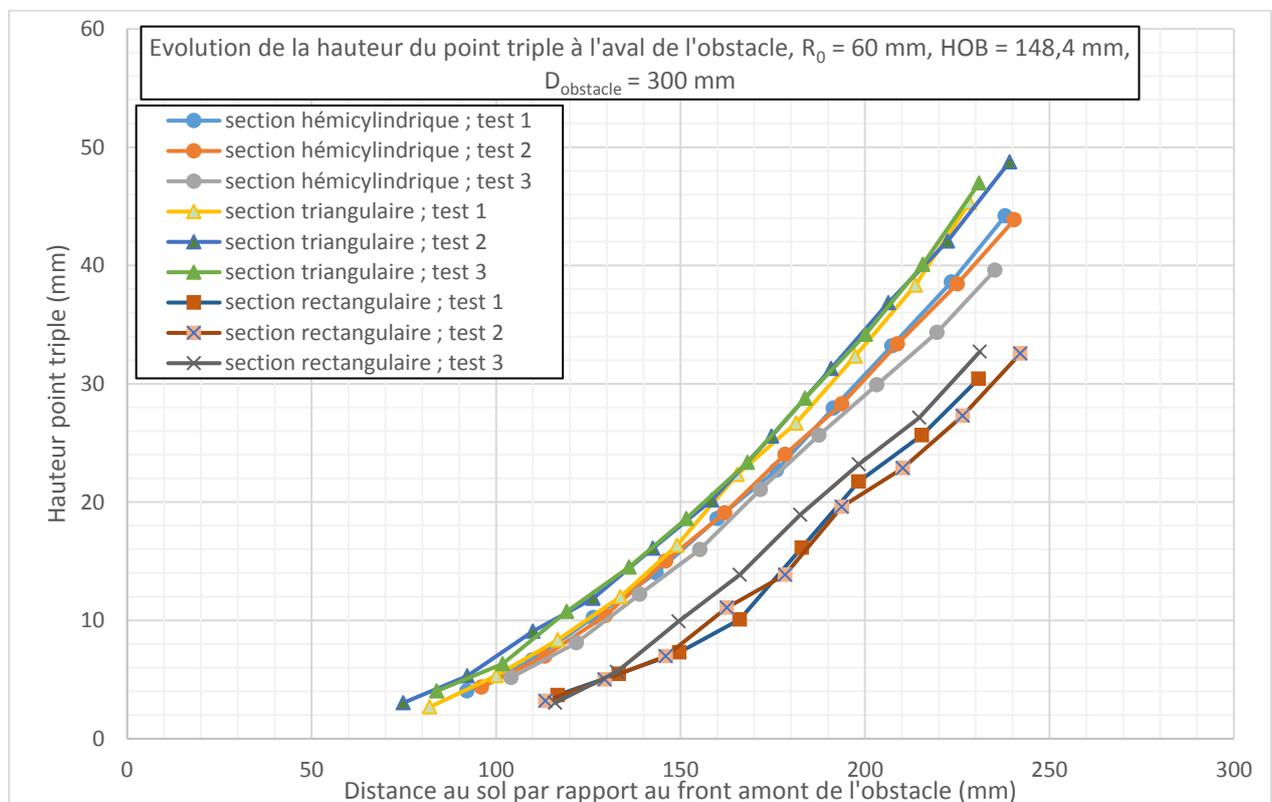


Figure 6-8 Evolution de la hauteur du point triple par rapport au front de l'obstacle pour les trois sections d'obstacles étudiées, pour des positions d'obstacle à 300 mm de l'hypocentre

La figure 6-8 permet de connaître l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle en fonction de la distance au sol par rapport au front de celui-ci, pour les trois sections de barres étudiées. Sur cet ensemble de courbes, trois réseaux peuvent être identifiés. L'ensemble supérieur correspond à l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle de section triangulaire, le deuxième ensemble derrière l'obstacle de section hémicylindrique et les dernières courbes à l'aval de l'obstacle de section rectangulaire. Lors de ces campagnes de tirs, celles avec l'obstacle de section rectangulaire présente une erreur sur la répétabilité supérieure aux autres campagnes.

L'écart type, sur l'évolution de la hauteur du point triple, pour l'obstacle de section rectangulaire est de 12,11%, celui avec l'obstacle de section triangulaire est de 10,05% et l'écart type est de 1,67% pour les essais avec l'obstacle de section hémicylindrique.

La figure 6-8 met en évidence l'influence du périmètre sur l'évolution de la hauteur point triple formée à l'aval de l'obstacle, dans le cadre des sections d'obstacles étudiées. En effet, sur une distance au sol fixée par rapport au front de l'obstacle, identique pour tous, plus le périmètre de celui-ci est élevé plus la hauteur du point triple est faible. Cela s'explique par le parcours de l'onde autour de l'obstacle lui-même. En effet, une fois que l'onde se réfléchit sur l'obstacle cette dernière contourne et se réfléchit une nouvelle fois sur le sol à l'aval de l'obstacle.

Dans le cas de l'obstacle de section triangulaire, l'onde de Mach initiale se réfléchit sur la face avant de l'obstacle, une détente apparaît sur le sommet et le contournement se fait sur la seconde partie, soit une distance de 31,11 mm. Pour le cas de l'obstacle de section hémicylindrique, l'onde de Mach initiale se réfléchit sur le premier quart de cylindre, la section n'ayant pas de sommet aucun vortex n'apparaît, suite à cela l'onde de contournement passe par le second quart de cylindre d'une distance de 36,13 mm. Pour le dernier cas de l'obstacle de section rectangulaire, l'onde de Mach se réfléchit sur la face amont et une détente se forme sur le sommet en haut gauche du rectangle. Contrairement aux deux obstacles précédents, l'onde incidente et l'onde réfléchie continuent leurs parcours sur le plat du rectangle pour ensuite le contourner et créer une seconde détente en arrivant sur le sommet en haut à droite. En prenant en compte le parcours des ondes sur le haut de l'obstacle et la face arrière, la distance du parcours est de 66 mm. Cette distance est environ deux fois plus grande que la distance du parcours pour le contournement des deux autres obstacles.

Dans le chapitre précédent (cf. 5.4), lors de la comparaison sur l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de chaque obstacle, il a été montré que le périmètre ne peut pas toujours être négligé. De ce fait, à une distance au sol fixée par rapport à la position de l'obstacle, la hauteur du point triple est moins élevée lorsque le périmètre est plus grand. Une hypothèse, non vérifiable dans ces travaux, serait l'influence des vortex se formant aux coins des obstacles triangulaire et rectangulaire. Une dissipation d'énergie à la détente pourrait alors avoir une influence sur l'évolution de la hauteur du point triple.

Ce résultat est mis en évidence lors de ces trois campagnes d'essais, pour une charge sphérique en hauteur, qui mettent en œuvre des sections de même hauteur et de même largeur mais ayant des périmètres différents. Le périmètre de l'obstacle de section triangulaire est inférieur à celui-ci de section hémicylindrique, qui est quant à lui inférieur au périmètre de l'obstacle de section rectangulaire. En s'appuyant sur la figure 6-8, à une distance au sol fixée par rapport à la position de l'obstacle, la hauteur du pied de Mach est plus élevée à l'aval de l'obstacle de section triangulaire qu'à l'aval de celui de section hémicylindrique et la hauteur du point triple la plus faible est à l'aval de l'obstacle de section rectangulaire.

A titre illustratif, la figure 6-9 représente l'évolution de la hauteur du point triple percutant l'obstacle suite à la détonation de la charge, comparée au NRDC (2001) et représente l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle, conséquence de la réflexion de l'onde de contournement. Les résultats de cette figure sont issus des mesures réalisées par visualisation pour l'obstacle de section rectangulaire.

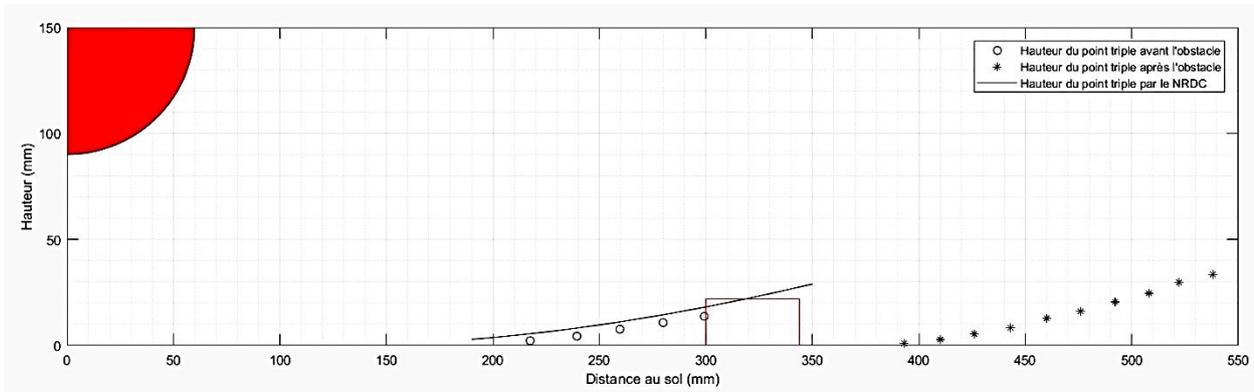


Figure 6-9 Evolution de la hauteur du point triple pour l'onde de Mach initiale (en amont de l'obstacle) et de l'onde de Mach générée à l'aval de l'obstacle - Résultats tirés d'un essai avec l'obstacle de section rectangulaire

### 6.2.2 Cas de la hauteur du point triple strictement supérieure à l'obstacle

Dans ces séries d'expériences, le front amont de l'obstacle a été positionné à une distance de l'hypocentre de 350 mm. A cette distance de l'hypocentre, la hauteur du point du triple de l'onde de Mach est nettement supérieure à la hauteur de l'obstacle. Cette hauteur de point triple a été calculée de sorte que cette dernière mesure un minimum de 1,2 fois la hauteur de l'obstacle. La figure 6-10 représente la trajectoire du point triple en fonction de la distance au sol. Sur cette figure, la charge et les obstacles sont également représentés, il apparait bien que la hauteur du point triple est supérieure à ces derniers au moment de l'impact.

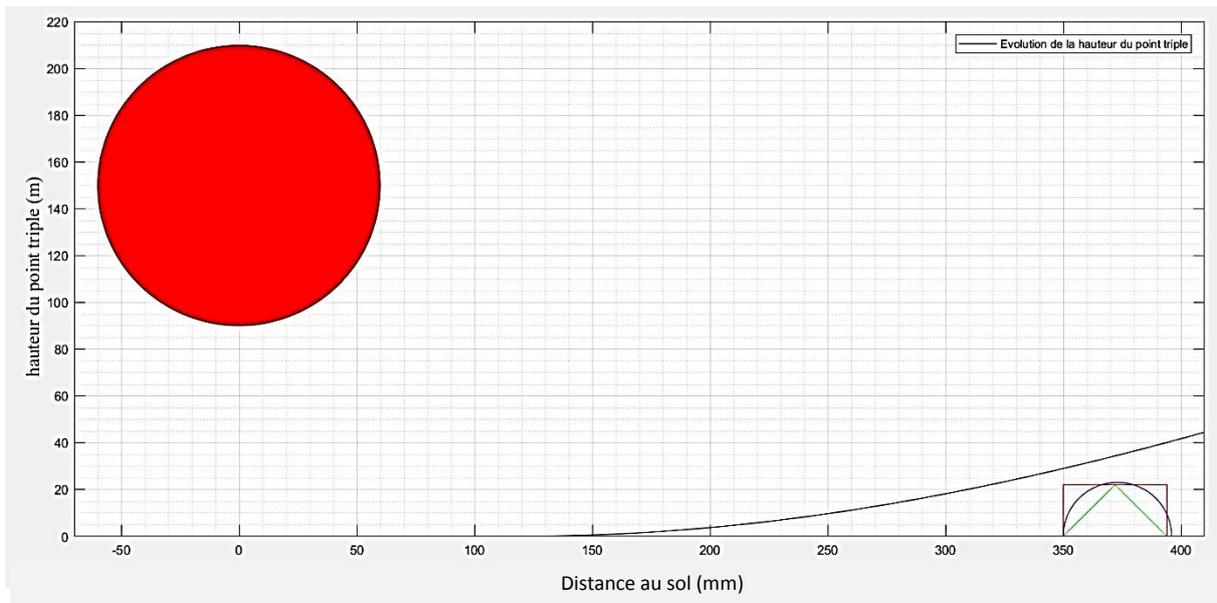


Figure 6-10 Représentation de l'expérience avec l'évolution de la hauteur du point triple pour les obstacles situés à  $D_{obstacle} = 350$  mm de l'hypocentre

Afin d'exploiter les enregistrements vidéos pour connaître le parcours de l'onde en présence de ces obstacles, la même image de calibration a été utilisée (figure 6-6). Pour utiliser la même image de calibration, l'obstacle ainsi que le montage optique n'ont pas été déplacés. Des essais ont été réalisés afin d'avoir la certitude que la calibration des images n'a pas été altérée. Pour ne pas déplacer l'obstacle et le montage, il faut alors que la position de la charge soit modifiée. Pour respecter une distance de 350 mm entre l'obstacle et l'hypocentre, le portique maintenant la charge a donc été éloignée de 50 mm.

Une fois l'installation et les vérifications terminées, les campagnes d'expériences avec les obstacles de différentes sections ont pu être réalisées. Comme dans la partie précédente, les essais ont d'abord été effectués avec l'obstacle de section triangulaire, ensuite avec celui de section hémicylindrique pour finir avec celui de section rectangulaire.

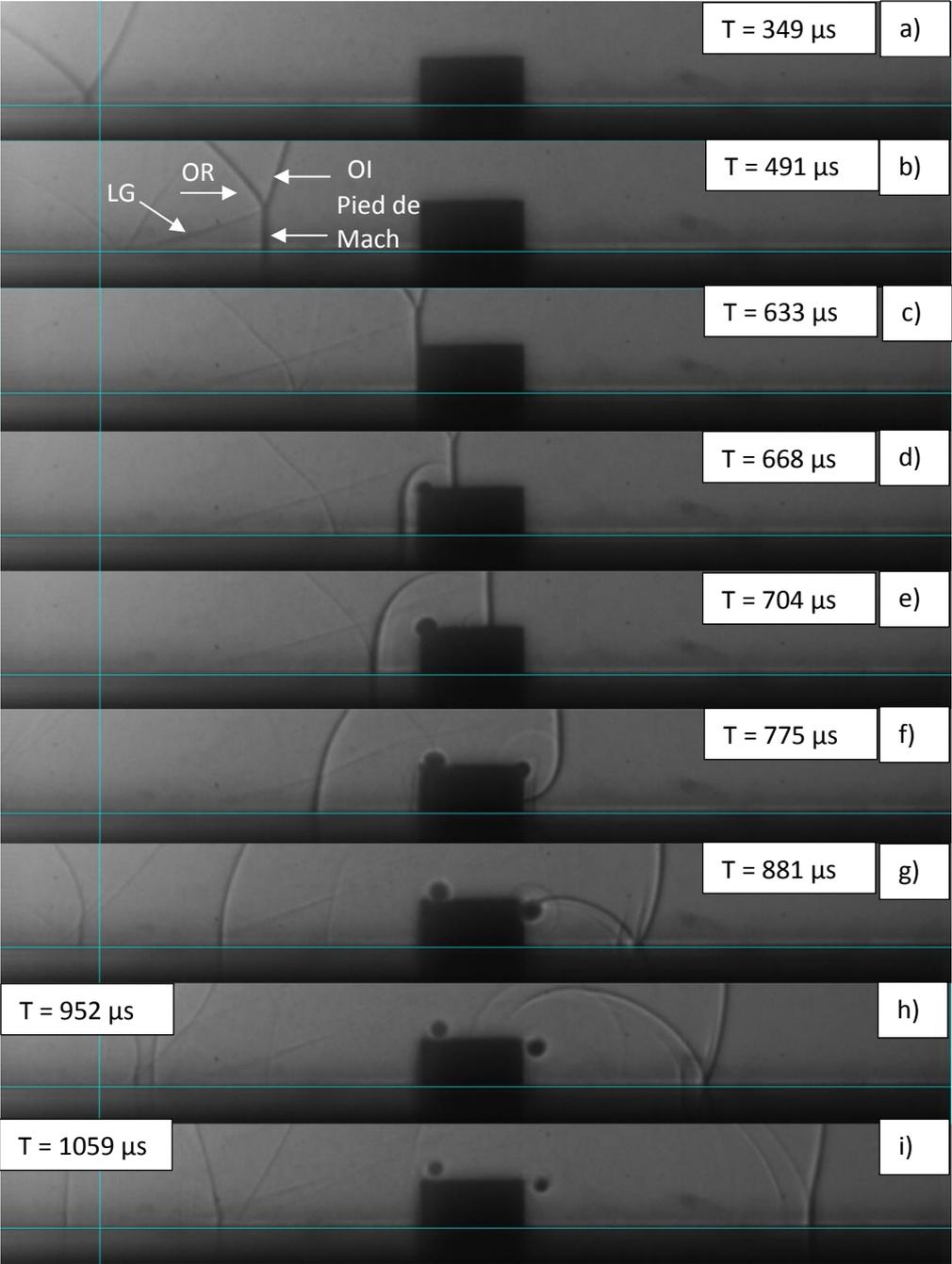


Figure 6-11 Parcours de l'onde dans le cas d'un obstacle à section rectangulaire positionné à 350 mm de l'hypocentre

La figure 6-11 est représentative d'un enregistrement vidéo représentant le parcours des ondes lors de l'étude avec l'obstacle de section rectangulaire dont le front amont est à une distance de 350 mm de l'hypocentre. L'origine figurant sur chaque image a été placée à l'aide de l'image de calibration. L'origine de l'image est au niveau du sol à 200 mm de l'hypocentre.

La figure 6-11-a représente l'onde incidente (OI) et l'onde réfléchie (OR) ainsi que l'onde de Mach déjà formée, cette dernière se trouve à une distance au sol de 192,13 mm de l'hypocentre, la hauteur du point triple est  $h_M = 4,35$  mm, l'image est prise à un temps de 349  $\mu$ s. Sur cette figure, la ligne de glissement (LG) est nettement observable. La figure 6-11-b représente distinctement les trois ondes citées ci-dessus avec une hauteur de point triple avant l'obstacle de  $h_M = 19,10$  mm à une distance au sol de 273,40 mm de l'hypocentre, l'image est prise au temps de 491  $\mu$ s. La figure 6-11-c, au temps de 633  $\mu$ s, montre l'onde de Mach au moment de l'impact sur la face avant de l'obstacle, la hauteur du point triple est de  $h_M = 39,10$  mm. Cette image montre bien que la hauteur du pied de Mach est supérieure à celle de l'obstacle au moment de l'impact. Sur la figure 6-11-d, prise au temps de 668  $\mu$ s, un vortex se forme sur le premier sommet de la section rectangulaire, l'onde de Mach continue d'évoluer sur la face supérieure de l'obstacle. Cette dernière s'est réfléchi sur la face avant de l'obstacle et une onde réfléchi est observée. L'onde de Mach est sur la première moitié de l'obstacle à 11,8 mm de la face avant, la hauteur du point triple est encore sur l'image et mesure  $h_M = 43,86$  mm. La figure 6-11-e est au temps de 704  $\mu$ s et l'onde de Mach est sur la seconde moitié de la face supérieure à 29,5 mm de la face avant. A cette distance, la hauteur du point triple n'est plus observable sur l'image. La figure 6-11-f prise au temps de 775  $\mu$ s l'onde de Mach contourne l'obstacle et un nouveau vortex se forme sur le second sommet. L'onde de contournement est à une hauteur de 7,13 mm au-dessus du sol avant sa réflexion sur celui-ci. La figure 6-11-g est au temps de 881  $\mu$ s, l'onde ayant contournée l'obstacle s'est réfléchi sur le sol et l'onde de Mach à l'aval est déjà formée à une distance au sol de 446,9 mm de l'hypocentre avec une hauteur de point triple de  $h_M = 2,38$  mm. Il est intéressant de constater que le premier vortex commence à se détacher du sommet. La figure 6-11-h prise à 952  $\mu$ s montre l'évolution du pied de Mach à l'aval de l'obstacle. La hauteur du point triple est de  $h_M = 5,66$  mm à une distance au sol de 478,9 mm de l'hypocentre. Le premier vortex s'est détaché de sommet et le second commence à se décrocher également. La figure 6-11-i est au temps de 1059  $\mu$ s, l'onde de Mach a une hauteur de point triple de  $h_M = 15,00$  mm à une distance au sol de 527,6 mm de l'hypocentre, il est possible d'observer que les deux vortex se sont complètement détachés de leurs sommets respectifs.

Cet ensemble d'images met en évidence le parcours d'une onde de Mach venant impacter un obstacle, dont la hauteur du point triple est supérieure à celui-ci. Lorsque la hauteur du point triple est supérieure à la hauteur de l'obstacle, l'onde de Mach continue d'évoluer pour ensuite contourner l'obstacle. La taille de la prise de vue ne permet pas de suivre la hauteur du point triple sur tout le champ horizontal et cette dernière n'apparaît donc plus sur l'enregistrement vidéo. Comme dans la partie précédente (6.2.1) les images montrent qu'un nouveau front d'onde se crée suite au contournement de l'obstacle et se réfléchit sur le sol. Suite au contournement un vortex apparaît au franchissement de chaque sommet de l'obstacle. Cette onde de contournement se réfléchit ensuite sur le sol à l'aval de l'obstacle et conduit à la formation d'une nouvelle onde de Mach dont la hauteur du point triple a pu être mesurée pour tous les essais et avec les différentes sections d'obstacles.

Afin de mettre en évidence les résultats issus des différents enregistrements vidéo, les hauteurs de point triple, à l'aval des obstacles de différentes sections, de ces campagnes d'expériences sont directement comparées aux résultats des campagnes de tirs précédentes (figure 6-8).

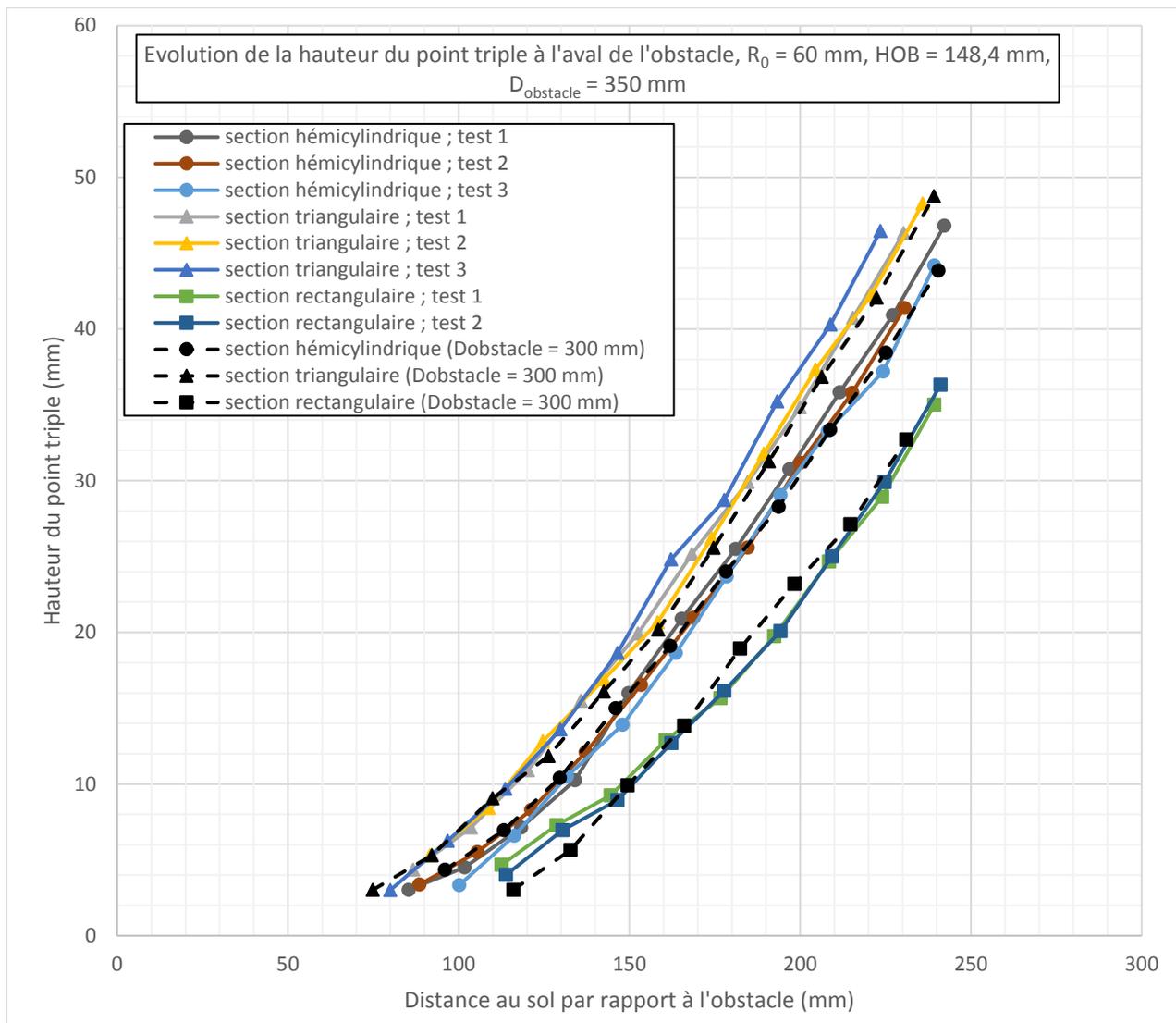


Figure 6-12 Evolution de la hauteur du point triple par rapport au front de l'obstacle pour les trois sections d'obstacles étudiées, pour des positions d'obstacle à 350 mm de l'hypocentre

Comme pour la figure 6-8 de la partie précédente (6.2.1), la figure 6-12 renseigne l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval d'un obstacle en fonction de la distance au sol par rapport au front de celui-ci, pour les trois sections de barres étudiées. Ces évolutions de la hauteur du point triple sont comparées à celles déjà connues et tracées sur la figure 6-8. Il est intéressant de constater qu'il n'existe pas de distinction entre les évolutions de la hauteur du point triple à l'aval d'un obstacle par section respective. Dès lors, la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle ne dépend pas de la hauteur de l'onde de Mach en amont de l'obstacle si celle-ci est supérieure ou inférieure à la taille de l'obstacle. Pour cette série d'expériences concernant l'obstacle à 350 mm de l'hypocentre, l'écart type, sur l'évolution de la hauteur du point triple, pour l'obstacle de section rectangulaire est de 7,37%, avec 3,06% pour l'obstacle de section triangulaire et 4,17% pour les essais avec l'obstacle de section hémicylindrique. Les écarts types sont plus faibles par rapport à ceux des essais de la précédente série (cf. 6.2.1).

Concernant l'évolution de la hauteur du point triple sur les deux séries d'expériences confondues, l'écart type est de 9,23 % pour les essais avec l'obstacle de section rectangulaire, il est de 3,70 % pour celui de section triangulaire et pour finir est de 2,95 % pour l'obstacle de section hémicylindrique. Ces résultats montrent bien que l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval des obstacles positionnés à 350 mm est la même que celle à l'aval de ceux positionnés à 300 mm de l'hypocentre.

La figure 6-12 met en évidence l'influence du périmètre sur l'évolution de la hauteur point triple pour les sections d'obstacle étudiées. En effet, sur une distance au sol fixée par rapport au front de l'obstacle, identique pour tous, plus le périmètre de celui-ci est élevé plus la hauteur du point triple est faible. Cela s'explique par le parcours de l'onde autour de l'obstacle lui-même. En effet, une fois que l'onde se réfléchit sur l'obstacle cette dernière contourne et se réfléchit une nouvelle sur le sol à l'aval de l'obstacle.

A titre illustratif et comme dans la partie précédente, la figure 6-13 représente l'évolution de hauteur du point triple percutant l'obstacle suite à la détonation de la charge, comparée au NRDC (2001) et représente l'évolution de la hauteur du point triple à l'aval de l'obstacle, conséquence de la réflexion de l'onde de contournement. Les résultats de cette figure sont issus des mesures réalisées par visualisation pour l'obstacle de section rectangulaire.

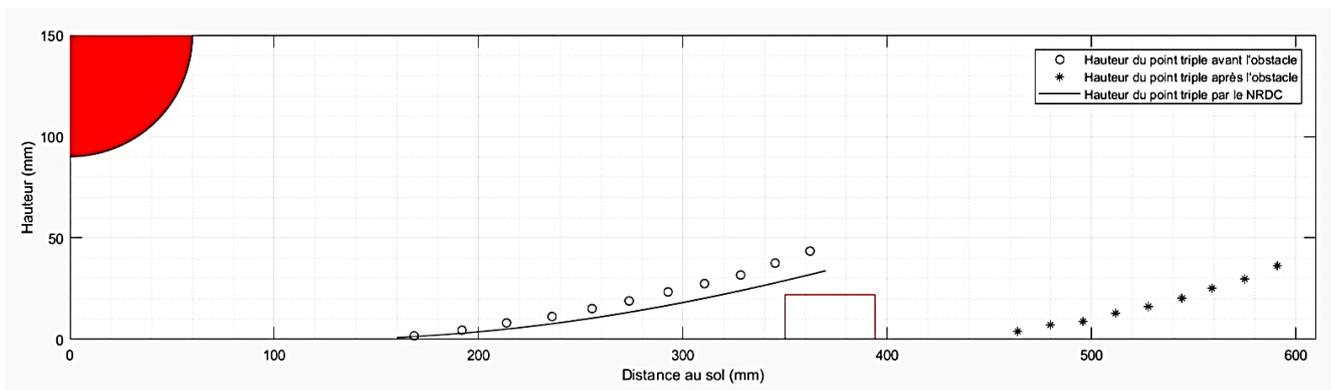


Figure 6-13 Evolution de la hauteur du point triple pour l'onde de Mach initiale (en amont de l'obstacle) et de l'onde de Mach générée à l'aval de l'obstacle - Résultats tirés d'un essai avec l'obstacle de section rectangulaire

## 6.3 Pression réfléchie

### 6.3.1 Cas de la hauteur du point triple inférieure ou égale

Lors de différentes campagnes, des capteurs de pressions ont été installés à la fois en champ libre et à l'aval de l'obstacle afin de mesurer l'influence de ce dernier sur la surpression, ces rangées de capteurs ont été installées une en face de l'autre. Sur ces deux lignes de capteurs, ces derniers ont été disposés aux mêmes distances par rapport à l'hypocentre. Cette disposition a permis de comparer le maximum de la surpression entre le parcours de l'onde en champ libre et le parcours de l'onde en présence d'un obstacle. En plus de la comparaison des mesures issues des relevés de surpression, les maximums de la surpression au sol enregistrés pendant les différentes expériences ont aussi été comparées aux valeurs calculées à l'aide des formules du NRDC.

Les capteurs de pression à l'aval de l'obstacle sont toujours espacés de 100 mm entre chaque position. Le premier capteur à l'aval d'un obstacle a été installé à une distance de 4 mm du pied de l'obstacle, le suivant est donc à une distance de 104 mm. Ces emplacements ont permis de mettre en évidence le maximum de la surpression directement à l'aval de l'obstacle.

En effet, en prenant en compte le diamètre du capteur de 5 mm, ce dernier était affleurant à l'arrière de l'obstacle. Il n'était pas possible de réaliser des mesures de surpression au plus proche à l'aval de l'obstacle.

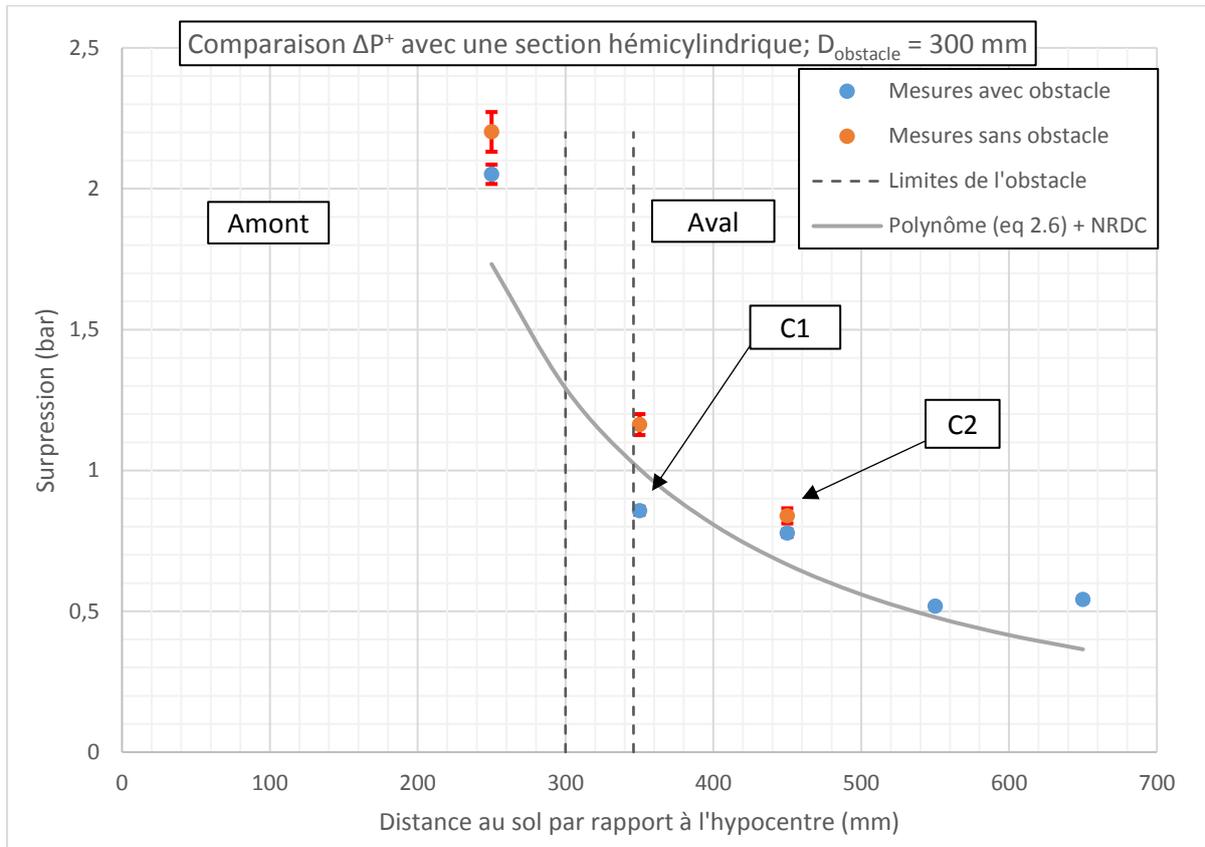


Figure 6-14 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section hémicylindrique positionné à 300 mm de l'hypocentre

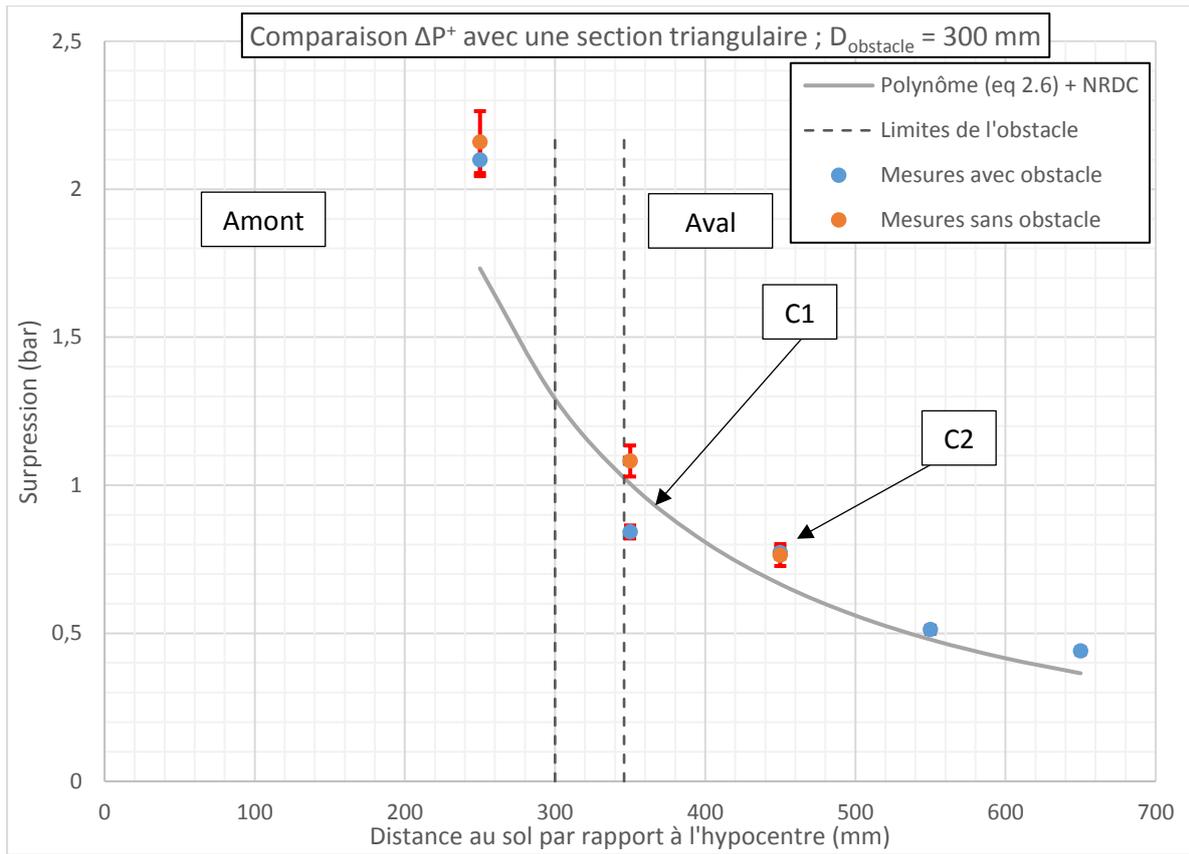


Figure 6-15 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section triangulaire positionné à 300 mm de l'hypocentre

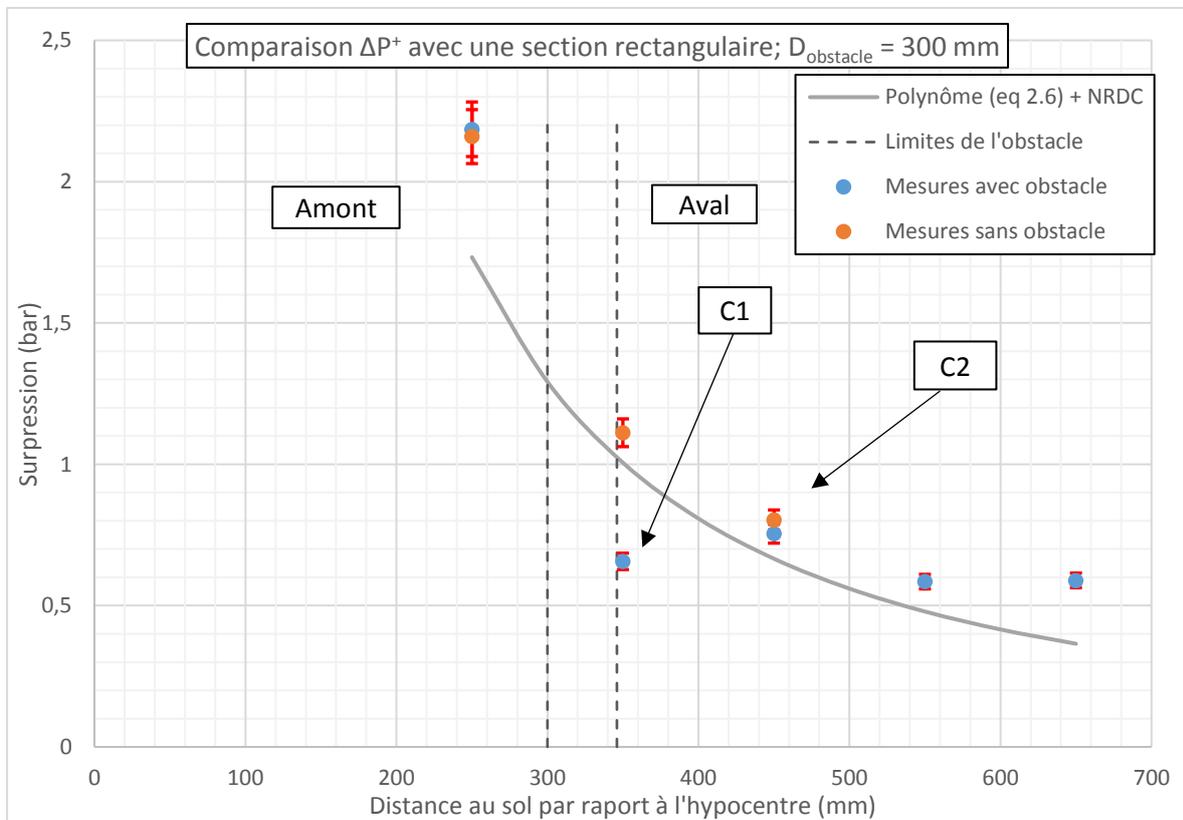


Figure 6-16 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section rectangulaire positionné à 300 mm de l'hypocentre

Les figures 6-14 à 6-16 représentent l'évolution de la surpression réfléchi au sol, en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre, pour chaque section d'obstacle étudiée. Les mesures issues des deux lignes de capteurs ont mis en évidence les écarts entre les surpressions réfléchies au sol en champ libre et celles à l'aval de l'obstacle. Le tableau 6-1 recense les écarts issus des mesures effectuées sur les deux premiers capteurs à l'aval de l'obstacle et celles enregistrées à l'opposé aux mêmes distances par rapport à l'hypocentre. Le premier capteur a été installé à 4 mm du front aval de l'obstacle, et 350 mm de l'hypocentre, le suivant à 104 mm à l'aval de l'obstacle et donc à 450 mm de l'hypocentre.

Forme de la section	Surpression réfléchi au sol capteur 1 (C1) (bar)	Surpression réfléchi au sol capteur 2 (C2) (bar)	Position capteur 1 (C1) (mm)	Position capteur 2 (C2) (mm)	Ecart au capteur 1 (%)	Ecart au capteur 2 (%)	Formation du pied de Mach à l'aval (mm)
Triangulaire	0,8423	0,7726	350	450	-22,14 %	1,09 %	361,88
Hémicylindrique	0,8612	0,7837	350	450	-26,28 %	-7,34 %	372,48
Rectangulaire	0,6566	0,7542	350	450	-40,9 %	-6,06 %	378,77

Tableau 6-1 Ecart du maximum de la surpression entre les valeurs avec obstacle et les valeurs champ libre (sans obstacle) pour les obstacles positionnés à  $D_{\text{obstacle}} = 300$  mm

Pour rappel, la position de l'obstacle  $D_{\text{obstacle}}$  est mesurée entre le front amont de la barre et l'hypocentre et est égale à 300 mm. Dans le tableau 6-1 la première colonne renseigne la forme de la section parmi les trois étudiées dans cette partie, les deux colonnes suivantes rappellent les surpressions mesurées et les deux suivantes les distances des capteurs par rapport à l'hypocentre pour ces expériences puis la 6<sup>ème</sup> et 7<sup>ème</sup> colonnes mettent en évidence l'influence de l'obstacle sur le maximum de la surpression, avec le calcul de l'écart moyen entre les mesures réalisées à l'aval de l'obstacle et en champ libre (sans obstacle). La dernière colonne indique la formation de l'onde de Mach par rapport à l'hypocentre. Afin de connaître l'influence d'un obstacle sur le maximum de la surpression issu des mesures des capteurs de pression à l'aval de l'obstacle et des mesures pour l'onde en champ libre sans obstacle, l'écart a été calculé de la manière suivante :

$$\text{Ecart (\%)} = 100 * \frac{\Delta P_{\text{aval obstacle}}^+ - \Delta P_{\text{mesure champ libre}}^+}{\Delta P_{\text{mesure champ libre}}^+} \quad (6.1)$$

A l'aide de l'équation 6.1, il a été possible de connaître l'influence de l'obstacle sur les mesures de surpressions. En effet, les écarts calculés sont renseignés à la 6<sup>ème</sup> et 7<sup>ème</sup> colonne du tableau précédent. Les écarts pour le capteur le proche à l'aval sont calculés et les résultats sont en 6<sup>ème</sup> colonne. Le capteur le plus proche à l'aval de l'obstacle a été installé à 4 mm au pied de celui-ci, donc le plus proche possible au pied de l'obstacle. Les écarts renseignés dans cette colonne sont négatifs et montrent donc qu'il existe une chute du niveau de pression de l'onde de choc à la suite du contournement de l'obstacle. Ce résultat va dans le sens des mesures réalisées dans l'étude du chapitre précédent (cf. 5.3.2). Des relevés du maximum de la surpression ont été réalisés à 14 mm à l'aval d'un obstacle de section hémicylindrique d'un rayon de 13 mm et les résultats ont mis en évidence cette chute de pression à l'aval d'un obstacle.

Ces différents essais confirment l'une des influences d'un obstacle sur le parcours d'une onde choc, que ce soit une onde incidente ou une onde de Mach percutant un obstacle, une chute de pression est constatée directement à l'aval de celui-ci. Ces séries d'expériences mettent en évidence l'importance du périmètre de l'obstacle sur le maximum de la surpression directement à l'aval de l'obstacle, dans le cadre des sections étudiées. On remarque que cette chute du maximum de la surpression dépend du périmètre de l'obstacle.

Les résultats du tableau 6-1 montrent que la chute de pression est plus faible pour les périmètres d'obstacles plus petits. En effet, l'écart moyen le plus faible est de -22,14 % pour l'obstacle dont le périmètre est plus petit, celui de section triangulaire et l'écart moyen le plus élevé est de -40,90 % pour l'obstacle de section rectangulaire ayant le périmètre le plus élevé.

Les valeurs de la 7<sup>ème</sup> colonne renseignent les écarts entre les valeurs champ libre et le deuxième capteur installé à 100 mm du premier donc à 104 mm à l'arrière de l'obstacle. Les résultats montrent qu'entre le capteur installé à 4 mm et celui à 104 mm, le maximum de la surpression augmente. Ce résultat a été souligné dans le chapitre précédent (cf. 5.3), lors de l'étude avec l'obstacle de section hémicylindrique d'un rayon de 13 mm. La justification de cette augmentation du maximum de la surpression mesurée provient de la formation de l'onde de Mach entre les deux capteurs. Les distances de formation de l'onde de Mach, par rapport à l'hypocentre, à l'aval de l'obstacle sont reportées dans la dernière colonne du tableau 6-1. La distance de formation de l'onde de Mach se situe bien entre les points de mesures de la surpression. Ce résultat et les figures 6-14 et 6-15 montrent bien qu'une fois l'onde de Mach formée à l'aval de l'obstacle, cette dernière suit la même évolution qu'une onde se propageant en champ libre.

Une autre influence du périmètre de l'obstacle est mise en évidence dans ces valeurs (tableau 6-1), lorsque le périmètre de l'obstacle est grand la distance de formation de l'onde de Mach est plus éloignée de celui-ci. La distance de formation de l'onde de Mach la plus courte est de 61,88 mm (avec un écart type de 6,78 %) par rapport au front amont de l'obstacle de section triangulaire, qui a le périmètre le plus petit. Cette même distance de formation est de 78,77 mm (avec un écart type de 14,40 %) par rapport au front amont de l'obstacle de section rectangulaire ayant le périmètre le plus grand des sections obstacles étudiées. La distance de formation du pied de Mach pour l'obstacle de section hémicylindrique est de 72,78 mm (avec un écart type de 6,61%) par rapport au front amont de celui-ci.

Cette dernière remarque est liée à la chute de la surpression à l'aval de l'obstacle en fonction de la longueur du périmètre de celui-ci. Les écarts entre les valeurs de surpression en champ libre et les valeurs relevées directement à 4 mm à l'aval de l'obstacle sont élevés lorsque le périmètre, des sections d'obstacle étudiées, est grand. Par cette surpression plus faible cela signifie que l'onde de contournement n'a pas la même énergie à l'aval de l'obstacle afin de former l'onde de Mach. La surpression moins élevée à l'aval de l'obstacle a été mesurée dans la série d'expériences avec la section rectangulaire, section avec laquelle la distance de formation de l'onde de Mach est la plus grande. La chute de la surpression la plus faible a été mesurée pour les essais avec l'obstacle de section triangulaire où la distance de formation du pied de Mach est la plus faible parmi les trois sections d'obstacles étudiées.

Cette corrélation entre le niveau de pression et la formation de l'onde de Mach peut permettre de répondre à une des hypothèses énoncées lors de l'étude présentant les effets de l'obstacle de section carrée (cf. 5.2). Cette hypothèse était que l'énergie de l'onde de choc, liée à la surpression, suite à l'impact de l'obstacle n'est plus suffisante pour créer un décollement et donc une onde de Mach. A la distance de 1 550 m entre le front amont de l'obstacle de section carrée et le centre de la charge (hémisphérique au sol) aucune onde de Mach n'a été observée à l'aval de l'obstacle. Dans cette étude, l'onde de Mach se forme bien à l'aval de l'obstacle mais sa distance de formation évolue en fonction du niveau de la surpression réfléchi après le contournement de l'obstacle. Les écarts dans le tableau 6-1 ont mis en évidence que ce niveau de la surpression réfléchi à l'aval de l'obstacle dépend directement du périmètre de celui-ci et donc de la distance de propagation de l'onde autour de l'obstacle pour la position d'obstacle étudiée.

Ces différents essais ont été réalisés avec un obstacle dont le front amont était situé à une distance de 300 mm de l'hypocentre, ce qui a permis d'avoir une onde Mach à l'impact inférieure à la taille de l'obstacle. Il est alors intéressant de connaître l'influence d'un obstacle sur le parcours d'une onde de Mach lorsque celle-ci est supérieure à la taille de ce dernier.

### 6.3.2 Cas de la hauteur du point triple strictement supérieure à l'obstacle

Lors des campagnes d'expériences avec le front avant de l'obstacle positionné à 300 mm de l'hypocentre, les capteurs étaient installés sur deux lignes distinctes équidistantes de l'hypocentre. Les mesures de la surpression réfléchie ont été mesurées au sol. Cette installation particulière a permis de comparer les maximums de la surpression réfléchie en champ libre sur une ligne et la surpression réfléchie à l'aval de l'obstacle sur la seconde rangée de capteurs.

Seul le portique maintenant la charge a été déplacé ce qui ne change pas le positionnement des capteurs par rapport à l'aval de l'obstacle. Pour rappel, le premier capteur à l'aval d'un obstacle a été installé à une distance de 4 mm et le suivant se situe donc à une distance de 104 mm. Ces positions de capteurs ont mis en évidence les écarts désirés entre les mesures en champ libre et à l'aval de l'obstacle. Ces écarts ont été calculés à l'aide de l'équation 6.1 présentée précédemment (cf. 6.3.1).

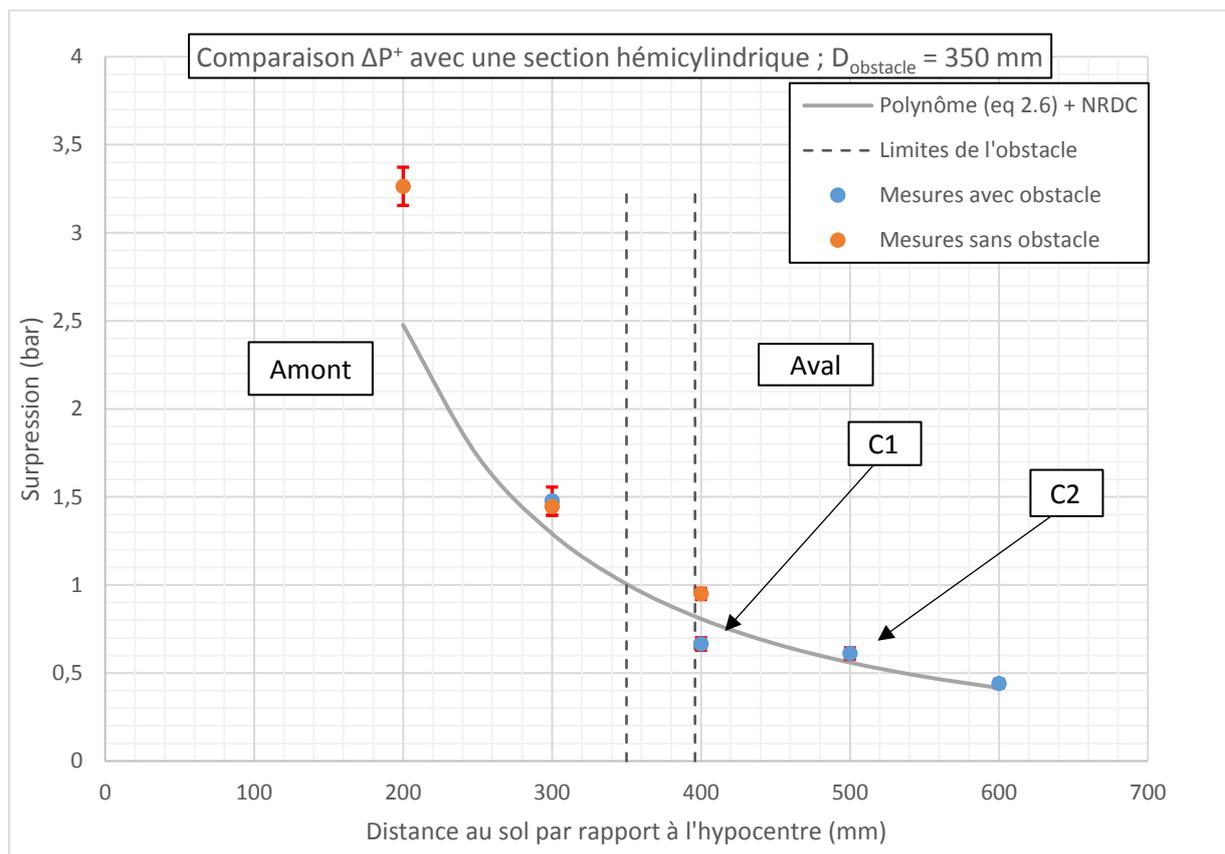


Figure 6-17 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section hémicylindrique positionné à 350 mm de l'hypocentre

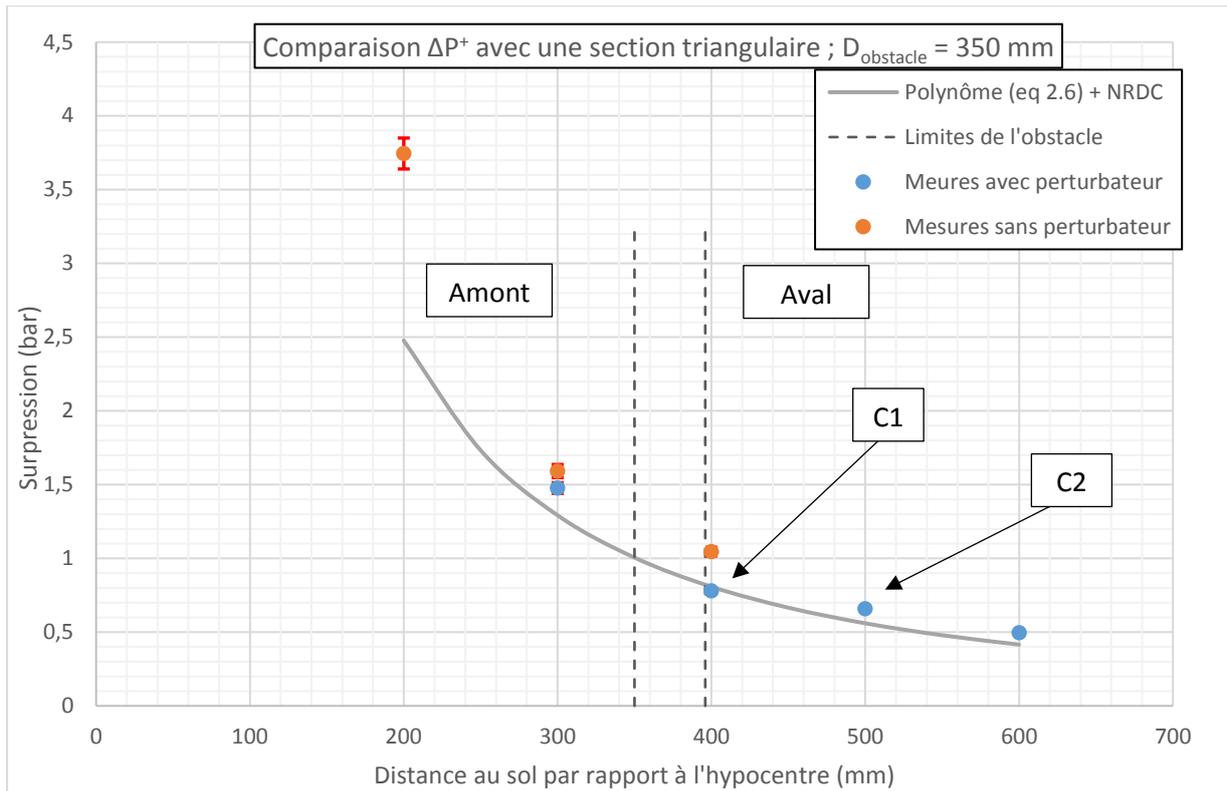


Figure 6-18 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section triangulaire positionné à 350 mm de l'hypocentre

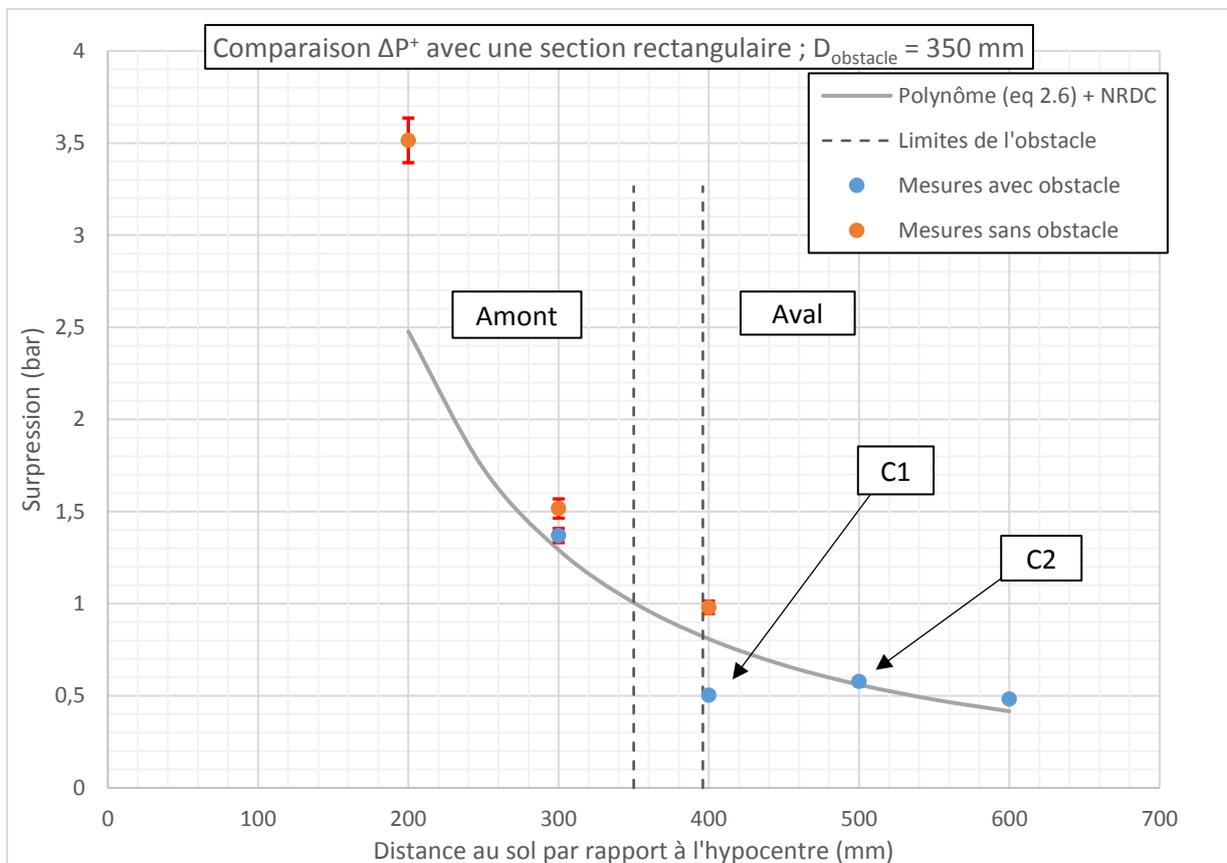


Figure 6-19 Evolution de la surpression en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre pour un obstacle de section rectangulaire positionné à 350 mm de l'hypocentre

Les figures 6-17 à 6-19 donnent l'évolution de la surpression réfléchie au sol, en fonction de la distance au sol par rapport à l'hypocentre, pour chaque section d'obstacle étudiée. Les écarts entre les surpressions réfléchies au sol en champ libre et celles à l'aval de l'obstacle ont été calculés à l'aide de l'équation 6.1. Pour le calcul des écarts concernant le second capteur à 104 mm l'aval de l'obstacle, ces derniers ont été calculés à l'aide des valeurs déduites des formules du NRDC. Le tableau 6-2 met en évidence ces écarts issus des mesures effectuées sur le premier capteur à l'aval de l'obstacle et celles enregistrées à l'opposé, en champ libre, à la même distance par rapport à l'hypocentre, puis pour le capteur suivant les écarts entre les mesures enregistrées et les valeurs calculées avec le NRDC. Le premier capteur a été installé à 4 mm le suivant à 104 mm du front aval de l'obstacle, ce qui représente des distances au sol de 400 et 500 mm de l'hypocentre.

Forme de la section	Surpression réfléchie au sol capteur 1 (C1) (bar)	Surpression réfléchie au sol capteur 2 (C2) (bar)	Position capteur 1 (C1) (mm)	Position capteur 2 (C2) (mm)	Ecart au capteur 1 (%)	Ecart au capteur 2 (%)	Formation du pied de Mach à l'aval (mm)
Triangulaire	0,7803	0,6592	400	500	-25,39 %	17,71 %	411,88
Hémicylindrique	0,6650	0,6103	400	500	-29,95 %	8,98 %	422,48
Rectangulaire	0,5022	0,5780	400	500	-48,77 %	3,22 %	428,77

Tableau 6-2 Ecart du maximum de la surpression entre les valeurs avec obstacle et les valeurs champ libre (sans obstacle) pour les obstacles positionnés à  $D_{obstacle} = 350$  mm

La distance entre le front avant des obstacles et l'hypocentre est de 350 mm. Le tableau 6-2 recense la position des capteurs à l'aval de l'obstacle et le calcul des écarts entre les valeurs en champ libre et les mesures à l'aval de l'obstacle, ainsi que la distance au sol de la formation de l'onde de Mach à l'aval de celui-ci. Toutes les distances sont exprimées par rapport à l'hypocentre et les mesures concernent le maximum de la surpression réfléchie au niveau du sol. La première colonne permet d'identifier la forme de la section parmi les trois étudiées dans cette partie, les deux suivantes indiquent la moyenne du niveau de la surpression réfléchie, les deux qui suivent les distances des capteurs par rapport à l'hypocentre, les valeurs des 6èmes et 7èmes colonnes sont les moyennes des calculs d'écarts sur le maximum de la surpression réfléchie au sol entre les mesures à l'aval de l'obstacle et en champ libre (sans obstacle). La dernière colonne indique la formation de l'onde de Mach à l'aval de l'obstacle, par rapport à l'hypocentre. Les écarts sont calculés à l'aide des mesures du maximum de la surpression réfléchie au sol issues des capteurs de pression à l'aval de l'obstacle et à la fois des mesures en champ libre sans obstacle et des valeurs calculées avec les formules du NRDC.

La 6<sup>ème</sup> colonne du tableau 6-2 permet de constater une nouvelle fois la chute de pression directement à l'aval de l'obstacle. En effet, les écarts sont négatifs et sont plus importants lorsque le périmètre de l'obstacle devient plus grand. L'écart le plus important est de -48,77 % à l'aval de l'obstacle de section rectangulaire et le plus faible écart est de -25,39 % pour l'obstacle de périmètre plus petit, celui de section triangulaire. Des écarts similaires ont été observés dans l'étude précédente lorsque les obstacles étaient positionnés à une distance de 300 mm entre le front de celui-ci et l'hypocentre. Les résultats de ces écarts sont référencés dans le tableau 6-1 de la partie précédente (cf. 6.3.1). Suite à la chute de pression localement à l'arrière de la barre, les écarts calculés et renseignés dans la 7<sup>ème</sup> colonne du tableau 6-2 et les figures 6-17 à 6-19 mettent bien évidence la remontée du niveau du maximum de la surpression réfléchie au sol après la formation de l'onde de Mach à l'aval de l'obstacle. Ce résultat a été observé lors de l'étude précédente avec l'obstacle situé à une distance de 300 mm entre le front avant et l'hypocentre (cf. 6.3.1).

Enfin, alors que qualitativement l'écoulement diffère significativement du cas sans obstacle, avec ses deux régimes d'onde de Mach qui coexistent, en termes de surpression au sol l'effet de l'obstacle est très local. Les niveaux de pression tendent rapidement vers ceux du cas en champ libre.

## 6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, l'étude a porté sur des expériences à l'échelle du laboratoire représentative d'une expérience théorique d'une charge de 1 kg de TNT à une hauteur HOB de 1 m du sol pour une distance d'effet,  $d_{sol}$ , allant de l'hypocentre à environ 6 m. L'intérêt principal de cette étude a été de connaître l'influence d'un obstacle sur le parcours d'une onde de choc, dans le cas de charges en hauteur. Lorsque la charge est placée en hauteur les conditions de propagation des ondes de choc (incidente et réfléchie) permettent le développement d'une onde de Mach caractérisée par sa hauteur de point triple. Le but a alors été de connaître l'influence d'un obstacle sur une onde de choc et plus particulièrement sur une onde de Mach. Le dimensionnement d'expériences montre que les cas d'études au laboratoire peuvent être comparés au cas d'intérêt à un coefficient d'Hopkinson  $k = 10,05$  prêt et sur une distance d'effet de 6 m environ.

L'expérience présentée et mise en œuvre pour cette étude a consisté à faire détoner une charge sphérique d'un rayon 60 mm à une hauteur HOB de 148,4 mm. Pour cette échelle énergétique réduite expérimentée, cela correspond à l'acquisition sur une distance d'effet,  $d_{sol}$ , allant jusqu'à environ 600 mm. Pour toutes les campagnes de tirs considérées dans ce chapitre le rayon de la charge et la hauteur de l'explosion ont été conservés. Ce montage expérimental a permis la formation d'une onde de Mach se développant sur la table d'expérimentation. Dès lors, il a été possible de mener une étude sur l'interaction d'une onde de Mach sur un obstacle.

Trois sections différentes d'obstacles ont été utilisées pendant les essais, une section hémicylindrique, une section triangulaire et une section rectangulaire. Les trois sections ont la même base, soit 44 mm et la même hauteur de 22 mm. La différence entre ces trois sections est la variation du périmètre et donc de la distance parcourue par l'onde lors du contournement. La section triangulaire a un périmètre de 62,23 mm, la section hémicylindrique de 72,26 mm et la section rectangulaire de 88 mm.

Dans ce chapitre, deux séries d'expériences ont été réalisées sur l'interaction d'une onde de Mach avec un obstacle. Pour mener cette étude, deux conditions ont été retenues concernant l'onde de Mach impactant l'obstacle. Pour la première série d'expériences, la hauteur du point triple était inférieure ou égale à la hauteur de l'obstacle au moment de l'impact sur la face avant de celui-ci, et pour la seconde série la hauteur du point triple était au moins 1,2 fois supérieure à la hauteur de l'obstacle au moment de l'impact sur sa face avant. Ces conditions ont logiquement imposé de fixer deux positions d'obstacles pour mener ces deux séries d'expériences. La position de l'obstacle est la distance entre le front amont de celui-ci et l'hypocentre.

Afin de mettre en évidence les différentes influences dues à la présence d'un obstacle sur le parcours d'une onde de Mach, les deux systèmes de mesure développées au laboratoire ont été utilisées. Les capteurs de pression ont ainsi permis de comparer le maximum de la surpression réfléchie au sol, entre des mesures en champ libre et les mesures à l'aval de l'obstacle. Pour cela, deux rangées de capteurs ont été installées à équidistance de l'hypocentre pour permettre la comparaison de résultats à des points identiques au sol entre les valeurs en champ libre et l'aval de l'obstacle.

Deux capteurs à l'aval de l'obstacle ont servi à la comparaison des mesures de la surpression réfléchie au sol, le premier a été installé au plus près du pied aval de l'obstacle et le second 100 mm plus loin, soit respectivement à 4 et 104 mm du front arrière de celui-ci.

A l'aide des enregistrements vidéo l'évolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol par rapport au front de l'obstacle a été déterminée, pour les trois sections de barres étudiées. Sur cet ensemble de courbes, trois réseaux peuvent être identifiés. Trois évolutions de la hauteur du point triple propres à chaque section d'obstacle ont été identifiées lors des deux études considérées (figure 6-8 et 6-14). L'influence du périmètre sur l'évolution de la hauteur point triple a été mise en évidence au travers des mesures de la hauteur du point triple à l'aval d'un obstacle. A une distance au sol fixée par rapport au front de l'obstacle, identique pour tous, plus le périmètre de celui-ci est élevé plus la hauteur du point triple est faible. En effet, à la même distance à l'aval de l'obstacle de section rectangulaire la hauteur du point triple est plus petite qu'à l'arrière des obstacles de section hémicylindrique et triangulaire. L'onde parcourt une distance de contournement plus importante avec l'obstacle de section rectangulaire puisqu'il a un périmètre plus important que les deux autres sections d'obstacles. La distance de contournement étant plus longue, la surpression au moment de la réflexion à l'aval de l'obstacle est plus faible, donc l'onde de Mach évolue plus lentement. Les mesures de hauteurs de point triple à l'aval de l'obstacle dans les deux séries d'expériences ont montré que la hauteur du point triple par rapport à celle du perturbateur est sans effet. Ces résultats sur l'influence du périmètre sont valables dans le cadre des sections d'obstacles considérées.

Ce résultat a permis de déduire un point de formation du pied de Mach à l'aval de l'obstacle propre à chaque obstacle avec les mesures issues des enregistrements vidéo des deux séries d'expériences confondues. Il est constaté que la distance de formation de l'onde de Mach à l'aval de l'obstacle dépend elle aussi du périmètre de l'obstacle considéré. La distance de formation la plus élevée mesurée a été dans la campagne d'essais avec l'obstacle de section rectangulaire, et la distance de formation la courte a été relevée pour l'obstacle de section triangulaire. Cela confirme bien l'importance du niveau de la surpression de l'onde de contournement au moment de se réfléchir à l'aval de l'obstacle. Si la surpression à l'aval de l'obstacle est faible, les expériences montrent bien que l'onde de Mach évolue difficilement à l'aval de l'obstacle, voire ne se forme plus. Cette faible surpression s'explique par une distance de contournement plus longue dans le cas d'obstacle avec un périmètre plus important.

Les capteurs de pression ont mis en évidence l'influence des obstacles sur le maximum de la surpression et ont permis d'en connaître l'influence sur une onde de Mach suite au contournement d'un obstacle. Les écarts ont été calculés entre les valeurs mesurées à l'aide des capteurs en champ libre puis les valeurs mesurées à l'aval de l'obstacle. Ces écarts ont mis en avant une chute du niveau de pression de l'onde de choc à la suite du contournement de l'obstacle. Dans cette étude, les écarts calculés, à la position du second capteur à l'aval de l'obstacle, montrent aussi qu'il existe une augmentation du maximum de la surpression réfléchi au sol. Cette augmentation du maximum de la surpression mesurée s'explique par la formation de l'onde de Mach entre les deux capteurs à l'aval de l'obstacle. De plus, cette croissance du niveau de pression une fois l'onde de Mach formée à l'aval de l'obstacle, tend à suivre la même évolution qu'une onde se propageant en champ libre. L'ensemble de ces résultats a été observé dans l'étude précédente, dans le cadre d'une onde incidente interagissant avec un obstacle de section hémicylindrique d'un rayon de 13 mm (cf. 5.3.2)

Lors des différentes campagnes d'essais, la chute de la surpression à l'aval de l'obstacle dépend de la longueur du périmètre de celui-ci, dans le cadre des sections d'obstacle étudiées. Pour chaque section d'obstacle, les écarts relevés directement à 4 mm à l'aval de l'obstacle sont les plus élevés pour l'obstacle de section rectangulaire, qui a donc le périmètre le plus long et les écarts les moins élevés sont ceux à l'aval de l'obstacle de section triangulaire. Comme pour les évolutions de la hauteur du point triple à l'aval d'un obstacle, les différents écarts calculés à l'aide des mesures de pression ne dépendent pas de la hauteur du point triple de l'onde de Mach impactant la face avant de l'obstacle.

Ces campagnes d'essais sur ces trois sections d'obstacles différentes ont permis de mettre en avant l'influence du périmètre de ceux-ci à la fois sur le maximum de la surpression réfléchie au sol et sur l'évolution de la hauteur du point triple directement à l'aval de chacun d'eux. Afin d'élargir l'étude sur l'interaction d'une onde de Mach sur un obstacle, d'autres formes de section d'obstacle peuvent être étudiées afin d'en augmenter ou d'en diminuer le périmètre. Une étude sur l'enchaînement d'obstacles pourrait être abordée afin de connaître les niveaux de surpression et de savoir si une onde de Mach se forme systématiquement à l'aval de chaque obstacle, une discussion mènerait sur l'influence d'une distance inter obstacle, SHA sha (2012). Les sections d'obstacles abordées sont des géométries simples (rectangle triangle et cercle), il serait tout aussi intéressant d'étudier des géométries plus complexes ou d'utiliser des sections différentes (polygone).

## Conclusion

Si aujourd'hui il est assez facile d'estimer les caractéristiques de la propagation d'une onde de souffle en champ libre, les codes de simulation actuels ne permettent pas toujours de connaître l'évolution de celle-ci dans un milieu complexe. Le but de ce travail a été d'obtenir des résultats expérimentaux en laboratoire. L'explosif utilisé à cette échelle, de laboratoire, est constitué d'un mélange gazeux. Les conditions de sa mise en œuvre ont été cherchées de telle sorte que les maximums de la surpression des ondes de souffles générées soient représentatives de charges de TNT. Les données expérimentales acquises permettront d'améliorer l'utilisation des codes de calculs existants au CEA. En effet, lorsqu'il s'agit de connaître l'évolution d'une onde de souffle se propageant dans un environnement non-idéal, des données expérimentales sont nécessaires pour participer à la validation des résultats issus des codes de simulation élaborés en interne. Ces travaux de thèses s'incrivent alors dans la conception d'expériences en milieu idéalisé et non-idéalisé pour permettre l'acquisition de ces nouvelles données expérimentales afin d'enrichir les codes de simulation existants.

Les travaux présentés dans ce mémoire portent sur la propagation des ondes de souffle suite à la détonation d'une charge gazeuse. La charge gazeuse est constituée de propane-oxygène à la stœchiométrie, deux confinements ont été utilisés : une bulle de savon hémisphérique posée sur le sol et un ballon de baudruche sphérique maintenu par un portique réglable en hauteur. Pour les deux types de charges considérées l'amorçage s'effectue en leurs centres. Ces travaux se sont attachés à dimensionner des expériences représentatives d'un cas de référence mettant en jeu du TNT. Il a été nécessaire de concevoir un dispositif expérimental, dans un premier temps en champ libre, sans obstacle à la propagation de l'onde de souffle générée, et dans un second temps en milieu non-idéalisé. Le milieu non-idéalisé est alors construit en disposant un ou plusieurs obstacles sur le parcours de l'onde de souffle.

Ce mémoire présente différentes méthodes qui permettent d'estimer les caractéristiques mécaniques d'une onde de choc lors de sa propagation. Des rappels théoriques ont permis d'introduire les différents types d'ondes rencontrées et des modèles empiriques ont également été présentés. Les caractéristiques mécaniques d'intérêt sont celles qui décrivent l'évolution de la surpression incidente et réfléchie, ainsi que la formation, lorsque les conditions d'apparition sont remplies, d'une onde de Mach puis son développement traduit par le suivi de la hauteur du point triple. Dans des conditions de champ libre, les modèles empiriques permettent une estimation de ces deux caractéristiques. Enfin ont été décrites les différentes procédures expérimentales et moyens métrologiques mis en œuvre au laboratoire, qui ont permis ces travaux de thèse.

Trois configurations expérimentales ont permis la réalisation des campagnes d'essais. La première a consisté en une charge hémisphérique de gaz sous la forme d'une bulle de savon posée sur le sol qui permet de générer une onde de choc incidente se propageant en champ libre suite à sa détonation. La deuxième met également en œuvre une bulle de savon hémisphérique, mais cette fois placée près d'un mur réflecteur formant un angle droit avec le sol sur lequel repose la bulle. L'onde incidente générée par la détonation de la charge hémisphérique se réfléchit alors sur le mur. Ce mur est considéré comme étant mécaniquement parfaitement réfléchissant. La dernière configuration correspond à la mise en place d'une charge sphérique. Le gaz est alors contenu dans un ballon de baudruche, placé au-dessus du sol et maintenu par un portique de hauteur variable, le sol comme le mur étant mécaniquement parfaitement réfléchissant. Selon cette hypothèse cette configuration, à charge fixée, doit produire exactement les mêmes résultats que la configuration, avec une charge hémisphérique près d'un mur. Les charges sphériques et hémisphériques sont toujours amorcées en leurs centres et leurs rayons ont varié dans une gamme comprise entre 40 et 80 mm. Ces trois configurations expérimentales ont permis de caractériser la propagation des ondes de choc incidente et réfléchie en champ libre.

Afin de caractériser cette évolution, deux systèmes de mesure ont été utilisés. Le premier système est la mise en place de capteur de pression, pour la mesure de surpression statique au passages des ondes, au niveau du sol ou sur le mur. La seconde méthode est l'installation d'un banc optique pour la visualisation des ondes de choc. Le montage optique est une variante de l'ombroscopie et utilise une caméra rapide.

Ces configurations et études, à l'aide de l'instrumentation utilisée, ont permis de déterminer les différentes grandeurs mécaniques définissant une onde incidente et réfléchi. Les grandeurs mesurées, telles que le maximum de surpression, l'impulsion et la durée de phase positive, le temps d'arrivée et la hauteur du point triple, dans le cas des réflexions de Mach, ont permis d'établir des polynômes empiriques.

Les résultats issus de la détonation d'une charge hémisphérique et les résultats provenant de la détonation d'une charge sphérique en hauteur ont été comparés entre eux. L'utilisation de la charge hémisphérique est maîtrisée depuis plusieurs années au laboratoire, tandis que celle d'une charge sphérique en hauteur a été perfectionnée à l'occasion de ces travaux de thèse. Les résultats issus des deux configurations sont similaires et ont permis dès lors de valider l'utilisation d'une charge sphérique en hauteur.

Suite à ce travail de caractérisation d'ondes en champ libre, un dimensionnement théorique a permis de définir les expériences en milieu non-idéalisé. Ce dernier est défini comme un effet de surface perturbant le passage de l'onde de choc. Cette perturbation a consisté en l'installation d'un obstacle positionné sur le parcours de l'onde incidente ou réfléchi. Cet obstacle est une barre dont la forme de section est considérée élémentaire. Les sections ont été choisies de forme carrée, rectangulaire, triangulaire et hémicylindrique. Ce dimensionnement et les expériences qui ont suivi sont représentatifs sur l'évolution du maximum de surpression d'un scénario, où la charge est constituée de 0,5 kg de TNT dans le cadre des charges hémisphérique, de 1 kg de TNT à 1 m du sol dans le cadre de charge sphérique en hauteur et de 0,5 kg de TNT dans le cadre des charges hémisphériques posées sur un sol plan et réflecteur.

Des essais ont été réalisés avec une charge hémisphérique d'un rayon de 50 mm. Lors de ces différents essais un obstacle isolé a été placé sur le parcours de l'onde de choc incidente. Deux sections d'obstacle ont été étudiées, une section carrée de 11x11 mm et une section hémicylindrique de rayon 13 mm. Les mesures par visualisation ont permis de constater qu'une onde de Mach se forme à l'aval de l'obstacle une fois que l'onde incidente a contourné celui-ci pour la gamme de distances étudiée. L'évolution de la hauteur du point triple a été mesurée en fonction de la distance au sol par rapport au front de l'obstacle. Lorsqu'une onde de Mach se forme, la position de l'obstacle, par rapport au centre de la charge, n'a pas d'influence sur le point de formation du pied de Mach à l'aval de celui-ci (à condition que l'onde de Mach se forme). L'influence de l'obstacle porte principalement sur la formation et l'évolution de l'onde de Mach. Plus l'obstacle est éloigné de la charge plus la surpression et la vitesse l'onde incidente qui frappe ce dernier est faible. En effet, le pied de Mach ne se forme plus au-delà d'une distance entre le centre de la charge et l'obstacle. Les expériences ont montré que, pour les conditions de sources explosives étudiées, cette distance limite est comprise entre 850 mm et 1 550 mm pour l'obstacle de section carrée de 11x11 mm et entre 860 mm et 1 150 mm pour celui de section hémicylindrique de rayon 13 mm. De plus à une distance donnée par rapport au front amont de l'obstacle, plus la position de l'obstacle est éloignée du centre de la charge plus la hauteur du point triple est faible. Les mesures de surpression à l'aval immédiat de l'obstacle ont permis de constater une chute du maximum de la surpression localement à la suite du contournement par l'onde incidente. Ce maximum de surpression augmente ensuite lorsque l'onde de Mach se forme après passage de l'obstacle, et tend rapidement vers les niveaux de surpression du champ libre. Sur la pression au sol,

l'effet de perturbation de l'obstacle s'estompe donc beaucoup plus rapidement que, qualitativement (type et forme), sur les ondes de souffle.

L'étude a été poursuivie en considérant l'interaction d'une onde de Mach sur un obstacle. L'onde de Mach est générée par la détonation d'une charge sphérique d'un rayon de 60 mm placée à une hauteur de 148,4 mm. Ces expériences se veulent représentatives à échelle 1/10 de la surpression au sol qui serait générée par une charge de 1 kg TNT située à 1 m du sol. Deux configurations ont été choisies pour mener cette étude. La première est telle que la hauteur du point triple soit égale ou inférieure à la taille de l'obstacle et la seconde est telle que la hauteur du point triple soit au moins 1,2 fois supérieure à la taille de l'obstacle. Deux positions de l'obstacle ont été définies avec trois sections d'obstacles différentes. Tout d'abord l'obstacle a été placé à 300 mm de l'hypocentre pour respecter la première configuration puis à 350 mm de l'hypocentre pour respecter la seconde. Les trois sections étudiées ont été une section rectangulaire de 22 par 44 mm, une section triangulaire isocèle d'une hauteur de 22 mm avec une base de 44 mm et une section hémicylindrique d'un rayon de 23 mm.

Pour les obstacles étudiés et présentés dans ce mémoire, l'influence du périmètre de la section de ceux-ci a pu être mise en évidence lors du contournement de l'onde de Mach initiale. Plus le périmètre est grand et plus la chute de pression à l'aval de l'obstacle est élevée, de même le point de formation de l'onde de Mach se situe alors d'autant plus loin par rapport au front de l'obstacle.

Le fait que la hauteur de l'onde de Mach initiale qui impacte l'obstacle soit plus grande ou plus petite que celui-ci n'a pas d'incidence sur l'évolution des différentes caractéristiques des ondes à l'aval. Cela génère toujours une nouvelle onde de Mach à la base de celle incidente qui dans sa partie supérieure continue de croître. Ces résultats ont été mis en évidence par les capteurs de pression placés à l'aval de l'obstacle et en champ libre. Des informations issues des capteurs de pression ont été couplées aux visualisations issues des différents enregistrements vidéos.

Il est possible de créer des environnements plus complexes que ceux présentés dans ce mémoire. Des études complémentaires sur l'enchaînement de plusieurs obstacles de même taille et forme (ou non) sont envisageables, en ajoutant un à un les obstacles et en faisant varier l'espacement entre eux par exemple. La prise en compte de conditions atmosphériques différentes (vent, brume, température au sol, pluie), pouvant influencer les caractéristiques d'une onde de souffle se propageant en champ libre, est également envisageable.

## Bibliographie

Bonnet A., Luneau J. – Tables de détente ou compression isentropique et tables de choc, Cépaduès, Novembre 1996

Ben-Dor G. - Shock Wave Reflection Phenomena, Second Edition Springer, 2007

Bergounioux M. - Introduction au traitement mathématique des images – méthodes déterministes, Springer, 2015

Boutillier J., Ehrhardt L., De Mezzo S., Deck C., Magnan P., Naz P. – Evaluation of existing triple point path models with new experimental data: proposal of an original empirical formulation – Shock Waves, Vol. 28 (2) , pp 243–252, 2018

Canny J. - "A Computational Approach to Edge Detection," IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, Vol. PAMI-8, No. 6, pp. 679-698, 1986

De Izarra G. - Diagnostic des zones périphériques d'arcs électriques et de décharges hors équilibre - Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 25 septembre 2013

Dennis K., Maleya L., Liang Z., Radulescu MI. - Implementation of large scale shadowgraphy in hydrogen explosion phenomena - International Journal of Hydrogen Energy - Vol. 39 (21), pp. 11346-11353, 15 July 2014

Desjoux C., Ollivier S., Marsden O., Blanc-Benon P. - Réflexion d'ondes de choc acoustiques faibles, 22<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, 2015

Dewey J.M - The TNT equivalence of an optimum propane-oxygen mixture, J. Phys. D: Appl. Phys. Vol 38, pp 4245-4251, 2005

Dubois J. - Etude expérimentale de jets libres, compressibles ou en présence d'un obstacle, Thèse de Doctorat de l'Université d'Aix-Marseille, 14 Juin 2010

Edgerton H. E. - Shockwave photography of large subjects in daylight, Rev. Sci. Instruments, vol. 29 (2), pp. 171-172, 1958

Emanuel G. - Theory of shock waves, chapter 3.1, Handbook of shock waves - Volume 1, Theoretical, Experimental, and Numerical Techniques - Editors : Ben Dor G., Igra O., Elperin T. - Academic Press, 2001

Eveillard S. - Propagation d'onde de choc en présence d'une barrière de protection - Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 12 Septembre 2013

Gladstone J. H., Dale, T. P. - Researches on the refraction, dispersion and sensitiveness of liquids. Phil. Trans. Royal Soc. London 153, 317–343, 1864

Guderley, K.G. - Considerations on the structure of mixed subsonic-supersonic flow patterns, Wright Field. In: Report F-TR-2168-ND, pp. 144–149, 1947

Hargather M.J, Settler G.S - Optical measurement and scaling of the blasts from gram-range explosive charges, Shock Waves, vol 17, pp 215-223, 2007

Hargather M.J., Settles G.S. - Retroreflective shadowgraph technique for large-scale flow visualization, Applied optics, Vol. 48 (22), pp. 4449-4457, 2009

Hargather M. J. - Background-oriented schlieren diagnostics for large-scale explosive testing, *Shock Waves* vol. 23, pp. 529–536, 2013

Hartley T.T, Brandis R., Mossaybi F. -Exact and Approximate Solution to the Oblique Shock Equations for Real-Time Application, août 1991.

Hopkinson B. – British Ordnance Board Minutes, 13565, 1915.

Hunt M. - Mach Reflection - Thesis submitted to the University of Manchester for the degree of Master of Philosophy in the Faculty of Engineering and Physical Sciences, School of Mathematics, 2008

Igra O., Seiler F. - Experimental Methods of Shock Wave Research, Springer, 2016

Karzova M., Salze E., Ollivier S., Castelain T., André B., Yuldashev P.V., Khokhlova V., Sapozhnikov O., Blanc-Benon P. - Interaction of weak shocks leading to Mach stem formation in focused beams and reflections from rigid surface: numerical modeling and experiment, Proceedings of the Acoustics, Nantes Conference, 2012

Kinney G.F., Graham K.L. - Explosive Shocks in Air. Second edition, Springer Verlag, Berlin 1985

Kisters T., Kuder J. - Experimental Characterization of a Near-Field HOB-Detonation - Proceedings of the MABS Symposium, 2012

Klein H., Timofeev E., Takayama K. - Laboratory scale blast wave phenomena – optical diagnostics and applications, *Shock Waves*, vol 14 (5/6), pp 343-357, 2005

Leete K.M., Kent G.L, Tracianne B.N. - Mach stem formation in outdoor measurements of acoustics shocks, *JASA Express Letters, The Journal of the Acoustical Society of America* 138, 2015

McNesby K.L., Biss M.M, Benjamin R.A., Thompson R.A. - Optical Measurement of Peak Air Shock Pressures Following Explosions, *Propellants Explos. Pyrotech.*, vol. 39, pp. 59 – 64, 2014

Mouton C.A. - Transition between Regular Reflection and Mach Reflection in the Dual-Solution Domain - Thesis In Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy, California Institute of Technology, Pasadena, California, 2007, Defended December 1, 2006

National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) – Equations, tables, and charts for compressible flows, Report 1135, 1953

Natural Resources Defense Council (NRDC) - The U.S. nuclear war plan: a time for change, 2001

Needham C. E. - Blast Waves, Springer, New York, 2010

Prewitt J.M.S. - Object Enhancement and Extraction Picture Processing and Psychopictorics. Academic, New York, 75-149, 1970

Salze E. - Propagation acoustique non-linéaire en milieu inhomogène avec effets de sol : expériences à l'échelle du laboratoire - Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon, 16 novembre 2012

Sauvan P. - Étude des phénomènes physiques associés à la propagation d'ondes consécutives à une explosion et leur interaction avec des structures, dans un environnement complexe - Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 17 octobre 2012

Semenov A.N., Berezkina M.K., Krassovskaya I.V. - Classification of pseudosteady shock wave reflection types - *Shock Waves* 2012, vol. 22 (4), pp. 307-316, 2012

Sha Sha, CHEN Zhihua, JIANG Xiaohai, HAN Juili - 2012 International Symposium on Safety Science and Technology, Numerical investigations on blast wave attenuation by obstacles, 2012

Sobel, I., Feldman G. - "A 3x3 Isotropic Gradient Operator for Image Processing", presented at the Stanford Artificial Intelligence Project (SAIL), 1968.

Sochet I. - Fluide compressible, Etudes des ondes de choc appliquées à la sécurité et à la propulsion, cours INSA Centre Val de Loire (2015)

Sochet I. - Blast Effects - Physical Properties of Shock Waves - Editors: Sochet, Isabelle (Ed.), Series: Shock Wave and High Pressure Phenomena, Springer, 2018

Spiegel M. R. - Formules et Tables de Mathématiques Série Schaum, Editeur McGraw-Hill, janvier 1988

Taylor G. I. - The formation of a blast wave by a very intense explosion. Proc. R. Soc., A201: 159-166, 1950.

Todoroff V. - Mesure d'un champ de masse volumique par background-oriented schlieren 3D. Etude d'un dispositif expérimental et des méthodes de traitement pour la résolution du problème inverse, Thèse de Doctorat de l'INP Toulouse, France, 09 Décembre 2013.

Trélat S. - Impact de fortes explosion sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle - Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 7 décembre 2006

Vasilev E., Kraiko A. - Numerical simulation of weak shock wave diffraction over a wedge under the von Neumann paradox conditions. Comput. Math. Phys. 39, 1335–1345, 1999

von Neumann J. - Oblique reflection of shocks, in John von Neumann Collected Works, edited by A. H. Taub (MacMillan, New York), Vol. 6, pp. 238–299, 1963

Von Neumann J. - Oblique reflection of shocks, Technical report, Bureau of Ordnance, 1943

Welch Samuel W. J. – Two Dimensional steady oblique shocks and expansion flows – Department of Mechanical Engineering, University of Colorado Denver, 2000

Zuiderveld K. - Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization, Graphic Gems IV. San Diego: Academic Press Professional, pp 474–485, 1994

Site web (GFC) : renseigne la définition d'une explosion

[http://www.combustioninstitute.fr/index.php?option=com\\_seoglossary&view=glossary&catid=1&id=396](http://www.combustioninstitute.fr/index.php?option=com_seoglossary&view=glossary&catid=1&id=396)

Site web (Tracker) : ce site permet de télécharger et de comprendre le fonctionnement du logiciel

<https://physlets.org/tracker/>

Site web (PCB) : ce site permet de se documenter sur les capteurs et amplificateurs utilisés lors des travaux de thèse <http://www.pcb.com/>

Site web (Dewetron) : ce site permet de connaître les caractéristiques de la centrale d'acquisition utilisée : <https://www.dewetron.com/products/>

## Annexes

### Annexe 1

#### Annexe 1.1 Rappel des relations de Rankine-Hugoniot

Les formules de Rankine-Hugoniot présentées lors de l'état de l'art sont démontrées ici. Celle-ci concerne les relations permettant **de caractériser un choc droit incident**.

$$M = \frac{v}{a} \quad \text{et} \quad a^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{\gamma \cdot P}{\rho}$$

- M : nombre de Mach
- P : pression
- v : vitesse de l'écoulement
- a : célérité du son du fluide
- $\rho$  : densité du fluide
- s : entropie
- $\gamma$  : coefficient isentropique

$\gamma$  représente le rapport entre la capacité thermique à pression constante et la capacité thermique à volume constant,  $\gamma=1,4$  pour un gaz diatomique.

Il faut tout d'abord introduire les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement ainsi que de l'énergie.

- Conservation de la masse :

$$\rho_0 \cdot v_0 = \rho_1 \cdot v_1 \quad (1)$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$P_0 + \rho_0 \cdot v_0^2 = P_1 + \rho_1 \cdot v_1^2 \quad (2)$$

- Conservation de l'énergie :

$$U_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} \cdot v_0^2 = U_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} \cdot v_1^2 \quad (3)$$

où U désigne l'énergie interne.

De plus les gaz étant parfaits et l'enthalpie h étant liée à la température, il vient :

$$P_0 = \rho_0 \cdot r \cdot T_0 \quad (4)$$

$$P_1 = \rho_1 \cdot r \cdot T_1 \quad (5)$$

$$h = c_p \cdot T = U + \frac{P}{\rho} \quad (6)$$

En introduisant l'équation (6) dans l'équation (3) il vient :

$$c_p \cdot T_0 + \frac{1}{2} \cdot v_0^2 = c_p \cdot T_1 + \frac{1}{2} \cdot v_1^2 \quad (7)$$

$$r = \frac{R}{M_w} \quad (8)$$

- $M_0$  : nombre de Mach en amont
- $M_1$  : nombre de Mach en aval
- $D$  : célérité de l'onde de choc [m.s]
- $U_0$  : énergie interne du fluide en amont [J]
- $U_1$  : énergie interne du fluide en aval [J]
- $R$  : constante des gaz parfaits  $8.314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
- $M_w$  : masse molaire de l'écoulement [ $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ ]
- $r$  : rapport entre  $R$  et  $M_w$  [ $\text{J} \cdot \text{g} \cdot \text{K}^{-1}$ ]
- $v_0$  : vitesse de l'écoulement en amont [m.s]
- $a_0$  : vitesse du son du fluide de l'écoulement en amont [m.s]
- $v_1$  : vitesse de l'écoulement en aval [m.s]
- $a_1$  : vitesse du son du fluide de l'écoulement aval [m.s]
- $c_p$  : chaleur spécifique à pression constante
- $h$  : enthalpie [J]

Les gaz frais sont initialement au repos donc  $u_0=0$ , ce qui permet d'avoir un lien direct avec la vitesse de l'onde de choc.

$$M_0 = \frac{v_0}{a_0} = \frac{D - u_0}{a_0} = \frac{D}{a_0} \quad (9)$$

$$M_1 = \frac{v_1}{a_1} = \frac{D - u_1}{a_1} \quad (10)$$

La vitesse du son, dépendant du milieu, s'écrit :

$$a^2 = \frac{\gamma \cdot P}{\rho} = \gamma \cdot r \cdot T \quad (11)$$

La relation de Mayer permet d'exprimer la chaleur spécifique, à pression constante :

$$c_p = \frac{\gamma \cdot r}{\gamma - 1} \quad (12)$$

En reprenant les différentes lois de conservation et les définitions précédentes il est possible d'exprimer les rapports des grandeurs thermodynamiques :

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1 + \frac{1}{2} \cdot M_0^2 \cdot (\gamma - 1)}{1 + \frac{1}{2} \cdot M_1^2 \cdot (\gamma - 1)} \quad (13)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{1 + \gamma \cdot M_0^2}{1 + \gamma \cdot M_1^2} \quad (14)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1} = \frac{M_0 \cdot a_0}{M_1 \cdot a_1} \quad (15)$$

Afin de mieux exploiter ces équations, il est plus pratique de tout exprimer en fonction du nombre de Mach incident  $M_0$  car il est fonction directement de la célérité de l'onde. Ainsi, avec les relations précédentes, le nombre de Mach de l'état aval  $M_1$  est exprimé en fonction du nombre de Mach amont  $M_0$  par :

$$M_1^2 = \frac{M_0^2 + \frac{2}{\gamma - 1}}{\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot M_0^2 - 1} \quad (16)$$

Avec cette nouvelle expression (16), les rapports de température, pression, masse volumique et vitesse (13, 14,15) peuvent s'explicitier directement en fonction du nombre de Mach amont.

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_0^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \cdot \left( \frac{2}{M_0^2(\gamma+1)} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \quad (17)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_0^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (18)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)M_0^2}{2 + (\gamma-1)M_0^2} \quad (19)$$

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{2 + (\gamma-1)M_0^2}{(\gamma+1)M_0^2} \quad (20)$$

Les mesures faites par les capteurs de pression sont des mesures de surpression après le passage de l'onde, qui s'exprime aussi par le nombre de Mach en amont :

$$\Delta P_{\text{inc}} = P_1 - P_0 = \frac{2\gamma(M_0^2 - 1)}{\gamma + 1} \quad (21)$$

Les relations permettent de **caractériser un choc oblique incident** :

Cette fois les vitesses se décomposent, en une composante normale  $v_n$  et une autre tangentielle  $v_t$  (à la discontinuité). Le nombre de Mach étant un scalaire, il n'a pas de direction significative. L'angle  $\varepsilon$  se forme entre la direction de la vitesse  $v_0$  et  $v_1$ , et l'angle  $\beta$  entre la direction de la vitesse en aval  $v_1$  et l'onde de choc. L'angle  $\delta$  est le changement de direction de l'écoulement qui se nomme la déflexion. Comme précédemment (17, 18,19), des relations des grandeurs thermodynamiques entre l'état en amont et en aval existent. Il faut prendre en considération les relations géométriques suivantes. De plus, les hypothèses faites pour les ondes de choc droites restent valables pour l'étude des ondes de choc obliques.

$$v_0^2 = v_{0n}^2 + v_0^2 \quad (22)$$

$$v_1^2 = v_{1n}^2 + v_1^2 \quad (23)$$

$$v_{0t} = \cos(\varepsilon) \quad (24)$$

$$v_{0n} = \sin(\varepsilon) \quad (25)$$

$$v_{1t} = \cos(\beta) \quad (26)$$

$$v_{1n} = \sin(\beta) \quad (27)$$

Il est possible de faire la même démarche que pour les ondes de choc droites, c'est-à-dire en reprenant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie :

- Conservation de la masse :

$$\rho_0 \cdot v_{0n} = \rho_1 \cdot v_{1n} \quad (28)$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$P_0 + \rho_0 \cdot v_{0n}^2 = P_1 + \rho_1 \cdot v_{1n}^2 \quad (29)$$

- Conservation de l'énergie :

$$h_0 + \frac{1}{2} v_0^2 = h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 \quad (30)$$

La composante tangentielle n'affecte pas les équations de conservation, il est possible de reprendre les mêmes équations que pour les ondes droites, tout en prenant soin de remplacer  $v_0$  par  $v_{0n}$  et  $v_1$  par  $v_{1n}$ . Cependant d'après la théorie du choc droit, comme la vitesse  $v_{0n} > v_{1n}$  (afin de respecter la conservation de la masse ainsi que le second principe de la thermodynamique) avec  $v_{1t} = v_{0t}$ , l'écoulement aval doit être défléchi en direction du choc oblique.

Pour décrire les relations des rapports des grandeurs thermodynamiques, il faut introduire les composantes normales des nombres de Mach amont et aval. Encore une fois, les rapports des grandeurs dépendront uniquement du nombre de Mach amont  $M_0$ .

$$M_{0n} = \frac{v_{0n}}{a_0} = \frac{v_0}{a_0} \sin(\varepsilon) = M_0 \sin(\varepsilon) \quad (31)$$

$$M_{1n} = \frac{v_{1n}}{a_1} = \frac{v_1}{a_1} \sin(\beta) = M_1 \sin(\varepsilon - \delta) \quad (32)$$

$$[M_1 \sin(\beta)]^2 = \frac{2 + (\gamma - 1) M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)}{2\gamma \cdot M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon) - (\gamma - 1)} \quad (33)$$

Les rapports de température, pression, et masses volumique sont tels que :

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon) - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \cdot \left( \frac{2}{M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon) \cdot (\gamma+1)} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \quad (34)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon) - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (35)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)}{2 + (\gamma-1)M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)} \quad (36)$$

En raison du facteur en  $\sin(\varepsilon)$ , un choc oblique conduit à des surpressions et des élévations de températures plus faibles, en aval de celui-ci, que dans le cas d'un choc est droit.

Il est intéressant d'étudier de plus près l'influence des angles, par rapport au nombre de Mach  $M_0$ , dans la théorie des chocs obliques. De plus, il existe une expression liant l'angle de choc  $\varepsilon$  et l'angle de déflexion  $\delta$  en fonction du nombre de Mach incident. Cette relation vient de la conservation de la masse et de l'égalité des vitesses tangentielles.

$$\rho_0 \cdot v_{0n} = \rho_1 \cdot v_{1n} \quad (37)$$

$$v_{0n} = v_{0t} \cdot \tan(\varepsilon) \quad (38)$$

$$v_{1n} = v_{1t} \cdot \tan(\varepsilon - \delta) \quad (39)$$

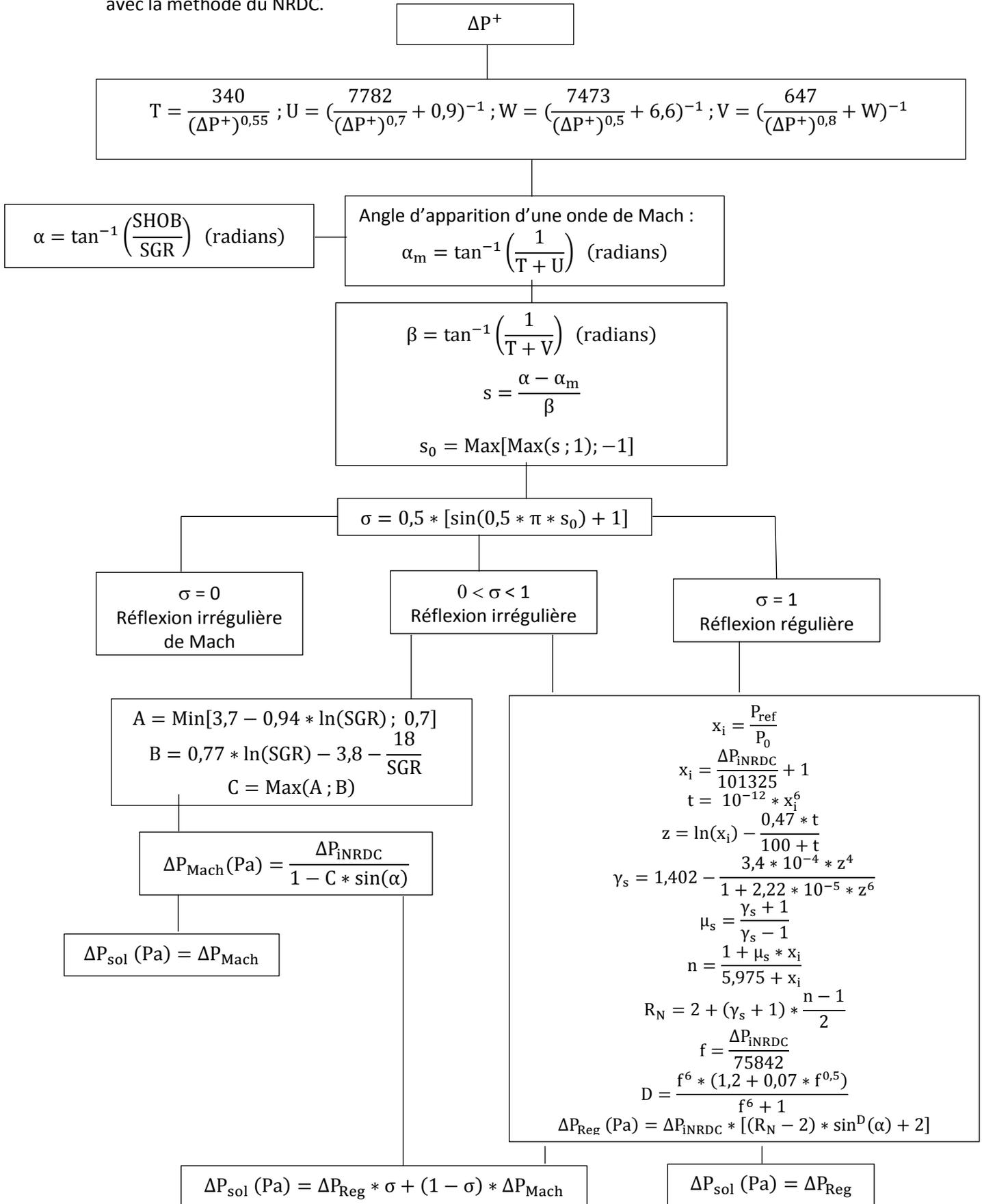
$$\frac{\tan(\varepsilon - \delta)}{\tan(\varepsilon)} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)}{(\gamma + 1)M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)} \quad (40)$$

Plus explicitement :

$$\tan(\delta) = 2 \cot(\varepsilon) \cdot \frac{M_0^2 \cdot \sin^2(\varepsilon)}{M_0^2 [\gamma + 1 - 2 \cdot \sin^2(\varepsilon)] + 2} \quad (41)$$

Annexe 1.2 Formulations du NRDC(2001)

L'organigramme suivant représente les formules utilisées afin de calculer la surpression réfléchie avec la méthode du NRDC.



### Annexe 1.3 Coefficient de la formule de Mouton (2007)

Pour rappel, dans le chapitre 1 Mouton (2007) propose la formulation suivante :

$$D_0 + D_1 \cdot \sin^2(\varepsilon_D) + D_2 \cdot (\sin^2(\varepsilon_D))^2 + D_3 \cdot (\sin^2(\varepsilon_D))^3 + D_4 \cdot (\sin^2(\varepsilon_D))^4 + D_5 \cdot (\sin^2(\varepsilon_D))^5 = 0 \quad (42)$$

$$D_0 + D_1 \cdot \sin^2(\varepsilon_D) + D_2 \cdot \sin^4(\varepsilon_D) + D_3 \cdot \sin^6(\varepsilon_D) + D_4 \cdot \sin^8(\varepsilon_D) + D_5 \cdot \sin^{10}(\varepsilon_D) = 0 \quad (43)$$

où :

$$\mathbf{D}_0 = -16$$

$$\mathbf{D}_1 = 32 \cdot M_0^2 - 4 \cdot M_0^4 - 48 \cdot M_0^2 \cdot \gamma - 16 \cdot M_0^4 \cdot \gamma + 16 \cdot \gamma^2 - 16 \cdot M_0^4 \cdot \gamma^2 + 16 M_0^2 \cdot \gamma^3 + 4 \cdot M_0^4 \cdot \gamma^4$$

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_2 = & -16 M_0^4 + 4 \cdot M_0^6 - M_0^8 + 104 \cdot M_0^4 \cdot \gamma + 16 \cdot M_0^6 \cdot \gamma - 4 \cdot M_0^8 \cdot \gamma \\ & -64 \cdot M_0^2 \cdot \gamma^2 - 32 \cdot M_0^4 \cdot \gamma^2 + 8 \cdot M_0^6 \cdot \gamma^2 - 6 \cdot M_0^8 \cdot \gamma^2 \\ & -56 \cdot M_0^4 \cdot \gamma^3 - 16 \cdot M_0^6 \cdot \gamma^3 - 4 \cdot M_0^8 \cdot \gamma^3 - 12 \cdot M_0^6 \cdot \gamma^4 - M_0^8 \cdot \gamma^4 \end{aligned}$$

$$\mathbf{D}_3 = M_0^8 - 64 \cdot M_0^6 \cdot \gamma + 4 \cdot M_0^8 \cdot \gamma + 96 \cdot M_0^4 \cdot \gamma^2 + 64 \cdot M_0^6 \cdot \gamma^2 + 14 \cdot M_0^8 \cdot \gamma^2 + 64 \cdot M_0^6 \cdot \gamma^3 + 20 \cdot M_0^8 \cdot \gamma^3 + M_0^8 \cdot \gamma^4$$

$$\mathbf{D}_4 = 8 \cdot M_0^8 \cdot \gamma - 64 \cdot M_0^6 \cdot \gamma^2 - 32 \cdot M_0^8 \cdot \gamma^2 - 24 \cdot M_0^8 \cdot \gamma^3$$

$$\mathbf{D}_5 = 16 \cdot M_0^8 \cdot \gamma^2$$

$$D_i(M_0, \gamma) \quad i \in [0; 5]$$

Mouton (2007) souligne qu'il existe une seule et unique solution physique, c'est-à-dire une solution pour que  $\sin^2(\varepsilon_D)$  ait une solution réelle et comprise entre 0 et 1, pour les cas supersoniques (tout nombre de Mach > 1, soit  $M_0 \rightarrow \infty$ ). Pour l'auteur, quand  $M_0 \rightarrow \infty$  l'équation (66) devient :

$$\lim_{M_0 \rightarrow +\infty} [-(\gamma + 1)^4 \cdot \sin^4(\varepsilon_D) + (\gamma + 1)^2 \cdot (9 \cdot \gamma^2 + 2 \cdot \gamma + 1) \cdot \sin^6(\varepsilon_D) - 8 \cdot (3 \cdot \gamma^3 + 4 \cdot \gamma^2 - \gamma) \cdot \sin^8(\varepsilon_D) + 16 \cdot \gamma^2 \cdot \sin^{10}(\varepsilon_D)] = 0$$

En simplifiant, il vient le polynôme du troisième degré en  $\sin^2(\varepsilon_D)$  suivant :

$$\lim_{M_0 \rightarrow +\infty} [- (\gamma + 1)^4 + (\gamma + 1)^2 \cdot (9 \cdot \gamma^2 + 2 \cdot \gamma + 1) \cdot \sin^2(\varepsilon_D) - 8 \cdot (3 \cdot \gamma^3 + 4 \cdot \gamma^2 - \gamma) \cdot \sin^4(\varepsilon_D) + 16 \cdot \gamma^2 \cdot \sin^6(\varepsilon_D)] = 0$$

Excepté le cas où  $\sin^2(\varepsilon_D) = 0$ , il existe trois solutions pour (68). Mouton (2007) propose que la seule solution physique ce calcul par la limite suivante :

$$\lim_{M_0 \rightarrow +\infty} \varepsilon_D = \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{1}{6\gamma} \cdot (3\gamma^2 + 4\gamma - 1 - \sqrt{9\gamma^4 + 36\gamma^3 - 2\gamma^2 - 44\gamma + 1} \cdot \cos(\zeta_D))} \right) \quad (44)$$

avec :

$$\zeta_D = \frac{\pi}{3} + \frac{1}{3} \cdot \tan^{-1} \left( \frac{12 \cdot \sqrt{3\gamma \cdot (\gamma - 1)^{-1} \cdot (\gamma + 1)^5 \cdot (27\gamma^2 + 36\gamma + 1)}}{27\gamma^4 - 162\gamma^2 - 152\gamma - 1} \right)$$

Le calcul précédent par l'équation (69) de Mouton (2007) pour  $M_0 \rightarrow \infty$  et  $\gamma = 1,4$  montre que  $\varepsilon_D \rightarrow 39,99^\circ$ .

## Annexe 2

### Annexe 2.1 Caractéristiques des ondes réfléchies

Dans le chapitre 2 de ce mémoire, des essais avec une charge hémisphérique près d'un mur à 90° et avec une charge sphérique en hauteur ont permis de caractériser les ondes réfléchies à l'aide de capteurs de pression installés au niveau du mur ou du sol. Dans le chapitre 2 figure uniquement le cas où la charge est à une hauteur d'explosion HOB = 200 mm. Des essais ont été réalisés, avec les deux types de charges, pour des HOB = 100 et 150 mm. Les polynômes associés sont écrits dans les équations 2.10 à 2.29.

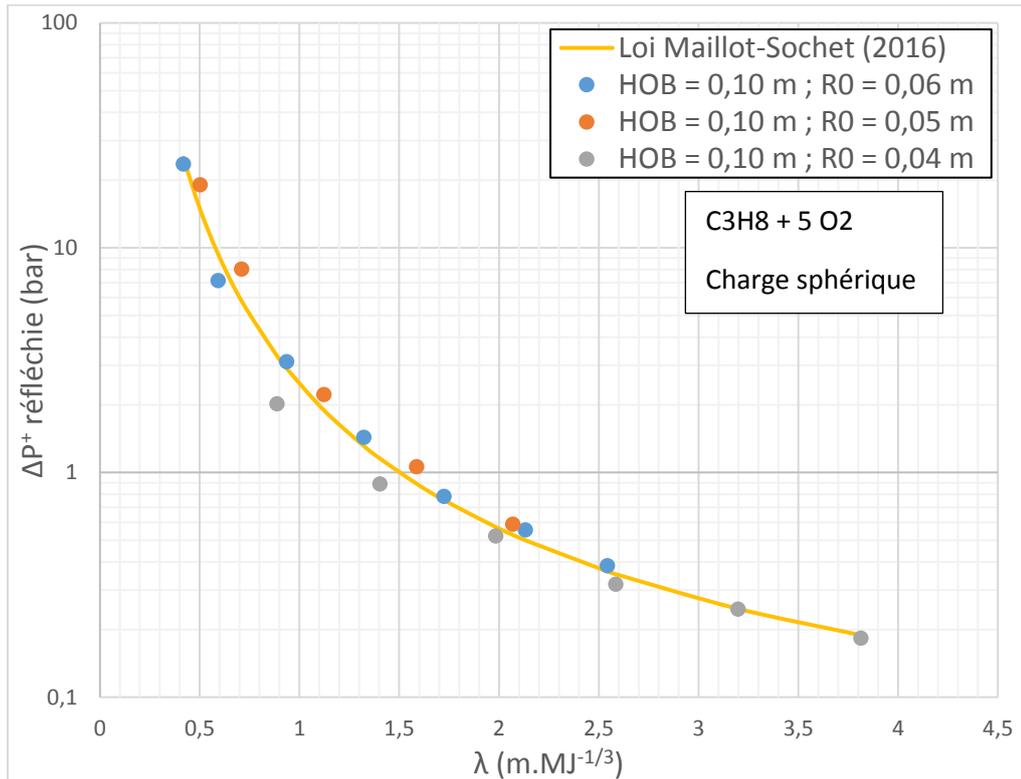


Figure A2-1 – Surpression réfléchie – Moyenne des essais et corrélation expérimentale- Charges sphériques - HOB = 0,10 m

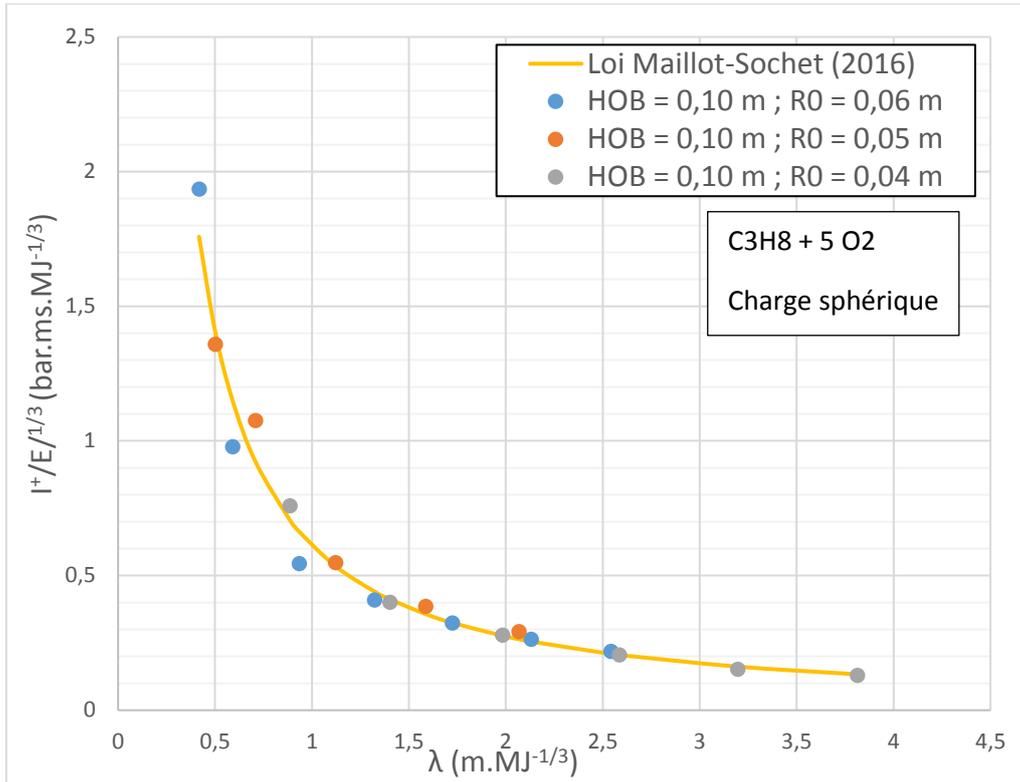


Figure A2-2 – Impulsion positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation expérimentale- Charges sphériques - HOB = 0,10 m

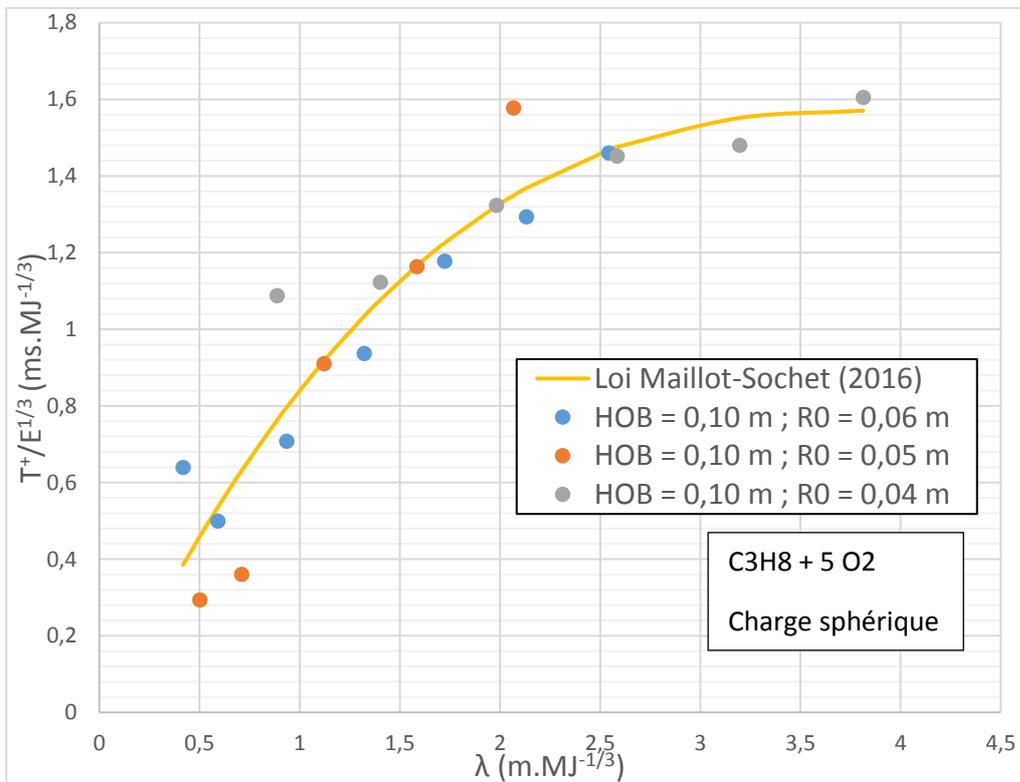


Figure A2-3 – Durée positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation expérimentale- Charges sphériques - HOB = 0,10 m

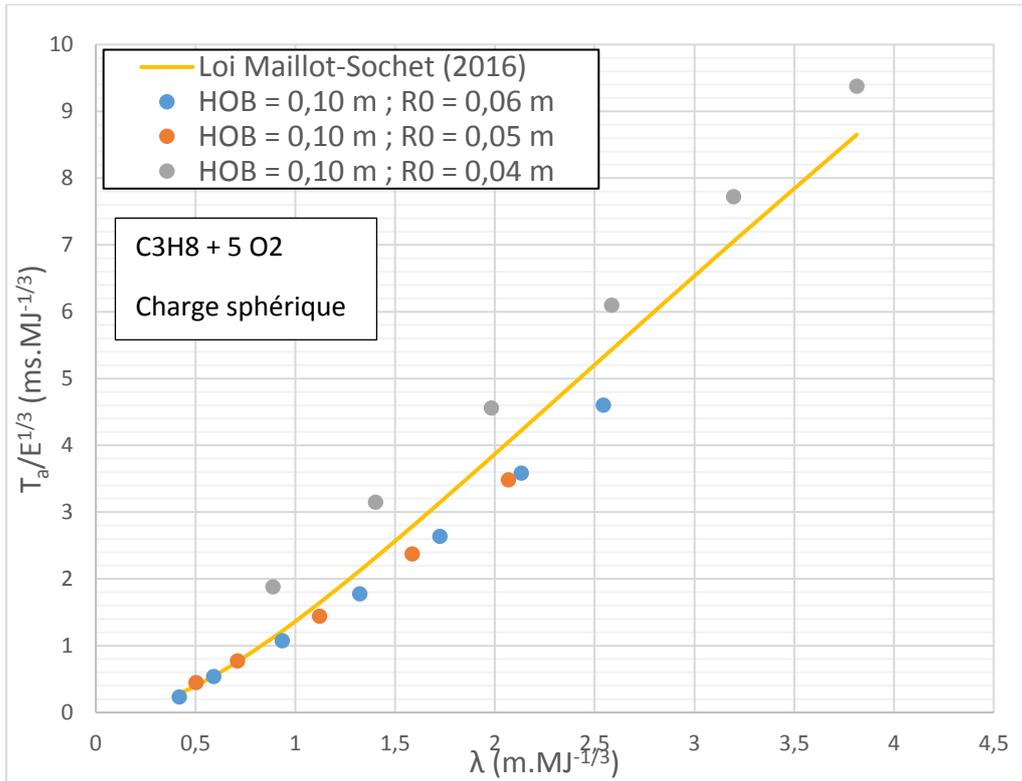


Figure A2-4 – Temps d'arrivée réduit de l'onde réfléchi – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charges sphériques - HOB = 0,10 m

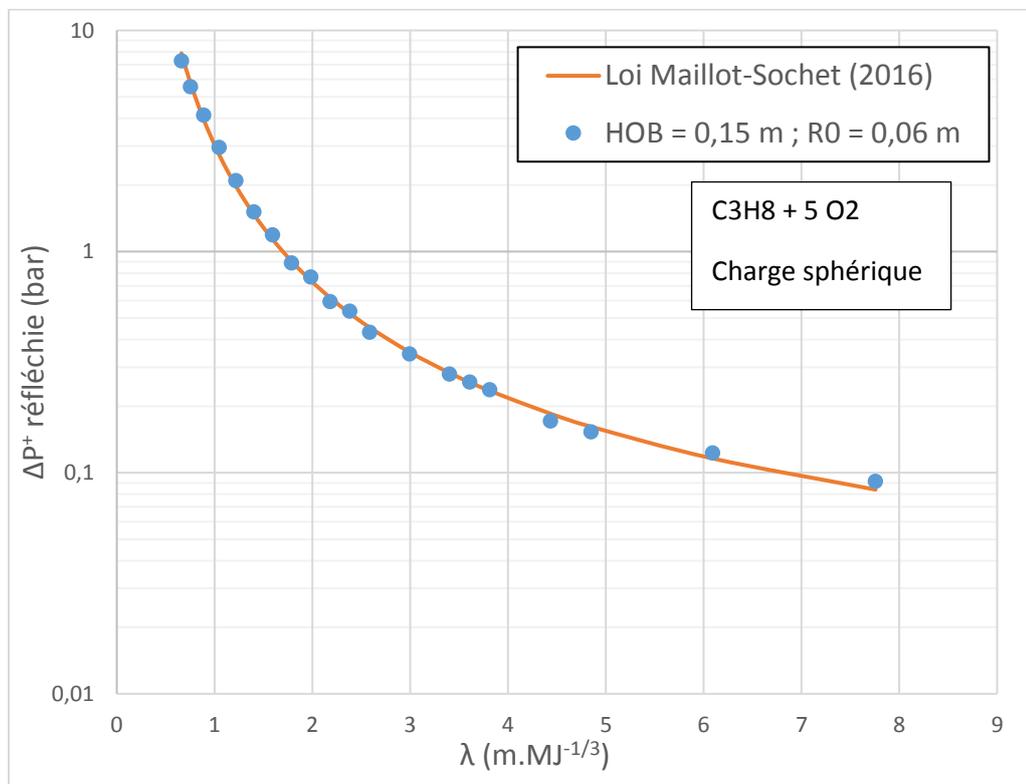


Figure A2-5 – Surpression réfléchi – Moyenne des essais et corrélation expérimentale- Charge sphérique - HOB = 0,15 m

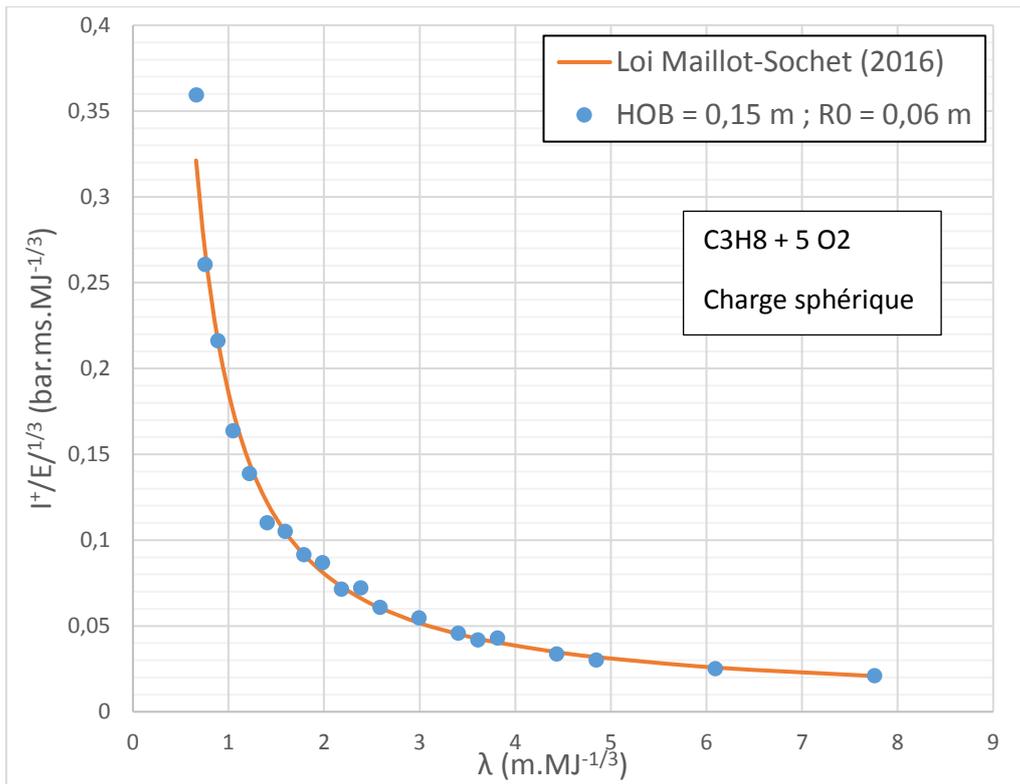


Figure A2-6 – Impulsion positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge sphérique - HOB = 0,15 m

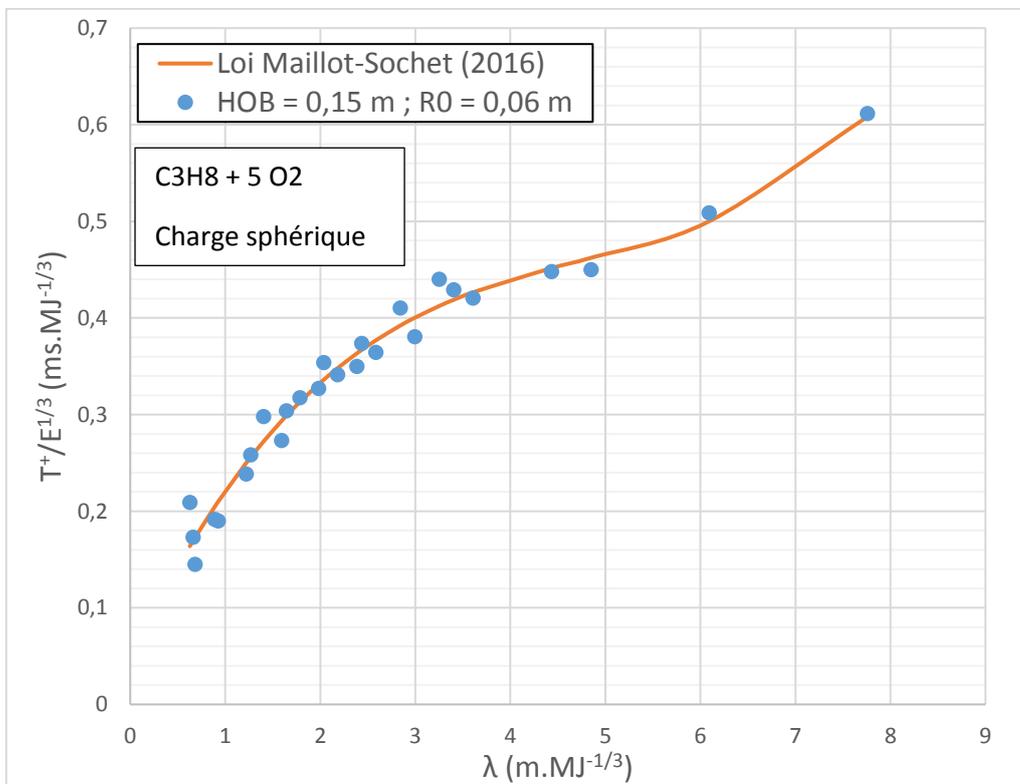


Figure A2-7 – Durée positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge sphérique - HOB = 0,15 m

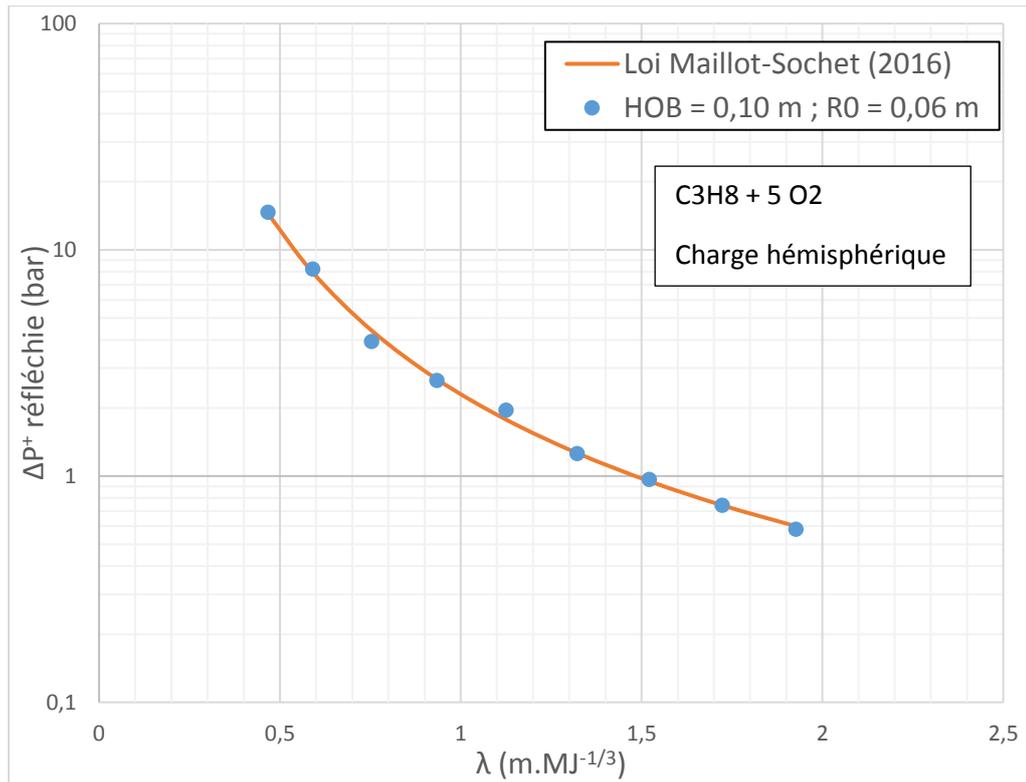


Figure A2-8 – Surpression réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge hémisphérique - HOB = 0,10 m

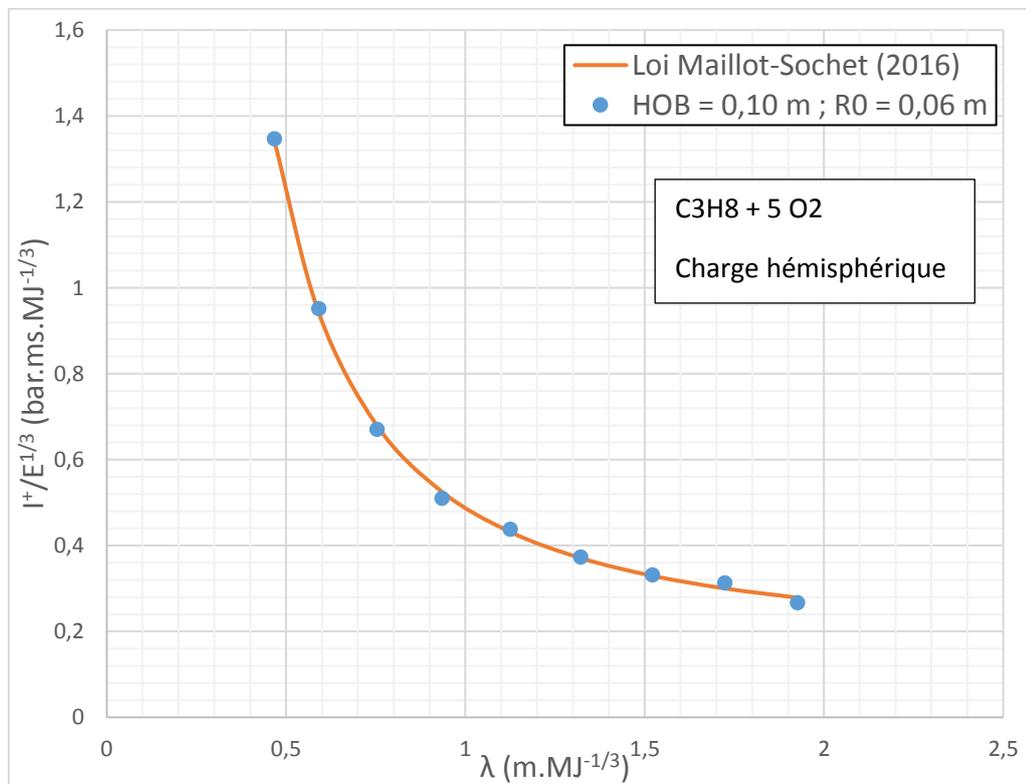


Figure A2-9 – Impulsion positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge hémisphérique - HOB = 0,10 m

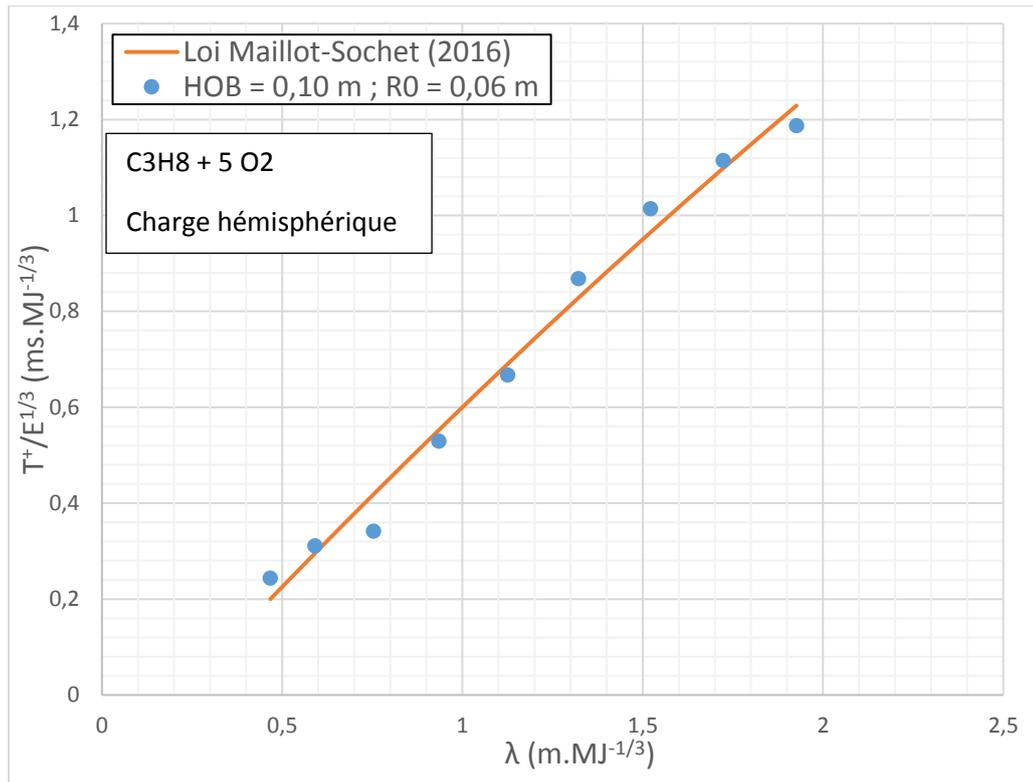


Figure A2-10 – Durée positive réduite de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique - Charge hémisphérique - HOB = 0,10 m

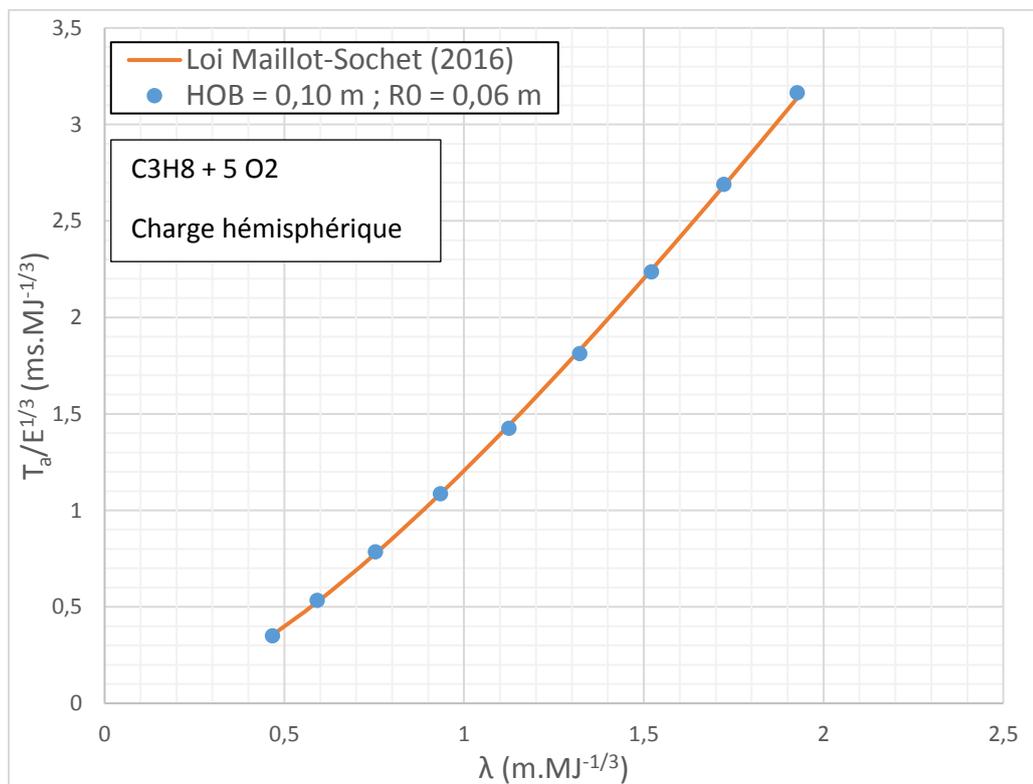


Figure A2-11 – Temps d'arrivée réduit de l'onde réfléchie – Moyenne des essais et corrélation empirique - Charge hémisphérique - HOB = 0,10m

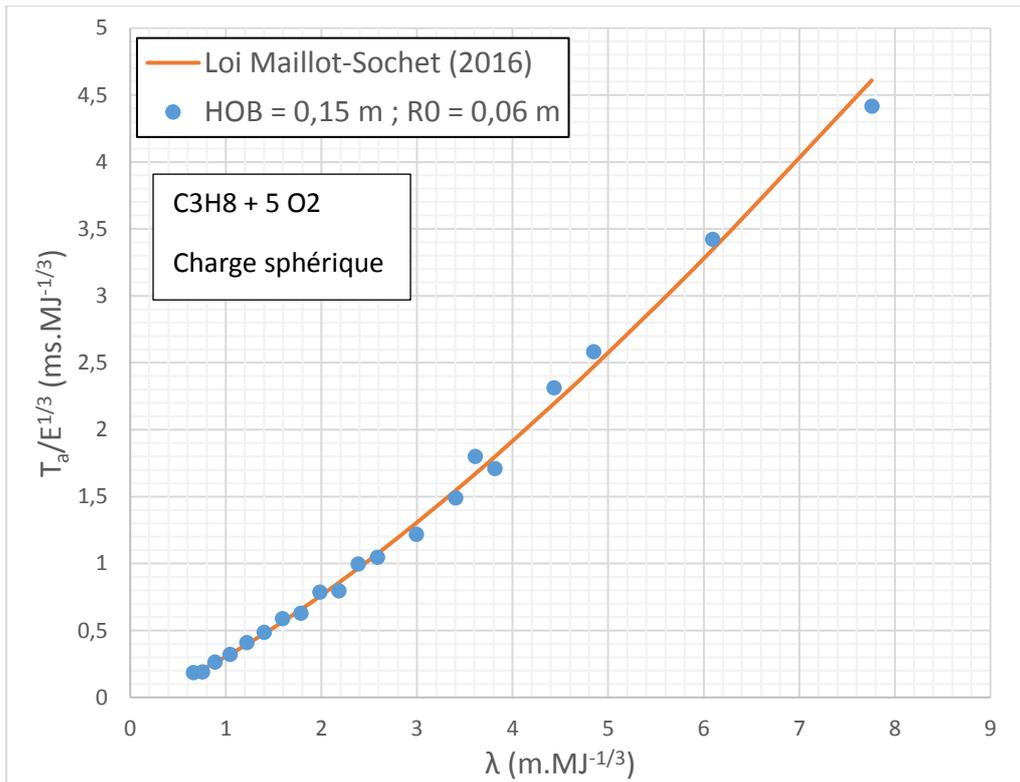


Figure A2-12 – Temps d'arrivée réduit de l'onde réfléchié – Moyenne des essais et corrélation empirique- Charge sphérique - HOB = 0,15 m

## Annexe 3

### Annexe 3.1 Hauteur du pied de Mach fonction de la distance au sol et de la HOB

Dans les chapitres 2 et 3, des essais ont été réalisés avec une charge sphérique en hauteur. Cette phase a permis de dresser un polynôme empirique permettant de connaître la hauteur du point triple en fonction de la distance au sol et de la HOB. Les trois distances sont réduites à l'énergie afin de prendre en compte l'énergie de la charge de gaz au moment de la détonation. Dans le cas des charges gazeuses expérimentées au laboratoire, il est rappelé que l'énergie est directement proportionnelle au rayon de la charge. Ce polynôme expérimental a été créé suite à des mesures effectuées à l'aide d'un montage optique (eq 46). Ces mesures ont été effectuées lors de campagnes de tirs avec des HOB de 100, 150 et 200 mm et des charges sphériques de rayon  $R_0$  0,04 ; 0,05 ; 0,06 et 0,08 m. Concernant la distance au sol, la plage de validité du polynôme a été déduite directement de la fenêtre de prise de vue de l'image au moment des essais. La largeur de la fenêtre de prise de vue allant de 150 mm à 400 mm a permis de définir la plage de validité du polynôme sur la distance au sol. La hauteur de la fenêtre de prise de vue de 100 mm à 200 mm a permis de fixer le domaine de validité de la hauteur de la mesure du pied de Mach  $h_M$ .

Ce polynôme empirique peut être ramené à une distance réduite exprimée en termes de masse de TNT, en prenant en compte l'énergie massique de détonation du TNT prise ici à  $4,184 \text{ MJ.kg}_{\text{TNT}}^{-1}$ .

$$h_M \left( \text{m.MJ}^{-\frac{1}{3}} \right) = p_{00} + p_{10} * \lambda_{\text{sol}} + p_{01} * \text{HOB} + p_{20} * \lambda_{\text{sol}}^2 + p_{11} * \lambda_{\text{sol}} * \text{HOB} \\ + p_{02} * \text{HOB}^2 + p_{21} * \lambda_{\text{sol}}^2 * \text{HOB} + p_{12} * \lambda_{\text{sol}} * \text{HOB}^2 + p_{03} * \text{HOB}^3 \\ + p_{22} * \lambda_{\text{sol}}^2 * \text{HOB}^2 + p_{13} * \lambda_{\text{sol}} * \text{HOB}^3 + p_{04} * \text{HOB}^4 \quad (45)$$

$$0,412 < \text{HOB} \left( \text{m.MJ}^{-1/3} \right) < 1,003 \text{ et } \lambda_{\text{sol}} \left( \text{m.MJ}^{-1/3} \right) < 4,85 * \text{HOB} \left( \text{m.MJ}^{-1/3} \right)$$

Avec :

- $p_{00} = -1,404 \left( \text{m.MJ}^{-1/3} \right)$
- $p_{10} = 1,218$
- $p_{01} = 7,329$
- $p_{20} = 0,3526 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-1} \right)$
- $p_{11} = -4,469 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-1} \right)$
- $p_{02} = -15,4 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-1} \right)$
- $p_{21} = -0,7057 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-2} \right)$
- $p_{12} = 5,658 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-2} \right)$
- $p_{03} = 14,34 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-2} \right)$
- $p_{22} = 0,3902 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-3} \right)$
- $p_{13} = -2,44 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-3} \right)$
- $p_{04} = -4,885 \left( \left[ \text{m.MJ}^{-1/3} \right]^{-3} \right)$

## Annexe 4

### Annexe 4.1 Article du Congrès Français de Mécanique à Lille en septembre 2017

Cette annexe fait l'objet d'une présentation au Congrès Français de Mécanique (CFM) tenu à Lille du 28 août au 01 septembre 2017. L'article paru dans les actes du colloque est reproduit ici dans son intégralité. Des figures et des équations présentées auparavant dans ce mémoire sont répétées dans ce chapitre.

#### **Etude expérimentale de la réflexion de Mach**

**Y. MAILLOT<sup>A,B</sup>, I. SOCHET<sup>B</sup>, J.Y. VINÇONT<sup>A</sup>, Y. GRILLON<sup>A</sup>**

<sup>A</sup>Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives – CEA, DAM, DIF F-91297 Bruyères-le-Châtel, France

<sup>B</sup>Institut National des Sciences Appliquées Centre Val de Loire, Université d'Orléans, PRISME EA 4229, Bourges, France

**Mots clés :** Onde de choc, Réflexion de Mach, Pied de Mach

#### **Résumé :**

L'objet de cette étude est de caractériser expérimentalement la réflexion non régulière en régime de Mach d'une onde de choc sur une surface plane indéformable et parfaitement réfléchissante. Pour cela, deux configurations d'essais ont été investiguées et confrontées. Les ondes de choc résultent de la détonation de charges gazeuses sphériques ou hémisphériques. La première configuration consiste à faire détoner une charge sphérique au-dessus d'un sol plan, mécaniquement indéformable, et la seconde considère une charge hémisphérique près d'un plan-mur, qui, par une rotation de 90°, est équivalente à la première configuration. Dans la première configuration, le mélange gazeux est contenu dans un ballon de baudruche et est initié en son centre à une hauteur d'explosion choisie (HOB : Height Of Burst). Pour la seconde configuration, le mélange est contenu dans une bulle de savon hémisphérique et initié au centre du disque qui constitue la base de l'hémisphère. La distance entre le centre de l'explosion et le mur, HOB, est celle choisie pour la première configuration. Dans les deux cas, l'onde de souffle générée se réfléchit sur le plan où se développe une réflexion de Mach. Un pied de Mach se propage donc le long de la paroi. Afin de confronter les approches géométriques, des mesures à l'aide de capteurs de pression au niveau des parois ainsi que des visualisations de l'écoulement et de suivi de l'onde de choc à l'aide d'une caméra rapide ont été réalisées. Les capteurs de pression ont permis d'acquérir notamment des mesures de surpression et de temps d'arrivée. Les hauteurs de pied de Mach et des temps d'arrivée ont été mesurés à partir des images issues des différentes visualisations. Les résultats ont montré que nos expériences permettaient de retrouver la loi de similitude de Hopkinson. Ils ont également montré globalement une assez bonne concordance entre les deux configurations, sphérique et hémisphérique, sur les temps d'arrivée (vidéos et capteurs), l'évolution du pied de Mach et sur l'évolution de la surpression en fonction de la distance.

## Experimental study of Mach reflection

**Key words :** Shock wave, Mach reflection, Mach stem

### **Abstract :**

The aim of this experimental study is to characterize the non-regular Mach reflection of a shock wave on a plane surface, which is supposed non-deformable and perfectly reflective. Therefore, two configurations have been investigated and confronted. The shock waves result from the detonation of spherical or hemispherical gaseous charges. The first configuration consists in detonating a spherical charge above a near-surface mechanically non-deformable and the second one considers a hemispherical charge close to a wall, representing a 90° rotation of the first scenario. With the first configuration, the gaseous mixture is contained in a balloon and is initiated at its center at a chosen Height of Burst (HOB). For the second one, the mixture is contained in a hemispherical soap bubble and is also initiated at its center, the distance between the center of the explosion and the wall is identical to the HOB chosen during the first configuration. In both cases, the blast wave is reflected on the plane where a Mach stem develops, which spreads along the surface. In order to compare the two configurations, measurements were carried out with pressure sensors as well as optical monitoring method using a high-speed camera. The pressure sensors acquired overpressure and the arrival time. The Mach stem heights and arrival times were measured from the pictures produced during the various visualization tests. The results show a good agreement with de Hopkinson scaling law as expected. They revealed so a relative good agreement between the two configurations, spherical and hemispherical, on the arrival times (videos and sensors), the evolution of the Mach stem on the planes and on the behavior of the overpressure as a function of the distance.

### **1. Introduction**

L'objet de cette étude est la caractérisation expérimentale de l'évolution des ondes de choc consécutives à la détonation d'une charge de gaz située près d'un plan, supposé mécaniquement parfaitement indéformable. La détonation engendre une onde de souffle, sphérique divergente, élevant la pression et la température. Lorsque l'onde de choc impacte une surface, mécaniquement indéformable, il en résulte une onde de choc réfléchie se propageant dans les gaz déjà choqués par la première onde incidente. Les réflexions se catégorisent en deux ensembles, les réflexions régulières et irrégulières [1]. Parmi les réflexions irrégulières, l'étude présente porte sur des cas d'évolution d'un pied de Mach. L'onde de choc réfléchie rattrape l'onde de choc incidente pour fusionner et former un nouveau front appelé onde de Mach. L'intersection des trois fronts forme le point triple, et la trajectoire de celui-ci est appelée ligne de glissement. La hauteur du pied de Mach augmente lorsque le point triple s'éloigne de la surface de réflexion.

Plusieurs expériences ont été effectuées afin de caractériser la formation et l'évolution du point triple en fonction de l'angle du choc et du nombre de Mach amont [2,3]. Dans la littérature ces études portent généralement sur des charges chimiques condensées telles que le TNT. Une caractéristique originale de cette étude est que l'explosif est gazeux. Il est constitué d'un mélange propane-oxygène en proportion stœchiométrique. De plus les expériences sont réalisées dans un environnement clos et bien maîtrisé, au sein d'un laboratoire de recherche. Les expériences ont ainsi été réalisées à échelle d'un laboratoire, avec un banc d'expérimentation de l'ordre du mètre. Les ondes de choc sont étudiées à l'aide de mesures de surpression et de visualisations. Ces dernières permettent le suivi de l'évolution de la hauteur du point triple. Une technique optique d'ombroscopie a alors été utilisée [4,5] afin de visualiser et de mesurer le parcours de l'onde sur le plan de réflexion et suivre ainsi quantitativement l'évolution du pied de Mach

Les montages expérimentaux et la métrologie utilisée seront donc tout d'abord présentés, puis deux configurations expérimentales qui ont été mises en œuvre. La première configuration met en jeu une charge explosive de forme sphérique qui est placée au-dessus d'un plan réflecteur. Les conditions de charge et de distance au-dessus du plan réflecteur sont choisies de telle sorte qu'un pied de Mach se forme sur ce plan. L'étude a porté sur deux paramètres d'influence, le premier étant la hauteur de l'explosion, distance entre le centre de la charge et le plan réflecteur de l'onde, et le second la quantité de gaz de la charge lors de la détonation. Cette première approche géométrique du problème doit notamment permettre d'évaluer la qualité des expérimentations. En effet les couples charge et HOB ont été choisis tels que les résultats des mesures doivent vérifier la loi de similitude énergétique de Hopkinson [2].

Une fois le pied de Mach caractérisé pour des charges sphériques gazeuses, une seconde configuration a été mise en œuvre. Cette configuration alternative a consisté en la détonation d'une charge cette fois de forme hémisphérique et posée sur un plan réflecteur. La charge est ensuite placée à la distance, HOB, d'un plan vertical lui-même réflecteur. Alors, pour une source donnée et constituée d'une valeur de charge et d'une distance au plan où doit se développer le pied de mach, en théorie, les deux configurations sont identiques. Elles doivent donc fournir les mêmes évolutions des indicateurs mécaniques : temps d'arrivée, surpression et hauteur du pied de Mach notamment. La comparaison des résultats de ces indicateurs entre les deux configurations doit donc permettre de montrer les effets de mise en œuvre technique par rapport à l'approche théorique.

## 2. Dispositif expérimental

### 2.1 Dispositions des charges et des capteurs de pression

Au cours de ces travaux, deux configurations géométriques théoriquement équivalentes ont été étudiées. Pour des charges sphérique et hémisphérique de mélange stœchiométrique propane-oxygène, les amorçages sont effectués en leurs centres à l'aide de la méthode du fil explosé.

La première configuration propose la détonation d'une charge sphérique au-dessus d'un plan, supposé mécaniquement parfaitement indéformable. Le gaz est contenu dans un ballon de baudruche sphérique maintenu à l'aide d'un portique à hauteur variable. Cette dernière se situe au-dessus d'un plan (figure 1), où se réfléchit l'onde générée après détonation de la charge gazeuse. C'est le long de ce plan que sont étudiés les surpressions générées et l'évolution du pied de Mach par le suivi de la hauteur du point triple.

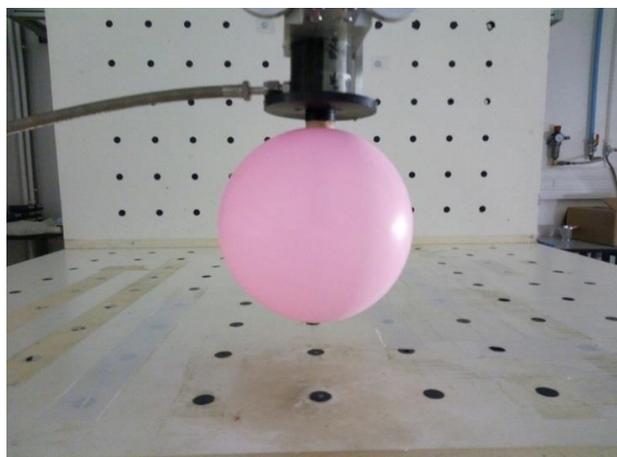


Figure 1 Charge explosive sphérique avec capteurs au sol (pastilles noires)

La seconde configuration est l'étude d'une charge hémisphérique positionnée sur la table d'essais, près d'un plan-mur installé perpendiculairement à la table. C'est donc sur ce plan-mur que sont étudiés les surpressions générées et l'évolution du pied de Mach par le suivi de la hauteur du point triple. Le gaz est contenu dans une bulle de savon et l'amorçage évidemment effectué au centre du disque formant la base de l'hémisphère. La seconde configuration est donc équivalente à la première selon une symétrie et une rotation de 90° (figure 2).

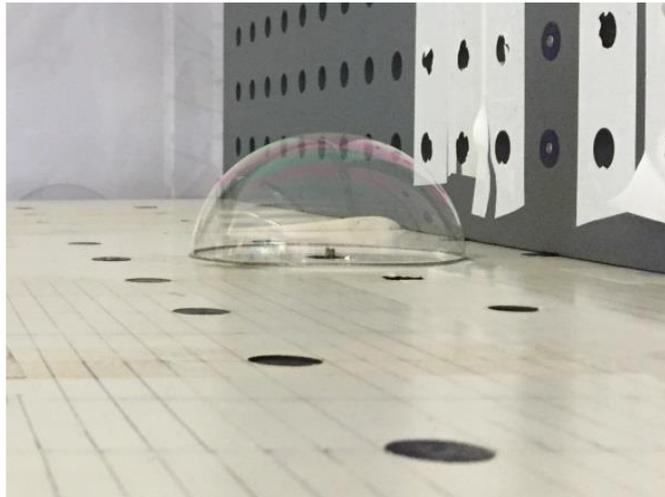


Figure 2 Charge explosive hémisphérique et capteurs de pression sur le plan-mur (pastilles noires)

Afin de caractériser l'onde de choc, des essais ont été effectués à des hauteurs d'explosions dites HOB (Height Of Burst) et rayons de charge  $R_0$  différents. La HOB est la distance entre le centre de la charge et le plan de réflexion sur lequel se développera un pied de Mach, horizontal ou vertical selon la configuration. Différentes campagnes ont été réalisées afin d'étudier d'une part l'influence de la hauteur de la charge explosive et d'autre part le volume (i.e  $R_0$ ) de cette dernière. L'énergie mise en jeu au moment de la détonation est fonction du volume de la charge et s'exprime par :

$$E_{\text{gaz}} = \frac{4}{3} * \pi * R_0^3 * E_v \quad (\text{MJ})$$

Avec  $E_v$  l'énergie volumique de réaction. Dans le cas d'une détonation d'une charge gazeuse stœchiométrique propane-oxygène, cette énergie volumique est telle que  $E_v = 15,14 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ . Pour mieux analyser certains des résultats, les distances et les temps sont réduits à la racine cubique de l'énergie. Cette réduction permet d'exprimer l'ensemble des campagnes uniquement en fonction de la HOB réduite ( $\text{HOB}^*$ ) ( $\text{m.MJ}^{-1/3}$ ). L'énergie libérée par la charge de gaz de rayon  $R_0$  est définie par  $E_{\text{gaz}}$ , avec une énergie volumique constante  $E_v$ .

$$\text{HOB}^* = \frac{\text{HOB}}{E_{\text{gaz}}^{1/3}} \quad (\text{m.MJ}^{-1/3})$$

Le tableau 1 rassemble toutes les campagnes réalisées en fonction de la HOB et du rayon de la charge explosive.

HOB* ( $\text{m.MJ}^{-1/3}$ )	HOB = 0,10 m	HOB = 0,15 m	HOB = 0,20 m
$R_0 = 0,04 \text{ m}$	0,627 (s)		
$R_0 = 0,05 \text{ m}$	0,502 (s)		1,003 (s)
$R_0 = 0,06 \text{ m}$	0,418 (s ; h)	0,627 (s)	0,836 (s ; h)
$R_0 = 0,08 \text{ m}$			0,627 (s)

*Tableau 1 Configurations étudiées pour l'analyse des réflexions avec une charge sphérique (s) et hémisphérique (h) par HOB réduite à l'énergie*

Parmi les campagnes d'essais avec les HOB de 0,10 m et 0,20 m, a été expérimenté une charge commune correspondant à un rayon de 0,06 m entre les configurations en sphérique et en hémisphérique. Les résultats attendus en surpression et en hauteur de point triple devraient en théorie être absolument égaux. Des mesures de surpressions sont donc réalisées le long des parois, pour chaque configuration, au sol pour les essais avec la charge sphérique et sur le mur pour les essais avec la charge hémisphérique. Des capteurs de pression de type piézoélectrique sont à cet effet disposés affleurant la surface de réflexion.

De plus, le tableau 1 permet d'identifier les paramètres pris en compte. L'influence de la hauteur d'explosion à volume constant est étudiée : HOB = 0,10 m ; 0,15 m ; 0,20 m pour un rayon de charge de 0,06 m. L'influence du volume de la charge (i.e  $R_0$ ) à une hauteur d'explosion constante est analysée, à une HOB = 0,10 m pour des rayons de charges  $R_0 = 0,04$  m ; 0,05 m ; 0,06 m et à une HOB = 0,20 m pour des rayons de charges  $R_0 = 0,05$  m ; 0,06 m ; 0,08 m. L'intégralité de ces sept campagnes avec une charge sphérique a permis de connaître l'influence des deux paramètres cités ci-dessus. Deux campagnes avec une charge hémisphérique ont été réalisées afin de comparer les deux configurations.

## **2.2 Montage optique**

La technique de visualisation utilisée a été proposée par Hargather et Seetles [4] et a été reproduite au laboratoire. Cette dernière est une variante de celle d'Edgerton (1958) [5] permettant également l'observation en champ large de l'ombre du phénomène par l'utilisation d'un fond rétro-réfléchissant. Il s'agit d'une méthode d'ombroscopie directe qui peut être utilisée à des fins quantitatives, dans l'étude de propagation d'onde [6], [7] mais dont nous n'avons pas besoin ici puisque ne cherchant qu'à mesurer les positions des fronts d'onde et de leur intersection au niveau du point triple. Le champ qui a pu être visualisé couvre une longueur de propagation de 0,50 m et une hauteur de 0,20 m.

Cette méthode permet un parfait alignement entre l'axe optique et l'axe lumineux afin d'obtenir un montage ombroscopique plus précis pour suivre l'évolution des ondes de choc. Il permet en effet de ne pas avoir à la fois l'objet et son ombre sur le même écran. La coïncidence des champs de visualisation et lumineux donne alors une information sur la localisation, la forme et la vitesse de l'onde. Cet aspect est important afin de pouvoir mesurer la hauteur du pied de Mach en fonction de son emplacement sur la paroi.

Lors des expériences, la caméra utilisée est une Phantom V7.3 avec une résolution spatiale de 512 x 256 pixels et un échantillonnage d'une fréquence d'une image toutes les 46  $\mu$ s, pour un temps d'exposition de 1  $\mu$ s. L'objectif utilisé est de 50 mm de focale. La source lumineuse a un flux lumineux de 10 000 lumens, la lumière est focalisée sur le miroir, à l'aide d'une lentille plano convergente.

La calibration des images a été effectuée à partir d'images tests et de repères géométriques. Elle conduit à une résolution de 1,023 mm.pix<sup>-1</sup> pour la charge explosive sphérique et de 0,78 mm.pix<sup>-1</sup> pour celle hémisphérique. Pour toutes les mesures de transition de réflexion, de hauteur et de pied de Mach, le nombre de pixels est lu directement sur l'image. Une erreur de deux pixels a été retenue dans les mesures de distances au sol, soit 1,5 à 2 mm selon la configuration. Cette erreur vient de la position imprécise de l'onde de choc légèrement floue lors de l'enregistrement.

### 3. Résultats

#### a. Visualisations expérimentales

La mise en œuvre de ces essais a permis l'étude du développement d'une réflexion irrégulière particulière, la réflexion de Mach, comme il est montré schématiquement sur la figure 3. Une fois que l'onde réfléchie (ODC ref) rattrape l'onde incidente (ODC inc), le point de formation du pied de Mach se fait à la distance au sol notée  $d_0$ , la mesure de la hauteur du point triple ( $H_M$ ) se fait à la distance au sol  $R_{sol}$ . Pour cela, des tests ont été réalisés afin de caractériser ce phénomène, en faisant varier deux paramètres ; la hauteur d'explosion (HOB), et le volume de la charge donc le rayon  $R_0$ . Pour certaines analyses, les mesures et les distances sont rapportées à la racine cubique de l'énergie. Plusieurs cas d'étude ont été réalisés pour un seul rayon ( $R_0 = 0,06m$ ) de charge avec trois HOB différentes, puis pour deux HOB (0,10 m et 0,20 m) mais avec trois rayons de charges différents (tableau 1).

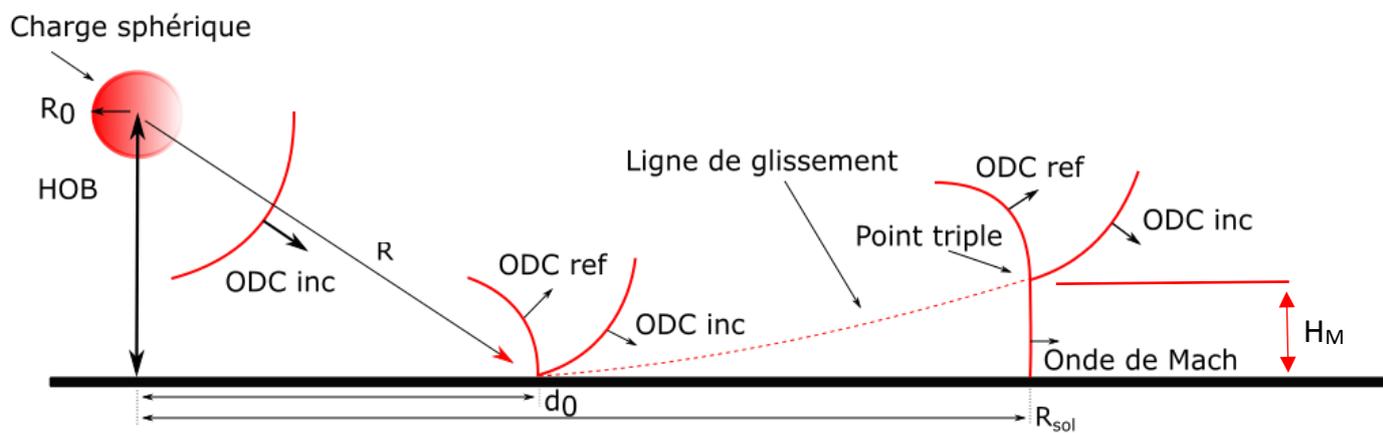


Figure 3 Evolution du pied de Mach

A l'aide de la visualisation, les essais ont permis de connaître l'influence des deux paramètres lors des mesures des hauteurs de pied de Mach. Des exemples d'images issues des visualisations réalisées lors des différents essais, avec une charge sphérique, sont reportées figures 4 et 5.

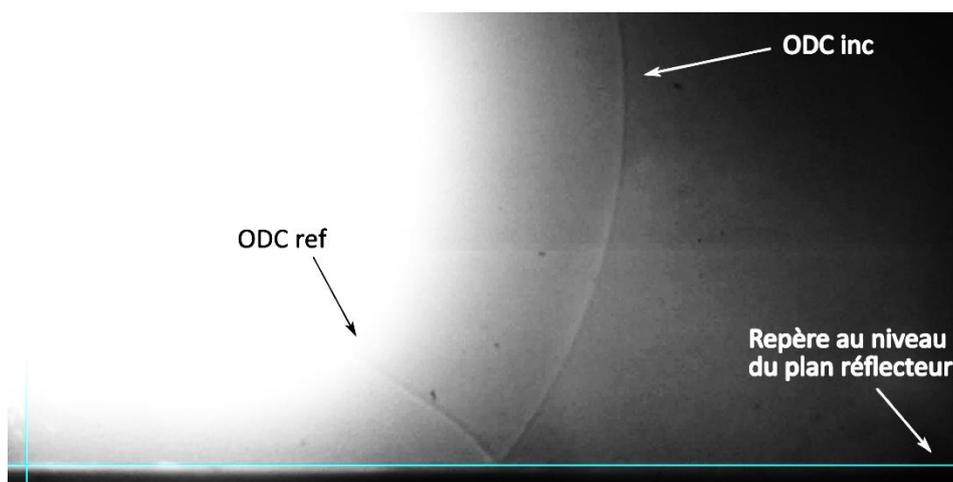


Figure 4 Naissance du pied de Mach à  $d_0 = 0,257$  m et  $t_a = 0,413$  ms. HOB = 0,20 m et  $R_0 = 0,08$  m

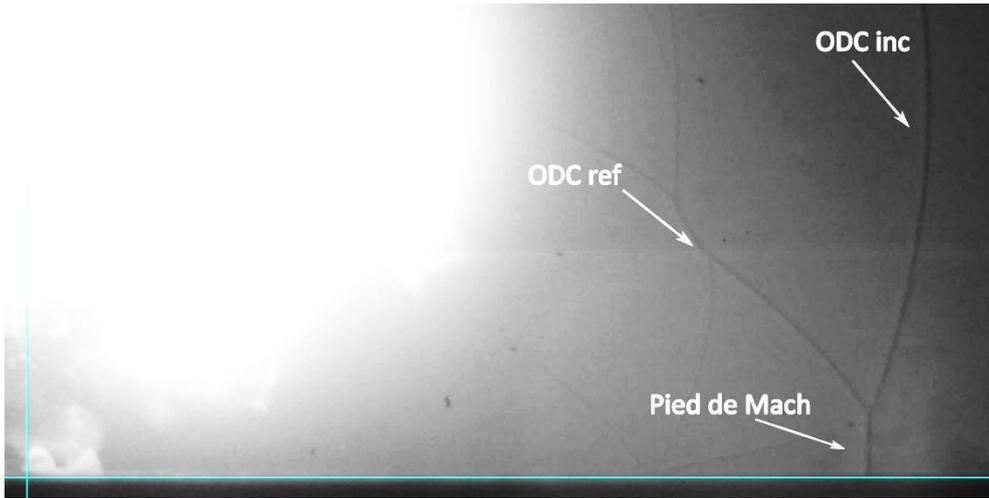


Figure 5 Pied de Mach à  $R_{sol} = 0,417\text{ m}$ ,  $t_a = 0,686\text{ ms}$ ,  $H_M = 24,25\text{ mm}$ .  $HOB = 0,20\text{ m}$  et  $R_0 = 0,08\text{ m}$

Des essais avec une charge hémisphérique ont donc été effectués. Comme pour la charge sphérique, la hauteur du pied de Mach est mesurée sur l'image. Un exemple d'images, résultant d'une visualisation avec la seconde configuration, est représenté figure 6. Avec ce type de visualisations, la hauteur du pied de Mach a pu être mesurée dans les deux configurations.

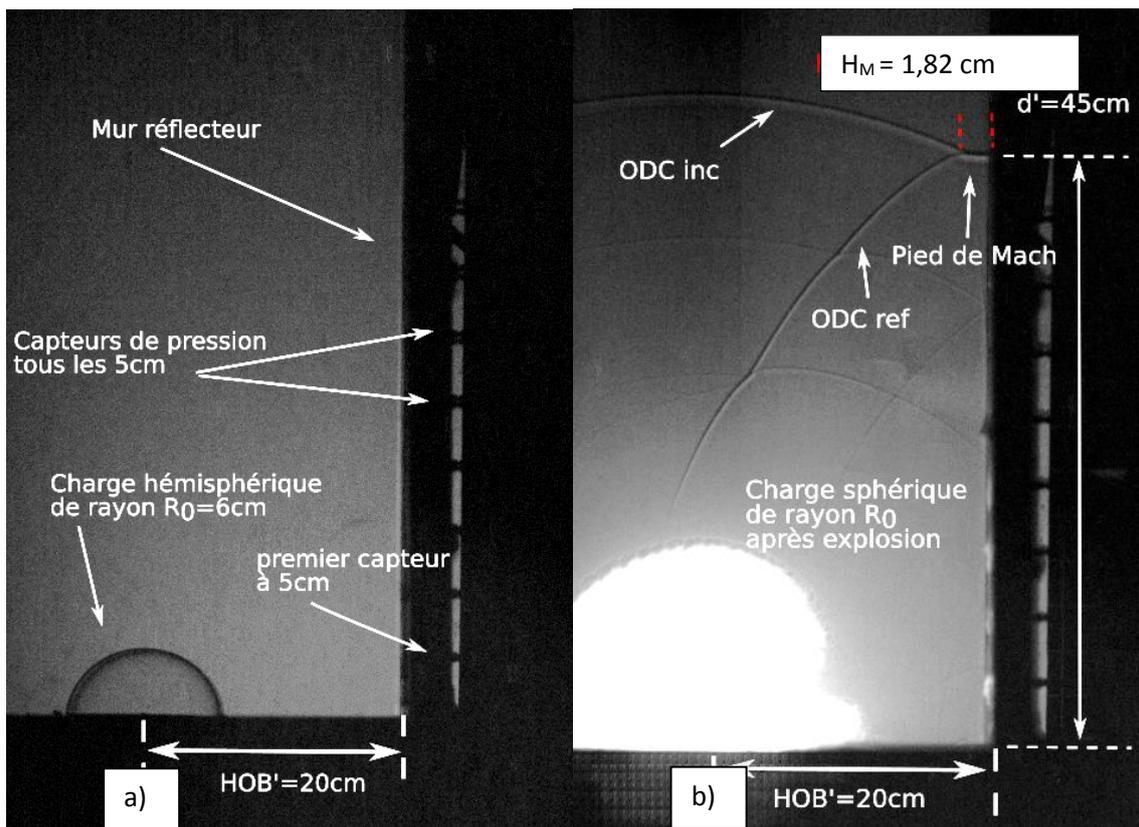


Figure 6 Charge hémisphérique à  $HOB' = 0,20\text{ m}$  de rayon  $0,06\text{ m}$  : a) avant explosion, b)  $749,91\text{ }\mu\text{s}$  après explosion

Afin de valider les données issues des visualisations, le temps d'arrivée ( $T_a$ ) de l'onde à l'aide des images enregistrées a été comparé aux temps d'arrivée enregistrés à partir des capteurs de pression en fonction de la distance par rapport au centre de la charge ( $R$ ). Les distances ainsi que les temps

d'arrivée sont réduits à la racine cubique de l'énergie. Cette réduction facilite la représentation de toutes les campagnes sur le même graphique.

$$\text{Distance réduite : } \lambda = \frac{R}{E_{\text{gaz}}^{1/3}} \text{ (m. MJ}^{-1/3}\text{)}$$
$$\text{Temps d'arrivée réduit : } T_a^* = \frac{T_a}{E_{\text{gaz}}^{1/3}} \text{ (ms. MJ}^{-1/3}\text{)}$$

Ces temps d'arrivée sont représentés sur la figure 7 en fonction de la distance réduite  $\lambda$ . Ces mesures proviennent des signaux de surpressions et des visualisations et ont été comparées entre elles. Pour une source donnée constituée du couple (HOB ;  $R_0$ ), les temps d'arrivée obtenus par les mesures de pression se superposent avec les temps d'arrivée issus de la visualisation. Cette étape permet de valider l'étalonnage chronométrique entre les deux dispositifs de mesure : surpression et enregistrement vidéo. Les temps d'arrivée issus de la visualisation ont été mesurés à l'aide de la calibration des images précisée précédemment et de la position de l'onde sur le plan réflecteur, ce qui permet de valider l'étalonnage spatial. Pour les mesures de temps d'arrivée issus, à la fois de la visualisation et des capteurs de pression, la valeur moyenne des écarts types a été calculée et ainsi le pourcentage d'erreur est inférieur à 3%.

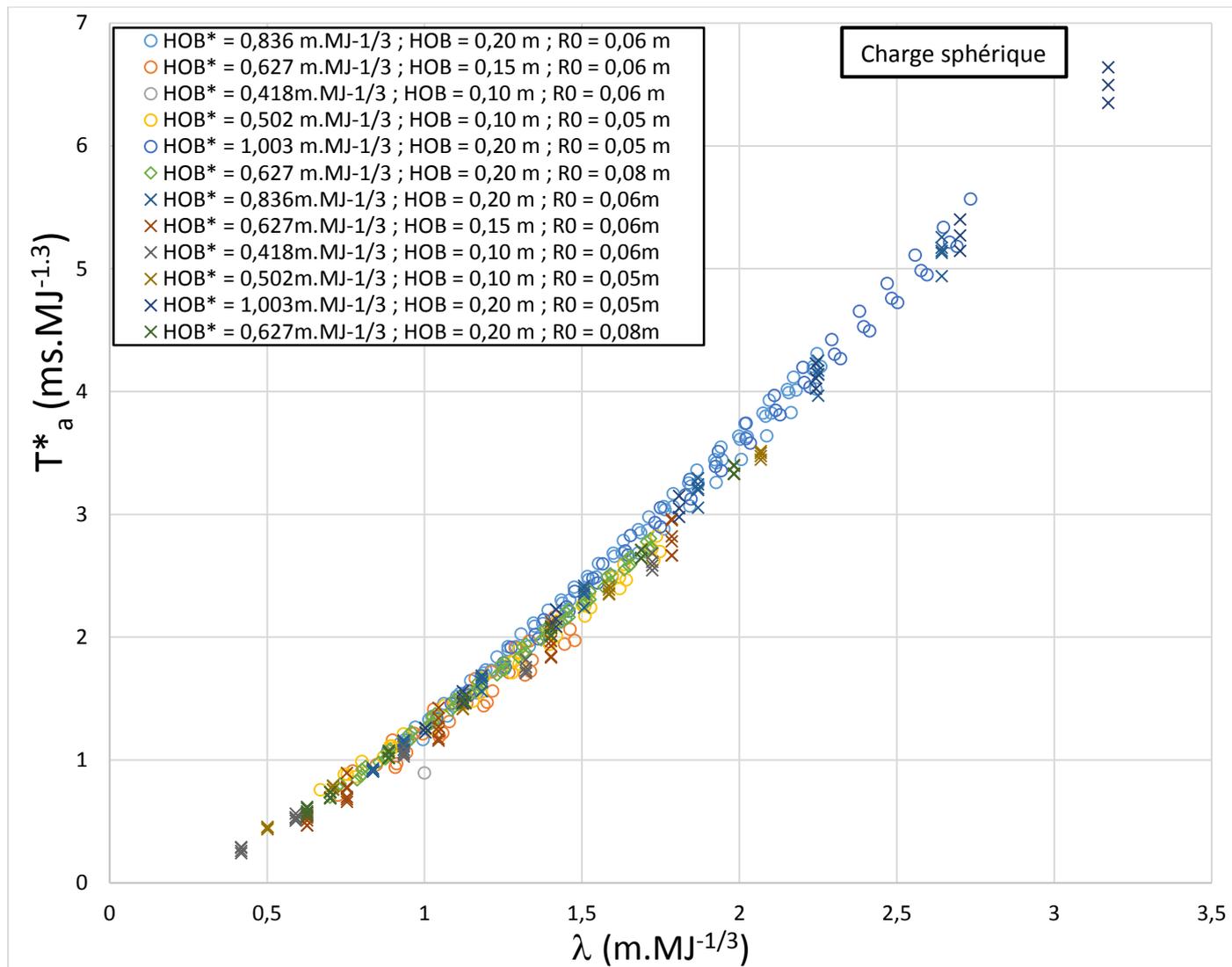


Figure 7 Comparaison des temps d'arrivée réduits en fonction de la distance réduite issus de la visualisation(o) et par les mesures obtenues avec les capteurs de pression (x)

### b. Analyse des résultats avec une charge sphérique

Sur la figure 8, est représentée l'évolution de la hauteur du pied de Mach  $H_M$  en fonction de la distance au sol. La distance au sol  $R_{sol}$  est définie comme la distance de mesure à l'hypocentre.

Ces évolutions sont représentées pour les différentes altitudes HOB de charges explosives expérimentées. La figure 8 donne l'évolution de la hauteur du pied de Mach  $H_M$  en fonction de la distance au sol  $R_{sol}$  par hauteur d'explosion HOB et rayon de charge  $R_0$ . Cette figure permet de mettre en avant les effets de plusieurs paramètres. Le premier paramètre est l'influence de la hauteur d'explosif à rayon de charge constante, trois campagnes à rayon de charge  $R_0 = 0,06$  m aux altitudes de 0,10 m ; 0,15 m et 0,20 m sont représentées. Le second paramètre est l'influence du rayon de charge à une altitude constante. Ces dernières sont représentées par des carrés pour une hauteur d'explosion de 0,10 m puis par des triangles pour une hauteur de 0,20 m.

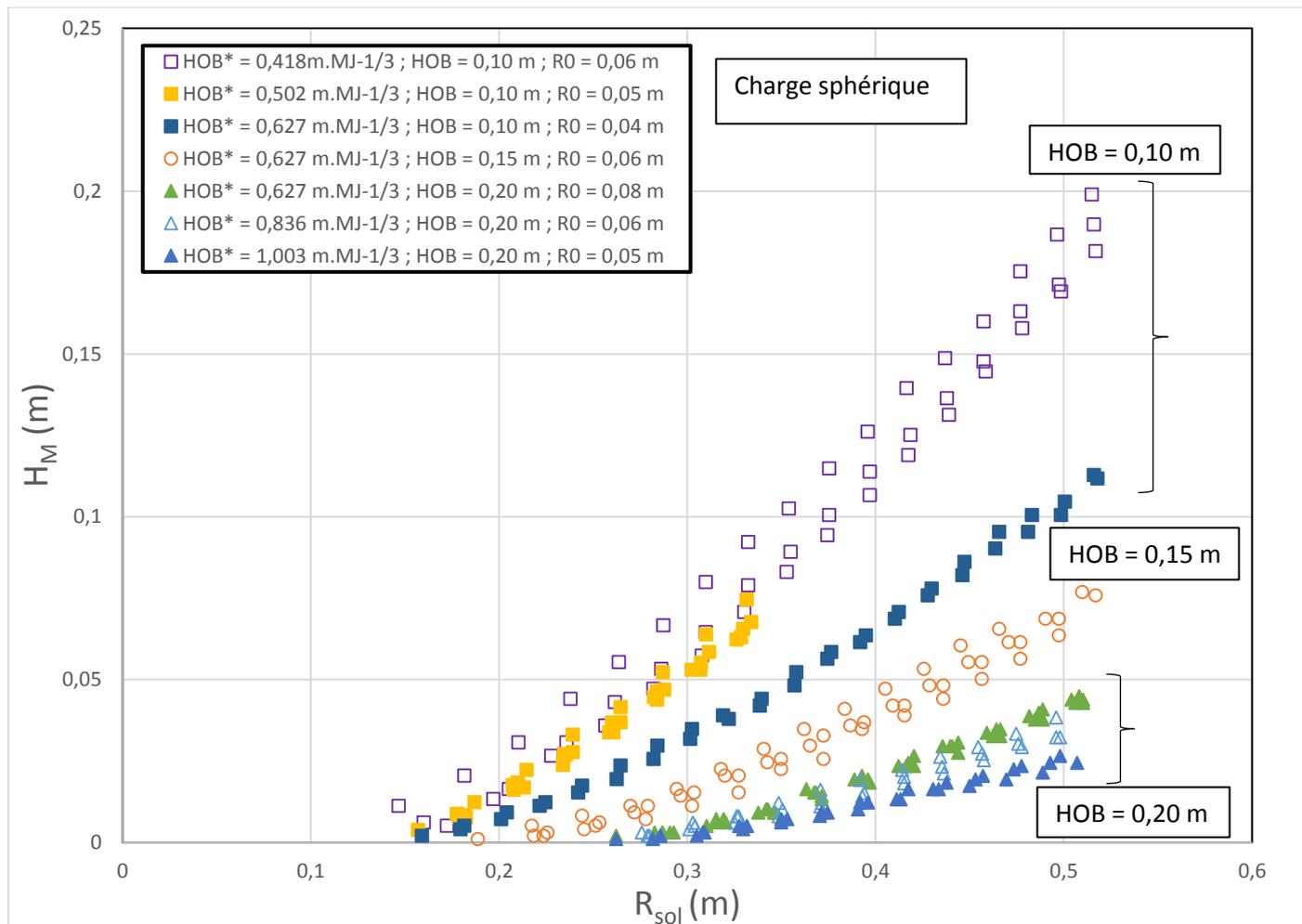


Figure 8 Evolution de la hauteur du point triple en fonction de la distance sol par HOB dans le cas des charges explosives sphériques

La figure 8 montre qu'à rayon de charge constant, plus la hauteur d'explosion est faible, plus le pied de Mach tant à se former rapidement. Il est bien souligné qu'à une distance au sol  $R_{sol}$  fixée, la taille du pied de Mach est plus élevée lorsque la charge explosive est plus proche du sol.

De plus à une HOB fixe, plus le rayon de la charge  $R_0$  est grand plus la hauteur  $H_M$  du pied de Mach augmente à une distance au sol fixée. Le pied de Mach tend à apparaître au même endroit sur la surface quel que soit le rayon de la charge utilisée.

La même analyse de résultats a déjà été produite pour des charges allant de un à plusieurs kilogrammes de TNT, sur un champ de mesures allant de un jusqu'à des centaines de mètres [2,3]. L'approche et les résultats proposés sont très encourageants pour l'étude des ondes de choc en laboratoire. Les charges gazeuses mises en jeu lors des différents tests sont des sphères ne dépassant pas la dizaine de centimètres de rayon, pour une plage de mesures sur plusieurs dizaines de centimètres.

Pour chacune des campagnes de tirs effectuées, des mesures de surpression  $\Delta P^+$  ont été réalisées au niveau du sol. L'évolution de la surpression réfléchiée en fonction de la distance au sol est représentée sur deux figures afin d'avoir une meilleure visibilité. La figure 9 représente l'évolution de la surpression réfléchiée pour les trois hauteurs d'explosion pour un rayon  $R_0 = 0,06$  m, tandis que la figure 10 met en évidence l'influence du rayon à une HOB constante, ici de 0,20 m.

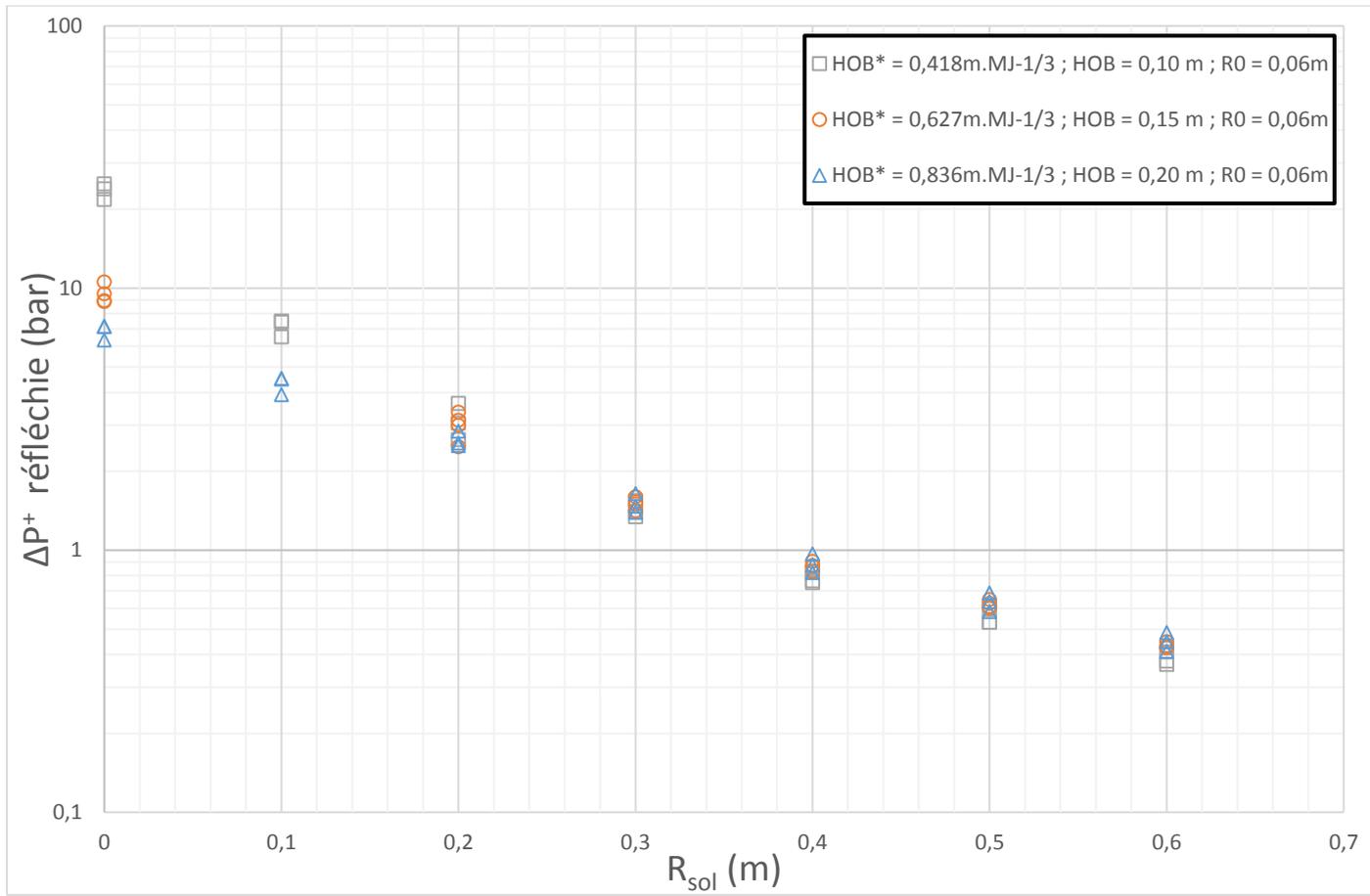


Figure 9 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol par HOB dans le cas des charges explosives sphériques concernant  $R_0 = 0,06\ m$  pour des  $HOB = 0,10\ m$  ;  $0,15\ m$  ;  $0,20\ m$

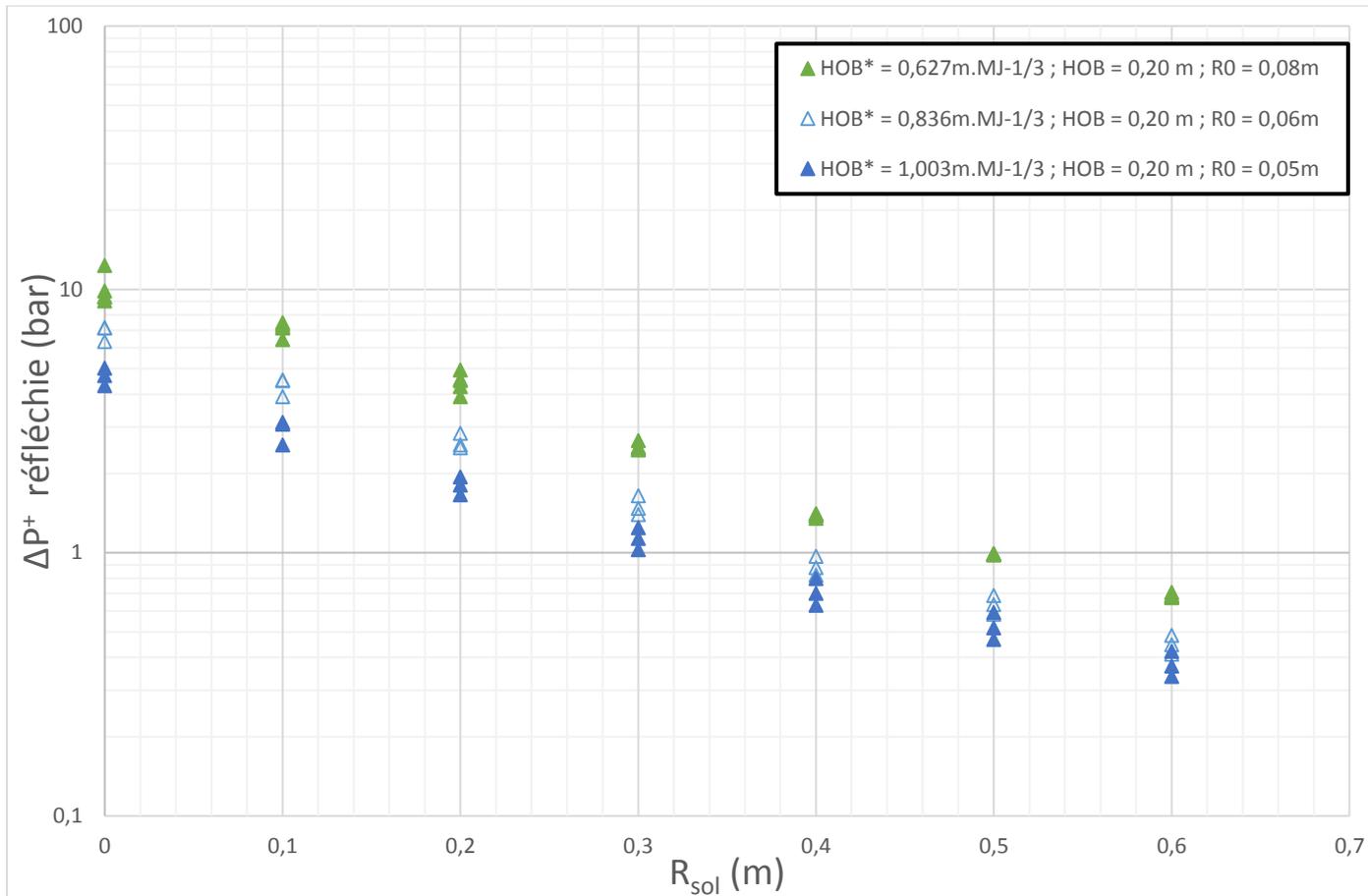


Figure 140 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol dans le cas des charges explosives sphériques concernant une HOB = 0,20 m pour R0 = 0,08 m ; 0,06 m ; 0,05 m

La figure 9 permet de connaître l'influence de la hauteur de l'explosion sur la surpression réfléchie. Il est observé qu'en deçà de la distance au sol de 0,30 m, plus la charge est proche du sol plus la surpression réfléchie est élevée. Au-delà de cette distance au sol, la surpression est plus élevée pour une hauteur d'explosion plus éloignée du sol. Cette distance correspond à la naissance d'une réflexion de Mach pour une HOB = 0,20 m et un R0 = 0,06 m. La figure 10 donne l'évolution de la surpression réfléchie au sol à une altitude constante de 0,20 m avec un volume de charge variable. Plus le volume de la charge est grand (i.e R0) plus la surpression réfléchie est élevée. Le pied de Mach apparaissant à la même distance au sol, aucun changement sur l'évolution de la surpression réfléchie n'est souligné entre les trois campagnes.

Les expériences réalisées pour les couples {(HOB=0,10m ; R0=0,04m) ; (HOB=0,15m ; R0=0,06m) ; (HOB=0,20m ; R0=0,08m)} respectent la loi de similitude de Hopkinson [2]. Ces trois expériences sont donc en théorie strictement équivalentes. En fonction de la distance au sol, les mesures d'évolution de la hauteur du pied de Mach en figure 11 et de la pression au sol en figure 12, permettent d'évaluer si la similitude est bien reproduite expérimentalement. La taille du pied de Mach et la distance au sol sont alors réduites en énergie selon la loi de Hopkinson.

$$\lambda_{\text{sol}} = \frac{R_{\text{sol}}}{E_{\text{gaz}}^{1/3}} \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$$

$$H_{\text{M}}^* = \frac{H_{\text{M}}}{E_{\text{gaz}}^{1/3}} \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$$

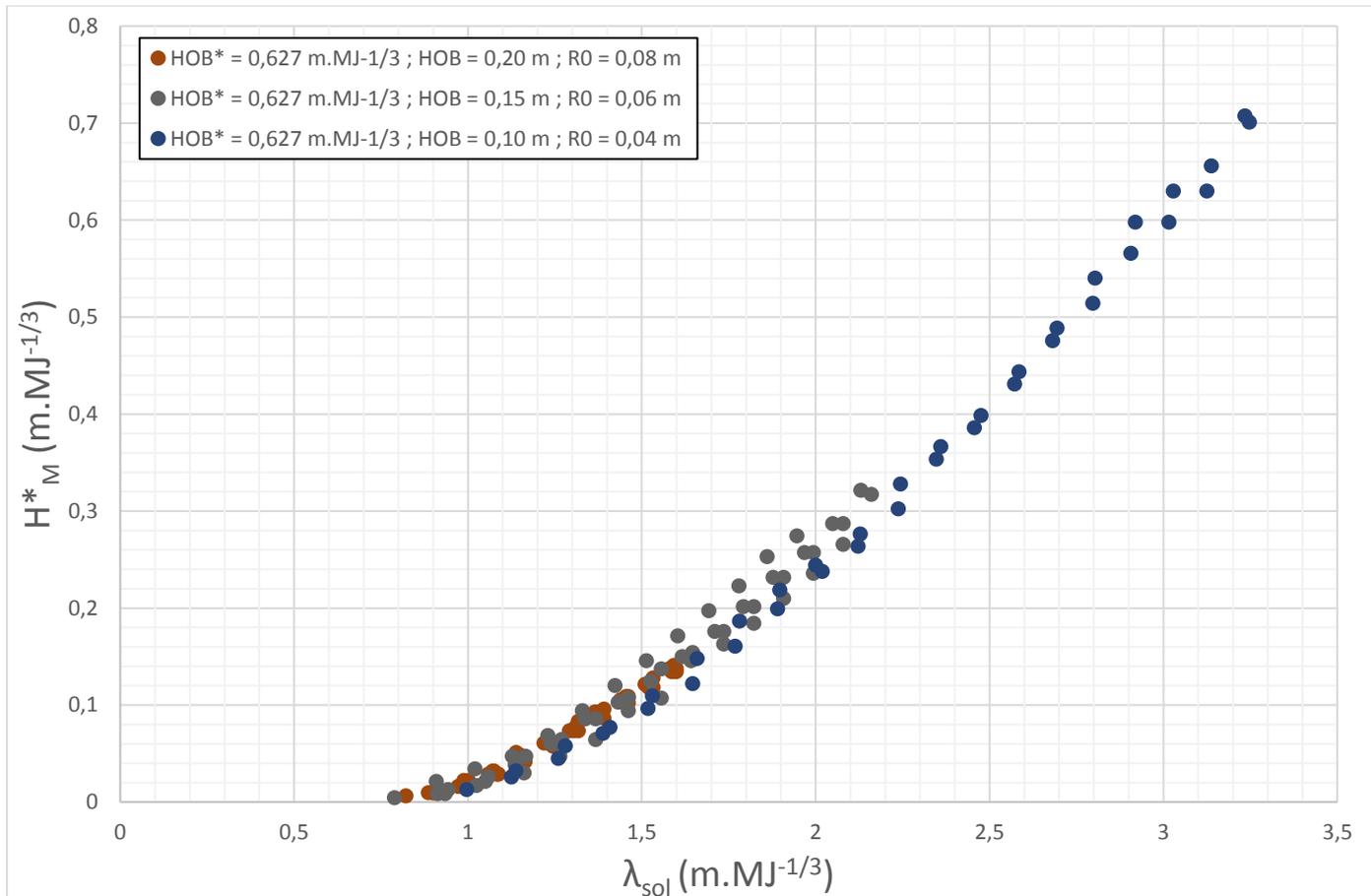


Figure 11 Evolution de la hauteur du pied de Mach pour une HOB réduite de  $0,627 \text{ m.MJ}^{-1/3}$

La figure 11 montre que la loi de similitude est bien reproduite par les trois expériences puisqu'en échelle réduite les mêmes évolutions des hauteurs de pied de Mach sont observées. Les légères variations constatées sont à considérer comme une incertitude de mesure ou de réalisation et demeurent acceptables. On note également que pour une taille de banc expérimental donné, le fait de travailler avec une charge plus réduite permet évidemment d'explorer une zone d'effet et de développement du pied de Mach plus importante. Ces résultats montrent qu'il est possible de travailler avec des charges de petite énergie dont les effets sont représentatifs d'une charge de plus grande énergie. Il est donc possible de prédire l'évolution d'un pied de Mach avec une charge de volume quelconque, à partir d'expériences réalisées à échelle de laboratoire et de la loi de similitude de Hopkinson.

En toute rigueur pour les évolutions de ces deux indicateurs mécaniques, hauteur de pied de Mach et pression au sol, on devrait trouver respectivement figure 11 et 12, des résultats superposables.

Cependant pour les mesures d'évolution de la pression au sol de ces trois expériences en similitude énergétique, les conclusions sont plus contrastées que celles avec les hauteurs de pied de Mach. En effet la figure 12, en échelle logarithmique, montre que la charge de plus faible rayon présente un décrochement des valeurs de pression par rapport à celles des deux rayons supérieurs. Sur la pression la similitude théorique semble donc bien retrouvée expérimentalement entre les expériences ( $HOB=0,15\text{m}$  ;  $R_0=0,06\text{m}$ ) et ( $HOB=0,20\text{m}$  ;  $R_0=0,08\text{m}$ ) mais moins avec celle à ( $HOB=0,10\text{m}$  ;  $R_0=0,04\text{m}$ ). Vu la cohérence observée sur les évolutions de pied de Mach, cette différence peut être attribuée à des mesures de pression moins précises du cas avec le plus faible rayon de charge.

Expérimentalement le meilleur compromis entre petitesse de la charge et vérification de la similitude est donc le couple (HOB=0,15m ; R<sub>0</sub>=0,06m).

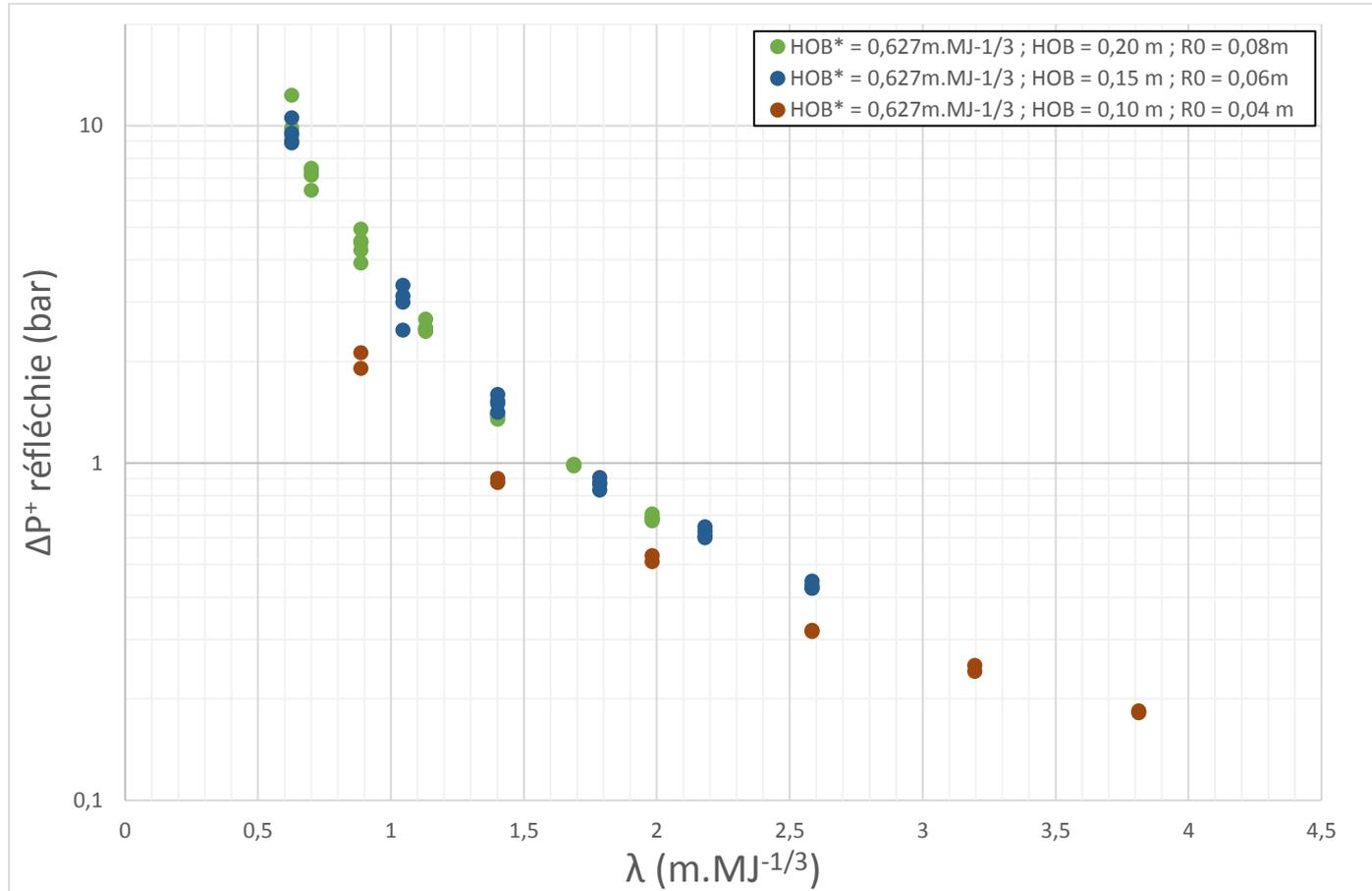


Figure 12 Evolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol pour une charge explosive sphérique à HOB\* constante

Ecart type (%)	HOB = 0,10 m		HOB = 0,15 m		HOB = 0,20 m	
	H <sub>m</sub>	ΔP	H <sub>m</sub>	ΔP	H <sub>m</sub>	ΔP
R <sub>0</sub> = 0,04 m	6,0%	2.79%				
R <sub>0</sub> = 0,05 m	9.9%	8.59%			14.6%	10.05%
R <sub>0</sub> = 0,06 m	23,7%	7.98%	17.5%	5.80%	15,4%	6.81%
R <sub>0</sub> = 0,08 m					14.5%	4.95%

Tableau 2 Moyenne des écarts types sur le développement du pied de Mach et des surpressions réfléchies lors des essais avec des charges sphériques

Le tableau 2 présente le pourcentage d’erreur sur la mesure de pied de Mach issue des visualisations d’une part, et sur la surpression obtenue via les capteurs de pression d’autre part, pour chaque campagne de tirs. La moyenne des écarts types traduit à la fois l’erreur sur la mesure (de deux pixels comme précédemment définie), et la dispersion des résultats des hauteurs de pied de Mach.

### c. Comparaison des deux configurations géométriques

Une fois la hauteur du point triple caractérisée pour une charge sphérique donnée, ces résultats ont été comparés à ceux issus de la seconde configuration. Celle-ci met en œuvre la détonation d'une charge cette fois hémisphérique et posée sur un plan supposé réflecteur. Elle génère une onde de choc à une distance réglable, HOB, d'un plan vertical (plan-mur). Deux campagnes de tirs ont été réalisées et comparées entre elles, avec le même rayon de charge de  $R_0 = 0,06$  m et deux HOB expérimentées à 0,10 m et 0,20 m soit un total de quatre expériences. A charge  $R_0$  et HOB donnée, chaque configuration doit en théorie donner les mêmes surpressions et les mêmes évolutions de point triple.

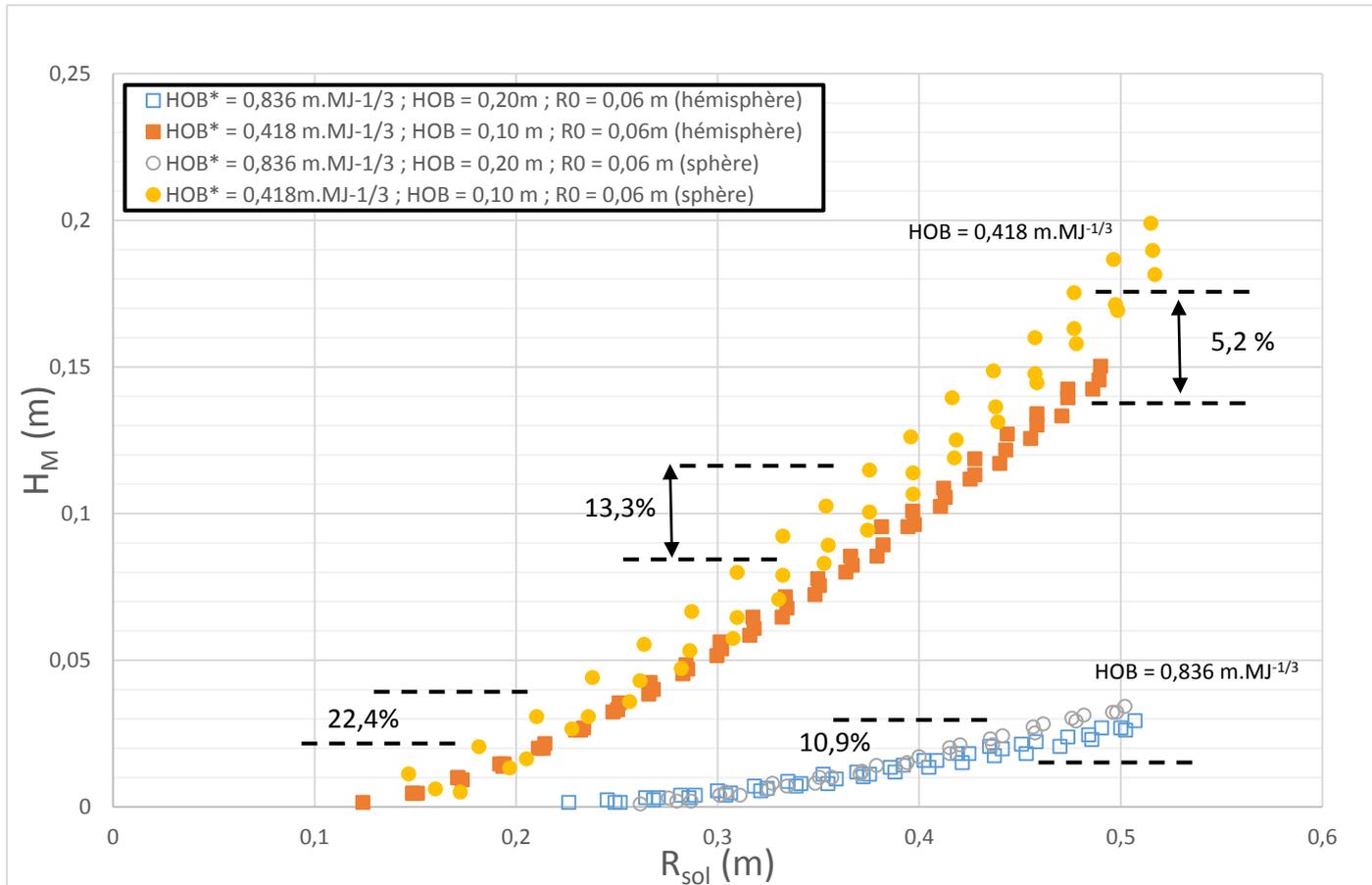


Figure 13 Comparaison de l'évolution de la hauteur du pied de Mach en fonction de la distance au sol entre une charge explosive sphérique et hémisphérique de rayon 0,06 m à une HOB de 0,2 m et 0,1 m

Pour les deux couples  $R_0$  et HOB, la figure 13 montre une assez bonne concordance sur les évolutions de la hauteur du point triple entre les deux approches géométriques, celle sphérique et celle hémisphérique. Les faibles écarts observés sont probablement à attribuer au caractère non parfaitement réflecteur des surfaces, une partie de l'énergie de la charge serait ainsi absorbée. Cet effet est d'autant plus marqué que la pression exercée sur le plan est importante ce qui est le cas de la configuration hémisphérique puisqu'en contact direct avec celui-ci. Cette hypothèse est confortée avec les tendances observées précédemment puisque les hauteurs de pied de Mach des cas hémisphériques sont globalement en-dessous des cas sphériques.

Enfin dans le cas à HOB = 0,20 m, on note une plus grande dispersion des positions du point triple du cas sphérique par rapport au cas hémisphérique. Ceci n'est pas expliqué actuellement. Ce qui peut être considéré comme une incertitude de mesure demeure néanmoins acceptable.

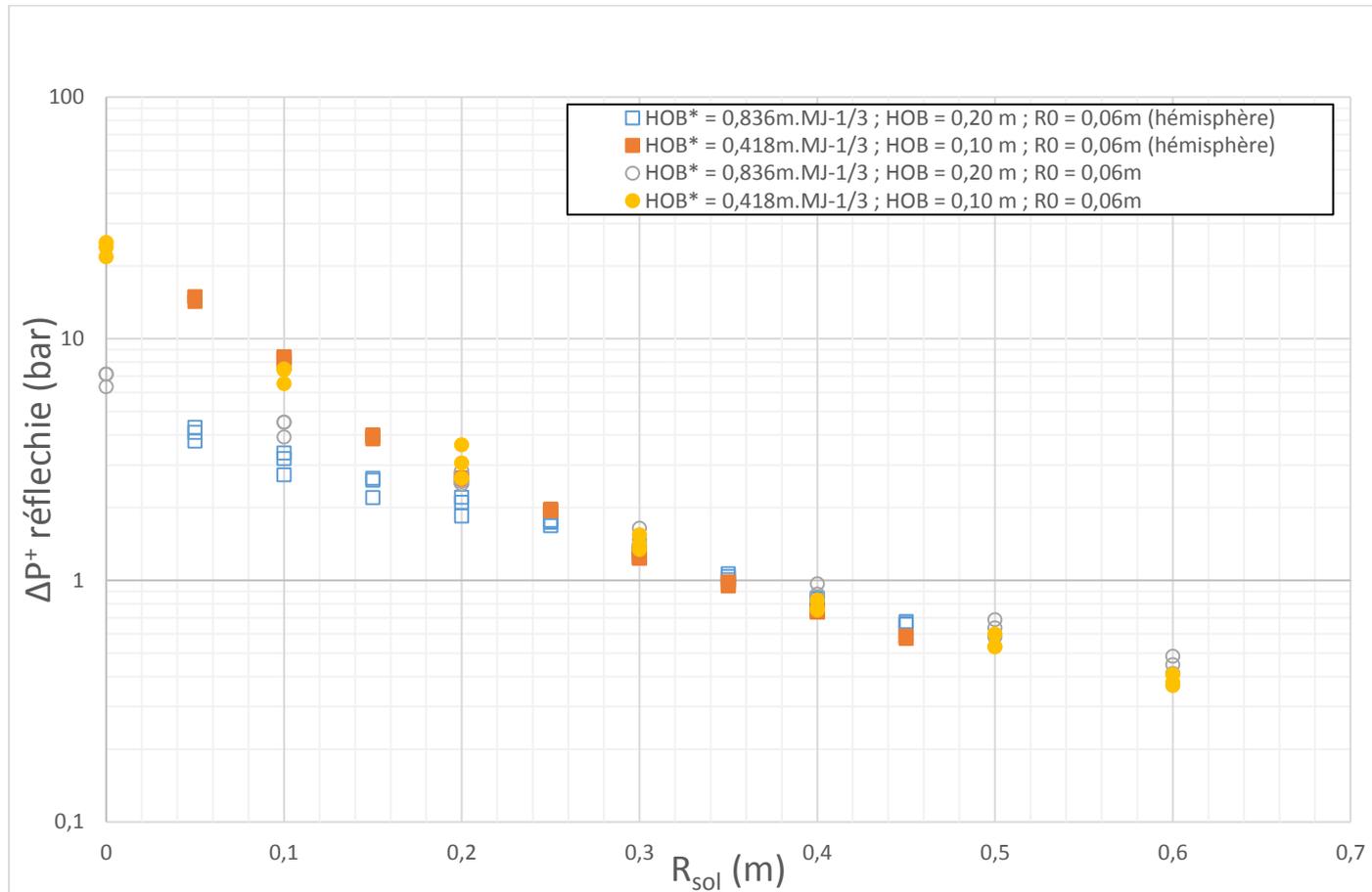


Figure 14 Comparaison de l'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol entre une charge explosive sphérique et hémisphérique de rayon 0,06 m à une HOB de 0,2 m et 0,1 m

Les mêmes comparaisons que pour l'évolution du pied de Mach sont effectuées sur l'évolution de la pression au sol.

La figure 14 présente l'évolution de la surpression réfléchie en fonction de la distance au sol pour les deux approches géométriques et toujours pour les deux mêmes couples (HOB = 0,10m ;  $R_0 = 0,06m$ ) et (HOB = 0,20m ;  $R_0 = 0,06m$ ). Pour la HOB la plus élevée on constate une correspondance très satisfaisante. Pour celle la plus faible en revanche on note que les pressions issues de la source hémisphériques sont un peu plus faibles que celles issues de la source sphérique.

La comparaison entre les deux configurations a montré que les hauteurs du point triple sont plus faibles pour une charge gazeuse explosive hémisphérique sur plan réflecteur, comparativement à une charge sphérique au-dessus d'un plan réflecteur. Pour la surpression cela est moins flagrant. Des résultats de la littérature [8], obtenus à partir de charges explosives beaucoup plus énergétiques que le mélange gazeux mis en œuvre ici, indiquent que les pressions au sol du cas hémisphérique devraient être inférieures. Sur la surpression cette tendance n'est que partiellement visible ici pour les deux couples (HOB,  $R_0$ ) expérimentés. Elle est en effet observée pour la HOB la plus forte mais pas pour celle la plus faible. Cette différence de comportement peut éventuellement s'expliquer par une précision des mesures de pression moindre que celle des hauteurs de point triple. L'absorption d'énergie par le

plan supportant l'hémisphère est probablement faible et les différences en pression plus difficiles à saisir que sur l'évolution de la hauteur du pied de Mach.

#### 4. Conclusion

L'étude a porté sur la caractérisation d'ondes de choc qui interagissent avec une paroi réfléchissante, dans des conditions qui conduisent à une réflexion de Mach. Une charge gazeuse, composée d'un mélange stœchiométrique de propane-oxygène, est détonée près d'un plan. Ce plan est supposé mécaniquement parfaitement indéformable. L'onde de choc générée se réfléchit ensuite sur ce plan situé à une distance notée HOB. Les conditions de charge et de HOB expérimentées sont choisies telles qu'une réflexion irrégulière dite onde de Mach apparaisse. Ces travaux ont eu pour but de déterminer l'évolution de la hauteur du pied de Mach sur le plan réflecteur et les pressions sur le sol (où se développe le pied de Mach) associées. Deux approches expérimentales géométriques différentes ont été mises en œuvre. Les services rendus par ces deux approches, en surpression et en évolution de la hauteur de pied de Mach, ont ainsi pu être comparés.

Dans la première configuration la charge explosive est contenue dans un ballon de baudruche sphérique disposé, à une distance HOB, au-dessus d'une paroi plane et réfléchissante sur laquelle se développe le pied de Mach. Dans la deuxième, la charge explosive est contenue dans une bulle de gaz hémisphérique posée sur un plan réflecteur et en présence d'une paroi verticale, supposée réfléchissante, située à la même distance HOB que pour la première configuration. Cette paroi est le lieu où se développe le pied de Mach.

Les moyens de mesures mis en œuvre permettent de caractériser l'évolution de l'onde de choc en surpression, de temps d'arrivée et de hauteur de pied de Mach en fonction de la distance. Afin de connaître l'évolution du point triple, une technique de visualisation et de mesure a été mise en place. Cette technique repose sur les principes de l'ombroscopie. Les mesures de surpression et de temps d'arrivée sont obtenues au sol ou, selon la configuration, sur la paroi verticale au moyen de capteurs de pression.

La première configuration a consisté en des essais pour une charge sphérique placée en hauteur, avec des HOB de 0,10 m ; 0,15 m et 0,20 m, des rayons de 0,04m ; 0,05 m ; 0,06 m et 0,08 m. Les caractéristiques de l'onde de choc réfléchi sur le sol ont été comparées entre elles. En effet ces expériences ont été définies en respectant la loi de similitude énergétique de Hopkinson. On a donc cherché à évaluer la qualité de réalisation des expériences, mise en œuvre des explosions et des mesures associées, en regard de la similitude théorique attendue. Sur l'évolution des pieds de Mach une bonne concordance a été trouvée. Les résultats sont un peu moins satisfaisants sur l'évolution des pressions au sol pour le rayon de charge le plus faible. Ils sont bien meilleurs pour les deux autres rayons de charge plus élevés.

La deuxième configuration géométrique a fait intervenir une source explosive hémisphérique sur un plan réflecteur et en présence d'une paroi vertical (de distance réglable à la source, HOB) où se développe le pied de Mach. Elle a permis de contribuer à la validation de la méthode d'une source sphérique avec un ballon de baudruche contenant le mélange explosif. En effet les deux configurations sont géométriquement équivalentes, à une rotation de 90° près, et en supposant toutes les parois parfaitement mécaniquement réfléchissantes. Pour pouvoir comparer les résultats avec ces deux approches, les rayons de charges sont choisis identiques et le centre des charges est équidistant au plan réflecteur entre les deux configurations. Les essais ont ainsi été réalisés avec un rayon de charge de 0,06 m et une HOB = 0,10 m puis avec une HOB = 0,20 m afin de traiter deux HOB différentes.

Les hauteurs de pied de Mach mesurées ont montré des écarts relativement faibles entre une charge sphérique et une charge hémisphérique et une tendance qui montre que les hauteurs sont plus faibles dans le cas hémisphérique à charge et HOB donnée. Ceci peut s'expliquer par l'absorption d'une petite partie de l'énergie délivrée par la source hémisphérique au plan qui la supporte. Sur les niveaux de surpression les différences sont moins marquées alors qu'on pouvait s'attendre à des pressions plus faibles dans le cas hémisphérique pour les mêmes raisons. L'absence d'écarts significatifs peut être attribuée à une précision moindre des mesures de pressions par rapport à celles de hauteur de pied de Mach.

### Références

- [1] Ben-Dor G. - Shock Wave Reflection Phenomena, Second Edition Springer, 2007
- [2] Kinney G.F., Graham K.L. - Explosive Shocks in Air. Second edition, Springer Verlag, Berlin, 1985
- [3] Kisters T., Kuder J. - Experimental Characterization of a Near-Field HOB-Detonation - Proceedings of the MABS Symposium, 2012
- [4] Hargather M.J., Settles G.S., Retroreflective shadowgraph technique for large-scale flow visualization, Applied optics, Vol. 48, No. 22, pp. 4449-4457, 2009
- [5] Edgerton H. E., Shockwave photography of large subjects in daylight, Rev. Sci. Instruments, vol. 29(2), pp. 171-172, 1958
- [6] Desjouy C., Ollivier S., Marsden O., Blanc-Benon P., Réflexion d'ondes de choc acoustiques faibles, 22<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, 2015
- [7] Karzova M., Salze E., Ollivier S., Castelain T., André B., Yuldashev P.V., Khokhlova V., Sapozhnikov O., Blanc-Benon P., Interaction of weak shocks leading to Mach stem formation in focused beams and reflections from rigid surface: numerical modeling and experiment, Proceedings of the Acoustics, Nantes Conference, 2012
- [8] U.S. Army Corps of Engineers, Department of the Army, Unified Facilities Criteria (UFC), Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions, UFC 3-340-02, 5 December 2008

[Yohann Maillot]

## [Etude de la propagation d'une onde de souffle en milieu non-homogène – étude expérimentale]

Ces travaux de thèse présentés dans ce mémoire concernent l'évolution d'onde de souffle en milieu non-idéalisé. L'évolution d'une onde de souffle en champ libre peut être décrite par divers résultats empiriques disponibles dans la littérature ou par des formulations théoriques. Pourtant, dès qu'il est question d'approuver les résultats d'un code de simulation décrivant l'évolution d'une onde de souffle dans un milieu complexe, les connaissances sur le développement des ondes en milieu idéalisé ne suffisent plus. Dès lors, il faut acquérir de nouvelles données expérimentales afin de valider les différents outils de simulation du CEA.

Les résultats de ce mémoire s'inscrivent dans ce projet. Des essais à petite échelle ont été dimensionnés afin de correspondre à un scénario avec une nature d'explosif différente de celle employée au laboratoire. La charge utilisée est gazeuse et est constituée de propane-oxygène en proportion stœchiométrique.

Pour mesurer les différentes caractéristiques des ondes de souffle et d'acquérir de nouveaux résultats, deux systèmes de mesure ont été utilisés. Des capteurs de pression ont été installés au sol, couplés à un système de visualisation avec une caméra rapide dont le montage se rapproche de l'ombroscopie.

Plusieurs configurations ont permis d'avoir une base solide sur les grandeurs définissant les ondes incidentes et réfléchies en champ libre. L'étude porte essentiellement sur la réflexion de Mach. Par la suite des obstacles isolés ont été installés sur le parcours d'une onde incidente ou de Mach afin de représenter des effets de surface. Les résultats ont montré une modification des caractéristiques et de la morphologie des ondes à l'aval des obstacles.

Mots clés : détonation, onde de choc, pied de Mach, visualisation

## [Study of a shock wave propagation in a non-homogeneous environment - experimental study]

The study presented in this thesis concerns the evolution of a shock wave in a non-idealized environment. The evolution of a free-field shock wave can be described by various empirical results found in the literature or by theoretical formulations. However, as soon as it is a question of approving the results of a simulation code describing the evolution of a shock wave in a complex environment, knowledge about the development of waves in a free-field is no longer sufficient. Therefore, new experimental data must be acquired to validate the different simulation tools in-house.

The results of this thesis are part of this project. Small-scale tests have been sized to fit a scenario with an explosive nature different from that used in the laboratory. The source used is gaseous and made of propane oxygen at a stoichiometric proportion.

To measure the different characteristics of a shock wave and to acquire new results, two measurement systems were used. Pressure sensors have been installed on the ground, coupled with a visualization system with a high speed camera whose is close to shadowscopy.

Several configurations allowed to have solid basis on the characteristics defining the incident and reflected shock waves in free field. The study focuses on Mach's reflection moreover on Mach stem. Subsequently isolated obstacles were installed on the path of an incident wave or Mach's reflection to represent surface effects. The results showed a change in the characteristics and morphology of the waves downstream of the obstacles.

Keywords: detonation, shock wave, Mach stem, visualization



**Laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des Systèmes, Mécaniques, Energétique**  
**INSA Centre Val de Loire**  
**88 Boulevard Lahitolle 18022 Bourges CEDEX, France**

