

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

LABORATOIRE PRISME

THÈSE présentée par :
Baptiste JULIEN

Soutenue le : **04 avril 2014**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**
Discipline/ Spécialité : Mécanique - Énergétique

**Étude de la propagation des ondes de choc
en milieu confiné à géométrie complexe**

THÈSE dirigée par :
Isabelle SOCHET

Professeur à l'INSA Centre Val de Loire

RAPPORTEURS :
Abdellah HADJADJ
Johnny VANTOMME

Professeur à l'INSA de Rouen
Professeur à l'École Royale Militaire, Belgique

JURY :

Abdellah HADJADJ
Johnny VANTOMME
Azeddine KOURTA
André LANNOY

Professeur à l'INSA de Rouen
Professeur à l'École Royale Militaire, Belgique
Professeur à Polytech Orléans, Président du jury
Docteur, expert sénior à l'Institut pour la Maîtrise des Risques

Pierre-François PERON

Docteur, expert sénior à l'Inspection des Poudres et Explosifs

Isabelle SOCHET
Thierry VAILLANT

Professeur à l'INSA Centre Val de Loire
Ingénieur à DGA Techniques terrestres

"Papa, ce travail est pour toi"

Remerciements

L'histoire de cette thèse a commencé en 2010 à DGA Techniques terrestres. Je souhaite ainsi remercier le directeur de l'époque de l'ETBS (maintenant DGA Techniques terrestres), l'IGA Yves CALECA, le sous directeur technique, l'IC1ETA Dominique CARRÉ et MM. Serge ROQUES et Thierry VAILLANT pour avoir accepté de me donner la possibilité de réaliser une thèse en parallèle de mes autres activités et pour m'avoir soutenu dans les démarches nécessaires à la mise en place de la thèse, mise en place qui aura duré environ un an.

Il m'a fallu tout d'abord trouver un laboratoire susceptible de pouvoir m'accueillir et traitant de thématiques intéressant à la fois la DGA, et en particulier mon département, et moi-même. Au cours d'une réunion avec le laboratoire PRISME, j'ai rencontré Isabelle SOCHET qui allait devenir ma directrice de thèse. Après avoir échangé sur ses thématiques de recherches et les travaux qu'elle envisageait dans l'avenir au sein de son équipe, Isabelle m'a fait parvenir une première version d'un sujet de thèse que nous avons fait évoluer conjointement, avec l'aide de Thierry, afin de le faire correspondre aux attentes de la DGA. J'ai ensuite proposé ce sujet à l'ICA Corinne LOPEZ, responsable du métier PE, métier auquel je suis rattaché, qui m'a autorisé à passer cette idée de l'état papier à l'état projet.

Ensuite, avec l'aide de Thierry et grâce au travail de Christian RODRIGUES, un marché a été notifié le 20 octobre 2010 par DGA Techniques terrestres au laboratoire PRISME, dirigé alors par Christine ROUSSELLE, officialisant le lancement du projet. D'autres démarches administratives m'ont été nécessaires avant de pouvoir commencer à réellement travailler avec une inscription à l'école doctorale de l'université d'Orléans et une convention d'accueil signée par Joël ALLAIN, ancien directeur de l'ENSIB (maintenant INSA Centre Val de Loire). Merci également aux équipes administratives de l'INSA Centre Val de Loire, et en particulier à Virginie FRANÇOIS, pour leur travail qui a rendu possible mon hébergement à temps partiel dans les locaux de PRISME.

Les travaux de thèse ont alors pu débuter concrètement sous la direction d'Isabelle, à qui j'aimerais dire un grand merci. Tu m'as donné l'opportunité d'effectuer ce travail et tu m'as laissé le façonner à mon idée. Tu as su m'écouter, me soutenir et me supporter tout au long de ces trois années et demie qu'auront duré ces travaux. Tu as également su me faire évoluer pour que je donne le meilleur de moi-même. Pour tout ça, merci. Néanmoins, cette thèse ne serait pas ce qu'elle est sans l'immense soutien que j'ai reçu de mes collègues de DGA Techniques terrestres.

Ayant fait le choix d'une thèse expérimentale, plusieurs configurations d'essais ont été établies avec l'aide de Jean-Philippe BARON, de Catherine MOSER et de son équipe. Ces configurations ont alors permis de définir le montage expérimental sous la forme d'une maquette modulable dont la conception a été effectuée avec le soutien de Michel FLEURIER. Gérard NICOD et son équipe, en particulier Alain MAGIN, Philippe PAVIOT et Bruno FOREAU, ont ensuite donné vie à la maquette et m'ont également aidé à la maintenir en conditions opérationnelles. Sans charge explosive, je n'aurais

pas eu grand-chose à étudier. Mes collègues de PRISME, Xavier ROCOURT et Pierre-Emmanuel SAUVAN, m'ont appris à préparer le prémélange et à mettre en œuvre la charge. Dans toute expérience, il faut des mesures. Merci à Christian GATTEFIN, Didier MOREUX et leur équipe pour m'avoir aidé dans la compréhension des mesures et le traitement des signaux de pression obtenus lors des essais. Enfin, pour donner une cohérence à l'ensemble, le tout doit être intégré dans un banc d'essai, construit, dans mon cas, avec l'aide de Ludovic LAMOOT. Les nombreuses données expérimentales recueillies dans mes travaux m'ont poussé vers une étude statistique, effectuée grâce aux outils mathématiques que Mehdi ESSOLOH a pris le temps de me présenter et de m'expliquer.

Ma thèse est également constituée d'un volet numérique. Vincent LECOCQ et Tommy CHEVALIER m'ont appris à me servir du mailleur et ont toujours été là pour m'écouter parler de mes difficultés de maillage ou de modélisation et m'aider autant qu'ils le pouvaient. Jean-Christophe FAIVRE et son équipe ont aussi été disponibles pour résoudre les soucis liés à l'exécution du logiciel. Les phénomènes que j'ai cherché à modéliser n'étaient pas simples et je n'aurais pas obtenu les résultats que j'ai pu présenter dans ce mémoire sans l'assistance de Jacques PETIT, Patrick DELCORE et Catherine DESCOMBES du CEA GRAMAT.

Me voilà maintenant à la fin de mon histoire avec les deux derniers actes de ma thèse, la rédaction de ce mémoire et la préparation de la soutenance. Ce fut une période compliquée et intense – aussi bien pour moi que pour Isabelle – et je ne peux que louer la tolérance de mes collègues que je côtoie au quotidien et qui ont dû me supporter dans ces moments difficiles où je n'avais de cesse que de leur parler de ma thèse. C'est également vrai pour mes collègues doctorants et mon entourage au laboratoire et je pense, en particulier, à Bastien PELLEGRINELLI et Nicolas GASCOIN. Je remercie également mes rapporteurs, les professeurs Johnny VENTOMME et Abdellah HADJADJ ainsi que les membres de mon jury pour avoir pris le temps de lire mon mémoire et être venu assister à ma soutenance.

Bien sûr, les choses changent en trois ans et demi, en particulier dans les hiérarchies. Je souhaite donc ici remercier les différentes personnes qui sont arrivées en cours de projet, et qui, à la suite de leurs prédécesseurs, m'ont soutenu et m'ont permis de poursuivre mes travaux, l'IGA Marc BERVILLE et l'ICA Stéphane PICHON, directeurs successifs de DGA Techniques terrestres, Jean-Marie CASTELAIN, directeur de l'INSA Centre Val de Loire, l'IC2ETA Catherine MABIRE, responsable du métier PE, Azeddine KOURTA, directeur du laboratoire PRISME et François VILAIN, mon supérieur hiérarchique direct.

Réaliser sa thèse en parallèle de son travail est une activité extrêmement chronophage. Irène, Jean-Yves, Arnaud, Marie, Pierre-Gaël, Allison, Nicolas, Cécile, Paul, vous avez toujours été là malgré mon manque criant de disponibilité. Même constat, même punition pour ma famille. Une pensée particulière pour ma mère qui nous a préparé plein de bonnes choses pour le pot de thèse. Mes collègues m'en parlent encore !!! Enfin, merci à toi, Marlène, pour ton soutien inconditionnel et pour avoir su me motiver à finir mon œuvre afin que je sois au plus tôt disponible pour t'aider dans les préparatifs de notre mariage.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES FIGURES	15
LISTE DES TABLEAUX	27
INTRODUCTION.....	31
CHAPITRE I Problématiques des ondes de choc en milieu confiné	37
I.1. Introduction.....	39
I.1.1. Contexte de l'étude	39
I.1.2. Rappel des notions de propagation des ondes de choc en milieu aérien.....	39
I.2. Démarches d'analyse : état de l'art	41
I.2.1. Méthodes empiriques ou semi-empiriques	41
I.2.2. Expériences à petite échelle.....	41
I.2.3. Métrologie	43
I.2.4. Simulation numérique	44
I.2.4.1. Codes de calculs	44
I.2.4.2. Modèles	46
I.2.4.3. Méthodologie.....	48
I.2.4.4. Comparaison simulation-expérience	49
I.3. Interaction choc-structure : état de l'art	50
I.3.1. Réflexion	50
I.3.2. Diffraction	55
I.3.3. Chargement sur des structures	60
I.3.3.1. Influence de l'angle d'incidence sur un obstacle.....	60
I.3.3.2. Influence de la position d'une charge d'explosif dans une pièce	65
I.3.4. Structures urbaines	66
I.3.5. Détonation dans les tunnels.....	70
I.3.5.1. Expression de facteur de concentration d'énergie	70
I.3.5.2. Influence de la position de la charge.....	72
I.3.5.3. Influence d'obstacles	73
I.3.5.4. Systèmes tunnel-chambre ou tunnel-tunnel.....	75

I.3.6. Détonation en milieu confiné multi-chambres.....	80
I.3.6.1. Travaux de Miura.....	81
I.3.6.2. Travaux de Reichenbach	82
I.3.6.3. Travaux de Parmentier.....	88
I.3.6.4. Travaux de Sinha.....	88
I.4. Conclusions	91
CHAPITRE II Description du montage expérimental	93
II.1. Amorçage.....	95
II.2. Génération de la bulle de gaz	95
II.3. Chaîne de mesures.....	96
II.3.1. Capteurs.....	96
II.3.2. Acquisition	98
II.4. Présentation de la maquette et des configurations	99
II.4.1. Configuration 1	99
II.4.2. Configuration 2	100
II.4.3. Configuration 3	101
II.4.3.1. Configuration 3a	101
II.4.3.2. Configuration 3b.....	101
II.4.3.3. Configuration 3c	102
II.4.3.4. Configuration 3d.....	102
II.4.4. Configuration 4	103
II.5. Banc d'essais	104
II.5.1. Implantation des capteurs	104
II.6. Exemple de signal de pression	106
II.7. Reproductibilité.....	108
CHAPITRE III Démarche de l'étude	111
III.1. Démarche expérimentale.....	113
III.1.1. Champ libre	113
III.1.2. Milieu confiné.....	116
III.1.2.1. Étude de la diffraction	116
III.1.2.2. Étude de la réflexion	117

III.1.2.3.	Détermination du trajet minimal de l'onde de choc.....	126
III.2.	Outil de simulation numérique	130
III.2.1.	Présentation rapide du logiciel OURANOS	130
III.2.2.	Étude du maillage	130
CHAPITRE IV	Effet de la variation du volume des cellules sur la propagation des ondes de choc en milieu confiné multi-chambres.....	133
IV.1.	Montage expérimental.....	135
IV.1.1.	Configuration 1	135
IV.1.2.	Configuration 2	136
IV.2.	Effet du volume sur les paramètres de l'onde de choc dans la cellule où se produit la détonation.....	137
IV.2.1.	Capteurs G6 et G7.....	137
IV.2.2.	Capteur G8	144
IV.3.	Phénoménologie	147
IV.3.1.	Similitudes des phénomènes des cellules 1 et 3.....	147
IV.3.1.1.	Capteurs G2 et G9	147
IV.3.1.2.	Capteurs G3 et G11.....	149
IV.3.1.3.	Capteurs G1 et G10.....	151
IV.3.2.	Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 4	154
IV.3.2.1.	Capteurs G1 et G14.....	154
IV.3.2.2.	Capteurs G2 et G13.....	160
IV.3.2.3.	Capteurs G3 et G15.....	165
IV.3.3.	Étude phénoménologique du couloir	171
IV.4.	Effet du volume sur les paramètres de l'onde de choc dans l'ensemble de la maquette	175
IV.4.1.	Temps d'arrivée de l'onde incidente.....	175
IV.4.2.	Suppression incidente	177
IV.4.3.	Suppression maximale.....	178
IV.4.4.	Impulsion positive maximale	183
IV.5.	Conclusions	185
CHAPITRE V	Influence de la variation du degré d'ouverture d'une des cellules sur la propagation du choc en milieu confiné	187
V.1.	Montage expérimental.....	189

V.1.1.	Configuration 3a.....	189
V.1.2.	Configuration 3b	190
V.1.3.	Configuration 3c.....	191
V.1.4.	Configuration 3d	191
V.2.	Effet du mur sur l'évolution de la pression dans la cellule où se produit la détonation.....	192
V.2.1.	Capteurs G6 et G7.....	192
V.2.1.1.	Effet de la longueur du mur.....	192
V.2.1.2.	Effet de l'emplacement du mur	197
V.2.1.3.	Effet du mur sur les paramètres de l'onde de choc.....	200
V.2.2.	Capteur G8	202
V.2.2.1.	Effet de la longueur du mur.....	203
V.2.2.2.	Effet de l'emplacement du mur	204
V.2.2.3.	Effet du mur sur les paramètres de l'onde de choc.....	205
V.3.	Phénoménologie	208
V.3.1.	Analyse de la cellule 3	208
V.3.1.1.	Capteurs G9 et G10	208
V.3.1.2.	Capteurs G11	216
V.3.2.	Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 4	220
V.3.2.1.	Capteurs G1 et G14	220
V.3.2.2.	Capteurs G2 et G13	223
V.3.2.3.	Capteurs G3 et G15	226
V.3.3.	Étude phénoménologique du couloir	229
V.4.	Effet du mur sur les paramètres de l'onde de choc dans l'ensemble de la maquette	234
V.4.1.	Temps d'arrivée de l'onde incidente.....	235
V.4.2.	Surpression incidente	236
V.4.3.	Surpression maximale.....	236
V.5.	Conclusions	239
CHAPITRE VI Effet de la présence de chicanes sur la propagation des ondes de choc dans le système multi-chambres.....		241
VI.1.	Rappel du montage expérimental.....	243
VI.2.	Influence des chicanes sur la cellule où est générée la détonation	244

VI.2.1.	Capteurs G6 et G7	244
VI.2.2.	Capteur G8	249
VI.3.	Phénoménologie	253
VI.3.1.	Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 4	253
VI.3.1.1.	Capteurs G1 et G14.....	253
VI.3.1.2.	Capteurs G2 et G13.....	255
VI.3.1.3.	Capteurs G3 et G15.....	256
VI.3.2.	Comparaison des phénomènes des couloirs extérieurs	258
VI.3.2.1.	Capteurs G17 et G19	259
VI.3.2.2.	Capteurs G18 et G20	261
VI.3.3.	Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 3	263
VI.3.3.1.	Capteurs G1 et G10.....	264
VI.3.3.2.	Capteurs G2 et G9	265
VI.3.3.3.	Capteurs G3 et G11.....	267
VI.3.4.	Étude phénoménologique du couloir	270
VI.4.	Effet des chicanes sur les paramètres de l'onde de choc dans l'ensemble du système multi-chambres	274
VI.4.1.	Temps d'arrivée de l'onde incidente.....	274
VI.4.2.	Suppression incidente	275
VI.4.3.	Suppression maximale.....	276
VI.4.4.	Impulsion positive totale.....	278
VI.5.	Conclusions	279
CHAPITRE VII	Étude des zones d'effets.....	281
VII.1.	Définition des zones d'effets	283
VII.2.	Comparaison des zones d'effets entre la simulation numérique et les lois prédictives expérimentales	283
VII.2.1.	Rappel des lois prédictives issues des expérimentations.....	284
VII.2.2.	Configuration 1.3	285
VII.2.3.	Configuration 2.1	287
VII.2.4.	Configuration 3a.....	287
VII.2.5.	Configuration 3c.1	289

VII.2.6. Configuration 3d.1.....	289
VII.2.1. Configuration 4.4	290
VII.3. Conclusions	291
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....	293
BIBLIOGRAPHIE	297
ANNEXES	301
Annexe A. Fiches techniques.....	303
Annexe B. Caractéristiques du schéma de résolution de type Godounov utilisé dans les simulations numériques.....	306
Annexe C. Paramètres des équations d'état du mélange propane-oxygène stœchiométrique utilisées dans les simulations numériques	307
Annexe D. Schémas détaillés des configurations et présentation des distances charge-capteur en champ libre et en milieu confiné.....	308

TABLE DES FIGURES

Figure I.1.1 : Représentation schématique du passage d'une onde de choc droite se propageant dans un fluide	39
Figure I.2.1 : Charges de pentrite sphérique et cylindriques (Reichenbach, 2002)	42
Figure I.2.2 : Similitude d'Hopkinson (Hopkinson, 1915)	42
Figure I.2.3 : Schéma des points fantômes G et images I (Jiang, 2009)	46
Figure I.2.4 : Comparaison entre une photo expérimentale prise par ombroscopie (a) et la simulation numérique (b) de la diffraction d'une onde de choc par un obstacle (Jiang, 2009)	46
Figure I.3.1 : Réflexion d'une onde de choc : schéma de définition (gauche), polaire dans le plan (θ, α) avec M_0 et γ constants (centre) et polaire dans le plan (θ, P) avec M_0 et γ constants (droite), (Hornung, 1986)	51
Figure I.3.2 : Évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence α et de la pression incidente (Gebbeken, 2010)	52
Figure I.3.3 : Évolution de la pression incidente maximale (gauche) et de l'impulsion maximale (droite) sur quatre sections (Gebbeken, 2010)	52
Figure I.3.4 : Évolution de la pression incidente en fonction de la forme de la façade (Gebbeken, 2010)	53
Figure I.3.5 : Deux configurations de double coin, (a) concave et (b) convexe (Ben-Dor, 1987)	53
Figure I.3.6 : Représentation des sept régions décrivant les différents procédés de réflexion sur un double coin dans le plan (θ_w^1, θ_w^2) (Ben-Dor, 1987)	54
Figure I.3.7 : Différents cas de diffraction : a. faible angle de diffraction ($< 20^\circ$); b. angle de diffraction plus important; c. diffraction à 90° (Hillier, 1991)	56
Figure I.3.8 : Montage expérimental (Sun, 1997)	57
Figure I.3.9 : Évolution d'une onde de choc secondaire : a. interférogramme à $t = 0,84$ ms, b. la simulation numérique correspondante, c. interférogramme à $t = 1,04$ ms et d. la simulation numérique correspondante (Sun, 1997)	57
Figure I.3.10 : Modèle analytique de la diffraction par un coin (Sun, 1997)	59
Figure I.3.11 : Types de réflexions d'une onde de choc diffractée par un mur en fonction du nombre de Mach incident : a. type N; b. type K; c. type M; d. type R (Bazhenova, 2000)	60
Figure I.3.12 : De gauche à droite, incidence normale (IN), incidence excentrique (IE), incidence oblique (IO)	61
Figure I.3.13 : Schéma du montage expérimental (Rose, 2006)	62
Figure I.3.14 : Signaux de pression montrant : (a) reproductibilité des tirs, (b) uniformité du front de choc sur la hauteur du bâtiment (Rose, 2006)	63
Figure I.3.15 : Signaux de pression montrant l'arrivée d'une onde de raréfaction venant de l'arrête arrière pour un angle $\alpha = 60^\circ$ au capteur 3 (Rose, 2006)	63

Figure I.3.16 : Implantation des points de mesures dans les configurations du mur (a) et du coin (Kesler, 2004)	64
Figure I.3.17 : Pression maximale à l'intersection de deux parois dans une galerie avec cheminée (Autrusson, 2002)	64
Figure I.3.18 : Schéma du montage expérimental (Bücking, 2000)	65
Figure I.3.19 : Comparaison de la surpression (gauche) et de l'impulsion (droite) pour un placement central et excentrique de la charge (Bücking, 2000)	66
Figure I.3.20 : Configuration à deux bâtiments (Remennikov, 2005)	67
Figure I.3.21 : Évolution de la pression et de l'impulsion sur la face arrière du premier bâtiment (à droite) et sur la façade du second bâtiment (à gauche) (Remennikov, 2005)	67
Figure I.3.22 : Configuration avec une rue bordée de bâtiments (Remennikov, 2005)	68
Figure I.3.23 : Configurations "rue" (à gauche) et "cour urbaine" (à droite) (Ripley, 2004)	68
Figure I.3.24 : Positionnement de la charge et des capteurs dans les différents essais (Ripley, 2004-b)	70
Figure I.3.25 : Évolution de la pression en fonction de la distance réduite pour la détonation d'une charge de TNT en champ libre au niveau du sol (Silvestrini, 2009)	71
Figure I.3.26 : Comparaison de résultats expérimentaux avec ceux obtenus à l'aide de la méthode ECF (Silvestrini, 2009)	72
Figure I.3.27 : Photos du montage expérimental (Neuwald, 2002)	73
Figure I.3.28 : Photo du tunnel et des éléments utilisés dans les expériences du tube à choc (Smith, 1998)	74
Figure I.3.29 : Évolution de la surpression réfléchie dans un tunnel avec obstacles (Smith, 1998)	75
Figure I.3.30 : Montage expérimental (Joachim, 1994)	76
Figure I.3.31 : Effet de la densité de chargement (Joachim, 1994)	77
Figure I.3.32 : Effet de la longueur du tunnel (Joachim, 1994)	78
Figure I.3.33 : Schéma du montage expérimental (Schelinski-Glück, 1993)	79
Figure I.3.34 : Différents types de jonctions (Fashbaugh, 1992)	80
Figure I.3.35 : Schéma de la maquette multi-chambres (Miura, 2004)	81
Figure I.3.36 : Photos prises par holographie à différents moments pour une explosion dans la chambre A (gauche) et dans la chambre B (droite) (Miura, 2004)	82
Figure I.3.37 : Schéma du moyen d'essai multi-chambres, Reichenbach (2001)	82
Figure I.3.38 : Influence d'un événement sur la propagation du choc dans un système multi-chambres à $t = 450 \mu s$ (Reichenbach, 2001)	83
Figure I.3.39 : Schéma de la chambre seule (Reichenbach, 2000)	85
Figure I.3.40 : Évolution d'une onde de choc ($M=1,41$) entrant dans une chambre (Reichenbach, 2000)	85
Figure I.3.41 : Schéma du système chambre-couloir (Reichenbach, 2000)	86
Figure I.3.42 : Synthèse des résultats pour la chambre seule et le système chambre-couloir (Reichenbach, 2000)	87

Figure I.3.43 : Système multi-chambres (Sinha, 2010)	89
Figure I.3.44 : Pression et impulsion au capteur AB-1 dans la chambre 3 (Sinha, 2010).....	90
Figure I.3.45 : Pression et impulsion au capteur AB-8 dans le couloir (Sinha, 2010).....	90
Figure I.3.46 : Pression et impulsion au capteur AB-10 dans le couloir (Sinha, 2010).....	91
Figure II.3.1 : Montage porte-capteur.....	98
Figure II.4.1 : Photos de la maquette en configuration 1 sans toit (à gauche) et fermée (à droite)....	99
Figure II.4.2 : Schéma de principe de la configuration 1	100
Figure II.4.3 : Schéma de principe de la configuration 2	100
Figure II.4.4 : Schéma de principe de la configuration 3a	101
Figure II.4.5 : Schéma de principe de la configuration 3b	102
Figure II.4.6 : Schéma de principe de la configuration 3c.....	102
Figure II.4.7 : Schéma de principe de la configuration 3d	103
Figure II.4.8 : Schéma de principe de la configuration 4	103
Figure II.5.1 : Banc d'essais.....	104
Figure II.5.2 : Positionnement des capteurs – distances en mm	105
Figure II.6.1 : Exemple de courbe de pression en champ libre	107
Figure II.6.2 : Représentation schématisée de l'implosion de la bulle	107
Figure II.7.1 : Profils de pression enregistrés au capteur G12 en champ libre pour une bulle de rayon 67 mm pour les tirs 1 et 2.....	108
Figure II.7.2 : Profils de pression enregistrés au capteur G6 et G15 en configuration 1.1 pour une bulle de rayon 47 mm pour les tirs 1 et 2.....	109
Figure III.1.1 : Surpression incidente (P_i) en fonction de la distance réduite (Z) pour un mélange propane-oxygène stœchiométrique.....	114
Figure III.1.2 : Temps d'arrivée réduit ((t_{a^-})) en fonction de la distance réduite (Z) pour un mélange propane-oxygène stœchiométrique.....	115
Figure III.1.3 : Impulsion positive incidente réduite ($\overline{I}_i^+$) en fonction de la distance réduite (Z) pour un mélange propane-oxygène stœchiométrique	115
Figure III.1.4 : Diffraction d'un choc sur une arête.....	117
Figure III.1.5 : Réflexion oblique.....	118
Figure III.1.6 : Recherche des angles de réflexion dans le cas d'une réflexion oblique	120
Figure III.1.7 : Démarche de calcul de la pression réfléchie et du temps d'arrivée de l'onde réfléchie au point M	122
Figure III.1.8 : Réflexion normale.....	123
Figure III.1.9 : Calcul du nombre de Mach de l'onde réfléchie et de la pression réfléchie au point de réflexion dans le cas d'une réflexion normale	124
Figure III.1.10 : Réflexion de Mach sur un mur; HOB : hauteur de détonation, h_m : hauteur du pied de Mach au point d'intérêt, r_{i0} : distance à laquelle apparaît le pied de Mach, r_i : distance au point d'intérêt, α : angle d'incidence, β_{max} : angle limite pour l'apparition du pied de Mach	125

Figure III.1.11 : Trajets les plus courts de la charge aux capteurs dans le système multi-chambres pour la diffraction.....	127
Figure III.1.12 : Trajet le plus court de la charge au capteur G14 dans la maquette pour la diffraction.	127
Figure III.2.1 : Comparaison de la surpression incidente obtenue par simulation numérique (mailles de 2 mm et de 0,1 mm) et lors des essais expérimentaux effectués en champ libre	131
Figure III.2.2 : Comparaison du temps d'arrivée de l'onde incidente obtenu par simulation numérique (mailles de 2 mm et de 0,1 mm) et lors des essais expérimentaux effectués en champ libre	131
Figure III.2.3 : Comparaison de l'impulsion positive obtenue par simulation numérique (mailles de 2 mm et de 0,1 mm) et lors des essais expérimentaux effectués en champ libre	132
Figure IV.1.1 : Disposition générique des capteurs dans la maquette.....	135
Figure IV.1.2 : Schéma de principe de la configuration 1	136
Figure IV.1.3 : Schéma de principe de la configuration 2	136
Figure IV.2.1 : Profil de pression enregistré au capteur G6 pour une charge de rayon 67mm en champ libre.....	137
Figure IV.2.2 : Profil de pression enregistré au capteur G6 pour une charge de rayon 67 mm dans la configuration 1.3.....	137
Figure IV.2.3 : Profil de pression enregistré au capteur G6 pour une charge de rayon 67 mm en configuration 1.3 sans toit	140
Figure IV.2.4 : Profil de pression enregistré au capteur G7 pour une charge de rayon 67 mm en champ libre.....	140
Figure IV.2.5 : Profil de pression enregistré au capteur G7 pour une charge de rayon 67 mm dans la configuration 1.3.....	140
Figure IV.2.6 : Profil de pression enregistré au capteur G7 pour une charge de rayon 67 mm en configuration 1.3 sans toit	142
Figure IV.2.7 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–))	142
Figure IV.2.8 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–)).....	143
Figure IV.2.9 : Profil de pression enregistré au capteur G8 pour une charge de rayon 67 mm en champ libre.....	144
Figure IV.2.10 : Profil de pression enregistré au capteur G8 pour une charge de rayon 67 mm dans la configuration 1.3.....	144
Figure IV.2.11 : Profil de pression enregistré au capteur G8 pour une charge de rayon 67 mm en configuration 1.3 semi-confinée.....	145

Figure IV.2.12 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés au capteur G8 en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–))	146
Figure IV.2.13 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurés au capteur G8 en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–))	146
Figure IV.3.1 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	148
Figure IV.3.2 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	148
Figure IV.3.3 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm	149
Figure IV.3.4 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	149
Figure IV.3.5 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 1.3 semi-confinée pour une charge de rayon 67 mm	150
Figure IV.3.6 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm	151
Figure IV.3.7 : Chemin que parcourt l'onde pour atteindre les capteurs G1 et G10	152
Figure IV.3.8 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	152
Figure IV.3.9 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 1.3 semi-confinée pour une charge de rayon 67 mm	153
Figure IV.3.10 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm	153
Figure IV.3.11 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 1.3 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm	155
Figure IV.3.12 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	155
Figure IV.3.13 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm	157
Figure IV.3.14 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.1 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	157
Figure IV.3.15 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.2 pour une charge de rayon 67 mm	158
Figure IV.3.16 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.2 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	159
Figure IV.3.17 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 1.3 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm	160

Figure IV.3.18 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	161
Figure IV.3.19 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm	162
Figure IV.3.20 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.1 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	163
Figure IV.3.21 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.2 pour une charge de rayon 67 mm	164
Figure IV.3.22 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.2 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	164
Figure IV.3.23 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 1.3 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm.....	166
Figure IV.3.24 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	166
Figure IV.3.25 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm	168
Figure IV.3.26 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.1 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	168
Figure IV.3.27 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.2 pour une charge de rayon 67 mm	169
Figure IV.3.28 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.2 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	170
Figure IV.3.29 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	172
Figure IV.3.30 : Évolution de la surpression maximale dans le couloir pour la configuration 1 en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–))	173
Figure IV.3.31 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 1.3 et 2.1 pour une charge de rayon 67 mm	174
Figure IV.4.1 : Corrélation entre le temps d'arrivée réduit de l'onde incidente en milieu confiné et en champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–)).....	176
Figure IV.4.2 : Atténuation de la surpression maximale par un mur en medium d'épaisseur 50 mm.	177
Figure IV.4.3 : Évolution de la surpression incidente en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–))	178
Figure IV.4.4 : Évolution de la surpression maximale en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (–))	179

Figure IV.4.5 : Évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du paramètre $(V/M)^{1/3} \cdot y_{2-i} \cdot M^{-1/3}$ dans les configurations 1 et 2	180
Figure IV.4.6 : Évolution du rapport de la surpression maximale dans le couloir sur A en fonction du rapport de la distance réduite en milieu confiné sur B.....	182
Figure IV.4.7 : Pression maximale calculée par simulation numérique en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm.....	183
Figure IV.4.8 : Comparaison de l'impulsion positive incidente réduite relevée en champ libre avec les impulsions positives incidente et totale obtenues en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	184
Figure IV.4.9 : Évolution du rapport de l'impulsion positive totale réduite sur A en fonction du rapport entre la distance réduite en milieu confiné et B pour les capteurs G7 (a) et G10 (b) (configurations 1.1 ($\diamond$), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 ($\circ$), 1.5 ($\square$), 2.1 (+), 2.2 (*)) et champ libre (-))	185
Figure V.1.1 : Disposition générique des capteurs dans la maquette	189
Figure V.1.2 : Schéma de principe de la configuration 3a	190
Figure V.1.3 : Schéma de principe de la configuration 3b	190
Figure V.1.4 : Schéma de principe de la configuration 3c	191
Figure V.1.5 : Schéma de principe de la configuration 3d	191
Figure V.2.1 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm.....	192
Figure V.2.2 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G6 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm	193
Figure V.2.3 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 1.3 sans toit et 3a sans toit pour une charge de rayon 67 mm	194
Figure V.2.4 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm.....	195
Figure V.2.5 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 1.3 sans toit et 3a sans toit pour une charge de rayon 67 mm	196
Figure V.2.6 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G7 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm	197
Figure V.2.7 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	198
Figure V.2.8 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G6 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm.....	199
Figure V.2.9 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	199
Figure V.2.10 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a ($\diamond$), 3b (Δ), 3c (x), 3d ($\circ$), 1.3 ($\square$) et champ libre (-)).....	200

Figure V.2.11 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (–))	201
Figure V.2.12 : Profils de pression relevés au capteur G8 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm.....	203
Figure V.2.13 : Chemin diffracté pour le capteur G8 en configuration 3a.1	204
Figure V.2.14 : Profils de pression relevés au capteur G8 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	204
Figure V.2.15 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés au capteur G8 en configurations 3 et 1.3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (–))	206
Figure V.2.16 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées au capteur G8 en configurations 3 et 1.3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (–))	206
Figure V.3.1 : Profils de pression relevés au capteur G9 en configurations 1.3 et 3c pour une charge de rayon 67 mm.....	209
Figure V.3.2 : Chemin diffracté pour le capteur G9 en configuration 3c.....	209
Figure V.3.3 : Profils de pression relevés au capteur G9 en configurations 1.3 sans toit et 3c sans toit pour une charge de rayon 67 mm	211
Figure V.3.4 : Chemin de diffraction au capteur G9 en l'absence de toit.....	211
Figure V.3.5 : Profils de pression relevés au capteur G10 en configurations 1.3 et 3c pour une charge de rayon 67 mm.....	212
Figure V.3.6 : Profils de pression relevés au capteur G9 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	212
Figure V.3.7 : Chemin diffracté pour le capteur G9 en configuration 3b	213
Figure V.3.8 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G9 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm.....	214
Figure V.3.9 : Profils de pression relevés au capteur G10 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	215
Figure V.3.10 : Profils de pression relevés au capteur G11 en configurations 1.3 et 3c pour une charge de rayon 67 mm.....	216
Figure V.3.11 : Profils de pression relevés au capteur G11 en configurations 1.3 sans toit et 3c sans toit pour une charge de rayon 67 mm.....	218
Figure V.3.12 : Profils de pression relevés au capteur G11 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	218
Figure V.3.13 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 1.3 et en configuration 3a pour une charge de rayon 67 mm	221
Figure V.3.14 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configurations 1.3, 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	223

Figure V.3.15 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 1.3 et en configuration 3a pour une charge de rayon 67 mm	225
Figure V.3.16 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configurations 1.3, 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	226
Figure V.3.17 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 1.3 et en configuration 3a pour une charge de rayon 67 mm	228
Figure V.3.18 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	229
Figure V.3.19 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 1.3 et 3a.3 pour une charge de rayon 67 mm.....	231
Figure V.3.20 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 3a.1 et 3a.2 pour une charge de rayon 67 mm.....	232
Figure V.3.21 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 3a.1 et 3b.1 pour une charge de rayon 67 mm.....	233
Figure V.3.22 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm	234
Figure V.4.1 : Corrélation entre le temps d'arrivée réduit de l'onde incidente en milieu confiné et en champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (o), 1.3 (□) et champ libre (–)).....	235
Figure V.4.2 : Évolution de la surpression incidente en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (o), 1.3 (□) et champ libre (–)).....	236
Figure V.4.3 : Évolution de la surpression maximale en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (o), 1.3 (□) et champ libre (–)).....	237
Figure V.4.4 : Évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du produit $C \cdot D$ dans les configurations 1 à 3.....	238
Figure VI.1.1 : Schéma de principe de la configuration 4	243
Figure VI.1.2 : Disposition générique des capteurs dans la maquette.....	244
Figure VI.2.1 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 1.3 et 4 pour une charge de rayon 67 mm.....	245
Figure VI.2.2 : Comparaison entre les profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G6 en configurations 1.3 et 4.4 et le profil de pression enregistré en configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm	246
Figure VI.2.3 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 1.3 et 4 pour une charge de rayon 67 mm.....	247
Figure VI.2.4 : Comparaison entre les profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G7 en configurations 1.3 et 4.4 et le profil de pression enregistré en configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm	248

Figure VI.2.5 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 4 et comparés avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (–))	248
Figure VI.2.6 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 4 et comparées avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (–))	249
Figure VI.2.7 : Profils de pression relevés au capteur G8 en configurations 1.3 et 4 pour une charge de rayon 67 mm.....	250
Figure VI.2.8 : Comparaison entre les profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G8 en configurations 1.3 et 4.4 et le profil de pression enregistré en configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm.....	251
Figure VI.2.9 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés au capteur G8 en configurations 4 et 1.3 et comparés avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (–))	252
Figure VI.2.10 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées au capteur G8 en configurations 3 et 1.3 et comparées avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (–)).....	252
Figure VI.3.1 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configurations 1.3 et 4.4 pour une charge de rayon 67 mm	253
Figure VI.3.2 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	255
Figure VI.3.3 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	257
Figure VI.3.4 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G17 et G19 en configuration 4.4 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm.....	259
Figure VI.3.5 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G17 et G19 en configuration 4.4 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	260
Figure VI.3.6 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G18 et G20 en configuration 4.4 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm.....	261
Figure VI.3.7 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G18 et G20 en configuration 4.4 sans toit pour une charge de rayon 67 mm	262
Figure VI.3.8 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configurations 1.3 et 4.4 pour une charge de rayon 67 mm	264
Figure VI.3.9 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	266
Figure VI.3.10 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm.....	268
Figure VI.3.11 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	271

Figure VI.4.1 : Corrélation entre le temps d'arrivée réduit de l'onde incidente en milieu confiné et en champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (o), 1.3 (□) et champ libre (–))	274
Figure VI.4.2 : Évolution de la surpression incidente en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (o), 1.3 (□) et champ libre (–))	275
Figure VI.4.3 : Évolution de la surpression maximale en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (o), 1.3 (□) et champ libre (–))	276
Figure VI.4.4 : Schéma de définition des cellules C5 et C6	277
Figure VI.4.5 : Évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du produit $C \cdot D'$ dans les configurations 1 à 4.....	278
Figure VI.4.6 : Évolution de l'impulsion positive totale en milieu confiné avec et sans chicanes et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (o), 1.3 (□) et champ libre (–)).....	279
Figure VII.2.1 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 1.3 avec une charge de rayon 30 mm	285
Figure VII.2.2 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 1.3 avec une charge de rayon 47 mm	285
Figure VII.2.3 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 1.3 avec une charge de rayon 67 mm	286
Figure VII.2.4 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 2.1 avec une charge de rayon 67 mm	287
Figure VII.2.5 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3a.2 avec une charge de rayon 67 mm	288
Figure VII.2.6 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3a.3 avec une charge de rayon 67 mm	288
Figure VII.2.7 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3c.1 avec une charge de rayon 67 mm	289
Figure VII.2.8 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3d.1 avec une charge de rayon 67 mm	290

Figure VII.2.9 : Comparaison des zones d'effets obtenues par simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 4.4 avec une charge de rayon 67 mm	291
--	-----

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.2.1 : Paramètres JWL du TNT	47
Tableau I.3.1 : Types de réflexions pouvant se produire sur un double coin (Ben-Dor, 1987).....	54
Tableau I.3.2 : Configurations d'essais (Ripley, 2004-a).....	69
Tableau I.3.3 : Constantes A_i pour différents types de jonctions (Fashbaugh, 1992).....	80
Tableau II.2.1 : Masse de gaz mise en œuvre en fonction du rayon de l'anneau de confinement pour une charge hémisphérique.....	96
Tableau II.2.2 : Correspondance des rayons de confinement avec la masse de TNT à échelle réelle..	96
Tableau II.3.1 : Écarts entre les capteurs Kistler 603B et PCB 113B26 pour une charge de rayon 33 mm à une distance de 102,5 mm de la charge en champ libre et en milieu confiné	97
Tableau II.4.1 : Dimensions de la configuration 1.....	100
Tableau II.4.2 : Dimensions de la configuration 2.....	100
Tableau II.4.3 : Dimensions de la configuration 3a	101
Tableau II.4.4 : Dimensions de la configuration 3b.....	102
Tableau II.4.5 : Dimensions de la configuration 3c	102
Tableau II.4.6 : Dimensions de la configuration 3d.....	103
Tableau II.4.7 : Dimensions de la configuration 4.....	103
Tableau II.5.1: Distances directes des capteurs au centre de la charge.....	106
Tableau III.1.1 : Détermination du trajet minimal de l'onde incidente en configuration 1.1 pour une charge de rayon 67 mm.....	129
Tableau IV.1.1 : Dimensions de la configuration 1	136
Tableau IV.1.2 : Affectation des symboles à chaque sous-configuration de la configuration 1 utilisés dans les figures.....	136
Tableau IV.1.3 : Dimensions de la configuration 2	136
Tableau IV.1.4 : Affectation des symboles à chaque sous-configuration de la configuration 2 utilisés dans les figures.....	136
Tableau IV.3.1 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre aux capteurs G1 et G14	156
Tableau IV.3.2 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre aux capteurs G1 et G14	157
Tableau IV.3.3 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre aux capteurs G1 et G14	159
Tableau IV.3.4 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre aux capteurs G2 et G13	161
Tableau IV.3.5 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre aux capteurs G2 et G13	163

Tableau IV.3.6 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre aux capteurs G2 et G13	165
Tableau IV.3.7 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre aux capteurs G3 et G15	167
Tableau IV.3.8 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre aux capteurs G3 et G15	168
Tableau IV.3.9 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre aux capteurs G3 et G15	170
Tableau IV.3.10 : Différences entre les surpressions maximales obtenues en milieu confiné, dans les configurations 1.3, 2.1 et 2.2, et en champ libre aux capteurs G4, G12 et G16.....	175
Tableau IV.4.1 : Valeurs de la surpression maximale calculées à l'aide des lois (IV.4.2) et (IV.4.6) en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm	183
Tableau V.1.1 : Dimensions de la configuration 3a	190
Tableau V.1.2 : Dimensions de la configuration 3b	190
Tableau V.1.3 : Dimensions de la configuration 3c.....	191
Tableau V.1.4 : Dimensions de la configuration 3d	191
Tableau V.1.5 : Affectation des symboles à chaque sous-configuration de la configuration 3.....	191
Tableau V.2.1 : Augmentation de la surpression maximale par rapport à la pression incidente au capteur G7.....	202
Tableau V.2.2 : Évolution du temps d'arrivée de l'onde incidente et de la surpression incidente au capteur G8 en fonction du degré d'ouverture de la cellule 2 pour une charge de rayon 67 mm.	203
Tableau V.2.3 : Calcul des chemins diffractés en configurations 3a.1, 3b.1 et 3b.2	207
Tableau V.2.4 : Évolution de la surpression maximale par rapport à la surpression maximale sans mur au capteur G7	208
Tableau V.3.1 : Calcul des chemins diffractés au capteur G9 en configuration 3c.1, 3c.2 et 3c.3	210
Tableau V.3.2 : Calcul des chemins diffractés au capteur G9 en configuration 3	214
Tableau V.3.3 : Calcul des chemins diffractés au capteur G10 en configuration 3	215
Tableau V.3.4 : Évolution de la surpression maximale par rapport à la surpression maximale sans mur au capteur G10	216
Tableau V.3.5 : Calcul des chemins diffractés au capteur G11 en configuration 3	219
Tableau V.3.6 : Évolution de la surpression maximale par rapport à la surpression maximale sans mur au capteur G11	219
Tableau V.3.7 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G1 et G14 en configuration 3a	220
Tableau V.3.8 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G1 et G14 en configuration 3	222
Tableau V.3.9 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G2 et G13 en configuration 3a	224
Tableau V.3.10 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G3 et G15 en configuration 3a.....	227
Tableau V.3.11 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G4, G12 et G16 en configuration 3a....	230
Tableau V.4.1 : Valeurs du facteur n pour les cellules 1, 3 et 4 suivant la position du mur M.....	238
Tableau VI.1.1 : Dimensions de la configuration 4	243

Tableau VI.1.2 : Affectation des symboles utilisés dans les figures à chaque sous-configuration de la configuration 4.....	244
Tableau VI.3.1 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G1 et G14.....	254
Tableau VI.3.2 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G2 et G13.....	256
Tableau VI.3.3 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G3 et G15.....	258
Tableau VI.3.4 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 4 et en champ libre aux capteurs G17 et G19	260
Tableau VI.3.5 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 4 et en champ libre aux capteurs G18 et G20	263
Tableau VI.3.6 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G1 et G10.....	265
Tableau VI.3.7 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G2 et G9.....	267
Tableau VI.3.8 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G3 et G11.....	269
Tableau VI.3.9 : Différences entre les surpressions maximales obtenues en configurations 4 et 1.3 par rapport au champ libre aux capteurs G4, G12 et G16.....	272
Tableau VI.3.10: Différences entre les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 par rapport au champ libre aux capteurs G4, G12 et G16.....	273
Tableau VII.1.1 : Définition des zones d'effets (arrêté du 20 avril 2007)	283
Tableau VII.1.2 : Seuil des zones d'effets pour la surpression (arrêtés du 20 avril 2007 et du 09 septembre 2005).....	283

INTRODUCTION

La sécurité des biens et des personnes est, de nos jours, une préoccupation première, en particulier lorsque les explosifs sont concernés. Les dangers des matières explosives sont en effet bien réels, comme en témoignent les nombreuses explosions accidentelles qui peuvent être recensées ces dernières années.

Le 8 juin 2005, sur le site de Nexter Munitions (GIAT Industries à l'époque) à Bourges, s'est produite une explosion qui n'a pas fait de blessé. Néanmoins, le bâtiment dans lequel s'est produite l'explosion a été considérablement endommagé et les vitres de quelques bâtiments à l'extérieur ont été brisées. Cet accident a eu lieu lors d'une opération de compression uni-axiale dans un local d'un atelier pyrotechnique. Cette opération, effectuée à distance par deux personnels, consistait à comprimer 5,6 kg d'un mélange d'octogène (HMX) et de viton. La détonation de ce mélange au moment où l'effort de la presse isostatique de grosse capacité utilisée pour la compression était atteint, a entraîné la déflagration de 14 kg d'explosif pulvérulent stockés dans un fût en vue d'une utilisation ultérieure. Les causes de cet accident n'ont pas été identifiées. Toutefois, suite à l'enquête menée après l'accident, plusieurs causes probables ont été proposées : une compression adiabatique de l'air présent dans l'explosif pulvérulent, une décharge électrostatique ou encore la présence d'un corps étranger au sein de l'explosif. Suite à cet accident, l'utilisation de la compression uni-axiale a été limitée à des charges de dimensions inférieures et des études sur le comportement électrostatique de cet explosif ont été initiées.

Plus récemment, le 8 novembre 2013, une explosion accidentelle est survenue au Palais des Sports de Paris faisant un mort, quatorze blessés dont quatre graves lors d'une répétition de la comédie musicale "1789, Les amants de la Bastille". Il s'agirait en fait de deux explosions qui se seraient succédées et qui auraient provoqué un incendie ainsi que l'effondrement d'un local. La première explosion a eu lieu alors qu'un ouvrier travaillait avec une meuleuse à proximité du local où étaient stockés les artifices de divertissement. L'outil se serait ensuite désolidarisé et un fragment du disque aurait été projeté dans le local où étaient entreposés les engins pyrotechniques, provoquant la première explosion ainsi que l'incendie. Plusieurs personnes seraient ensuite venues porter secours à l'ouvrier. C'est à ce moment-là que se serait produite la seconde explosion, entraînant l'effondrement du local. Une enquête est en cours et devra notamment déterminer si le local où étaient stockés les artifices, près de la scène, était adapté pour accueillir ces produits et si les travaux étaient menés dans le respect des règles de sécurité.

L'Inspection des Poudres et Explosifs (IPE), organisme dépendant de la Direction Générale de l'Armement (DGA) du ministère de la défense, recense, à travers les Lettres de l'IPE, les informations en bref sur les accidents d'origines pyrotechniques qui sont survenus en France et à l'étranger. Ces lettres, semestrielles, sont à destination de tous les acteurs du domaine de la pyrotechnie. Elles

fournissent également des conseils sur l'application de la réglementation en matière de sécurité pyrotechnique et présentent, entre autres, les dernières évolutions réglementaires sur ce sujet. Dans la dernière Lettre de l'IPE publiée en janvier 2014, ce ne sont pas moins de 23 accidents en France, qui ont été relevés pour la fin de l'année 2012 et l'année 2013, avec au total deux morts, huit blessés graves et dix-neuf blessés légers.

Afin de limiter les accidents d'origine pyrotechnique, la France est dotée d'un cadre réglementaire rigoureux actuellement basé sur le décret n° 79-846. À partir du 1^{er} juillet 2014, une nouvelle réglementation entrera en vigueur suite à l'adoption du décret n° 2013-973 qui annule et remplace le précédent décret. Les évolutions notables qu'il apporte sont la relecture quinquennale obligatoire des études de sécurité du travail ainsi que l'extension du champ d'application de la réglementation de sécurité pyrotechnique aux stockages des mines, des chantiers de BTP et des commerces.

Toutefois, les dangers associés aux explosifs ne sont pas limités aux seuls accidents. Plusieurs exemples récents d'actes de malveillance peuvent être cités.

À Londres, le 7 juillet 2005, quatre explosions touchent les transports publics londoniens en moins d'une heure. À 8h50, une explosion se produit dans une rame de métro à la station Liverpool Street dans le quartier de la City, le quartier des affaires de Londres. Au même moment, une autre explosion touche une rame de métro entre les stations King's Cross et Russel Square. Une autre bombe explose à la station de métro Edgware Road à 8h51. Enfin, à 9h47, la dernière bombe détruit un autobus à Tavistock Square. Ces attaques auront coûté la vie à 56 personnes et fait 700 blessés. Les bombes ont par la suite été identifiées comme des charges de 4,5 kg d'explosifs artisanaux à base de peroxydes dissimulés dans des sacs à dos.

En 2011, le 24 janvier, un attentat suicide à la bombe a fait 37 morts et plus de 180 blessés à l'aéroport international de Moscou-Domodedovo. L'aéroport est situé à 42 kilomètres au sud-est de Moscou et est le plus important aéroport de Russie. L'explosion s'est produite dans la zone de récupération des bagages du terminal international. La bombe était un engin explosif improvisé contenant une masse d'explosif estimée de 2 kg à 5 kg en équivalent TNT et chargé en fragments métalliques afin d'augmenter le nombre de victimes. Les conséquences immédiates de cet attentat furent de détourner le trafic aérien destiné à Domodedovo vers l'aéroport de Vnukovo. Les autorités ont ensuite imposé une fouille obligatoire de toutes les personnes avant de les autoriser à entrer les aéroports du pays. Cet ordre fut finalement jugé illégal en juin 2011. Enfin, après l'explosion, la bourse de Moscou a chuté de près de 2%.

Dernièrement, toujours en Russie, un attentat suicide a fait 17 morts et des dizaines de blessés dans la gare de Volgograd. Cette attaque s'est produite le 29 décembre 2013 dans un contexte de préparation des jeux olympiques d'hiver de Sochi.

Les risques que présentent les éléments pyrotechniques (explosifs, poudres, propergols, compositions pyrotechniques, artifices, munitions...) s'inscrivent donc dans un contexte dual avec d'un côté des

préoccupations liées à la sécurité des installations pyrotechniques et de l'autre un risque grandissant d'actes de malveillance portant atteinte à la sécurité.

En premier lieu, l'exigence de sécurité en milieu pyrotechnique nécessite, entre autres, de pouvoir prédire le comportement des ondes de pression issues d'une explosion, que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur du bâtiment, et leur interaction avec leur environnement. Dans le cadre du projet EVALUATION du Risque Explosif lié au STOCKAGE des munitions (EVREST) dont le but est de développer un outil d'évaluation quantitatif du risque en sécurité pyrotechnique, l'IPE et DGA Essais de missiles (EM) site Gironde s'attachent à évaluer les effets thermiques, de souffle et des éclats primaires et secondaires engendrés par une explosion sur son environnement. Toutefois, le local source, dans le cas où il y en a un, est considéré comme entièrement détruit et seuls les effets extérieurs à ce local sont évalués. Les travaux présentés dans ce mémoire se placent en complémentarité. Il s'agit ici d'évaluer le comportement d'une onde de pression dans une structure résistante avec des obstacles (recombinaison d'ondes dans un couloir adjacent au lieu de réaction...). Cette recherche est pleinement représentative de la configuration d'un atelier pyrotechnique où la masse d'explosif employée est inférieure au timbrage.

Enfin, dans le contexte grandissant du risque d'attentat à l'échelle internationale, il est indispensable de pouvoir prédire les effets de souffle à proximité et en champ plus lointain de la charge explosive. La nature de la charge explosive varie : elle peut être solide, liquide, gazeuse ou thermobarique, sa conception peut être sophistiquée ou plus artisanale. Enfin, les cibles visées ne sont pas limitées à des points stratégiques militaires ou en opérations extérieures (OPEX) mais bien au contraire concernent tout ce qui peut atteindre la représentation de l'état (ministères, ambassades, consulats...), paralyser en partie le pays comme les ressources énergétiques ou les réseaux de communication, tout bâtiment pouvant recevoir du public, ou tout moyen de transport (humain, marchandise). Ce bref tableau montre l'étendue des scénarios qu'il est possible d'envisager : une bombe placée sous ou dans une voiture (ambulance, ...), un bus, une bombe placée dans une salle de spectacle, un stade, une gare, un aéroport, un immeuble, visant un monument, une bombe transportée par un avion et explosant en altitude.

Il apparaît donc que ces deux préoccupations mènent à la même problématique. En effet, elles montrent qu'il demeure opportun d'étudier la propagation et la focalisation des ondes de choc dans un espace confiné et à géométrie complexe correspondant à un des scénarios actuels cités précédemment et devant être considérés. Ainsi, la propagation des ondes et l'interaction avec les couloirs, les cloisons, les portes, les fenêtres, les pièces adjacentes, ... constituent des éléments pour lesquels l'effet de la pression doit être examiné avec minutie.

Des travaux menés récemment au laboratoire PRISME (Bourges) dans le cadre d'une thèse (Trélat, 2006) en collaboration avec l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) a permis d'établir un certain nombre de lois sur les effets de pression d'ondes de choc rencontrant des obstacles de forme parallélépipédique et un obstacle de forme cylindrique en milieu aérien. Ces lois

ont été définies expérimentalement via la détonation d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène ayant lieu au sol ou en altitude. Par la détermination de l'équivalent énergétique de TNT, les essais ont pu être simulés à grande échelle.

Une autre étude récente, réalisée dans le cadre du projet PROPO, porté par le laboratoire PRISME et réalisé dans le cadre du Pôle National des Risques Industriels (PNRI), dont l'objectif est d'examiner la PROPagation des Ondes de choc, suite à une explosion accidentelle ou terroriste, sur un site industriel à géométrie complexe (réservoirs de stockage de type cylindrique ou sphérique) avait pour but l'étude des réflexions d'onde et la propagation des ondes en milieu ouvert. Toutefois, il est important de souligner que ce projet a débuté par l'examen d'une explosion dans un atelier pyrotechnique et a permis de mettre en évidence l'importance des effets d'ondes de choc se propageant dans un couloir suite à une explosion ayant lieu dans une pièce attenante.

C'est dans ce cadre que DGA Techniques terrestres a confié, au travers du contrat DGA n° 10 02 0288A, une étude sur la propagation des ondes de choc en milieu confiné à géométrie complexe au laboratoire PRISME, avec pour objectif la recherche de formules simples pour calculer les zones d'effets dans un local soumis à une explosion.

Une importante quantité d'information sur les ondes de choc se propageant en champ libre peut être trouvée dans la littérature, de sorte que leur comportement est maintenant bien connu. Des méthodes analytiques, empiriques ou numériques ont été développées pour prédire le champ de pression généré par la détonation d'un explosif en champ libre. Toutefois, il y a très peu de données disponibles en littérature ouverte sur les explosions en milieu confiné et les outils développés en champ libre ne peuvent s'y appliquer ou sont limités. Bien plus d'informations peuvent être trouvées sur les configurations semi-confinées comme les tunnels (Schelinski-Glück, 1993) ou les zones urbaines (Ripley, 2004) et peuvent fournir une idée du comportement des ondes de choc en milieu confiné. L'utilisation des simulations numériques est également limitée dans les environnements confinés à géométrie complexe pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il est nécessaire de disposer d'un maillage très fin afin d'avoir une représentation précise des phénomènes qui sont étudiés en particulier en raison des multiples réflexions rencontrées en espace clos. De plus, la complexité de la géométrie impose souvent de conduire les simulations numériques en 3D pouvant mener à des temps de calculs prohibitifs. Les quelques auteurs qui ont évalué le comportement des ondes de choc en milieu confiné ont fréquemment recours aux techniques de visualisation comme la photographie Schlieren (Reichenbach, 2000).

Ce mémoire est composé de sept chapitres.

Le chapitre I présente un bref rappel de la problématique des explosions en milieu confiné et des notions de propagation des ondes de choc en milieu aérien, ainsi qu'un état de l'art sur les démarches d'analyse de la propagation des ondes de choc et sur les interactions choc-structure.

Le chapitre II précise la conception et le fonctionnement du montage expérimental qui se compose d'un amorçage, d'un système de génération de la charge explosive, d'une chaîne de mesures, d'une maquette modulable et d'un plan d'essais. La détonation est générée par une charge gazeuse hémisphérique d'un mélange propane-oxygène stœchiométrique. Plusieurs essais à échelle réduite ont été réalisés à l'aide de la maquette modulable, représentative d'un bâtiment pyrotechnique de plein pied, composé de quatre pièces alignées et reliées entre elles par un couloir. Quatre configurations, faisant varier différents paramètres de la maquette modulable, ont été évaluées dans ces travaux.

Le chapitre III décrit la démarche de l'étude avec les méthodes d'analyses utilisées en champ libre et en milieu confiné et l'outil de simulation numérique utilisé.

Le chapitre IV s'intéresse à l'effet de la variation du volume des cellules sur l'évolution de certains paramètres de l'onde de choc et couvre deux configurations de la maquette.

Le chapitre V est consacré à l'étude de l'influence de la variation du degré d'ouverture de la cellule émettrice, cellule dans laquelle est générée la détonation, ou d'une cellule réceptrice sur la propagation des ondes de choc dans la structure.

La dernière configuration étudiée est présentée dans le chapitre VI. Elle a pour but d'évaluer l'effet de la présence de chicanes sur la propagation des ondes de choc dans le système multi-chambres.

Enfin, dans le chapitre VII, les zones d'effets déterminées à l'aide des lois prédictives pour la surpression maximale établies dans ce travail sont comparées à celles estimées à l'aide des simulations numériques.

CHAPITRE I

Problématiques des ondes de choc en milieu confiné

I.1. Introduction

I.1.1. Contexte de l'étude

La sécurité des biens et des personnes est, de nos jours, une préoccupation première, en particulier lorsque les explosifs sont concernés. Ces menaces explosives peuvent être de nature accidentelle ou intentionnelle. Afin de répondre à ces exigences sécuritaires, il est nécessaire de pouvoir prédire de façon précise le comportement d'une onde de choc se propageant à l'intérieur ou à l'extérieur d'un bâtiment. Une importante quantité d'information sur les ondes de choc se propageant en champ libre peut être trouvée dans la littérature, de sorte que leur comportement est maintenant bien connu. Toutefois, il y a très peu de données disponibles en littérature ouverte sur les explosions en milieu confiné et les outils développés en champ libre ne peuvent s'y appliquer ou sont limités.

Dans ces travaux, la propagation des ondes de choc dans un espace confiné à géométrie complexe est analysée.

Plusieurs essais à petite échelle ont été effectués à l'aide d'une maquette modulable composée de quatre pièces reliées entre elles par un couloir et représentative d'un atelier pyrotechnique.

I.1.2. Rappel des notions de propagation des ondes de choc en milieu aérien

Une onde de choc en milieu aérien est représentée par une discontinuité d'épaisseur négligeable Σ (pression (P), vitesse (u), masse volumique (ρ)) se propageant dans le fluide. Cette discontinuité sépare le milieu en deux états, un état en amont du choc correspondant à l'état initial du gaz (gaz frais, indice 0) et un état en aval du choc (gaz choqué, indice 1) qui a subi une compression au passage de l'onde de choc (Figure I.1.1). En se plaçant dans le repère lié à la discontinuité, la vitesse relative des gaz w est donnée par la différence entre la célérité de l'onde de choc (D) et la vitesse absolue (u).

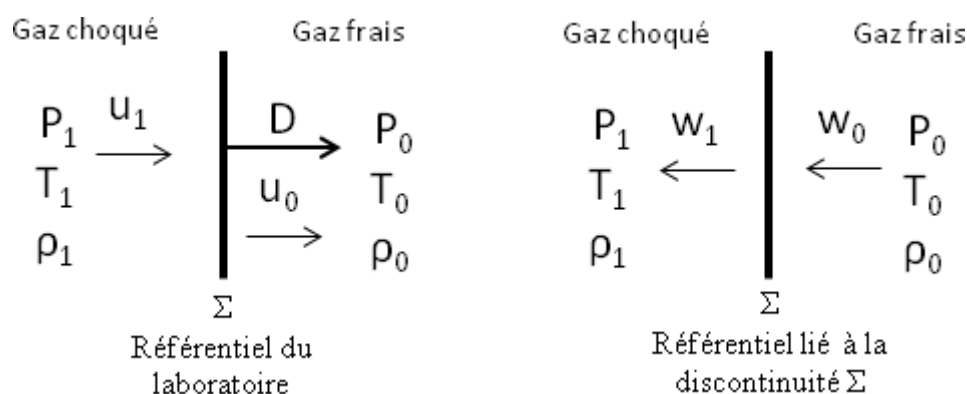


Figure I.1.1 : Représentation schématique du passage d'une onde de choc droite se propageant dans un fluide

L'état aval se déduit de l'état amont à l'aide des équations de conservation et des lois thermodynamiques.

À travers une discontinuité stationnaire (D est constante), en supposant l'écoulement monodimensionnel et adiabatique, les gaz parfaits et non visqueux, les équations de conservation s'expriment sous la forme :

- Conservation de la masse

$$\rho_0 w_0 = \rho_1 w_1$$

En supposant les gaz frais initialement au repos ($u_0 = 0$), cette équation devient :

$$\rho_0 D = \rho_1 (D - u_1) \quad (\text{I.1.1})$$

- Conservation de la quantité de mouvement

$$P_0 + \rho_0 w_0^2 = P_1 + \rho_1 w_1^2 \quad (\text{I.1.2})$$

- Conservation de l'énergie

$$h_0 + \frac{w_0^2}{2} = h_1 + \frac{w_1^2}{2} \quad (\text{I.1.3})$$

Les relations de Rankine-Hugoniot, établies à partir des équations de conservation présentées ci-dessus, permettent d'exprimer les paramètres du milieu en aval d'une onde de choc droite (gaz choqué, indice 1) à partir du nombre de Mach M_0 de l'onde incidente et des paramètres du milieu en amont du choc (gaz frais, indice 0).

Le nombre de Mach de l'onde de choc est le rapport entre la célérité de l'onde de choc (D) et la vitesse du son du milieu dans lequel elle se propage (a_0).

En supposant les gaz comme parfaits avec $\gamma_0 = \gamma_1$, le rapport des pressions est donné par:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M_0^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} \quad (\text{I.1.4})$$

Le rapport des masses volumiques est obtenu par :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2} \quad (\text{I.1.5})$$

Le rapport des températures s'exprime sous la forme :

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{2\gamma M_0^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{(\gamma - 1)M_0^2 + 2}{(\gamma + 1)M_0^2} \quad (\text{I.1.6})$$

La vitesse absolue dans le milieu choqué est :

$$u_1 = \frac{-2w_0}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M_0^2} \right) \quad (\text{I.1.7})$$

I.2. Démarches d'analyse : état de l'art

I.2.1. Méthodes empiriques ou semi-empiriques

Il existe trois types de méthodes possibles pour prévoir les effets d'un choc sur une structure sans recourir à l'expérience (Remennikov, 2003) : les méthodes empiriques (ou analytiques), semi-empiriques ou numériques. Les méthodes empiriques sont très employées et fournissent des valeurs de référence. Elles sont exposées dans plusieurs manuels techniques de dimensionnement.

Plus particulièrement, le TM5-1300, développé par l'armée américaine et publié en 1990, est un des manuels les plus utilisés. Il est disponible aussi bien pour le civil que le militaire pour la conception de structures résistantes aux effets de souffle générés par une explosion. Trois types d'explosions sont pris en compte dans cet ouvrage. Les explosions aériennes en champ libre pour lesquelles le sol n'amplifie pas le choc avant interaction avec la structure cible, les explosions aériennes où le sol amplifie le choc (onde de Mach) et les explosions au sol pour lesquelles la détonation se produit au niveau du sol.

Le TM5-855, autre manuel de l'armée américaine, s'intéresse, quant à lui, aux effets des ondes sur différentes structures en se basant sur une approche simplifiée qui suppose que toute la structure subit le chargement en même temps. Une méthodologie permettant d'estimer le chargement généré par le souffle d'une explosion sur un bâtiment de plusieurs étages y est également présentée.

Enfin, CONWEP est un code semi-empirique basé sur les équations de Kingery et Bulmash (1984) présentées dans le TM5-855, mais propose une approche de la décroissance du chargement plus réaliste en utilisant l'équation de Friedlander.

Cependant, selon Remennikov (2003), la simulation numérique est le seul moyen de déterminer le chargement en pression d'une structure de façon précise.

I.2.2. Expériences à petite échelle

Les essais à petite échelle présentent de multiples avantages. En effet, comme le précise Reichenbach (2002), le coût est faible, des méthodes précises de laboratoire peuvent être appliquées, les conditions d'essais sont bien contrôlées et indépendantes de la météorologie, la reproductibilité des conditions de test est facilement garantie et il est facile de mettre en place des études paramétriques et de faire aisément varier les dimensions géométriques des structures étudiées. C'est pourquoi de nombreuses études y ont recours telles que celles de Reichenbach (2001 et 2002), Neuwald (2002), Trimoulet (1998), Smith (1998, 2000 et 2004), Ripley (2004), Miura (2004) ou encore Cheval (2008).

Un autre avantage des essais à petite échelle pour la détonation, au niveau de la sécurité et de la facilité de mise en œuvre, est la faible masse d'explosifs nécessaire avec par exemple des charges de 0,2 g à 0,5 g de PETN utilisées par Reichenbach (2002). Ces charges peuvent se présenter soit sous formes cylindriques avec amorçage axial, central ou facial, soit sous forme sphérique. La pentrite en

poudre est dissoute dans un mélange de nitrocellulose et d'acétone puis le mélange est directement appliqué sur l'amorce pour lui donner la forme voulue (Figure I.2.1).

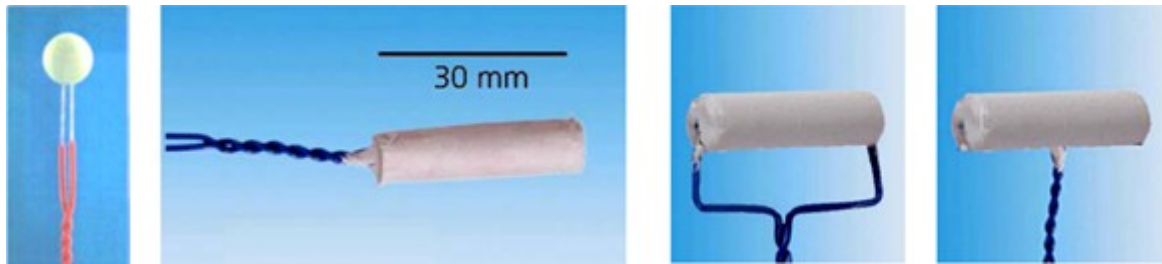


Figure I.2.1 : Charges de pentrite sphérique et cylindriques (Reichenbach, 2002)

De plus, des lois de similitude, souvent basées sur l'énergie, comme celles d'Hopkinson (Figure I.2.2), fréquemment rencontrées dans la littérature (Trimoulet (1998), Ripley (2004) ou Cheval (2008), par exemple), permettent de faire le lien entre les effets d'une détonation lors d'essais à petite échelle et les effets à échelle 1.

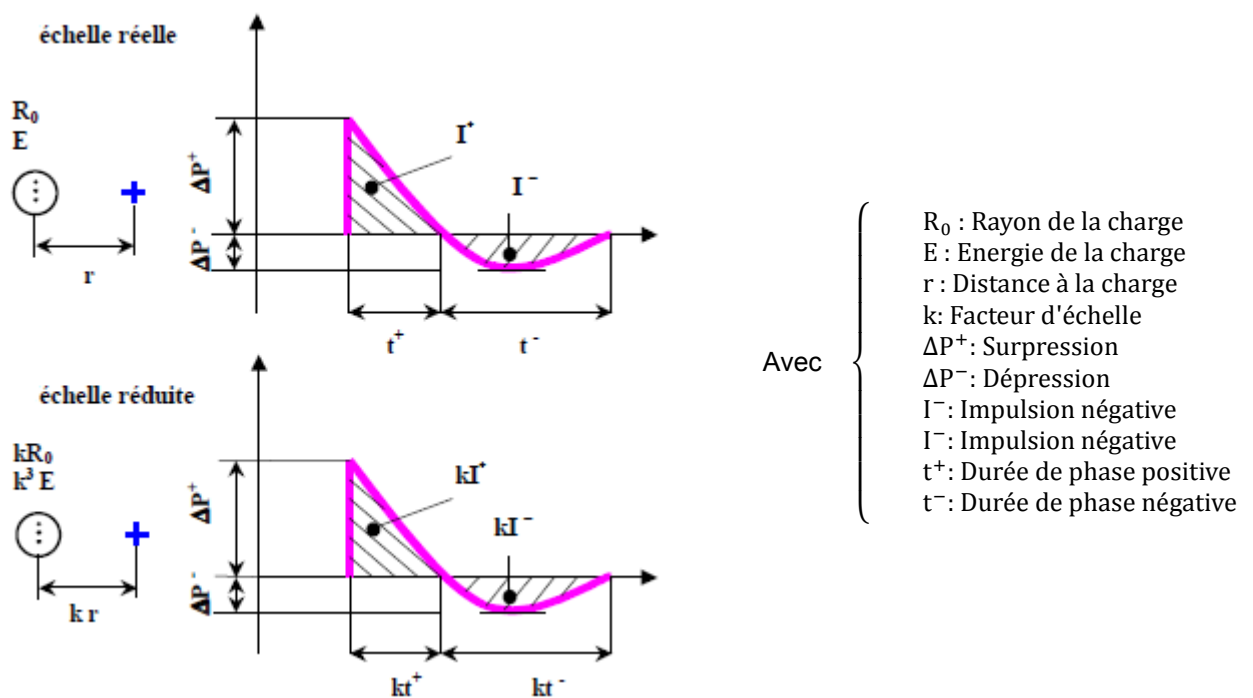


Figure I.2.2 : Similitude d'Hopkinson (Hopkinson, 1915)

Toutefois, Ripley (2004) précise qu'elles ne sont applicables que pour des distances à partir desquelles la masse de la charge peut-être négligée devant la masse d'air mise en mouvement par l'onde de choc, c'est-à-dire au moins au-delà de la zone d'expansion de la boule de feu.

Dans les expériences de Ripley (2004), la charge qui consiste soit en un cube de 50 g de C4 (explosif plastique constitué de 91% de RDX, 2% de liant, 5% de plastifiant et 2% d'additifs), soit en une sphère de 58 g de nitrométhane sensibilisé (en ajoutant une faible quantité d'amine au nitrométhane,

celui-ci devient plus sensible au choc, il est alors dénommé nitrométhane sensibilisé) est mise à hauteur de la table et à une distance de 1,07 m du centre de la cible, soit hors de la table, pour la réalisation d'essai à l'échelle 1/24^e de propagation d'ondes de chocs au milieu de bâtiments. Le plan de la table coupe la charge en son milieu, dirigeant ainsi seulement la moitié de l'énergie de détonation vers la cible.

À titre d'exemple, dans le contexte de notre étude sur les ondes de choc en milieu confiné, citons les expériences réalisées par le CEA et le laboratoire PRISME (Trimoulet, 1998) qui utilisent pour maquette une boîte fixée à la table par quatre vis sur une plaque en aluminium et un vérin pour fermer la boîte. Les parois de la boîte sont équipées de fenêtres en plexiglas pour permettre la visualisation. L'objectif est de valider, par l'expérience, une simulation numérique réalisée à l'aide d'un code CEA pour l'étude d'une explosion en milieu confiné (3 à 7 kg de TNT dans une salle de 6*8*10 m³). Pour ce faire, les essais ont été effectués à l'échelle 1/20^e avec la mesure des pressions incidentes et réfléchies issues de la détonation d'un mélange H₂ + O₂ confiné dans des bulles de savon hémisphériques à trois richesses différentes. Les erreurs de mesures sont évaluées à 10%.

I.2.3. Métrologie

Plusieurs types de capteurs de pression sont utilisés lors d'essais en milieu confiné dans la littérature avec en majorité des capteurs Kistler 603B (Reichenbach (2002), Smith (1998 et 2004), Miura (2004), Cheval (2008) ou Trimoulet (1998), par exemple) et Kistler 601 (Smith, 1998) ou des capteurs PCB (Mainiero (1996), Lefrançois (2004)). Cheval (2008) a également utilisé des capteurs Endevco 8510B et 8510C en complément des capteurs Kistler 603B pour des gammes de pression plus faibles sur un banc d'essai à petite échelle. Les capteurs Kistler 601 et 603B ainsi que les capteurs Endevco 8510B et 8510C sont des capteurs piézo-résistifs et les capteurs PCB sont des piézo-électriques à électronique intégrée.

Les amplificateurs associés aux capteurs Kistler 603B sont des Kistler 5007 (Smith, 1998) ou 7017M (Smith, 2004). Les chaînes d'acquisition utilisées sont Nicolet 420 à 1MHz et 12 bits pour Smith (1998 et 2004) ou des chaînes à 1MHz et 16 bits (Cheval, 2008, Silvestrini, 2009).

Le dispositif d'essais proposé par Reichenbach (2002) permet la visualisation par ombroscopie de la propagation de l'onde de choc même dans la boule de feu. Plusieurs phénomènes peuvent être observés en commençant par l'effet de l'altitude de détonation sur la propagation de l'onde de choc avec des charges sphériques et cylindriques. L'influence de la rugosité de la paroi (lisse ou poreuse) et de couches de gaz différentes de l'air ambiant (air chaud ou froid, gaz différents) sur la propagation de l'onde a également été étudiée. On peut ainsi visualiser une diminution de la vitesse de propagation de l'onde dans un milieu plus dense que l'air, ici du fréon, et son augmentation dans un milieu moins dense, l'hélium dans ce cas.

Pour l'étude en milieu confiné multi-chambres, les parois de la maquette, d'épaisseur 10 mm, sont en Makrolon afin de permettre la visualisation par ombroscopie.

Miura (2004) utilise l'interférométrie holographique à double exposition. Ceci consiste au passage d'un laser à travers l'expérience qui est ensuite envoyé sur un film holographique sur lequel est superposée la référence laser. La reconstruction de l'image se fait par réexposition à un laser.

I.2.4. Simulation numérique

Seule la simulation numérique permet de prédire le chargement en pression d'une structure de façon précise à condition que le code soit validé par l'expérience. Pour ce faire, la littérature fait référence à divers codes et schémas numériques. La mise en équations du problème avec le choix des modèles pour représenter les divers éléments du système est tout aussi importante. Enfin, ces calculs étant souvent très lourds et coûteux en temps processeur, plusieurs méthodologies ont été développées afin de réduire le temps de calcul et analyser les résultats des simulations.

I.2.4.1. Codes de calculs

Les codes commerciaux comme Autodyn (Remennikov (2003), Fairlie (2000)) et LS-Dyna (Van Doormaal, 2004) permettent des résolutions 3D avec un couplage Euler-Lagrange ce qui permet de gérer à la fois la propagation d'un flux et le déplacement d'une structure, en prenant en compte leur interaction. Il existe également des codes plus spécifiques comme EBlast (Smith, 2004) qui se sert de facteurs numériques pour représenter le confinement, Air3D (Remennikov, 2005) qui utilise un solveur du 2nd ordre en temps et espace sans ajouter explicitement de viscosité numérique. Le code CFX (Sklavounos, 2004 et 2006) est basé sur les schémas numériques "first order upwind differencing schemes et first and second order backward Euler" en volume fini. Il s'agit également d'une résolution couplée fluide-structure avec la convergence assurée par la minimisation du carré des résidus. D'autres codes tels PAM-FLOW et PAM-CHOC (Autrusson, 2002) sont utilisés respectivement pour la propagation de l'onde de choc et pour la structure. La plupart de ces codes peuvent avoir recours à un maillage adaptatif raffinant le maillage sur les zones de plus fort gradient afin de limiter le nombre de cellules du modèle. (Autrusson, 2002 et 2003)

Certains auteurs développent des schémas numériques propres qui fonctionnent de façon autonome ou sont ensuite intégrés dans d'autres codes.

Alia (2006) présente une simulation numérique ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) multi-matériaux qui est implémentée dans un code de dynamique explicite pour pouvoir gérer les fluides. Dans une simulation ALE multi-matériaux, chaque élément du maillage peut avoir plusieurs matériaux à la différence d'un maillage élément fini. Dans le cas particulier de la simulation multi-matériaux eulérienne, la grille est fixe. Il y a trois phases de calcul, un calcul lagrangien où le maillage suit la matière, puis le calcul et la cartographie des frontières entre matériaux et enfin le remaillage aux coordonnées originales. Cette méthode a deux applications, la détonation aérienne en champ libre ou la réflexion sur un mur. Liang et al. (2002) proposent un solveur volume fini Runge Kutta du 4^{ème}

ordre en temps avec un schéma pondéré essentiellement non oscillatoire (Weighted Essentially Non-Oscillatory, WENO) du 5^{ème} ordre en espace. Le WENO permet de résoudre correctement les problèmes de forts gradients et les discontinuités sans avoir besoin d'un maillage adaptatif ou trop fin. Quant à Baum et al. (1994), ils présentent une simulation numérique avec une approche 2D et une grille non-structurée. Ils utilisent un maillage adaptatif dont le raffinement ou l'élargissement se fait à l'aide d'un algorithme développé lors de cette étude. Benselama (2010) présente une méthode pour estimer des dégâts sur une structure via l'approche théorique du simple degré de liberté. La simulation utilise la méthode des volumes finis et un maillage cartésien. Les équations de Navier-Stokes sont résolues sans diffusion visqueuse ou thermique, qui est prise en compte en ajoutant un terme source aux équations de transport. Le schéma numérique de résolution est du 2nd ordre en temps et en espace.

Le code Hull utilise les équations d'Euler, une loi de comportement pour chaque matériau et une équation d'état (JWL pour les produits de détonation). La validité du code est vérifiée par la comparaison des simulations avec des résultats expérimentaux extraits de la littérature sur le cas de la détonation d'une sphère en champ libre (Parmentier, 1991).

Jiang (2009) a recours à la méthode "Immersed Boundary Method" (IBM) alliée à un solveur du second ordre pour simuler l'interaction entre une onde de choc et un cylindre. Cette méthode consiste à définir un objet par son interaction avec le milieu dans lequel elle est intégrée à l'aide de conditions limites. L'IBM présente l'avantage de permettre d'intégrer n'importe quelle géométrie, traditionnellement définie par un maillage lagrangien, dans un maillage eulérien sans en réduire sa précision et également d'éviter d'avoir à gérer un couplage Euler-Lagrange. Plus précisément, dans ce cas-ci, Jiang emploie la méthode GBCM (Ghost Body-Cell Method) pour construire cette interaction. La GBCM consiste à construire une cellule fantôme image d'un point réel de l'obstacle que l'on introduit dans le domaine. Elle est réfléchi symétriquement par rapport à la frontière via les équations suivantes (Éq. (I.2.1)) :

$$\begin{aligned}
 P_G &= P_i - \rho_i \frac{\tilde{u}_i^2}{R} \Delta n \\
 \rho_G &= \rho_i \left(\frac{P_i - 1}{P_i} \right)^{1/\gamma} \\
 \tilde{u}_G^2 &= \tilde{u}_i^2 + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{P_i}{\rho_i} - \frac{P_G}{\rho_G} \right) \\
 \tilde{v}_G &= -\tilde{v}_i
 \end{aligned}
 \tag{I.2.1}$$

Où l'indice i qualifie le point image correspondant au point fantôme G (Figure I.2.3), $\tilde{u}$ et $\tilde{v}$ sont les composantes tangentielle et normale de la vitesse au point frontière A , R est le rayon de courbure de la frontière et Δn la distance entre le point G et le point image. Quand le point image ne coïncide pas avec un point intérieur, il est interpolé à partir des quatre points intérieurs qui l'entourent.

Cette technique donne une bonne corrélation avec les expériences pour capter la diffraction des ondes sur un obstacle (Figure I.2.4).

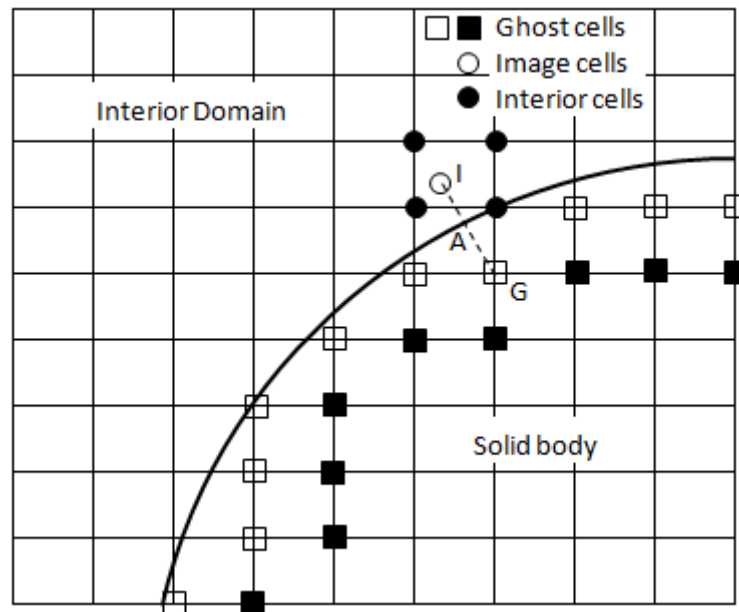


Figure I.2.3 : Schéma des points fantômes G et images I (Jiang, 2009)

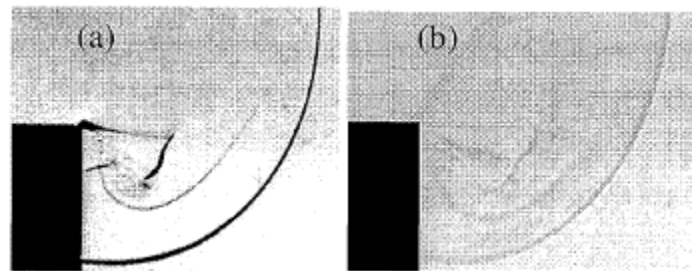


Figure I.2.4 : Comparaison entre une photo expérimentale prise par ombroscopie (a) et la simulation numérique (b) de la diffraction d'une onde de choc par un obstacle (Jiang, 2009)

I.2.4.2. Modèles

L'explosif peut-être modélisé de deux façons, soit par un explosif avec un dégagement d'énergie constant, soit par un ballon de gaz chaud dans l'état Chapman-Jouguet (CJ) délimité par une membrane fictive. Les gaz peuvent ensuite suivre la loi Jones Wilkins Lee (JWL) (Éq. (I.2.2)) ou la loi des gaz parfaits mais cette dernière surestime les surpressions et est plus chère en coût de calcul (Benselama, 2009). De nombreux auteurs ont recours à ces équations d'état pour modéliser l'explosif ou les autres gaz du modèle tels que Remennikov (2003), Autrusson (2002 et 2003) ou Benselama, (2009).

$$P(\rho, e) = A \left(1 - \frac{\omega}{R_1} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right) \exp \left(-R_1 \frac{\rho}{\rho_0} \right) + B \left(1 - \frac{\omega}{R_2} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) \right) \exp \left(-R_2 \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \omega(e - e_0) \quad (\text{I.2.2})$$

où P est la pression dans les produits de détonation, ρ la masse volumique,

e l'énergie interne des produits de détonation et A, B, R_1, R_2 et ω des constantes ajustables

Tableau I.2.1 : Paramètres JWL du TNT

Énergie spécifique e_0 ($\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$)	Masse volumique ρ_0 ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	A (10^{11} Pa)	B (10^9 Pa)	R_1	R_2	ω
4870	1580	3,73	3,74	4,15	0,90	0,35

En ce qui concerne les structures, les conditions aux limites aux parois peuvent être exprimées à l'aide de formules empiriques (Sklavounos, 2004) et murs et sol peuvent être représentés comme des surfaces rigides indéformables et parfaitement réfléchissantes (Fairlie, 2000).

Les tourbillons sont générés en partie par la baroclinicité du fluide, c'est à dire le non-alignement des gradients de pression et de densité, qui peut être prédit par un code non-visqueux. Toutefois, la partie visqueuse du tourbillon est négligée (Baum, 1994). Cette hypothèse peut être valable dans le cas où la vitesse n'est pas élevée.

Afin de faciliter les calculs (modèle axisymétrique), l'architecture d'une pièce (espace parallélépipédique avec porte et fenêtres) peut être traitée en géométrie 2D axisymétrique, ce qui revient à l'assimiler à un cylindre. Les fuites par les portes et les fenêtres sont alors prises en compte en appliquant des conditions limites particulières aux extrémités. Les autres frontières de la pièce, qui ne contiennent ni porte ni fenêtre, sont supposées indéformables de même que les cloisons à l'intérieur de la pièce. Toutefois, cette méthode présente l'inconvénient de forcer la convergence des ondes sur l'axe de symétrie et donc de donner, sur cet axe, des niveaux de pression supérieurs à la réalité (Parmentier, 1991).

Toujours dans le même souci de limiter le temps de calcul, on peut considérer que l'onde de choc générée par une charge rectangulaire est quasi-sphérique avant son interaction avec la cible (Ripley, 2004). L'explosif, quant à lui, est modélisé comme un ballon de gaz chaud à la densité de 1600 kg/m^3 .

Lors d'une simulation numérique en 2D, le mécanisme principal de redistribution d'énergie entre les turbulences de petite et de grande échelles est inhibé (Marra, 1999). Cependant, l'auteur émet l'hypothèse que le mécanisme principal de dissipation d'énergie, lors de la propagation d'une onde de choc dans un tunnel avec obstacles, est lié à l'interaction entre choc et obstacles. Ceci lui permet d'estimer que les résultats de cette simulation par rapport au cas 3D ne seront pas significativement différents.

I.2.4.3. Méthodologie

Afin de garantir une bonne précision, la taille du maillage (Δx^{3D}) doit être inférieure au dixième de l'ordre de grandeur de la taille de l'onde de choc. Soit, en considérant que la charge est sous forme sphérique, M_c la masse de l'explosif et ρ la masse volumique de l'explosif:

$$\Delta x^{3D} \leq \frac{1}{10} \frac{\sqrt[3]{M_c}}{\sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}\rho}} \quad (I.2.3)$$

Le pas de temps s'exprime quant à lui sous la forme décrite par l'équation (I.2.4). Toutefois cela donne un pas de temps et des mailles de très petites dimensions ce qui nécessite un ordinateur puissant et beaucoup de temps calcul (Benselama, 2010). En prenant par exemple une charge de 1 kg de TNT ($\rho = 1600 \text{ kg/m}^3$), la maille doit être inférieure à 5,3 mm, soit un pas de temps de 3 μs en prenant un CFL de 0,9, une vitesse de 1500 m/s et 340 m/s pour la vitesse du son.

$$\Delta t = CFL \times \min \left(\frac{\Delta x^{3D}}{(\|\mathbf{u}\| + a)} \right) \quad (I.2.4)$$

où $\mathbf{u}$ est le vecteur vitesse, a la vitesse du son et CFL la condition de Courant, Friedrichs et Lewy, (Benselama, 2010)

C'est pourquoi la majorité des simulations 3D utilisent une méthodologie particulière afin de réduire le temps de calcul comme celles proposées par Remennikov (2003 et 2005), Ripley (2004), Autrusson (2002), Fairlie (2000) et Benselama (2009 et 2010). Dans un premier temps, une simulation 1D s'appuyant sur la symétrie sphérique de l'onde dans les premiers instants (tant qu'elle n'a pas rencontré d'obstacles) est effectuée. Il est alors possible de passer soit à une simulation 2D (du sol à la structure) puis en 3D (interaction choc-structure), soit directement en 3D à partir du champ de pression précédemment calculé et ce quel que soit le code employé. Le passage de la simulation 1D à 2D ou 3D se fait à l'aide d'une technique de remaillage adaptée ("chord mean value" par exemple, Benselama, 2009). L'approche mixte 1D-3D permet de fortement réduire le temps de calcul par rapport à un cas 3D complet grâce à l'augmentation du pas de temps dans la phase 1D. Hillier (1991) se sert d'une autre approche en faisant évoluer la frontière de son domaine de calcul. Celle-ci est avancée de façon continue devant le front de la zone de perturbation pour limiter les calculs inutiles dans les zones au repos. Une méthode assez similaire pouvant être appliquée lorsque la situation s'y prête est de séparer son maillage en plusieurs domaines qui sont activés au fur et à mesure que les ondes de pressions y parviennent. Ce que propose Sinha (2010) dans son système multi-chambres.

Un autre moyen de réduire le temps de calcul est d'avoir recours à un maillage adaptatif, ce qui n'est pas incompatible de l'approche mixte 1D-3D. Ce type de maillage fait appel à un algorithme de raffinement-élargissement de mailles basé sur des critères physiques. Baum et al (1994) présentent une simulation numérique basée sur une approche 2D et une grille non-structurée avec l'utilisation

d'un maillage adaptatif. L'adaptation du maillage se fait sur le gradient de pression lié au choc à l'aide d'un algorithme développé lors de cette étude. L'indication d'erreur est adaptée pour éviter de favoriser les chocs forts car ce sont les chocs faibles qui sont étudiés ici. Plus précisément, elle est adimensionnée et bornée. Cela permet également de contrôler plusieurs paramètres critiques simultanément, comme la densité et la turbulence, afin d'éviter les divergences. Deux seuils sont utilisés, un seuil bas en-deçà duquel on élargit le maillage et un seuil haut au-delà duquel on raffine. L'indication d'erreur sur la densité permet une évolution du maillage tous les sept pas. Le raffinement est limité à un seul raffinement par changement de maillage, par la taille minimale d'une cellule et à un maximum de cinq raffinements par cellule.

Toujours dans le même esprit de réduction du temps de calcul, il est possible de ne représenter qu'une partie du domaine en s'appuyant sur les symétries de l'expérience (Fairlie, 2000). Le maillage est raffiné dans les zones d'intérêt et s'élargit en s'éloignant.

Deux types de simulations sont envisageables, couplée (Euler, volume fini pour l'air et Lagrange, élément fini pour le bâtiment) ou découplée (idem pour l'air et bâtiment rigide). La modélisation en découplée permet d'obtenir de bons résultats si l'hypothèse que le bâtiment n'absorbe pas d'énergie est respectée. Ainsi, dans le cas où le bâtiment a une surface vitrée détruite lors de l'événement, on surestime les effets de pression sur le mur (Remennikov, 2005). De même, pour prendre en compte les dommages sur un bâtiment et la projection de fragments, il est nécessaire d'utiliser le couplage Euler-Lagrange (Fairlie, 2000). Lors d'une simulation couplée, différents types d'éléments sont utilisés pour mailler le domaine fluide et le domaine solide. Il peut alors être judicieux d'utiliser des éléments intermédiaires pour faire la liaison entre les deux domaines. Ainsi, dans la simulation de Sklavounos (2004), le domaine est rempli avec des cellules tétraédriques, les parois sont maillées avec des cellules triangulaires et un maillage hybride tétraèdres et prismes fait la liaison entre les parois et le reste du domaine pour un meilleur résultat.

Enfin, afin de vérifier la qualité du maillage, l'influence de plusieurs paramètres est évaluée. Tout d'abord la position des frontières du domaine, en les faisant bouger vers le centre du maillage jusqu'à ce que le calcul diverge puis le raffinement du maillage en validant un point de calcul non affecté par des phénomènes complexes avec des méthodes empiriques (Remennikov, 2005).

I.2.4.4. Comparaison simulation-expérience

Afin de valider la simulation, les résultats sont bien souvent comparés à ceux obtenus par l'expérience ou d'autres simulations (Ripley (2004), Sklavounos (2004), Alia (2006), Liang, (2002), Baum (1994), Benselama, (2009)).

Baum et al. (1994) utilisent une approche 2D pour mettre en évidence la diffraction de l'onde de choc dans un cas complexe. Comme il s'agit d'une approche 2D, les effets 3D liés à la géométrie étudiée sont totalement ignorés. Cependant, la comparaison de la simulation avec des expériences en tube à

choc montre une bonne adéquation entre les résultats de la simulation 2D et l'expérience 3D (tube large donc pas d'effets de bord).

La comparaison de la simulation numérique ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) donne une bonne approximation des résultats avec un écart relatif en temps d'arrivée et pic de pression de 2% par rapport à l'expérience pour le champ libre et de 8% pour le mur (Alia, 2006).

De façon générale, il est important de conserver à l'esprit que lors de la comparaison de l'expérience avec la simulation numérique, si l'on ne s'attache qu'aux points de mesures, il peut apparaître d'importants écarts qui peuvent être liés à l'influence d'un facteur local et non représentatif du phénomène d'ensemble. Aussi, la comparaison est de bien meilleure qualité si les champs de pression issus de la simulation sont comparés avec les graphes pris en ombroscopie (Reichenbach, 2002).

I.3. Interaction choc-structure : état de l'art

I.3.1. Réflexion

Lors de la réflexion d'une onde de choc, le milieu soumis à un choc peut être considéré comme un milieu continu Newtonien, ce qui revient à dire que l'équilibre thermodynamique local est maintenu partout dans le matériau (Hornung, 1986). Ceci mène à considérer que l'épaisseur du choc est négligeable et est assimilable à une surface de discontinuité qui ne conserve pas l'équilibre thermodynamique.

Les relations de Rankine-Hugoniot, établies à partir des équations de conservation, permettent de lier les paramètres du milieu en amont (gaz frais, indice 0) et en aval (gaz choqué, indice 1) du choc (Éq. (I.3.1)-(I.3.4)) (Kinney, 1962) :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2 \sin^2 \alpha}{2 + (\gamma - 1)M_0^2 \sin^2 \alpha} \quad (\text{I.3.1})$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{[2\gamma M_0^2 \sin^2 \alpha - (\gamma - 1)]}{(\gamma + 1)} \quad (\text{I.3.2})$$

$$M_1^2 \sin^2(\alpha - \theta) = \frac{[\gamma + 1 + (\gamma - 1)(M_0^2 \sin^2 \alpha - 1)]}{[\gamma + 1 + 2\gamma(M_0^2 \sin^2 \alpha - 1)]} \quad (\text{I.3.3})$$

$$\tan \theta = \tan \alpha \frac{M_0^2 \cos^2 \alpha - \cot^2 \alpha}{1 + \frac{1}{2}M_0^2(\gamma + \cos 2\alpha)} \quad (\text{I.3.4})$$

Où α est l'angle d'incidence du choc et θ l'angle de déflexion, M_0 le nombre de Mach en amont et M_1 en aval du choc et γ le rapport des chaleurs spécifiques (Figure I.3.1).

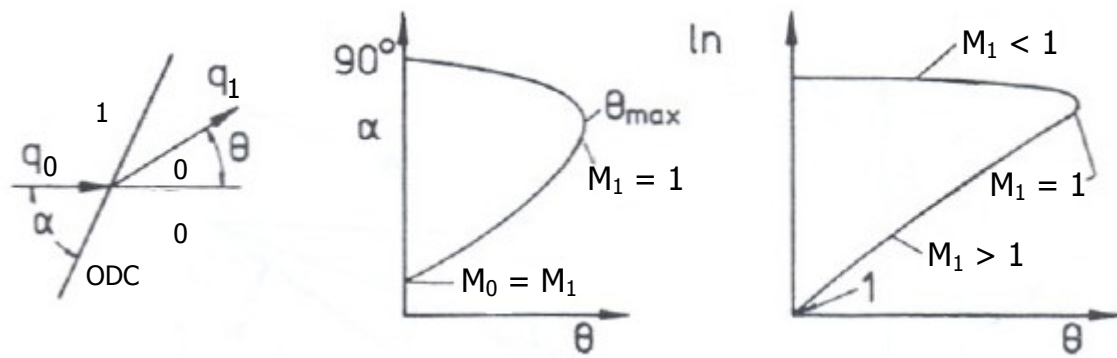


Figure I.3.1 : Réflexion d'une onde de choc : schéma de définition (gauche), polaire dans le plan (θ, α) avec M_0 et γ constants (centre) et polaire dans le plan (θ, P) avec M_0 et γ constants (droite), (Hornung, 1986)

Le coefficient de réflexion ($Cr = \frac{P_r}{P_i}$) d'une onde de choc est défini par le rapport entre la pression réfléchie P_r et la pression incidente P_i . Il dépend de P_i , de la nature de la réflexion, donc de l'angle d'incidence et de la forme de la surface réfléchissante. Sur un mur droit, le coefficient de réflexion est maximal si $P_i < 2$ bar dans le cas d'une réflexion de Mach, ou si $P_i > 2$ bar dans le cas d'une réflexion normale à la surface (Figure I.3.2).

Gebbeken (2010) évalue l'influence de la géométrie sur la réflexion en considérant quatre sections, une circulaire, une carré, une losange et une rectangulaire situées face à la direction de propagation. En moyenne, sur l'ensemble des obstacles, l'impulsion maximale est obtenue pour le rectangle tandis que le cercle présente le chargement le plus faible. De plus, la direction de l'onde de choc n'a pas d'effet pour cette section contrairement aux trois autres (Figure I.3.3). Quatre façades différentes sont également testées, trois de forme parabolique et une droite. C'est la forme parabolique qui donne les meilleurs résultats quant à la réduction du coefficient de réflexion (Figure I.3.4). En conséquence, la forme de l'obstacle a une forte influence sur la réduction du chargement subie par la structure.

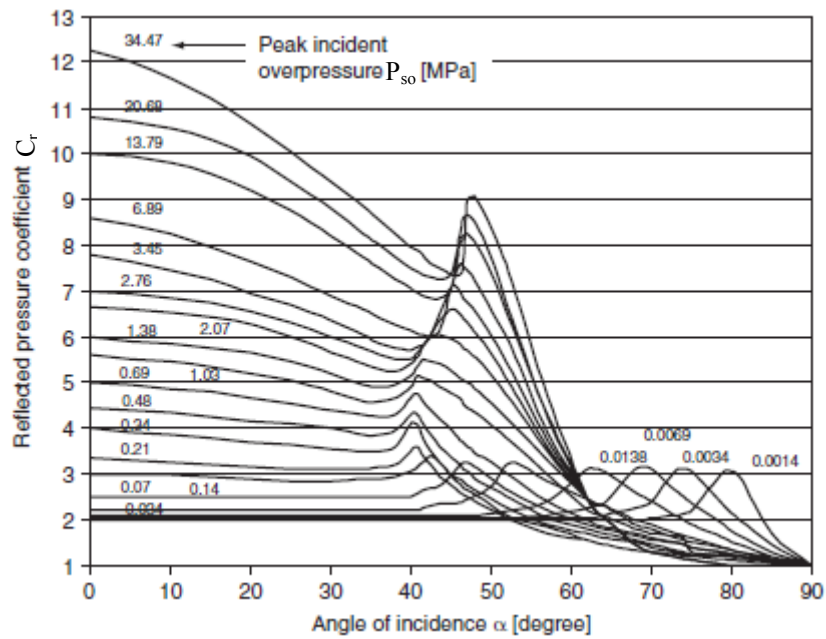


Figure I.3.2 : Évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence α et de la pression incidente (Gebben, 2010)

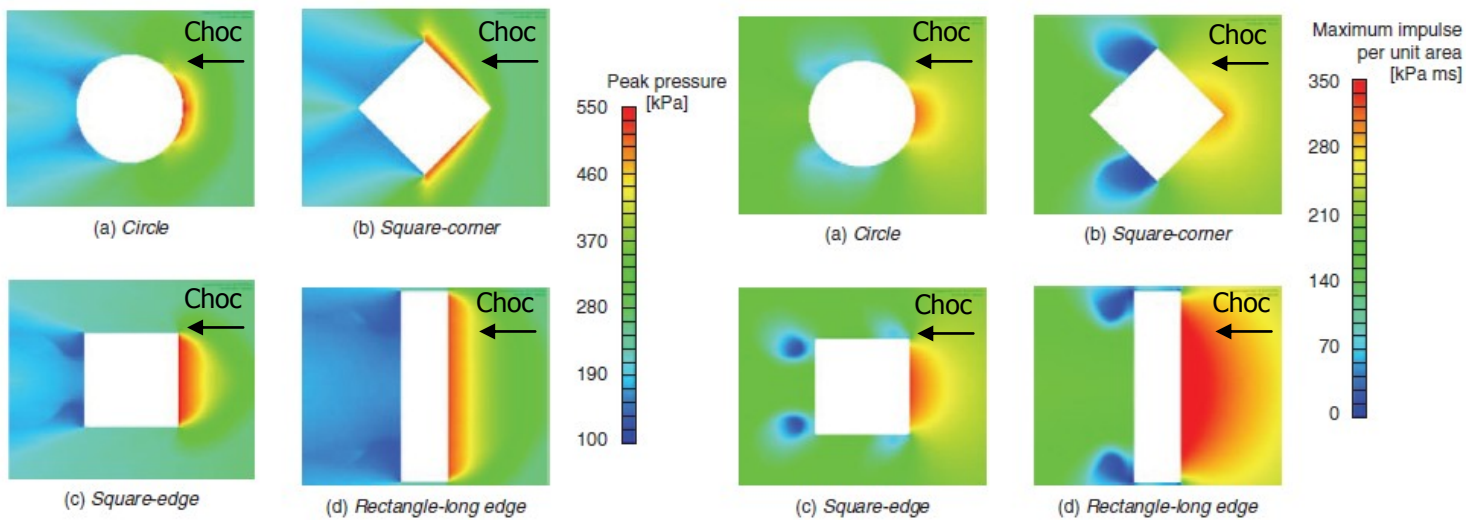


Figure I.3.3 : Évolution de la pression incidente maximale (gauche) et de l'impulsion maximale (droite) sur quatre sections (Gebben, 2010)

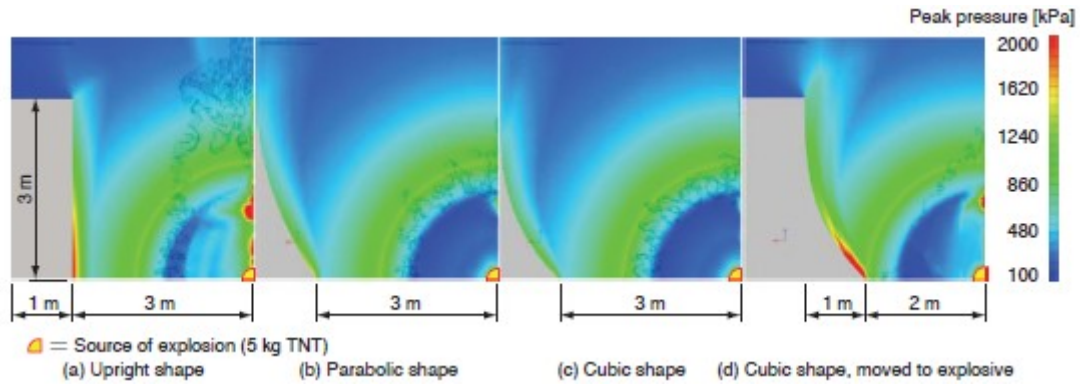


Figure I.3.4 : Évolution de la pression incidente en fonction de la forme de la façade (Gebben, 2010)

La réflexion est encore plus complexe à analyser lorsque l'onde se réfléchit sur un système de double coins d'angles respectifs θ_w^1 et θ_w^2 . Suivant l'écart entre ces deux angles $\Delta\theta_w = \theta_w^1 - \theta_w^2$, le système de double coins peut être soit concave, soit convexe (Figure I.3.5). Sept différents types de réflexions peuvent alors se présenter en fonction du nombre de Mach incident, θ_w^1 , θ_w^2 et $\Delta\theta_w$ (Figure I.3.6, Tableau I.3.1). Une description de ces sept types de réflexion est faite en utilisant le critère théorique du "détachement" de Von Neumann pour la transition de la réflexion normale à la réflexion de Mach (Ben-Dor, 1987). Ce critère suppose que cette transition se produit pour un angle θ_w^{det} défini uniquement en fonction du nombre de Mach incident. D'après Ben-Dor (1987), l'écart entre le nombre de Mach de l'onde incidente et celui de l'onde réfléchi par le premier coin est faible. L'angle θ_w^{det} ne dépendant que du nombre de Mach, il peut être considéré que l'angle auquel se produit la transition est identique pour les deux coins.

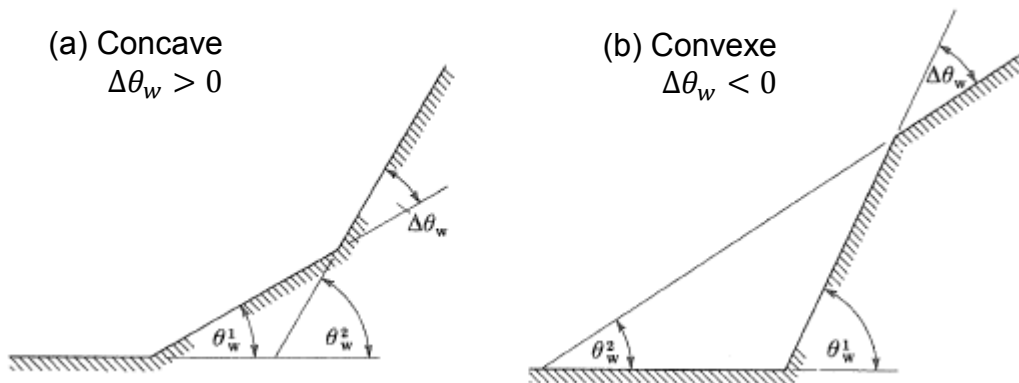


Figure I.3.5 : Deux configurations de double coin, (a) concave et (b) convexe (Ben-Dor, 1987)

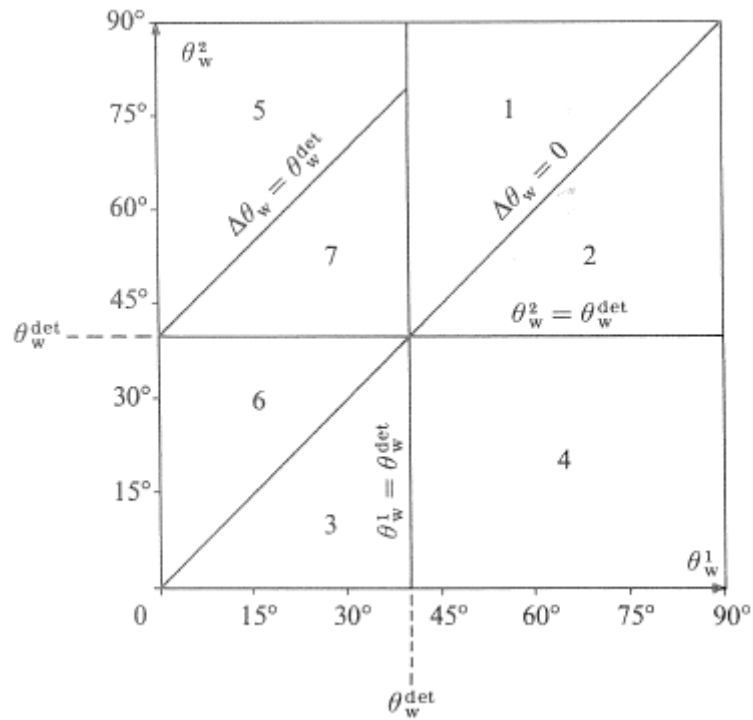


Figure I.3.6 : Représentation des sept régions décrivant les différents procédés de réflexion sur un double coin dans le plan (θ_w^1, θ_w^2) (Ben-Dor, 1987)

Lorsque l'onde de choc incidente est réfléchiée de façon régulière au premier coin (régions 1, 2 et 4), l'onde réfléchiée se comporte comme une onde incidente au deuxième coin. Son régime de réflexion peut donc être déduit en appliquant le critère du détachement θ_w^{det} au second coin. Dans le cas où la réflexion de l'onde incidente est une réflexion de Mach, le point triple va interagir avec l'onde réfléchiée par le second coin donnant lieu à un système de réflexions complexes (régions 3, 5, 6 et 7) comme le montre le Tableau I.3.1.

Tableau I.3.1 : Types de réflexions pouvant se produire sur un double coin (Ben-Dor, 1987)

	θ_w^1	θ_w^2	$\Delta\theta_w$	Surface 1	Surface 2	Région
Convexe	$> \theta_w^{det}$	$> \theta_w^{det}$	—	Régulière	Régulière	2
	$< \theta_w^{det}$	$< \theta_w^{det}$	—	Mach	Mach	3
	$> \theta_w^{det}$	$< \theta_w^{det}$	—	Régulière	Mach	4
Concave	$> \theta_w^{det}$	$> \theta_w^{det}$	—	Régulière	Régulière	1
	$< \theta_w^{det}$	$> \theta_w^{det}$	$> \theta_w^{det}$	Mach	Régulière → Régulière	5
	$< \theta_w^{det}$	$< \theta_w^{det}$	$< \theta_w^{det}$	Mach	Mach → Mach	6
	$< \theta_w^{det}$	$> \theta_w^{det}$	$< \theta_w^{det}$	Mach	Mach → Régulière	7

I.3.2. Diffraction

Lorsqu'une onde de choc se propage le long d'un mur et arrive sur un coin, plusieurs cas de diffraction dépendant de l'angle du coin sont observés (Figure I.3.7). Pour un faible angle de diffraction ($<20^\circ$), le choc reste attaché à la surface après avoir passé l'angle (B) et est caractérisé par la formation d'un choc secondaire (E), dirigé à l'opposé de la propagation du choc incident (Figure I.3.7.a). Il s'agit, plus précisément, d'une onde de choc se propageant dans le sens opposé au choc principal et faisant passer le fluide des conditions de la zone de détente aux conditions post-diffraction. Pour un angle de diffraction plus important, toutefois non précisé par l'auteur, la force de l'onde de choc secondaire augmente et l'onde forme un système Lambda (Figure I.3.7.b). Le système Lambda indique la présence d'une zone de pression inférieure à celle du reste du flux d'air associée à une onde de choc, qui permet de rétablir la pression de la zone aux conditions du reste du flux d'air. Plus l'angle de diffraction augmente, plus cette structure se rapproche de l'angle du coin (Figure I.3.7.c) (Hillier, 1991).

L'onde de choc incidente (A), l'onde de choc diffractée (B) et l'onde de détente réfléchie (C) qui se propage en sens inverse de l'onde incidente et matérialise la séparation entre les zones uniforme et non uniforme du flux derrière l'onde de choc sont représentées en Figure I.3.7 pour ces différents cas de diffraction. D marque la séparation entre les deux directions de propagation du choc après diffraction. G représente la séparation entre la zone subissant l'onde de choc incidente et celle soumise au choc diffracté. Pour un nombre de Mach inférieur à 2, l'onde diffractée se propage normalement à la surface. Pour des chocs plus importants ($M < 3,5$ ou $4,5$), l'apparition d'un pied de Mach est observée. Pour des chocs encore plus forts ($M > 8$), une réflexion régulière se produit. F matérialise le tourbillon qui se forme près de l'angle.

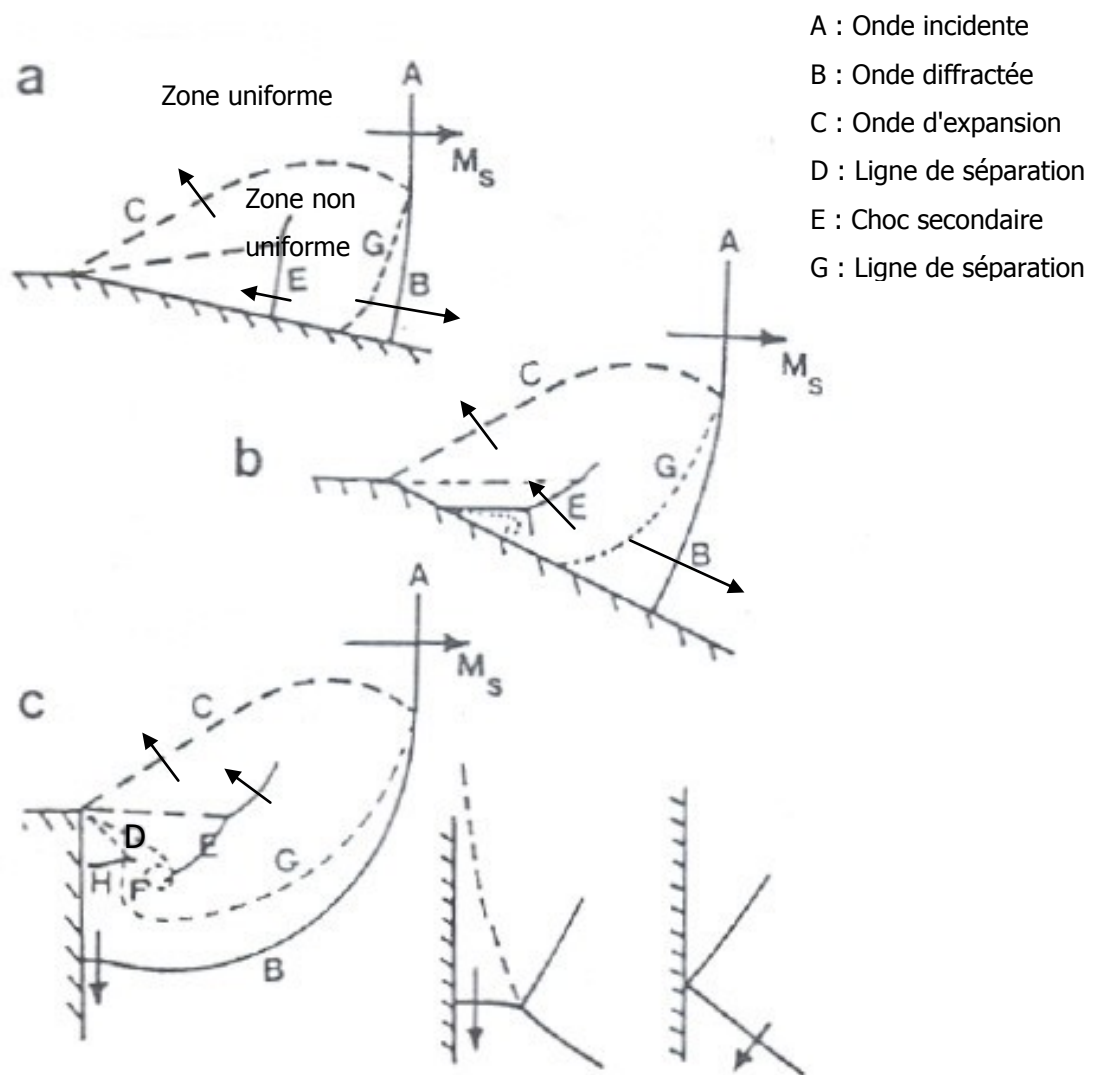


Figure I.3.7 : Différents cas de diffraction : a. faible angle de diffraction ($<20^\circ$); b. angle de diffraction plus important; c. diffraction à 90° (Hillier, 1991)

Nous avons donc vu que, lorsqu'une onde de choc arrive sur un coin convexe, un choc secondaire apparaît derrière un choc diffracté. L'initiation de l'onde de choc secondaire et l'évolution des tourbillons dans l'air peuvent être observées par interférométrie holographique. Cette technique a été utilisée pour observer ces phénomènes avec des nombres de Mach incidents de 1,03 à 1,74 dans l'air. Il est important de noter que, dans ce cas, le milieu derrière le choc est subsonique (Sun, 1997).

L'expérience est menée à l'aide d'une chambre cylindrique avec deux coins convexes formant un tunnel auquel est relié un tube à choc (Figure I.3.8). Derrière l'onde diffractée, le nombre de Mach local maximum M_c est supérieur à 1 en présence d'une onde de choc secondaire, $M_c = 1$ lors de son initiation et $M_c < 1$ en son absence.

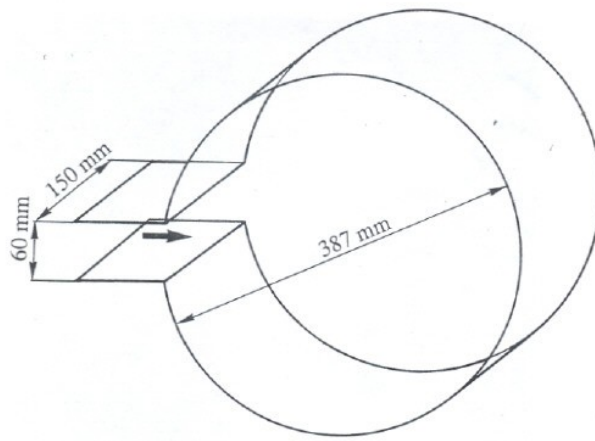


Figure I.3.8 : Montage expérimental (Sun, 1997)

Les expériences montrent que l'onde de choc secondaire apparaît pour $M = 1,32$. Le même profil d'écoulement est retrouvé entre l'expérience et le numérique (Figure I.3.9).

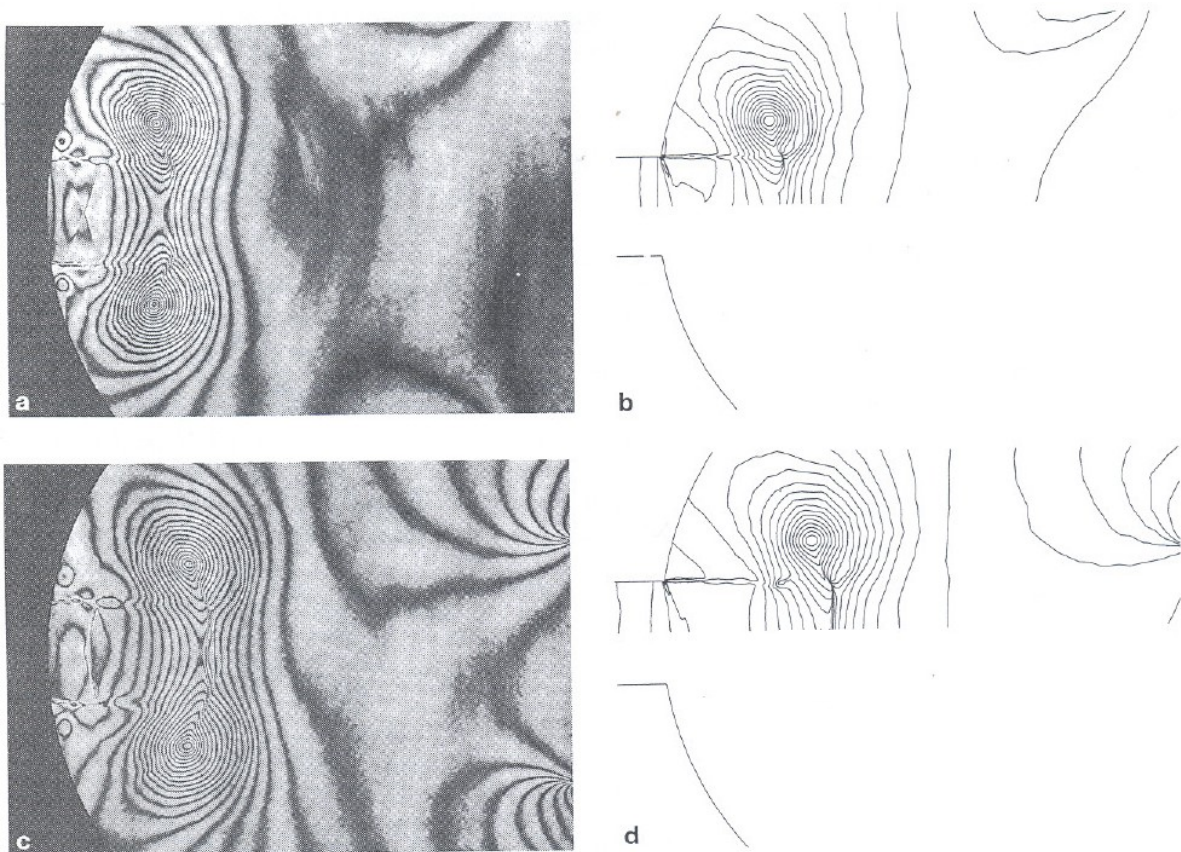


Figure I.3.9 : Évolution d'une onde de choc secondaire : a. interférogamme à $t = 0,84$ ms, b. la simulation numérique correspondante, c. interférogamme à $t = 1,04$ ms et d. la simulation numérique correspondante (Sun, 1997)

De plus, le nombre de Mach M_c derrière l'onde de choc diffractée peut être déterminé analytiquement. En effet, il est observé expérimentalement que les invariants de Riemann sont applicables dans la mesure où la densité est constante dans la direction perpendiculaire au mur et que la propagation de l'onde de choc peut être considérée comme monodimensionnelle (Sun, 1997). Dans les équations qui

vont suivre, l'indice s renvoie au milieu initial (Figure I.3.10, région 0), l'indice c à la zone derrière l'onde de diffraction (Figure I.3.10, région 2), l'indice 1 au milieu derrière l'onde de choc incidente (Figure I.3.10, région 1) et u est la vitesse matérielle dans le milieu.

Puisque les invariants de Riemann (J^+) sont applicables, les régions derrière l'onde de choc incidente et derrière l'onde diffractée sont liées par :

$$J^+ = \frac{2a_1}{\gamma - 1} + u_1 = \frac{2a_c}{\gamma - 1} + u_c \quad (\text{I.3.5})$$

Ainsi, comme $M_c = u_c/a_c$ et $M_1 = u_1/a_1$, le nombre de Mach derrière l'onde diffractée peut être exprimé en fonction du nombre de Mach dans la zone de détente :

$$M_c = M_1 \frac{a_1}{a_c} + \frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{a_1}{a_c} - 1 \right) \quad (\text{I.3.6})$$

Or, pour un flux isentropique, $Pv^\gamma = \text{cst}$ et, pour un gaz parfait, $a = \sqrt{\gamma P v}$ avec v le volume massique et γ le rapport des chaleurs spécifiques. Le rapport des pressions dans les régions 1 et 2 est donc lié au rapport des célérités par :

$$\frac{a_1}{a_c} = \left(\frac{P_1}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \quad (\text{I.3.7})$$

En intégrant cette équation dans l'expression du nombre de Mach M_c , il est obtenu :

$$M_c = M_1 \left(\frac{P_1}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} + \frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{P_1}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right) \quad (\text{I.3.8})$$

Les régions 0 et 1 sont séparées par l'onde de choc incidente. Ainsi, le nombre de Mach M_1 dans la région 1 s'obtient directement à partir des relations de choc pour une onde de choc plane (relations d'Hugoniot) et s'exprime en fonction de M_s et de γ sous la forme :

$$M_1 = \sqrt{\frac{M_s^2 + \frac{2}{\gamma - 1}}{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} M_s^2 - 1}} \quad (\text{I.3.9})$$

Ces mêmes relations permettent également d'exprimer le rapport des pressions en amont est en aval du choc en fonction de M_s et de γ :

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_s^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (\text{I.3.10})$$

En outre, l'expérience montre que la pression dans la région 2 est très proche de celle dans la région 0 (Figure I.3.10). L'approximation $\frac{P_1}{P_c} = \frac{P_1}{P_0}$ peut donc être effectuée et, combinée avec les relations de choc, donne :

$$\frac{P_1}{P_c} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_s^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (\text{I.3.11})$$

Ainsi, en utilisant les expressions de M_2 et $\frac{P_1}{P_c}$ dans l'équation (I.3.8), M_c peut s'exprimer uniquement en fonction de M_s et de γ . Le plus petit nombre de Mach incident pour lequel une onde de choc secondaire apparaît est obtenu avec $\gamma = 1,4$ et $M_c = 1$, ce qui donne $M_s = 1,346$. Cette valeur est conforme aux résultats expérimentaux obtenus par Brouillette (1995).

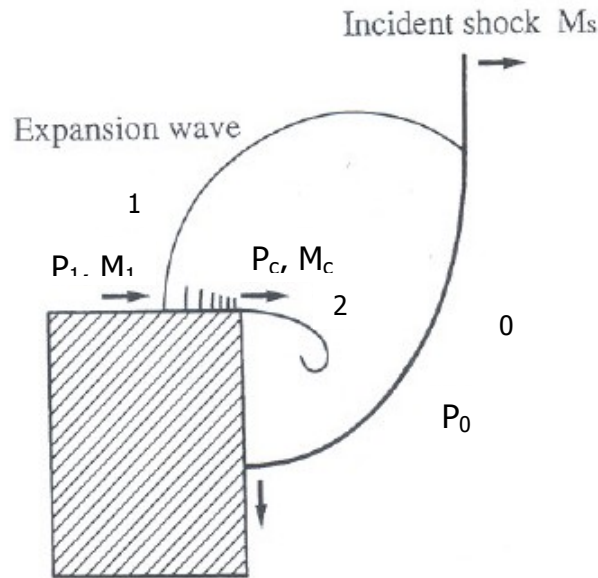


Figure I.3.10 : Modèle analytique de la diffraction par un coin (Sun, 1997)

Un cas un peu plus complexe est celui de la diffraction d'une onde débouchant d'un tunnel et arrivant sur un coin. Une étude relative à cette problématique a été réalisée pour une onde de choc ayant un nombre de Mach variant de 1,4 à 1,7 et arrivant sur un angle convexe à 90° par un tunnel de section carrée (Bazhenova, 2000). La nature de la réflexion de la partie proche du mur de l'onde de choc diffractée est déterminée en fonction du nombre de Mach de l'onde incidente et de l'angle entre le mur et la direction de propagation du front de choc. Elle peut varier parmi quatre formes, normal (type N), avec un décrochement (type K), Mach (type M) et régulière (type R). Ces quatre formes sont reprises dans la Figure I.3.11.

L'onde de choc diffractée peut être divisée en deux parties avec, d'un côté, la partie du choc à proximité du coin convexe et, de l'autre, la partie principale de l'onde diffractée, c'est-à-dire le front de choc courbe qui interagit avec les ondes de raréfaction qui partent du coin. Lorsqu'une onde de choc est diffractée par un coin convexe, la célérité de l'onde près de la paroi diminue due au plus grand volume de gaz capturé par le choc. Il est dit qu'il y a réflexion normale lorsque l'onde de choc se propage perpendiculairement le long du mur (Figure I.3.11.a). Lorsque la partie de l'onde diffractée la plus proche du mur se retrouve en arrière du choc, un décrochage avec l'onde principale apparaît, on parle alors de type K (Figure I.3.11.b). Si le nombre de Mach augmente, un point triple se forme

avec l'apparition d'une onde réfléchiée en arrière du choc (Figure I.3.11.c). Enfin, pour un nombre de Mach encore plus important, la hauteur du point triple décroît et une réflexion régulière est retrouvée. Dans ce cas, l'onde de choc diffractée est réfléchiée directement par le mur (Figure I.3.11.d).

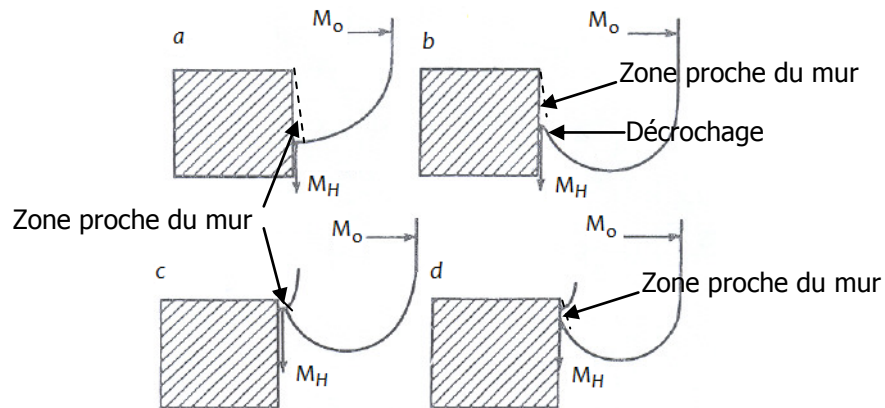


Figure I.3.11 : Types de réflexions d'une onde de choc diffractée par un mur en fonction du nombre de Mach incident : a. type N; b. type K; c. type M; d. type R (Bazhenova, 2000)

I.3.3. Chargement sur des structures

De nombreux auteurs, tels que Reichenbach (2002), Ripley (2004), Rose (2004), Kessler (2004), Autrusson (2002), Bücking (2000) et Kerry (2000), se sont intéressés au chargement lié à la pression statique et dynamique sur différentes structures (murs, bâtiments, ...).

I.3.3.1. Influence de l'angle d'incidence sur un obstacle

Comme le montre Rose (2004), l'influence de l'angle d'incidence de l'onde avec un obstacle sur le chargement supporté par ce dernier est non négligeable (Figure I.3.12). En effet, les ondes de détente qui partent des arêtes rattrapent le choc réfléchi et réduisent son amplitude à une valeur de pression incidente au bout d'un temps correspondant au « clearing time ». Le « clearing time » est donc le temps d'application de la pression réfléchiée sur la structure. Plus précisément, c'est le temps que mettent les ondes de détente issues des bords de l'obstacle pour parvenir au point de l'obstacle qui a été atteint en premier par l'onde de choc, ce qui a pour effet de réduire la pression qui s'applique sur le mur à des valeurs incidentes. Cet effet est très important dans le calcul de l'impulsion car le fait d'avoir un obstacle de dimensions finies réduit la durée de la phase positive. On va donc pouvoir, grâce à cet effet, calculer l'impulsion résultante générée par la charge sur la surface d'un obstacle de dimensions finies. Pour l'impulsion oblique réfléchiée, il n'y a pas de données issues de la littérature donnant ces résultats dans le cas de surfaces finies or ceux-ci sont différents des valeurs obtenues pour les surfaces infinies, contrairement à la pression réfléchiée.

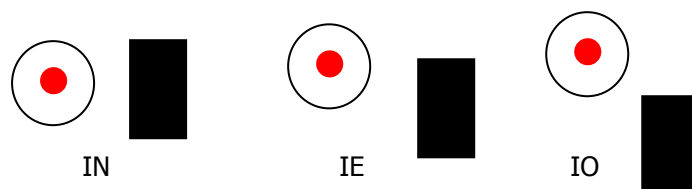


Figure I.3.12 : De gauche à droite, incidence normale (IN), incidence excentrique (IE), incidence oblique (IO)

La Figure I.3.13.a montre la situation lors d'une interaction oblique entre une onde de choc et un bâtiment. Les ondes d'expansion originaires des arêtes et du toit viennent limiter l'impulsion par rapport à ce qu'on observerait sur un mur de largeur infinie. Ce phénomène est dénommé "oblique clearing". Afin de l'observer, une série d'essais à petite échelle a été réalisée ainsi que des essais numériques à l'aide du code Air3D. Deux paramètres influent de façon significative sur les ondes d'expansion et donc sur le chargement du bâtiment. Ce sont l'angle α entre le choc et le bâtiment (Figure I.3.13.a), qui peut introduire une différence entre le temps auquel les ondes de raréfaction sont générées aux arrêtes de la face soumise au choc, et la taille de l'onde incidente par rapport à celle du bâtiment (Rose, 2006).

Le bâtiment, pour les essais à petite échelle (Rose, 2006), a une hauteur suffisamment grande par rapport à ses autres dimensions ($200 \times 200 \times 700 \text{ mm}^3$) de sorte que le toit ne génère pas d'onde de raréfaction dans le temps qui nous intéresse (Figure I.3.13.b). La maquette est réalisée en acier de 10 mm d'épaisseur et la charge consiste en 50 g de TNT. Elle est mise en détonation à 350 mm du sol à des distances de 2 m et 4 m afin que le bâtiment soit chargé par l'onde de Mach sur toute sa hauteur et que l'onde de choc soit plus large que le bâtiment. Quatre jauges de pression ont été montées sur la face du bâtiment, trois (1, 2 et 3) à 50 mm de hauteur et respectivement à 50 mm, 100 mm et 150 mm de l'arrête A et la dernière (4) à 200 mm de haut au centre de la face (Figure I.3.13). L'angle entre le bâtiment et la charge est variable (15° , 30° , 45° , 60° et 75°).

Chaque tir est doublé afin de vérifier la reproductibilité des essais. Les résultats ont été jugés suffisamment similaires pour être validés comme on peut le voir sur les profils de pression enregistrés au capteur 1 pour deux tirs dans la même configuration (Figure I.3.14.a). La comparaison entre les capteurs 2 et 4 (Figure I.3.14.b) permet de vérifier que l'onde de choc est bien uniforme sur toute la hauteur du bâtiment, les deux capteurs étant situés l'un au-dessus de l'autre au milieu de la face du bâtiment (Figure I.3.13) et donc de valider le choix de la hauteur de la charge et de la distance entre la charge et le bâtiment.

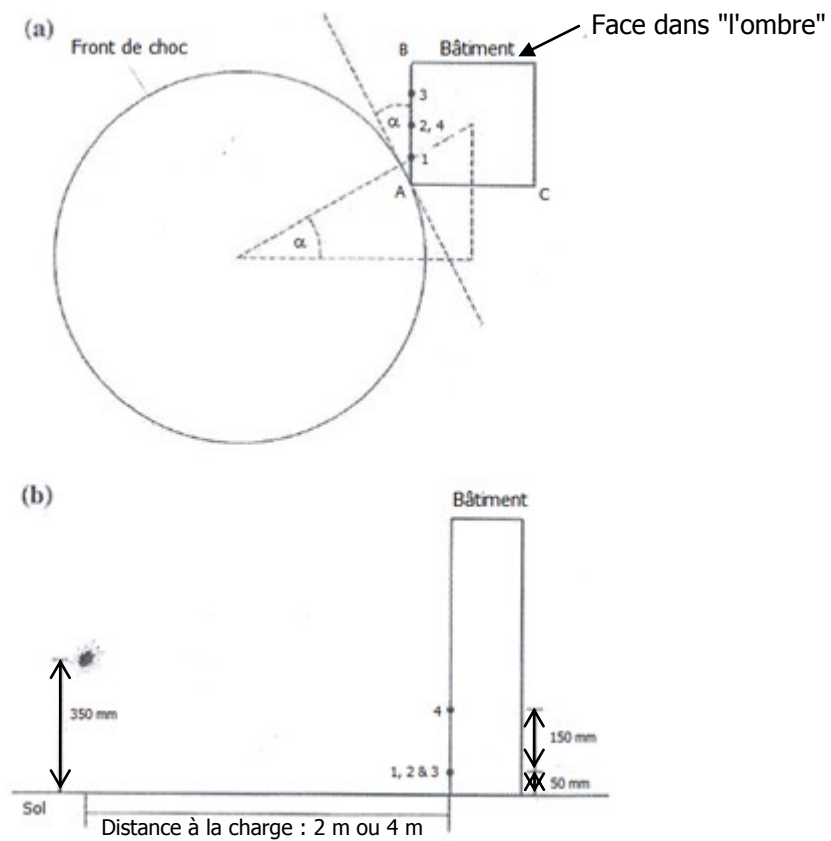


Figure I.3.13 : Schéma du montage expérimental (Rose, 2006)

L'arrivée des ondes de raréfaction se voit sur les profils de pression par un changement plus ou moins prononcé de pente dans la chute de pression lors de la détente après le pic incident (Figure I.3.15). Une onde de raréfaction se formera toujours à partir de l'arrête la plus lointaine puisque la face adjacente à cette arrête est dans "l'ombre" du bâtiment et n'est donc jamais soumise directement au choc. On observe que pour des angles α supérieurs à 45° , seule l'arrête la plus éloignée génère une onde de raréfaction. Pour un angle inférieur à 45° , des ondes de raréfaction apparaissent sur les arrêtes verticales de la face d'intérêt du bâtiment. Pour un angle de 30° , le décalage temporel entre la génération des ondes issues des deux arrêtes est assez important et le croisement des deux ondes de raréfaction a lieu après que celle issue de l'arrête la plus proche ait passé le milieu de la face. Enfin, pour un angle faible (10° et 15°), ce décalage est beaucoup moins prononcé. Ainsi, si l'angle est nul, les ondes d'expansion se propagent simultanément à partir de toutes les arrêtes.

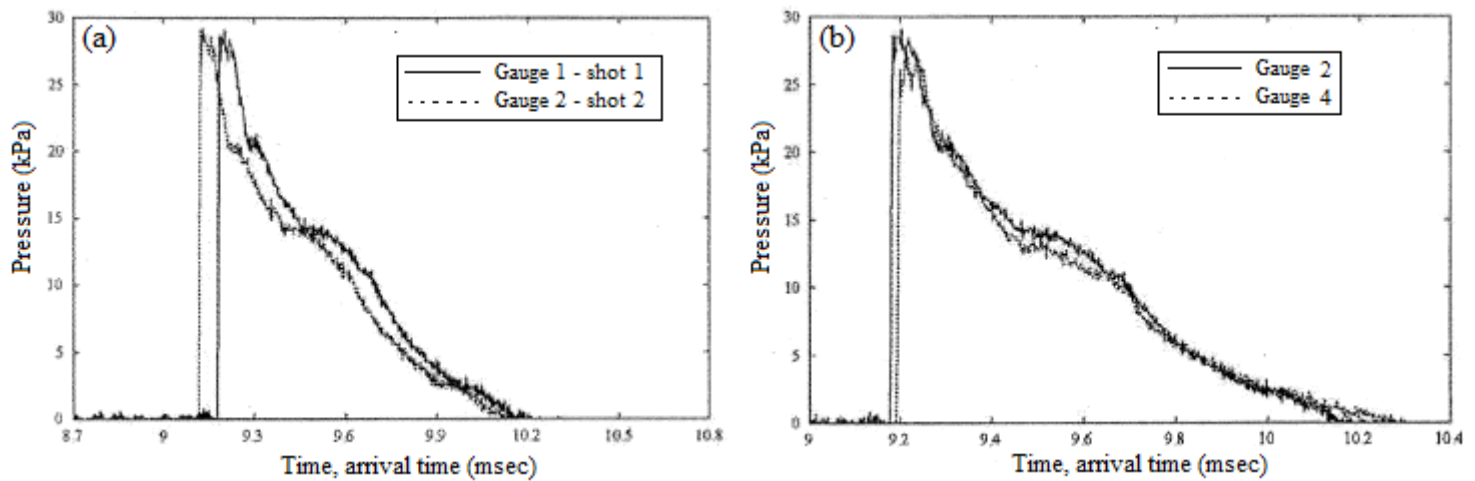


Figure I.3.14 : Signaux de pression montrant : (a) reproductibilité des tirs, (b) uniformité du front de choc sur la hauteur du bâtiment (Rose, 2006)

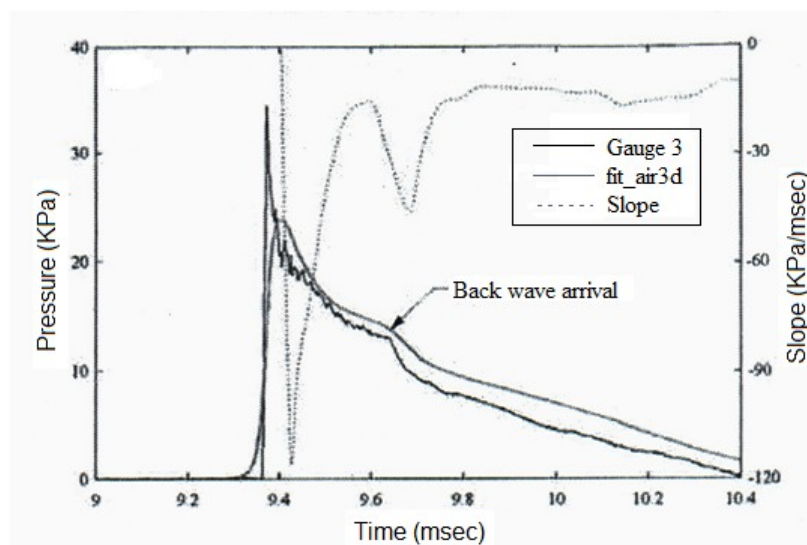
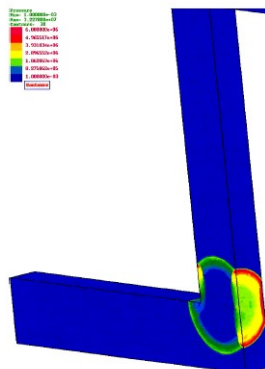


Figure I.3.15 : Signaux de pression montrant l'arrivée d'une onde de raréfaction venant de l'arrête arrière pour un angle $\alpha=60^\circ$ au capteur 3 (Rose, 2006)

Par une autre approche, Ngo (2007) montre que le temps de chargement sur une paroi, c'est-à-dire le temps que met la pression pour passer de $P_r - P_{so}$ à 0, s'exprime sous la forme $3 S/U$ où S est la distance du choc au bord le plus proche et U la vitesse du son derrière le choc. La propagation sur la face arrière a une durée de $5 S/U$ si on suppose une décroissance linéaire.

Kessler et al. (2004) proposent d'évaluer l'effet de l'interaction d'une charge avec un mur ou un coin à différentes distances (0 m à 1 m) et différents angles d'approche (0° à 90°) à l'aide d'une simulation numérique 3D utilisant le code MARTEC. Pour ce faire, ils relèvent la pression maximale, l'impulsion et la durée de phase positive sur un ensemble de points de mesures disposés autour de la charge comme on peut le voir sur le schéma ci-dessous (Figure I.3.16). Ces points se trouvent à 1,5 m du sol et la charge est constituée de 1,5 kg de C4. Les résultats obtenus pour ces trois paramètres dans le cas du mur et du coin sont comparés entre eux et avec ceux obtenus pour le champ libre. Il en

Autrusson (2002) a montré, à l'aide d'une simulation 3D pour déterminer le comportement du mur d'une cheminée lors d'une explosion en milieu semi-confiné, que la pression réfléchie maximale (30 MPa pour une dizaine de kg de TNT) est observée à l'angle de deux parois verticales (Figure I.3.17) et qu'elle présente une décroissance rapide (0,5 ms) au regard de la durée de propagation de l'onde (> 24 ms). Ce genre de valeur apparaît toujours à l'angle de deux parois (verticales ou verticale et horizontale) ce qui s'explique par les multiples réflexions et combinaisons d'ondes que l'on rencontre dans ces zones.



- 64 -

I.3.3.2. Influence de la position d'une charge d'explosif dans une pièce

Dans une pièce rectangulaire, le placement d'une charge au centre de la pièce engendre des dégâts minimes sur les murs (Bücking, 2000). En rapprochant la charge d'un des murs, c'est-à-dire en la plaçant de façon excentrique, l'impulsion devient plus importante sur le mur le plus éloigné de la charge. En revanche, la surpression augmente drastiquement sur le mur le plus proche mais, il faut garder en mémoire que, sur un mur en béton armé, l'impulsion conduit au maximum de dégâts et non la surpression.

Lorsque la charge est rapprochée du mur suivant sa normale, la pression réfléchie augmente et présente un maximum au niveau des coins (réflexion sur les murs latéraux). Sur le mur opposé, des chocs secondaires arrivent avec une surpression pouvant être supérieure, en fonction de la distance entre les murs, à celle correspondant au choc incident. De même, l'impulsion au niveau du mur opposé augmente et, comme il a été dit précédemment, celle-ci peut être supérieure à celle mesurée au niveau du mur le plus proche de la charge. En pratique, le mur le plus proche se comporte comme une seconde source génératrice de chocs. Le placement excentrique de la charge induit donc un mécanisme d'endommagement par la pression maximale pour le mur le plus proche et par l'impulsion pour le mur le plus éloigné de la charge. Ces travaux ont aussi montré qu'il existe une excentricité critique, l'excentricité étant définie comme la distance entre la charge et le mur, au-delà de laquelle la distance charge-mur est trop faible pour qu'une augmentation de la pression maximale et de l'impulsion puisse être constatée. Au final, il apparaît que cet effet ne se produit que dans un rectangle centré sur la pièce et de dimensions correspondant à la moitié de celles de la pièce.

L'influence de la position de la charge est également étudiée dans la configuration définie par le schéma ci-dessous (Figure I.3.18). Le pic incident lié au placement de la charge excentré (point ec) est supérieur à celui lié au placement de la charge au centre de la pièce (point c), de même pour l'impulsion totale car les murs proches de la charge se comportent comme des sources émettrices (Figure I.3.19). La mesure de pression est faite uniquement sur le mur du fond de la pièce face à la charge.

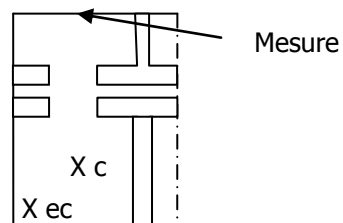


Figure I.3.18 : Schéma du montage expérimental (Bücking, 2000)

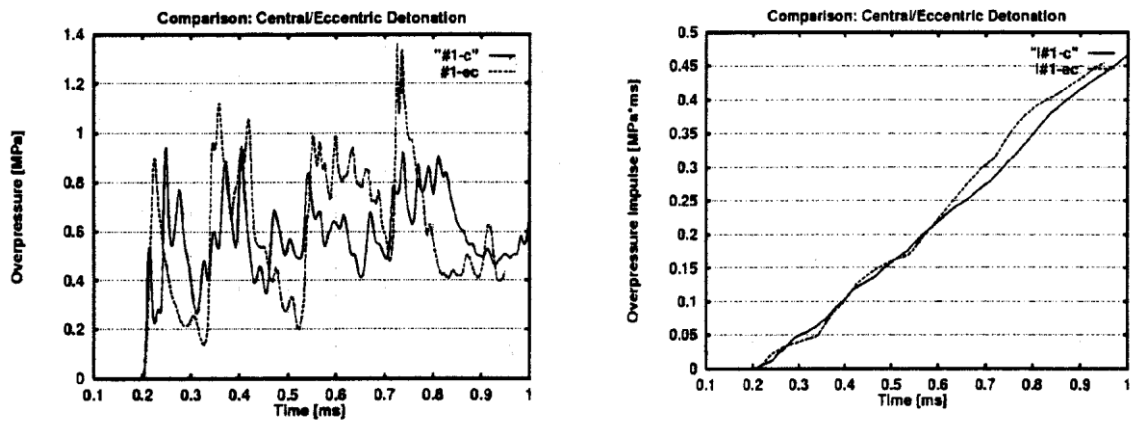


Figure I.3.19 : Comparaison de la surpression (gauche) et de l'impulsion (droite) pour un placement central et excentrique de la charge (Bücking, 2000)

I.3.4. Structures urbaines

Les structures urbaines se caractérisent par les multiples bâtiments qui les composent, placés de façon plus ou moins géométrique avec des rues les séparant. Plusieurs auteurs ont travaillé sur les effets de canalisation ou d'écran par les bâtiments comme Reichenbach (2002), Smith (2000 et 2004), Ripley (2004), Kerry (2000) et Remennikov (2005).

Afin de prédire l'effet de structures adjacentes sur le chargement en pression d'un bâtiment, une méthode pour définir un facteur d'augmentation du chargement est proposée par Remennikov (2005). La concentration des ondes de choc entre deux bâtiments est évaluée avec un bâtiment face à une charge protégeant un second placé derrière (Figure I.3.20). On observe une augmentation du chargement sur la face arrière du premier bâtiment et une réduction significative de la pression et de l'impulsion sur la face avant du second (Figure I.3.21). De même, la canalisation de l'onde de choc par une rue bordée de bâtiments est également évaluée (Figure I.3.22). Les bâtiments adjacents ont une hauteur réduite qui varie entre $1 \text{ m.kg}^{-1/3}$ et $4 \text{ m.kg}^{-1/3}$. On constate une augmentation de la pression et de l'impulsion le long de la rue par rapport au champ libre et pour une distance réduite inférieure à $5 \text{ m.kg}^{-1/3}$, la hauteur réduite des bâtiments n'a pas d'influence sur l'évolution de la pression. C'est également le cas pour des distances réduites supérieures lorsque la hauteur réduite est supérieure à $1 \text{ m.kg}^{-1/3}$. De même, pour l'impulsion positive, la hauteur réduite n'est pas un paramètre déterminant dans le cas où elle est supérieure à $3 \text{ m.kg}^{-1/3}$. Ces observations peuvent être à revoir en fonction de la largeur réduite de la rue. En effet, des variations significatives apparaissent pour des largeurs réduites inférieures à $4,8 \text{ m.kg}^{-1/3}$.

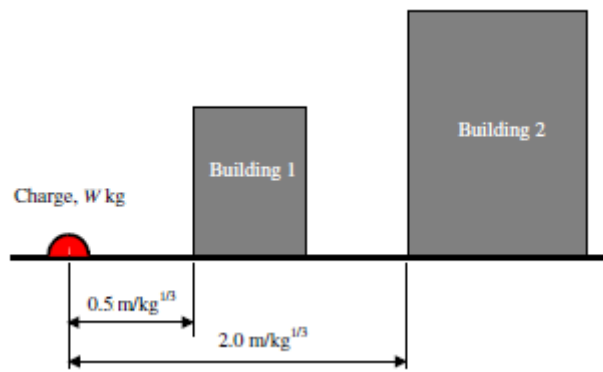


Figure I.3.20 : Configuration à deux bâtiments (Remennikov, 2005)

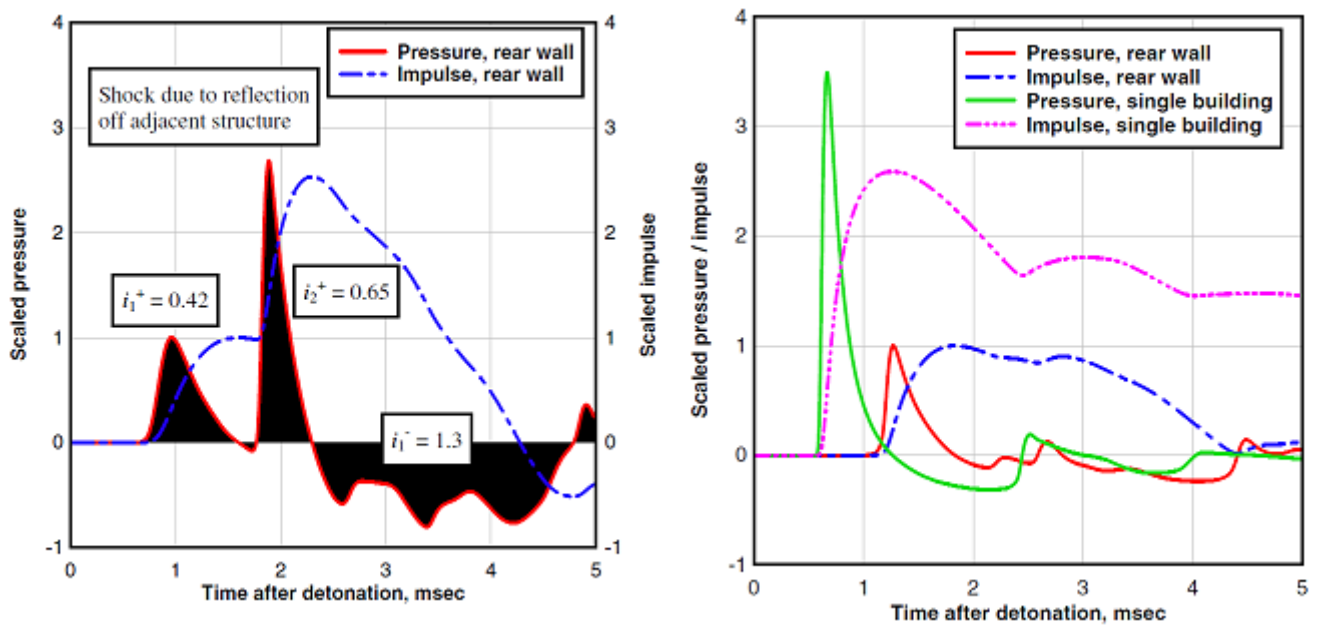


Figure I.3.21 : Évolution de la pression et de l'impulsion sur la face arrière du premier bâtiment (à droite) et sur la façade du second bâtiment (à gauche) (Remennikov, 2005)

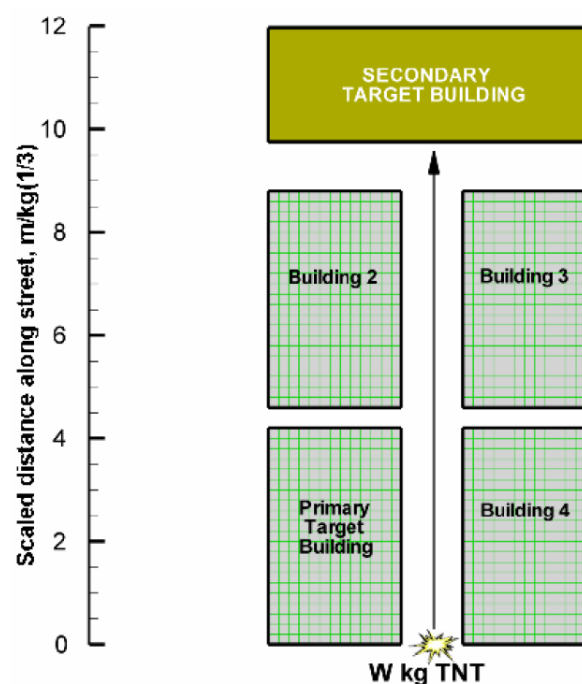


Figure I.3.22 : Configuration avec une rue bordée de bâtiments (Remennikov, 2005)

Ripley (2004-a) présente une série d'essais à petite échelle pour valider le code CFD Chinook avec mailleur Hypermesh au niveau du chargement en pression des structures. Une étude particulière est menée pour des configurations où des ondes de chocs complexes sont attendues, c'est-à-dire les coins, les canaux, l'arrière des structures, etc. Plus précisément, deux configurations à petite échelle (Figure I.3.23) sont étudiées expérimentalement et numériquement. Comme il peut être vu sur le schéma, trois positions de charges ont été évaluées. La position 1, c'est-à-dire la position centrée sur la configuration, donne l'impulsion la plus élevée dans le cas de la configuration rue tandis que dans la configuration cour urbaine, la position 2 donne les impulsions les plus élevées.

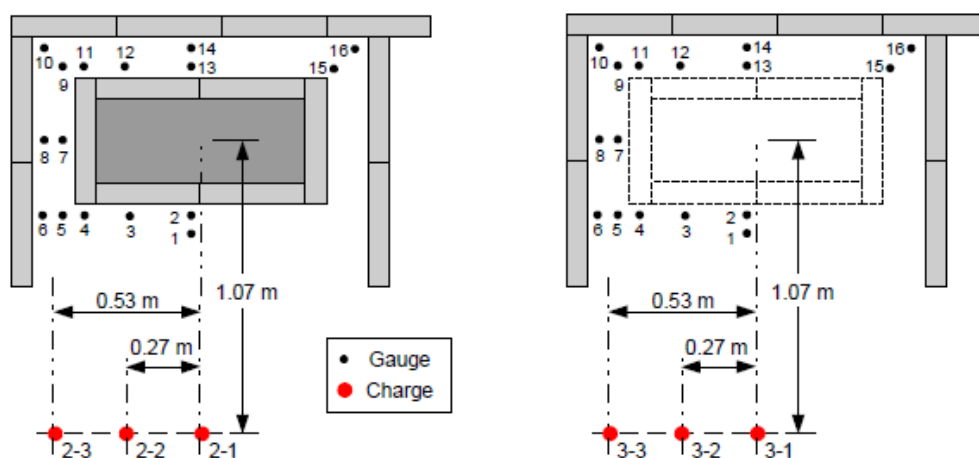


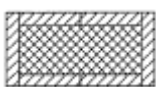
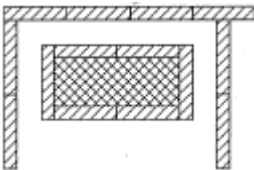
Figure I.3.23 : Configurations "rue" (à gauche) et "cour urbaine" (à droite) (Ripley, 2004)

Afin d'évaluer les réflexions simples et obliques, le déchargement des surfaces, la canalisation et la diffraction d'ondes de choc générés par l'effet de souffle lié à la détonation d'un explosif en milieu urbain, trois scénarios d'essais (Tableau I.3.2) mettant en jeu la détonation de charges de C4 de 50 g

ont été testés à échelle réduite (1/24^e) par Ripley (2004-a). Les résultats obtenus ont également pour objectif d'évaluer les effets de la position de la charge et de la géométrie de la cible sur la qualité des valeurs de pression et d'impulsion liées au souffle.

Ces scénarios ont été évalués par plusieurs essais avec des distances à la charge et des positions de charges variables par rapport au centre géométrique de la cible. La zone d'intérêt est la zone derrière les bâtiments où les prédictions basées sur des modèles analytiques simples donnent des résultats erronés. La cible est représentative d'un bâtiment à trois étages et la charge d'un camion chargé en explosif. À échelle réduite, la charge consiste en un bloc rectangulaire de 50 g de C4 dont l'axe longitudinal est orienté vers le haut et est amorcée par le bas à l'aide d'un détonateur électrique. Le plan de la table passe par le centre de la charge de sorte que seule la moitié de l'énergie soit dirigée vers la table.

Tableau I.3.2 : Configurations d'essais (Ripley, 2004-a)

Scénario	Schéma	Description
1		Le premier scénario met en jeu un bâtiment unique de dimensions L x l x H : 91,4 x 38,1 x 38,7 cm ³ (l'épaisseur des plaques qui couvrent les murs du bâtiment est incluse dans ces dimensions).
2		Le second scénario ajoute des murs de 38,1 cm de haut adjacents à trois des côtés du bâtiment rectangulaire pour représenter des rues entre bâtiments. L'espacement entre le bâtiment et ces murs est de 15,2 cm sur les côtés et à l'arrière. Cette configuration souligne l'effet de canalisation et les interactions complexes des ondes de chocs derrière le bâtiment et sur les côtés.
3		Le troisième scénario retire le bâtiment initial, laissant uniquement les murs pour former une cour intérieure vide. Ceci permet de démontrer la concentration du choc dans un cas de coin convexe et montre l'effet de retirer le bâtiment.

Afin d'observer l'effet de l'angle de diffraction, la charge a été déplacée sur une plage angulaire de 0° à 90° par rapport à la cible (Figure I.3.24). Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés à ceux issus de simulations numériques avec l'objectif de démontrer qu'il est possible de retrouver le comportement des ondes de choc en utilisant des calculs rapides avec un maillage grossier (1,26 cm) (Ripley, 2004-b). Une bonne corrélation est constatée entre expérience et simulation avec un écart de 19% sur le pic de surpression et 15% sur l'impulsion, ce qui est plutôt satisfaisant considérant la grossièreté du maillage. On observe également que l'effet de la diffraction est le plus important entre 30° et 60°, le pic de surpression étant quasiment aussi fort à 30° qu'à 60°. Pour 0° et 90°, on retrouve quelque chose de plus conforme à ce qu'on attend avec un effet d'écran du bâtiment à 0°

qui n'existe plus à 90°. Dans le cas du coin concave, il apparaît que plus la charge est éloignée du coin, plus la pression réfléchiée et le temps d'arrivée augmentent, indiquant un phénomène de concentration de choc.

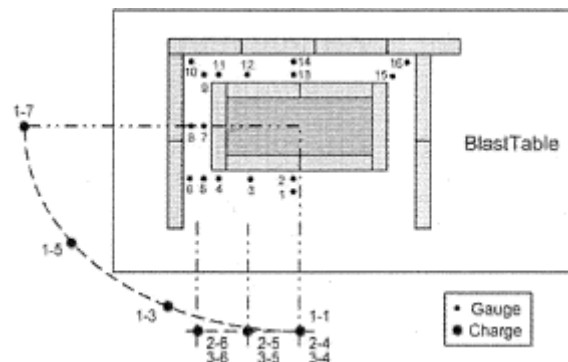


Figure I.3.24 : Positionnement de la charge et des capteurs dans les différents essais (Ripley, 2004-b)

Enfin, lorsque les 3 scénarios sont comparés entre eux au niveau des capteurs situés derrière le bâtiment (capteurs 9 à 16), il en ressort que le cas du bâtiment seul présente la plus faible surpression alors que, lorsque le bâtiment est entouré de murs, l'effet de la surpression derrière celui-ci est le plus important. Ceci s'explique par la recombinaison des ondes de chocs issues de la canalisation générée par les espaces entre les murs et le bâtiment et de la diffraction de l'onde de choc par le sommet de ce dernier.

La comparaison expérience-simulation se fait sur l'impulsion positive. La taille des mailles utilisées dans ces simulations est de 5 mm. L'écart moyen pour un essai rue se trouve entre 9,4% et 14,1% suivant l'expérience avec un écart maximal de 25%. L'écart moyen pour un essai sur une cour urbaine se situe entre 9% et 14% suivant l'expérience avec un écart maximal de 29%. Dans le cas du coin, l'écart moyen est inférieur à 10%, ce qui est probablement dû au changement d'explosif (Nitrométhane sensibilisé sphérique au lieu de C4 parallélépipédique). Les essais de Reichenbach (2002) présentent un écart moyen de 10% sur 8 tirs pour la même configuration.

I.3.5. Détonation dans les tunnels

I.3.5.1. Expression de facteur de concentration d'énergie

Silvestrini (2009) présente le concept d'un facteur de concentration d'énergie pour estimer la surpression maximale en milieu semi-confiné à partir des résultats en champ libre dans le cas d'une onde de choc non réactive qui se propage dans une ou deux directions. En effet, lors d'une explosion, une partie de l'énergie disponible est convertie en onde de choc et il a été montré qu'il existait une bonne corrélation de la surpression avec une énergie réduite ou une distance réduite qui s'expriment

respectivement sous la forme $\frac{r_0}{E^{1/3}}$ ou $\frac{r_0}{M^{1/3}}$ où r_0 est la distance du centre de l'explosion au point considéré, E l'énergie de l'explosion et M la masse de la charge. La dépendance en puissance $1/3$ dans cette équation indique clairement la corrélation avec une densité spatiale d'énergie, pour le champ libre. En outre, les travaux sur les explosions dans les tunnels ont montré la dépendance de la surpression au rapport masse de la charge sur le volume du confinement en $\left(\frac{M}{V}\right)^\alpha$ avec généralement $\alpha < 1$, ce qui montre encore l'importance de la densité spatiale d'énergie libérée par l'explosion, dans le cas du tunnel d'où l'idée d'un facteur de concentration d'énergie pour évaluer, à partir du champ libre, les surpressions dans les tunnels.

Silvestrini définit, pour une charge située à l'extrémité fermée d'un tunnel, le facteur de concentration d'énergie (ECF) à la distance r_0 de la charge dans le tunnel comme le rapport entre le volume de la sphère qui matérialise la propagation de l'onde de choc générée par la détonation en champ libre et le volume du confinement (Éq. (I.3.12)).

$$ECF = \frac{V_{Sphère}}{V_{tunnel}} = \frac{\frac{4}{3}\pi r_0^3}{A r_0} = \frac{2\pi r_0^2}{3A} \quad \text{avec } A \text{ la section du tunnel} \quad (\text{Silvestrini, 2009}) \quad (\text{I.3.12})$$

En prenant un abaque de pression en milieu aérien (Figure I.3.25) sous la forme $\Delta P = f\left(\frac{r_0}{M^{1/3}}\right)$, la surpression en milieu semi-confiné est lue à la distance $R' = \frac{r_0}{ECF.M^{1/3}}$.

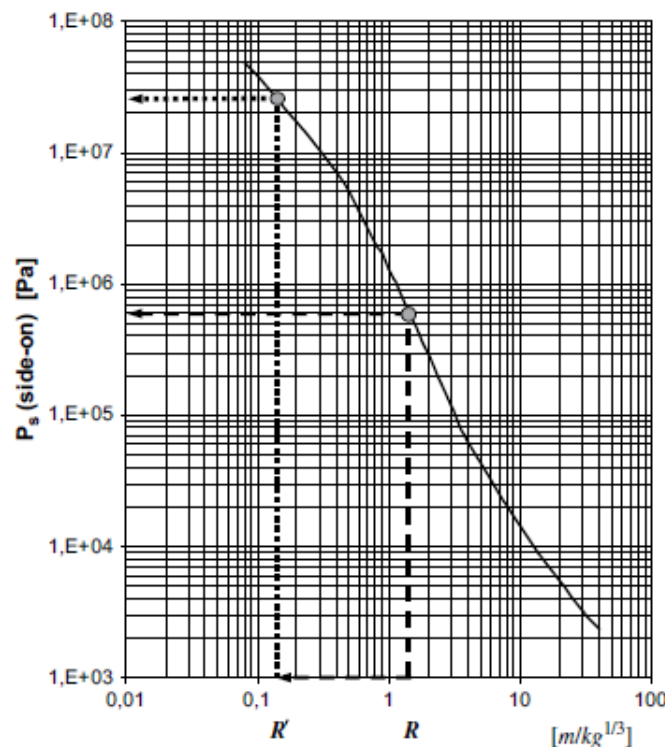


Figure I.3.25 : Évolution de la pression en fonction de la distance réduite pour la détonation d'une charge de TNT en champ libre au niveau du sol (Silvestrini, 2009)

La validité de cette méthode a été évaluée par comparaison avec un nombre limité de données expérimentales obtenues lors de détonations dans des tunnels et tubes de différentes tailles (sections

de 64 cm² à 50 m²). Une bonne corrélation des valeurs estimées à l'aide de la méthode ECF avec les points expérimentaux est observée (Figure I.3.26).

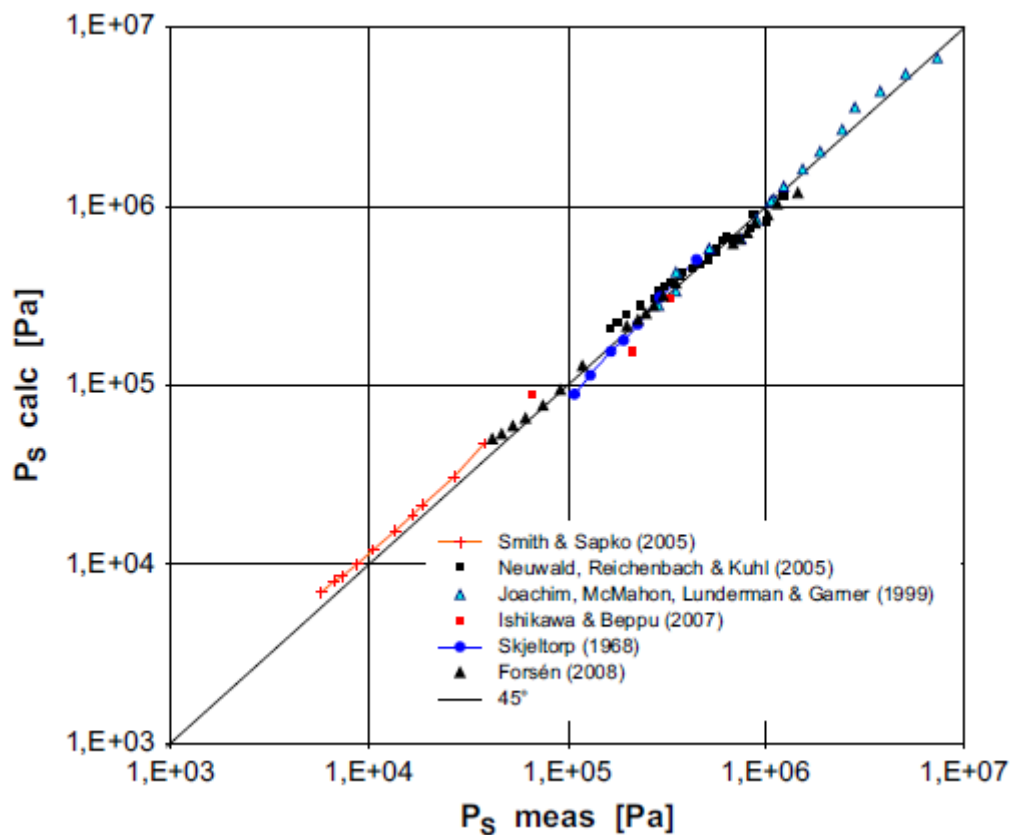


Figure I.3.26 : Comparaison de résultats expérimentaux avec ceux obtenus à l'aide de la méthode ECF (Silvestrini, 2009)

I.3.5.2. Influence de la position de la charge

Neuwald (2002) réalise, quant à lui, l'étude de l'influence de la géométrie et de la direction (angle entre la génératrice du tunnel et la charge) d'une charge sphérique ou cylindrique de 1 g de PETN, placée à l'entrée d'un tunnel de section 80 x 80 mm² et de longueur 214 mm, sur les effets générés à l'intérieur de ce tunnel (Figure I.3.27). La pression est mesurée sur le fond du tunnel et sur les côtés et le montage expérimental est placé sur une plaque en Makrolon afin de permettre la visualisation du flux dans le tunnel par ombroscopie. Quel que soit l'alignement de la charge avec le tunnel, on observe une non-uniformité verticale liée à la réflexion sur le sol et le plafond du tunnel. Quand la charge est désaxée, il apparaît en plus une non-uniformité horizontale. La pression au fond du tunnel présente de multiples pics et dépend de la position du capteur. Aussi, le traitement des résultats est fait en prenant la moyenne des impulsions des cinq capteurs placés au fond du tunnel pour chaque tir.

Les essais en charge sphérique ont été réalisés à une altitude H=40 mm, pour des distances de 0 m à 4 m de l'entrée du tunnel et une plage angulaire de 0° à 75°. Les résultats pour les tirs de charges

sphériques ont montré que l'impulsion maximum décroît rapidement avec l'augmentation de la distance de la charge à l'entrée du tunnel et qu'un décalage angulaire réduit encore plus sa valeur. Ces résultats ont également permis d'établir une loi de propagation d'énergie en fonction d'un angle solide qui prend en compte la réflexion du sol (Éq. (I.3.13)). L'erreur sur l'impulsion positive moyenne est d'environ 10%.

$$\langle I_+ \rangle = I_{FH} \left(\frac{\Omega}{2\pi} \right)^{0,562} \quad (\text{Neuwald, 2002}) \quad (\text{I.3.13})$$

avec $\langle I_+ \rangle$ l'impulsion maximum moyenne, Ω l'angle solide et I_{FH} la valeur d'impulsion maximum moyenne qu'on aurait si la distance de la charge au tunnel était nulle.

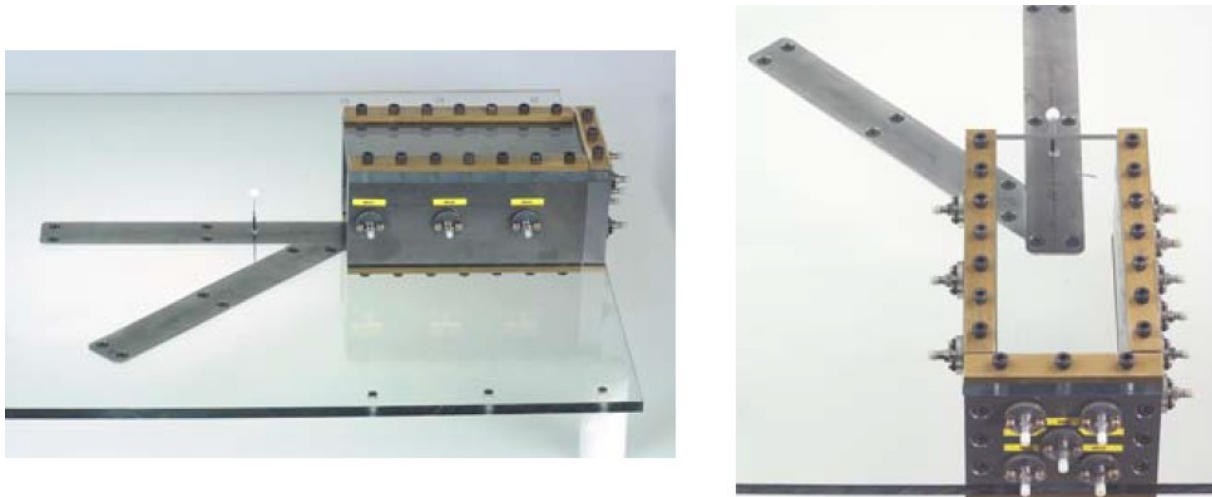


Figure I.3.27 : Photos du montage expérimental (Neuwald, 2002)

La charge cylindrique ($L/D = 3,5$) est amorcée d'un côté et placée à 40 mm de haut à différentes positions et orientations. L'orientation de la charge a une forte influence sur la propagation de l'onde. L'influence de la direction des charges cylindriques se fait particulièrement ressentir pour une distance réduite de la charge à l'entrée du tunnel $Z \leq 3 \text{ m.kg}^{-1/3}$ et est quasiment négligeable pour $Z \geq 4 \text{ m.kg}^{-1/3}$. Pour la charge cylindrique étudiée ici, il peut être noté que la configuration qui donne l'impulsion la plus importante est celle où l'axe de la charge est parallèle au sol et à l'entrée du tunnel (2,5 bar.ms) alors que l'impulsion la plus faible correspond à celle où l'axe de la charge pointe vers le tunnel (1,925 bar.ms).

I.3.5.3. Influence d'obstacles

En ce qui concerne la propagation d'onde de choc dans un tunnel avec ou sans obstacles, les essais réalisés par Smith (1998) à petite échelle avec des modèles de tunnels droits donnent un aperçu des phénomènes de propagation lorsque la détonation est faite à l'extérieur du tunnel. L'objectif du tunnel est de protéger l'installation contre une attaque avec des munitions, conventionnelles ou non. Un comparatif est effectué entre l'onde de choc générée par une demi-sphère d'explosif plastique (PE-4) et un tube à choc, ce qui a permis de montrer que les mêmes résultats étaient obtenus avec les deux

types de génération de choc. L'évaluation de l'atténuation liée à la rugosité de la paroi est faite en comparant les résultats obtenus pour un tube avec obstacles (Figure I.3.28) à ceux obtenus pour un tube lisse. Les éléments rugueux sont caractérisés par leur hauteur H , leur nombre n et l'espacement entre les éléments S . L_1 et L_2 caractérisent respectivement la distance des éléments au fond du tunnel et la longueur du mur sur laquelle s'étendent les éléments. Les mesures de pression se font sur le toit et au fond du tunnel. Les similitudes sont réalisées à partir du TM5-855. Seule la pression incidente est analysée, or c'est la pression réfléchie qui est mesurée sur le mur du fond. L'équation d'Hugoniot $P_r = 2P_s \left(\frac{7P_0 + 4P_s}{7P_0 + P_s} \right)$ est donc utilisée pour obtenir la pression incidente à partir de la pression réfléchie. Afin de représenter les résultats, des paramètres adimensionnels complexes ont été proposés (*ex* : $\frac{2HnS}{L_2(L_1 + L_2)}$) mais n'ont pas permis d'obtenir des résultats satisfaisants. Un paramètre plus simple a donc été choisi sous la forme $\frac{nH}{B}$ où B est la largeur du tunnel. Sur ces essais, il a également été très difficile de déterminer le temps de fin de la phase positive suite aux multiples réflexions et perturbations que voient les capteurs, ce qui rend le calcul de l'impulsion positive assez imprécis (Figure I.3.29).

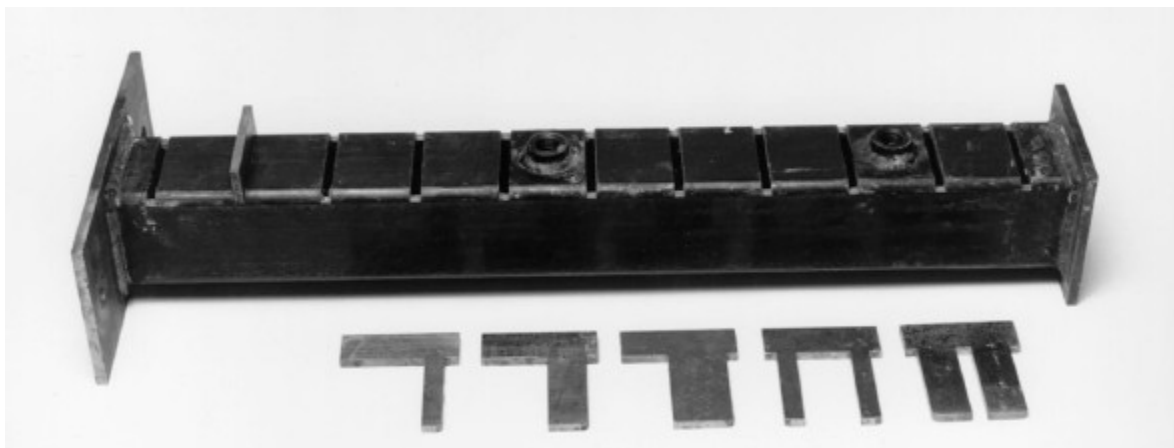


Figure I.3.28 : Photo du tunnel et des éléments utilisés dans les expériences du tube à choc (Smith, 1998)

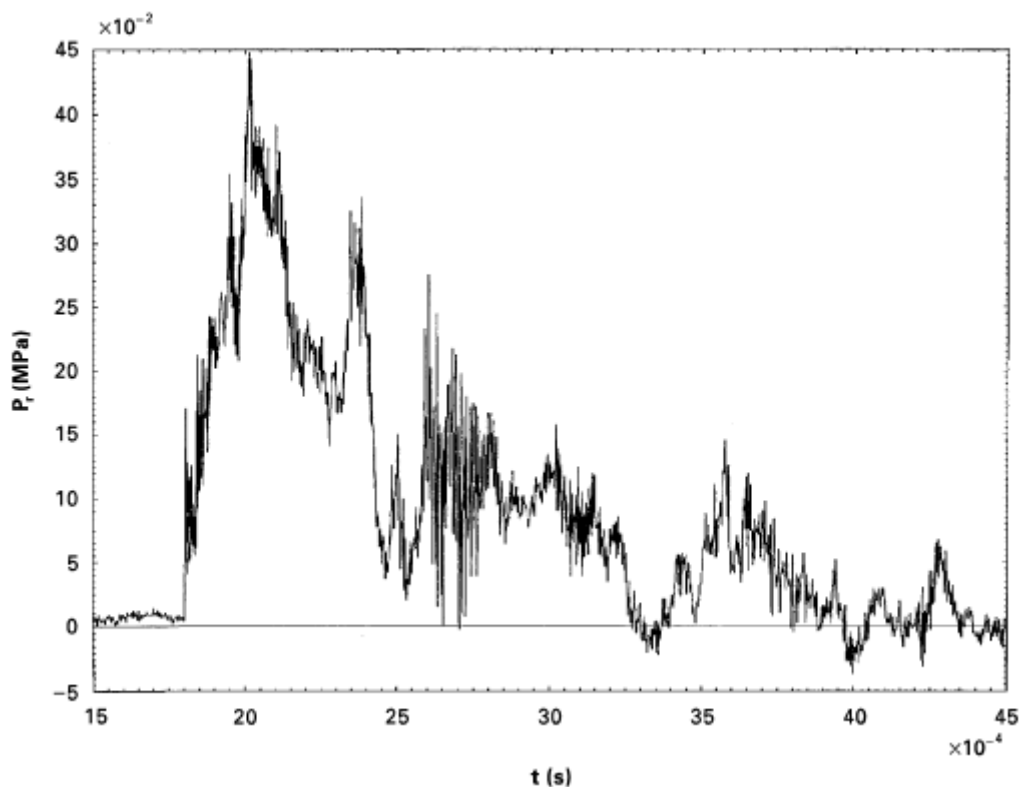


Figure I.3.29 : Évolution de la surpression réfléchie dans un tunnel avec obstacles (Smith, 1998)

Tel que l'a mentionné Smith (1998), la présence d'obstacles peut atténuer les effets d'une onde de choc dans un tunnel. C'est ce phénomène qu'étudie Marra (1999) à l'aide de la simulation numérique. L'effet de la variation du nombre de Mach, de l'espacement des obstacles ainsi que de leur taille est analysé. Deux nombres de Mach ont été évalués, $M = 1,4$ et $M = 2,0$ avec un nombre de Reynolds $Re = 5000$. Il est constaté que la présence d'obstacles, se présentant sous la forme de parois minces de hauteur h , ralentit considérablement l'onde de choc. De même, la pression est fortement diminuée. De plus, plus le nombre de Mach est important, plus la pression est réduite.

I.3.5.4. Systèmes tunnel-chambre ou tunnel-tunnel

Dans la réalité, un tunnel se trouve rarement isolé et sert plutôt de voie d'accès à un complexe souterrain ou de liaison entre différentes pièces.

Lors de la détonation d'un stockage souterrain de munitions, plusieurs paramètres vont influencer sur l'effet de souffle ainsi généré avec, en particulier, les différents paramètres du tunnel d'accès lié à la chambre de stockage (diamètre, longueur, densité de chargement). Afin d'évaluer l'influence de ces paramètres, une série d'essais à l'échelle $1/20^e$ a été réalisée avec des blocs de C4 de 0,609 kg et une densité de chargement de $1,67 \text{ kg/m}^3$, $3,33 \text{ kg/m}^3$ et $5,00 \text{ kg/m}^3$. La charge était positionnée au centre de la chambre et amorcée à l'aide d'un RP-83 situé du côté du bloc faisant face au tunnel. Les capteurs de pression étaient positionnés le long de la surface interne de la chambre de détonation et

du tunnel (Kulite HKS-375, notés AB, Figure I.3.30) ainsi qu'au sol à l'extérieur, dans l'axe du tunnel (Kulite XT-190) à des distances de 1,8 m, 3 m, 4,8 m et 8 m de l'entrée du tunnel (Figure I.3.30). L'effet généré réduit avec l'augmentation du diamètre du tunnel, la diminution de la densité de chargement et l'augmentation de la longueur du tunnel. Ces effets sont principalement liés à l'augmentation du volume total du système souterrain (Joachim, 1994).

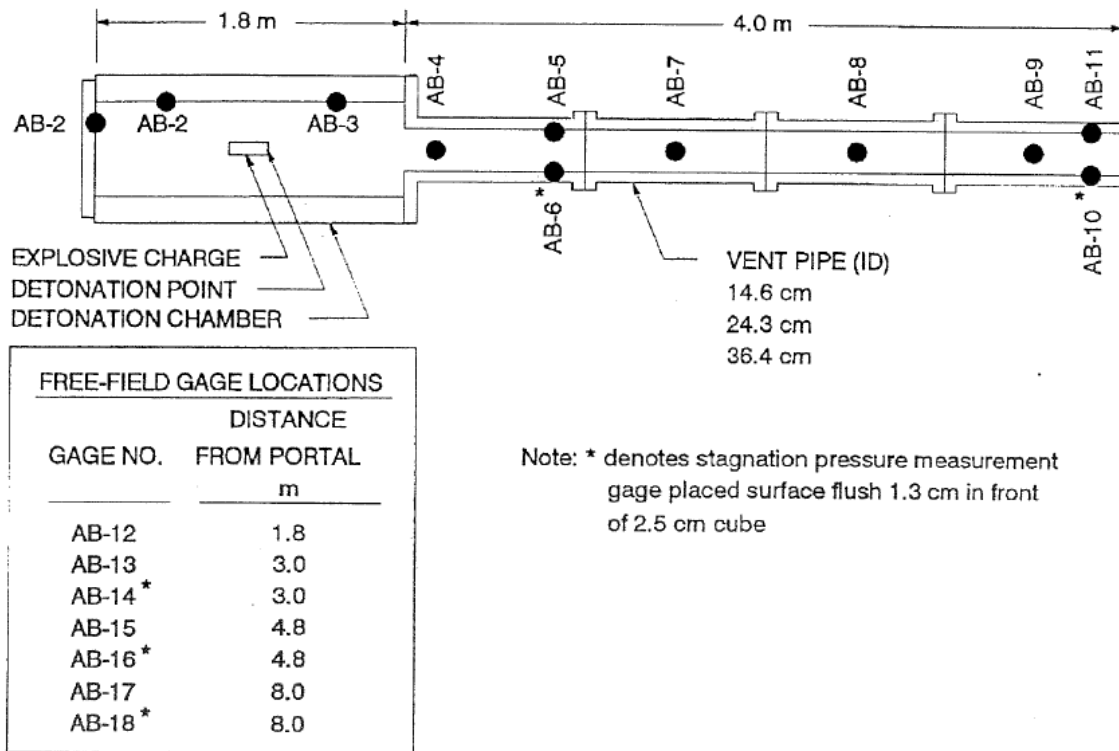


Figure I.3.30 : Montage expérimental (Joachim, 1994)

Deux scénarios d'essai ont été modélisés sous BlastX3 (code semi-empirique). Les résultats d'essais sont tracés sous la forme de diagrammes présentant en abscisse la distance normée et en ordonnée le pic de pression normé (Figure I.3.31, Figure I.3.32). La distance normée se calcule en divisant la distance à l'entrée du tunnel par le diamètre hydraulique du tunnel ($D = \frac{4A}{P}$ où A est la section minimale du tunnel et P le périmètre mouillé de cette section). Le pic de pression normé est, quant à lui, obtenu en divisant la pression de sortie effective par la pression mesurée. La pression de sortie effective se calcule à l'aide de la formule $P_w = 1770,5 \left(\frac{Q}{V_t} \right)^{\frac{1,35}{3}}$ où Q est la masse d'explosif nette en kg et V_t le volume totale de la pièce en m^3 . L'origine de la formule de la pression de sortie effective n'est pas précisée par l'auteur. Le fait de normaliser les pics de pression avec une pression de sortie faisant intervenir le volume total permet de tenir compte de l'augmentation de volume liée à l'augmentation de diamètre ou de longueur du tunnel de sorte que les résultats puissent être comparés. Cependant, la masse de l'explosif intervient également dans ce calcul, ce qui a pour effet de supprimer l'effet de la densité de chargement à la fois pour les données expérimentales et

numériques (Figure I.3.31). Il en va de même pour l'effet de la longueur du tunnel et du diamètre (Figure I.3.32). Toutefois, cette présentation permet de montrer que les données suivent la loi $\frac{P_w}{P} = (R/D)^{1.35}$.

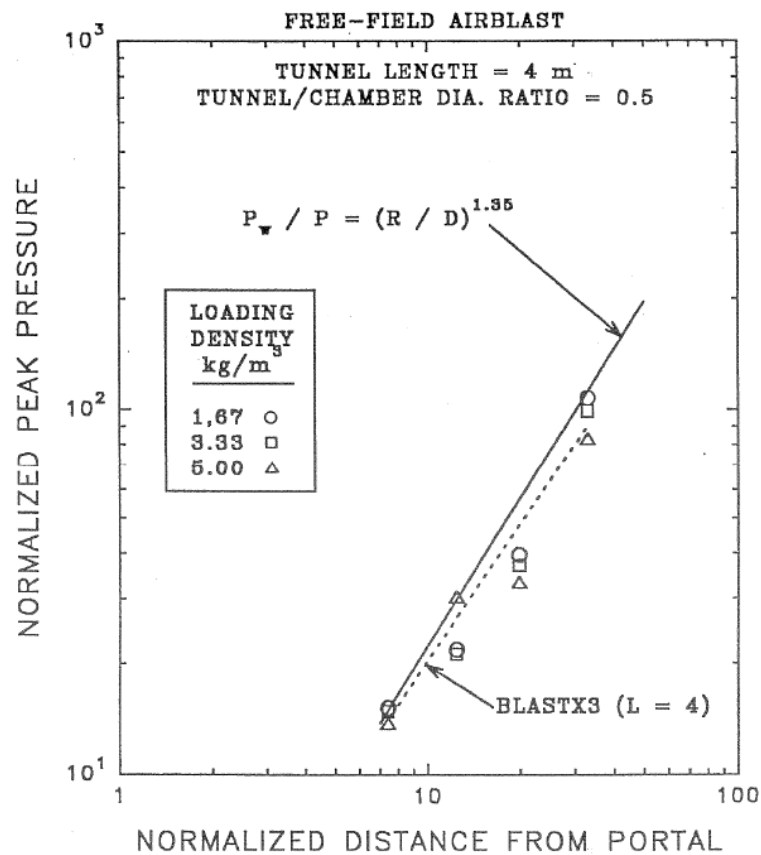


Figure I.3.31 : Effet de la densité de chargement (Joachim, 1994)

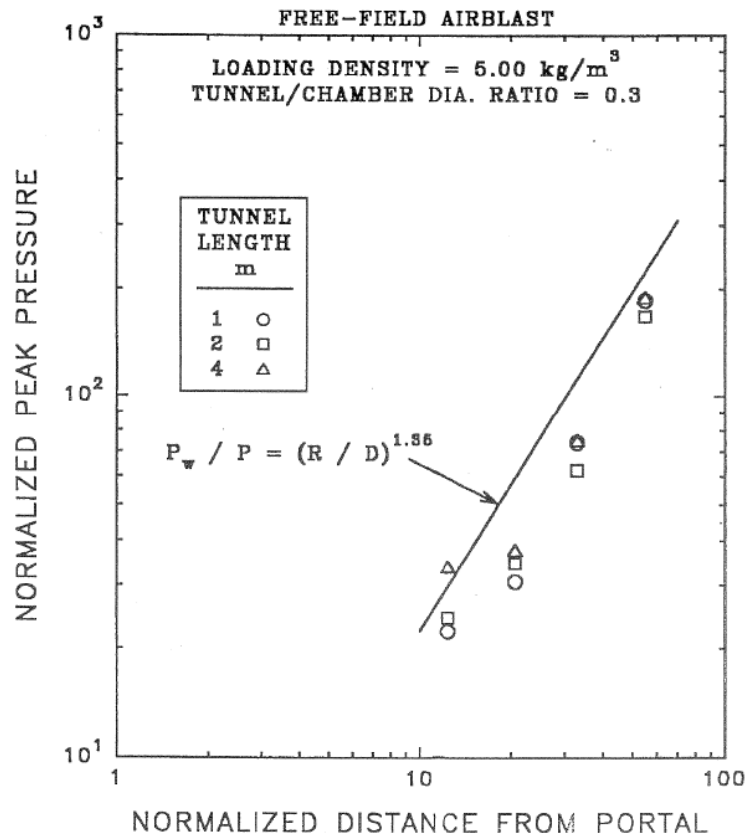


Figure I.3.32 : Effet de la longueur du tunnel (Joachim, 1994)

Enfin, il est aussi intéressant de regarder ce qui se passe dans le cas où l'onde de choc vient de l'entrée du système souterrain. On trouve, dans la littérature, un ensemble de formules empiriques donnant les paramètres d'une onde de choc pour une explosion d'une charge cylindrique à l'entrée d'un tunnel avec diverses configurations de tunnels (Schelinski-Glück, 1993). Plusieurs essais ont été réalisés afin d'établir une base de données suffisante pour pouvoir en tirer des lois approximatives donnant les paramètres du choc (pression incidente, impulsion positive, durée de phase positive, temps d'arrivée et vitesse du front de choc) dans une configuration donnée en fonction de la distance réduite ($Y=L/D$), de la charge réduite ($Z=Q/D^3$) et du diamètre du tunnel D . Il existe donc des formules empiriques pour les configurations avec un tunnel de section 10 m² et une chambre d'expansion avec un volume compris entre 1000 m³ et 3000 m³. Pour d'autres sections de tunnels, les lois de similitudes permettent de trouver le champ de validité correspondant. Dans le cas où la charge détone à une certaine distance de l'entrée du tunnel et fait un angle avec l'axe du tunnel, il existe également une procédure de transformation pour se ramener à une charge détonant à l'entrée du tunnel.

Le montage expérimental est réalisé à l'échelle 1/40^e. Il est constitué d'une chambre de volume variable (représentant 1000 m³, 2000 m³ et 3000 m³) et de deux tunnels fixés d'un côté et de l'autre de la chambre (Figure I.3.33). Les deux tunnels présentent la même section, représentative d'une section de 10 m² à échelle réelle. La taille du tunnel d'entrée est choisie de sorte que la pression entrant dans la chambre soit de 20 bars, 50 bars, 80 bars ou 100 bars. Quant à l'autre tunnel, sa longueur est telle que l'on peut étudier la propagation de l'onde de choc jusqu'à 65 fois le diamètre du

tunnel. Plusieurs positionnements des tunnels par rapport à la chambre ont été évalués (face à face, décalés). La propagation du choc dans la chambre est visualisée par ombroscopie. L'apparition d'un front d'ondes oscillant entre les deux murs de la chambre est observée, envoyant un pic de pression dans le tunnel de sortie à chaque oscillation. La courbe de pression d'un capteur situé dans le tunnel arrière (n°3-n°6) présente donc un profil en dents de scie (Schelinski-Glück, 1993).

Afin d'établir des formules empiriques dans les tunnels, deux grandeurs peuvent être introduites, le volume normalisé $Vn = \frac{\text{volume de la chambre}}{\text{volume du tunnel}}$ pour $L=D$, où L est la longueur du tunnel et D le diamètre de la section du tunnel dans le cas d'un profil circulaire, et le facteur d'amortissement en pression $Dp = \frac{P_s \text{ derrière la chambre}}{P_s \text{ sans chambre}}$. La loi suivante est ainsi obtenue : $Dp = Vn^{-0,375}$. De la même manière, un facteur d'amortissement peut être déterminé pour la durée de phase positive, $Dt = 0,018 Vn + 1$. La pression et la durée de phase positive de l'onde de choc se propageant dans un tunnel avec chambre peuvent donc être déduites, à l'aide de ces facteurs d'amortissement, de la pression et de la durée de phase positive dans un tunnel simple, dont les valeurs se trouvent dans la littérature (Schelinski-Glück, 1993).

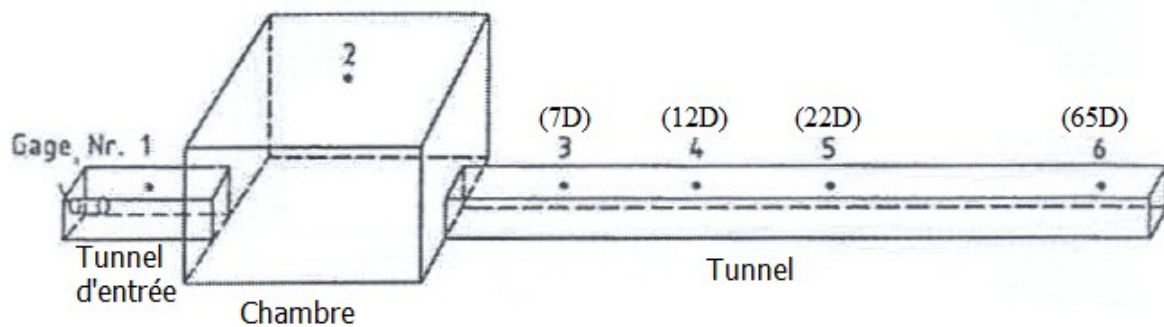


Figure I.3.33 : Schéma du montage expérimental (Schelinski-Glück, 1993)

Dans la conception des bâtiments militaires devant résister à des ondes de choc, la propagation d'une onde de choc dans le système de ventilation doit également être étudiée. Ce problème est similaire au cas du tunnel avec, cependant, la présence de jonctions caractéristiques d'un conduit d'aération. Aussi, afin de pouvoir prédire de façon précise la propagation d'une onde de choc dans un conduit de ventilation, est-il nécessaire d'évaluer les pertes visqueuses à l'entrée du conduit. Cette évaluation se fait de façon empirique, principalement à l'aide d'expériences en tube à choc. La perte de charge, à une jonction du conduit, est calculée entre un point s à l'extérieur du conduit et un point e à l'entrée du conduit à l'endroit où l'onde de choc transmise s'est formée. Pour pouvoir évaluer le flux entrant, l'enthalpie doit être considérée comme constante entre l'extérieur et l'entrée du conduit. La perte de charge entre s et e s'exprime alors sous la forme $\frac{P_{te}}{P_{ts}} = A_2 e^{(-A_1 M_s)}$, où A_1 et A_2 sont des constantes dépendant de la jonction considérée. De même, le nombre de Mach au point e s'exprime sous la forme :

$$M_e = A_3 M_s + A_4 \quad (\text{I.3.14})$$

où A_3 et A_4 sont des constantes dépendant une fois encore de la jonction considérée (Fashbaugh, 1992). Toutes ces constantes A_i peuvent être trouvées dans la littérature. Certaines de ces constantes sont données dans le Tableau I.3.3 pour les sections présentées en Figure I.3.34. Le coefficient r donne la corrélation entre les résultats expérimentaux et les valeurs obtenues à l'aide de ces constantes (Fashbaugh, 1992).

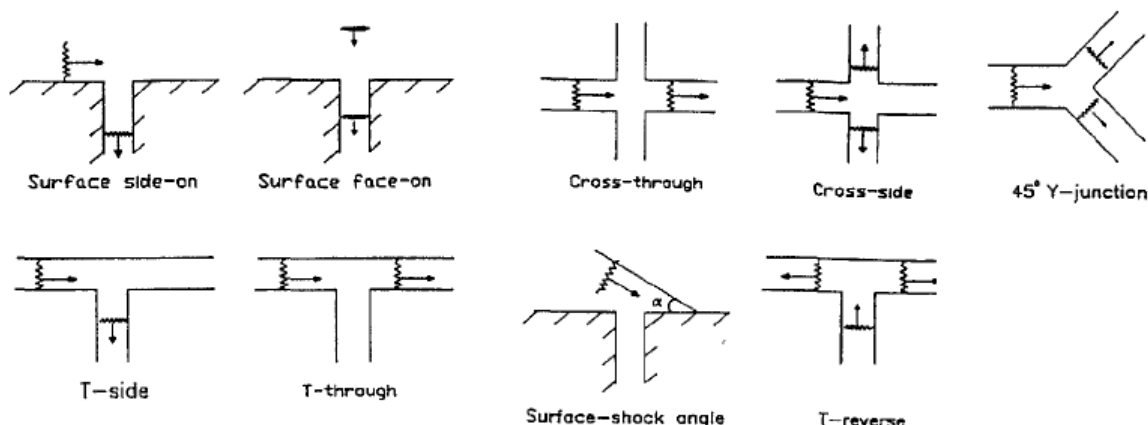


Figure I.3.34 : Différents types de jonctions (Fashbaugh, 1992)

Tableau I.3.3 : Constantes A_i pour différents types de jonctions (Fashbaugh, 1992)

Type of Inlet	Equation constants		Corr. coeff. r	Type of inlet		Equation constants		Corr coeff r
	A_1	A_2				A_3	A_4	
No inlet loss	0.00	1.00		Surface side-on	$M_s \leq 1.2$	0.615	0.0413	0.99
Surface side-on	1.129	1.24	0.99	" "	$1.2 < M_s \leq 1.8$	0.975	0.412	0.99
Surface face-on	-0.140	1.30	0.36					
T-junction, side trans.	1.210	1.13	0.97	Surface face-on	$M_s \leq 1.4$	0.964	0.163	0.99
T-junction, through trans.	0.341	0.99	0.63	T-junction, side trans.	$M_s \leq 1.2$	0.615	0.041	0.97
T-junction, reverse trans.	0.570	1.07	0.88	" " "	$1.2 < M_s \leq 1.7$	0.975	0.0412	0.98
45 degree Y-junction	0.610	1.00	0.96	T-junction, through trans.	$M_s \leq 1.5$	0.940	-0.050	0.99
Cross-junction, side trans.	1.200	1.02	0.98	T-junction, reverse trans.	$M_s \leq 1.6$	0.876	-0.025	0.99
Cross-junction, through trans.	0.260	0.93	0.88	45 degree Y-junction	$M_s \leq 1.12$	0.832	-0.047	0.99
Surface side-on, 50 deg	0.610	1.52	0.99	Cross-junction, side trans.	$M_s \leq 1$	0.450	0.0	0.99
Surface side-on, 60 deg	0.510	1.61	0.98	" " "	$1 < M_s \leq 1.5$	1.133	-0.683	0.96
Surface side-on, 70 deg	0.340	1.61	0.98	Cross-junction, through trans.	$M_s \leq 1$	0.840	0.0	0.99
Surface side-on, 80 deg	0.120	1.56	0.78	" " "	$1 < M_s \leq 1.5$	1.220	-0.380	0.96
				Surface side-on, 50 deg	$M_s \leq 1.12$	0.780	0.154	0.99
				Surface side-on, 60 deg	$M_s \leq 1.12$	0.796	0.194	0.99
				Surface side-on, 70 deg	$M_s \leq 1.12$	0.830	0.213	0.99
				Surface side-on, 80 deg	$M_s \leq 1.12$	0.886	0.220	0.99

I.3.6. Détonation en milieu confiné multi-chambres

Un rapide constat sur l'état de l'art sur les détonations en milieu confiné permet de se rendre compte que, bien que les détonations en milieu aérien soient assez bien connues, ce n'est pas le cas pour le milieu confiné dont les résultats sont soit secrets (détonation dans des installations souterraines, militaires le plus souvent) ou inexistantes. On trouve très peu de données dans la littérature sur les explosions en milieu confiné, et encore moins en multi-chambres.

Seuls Miura, Reichenbach, Parmentier et Sinha semblent avoir travaillé sur ces sujets. Un résumé de leurs différentes publications (Miura (2004), Reichenbach (2000, 2001, 2002), Parmentier (1991), Sinha (2010)) est présenté ici.

I.3.6.1. Travaux de Miura

Miura (2004) a réalisé des essais sur une maquette composée de plusieurs chambres reliées entre elles par des fenêtres, des portes ou des trappes et disposées sur deux étages (Figure I.3.35). La maquette est en plexiglas et a pour dimensions $100 \times 6000 \times 100 \text{ mm}^3$. Deux jeux d'images ont été pris par interférométrie holographique dans le cas d'une détonation dans la chambre A et dans la chambre B. On peut voir sur les images la propagation des ondes de choc dans les différentes pièces à différents instants (Figure I.3.36). Les images obtenues sont similaires à ce qu'aurait donné une technique d'ombroscopie classique. La simulation numérique donne une bonne corrélation des résultats avec l'expérience.

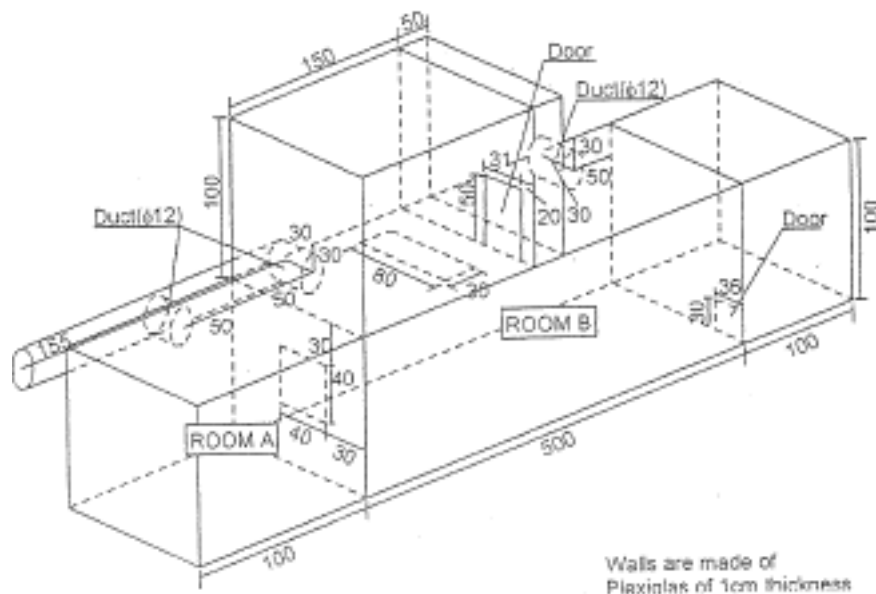


Figure I.3.35 : Schéma de la maquette multi-chambres (Miura, 2004)

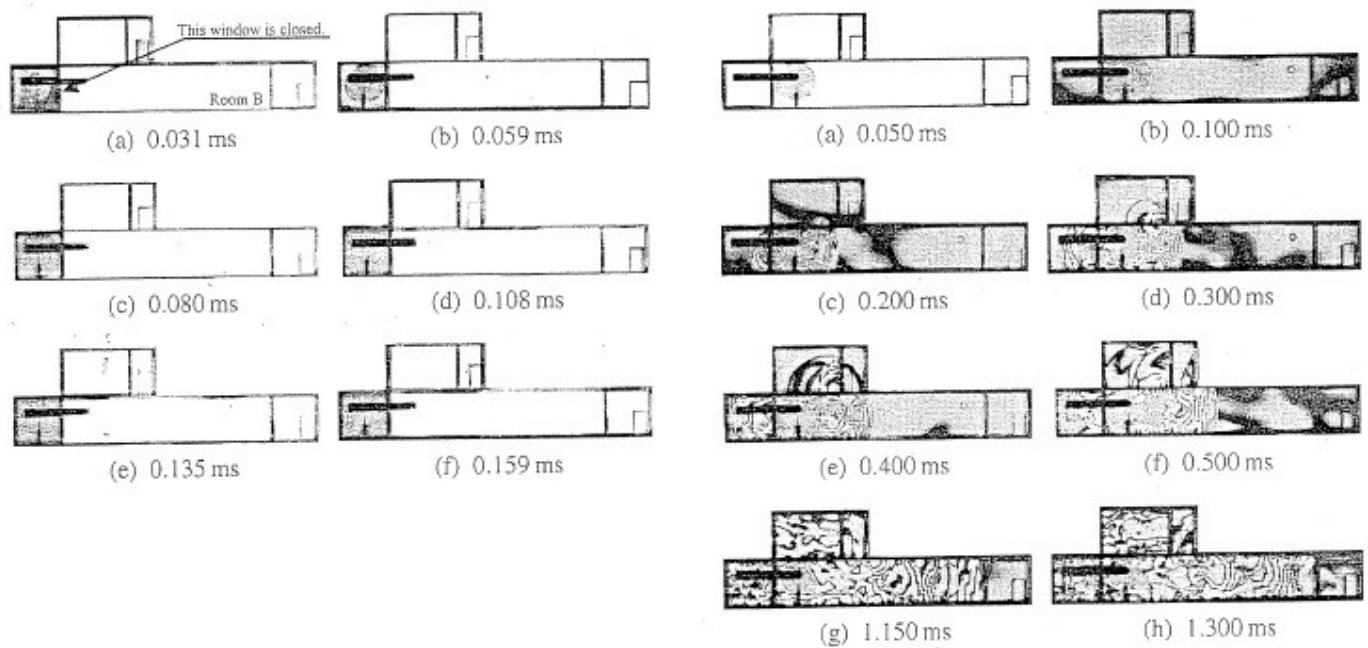


Figure I.3.36 : Photos prises par holographie à différents moments pour une explosion dans la chambre A (gauche) et dans la chambre B (droite) (Miura, 2004)

I.3.6.2. Travaux de Reichenbach

Reichenbach (2000, 2001, 2002) s'est intéressé à l'étude de la propagation des ondes de choc en milieu confiné multi-chambres à petite échelle. Des charges sphériques de 0,5 g de pentrite sont amorcées dans la pièce dénommée "déto" avec trois positions d'essais (Figure I.3.37). En prenant comme référence le coin en bas à gauche, ces positions sont décrites par les couples (1/4l ; 3/4h), (1/2l ; 1/2h), (3/4l ; 1/4h) où l est la longueur et h la hauteur de la pièce avec $l = 130$ mm et $h = 117$ mm. Pour permettre la visualisation des champs de pression, le toit et le sol sont transparents (Makrolon). Les murs sont en acier et une plaque métallique recouvre le sol de la zone de détonation afin de garantir la tenue de la maquette. Chaque chambre est équipée d'au moins un capteur de pression et la visualisation se fait par ombroscopie.

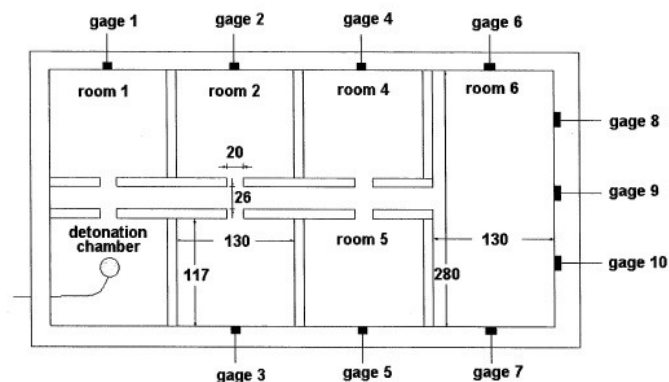


Figure I.3.37 : Schéma du moyen d'essai multi-chambres, Reichenbach (2001)

L'influence de la position de la charge et de la présence d'un événement, dans la zone de détonation, est évaluée. De même, l'effet de la présence d'un matériau inflammable dans le système est également analysé (prise en compte des effets de postcombustion liés aux diverses sources de produits inflammables dans le bâtiment soumis à la détonation).

Les graphes obtenus par ombroscopie permettent la visualisation de la propagation du choc dans les diverses chambres avec l'effet de pénétration liée à l'entrée de l'onde dans chaque pièce. L'influence de la position de la charge est maximale dans la chambre 1, avec d'importants écarts en pression et impulsion, tandis qu'elle est très limitée dans la chambre 6. L'effet de la variation de la masse est également étudié. Pour le capteur de la chambre située face à l'explosif, une dépendance linéaire du premier pic de pression ainsi que du pic de pression maximal par rapport à la masse de l'explosif est constatée. De même, l'impulsion présente une augmentation proportionnelle à l'augmentation de la masse de l'explosif. Cependant, si de l'aluminium est ajouté à la charge, cette dépendance linéaire à la masse disparaît pour le pic de pression maximal bien que celle du premier pic soit conservée. En outre, l'ajout d'aluminium semble augmenter la quantité d'énergie libérée. Afin d'évaluer l'effet d'événement, des toits percés de trous de diamètres allant de 8 mm à 25 mm ont été disposés dans la zone de détonation, le trou étant juste au-dessus de la charge. Aucune différence n'est observée au niveau de la propagation de l'onde entre trois ombroscopies prises à 0,45ms dans le cas sans événement et avec événements de 8 mm et de 20 mm (Figure I.3.38).

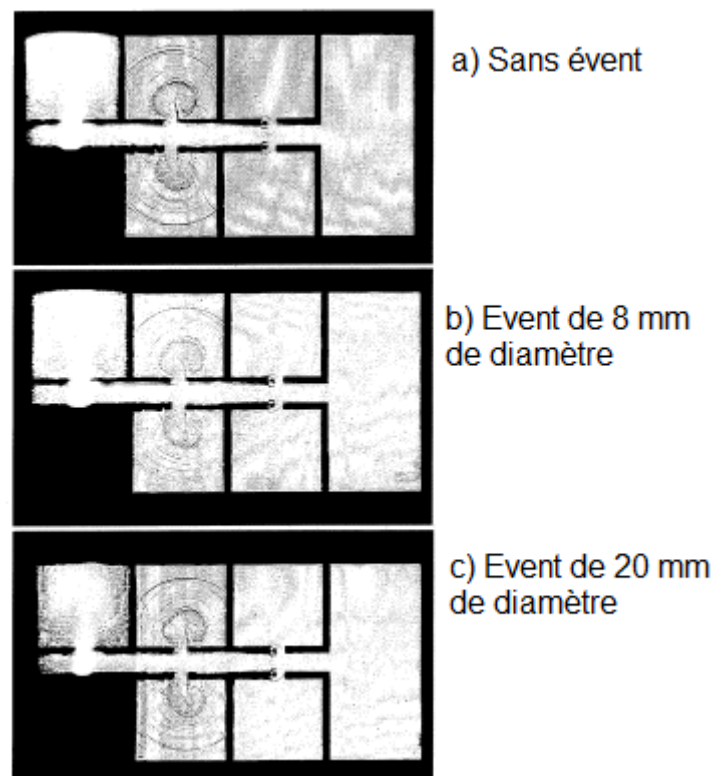


Figure I.3.38 : Influence d'un événement sur la propagation du choc dans un système multi-chambres à $t = 450 \mu s$ (Reichenbach, 2001)

Il semble donc que la présence d'un événement dans la zone de détonation ne change pas la propagation de l'onde de choc incidente dans le système. L'analyse comparative des temps d'arrivée des ondes

montre que la symétrie de distribution de la pression dans les chambres n'est pas perturbée par la présence d'évent. La diminution de la pression dans le système ne se fait ressentir qu'après un certain délai ($> 0,5$ ms) et pour les événements les plus larges (25 mm). L'évent n'a donc pas d'effet sur la phase de propagation du choc. Toutefois, l'effet de l'évent devient significatif sur de plus longues périodes dans la mesure où il limite l'augmentation de la pression statique dans le système. Enfin, ces résultats ne sont applicables qu'à cette géométrie particulière et ne peuvent être appliqués tels quels dans le cas où l'évent serait situé dans un autre endroit de la maquette.

Afin d'évaluer la reproductibilité des essais, huit tirs identiques ont été réalisés avec la charge positionnée au centre de la zone de détonation. La moyenne des pressions maximales et minimales en termes de pression réfléchie sur chaque capteur est comparée entre les différents essais. Un écart de $\pm 15\%$ par rapport à la valeur moyenne est ainsi obtenu. En supposant que la distribution des données suit une répartition gaussienne, alors l'écart type est de 5%. Ces valeurs ne sont pas uniquement liées aux erreurs de mesures, elles incluent également les effets stochastiques tels que la turbulence qui font varier les conditions d'essais de manière aléatoire. En prenant la valeur moyenne de l'impulsion comme la valeur de l'impulsion à l'instant t divisée par t , un écart maximal de $\pm 10\%$ et un écart type de 3,5% sont obtenus.

Reichenbach et Neuwald (2000) ont effectué de nombreux travaux sur la détonation d'une charge explosive en milieu confiné multi-chambres à petite échelle pour le compte de la Defense Threat Reduction Agency du DoD américain. Afin de mieux comprendre les phénomènes régissant la propagation d'une onde de choc dans un tel environnement, cinq sous-systèmes de géométrie plus simple ont été évalués en 2D à l'aide d'un tube à choc ($1,1 < M_s < 2,05$) : chambre seule, chambre-couloir, un étage, escaliers et conduit de ventilation. Les données expérimentales se présentent sous la forme de profils de pression et d'impulsions et de photos prises par ombroscopie et photographie Schlieren. Vis-à-vis de la problématique faisant l'objet du présent mémoire, seuls les deux sous-systèmes chambre seule et chambre-couloir sont exposés.

Le premier sous-système évalué est la chambre seule. Trois configurations différentes de chambres ont été évaluées (Figure I.3.39).

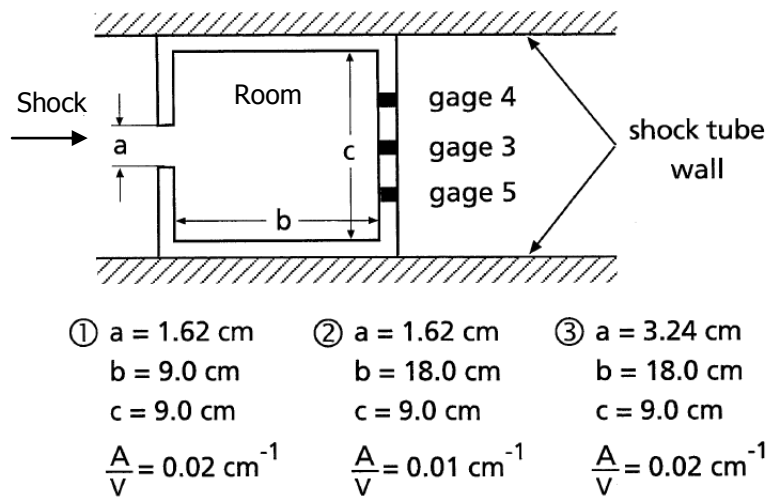


Figure I.3.39 : Schéma de la chambre seule (Reichenbach, 2000)

Un des paramètres important est le rapport entre le volume V de la chambre et la section A de l'entrée. À l'aide d'une technique d'ombroscopie, la propagation d'une onde de choc ($M=1,41$) dans la chambre avec le plus faible rapport $\frac{A}{V}$ peut être visualisée (Figure I.3.40).

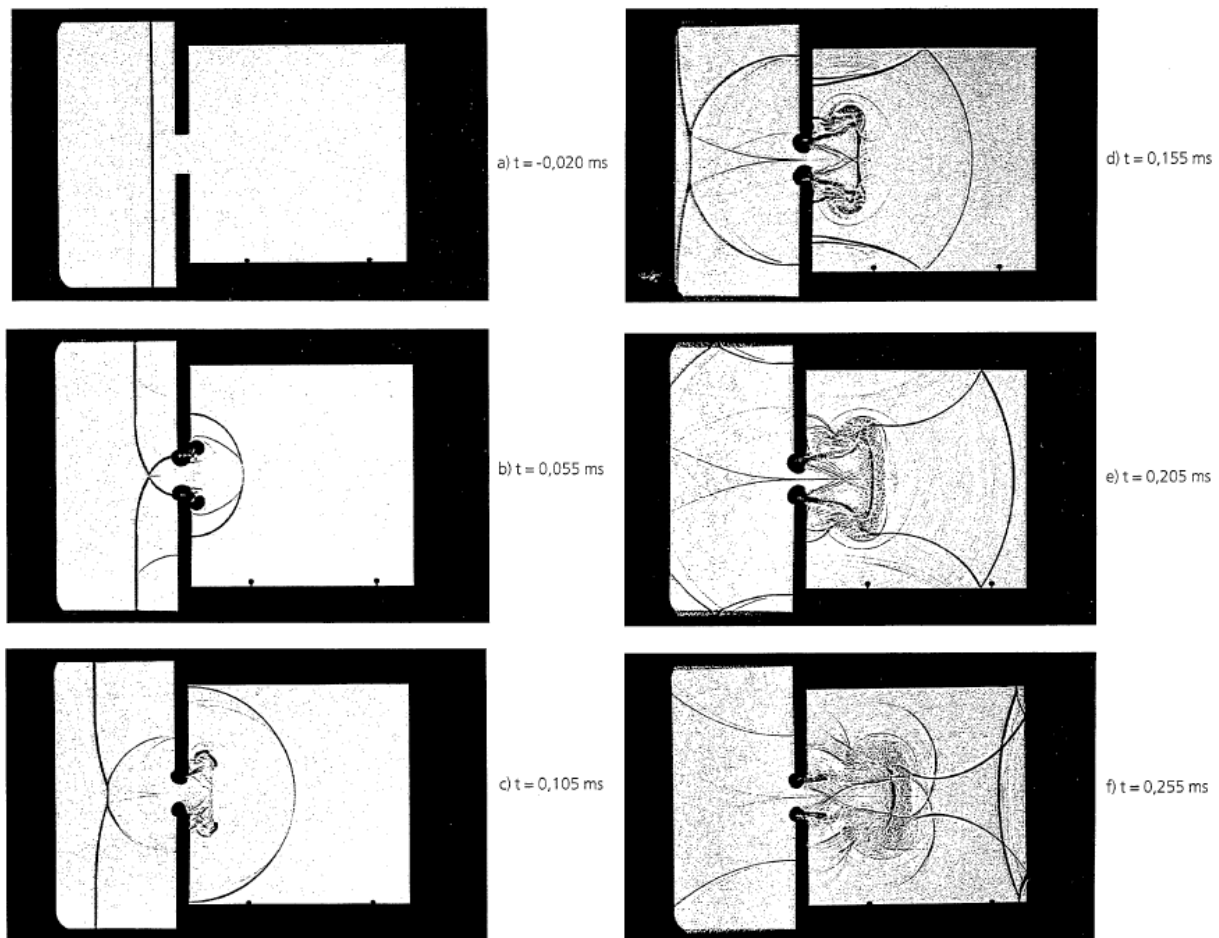


Figure I.3.40 : Évolution d'une onde de choc ($M=1,41$) entrant dans une chambre (Reichenbach, 2000)

Il peut être clairement vu la formation de tourbillons accrochés aux arêtes de l'entrée avec l'apparition de lignes de glissement (Figure I.3.40.b) et d'une onde de choc secondaire plus tardivement (Figure I.3.40.c). Cette onde réalise l'adaptation entre les conditions derrière le choc primaire et la zone turbulente de l'entrée. Pour un nombre de Mach plus important ($M=2,05$), des détentes de Prandtl-Meyer remplacent les tourbillons à l'entrée. Avec un rapport $\frac{A}{V}$ plus important, le choc réfléchi sur le fond de la chambre est dissipé rapidement par la zone de turbulence de l'entrée.

Dans les premiers instants, il apparaît une symétrie horizontale par rapport au milieu de la chambre au niveau du profil de pression, ce que l'on pourrait voir en comparant les signaux de pression des capteurs 4 et 5 alors que la surpression au milieu de la pièce (capteur 3) est beaucoup plus importante. Ceci est dû à la recombinaison des ondes réfléchies par le sol et le plafond. Ensuite, la symétrie est perdue en raison de l'interaction des ondes avec la zone de turbulence.

Le second sous-système évalué est le système chambre-couloir. Trois configurations ont été évaluées (Figure I.3.41) avec différentes largeurs de couloir et plusieurs volumes de chambre.

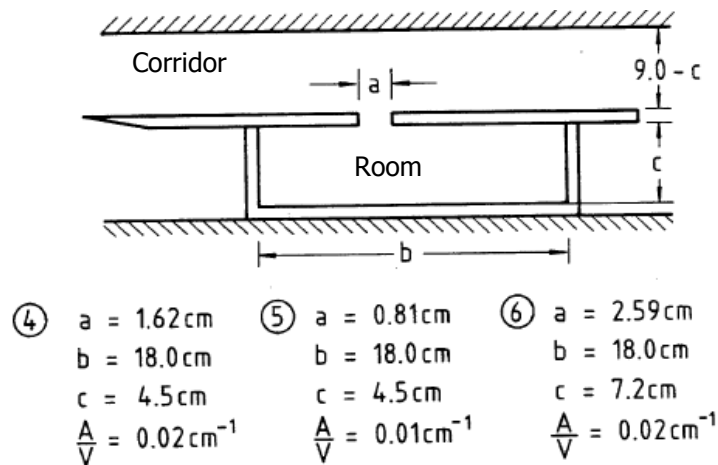


Figure I.3.41 : Schéma du système chambre-couloir (Reichenbach, 2000)

L'ensemble des résultats pour les deux sous-systèmes est synthétisé sous forme graphique (Figure I.3.42).

Mean Overpressure

$$\bar{p} = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} p(t) dt$$

$t_0 = 0.25\text{ms}$ for model ① $t_0 = 0.5\text{ms}$ for models ②-⑥

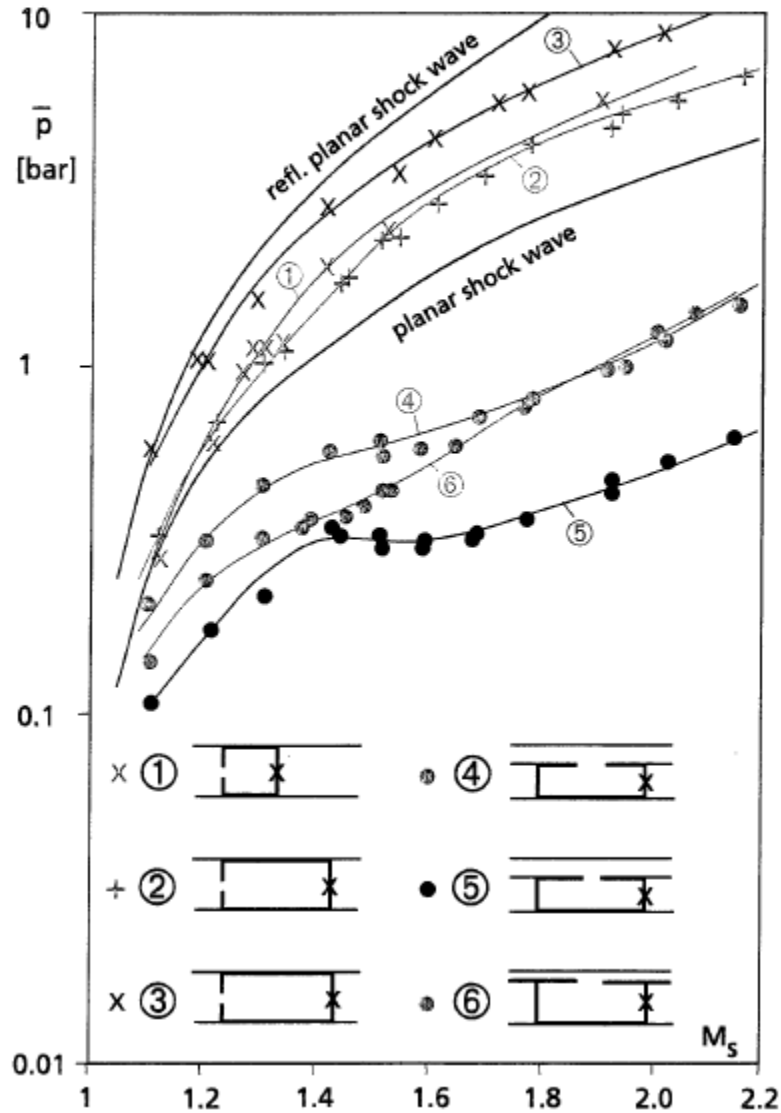


Figure I.3.42 : Synthèse des résultats pour la chambre seule et le système chambre-couloir (Reichenbach, 2000)

Sur la Figure I.3.42, le nombre de Mach M_s correspond au nombre de Mach de l'onde plane générée par le tube à choc et qui arrive en entrée du système étudié.

Il est constaté que la pression dans le système chambre-couloir est toujours inférieure à celle de la chambre seule. Il apparaît également que plus l'ouverture de la chambre est importante, plus la pression est importante. Enfin, l'influence de la largeur du couloir n'est pas aussi importante que celle de l'ouverture de la chambre.

I.3.6.3. Travaux de Parmentier

Parmentier (1991) a réalisé des essais de détonation de 40 mg de TNT dans une maquette d'un bâtiment avant sa construction à l'échelle 1/50^e. Une comparaison des résultats obtenus pour les essais à échelle 1 avec les essais à petite échelle, faits au préalable, et les simulations numériques a été effectuée. Les essais à échelle 1 ont été menés avec une masse croissante de TNT jusqu'à 5 kg afin de vérifier la validité des essais à petite échelle. Une très bonne corrélation des profils de pression entre l'échelle 1 et l'échelle réduite est observée, avec un écart de 10% environ pour les surpressions. Une concordance remarquable entre les fréquences fondamentales du profil de pression et l'impulsion est retrouvée.

I.3.6.4. Travaux de Sinha

Sinha (2010) a également travaillé sur un système multi-chambres. Les prédictions obtenues par simulation numérique à l'aide du code CFD CRAFT sont comparées aux résultats issus d'essais expérimentaux réalisés dans une structure comportant cinq chambres avec un explosif fortement aluminisé et une référence en C4. La modélisation des réactions chimiques nécessaires à la prise en compte des effets de la postcombustion dans les simulations est faite via les bibliothèques JANNAF.

Le système multi-chambres est constitué de 5 chambres reliées entre elles par un couloir (Figure I.3.43). Les chambres 1 à 4 ont un volume d'environ 113 m³ et la chambre 5 équipée d'un événement a un volume de 172 m³. La détonation est initiée dans la chambre 3.

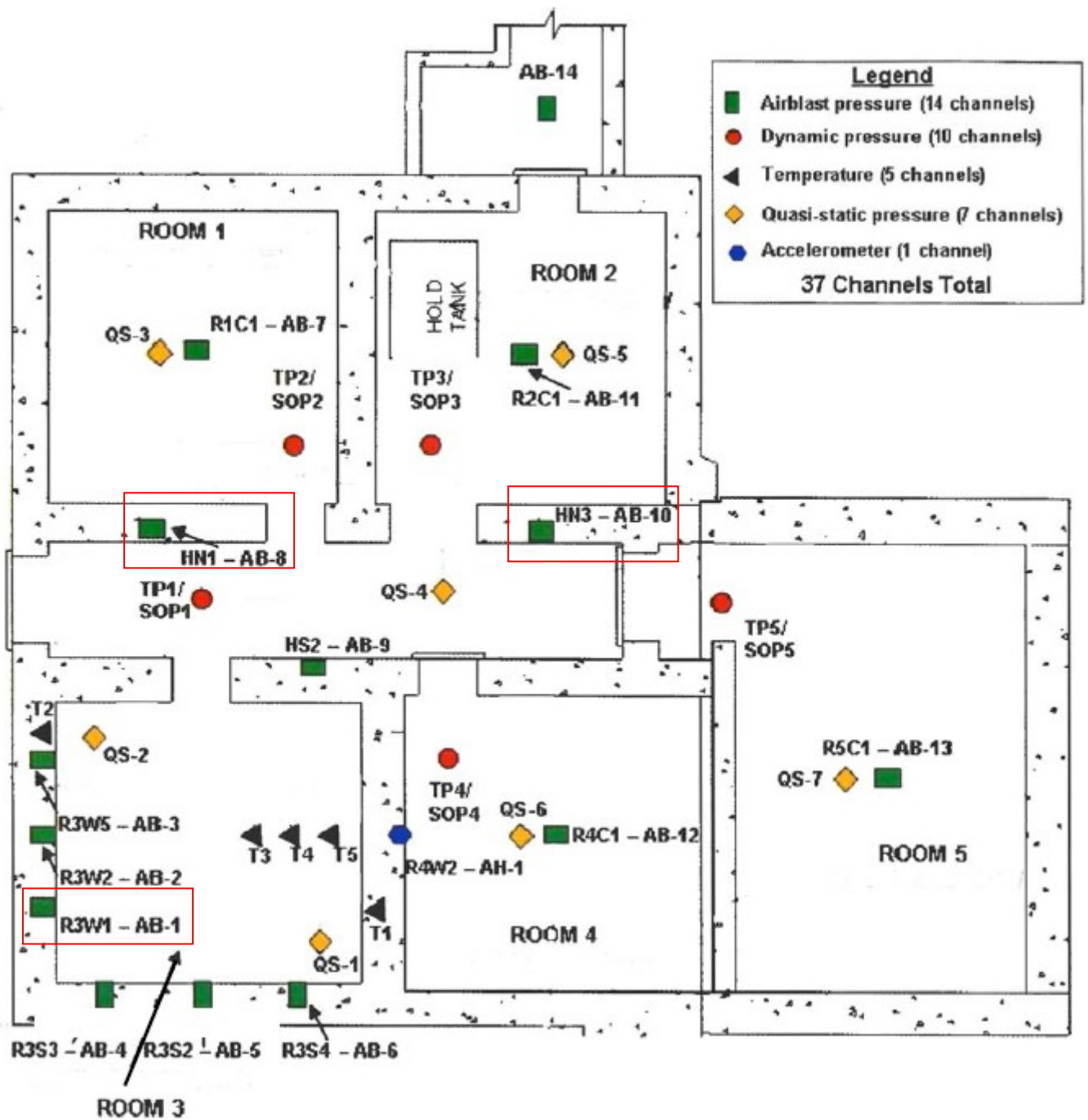


Figure I.3.43 : Système multi-chambres (Sinha, 2010)

Les prédictions données par la simulation montrent de multiples pics de pression liés aux réflexions à l'intérieur de la chambre 3, dans laquelle se produit la détonation, et sont en accord avec les essais expérimentaux, que ce soit pour la pression ou l'impulsion (Figure I.3.44).

La plus forte surpression dans la chambre 3 est obtenue pour le pic incident. Les multiples réflexions que l'on observe ensuite présentent des surpressions de plus en plus faibles. Une évolution du profil de pression assez similaire est observée dans le couloir au capteur AB-8 (Figure I.3.45), avec le pic incident présentant la surpression maximale puis de multiples réflexions. Toutefois, l'écart de

suppression entre le pic incident et le pic réfléchi est beaucoup plus faible que pour le capteur AB-1 de la chambre 3. On remarque également que l'onde met environ 6 ms à sortir de la pièce où se produit la détonation et à arriver jusqu'au capteur AB-8. Si l'on regarde maintenant l'évolution de la pression au capteur AB-10, toujours dans le couloir, il est constaté que le profil est radicalement différent avec un niveau de surpression plus important pour une réflexion que pour l'incident (Figure I.3.46). Cette fois-ci, l'onde de choc mets 20 ms pour arriver. Il apparaît également que la structure monte en pression malgré la présence d'un évent dans la chambre 5 et d'une porte ouverte dans la chambre 2.

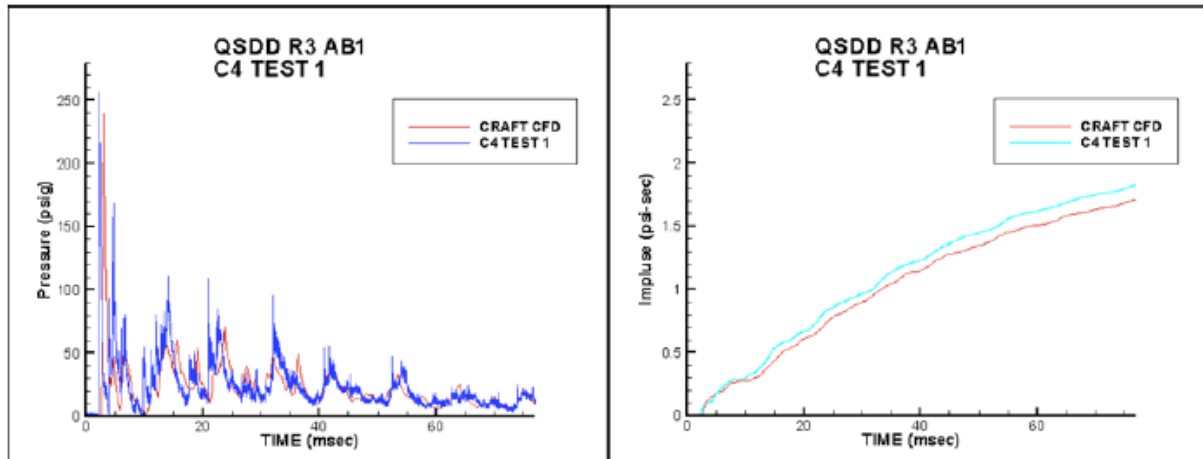


Figure I.3.44 : Pression et impulsion au capteur AB-1 dans la chambre 3 (Sinha, 2010)

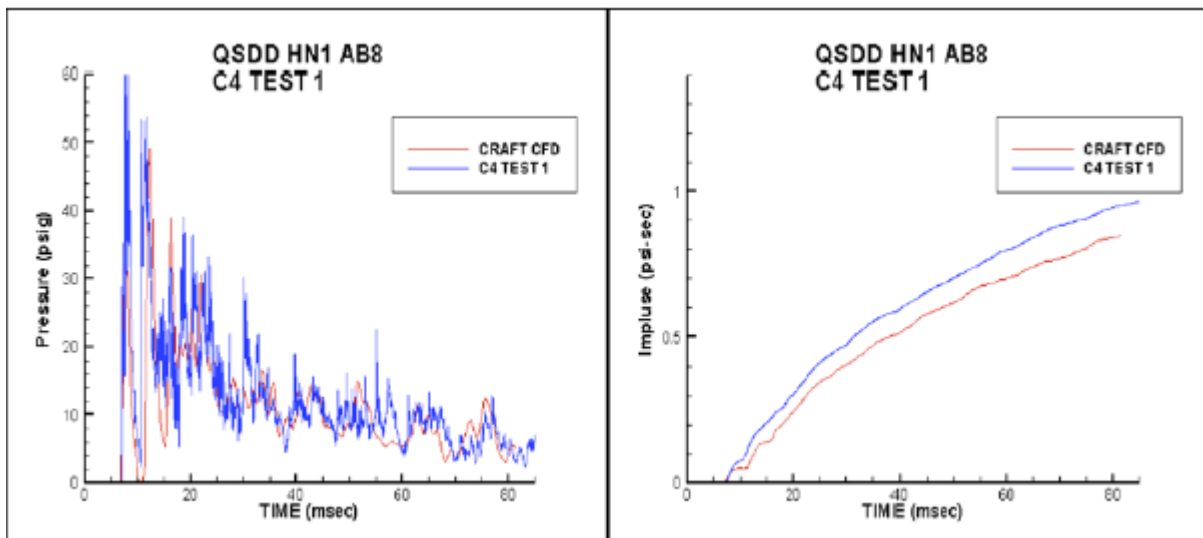


Figure I.3.45 : Pression et impulsion au capteur AB-8 dans le couloir (Sinha, 2010)

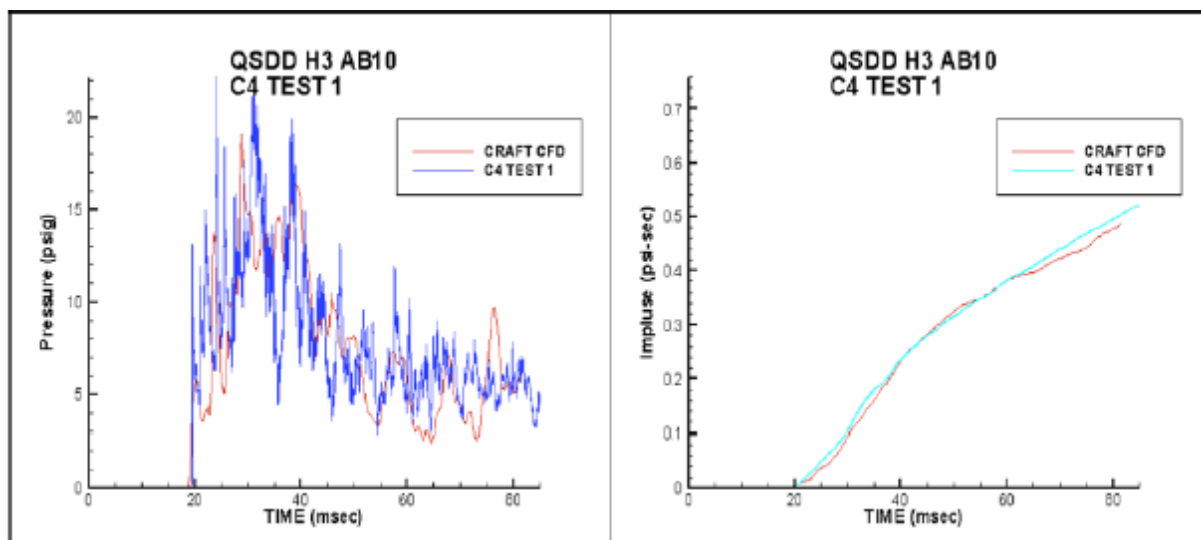


Figure I.3.46 : Pression et impulsion au capteur AB-10 dans le couloir (Sinha, 2010)

I.4. Conclusions

L'étude bibliographique présentée dans ce chapitre confirme ce qui a été annoncé en introduction. En effet, alors que de nombreuses études ont été conduites sur la propagation d'onde de choc en champ libre et sur l'interaction choc-structure, très peu de publications ont pu être trouvées sur la propagation d'onde de choc en milieu confiné multi-chambres, sujet de ce mémoire.

Les quelques travaux trouvés sur ce sujet indiquent tous la difficulté d'analyse des signaux de pression en milieu confiné et aucun auteur n'explique l'origine des réflexions multiples. Ces travaux précisent néanmoins l'intérêt des essais petites échelles dans les études paramétriques de ce type de configurations complexes.

Afin de répondre aux problématiques concrètes de DGA Techniques terrestres, le montage expérimental utilisé dans cette étude est un montage original sans lien concret avec les publications présentées dans cette étude bibliographique.

Cependant, plusieurs des travaux exposés dans ce chapitre sont pertinents par rapport à notre problématique. En particulier, Joachim (1994) propose une approche intéressante pour représenter l'évolution de la surpression dans un tunnel en utilisant des valeurs normées de la surpression et de la distance réduite. Toutefois, l'origine des lois utilisées pour normaliser ses valeurs n'est pas précisée.

Cette absence de précision touche aussi le placement des capteurs dans les systèmes multi-chambres dans les différents articles présentés ici, rendant compliqué la comparaison des profils de pression obtenus par leurs auteurs avec nos expériences.

CHAPITRE II

Description du montage expérimental

Le montage expérimental se compose d'un système d'amorçage, d'un système de génération d'une charge hémisphérique d'un mélange gazeux propane-oxygène stœchiométrique, d'une chaîne de mesures, d'une maquette modulable et d'un plan d'essais.

II.1. Amorçage

La mise en détonation du mélange explosif se fait par un système de fil exposé (cuivre nickelé de diamètre 0,12 mm), soudé à l'étain entre deux électrodes de cuivre espacées de 6 mm et hautes de 6 mm. Ces électrodes sont reliées, via un dispositif de sécurité, à une alimentation haute tension délivrant environ 200 J à 7000 V. Ce dispositif de sécurité permet, en ajoutant une barrière de sécurité, de charger l'alimentation, opération assez longue, avant de générer la bulle de gaz dont la durée de vie est relativement limitée, tout en travaillant en toute sécurité.

II.2. Génération de la bulle de gaz

La génération de la bulle de gaz se fait en injectant le mélange gazeux au milieu d'une surface circulaire, délimitée par un anneau de confinement, préalablement mouillée à l'eau savonneuse. L'anneau de confinement est centré sur les électrodes de sorte que le point d'amorçage soit au centre de l'hémisphère. Le circuit d'arrivée de gaz est constitué de tubes inox hautes pressions et débouche à proximité des électrodes. Le débit du gaz injecté est contrôlé par une vanne micrométrique placée à l'entrée du circuit haute pression. Une électrovanne de sécurité permet de couper ou d'autoriser le passage du gaz. L'entrée du circuit haute pression est raccordée à une bouteille de deux litres, pouvant tenir une pression de quatre bars, contenant le mélange gazeux. Une procédure bien précise est appliquée lors du remplissage de la bouteille en gaz afin de garantir un mélange homogène entre le propane et l'oxygène. La méthode des pressions partielles est appliquée pour réaliser un mélange stœchiométrique $C_3H_8 + 5 O_2$ ($P_k = \frac{n}{n_T} P_T$ où P_k est la pression partielle du gaz k, n le nombre de moles du gaz k dans le mélange, n_T le nombre de moles total du mélange et P_T la pression totale du mélange). La bouteille étant remplie à une pression de trois bars, deux bars relatifs sont utilisables soit quatre litres de mélange.

Le diamètre de l'anneau de confinement fixe la masse de gaz mise en œuvre dans l'essai (Tableau II.2.1). En effet, pour une charge hémisphérique, la masse de gaz m_G s'exprime sous la forme

$$m_G = \rho_G \cdot \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot R_G^3 \text{ où } R_G \text{ est le rayon de la charge hémisphérique et } \rho_G \text{ la masse volumique du gaz.}$$

Pour le mélange propane-oxygène stœchiométrique utilisé dans ces expériences, la masse volumique est $\rho_G = 1,39 \text{ kg.m}^{-3}$.

Tableau II.2.1 : Masse de gaz mise en œuvre en fonction du rayon de l'anneau de confinement pour une charge hémisphérique

Rayon (mm)	Masse de gaz (kg)	Rayon (mm)	Masse de gaz (kg)
30	7,86E-05	60	6,29E-04
40	1,86E-04	67	8,76E-04
47	3,02E-04	85	1,79E-03

Il faut également mentionner qu'en milieu confiné, seuls trois anneaux de confinement sur les six disponibles (Tableau II.2.1) sont utilisés. Il s'agit des anneaux de rayons 30 mm, 47 mm et 67 mm. La maquette étant construite au 1/15^e, on peut déduire des rayons de confinement gazeux la masse de TNT équivalente à échelle réelle (Tableau II.2.2) à partir de la formule suivante :

$$m_{TNT} = m_G \cdot \frac{E_{v,G}}{\rho_G} \cdot \frac{1}{k^3} \cdot \frac{1}{k_e \cdot E_{m,TNT}} \quad (\text{II.2.1})$$

où $E_{v,G}$ est l'énergie volumique du gaz prise à 15,2 MJ.m⁻³ pour le mélange propane oxygène stœchiométrique, k le facteur d'échelle, k_e l'équivalent TNT énergétique du mélange gazeux qui vaut 2,35 selon Trélat (2006), et $E_{m,TNT}$ l'énergie massique du TNT d'une valeur de 4,6 MJ.kg⁻³. Ces masses ont été choisies afin de disposer d'une référence à 1 kg d'équivalent TNT et d'un anneau de 30 mm de rayon, classiquement utilisé pour les faibles charges au laboratoire. Les autres charges ont été choisies afin que la masse augmente progressivement et que la bulle soit toujours contenue dans la cellule 2.

Tableau II.2.2 : Correspondance des rayons de confinement avec la masse de TNT à échelle réelle

R _G (mm)	m _{TNT} (kg)
30	0,27
47	1,03
67	2,99

II.3. Chaîne de mesures

La chaîne de mesures est constituée d'une partie mesures et d'une partie acquisition.

II.3.1. Capteurs

Afin de sélectionner le capteur le plus adapté aux expériences réalisées dans cette étude (temps de montée inférieur à 10 µs, fréquence de résonance élevée, gamme de mesures de 0 à 20 bars, sensibilité supérieure ou égale à 1 bar par volt ...), des essais comparatifs entre plusieurs capteurs de marques et de technologies différentes (piézo-résistif ou piézo-électrique à électronique intégrée) ont été effectués. Ces essais comprenaient des tirs en champ libre et en milieu confiné. Au final, les capteurs Kistler 603B (piézo-résistifs), disponibles au laboratoire, et PCB 113B26 (piézo-électriques) ont donné des résultats similaires (Tableau II.3.1). De plus, ces résultats sont conformes aux essais

réalisés dans les mêmes conditions par Trélat (2006) et Sauvan (2011). Pour des raisons pratiques d'intégration des capteurs sur la table et d'organisation au sein du laboratoire, il a été décidé d'utiliser les capteurs Kistler 603B. Ces capteurs sont liés par des câbles microdots à un amplificateur de charge dont la sortie est connectée au système d'acquisition.

Tableau II.3.1 : Écarts entre les capteurs Kistler 603B et PCB 113B26 pour une charge de rayon 33 mm à une distance de 102,5 mm de la charge en champ libre et en milieu confiné

	$\frac{\Delta P_{max} _{PCB} - \Delta P_{max} _{Kistler}}{\Delta P_{max} _{Kistler}} (\%)$	$\frac{t_a _{PCB} - t_a _{Kistler}}{t_a _{Kistler}} (\%)$	$\frac{I^+ _{PCB} - I^+ _{Kistler}}{I^+ _{Kistler}} (\%)$
Champ libre	5,7	3,4	6,9
Confiné	12	1,1	5,6

Un support spécifique a été développé avec l'aide de DGA Techniques terrestres (Figure II.3.1) pour maintenir les capteurs en place et les isoler du plan d'essais. Ce porte-capteur est fait de telle sorte que le montage et le démontage du capteur soient relativement aisés et qu'il puisse être aligné précisément avec le plan d'essai. L'angle entre le plan et le capteur est ainsi limité, paramètre très important puisque le capteur est assez sensible aux accélérations latérales. L'isolation du capteur du plan d'essai est assurée par le système de fixation du capteur au porte-capteur. En effet, le capteur est bloqué en translation suivant l'axe vertical par un presse-étoupe constitué d'un joint caoutchouc (presse-étoupe RP7) et est guidé dans le bouchon supérieur par un joint torique R5. De plus, les deux bouchons du porte-capteur ainsi que la noix qui fait la liaison entre le montage porte-capteur et le plan d'essais sont en matière plastique absorbante.

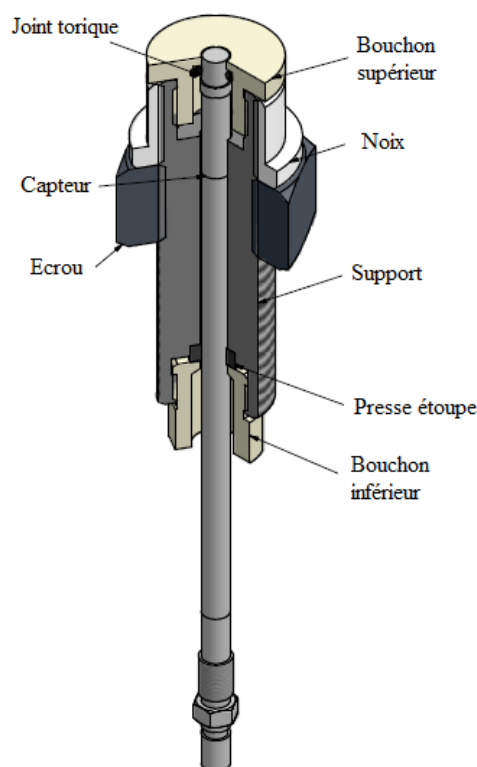


Figure II.3.1 : Montage porte-capteur

II.3.2.Acquisition

Comme il a été mentionné précédemment, le signal mesuré par les capteurs est envoyé de l'amplificateur de charge à un système d'acquisition. Il s'agit ici d'un numériseur Dewetron DW-801 doté de 16 voies avec une cadence d'échantillonnage de 1 MHz. Grâce à sa grande capacité de stockage, ce système permet d'enregistrer les signaux des 15 capteurs de pression utilisés lors des expériences sans réelle limite de temps, tout en conservant une qualité maximale du signal contrairement aux oscilloscopes Tektronik, que le laboratoire utilise également et qui possèdent certes une fréquence d'échantillonnage supérieure mais sont limités à 10000 points. Ceci est fondamental pour les essais en milieu confiné où la durée pendant laquelle sont observés des phénomènes de réflexion peut aller jusqu'à 150 ms.

Dans le cas où plus de 15 voies de mesures sont nécessaires, des capteurs PCB 113B26 sont utilisés et intégrés dans des bouchons en caoutchouc, ces capteurs ne pouvant être adaptés aux montages porte-capteur présentés précédemment. Un second numériseur est également ajouté afin de permettre l'acquisition des voies supplémentaires.

II.4. Présentation de la maquette et des configurations

La définition des configurations d'essais avec les paramètres d'études, l'échelle de la maquette et la quantité de gaz à utiliser a été réalisée en se basant sur un bâtiment de type atelier pyrotechnique de DGA Techniques terrestres (DGA TT). Quatre configurations ont ainsi été retenues pour étudier l'effet, sur la propagation des ondes de choc dans le bâtiment, d'une variation de volume des cellules (configurations 1 & 2), de l'ajout d'un mur venant partiellement fermer une des cellules (configuration 3) et de la présence de chicanes sur les côtés de la structure (configuration 4).

La maquette, représentative d'une travée d'un atelier pyrotechnique à l'échelle 1/15^e, se présente sous la forme d'une enceinte close (pour les trois premières configurations) et partiellement cloisonnée (Figure II.4.1). Afin d'éviter qu'elle ne puisse bouger lors des tirs, celle-ci est fixée à la table à l'aide de vis et de gonds d'assemblage. Elle est complètement modulable afin de s'adapter aux différentes configurations et comporte quatre pièces reliées entre elles par un couloir. Il a été choisi de réaliser la maquette à partir de panneaux de MDF (Medium Density Fiberboard) de 38 mm d'épaisseur en raison du coût relativement faible de ce matériau, de sa haute résistance, de sa légèreté et de sa facilité d'usinage, qualités indispensables pour répondre aux besoins de modularité de cette étude.

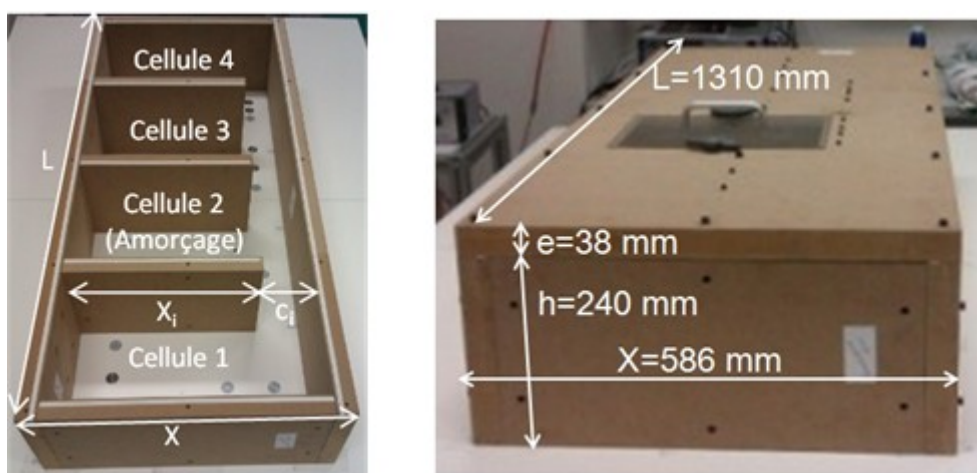


Figure II.4.1 : Photos de la maquette en configuration 1 sans toit (à gauche) et fermée (à droite)

II.4.1. Configuration 1

L'objet de cette configuration est d'évaluer l'effet de la variation de la longueur des parois sur les paramètres de l'onde de choc. Pour ce faire, cinq longueurs de parois ont été étudiées dans cette configuration en conservant des cellules de tailles identiques. Le schéma de principe de la configuration 1 ainsi que les dimensions associées sont repris en Figure II.4.2 et dans le Tableau II.4.1. Les schémas détaillés des cinq sous-configurations accompagnés des distances charge-capteur en champ libre et en milieu confiné sont fournis en annexe (Annexe D.1 à Annexe D.5).

Le point d'amorçage est conservé au centre de la cellule quelle que soit la longueur de paroi étudiée. Il a également été choisi de garder les capteurs fixes par rapport au point d'amorçage. Aussi, la

position des capteurs par rapport à la maquette est-elle variable. Ceci permet néanmoins d'avoir une référence en champ libre identique pour toutes les longueurs de paroi.

Tableau II.4.1 : Dimensions de la configuration 1

Configuration 1					
Échelle	Distance (mm)				
1/15 ^{ème}	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
L	1310				
X	586				
X _{2,3,4}	328	369	410	431	451
c _i	182	141	100	79	59
e	38				
h	240				
Y _i	280				

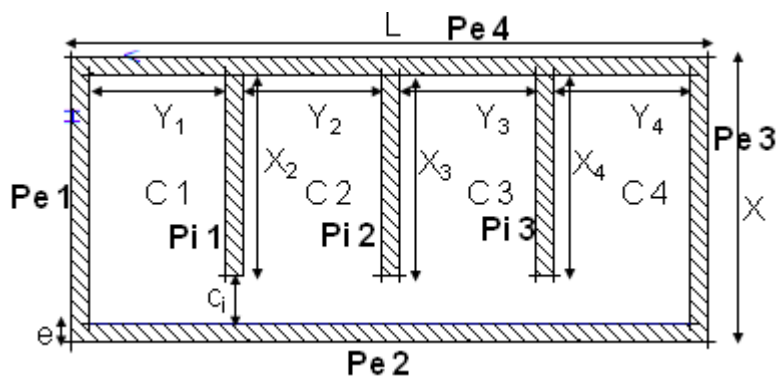


Figure II.4.2 : Schéma de principe de la configuration 1

Le volume des cellules s'obtient à l'aide des paramètres h , X_i et Y_i . Ainsi, il est, pour l'ensemble des cellules, de 0,022 m³ en configuration 1.1, de 0,025 m³ en configuration 1.2, de 0,028 m³ en configuration 1.3, de 0,029 m³ en configuration 1.4 et de 0,030 m³ en configuration 1.5.

II.4.2. Configuration 2

La seconde configuration vise à évaluer l'effet de la variation de la largeur des parois sur la propagation de l'onde de choc. Deux largeurs de la cellule de détonation ont été testées. Il a été choisi de prendre la même largeur pour les cellules 1 et 4 et de conserver la largeur de la cellule 3 à la valeur de référence, c'est-à-dire à la valeur de la configuration 1. Le schéma de principe de la configuration 2 ainsi que les dimensions associées sont repris en Figure II.4.3 et dans le Tableau II.4.2. Les schémas détaillés des deux sous-configurations accompagnés des distances charge-capteur en champ libre et en milieu confiné sont fournis en annexe (Annexe D.6 et Annexe D.7). Afin de suivre les mouvements des parois imposés par les variations de largeurs des cellules, les capteurs sont mobiles par rapport au point d'amorçage.

Tableau II.4.2 : Dimensions de la configuration 2

Configuration 2		
Échelle	Distance (mm)	
1/15 ^{ème}	2.1	2.2
L	1310	
X	586	
Y ₂	448	616
Y _{1,4}	196	112
Y ₃	280	280
e	38	
h	240	
X _{2,3,4}	410	
c _i	100	

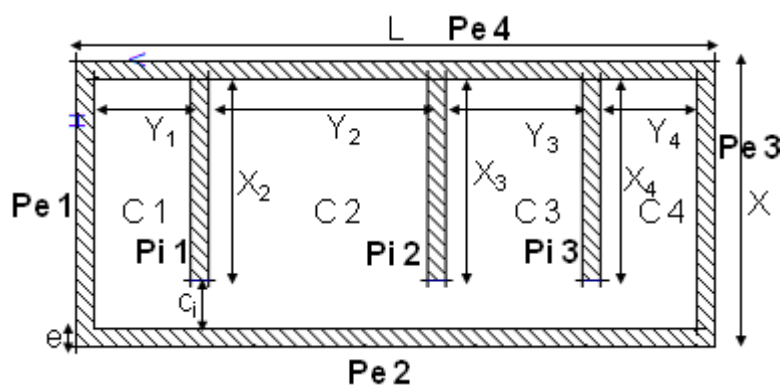


Figure II.4.3 : Schéma de principe de la configuration 2

Contrairement à la configuration 1, le volume est variable suivant la cellule considérée. Il est donc pour les cellules 1 et 4, de $0,019 \text{ m}^3$ en configuration 2.1 et de $0,011 \text{ m}^3$ en configuration 2.2, pour la cellule 2, de $0,044 \text{ m}^3$ en configuration 2.1 et de $0,061 \text{ m}^3$ en configuration 2.2 et enfin, il est conservé constant à la valeur de référence pour la cellule 3 soit $0,028 \text{ m}^3$.

II.4.3. Configuration 3

La configuration 3 a été divisée en quatre sous-configurations suivant la position d'un mur M venant partiellement fermer une des cellules du bâtiment. De plus, trois longueurs du mur M, donc trois degrés d'ouverture des cellules (25%, 50% et 75%), ont été évalués et sont numérotés respectivement 1, 2 et 3. Ces numéros viennent indexer les noms des sous-configurations pour préciser la longueur du mur utilisée. Les autres paramètres des cellules, c'est-à-dire longueur et largeur des parois, ont été fixés aux valeurs de la configuration 1.3.

II.4.3.1. Configuration 3a

Tel qu'il a été précisé précédemment, la configuration 3 a été divisée en quatre sous-configurations. En configuration 3a, le mur MG2 vient partiellement fermer la cellule 2 du côté gauche de la cellule (Figure II.4.4).

Le schéma de principe de la configuration 3a ainsi que les dimensions associées sont repris en Figure II.4.4 et dans le Tableau II.4.3.

Tableau II.4.3 : Dimensions de la configuration 3a

Configuration 3a			
Échelle	Distance (mm)		
1/15 ^{ème}	3a.1	3a.2	3a.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

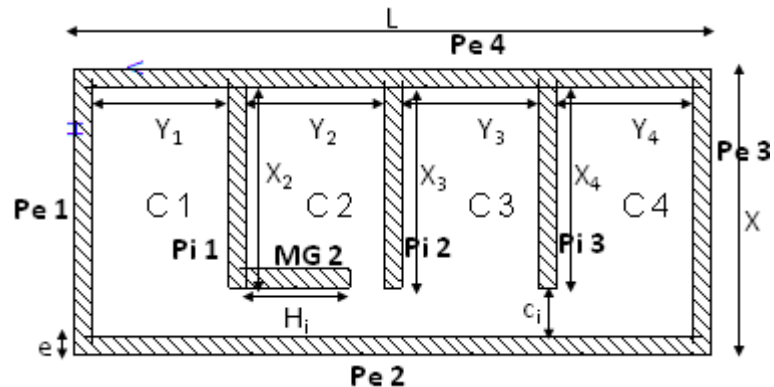


Figure II.4.4 : Schéma de principe de la configuration 3a

II.4.3.2. Configuration 3b

La configuration 3b est quasiment identique à la configuration 3a à la différence près de l'orientation du mur venant obturer la sortie de la cellule. En effet, dans cette configuration, le mur MD2 est lié à la paroi droite de la cellule 2 (Figure II.4.5). Les dimensions ainsi que le schéma de principe de la configuration 3b sont donnés ci-dessous (Tableau II.4.4 et Figure II.4.5).

Tableau II.4.4 : Dimensions de la configuration 3b

Configuration 3b			
Échelle	Distance (mm)		
1/15 ^{ème}	3b.1	3b.2	3b.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

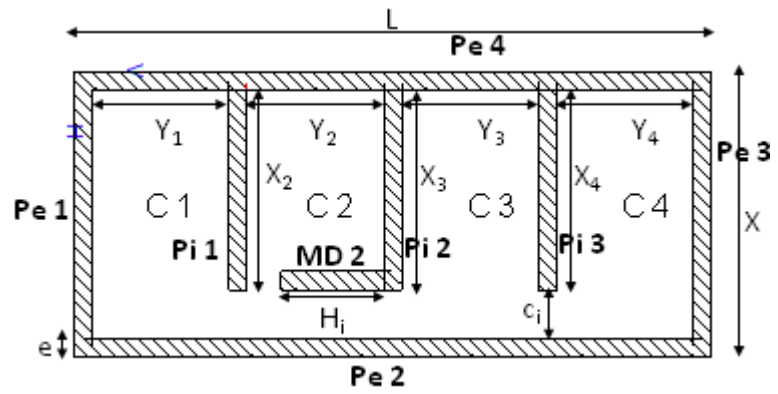


Figure II.4.5 : Schéma de principe de la configuration 3b

II.4.3.3. Configuration 3c

Dans le cas de la configuration 3c, la cellule partiellement fermée par le mur n'est plus la cellule où se produit la détonation, mais celle située directement à côté et soumise au champ de pression. Plus précisément, il s'agit de la cellule 3 avec le mur MG3 fixé à la paroi gauche de la cellule (Figure II.4.6). Le schéma de principe de cette configuration ainsi que les dimensions associées se trouvent dans le Tableau II.4.5 et en Figure II.4.6.

Tableau II.4.5 : Dimensions de la configuration 3c

Configuration 3c			
Échelle	Distance (mm)		
1/15 ^{ème}	3c.1	3c.2	3c.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

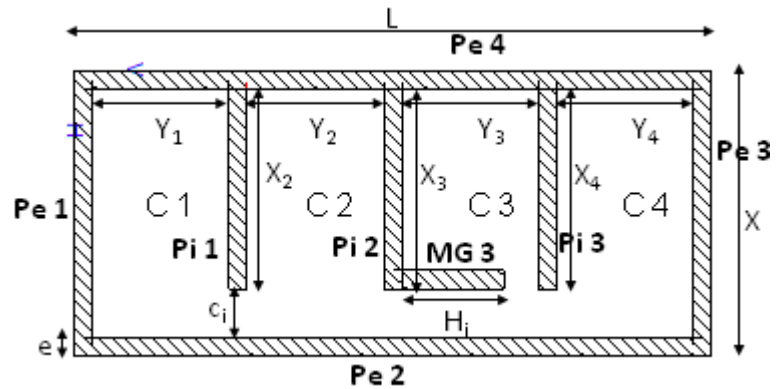


Figure II.4.6 : Schéma de principe de la configuration 3c

II.4.3.4. Configuration 3d

Enfin, la dernière sous-configuration testée est la même que la configuration 3c, excepté le fait que l'ouverture est à gauche de la cellule et non plus à droite (Figure II.4.7). La Figure II.4.7 présente le schéma de principe de cette configuration dont les dimensions sont reportées dans le Tableau II.4.6.

Tableau II.4.6 : Dimensions de la configuration 3d

Configuration 3d			
Échelle	Distance (mm)		
1/15 ^{ème}	3d.1	3d.2	3d.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

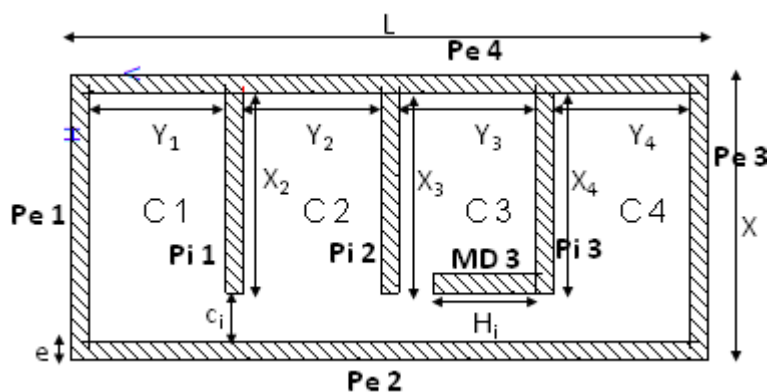


Figure II.4.7 : Schéma de principe de la configuration 3d

En configuration 3, le volume de l'ensemble des cellules est identique à celui de la configuration de référence, soit 0,028 m³. Les données détaillées de l'ensemble des sous-configurations de la configuration 3 sont fournies en annexe (Annexe D.8 à Annexe D.19).

II.4.4. Configuration 4

À la différence des configurations étudiées précédemment, la maquette utilisée ici n'est plus entièrement confinée. En effet, deux chicanes viennent ouvrir les deux parois latérales de la structure et donnent sur deux couloirs bordés par des murs de longueur X₀ supérieure à la longueur X de l'atelier pyrotechnique (Figure II.4.2). Quatre longueurs de chicanes sont évaluées représentant des degrés d'ouverture des parois de 25%, 50%, 75% et 100%. Ces différents degrés d'ouverture des parois correspondent aux sous-configurations 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4.

Le schéma de principe de la configuration 4 ainsi que les dimensions associées sont repris en Figure II.4.8 et dans le Tableau II.4.7. Les données détaillées des quatre sous-configurations se trouvent en annexe (Annexe D.20 à Annexe D.23).

Tableau II.4.7 : Dimensions de la configuration 4

Configuration 4				
Échelle	Distance (mm)			
1/15 ^{ème}	4.1	4.2	4.3	4.4
L1	1656			
L	1310			
X0	1086			
X	586			
X1,5	382,5	255	127,5	0
ch	127,5	255	382,5	510
cex	250			
cey	135			
e	38			
h	240			
Yi	280			
X2,3,4	410			
ci	100			

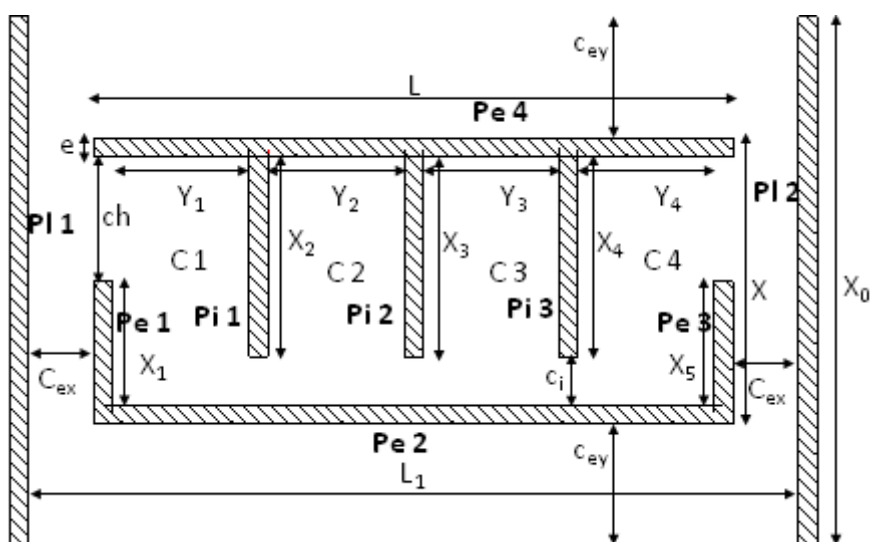


Figure II.4.8 : Schéma de principe de la configuration 4

De même qu'en configuration 3, le volume des cellules est de 0,028 m³.

II.5. Banc d'essais

Le banc d'essais est le montage sur lequel viennent s'intégrer tous les éléments du dispositif expérimental décrits précédemment (Figure II.5.1). Les portes-capteurs, les électrodes et le tuyau d'arrivée de gaz sont fixés au plan d'essais, de dimensions 1320 mm x 2000 mm, qui est lui-même monté sur un cadre fixé au sol. La position des électrodes et du tuyau d'arrivée du gaz est fixe tandis que les portes-capteurs peuvent être déplacés en fonction des diverses configurations étudiées sur des emplacements prédéfinis. Lorsqu'ils ne sont pas utilisés, ces trous sont comblés par des bouchons en acier de sorte que le plan d'essais présente une surface parfaitement plane. Le plan d'essais est également percé en divers endroits afin de permettre la fixation de la maquette lors des essais en milieu confiné.

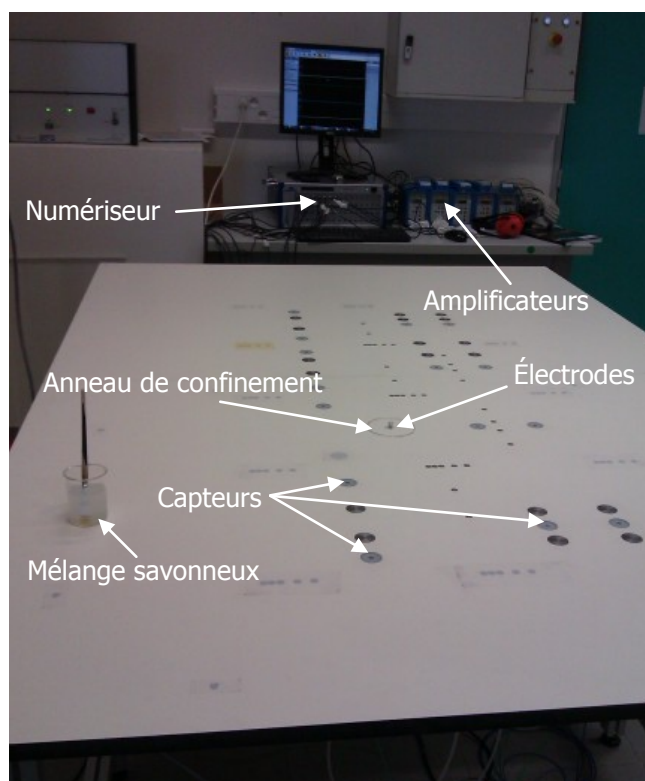


Figure II.5.1 : Banc d'essais

II.5.1. Implantation des capteurs

Lors des essais, 15 capteurs Kistler 603B associés à leurs montages porte-capteur sont utilisés. Ces capteurs sont répartis à raison de quatre par cellule, sauf pour la cellule dans laquelle la détonation est amorcée qui ne compte que trois capteurs. Le capteur G5 étant utilisé uniquement en champ libre et fermé par un bouchon dans les autres configurations. À ces 15 capteurs Kistler s'ajoutent quatre capteurs PCB 113B26 utilisés en configuration 4 exclusivement (Figure II.5.2).

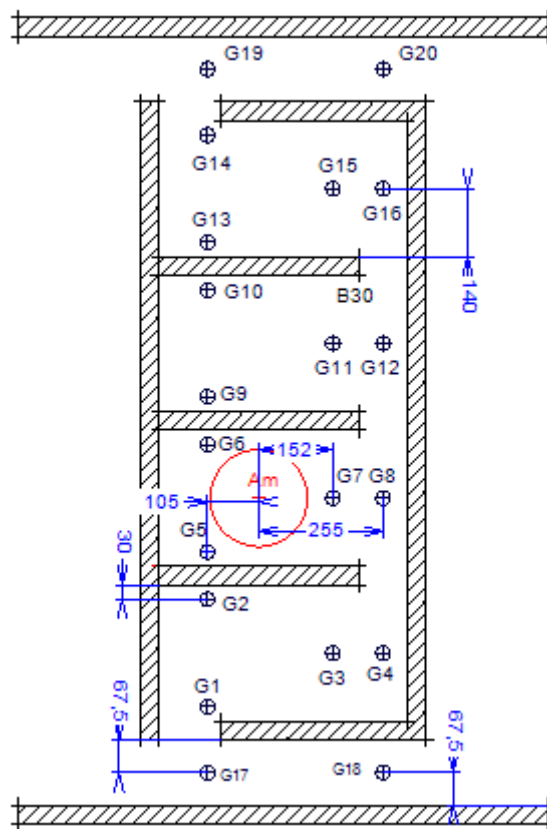


Figure II.5.2 : Positionnement des capteurs – distances en mm

Afin de pouvoir s'adapter aux exigences des quatre configurations qui ont été définies pour les essais en milieu confiné, il a été nécessaire de prévoir trois dispositions des capteurs. Les distances directes de chaque capteur au centre de la charge sont données dans le Tableau II.5.1 pour toutes les configurations.

Tableau II.5.1: Distances directes des capteurs au centre de la charge

Capteur	Distance directe (mm)			
	Configurations 1 & 3	Configuration 2.1	Configuration 2.2	Configuration 4
G1	443	443	443	443
G2	235	312	393	235
G3	356	395	433	356
G4	412	445	480	412
G6	148	148	148	148
G7	155	155	155	155
G8	258	258	258	258
G9	229	307	387	229
G10	437	533	609	437
G11	351	428	507	351
G12	407	475	547	407
G13	533	609	699	533
G14	750	750	750	750
G15	652	692	733	652
G16	683	722	762	683
G17	/	/	/	576
G18	/	/	/	622
G19	/	/	/	884
G20	/	/	/	915

II.6. Exemple de signal de pression

Un exemple de signal de pression enregistré lors de la détonation d'une charge hémisphérique d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène en champ libre est donné en Figure II.6.1.

Les signaux de pression enregistrés par les capteurs de pression présentent les caractéristiques suivantes (Figure II.6.1) :

- Pression ambiante (P_0)
- Temps d'arrivée de l'onde (t_a)
- Surpression incidente (ΔP_i)
- Temps d'arrivée du pic maximal ($t_{\max}$)
- Durée de phase positive (t^+)
- Durée de phase négative (t^-)
- Impulsion positive (I^+), avec $I^+ = \int_{t_a}^{t_a+t^+} P(t)dt$
- Impulsion négative (I^-), avec $I^- = \int_{t_a+t^+}^{t_a+t^++t^-} P(t)dt$

Lors de la détonation d'une charge gazeuse hémisphérique à amorçage central, l'onde de détonation parcourt le milieu gazeux de façon sphérique. Lorsque l'onde de détonation atteint l'interface entre l'air et le mélange gazeux, une onde de détente est générée et repart vers le centre de la charge

(Gitterman, 2012). Ces ondes de détente se rencontrent au centre de la bulle et interagissent pour former une onde de choc qui repart en sens inverse, c'est-à-dire dans le sens de propagation de l'onde de détonation initiale. C'est ce phénomène que l'on nomme implosion de la bulle (Figure II.6.2).

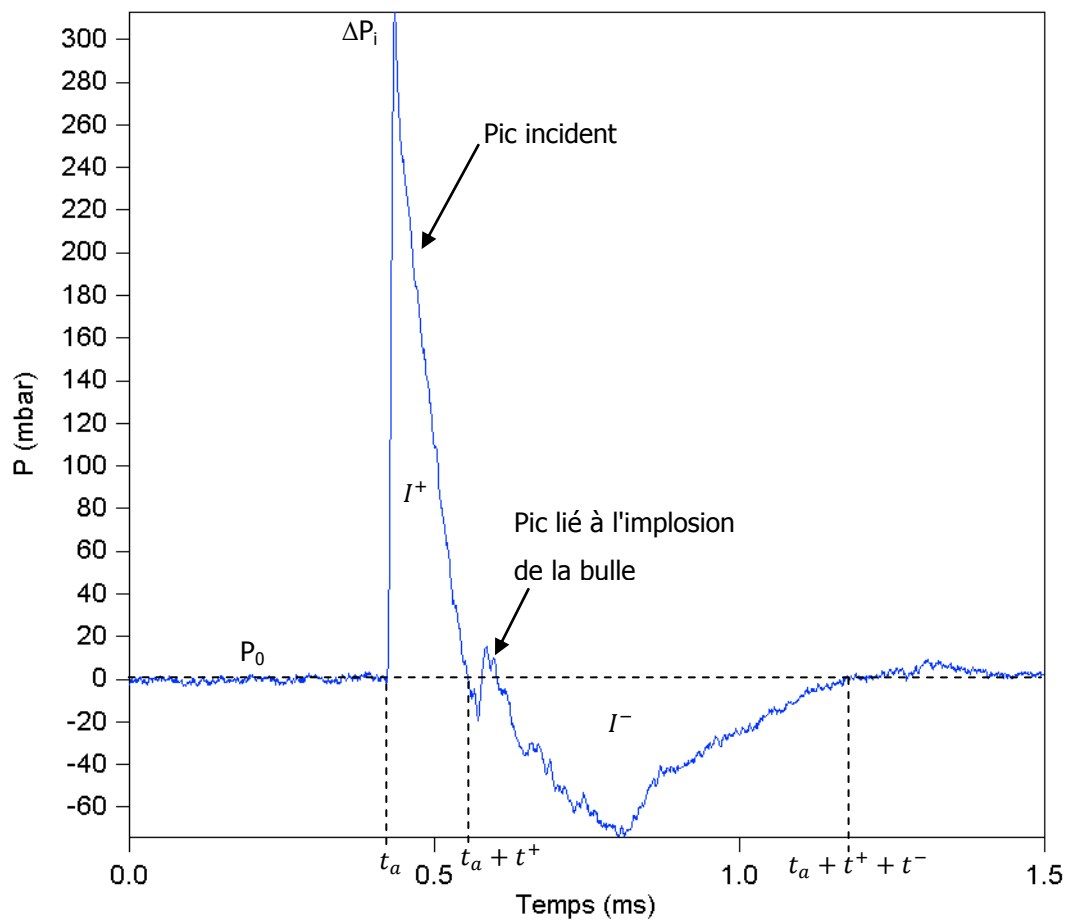


Figure II.6.1 : Exemple de courbe de pression en champ libre

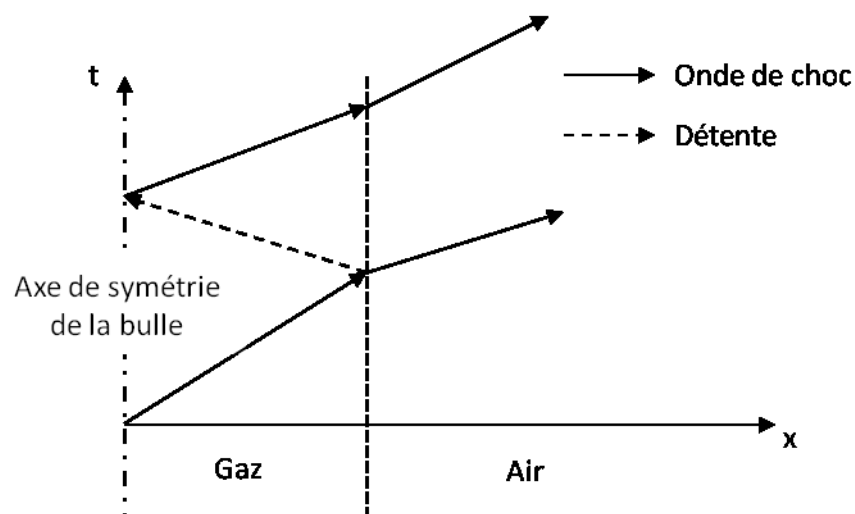


Figure II.6.2 : Représentation schématisée de l'implosion de la bulle

II.7. Reproductibilité

La reproductibilité des essais est affectée par les incertitudes de mesure dues aux erreurs et à la dispersion inhérente à l'expérience, qui sont de sources multiples :

- amorçage (tension du fil explosé, différence de potentiel aux électrodes, durée de décharge de l'alimentation ...),
- génération de la bulle de gaz (rayon et positionnement de l'anneau de confinement, volume de gaz injecté, qualité du mélange gazeux ...),
- chaîne de mesures (capteurs, amplificateurs, numériseurs, câbles ...).

Afin de limiter l'influence de ces incertitudes de mesure, chaque tir est répété trois fois puis les valeurs des différentes caractéristiques du signal sont moyennées avant l'exploitation des résultats expérimentaux. Toutefois, cette approche n'est valable que dans le cas où l'écart entre les différents tirs est faible ce qui a été vérifié pour plusieurs charges et distances différentes en champ libre (Figure II.7.1) comme en milieu confiné (Figure II.7.2). Plus précisément, les écarts en surpression et en impulsions positives sont inférieurs à 5% en champ libre et à 10% en milieu confiné et les écarts en temps d'arrivée sont de 2% au maximum.

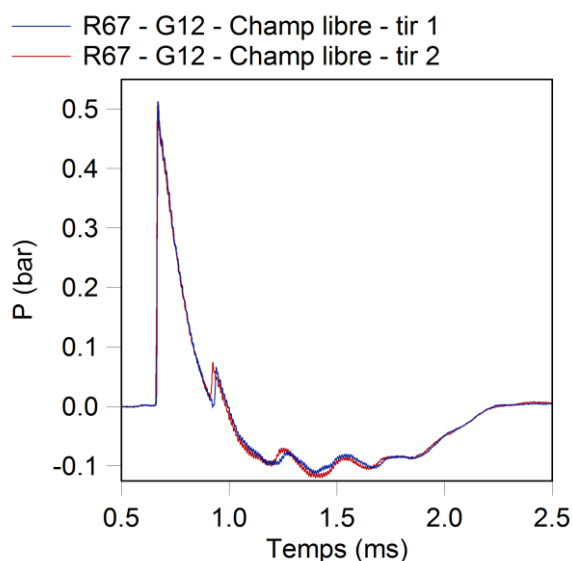


Figure II.7.1 : Profils de pression enregistrés au capteur G12 en champ libre pour une bulle de rayon 67 mm pour les tirs 1 et 2

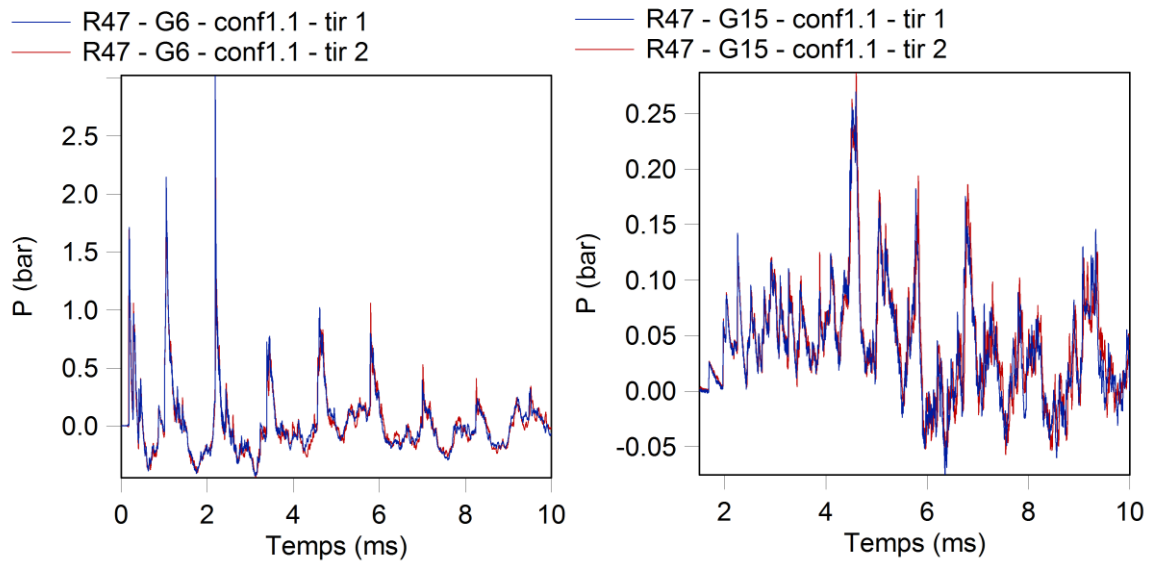


Figure II.7.2 : Profils de pression enregistrés au capteur G6 et G15 en configuration 1.1 pour une bulle de rayon 47 mm pour les tirs 1 et 2

CHAPITRE III

Démarche de l'étude

III.1. Démarche expérimentale

III.1.1. Champ libre

Afin d'obtenir les données de référence nécessaires à l'analyse des signaux de pression en milieu confiné, une série d'essais en champ libre a été effectuée. Ces essais ont également permis de calibrer et de mettre au point la chaîne de mesures. Ainsi, plusieurs charges de masse différentes (Tableau II.2.1) ont été utilisées tout en se servant des trois dispositions possibles des capteurs afin d'obtenir un maximum de données.

L'application de la distance réduite pour repérer la position des capteurs permet de regrouper simultanément les résultats de tous les tirs indépendamment de la charge utilisée ou de la position des capteurs. Cette distance réduite peut s'exprimer soit en termes d'énergie sous la forme $\lambda(\text{m} \cdot \text{MJ}^{-1/3}) = R \cdot E_G^{-1/3}$, soit en termes de masse sous la forme $Z(\text{m} \cdot \text{kg}^{-1/3}) = R \cdot m_G^{-1/3}$, où R est la distance radiale au centre de la charge en m, E_G l'énergie de la charge gazeuse en MJ et m_G la masse de la charge gazeuse en kg. Ces deux expressions sont proportionnelles entre elles. En effet, pour une charge de gaz sphérique, les expressions des distances réduites sont données par les équations (III.1.1) et (III.1.2). En faisant le rapport de ces deux relations, il est alors possible d'exprimer Z en fonction de λ , de l'énergie volumique du gaz et de sa masse volumique.

$$\lambda = R \cdot \left(\frac{4\pi}{3} R_0^3 \cdot E_{v,G} \right)^{-1/3} \text{ avec } R_0 \text{ le rayon de la charge et } E_{v,G} \text{ l'énergie volumique du gaz} \quad (\text{III.1.1})$$

$$Z = R \cdot \left(\frac{4\pi}{3} R_0^3 \cdot \rho_G \right)^{-1/3} \text{ avec } \rho_G \text{ la masse volumique du gaz} \quad (\text{III.1.2})$$

$$Z = \lambda \cdot \sqrt[3]{\frac{E_{v,G}}{\rho_G}} \quad (\text{III.1.3})$$

Bien que les charges gazeuses soient souvent associées à des distances réduites exprimées en termes d'énergie (Brossard, 1985; Trélat, 2006), il a été choisi de travailler, pour cette étude, avec des distances réduites exprimées en termes de masse, plus couramment utilisées avec les explosifs condensés. De plus, à des fins de comparaisons avec d'autres travaux réalisés lors d'études précédentes au laboratoire et la bibliographie, la masse de gaz est rapportée à un volume sphérique. Il faut donc multiplier par deux les valeurs de m_G données dans le Tableau II.2.1. En associant donc les distances radiales possibles (Tableau II.5.1) avec les masses de gaz possibles (Tableau II.2.1), le domaine de distance réduite balayé par les essais en champ libre s'étend de $0,969 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$ à $14,116 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$.

Pour chaque distance réduite, les valeurs de la surpression incidente ΔP_i , du temps d'arrivée t_a et de l'impulsion positive I^+ sont relevées sur les signaux de pression. Lorsque plusieurs valeurs d'une même caractéristique sont disponibles pour une distance réduite donnée, la valeur moyenne est retenue de sorte de n'avoir qu'une seule valeur par distance réduite.

Les données ainsi obtenues ont alors permis l'élaboration de polynômes à partir desquels les valeurs des caractéristiques du signal de pression sont calculées pour n'importe quelle distance réduite dans le domaine de validité des polynômes. Ces polynômes sont les suivants :

- Surpression (ΔP_i en bar), coefficient de corrélation de 0,997 :

$$\ln(\Delta P_i) = 1,4745 - 1,5412 \ln(Z) - 0,3695 \ln(Z)^2 + 0,2182 \ln(Z)^3 - 0,034 \ln(Z)^4 \quad (\text{III.1.4})$$

- Temps d'arrivée réduit ($\bar{t}_a = t_a \cdot m_G^{-1/3}$ en ms.kg^{-1/3}), coefficient de corrélation de 0,9998 :

$$\ln(\bar{t}_a) = -0,3216 + 1,8031 \ln(Z) - 0,0887 \ln(Z)^2 - 0,0368 \ln(Z)^3 + 0,0081 \ln(Z)^4 \quad (\text{III.1.5})$$

- Impulsion positive réduite ($\bar{I}^+ = I^+ \cdot m_G^{-1/3}$ en bar.ms.kg^{-1/3}), coefficient de corrélation de 0,989 :

$$\ln(\bar{I}^+) = 0,2558 - 0,9979 \ln(Z) + 0,3021 \ln(Z)^2 - 0,1935 \ln(Z)^3 + 0,0322 \ln(Z)^4 \quad (\text{III.1.6})$$

$$\text{avec } 0,969 \leq Z(\text{m.kg}^{-1/3}) \leq 16,962$$

Ces trois polynômes ont été tracés et comparés avec ceux obtenus par Sauvan (2011) et Trélat (2006) lors d'expériences similaires avec un mélange propane-oxygène stœchiométrique (Figure III.1.1, Figure III.1.2 et Figure III.1.3).

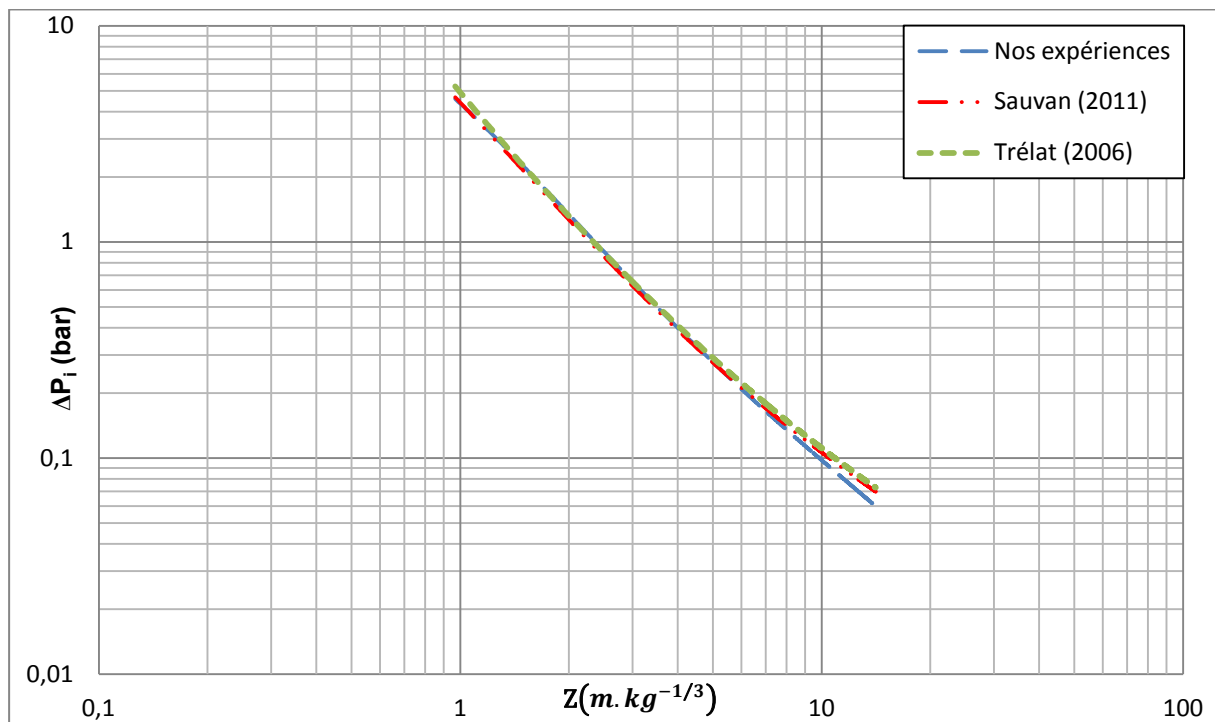


Figure III.1.1 : Surpression incidente (P_i) en fonction de la distance réduite (Z) pour un mélange propane-oxygène stœchiométrique

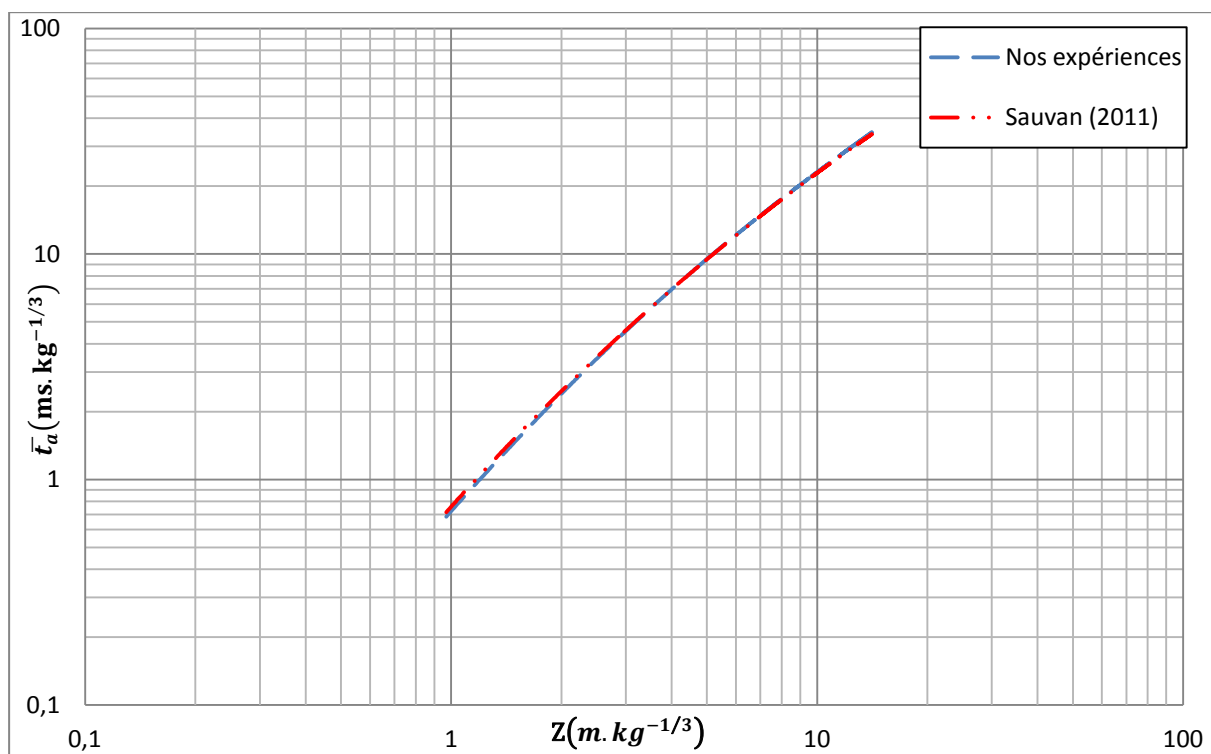


Figure III.1.2 : Temps d'arrivée réduit ($\bar{t}_a$) en fonction de la distance réduite (Z) pour un mélange propane-oxygène stœchiométrique

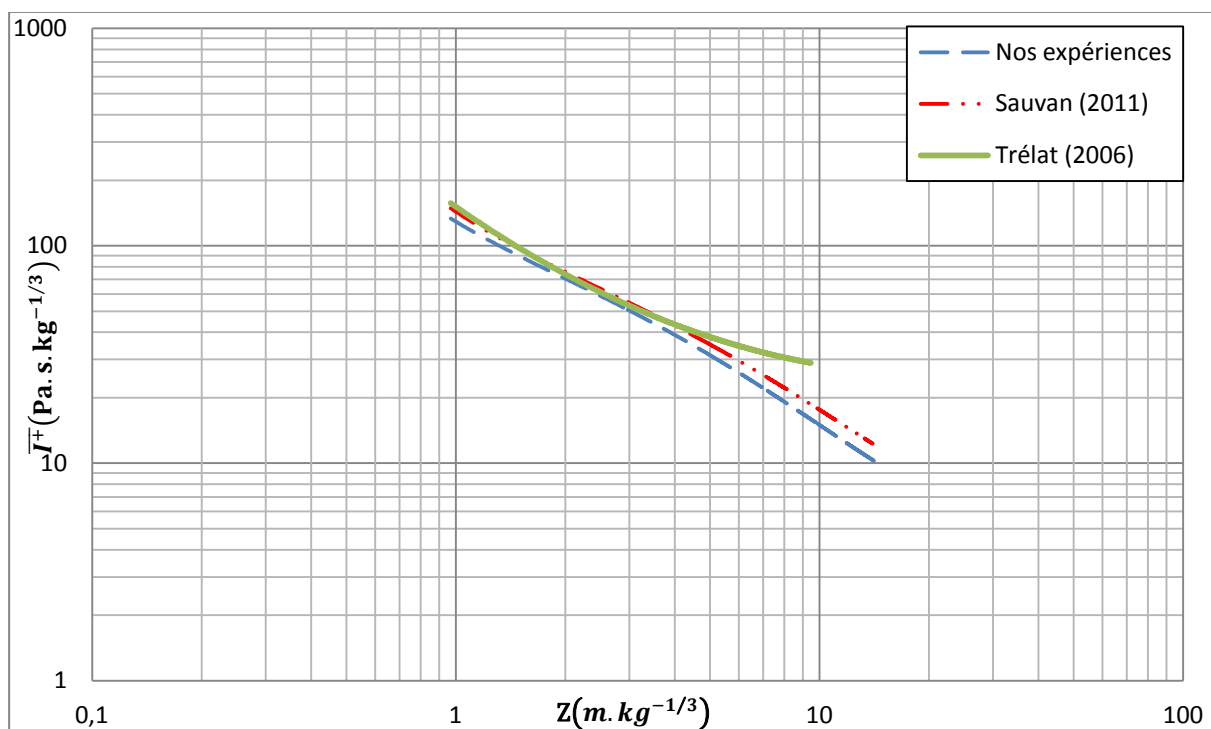


Figure III.1.3 : Impulsion positive incidente réduite ($\bar{I}_t^+$) en fonction de la distance réduite (Z) pour un mélange propane-oxygène stœchiométrique

Les polynômes obtenus lors de nos expériences sont, de façon générale, très proches de ceux obtenus par Sauvan (2011) pour $0,84 < Z(m.kg^{-1/3}) < 14$ et Trélat (2006) pour $0,643 \leq Z(m.kg^{-1/3}) \leq 33,3$. En particulier, le temps d'arrivée présente un écart moyen de 1% entre nos résultats et les travaux de Sauvan (2011). Cependant, une légère divergence est observée en champ lointain pour la surpression entre nos travaux et ceux de Sauvan (2011) et Trélat (2006). Plus précisément, pour $Z \leq 8 m.kg^{-1/3}$, un écart moyen de 3,1% entre les résultats en surpression de Sauvan (2011) et nos travaux est observé. Ensuite, l'écart ne cesse de croître jusqu'à atteindre 16% pour $Z = 14 m.kg^{-1/3}$, limite du domaine de validité du polynôme de Sauvan (2011). En ce qui concerne l'impulsion positive réduite, les résultats présentent une évolution en fonction de la distance réduite identique à celle de Sauvan (2011). Toutefois, la courbe se situe toujours en dessous avec un écart moyen de 12%, traduisant des impulsions plus faibles. Ces deux courbes diffèrent quelque peu de celle de Trélat (2006) pour laquelle la décroissance de l'impulsion ralentit pour $Z > 3 m.kg^{-1/3}$. Ces écarts d'impulsion peuvent être probablement imputés, en partie, à des erreurs de mesure effectuées lors du relevé de la durée de phase positive, cette opération n'étant pas toujours aisée. Les modifications et améliorations apportées au dispositif expérimental depuis les travaux de Trélat (2006) (utilisation de porte-capteurs, commande électrique d'injection du gaz ...) participent également à ces différences de résultats.

III.1.2. Milieu confiné

Dans ces travaux, il a été décidé d'analyser la propagation des ondes de choc dans le bâtiment par l'étude des profils de pression.

L'onde de choc peut subir plusieurs altérations en rencontrant des obstacles qui modifient son trajet minimal. Suivant le type d'obstacle rencontré, l'onde sera soit diffractée, soit réfléchi.

III.1.2.1. Étude de la diffraction

Lorsqu'une onde de choc atteint une arête, elle subit une diffraction. Ainsi, un point situé derrière une arête va être soumis au chargement de multiples ondes de choc diffractées puisque le choc se diffracte sur l'arête (Figure III.1.4). Cependant, ces ondes de chocs diffractées arrivent au point considéré à des instants différents. Miller (2004) propose une approximation pour évaluer le chargement d'un point par le choc diffracté. Cette méthode suppose que le chargement du point se résume à celui imposé par l'onde qui parcourt le plus court chemin.

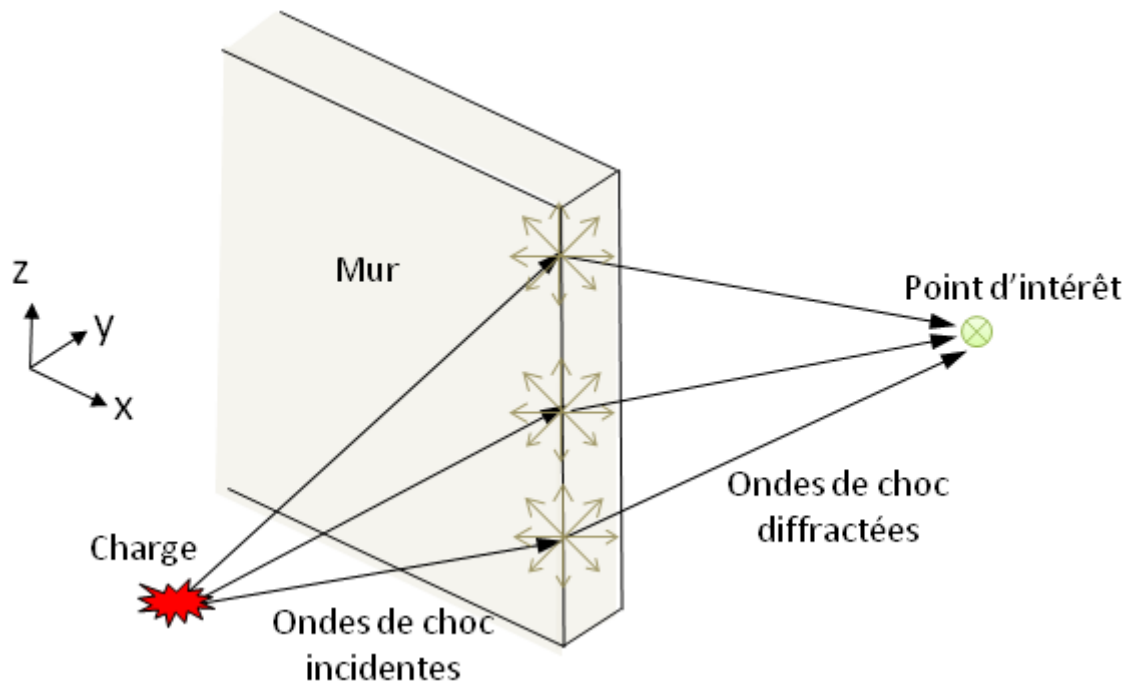


Figure III.1.4 : Diffraction d'un choc sur une arrête

III.1.2.2. Étude de la réflexion

Quand une onde de choc interagit avec une structure, deux configurations différentes de réflexions peuvent se produire, la réflexion régulière ou la réflexion irrégulière. La réflexion régulière se divise en deux sous-configurations, la réflexion normale dans laquelle l'onde de choc est parallèle à la structure (angle d'incidence $\beta = 0$) et la réflexion oblique ($\beta \neq 0$). Parmi les réflexions irrégulières, la réflexion de Mach est une réflexion très fréquente. Les autres types de réflexions irrégulières s'appliquent aux chocs faibles et ne seront pas étudiés dans le cadre de ces travaux.

III.1.2.2.1. Réflexion oblique

La réflexion oblique régulière se produit lorsque l'onde de choc atteint une paroi sous un angle d'incidence β compris entre 0 et un angle limite $\beta_{\max}$ au-delà duquel apparaît la réflexion de Mach (cf. III.1.2.2.3).

Afin de déterminer si un capteur ($M(x_M, y_M)$) peut être atteint par une onde de choc réfléchie pour une paroi donnée, l'angle de réflexion α est calculé pour tous les angles incidents β possibles et l'obtention d'une coïncidence avec la position du capteur est vérifiée (Figure III.1.5).

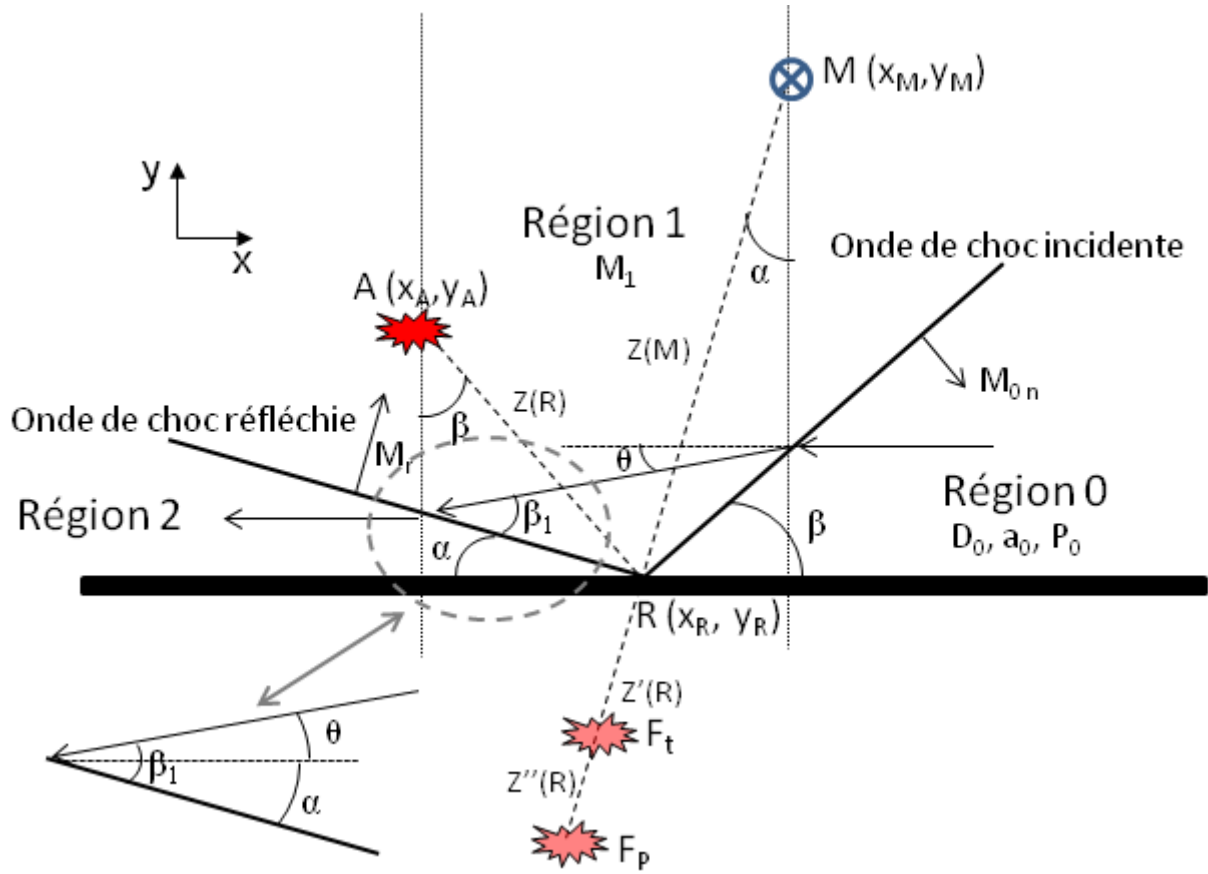


Figure III.1.5 : Réflexion oblique

Pour un angle incident β donné, la position du point de réflexion $R(x_R, y_R)$ se calcule par l'équation (III.1.7), la coordonnée y_R étant fixée par le mur sur lequel se produit la réflexion et la position du centre de la charge $A(x_A, y_A)$ étant connue (Figure III.1.5).

$$x_R = x_A + (y_R - y_A) \tan \beta \quad (\text{III.1.7})$$

La distance réduite $Z(R) = \sqrt{(x_R - x_A)^2 + (y_R - y_A)^2} \cdot M^{-1/3}$ de ce point à la charge est ainsi obtenue. Le nombre de Mach de l'onde incidente M_{0n} se déduit du polynôme de référence, obtenu pour des charges de gaz en champ libre, pour le temps d'arrivée réduit $\bar{t}_a = t_a \cdot M^{-1/3}$ en $\text{ms} \cdot \text{kg}^{-1/3}$ au point R (Éq. (III.1.5)). En effet, le nombre de Mach M_0 de l'écoulement de gaz initial est le rapport de la célérité de l'onde D_0 (m/s) sur la célérité du son a_0 (m/s) en supposant le gaz frais initialement au repos (Éq. (III.1.8)). La célérité de l'onde peut s'exprimer sous la forme du rapport entre la distance réduite Z et le temps d'arrivée réduit $\bar{t}_a$ (Éq.(III.1.9)).

$$M_0 = \frac{D_0}{a_0} \quad (\text{III.1.8})$$

$$D_0 = \frac{Z}{\bar{t}_a \cdot 10^{-3}} \quad (\text{III.1.9})$$

L'angle de déflexion θ de l'écoulement par le choc incident est alors déterminé à l'aide de l'équation suivante :

$$\frac{\tan(\beta - \theta)}{\tan \beta} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_{0n}^2}{(\gamma + 1)M_{0n}^2} \quad (\text{III.1.10})$$

Le nombre de Mach M_1 de l'écoulement dans la région 1 en est déduit par l'équation (III.1.11) (Kinney, 1962) :

$$[M_1 \sin(\beta - \theta)]^2 = \frac{2 + (\gamma - 1)M_{0n}^2}{2\gamma M_{0n}^2 - (\gamma - 1)} \quad (\text{III.1.11})$$

M_1 et θ étant connus, l'angle β_1 selon lequel l'écoulement entre dans la région 2 est calculé par (Kinney, 1962) :

$$\frac{\tan(\beta_1 - \theta)}{\tan \beta_1} = \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2 \sin^2 \beta_1}{(\gamma + 1)M_1^2 \sin^2 \beta_1} \quad (\text{III.1.12})$$

L'angle β_1 est une variable implicite, une solution itérative est donc nécessaire.

L'angle de réflexion α se déduit de β_1 et θ par :

$$\alpha = \beta_1 - \theta \quad (\text{III.1.13})$$

De plus, l'onde réfléchie est étudiée pour le capteur situé au point M. Par les coordonnées de ce point, une équation supplémentaire définissant l'angle de réflexion α est obtenue :

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{(x_M - x_R)}{(y_M - y_R)} \quad (\text{III.1.14})$$

Il est considéré que la réflexion oblique atteint le capteur lorsque la convergence à 10^{-2} des angles de réflexion obtenus à l'aide des équations (III.1.13) et (III.1.14) est vérifiée.

L'angle d'incidence β est ensuite incrémenté et une nouvelle recherche de l'angle de réflexion α est effectuée jusqu'à ce que l'angle limite $\beta_{\max}$ soit atteint ou que le point de réflexion ait dépassé le point M ($x_R > x_M$). Le détail de cette démarche est repris dans un organigramme (Figure III.1.6).

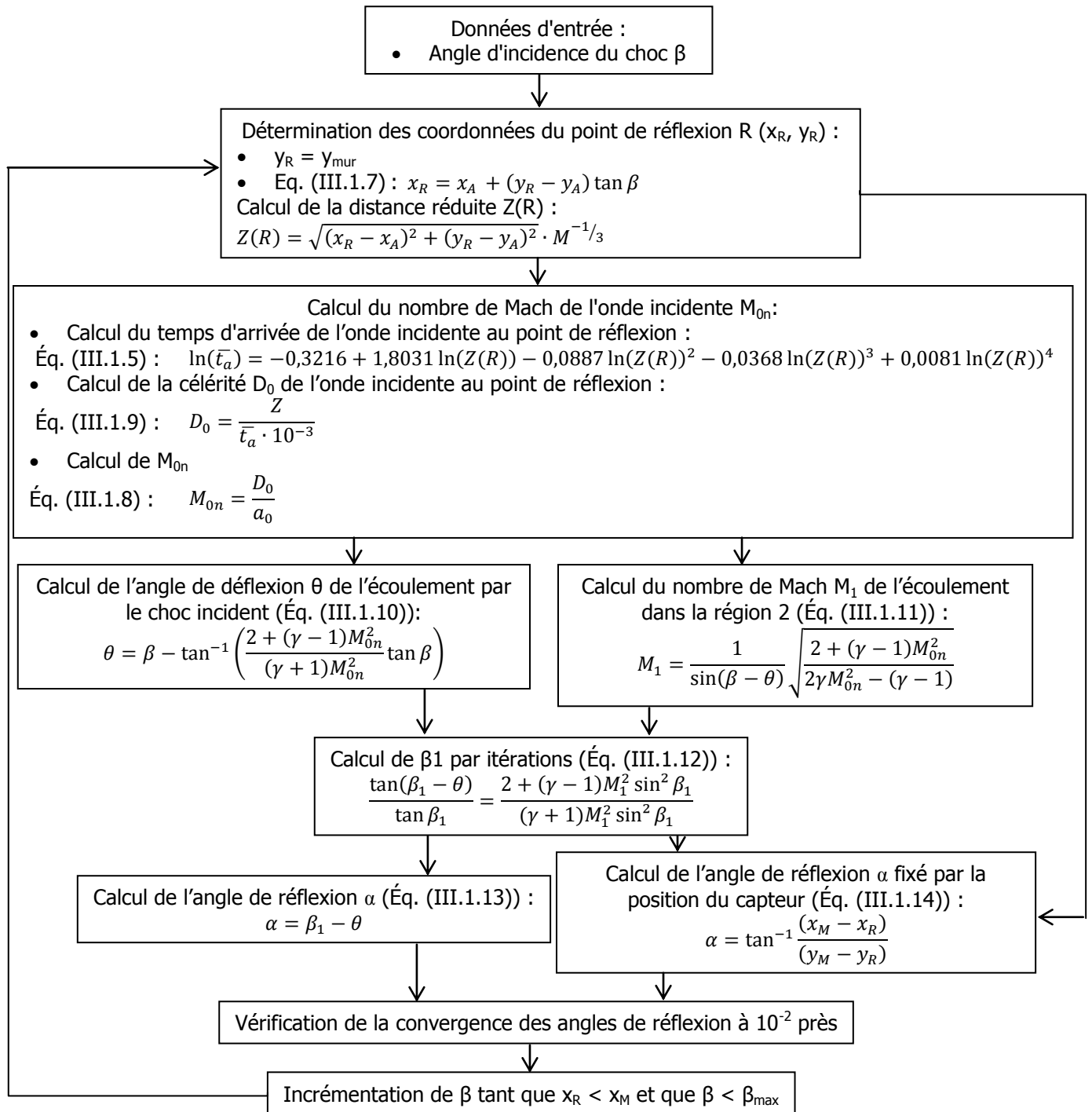


Figure III.1.6 : Recherche des angles de réflexion dans le cas d'une réflexion oblique

La recherche des points de réflexion se faisant en ne considérant que la paroi sur laquelle se produit la réflexion, la géométrie multi-chambres de la maquette impose, une fois le ou les points de réflexion trouvés, de vérifier que l'onde n'interagisse pas avec d'autres parois de la structure.

Le trajet de l'onde par réflexion d_r est déterminé par l'équation (III.1.15).

$$d_r = \sqrt{(x_R - x_A)^2 + (y_R - y_A)^2} + \sqrt{(x_R - x_M)^2 + (y_R - y_M)^2} \quad (\text{III.1.15})$$

Le nombre de Mach de l'onde réfléchie M_r ainsi que la pression réfléchie au point de réflexion P_r s'expriment, pour une réflexion oblique, sous la forme (Kinney, 1962) :

$$M_r = M_1 \sin \beta_1 \quad (\text{III.1.16})$$

$$\frac{P_r}{P_0} = \left(\frac{2\gamma M_r^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right) \left(\frac{2\gamma M_0^2 \sin^2 \beta - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right) \quad (\text{III.1.17})$$

Afin d'estimer les valeurs de la pression réfléchie et du temps d'arrivée réduit à un point d'intérêt $M(x_M, y_M)$, l'onde de choc réfléchie issue du point R est considérée comme une onde incidente.

Le nombre de Mach de l'onde réfléchie M_r devient alors un nombre de Mach incident avec le point M comme point source. Il s'agit ensuite de déterminer la distance fictive réduite $Z'(R)$ d'un point de détonation fictif F_t , qui permettrait d'obtenir ce nombre de Mach incident, au point de réflexion R (Figure III.1.5). La démarche inverse à celle effectuée pour trouver le nombre de Mach de l'onde incidente est alors effectuée. La distance réduite fictive $Z'(R)$ peut ainsi être calculée à l'aide des équations (III.1.8) et (III.1.9). La distance réduite $Z'(M) = Z'(R) + Z(M)$ du point de détonation fictif F_t au point d'intérêt M est obtenue en ajoutant à la distance réduite fictive $Z'(R)$ la distance réduite $Z(M) = \sqrt{(x_R - x_M)^2 + (y_R - y_M)^2} \cdot M^{-1/3}$ qui sépare le point d'intérêt M du point de réflexion R. La valeur du temps d'arrivée réduit de l'onde de choc réfléchie au point d'intérêt peut alors être évaluée en remplaçant Z par Z' dans l'expression du temps d'arrivée réduit (Éq. (III.1.5)).

De même que pour le nombre de Mach de l'onde réfléchie, la pression réfléchie P_r au point de réflexion devient alors une pression incidente P_i . La distance réduite fictive $Z''(R)$ d'un autre point de détonation fictif F_p , permettant d'obtenir cette pression, au point de réflexion R (Figure III.1.5) est ensuite déterminée à l'aide de l'expression de la pression incidente P_i (bar) en fonction de la distance réduite (Éq. (III.1.4)). La distance réduite $Z''(M) = Z''(R) + Z(M)$ du point de détonation fictif F_p au point d'intérêt M est obtenue en ajoutant à la distance réduite fictive $Z''(R)$ la distance réduite $Z(M)$, qui sépare le point d'intérêt M du point de réflexion R. Il est alors possible, en remplaçant Z par Z'' dans l'expression de la pression incidente (Éq. (III.1.4)), d'évaluer la valeur de la pression réfléchie $P_r(M)$ au point d'intérêt.

Cette démarche est reprise dans un organigramme (Figure III.1.7).

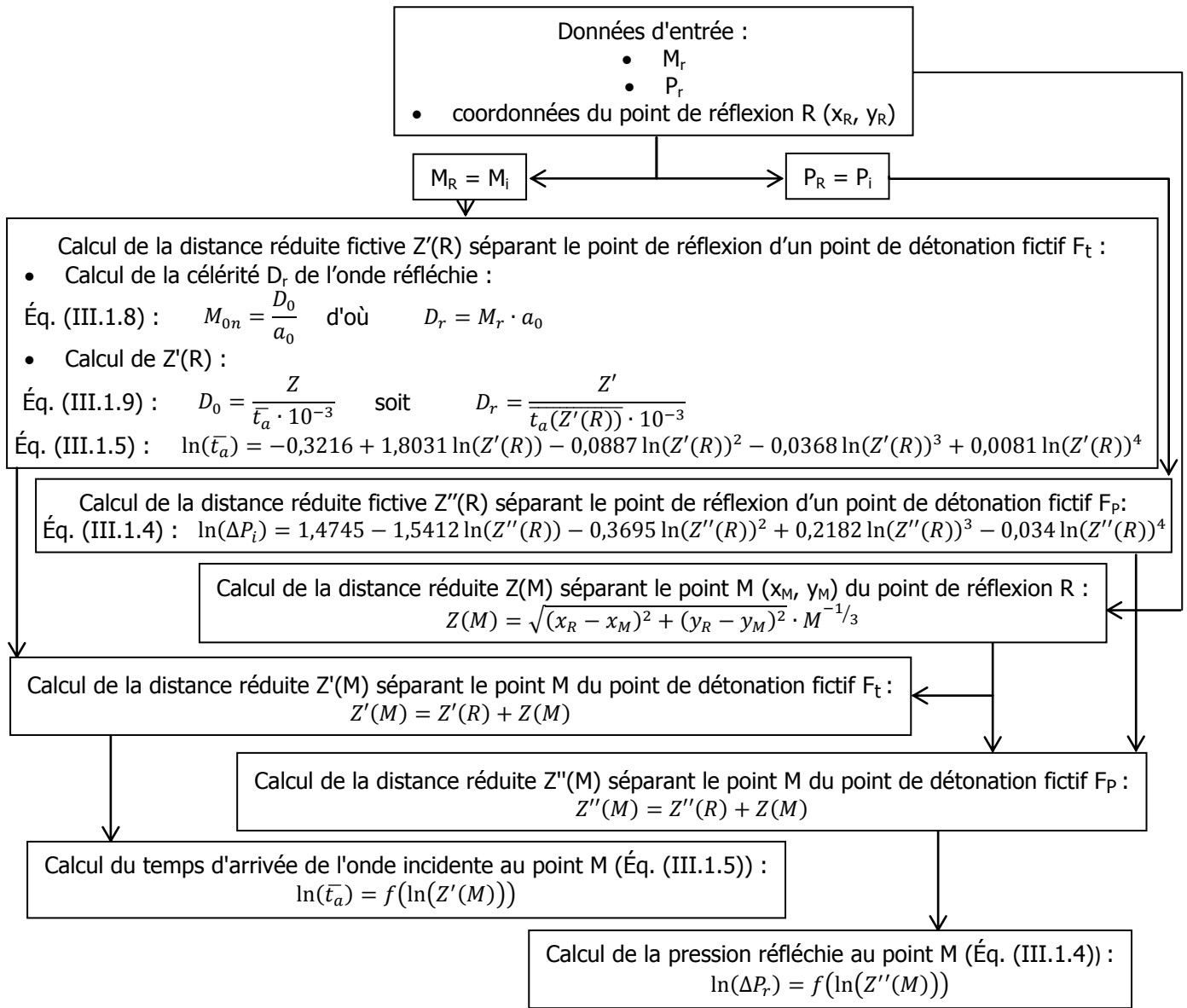


Figure III.1.7 : Démarche de calcul de la pression réfléchie et du temps d'arrivée de l'onde réfléchie au point M

III.1.2.2.2. Réflexion normale

Pour une réflexion normale (Figure III.1.8), le nombre de Mach de l'onde réfléchie M_r ainsi que la pression réfléchie P_r au point de réflexion s'expriment à partir du nombre de Mach de l'onde incidente M_0 (Kinney, 1962) :

$$M_r = \sqrt{\frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2}} \quad (\text{III.1.18})$$

$$\frac{P_r}{P_0} = \frac{[(3\gamma - 1)M_0^2 - 2(\gamma - 1)] \cdot [2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)]}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2(\gamma + 1)} \quad (\text{III.1.19})$$

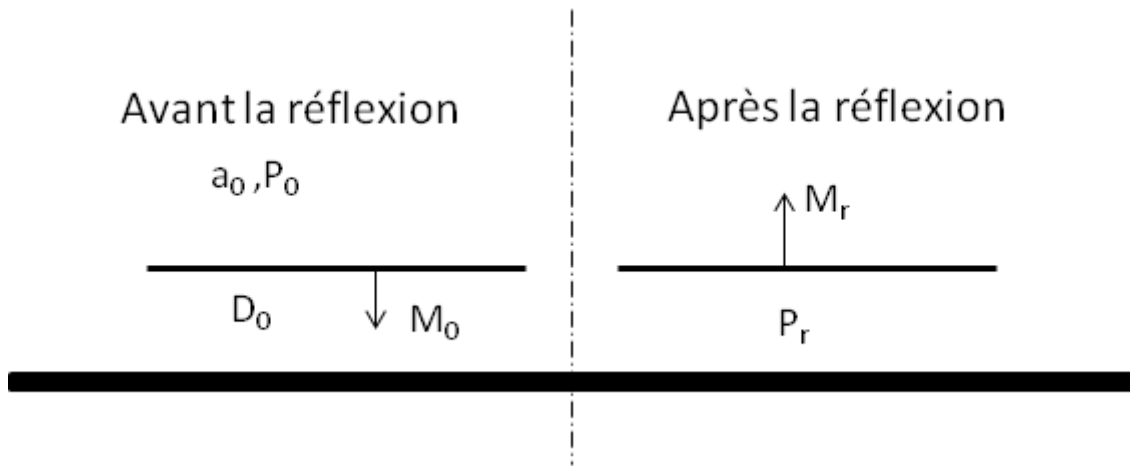


Figure III.1.8 : Réflexion normale

Les coordonnées du point de réflexion R (x_R, y_R), dans le cas d'une réflexion normale, se déduisent de la position du centre de la charge A (x_A, y_A), le point de réflexion étant sur la normale au mur passant par le centre de la charge ($x_R = x_A$) et la coordonnée y_R étant fixée par le mur sur lequel se produit la réflexion. La distance réduite $Z(R)$ séparant le centre de la charge A du point de réflexion R est donc donnée par $Z(R) = (y_R - y_A) \cdot M^{-1/3}$. Le nombre de Mach de l'onde incidente peut alors être trouvé, de la même façon que pour la réflexion oblique, à l'aide de l'expression du temps d'arrivée réduit et des relations (III.1.8) et (III.1.9). Il est ensuite possible de calculer le nombre de Mach de l'onde réfléchie M_r ainsi que la pression réfléchie P_r au point de réflexion à l'aide des équations (III.1.18) et (III.1.19). Ce raisonnement est repris sous forme d'organigramme en Figure III.1.9.

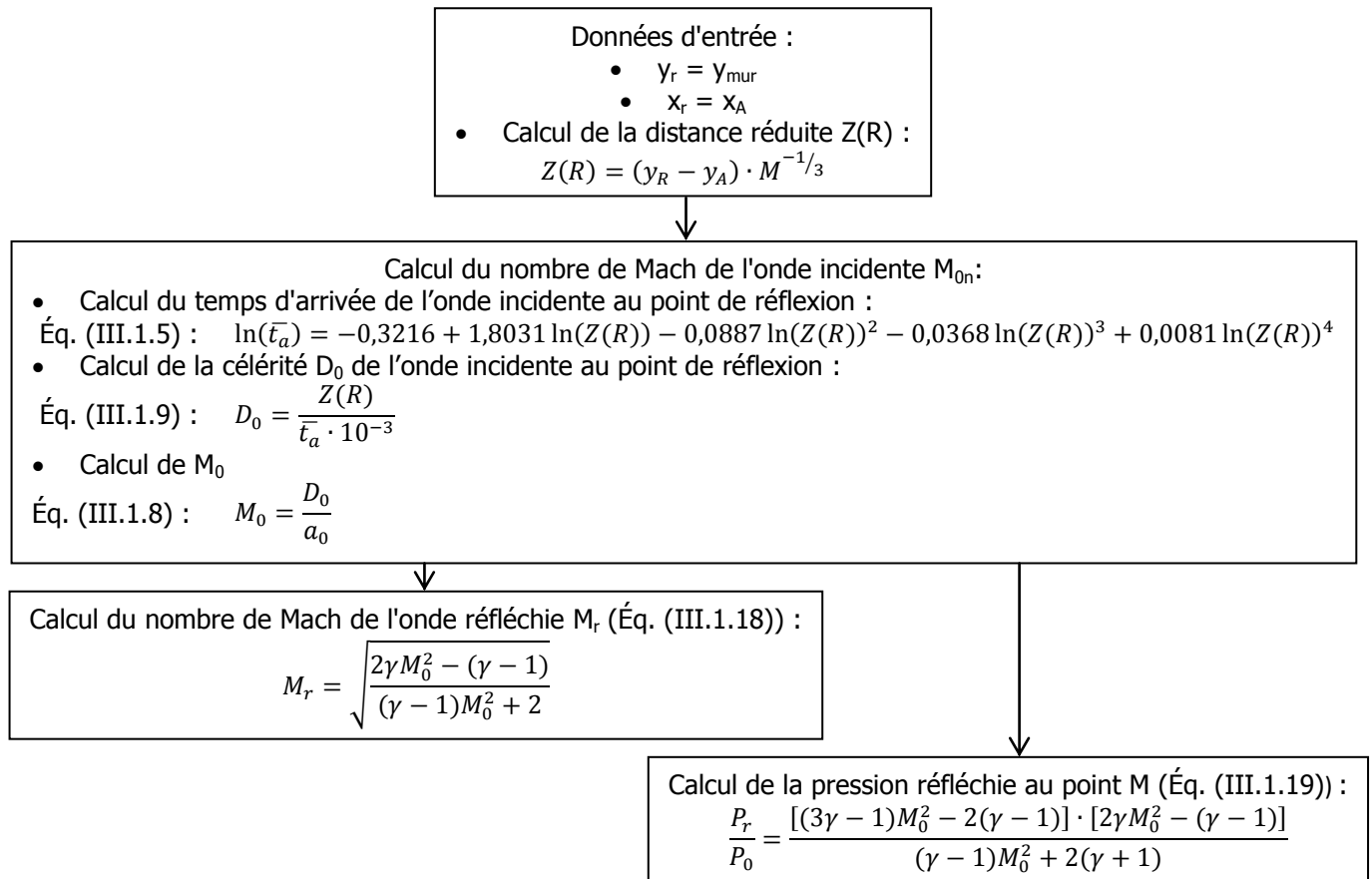


Figure III.1.9 : Calcul du nombre de Mach de l'onde réfléchie et de la pression réfléchie au point de réflexion dans le cas d'une réflexion normale

Comme pour la réflexion oblique, l'onde de choc réfléchie issue du point R est considérée telle une onde incidente afin d'estimer les valeurs de la pression réfléchie et du temps d'arrivée réduit à un point d'intérêt M (x_M, y_M) (Figure III.1.7).

Le nombre de Mach de l'onde réfléchie M_r devient alors un nombre de Mach incident. Il s'agit ensuite de déterminer la distance fictive réduite $Z'(R)$ d'un point de détonation fictif F_t , qui permettrait d'obtenir ce nombre de Mach incident, au point de réflexion R. La distance réduite fictive $Z'(R)$ peut ainsi être calculée à l'aide des équations (III.1.8) et (III.1.9). La distance réduite $Z'(M) = Z'(R) + Z(M)$ du point de détonation fictif F_t au point d'intérêt M est obtenue en ajoutant à la distance réduite fictive $Z'(R)$ la distance réduite $Z(M) = \sqrt{(x_R - x_M)^2 + (y_R - y_M)^2} \cdot M^{-1/3}$ qui sépare le point d'intérêt M du point de réflexion R. La valeur du temps d'arrivée réduit de l'onde de choc réfléchie au point d'intérêt peut alors être évaluée en remplaçant Z par Z' dans l'expression du temps d'arrivée en fonction de la distance réduite.

De même que dans le cas de la réflexion oblique, la pression réfléchie P_r au point de réflexion devient une pression incidente P_i . La distance réduite fictive $Z''(R)$ d'un autre point de détonation fictif F_p , permettant d'obtenir cette pression, au point de réflexion R est ensuite déterminée à l'aide de l'expression de la pression incidente P_i (bar). La distance réduite $Z''(M) = Z''(R) + Z(M)$ du point de

détonation fictif F_p au point d'intérêt M est obtenue en ajoutant à la distance réduite fictive $Z''(R)$ la distance réduite $Z(M)$, qui sépare le point d'intérêt M du point de réflexion R. Il est alors possible, en remplaçant Z par Z'' dans l'expression de la pression incidente, d'évaluer la valeur de la pression réfléchie $P_r(M)$ au point d'intérêt.

III.1.2.2.3. Réflexion de Mach

Trois types de réflexions de Mach sont possibles suivant la direction de propagation du point triple par rapport à la structure :

- directe, lorsque le point triple s'éloigne de la structure,
- stationnaire, quand la trajectoire du point triple est parallèle à la structure,
- inverse, lorsque le point triple se rapproche de la structure.

Seule la réflexion de Mach directe est considérée dans cette étude. La réflexion de Mach n'apparaît que pour un angle d'incidence supérieur à l'angle limite β_{max} défini dans l'équation (III.1.20) (Figure III.1.10) (Kinney, 1962).

$$\beta_{max} = \frac{1,75}{M_0 - 1} + 39 \quad (III.1.20)$$

Ainsi la distance à laquelle apparaît le pied de Mach r_{i0} est donnée par :

$$r_{i0} = HOB \cdot \tan(\beta_{max}) \quad (III.1.21)$$

où HOB (Height Of Burst) est la hauteur de l'explosion.

Et la hauteur du pied de Mach à la distance r_i peut être exprimée sous la forme (Kinney, 1962) :

$$h_m = 0,07 \cdot HOB \cdot \left(\frac{r_i}{r_{i0}} - 1 \right)^2 \quad (III.1.22)$$

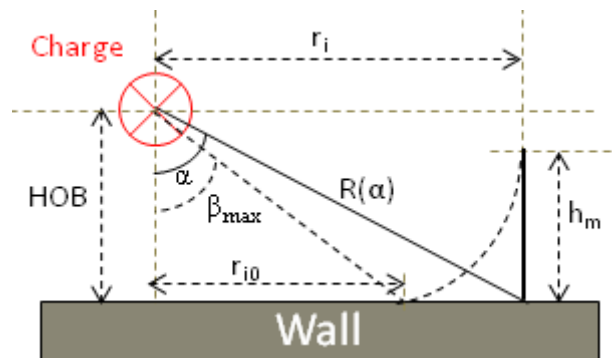


Figure III.1.10 : Réflexion de Mach sur un mur; HOB : hauteur de détonation, h_m : hauteur du pied de Mach au point d'intérêt, r_{i0} : distance à laquelle apparaît le pied de Mach, r_i : distance au point d'intérêt, α : angle d'incidence, β_{max} : angle limite pour l'apparition du pied de Mach

Pour trouver la hauteur du pied de Mach à un point d'intérêt, il faut donc connaître l'angle limite $\beta_{\max}$. Un nombre de Mach théorique de l'onde incidente peut être déduit de l'équation (III.1.20). Connaissant l'angle d'incidence β , la position du point de réflexion R se calcule par l'équation (III.1.7), la coordonnée y_R étant fixée par le mur sur lequel se produit la réflexion. La distance réduite $Z(R)$ de ce point à la charge est ainsi obtenue. Un nombre de Mach expérimental de l'onde incidente peut ensuite être calculé, de la même façon que pour les réflexions oblique et normale, en utilisant l'expression du temps d'arrivée réduit qui sera déterminée en champ libre et les relations (III.1.8) et (III.1.9).

Lorsque l'égalité entre les nombres de Mach théorique et expérimental est obtenue, l'angle limite $\beta_{\max}$ est déterminé. Les différents paramètres du pied de Mach sont alors calculés (Éq.(III.1.21) et Éq.(III.1.22)). Afin de s'assurer que le phénomène puisse être visible au point d'intérêt, il est nécessaire de vérifier que la hauteur du pied de Mach au niveau du point d'intérêt soit supérieure à la distance séparant la paroi de ce dernier.

Néanmoins, de même que dans le cas de la réflexion oblique régulière, la géométrie multi-chambres de la maquette impose de vérifier que l'onde n'interagisse pas avec d'autres parois de la structure.

III.1.2.3. Détermination du trajet minimal de l'onde de choc

Les différents paramètres de l'onde de choc sont communément exprimés en fonction de la distance réduite $Z = d \cdot M^{-1/3} \left(m \cdot kg^{-1/3} \right)$. En champ libre, cette distance est tout simplement la distance séparant le point de détonation du point d'intérêt. En milieu confiné, il est nécessaire de déterminer la plus courte distance que parcourt l'onde de choc pour atteindre un point d'intérêt afin d'obtenir un nouveau jeu de distances réduites. Pour ce faire, les distances séparant le centre de la charge d'un point d'intérêt sont calculées pour les différents types d'altérations que l'onde peut rencontrer et sont ensuite comparées. La distance minimale est ainsi obtenue et peut être associée au phénomène pour lequel elle a été calculée.

La méthode générique permettant de définir le trajet le plus court de l'onde de choc, présentée au paragraphe précédent, est ici appliquée à la maquette décrite dans le chapitre II.

Les trajets les plus courts, pour la diffraction, entre la charge et les différents capteurs, dans le cas des configurations 1 et 2, sont représentés en Figure III.1.11.

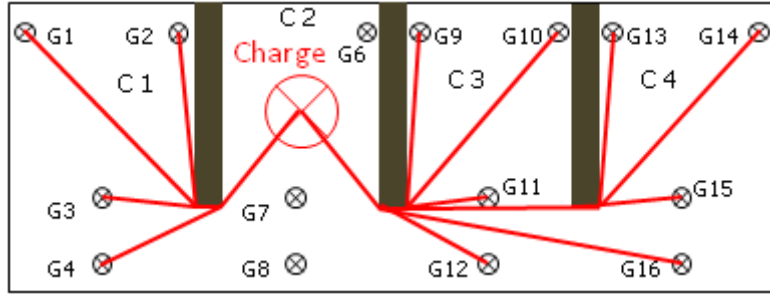


Figure III.1.11 : Trajets les plus courts de la charge aux capteurs dans le système multi-chambres pour la diffraction.

Le calcul de ce trajet est ensuite effectué à l'aide de relations géométriques. Par exemple pour le capteur G14, en configuration 1.1, la distance en milieu confiné est donnée par l'équation (III.1.23) avec les notations du schéma présenté en Figure III.1.12.

$$AG_{14} = \sqrt{(x_A - x_{B20})^2 + (y_A - y_{B20})^2} + |y_{C40} - y_{B20}| + \sqrt{(x_{C40} - x_G)^2 + (y_{C40} - y_G)^2} \quad (\text{III.1.23})$$

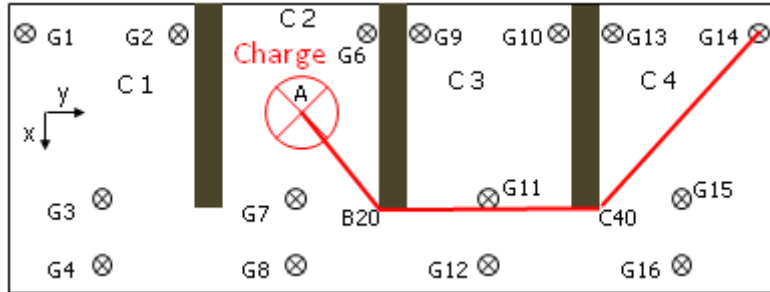


Figure III.1.12 : Trajet le plus court de la charge au capteur G14 dans la maquette pour la diffraction.

Connaissant les coordonnées des différents points de la maquette, la distance, en milieu confiné, du centre de la charge au capteur peut alors être calculée pour la diffraction.

Une fois les trajets minimaux déterminés pour la diffraction, il s'agit de déterminer les éventuelles réflexions pouvant se produire dans le milieu confiné en commençant par les réflexions obliques. Cette analyse est limitée aux réflexions directes, c'est-à-dire que l'onde incidente ne vient rencontrer qu'une seule paroi avant de parvenir au point d'intérêt.

Pour ce faire, la démarche présentée au paragraphe précédent et synthétisée par un organigramme en Figure III.1.6 est appliquée.

Pour un angle d'incidence fixé et une paroi donnée, les coordonnées du point de réflexion sont déduites des coordonnées du centre de la charge (Éq. (III.1.7)). La distance réduite du point de réflexion est alors calculée. Le nombre de Mach de l'onde incidente M_{0n} est ensuite trouvé en utilisant le polynôme de référence du temps d'arrivée (Éq. (III.1.5)) et les relations (III.1.8) et (III.1.9). Connaissant les coordonnées (x_M, y_M) du point d'intérêt M, les tâches suivantes décrites dans l'organigramme peuvent alors être effectuées. Il est alors possible de déterminer, s'ils existent, le ou les angles d'incidence permettant d'atteindre, par réflexion, le point d'intérêt et les coordonnées des points de réflexion associés.

Finalement, le parcours de l'onde de choc par réflexion est calculé à l'aide de l'équation (III.1.15).

Tel qu'il a été mentionné dans le chapitre précédent, la géométrie de la structure impose de vérifier que l'onde n'interagisse pas avec d'autres parois de la structure. Cette vérification est purement géométrique et se fait en connaissant les coordonnées de l'amorçage, du point de réflexion ainsi que des parois de la maquette.

En prenant par exemple une réflexion se produisant sur la paroi face aux cellules avec comme point d'intérêt, le capteur G14, le point de réflexion, s'il existe, se trouvera entre le point d'amorçage et le capteur G14. Le trajet d'une onde atteignant le capteur G14 par réflexion est donc susceptible d'être bloqué par le mur séparant les cellules 2 et 3 sur la partie séparant le point d'amorçage du point de réflexion, et par le mur commun aux cellules 3 et 4 pour la partie allant du point de réflexion au capteur (Figure III.1.12). Mathématiquement, cela revient à rechercher, pour chacune des deux parties du trajet de l'onde, l'intersection entre la droite représentant une partie du trajet de l'onde et le mur pouvant la bloquer, et à vérifier que ce point ne soit pas un point du mur. Ceci donne, pour la première partie du trajet d'une onde atteignant le capteur G14 par réflexion, le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} y = y_{B20} \\ x \in (AR) \Rightarrow x = x_A + \frac{x_R - x_A}{y_R - y_A} y \\ x \notin \text{mur} \Rightarrow x > x_{B20} \end{cases} \quad (\text{III.1.24})$$

Il en va de même pour la seconde partie du trajet (équation (III.1.25)).

$$\begin{cases} y = y_{C40} \\ x \in (RM) \Rightarrow x = x_R + \frac{x_M - x_R}{y_M - y_R} y \\ x \notin \text{mur} \Rightarrow x > x_{C40} \end{cases} \quad (\text{III.1.25})$$

Une réflexion normale étant toujours consécutive au passage d'une onde incidente, elle ne peut amener au trajet minimal de l'onde contrairement à la réflexion de Mach.

La démarche permettant de déterminer les réflexions de Mach a été présentée au paragraphe précédent (cf. III.1.2.2.3). De même que dans le cas de la réflexion oblique, pour un angle d'incidence fixé et une paroi donnée, l'équation (III.1.7) permet d'obtenir les coordonnées du point de réflexion et donc la distance réduite $Z(R)$ ainsi que la hauteur de détonation HOB :

$$HOB = |x_R - x_A| \vec{y} \cdot \vec{n} + |y_R - y_A| \vec{x} \cdot \vec{n}$$

où $\vec{n}$ est la normale à la paroi sur laquelle se produit la réflexion.

Les relations (III.1.5), (III.1.8) et (III.1.9) sont alors utilisées pour calculer le nombre de Mach expérimental de l'onde incidente $M_{0\text{exp}}$. De l'angle d'incidence, se déduit le nombre de Mach théorique (III.1.20). L'angle d'incidence est ensuite incrémenté jusqu'à ce qu'il y ait convergence des deux

nombre de Mach expérimental et théorique. Connaissant les coordonnées (x_M, y_M) du point d'intérêt M, il est alors possible de calculer la distance au point d'intérêt r_i :

$$r_i = |x_M - x_A|\vec{x} \cdot \vec{n} + |y_M - y_A|\vec{y} \cdot \vec{n}$$

La hauteur du pied de Mach est alors calculée à l'aide des relations (III.1.21) et (III.1.22). Cette hauteur est ensuite comparée à la distance séparant la paroi du point d'intérêt pour savoir si le point est atteint par le pied de Mach.

Il convient là encore, si le pied de Mach existe et présente une hauteur suffisante pour être vu par le point d'intérêt, de vérifier que le trajet de l'onde n'est pas perturbé par la géométrie du bâtiment. La première partie du trajet de l'onde est strictement identique au cas de la réflexion oblique. En revanche, pour la seconde partie, il faudra vérifier que le pied de Mach sur l'ensemble de sa hauteur n'est pas bloqué par une paroi.

L'analyse des trois types d'altérations pouvant affecter le trajet de l'onde incidente effectuée, les distances obtenues sont comparées afin de déterminer le trajet minimal de l'onde incidente ainsi que l'altération associée. Bien évidemment, dans le cas où le capteur est en vue directe de la charge, ces différentes altérations ne sont pas regardées et le trajet de l'onde incidente est identique à celui du champ libre. Le Tableau III.1.1 présente les distances minimales calculées en configuration 1.1 pour la charge de rayon 67 mm. Il apparaît qu'excepté pour les trois capteurs de la cellule 2 qui sont en vue directe de la charge, le trajet minimal correspond toujours à une diffraction. Ceci est également le cas pour la totalité des configurations étudiées dans ces travaux.

Tableau III.1.1 : Détermination du trajet minimal de l'onde incidente en configuration 1.1 pour une charge de rayon 67 mm

Configuration 1.1	Trajet minimal de l'onde incidente (mm)	Diffraction	Réflexion oblique	Réflexion de Mach	Vue directe
G1	625	625	Non	Non	Non
G2	528	528	Non	Non	Non
G3	398	398	Non	Non	Non
G4	419	419	555	Non	Non
G6	148	/	/	/	148
G7	155	/	/	/	155
G8	258	/	/	/	258
G9	524	524	Non	Non	Non
G10	621	621	Non	Non	Non
G11	394	394	Non	Non	Non
G12	416	416	553	Non	Non
G13	842	842	Non	Non	Non
G14	939	939	Non	Non	Non
G15	712	712	Non	Non	Non
G16	720	720	Non	Non	Non

III.2. Outil de simulation numérique

Les simulations numériques menées dans cette étude ont été effectuées à l'aide du code de dynamique rapide de la DGA, le code OURANOS.

III.2.1. Présentation rapide du logiciel OURANOS

OURANOS est développé par le CEA DAM et permet de modéliser toute une gamme de problèmes de dynamique rapide pour les applications de défense tels que les effets de souffle, l'impact de projectiles, les jets de charges creuses, la détonation d'explosifs, etc. Il possède plusieurs schémas numériques pour la résolution des équations d'Euler ainsi qu'un schéma lagrangien avec une possibilité de couplage Euler-Lagrange à l'instar des codes commerciaux Autodyn ou Ls-Dyna.

Les solveurs d'OURANOS, qui peuvent fonctionner en calcul parallèle, peuvent être utilisés en 1D, 2D et 3D. Un remaillage permet de projeter un calcul lagrangien sur une grille eulérienne et de déplacer un ou plusieurs objets ou de les convertir à une dimension supérieure. OURANOS est également doté d'un mailleur adaptatif par bloc, basé sur le déraffinement du maillage par bloc en amont et en aval du choc.

Pour nos simulations, un schéma de type Godounov d'ordre 2 en temps et en espace est utilisé (cf. Annexe B). Des équations d'état, de type gaz parfait, ont été développées par le CEA DAM GRAMAT pour la simulation d'une charge gazeuse constituée d'un mélange propane-oxygène stœchiométrique (cf. Annexe C). Ces équations ont été validées à partir des travaux de Trélat (2006).

L'hypothèse de travail retenue est que les parois du bâtiment sont indestructibles, indéformables et parfaitement réfléchissantes. Elles sont représentées dans le modèle numérique comme un fluide fictif qui est fixé par une condition aux limites.

Le modèle de détonation utilisé transforme instantanément, au passage de l'onde de détonation, les gaz frais en gaz brûlés. La postcombustion n'est pas modélisée. La détonation est amorcée au centre de la charge à l'instant 0.

III.2.2. Étude du maillage

Une étude du maillage a été effectuée afin de déterminer la taille optimale des mailles pour représenter au mieux les expériences. Pour ce faire, des simulations ont été conduites en 1D pour plusieurs maillages et comparées avec les résultats expérimentaux obtenus en champ libre.

Les meilleurs résultats sont obtenus pour des mailles de 0,1 mm (Figure III.2.1 à Figure III.2.3).

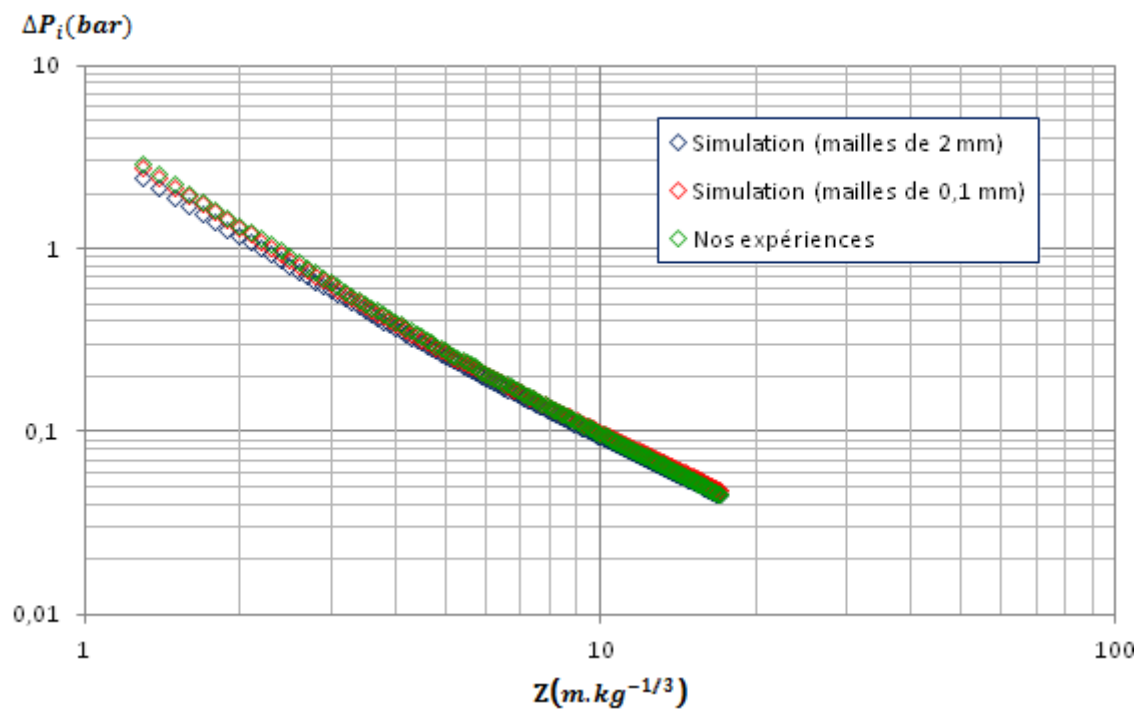


Figure III.2.1 : Comparaison de la surpression incidente obtenue par simulation numérique (mailles de 2 mm et de 0,1 mm) et lors des essais expérimentaux effectués en champ libre

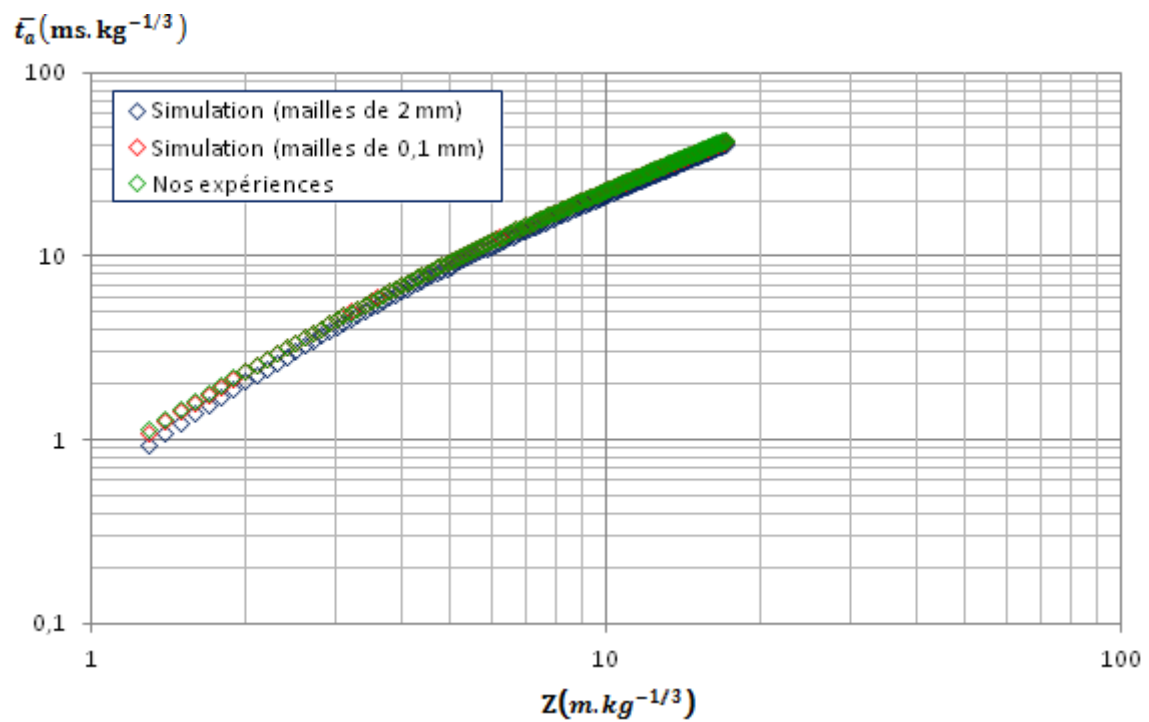


Figure III.2.2 : Comparaison du temps d'arrivée de l'onde incidente obtenu par simulation numérique (mailles de 2 mm et de 0,1 mm) et lors des essais expérimentaux effectués en champ libre

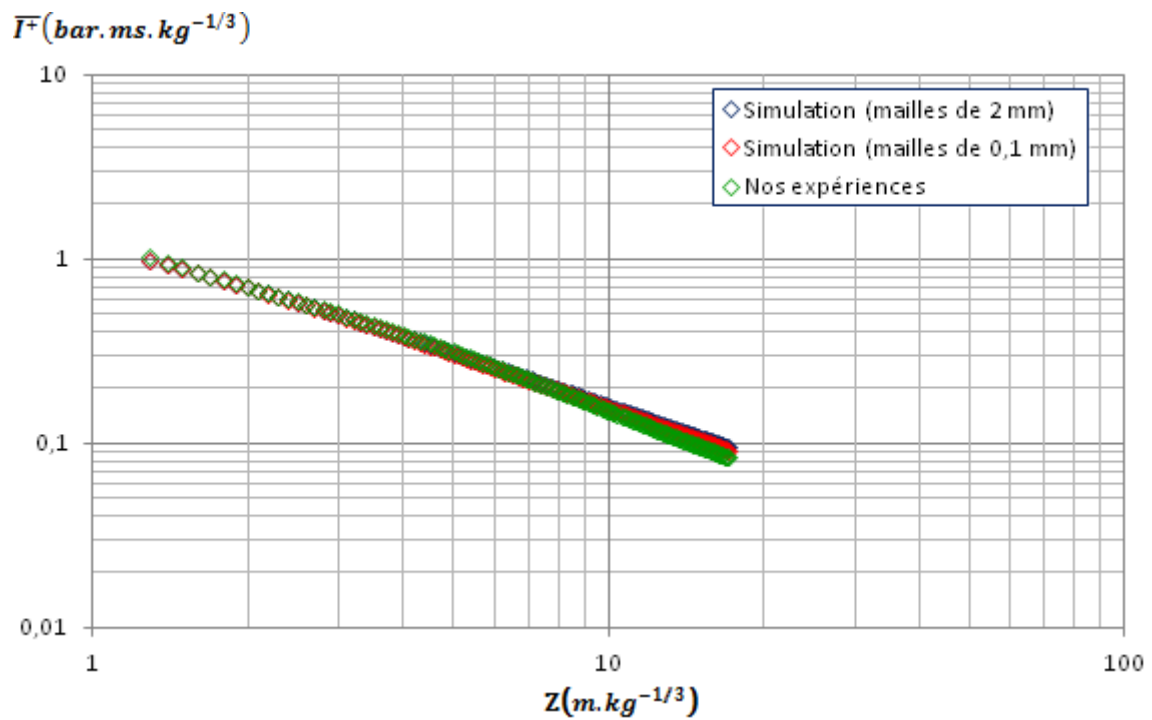


Figure III.2.3 : Comparaison de l'impulsion positive obtenue par simulation numérique (maillages de 2 mm et de 0,1 mm) et lors des essais expérimentaux effectués en champ libre

Toutefois, étant donné les grandes dimensions du domaine à modéliser, il n'a pas été possible d'avoir recours à des mailles de 0,1 mm. Le meilleur compromis entre les ressources disponibles et la qualité du maillage nous a amenés à choisir des mailles de 2 mm pour les simulations 3D. Le choix de ce maillage induit une sous-évaluation d'environ 13% des valeurs de la surpression maximale et du temps d'arrivée de l'onde incidente. Cet écart a cependant tendance à diminuer avec l'augmentation de la distance réduite pour la surpression (Figure III.2.1 à Figure III.2.3).

CHAPITRE IV

Effet de la variation du volume des cellules sur la propagation des ondes de choc en milieu confiné multi-chambres

Les configurations 1 et 2 ont pour but d'étudier l'effet de la variation du volume des cellules sur l'évolution de certains paramètres de l'onde de choc (temps d'arrivée de l'onde incidente, surpression incidente, surpression maximale et impulsion positive totale). Plus précisément, la configuration 1 a pour objet l'étude de l'influence de la longueur des parois des cellules tandis que la configuration 2 sert à évaluer l'effet de la largeur des cellules.

IV.1. Montage expérimental

Un bref rappel du montage expérimental, décrit plus précisément au chapitre II, utilisé pour ces deux configurations est présenté ici. Les essais expérimentaux ont été réalisés à l'aide d'une maquette modulable d'un bâtiment de plein pied composé de quatre pièces alignées et reliées entre elles par un couloir. La détonation est générée par une charge hémisphérique d'un mélange propane-oxygène stœchiométrique située au centre de la cellule 2 (C2). Trois charges, de rayons 30 mm, 47 mm et 67 mm, sont évaluées lors des essais. Les signaux de pression sont enregistrés sur une période de 150 ms à l'aide de capteurs de pression répartis au sol dans les quatre cellules et dans le couloir. La disposition générique des capteurs dans la maquette est rappelée en Figure IV.1.1.

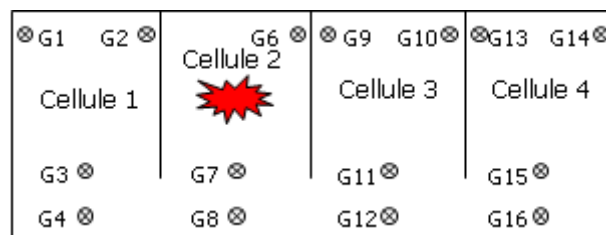


Figure IV.1.1 : Disposition générique des capteurs dans la maquette

La Figure IV.1.1 montre que la majorité des capteurs de pression sont protégés de la charge par la configuration géométrique de la maquette et ne peuvent donc être atteints directement par l'onde incidente. En appliquant la méthode présentée au chapitre III, pour déterminer le trajet le plus court que parcourt l'onde de choc pour atteindre un point d'intérêt, un nouveau jeu de distances réduites adapté au milieu confiné est obtenu.

Dans les deux configurations étudiées ici, le trajet le plus court que doit parcourir l'onde pour atteindre les différents capteurs est toujours obtenu pour une diffraction.

IV.1.1. Configuration 1

Cinq longueurs de parois sont évaluées dans cette configuration en conservant des cellules de tailles identiques. La Figure IV.1.2 reprend le schéma de principe de la configuration 1 et le Tableau IV.1.1 les dimensions associées. Il a été choisi de numéroter les sous-configurations de 1 à 5 en partant de la configuration présentant la plus faible longueur de cellule jusqu'à celle présentant la plus importante. Un symbole a été attribué à chaque sous-configuration comme précisé dans le Tableau

IV.1.2. Ces symboles seront utilisés lors de l'analyse de l'évolution des paramètres de l'onde de choc. Les parois sont également référencées (Figure IV.1.2).

Tableau IV.1.1 : Dimensions de la configuration 1

Configuration 1					
Échelle	Distance (mm)				
1/15 ^{ème}	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
L	1310				
X	586				
X _{2,3,4}	328	369	410	431	451
c _i	182	141	100	79	59
e	38				
h	240				
Y _i	280				

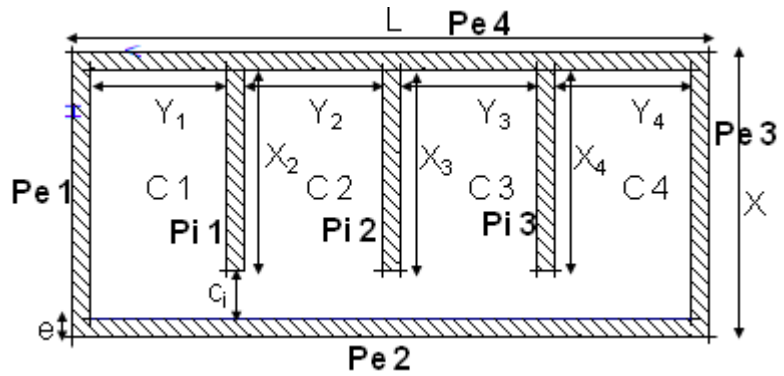


Figure IV.1.2 : Schéma de principe de la configuration 1

Tableau IV.1.2 : Affectation des symboles à chaque sous-configuration de la configuration 1 utilisés dans les figures

Configuration	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
Symbole	◇	Δ	x	○	□

IV.1.2. Configuration 2

Deux largeurs de la cellule de détonation ont été testées. De même que pour la configuration 1, les sous-configurations sont numérotées de 1 à 2 en fonction de la largeur de la cellule de détonation (Tableau IV.1.3). La numérotation des parois est identique à la configuration 1 (Figure IV.1.3). De même, des symboles ont été affectés aux deux sous-configurations (Tableau IV.1.4).

Tableau IV.1.3 : Dimensions de la configuration 2

Configuration 2		
Échelle	Distance (mm)	
1/15 ^{ème}	2.1	2.2
L	1310	
X	586	
Y ₂	448	616
Y _{1,4}	196	112
Y ₃	280	280
e	38	
h	240	
X _{2,3,4}	410	
c _i	100	

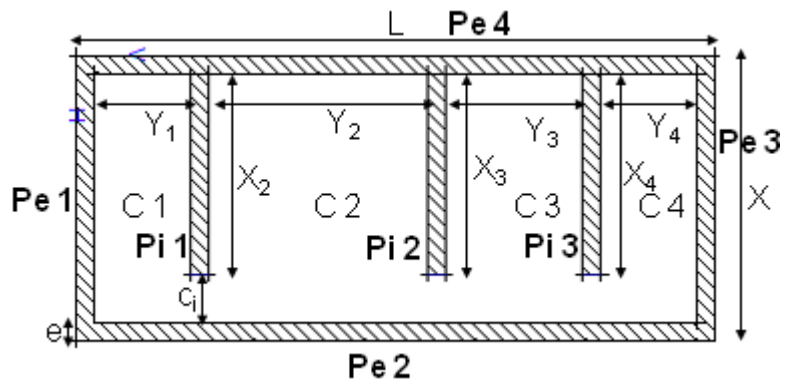


Figure IV.1.3 : Schéma de principe de la configuration 2

Tableau IV.1.4 : Affectation des symboles à chaque sous-configuration de la configuration 2 utilisés dans les figures

Configuration	2.1	2.2
Symbole	+	*

Dans l'ensemble de ce chapitre, lors des diverses analyses des signaux de pression ou des paramètres de l'onde de choc, la référence obtenue en champ libre sera représentée par une courbe continue et les parois seront nommées par les références présentées en Figure IV.1.2 et Figure IV.1.3.

IV.2. Effet du volume sur les paramètres de l'onde de choc dans la cellule où se produit la détonation

Le cas de la cellule dans laquelle est initiée la détonation se différencie des autres cellules dans la mesure où les capteurs sont tous en vue directe de la charge. L'analyse des signaux de pression s'en trouve quelque peu simplifiée, le pic incident étant identique au champ libre. Aussi, a-t-il été choisi de débiter l'analyse des configurations 1 et 2 par l'étude de la cellule 2.

Dans l'ensemble de ce chapitre, il a été choisi de ne présenter que les profils de pression obtenus en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm. Toutefois, les discussions portent sur l'ensemble des configurations ainsi que sur les trois charges étudiées lors des essais expérimentaux.

IV.2.1. Capteurs G6 et G7

Les capteurs G6 et G7 se trouvent dans la cellule 2 à une distance quasi identique de la charge mais dans des positions différentes. En effet, le capteur G6 se trouve au fond de la cellule dans le coin formé par les parois Pi2 et Pe4, tandis que le capteur G7 est au milieu de la sortie de la cellule (Figure IV.1.1). Les profils de pression relevés au capteur G6 ont été tracés pour le champ libre et pour la configuration 1.3 (Figure IV.2.1 et Figure IV.2.2).

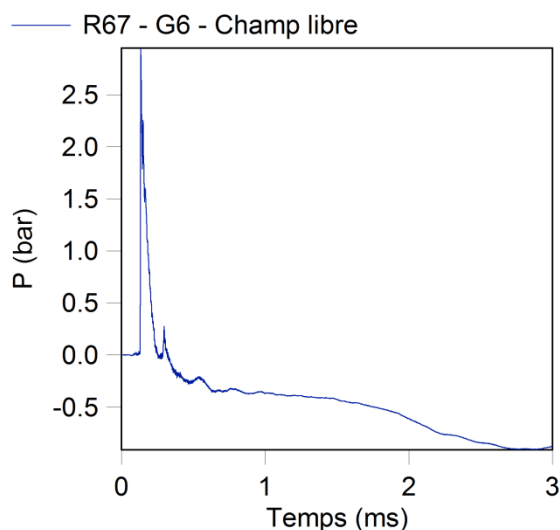


Figure IV.2.1 : Profil de pression enregistré au capteur G6 pour une charge de rayon 67mm en champ libre

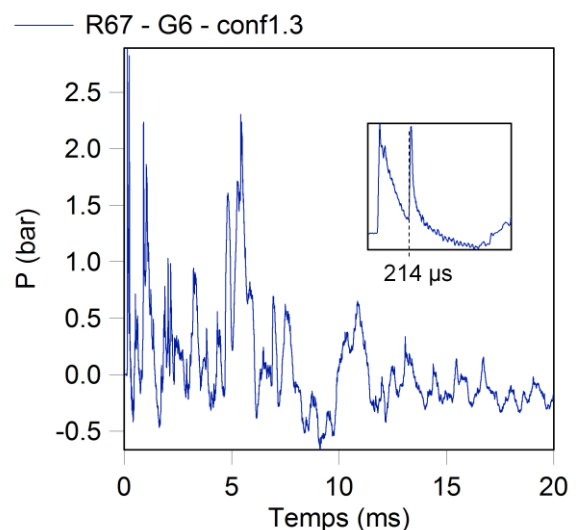


Figure IV.2.2 : Profil de pression enregistré au capteur G6 pour une charge de rayon 67 mm dans la configuration 1.3

La surpression enregistrée en champ libre décroît progressivement après 1 ms (Figure IV.2.1). Cette décroissance peut être attribuée à une dérive thermique du capteur liée à l'exposition du capteur au rayonnement généré par la détonation de la charge. Ce phénomène, rencontré également par d'autres auteurs tels que Mainiero (1996), peut venir perturber le profil de pression, en particulier en milieu fermé dans lequel les gaz chauds sont confinés par la structure.

En configuration 1.3, le profil de pression est bien plus complexe et présente de nombreux pics réfléchis (Figure IV.2.2). La surpression maximale est obtenue pour le pic incident, puis le profil présente de nombreux pics réfléchis d'amplitudes plus faibles. Ceci a également été observé par Sinha (2010) sans toutefois qu'il en précise les origines, pour un capteur situé dans la chambre où se produit la détonation.

Le capteur se trouvant dans la cellule où a lieu la détonation, le pic incident est exactement le même que celui observé en champ libre avec un temps d'arrivée de 124 μ s. Cependant, la détente de l'onde incidente en milieu confiné n'est pas complète suite à l'apparition à 214 μ s du premier pic réfléchi.

Afin de déterminer l'origine de ce pic, une étude analytique des réflexions observées pour ce capteur a été réalisée suivant la démarche présentée dans le chapitre III (cf. III.1.2.2). En ce qui concerne la réflexion de Mach, les réflexions pouvant se développer sur les parois Pi1, Pi2 et Pe4 sont analysées.

Prenons le cas de la paroi Pi2, située à une distance de 137 mm du centre de la charge, la distance en vue directe à la charge explosive, appelée HOB, est donc de 137 mm. En fixant l'origine du repère au centre de la charge, le capteur G6 est placé aux coordonnées (102,5 mm, -107 mm), la distance r_i séparant la charge du centre d'intérêt est ainsi de 102,5 mm. L'angle d'incidence limite à partir duquel il peut y avoir réflexion de Mach est de 39°. De plus, le pied de Mach devant atteindre le capteur G6, l'angle d'incidence est au maximum de $\beta = \tan^{-1} \frac{r_i}{HOB}$ (Figure III.1.10), soit $\beta = 36,8^\circ$. Ainsi ne peut-il y avoir de réflexion de Mach sur la paroi Pi2 avant que l'onde ne parvienne au capteur G6. En procédant de même pour les parois Pi1 et Pe4, il apparaît que les angles d'incidence sont respectivement au maximum de 35,6° et 27,8°. Aucun pied de Mach ne peut donc se développer dans cette cellule dans la direction du capteur.

De plus, comme la position du capteur G6 induit qu'il ne peut être soumis à une réflexion normale, ce pic réfléchi est issu d'une réflexion oblique. La comparaison avec un tir effectué sans toit dans la même configuration prouve que le pic réfléchi ne provient pas du toit, la réflexion étant présente à 258 μ s sur le profil de pression (Figure IV.2.3). L'analyse des réflexions obliques au niveau du sol est effectuée en appliquant la démarche présentée en III.1.2.2.1. Connaissant les coordonnées du point d'amorçage, du capteur G6 et la distance de la paroi à la charge, il est alors possible de calculer la plage sur laquelle il faudra faire varier l'angle d'incidence de la même façon que pour la détermination des réflexions de Mach présentée ci-dessus. Ainsi, pour la paroi Pi2 par exemple, l'angle d'incidence peut varier entre 0° et 36,8°. Il est alors possible d'effectuer les différentes étapes de la démarche reprises en Figure III.1.6 pour rechercher les éventuels points de réflexion.

Ceci a été effectué pour l'ensemble des parois susceptibles de générer une réflexion oblique atteignant le capteur G6. Il en ressort que seule la paroi Pi2 produit une réflexion parvenant au capteur G6 pour un angle d'incidence de $25,22^\circ$. La valeur du nombre de Mach de l'onde réfléchie M_r peut alors être déterminée à l'aide de l'équation (III.1.16) et des paramètres calculés lors de la recherche du point de réflexion, ce qui donne $M_r = 1,098$. Il s'agit ensuite d'appliquer la démarche décrite en Figure III.1.7 afin d'obtenir une estimation de l'arrivée de cette onde réfléchie au capteur G6. À l'aide des équations (III.1.5), (III.1.8) et (III.1.9), il est possible, en considérant le nombre de Mach de l'onde réfléchie comme un nombre de Mach d'une onde incidente, de calculer la distance réduite fictive $Z'(R)$ du point de réflexion R au point de détonation fictif F_t , $Z'(R) = 5,2 \text{ m.kg}^{-1/3}$. Connaissant l'angle d'incidence, donc les coordonnées du point de réflexion ainsi que celles du capteur, la distance réduite séparant le capteur du point de détonation fictive est calculée, $Z'(M) = Z'(R) + Z(M) = 5,601 \text{ m.kg}^{-1/3}$. En injectant cette valeur dans l'équation de référence du temps d'arrivée (éq. (III.1.5)), le temps d'arrivée de l'onde réfléchie au capteur G6 est obtenu, $t_a = 258 \mu\text{s}$. Cette valeur concorde parfaitement avec le pic réfléchi obtenu en milieu semi-confiné (Figure IV.2.3) et diffère légèrement du temps d'arrivée du pic réfléchi relevé en milieu confiné (Figure IV.2.2).

La méthode permettant d'estimer le temps d'arrivée de l'onde réfléchie est basée sur les équations de référence établies en champ libre. Elle ne tient donc pas compte de l'effet lié à l'expansion des produits de détonation dans un milieu confiné sur la propagation de l'onde de choc. En effet, en champ libre, l'expansion des produits de détonation se fait de façon hémisphérique avec un rapport radial maximal d'environ 2,7 (Kogarko, 1965). Cependant, dans la maquette, l'expansion des produits de détonation est limitée par la géométrie du bâtiment. Aussi, puisque les propriétés des deux milieux sont différentes, l'onde de choc ne se propage pas à la même vitesse dans l'air ou dans les produits de détonation. Ce peut être une des raisons expliquant l'écart entre le temps d'arrivée estimé par le calcul, qui correspond parfaitement au temps d'arrivée rencontré en milieu semi-confiné, et la valeur relevée en configuration 1.3.

En milieu semi-confiné, des détentes supplémentaires sont générées par les arrêtes supérieures des parois et l'ensemble des détentes générées par les arrêtes des parois viennent rattraper le choc réfléchi réduisant ainsi son amplitude (Rose, 2004). La génération de ces ondes de détente dépend de l'angle d'incidence du choc avec la structure (Rose, 2006). Ce phénomène peut expliquer en partie la diminution des amplitudes des réflexions entre les essais avec et sans toit.

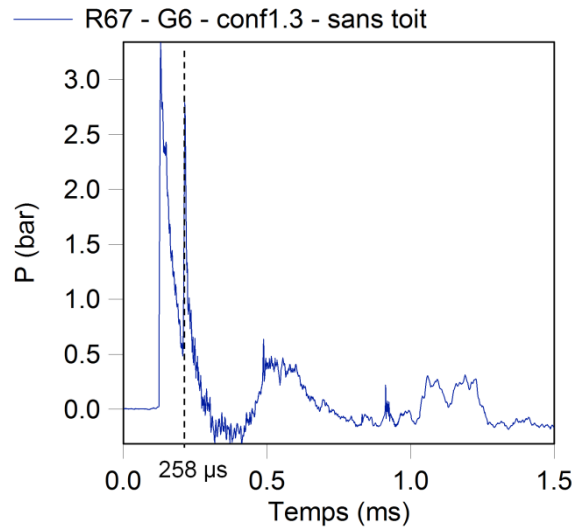


Figure IV.2.3 : Profil de pression enregistré au capteur G6 pour une charge de rayon 67 mm en configuration 1.3 sans toit

De même que pour le capteur G6, les profils de pression enregistrés au capteur G7 ont été tracés pour le champ libre et pour la configuration 1.3 (Figure IV.2.4 et Figure IV.2.5).

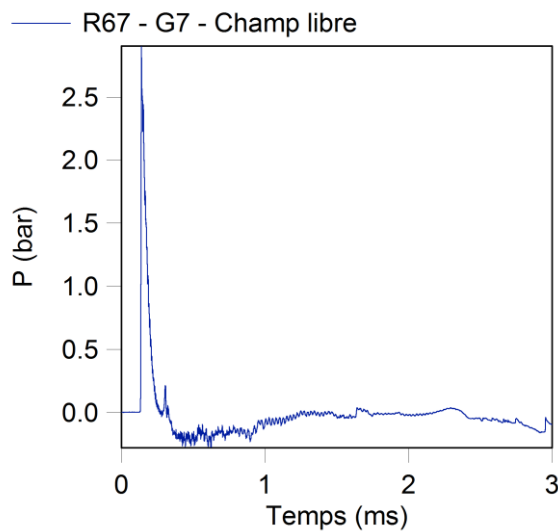


Figure IV.2.4 : Profil de pression enregistré au capteur G7 pour une charge de rayon 67 mm en champ libre

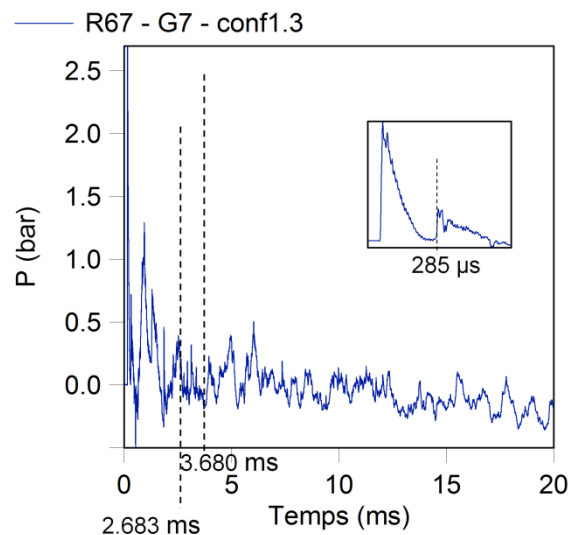


Figure IV.2.5 : Profil de pression enregistré au capteur G7 pour une charge de rayon 67 mm dans la configuration 1.3

Le capteur G7 est également positionné dans la cellule où la charge est initiée. Le pic incident, pour lequel le temps d'arrivée est de 131 μ s, est donc identique à celui observé en champ libre. Le premier pic réfléchi apparaît cette fois à 285 μ s.

Il apparaît, sur le profil de pression enregistré en champ libre, un pic réfléchi de faible amplitude pendant la phase de détente de l'onde de choc. Ce pic est probablement lié au phénomène d'implosion de la bulle présenté au chapitre II (cf. II.6).

La même analyse que celle présentée précédemment pour le capteur G6 a été appliquée au capteur G7. Il a été déterminé par le calcul que des réflexions de Mach directes étaient possibles sur les murs

Pi1 et Pi2 de la cellule 2. En effet, en appliquant la démarche présentée au chapitre III (cf. III.1.2.2.3 et III.1.2.3), des angles limites $\beta_{\max}$ de $39,87^\circ$ pour la paroi Pi2 et de $39,91^\circ$ pour la paroi Pi1 sont obtenus. L'écart entre ces deux angles limites s'explique par le fait que l'amorçage soit décalé de 3 mm vers la paroi Pi1. Ces angles donnent des distances r_{i0} auxquelles apparaissent les pieds de Mach de 114 mm et 120 mm. Le capteur G7 étant à une distance de la charge r_i de 154,5 mm, des pieds de Mach peuvent se développer le long de chacune de ces parois. Toutefois, la hauteur des pieds de Mach, respectivement 0,9 mm et 1,2 mm au niveau du capteur G7, n'est pas suffisante pour que celui-ci puisse être impacté par ces dernières.

Deux réflexions normales, sur les parois Pe2 et Pe4, peuvent atteindre le capteur G7. La paroi Pe2 se trouve à une distance de 307,5 mm de la charge ce qui donne une distance réduite $Z(R) = 2,551 \text{ m.kg}^{-1/3}$ pour une charge de rayon 67 mm. En intégrant cette valeur dans l'équation (III.1.5), le temps d'arrivée de l'onde incidente au mur est obtenu, $\bar{t}_a = 3,543 \text{ ms.kg}^{-1/3}$. Le nombre de Mach M_0 de l'onde incidente au niveau du mur est ensuite calculé à l'aide des relations (III.1.8) et (III.1.9), $M_0 = 2,117$. Le nombre de Mach de l'onde réfléchi est alors déduit de l'équation (III.1.19), $M_r = 1,790$. En considérant ce nombre de Mach comme celui d'une onde incidente, la distance réduite séparant le point de réflexion d'un point de détonation fictif $Z'(R)$ peut être estimée en effectuant la procédure inverse à celle appliquée ci-dessus pour le calcul de M_0 . Le capteur G7 se trouve à une distance de 153 mm du mur. La distance réduite $Z'(G7)$ séparant le capteur du point de détonation fictif peut être calculée en ajoutant la distance réduite du capteur au mur à $Z'(R)$, ce qui donne $Z'(G7) = 4,199 \text{ m.kg}^{-1/3}$. Le temps d'arrivée de l'onde réfléchi au capteur G7 est finalement estimé à l'aide de l'équation (III.1.5), $t_a = 2,683 \text{ ms}$. Cette valeur est proche du temps d'arrivée d'un pic réfléchi observé sur le profil de pression (2,639 ms). En procédant de même avec le mur Pe4, qui se trouve à une distance de 202,5 mm de la charge et à 357 mm du capteur, le temps d'arrivée de l'onde réfléchi au capteur G7 est estimé à 3,680 ms. Ceci pourrait correspondre au pic réfléchi relevé à 3,660 ms.

Aussi, dans cette configuration, le premier pic réfléchi arrivant au capteur G7 est issu d'une réflexion oblique. L'analyse d'un essai réalisé sans toit (Figure IV.2.6) montre que la réflexion ne provient pas du toit mais il n'a pas été possible de déterminer analytiquement son origine. Il peut également être remarqué que l'écart entre les temps d'arrivée de ce pic réfléchi en milieux confiné (285 μs) et semi-confiné (290 μs) est bien plus faible que dans le cas du capteur G6. Le capteur G7 se trouvant à la sortie de la cellule, les produits de détonation peuvent s'étendre dans le couloir et sont donc moins contraints par la géométrie que pour le capteur G6. La différence de milieu entre les configurations avec ou sans toit serait ainsi moins prononcée, expliquant le plus faible écart de temps d'arrivée.

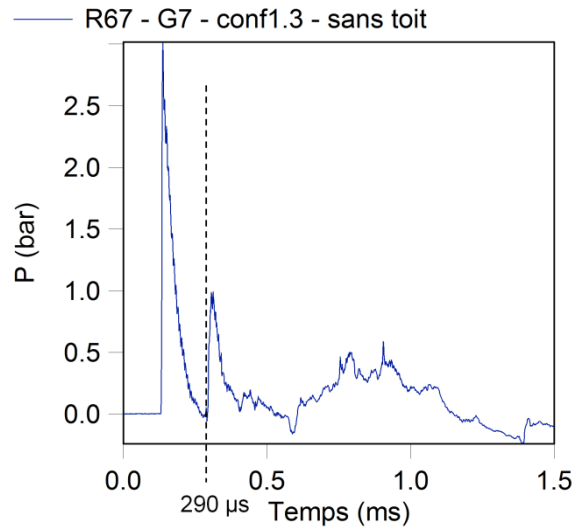


Figure IV.2.6 : Profil de pression enregistré au capteur G7 pour une charge de rayon 67 mm en configuration 1.3 sans toit

Les profils de pression obtenus en milieu confiné pour les capteurs G6 et G7 présentent une grande complexité suite à la multitude de réflexions liées au milieu confiné. Le fait de se trouver dans la cellule où est amorcée la charge a permis de réaliser une étude du premier pic réfléchi mais il est difficile d'aller au-delà. Aussi a-t-il été décidé de poursuivre l'analyse de ces signaux en s'intéressant à certains paramètres de l'onde de choc (temps d'arrivée de l'onde incidente, surpression incidente, surpression maximale et impulsion positive totale).

L'évolution du temps d'arrivée réduit, de la surpression incidente, de la surpression maximale et de l'impulsion positive totale réduite en fonction de la distance réduite enregistrée aux capteurs G6 et G7 a été tracée en Figure IV.2.7 et Figure IV.2.8.

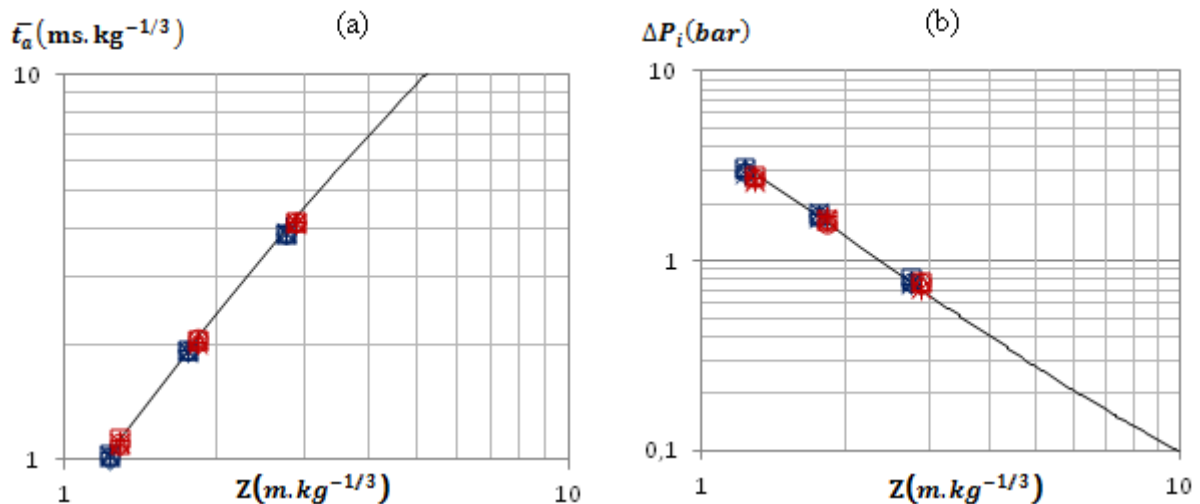


Figure IV.2.7 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (—))

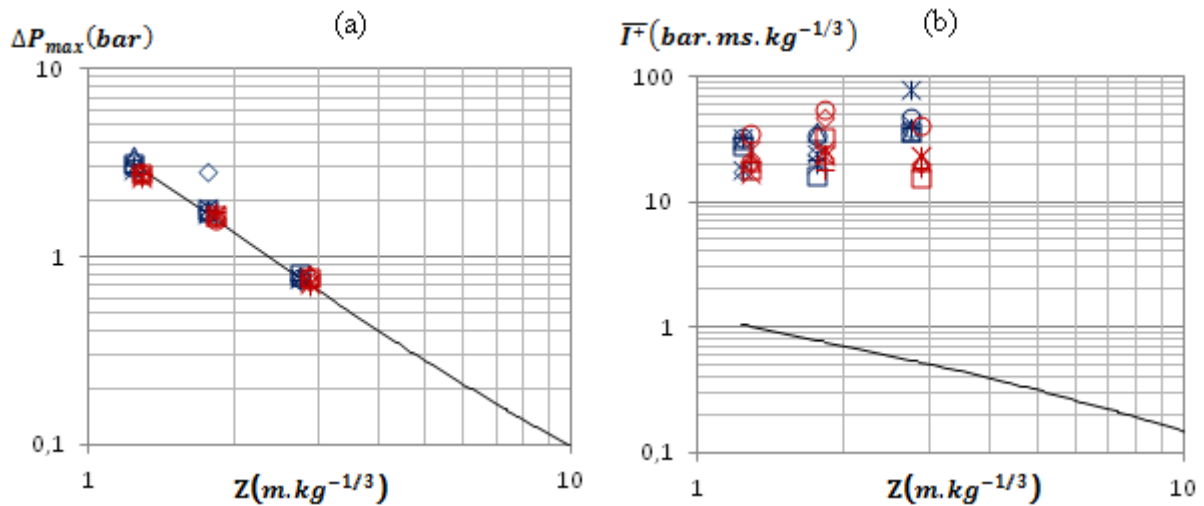


Figure IV.2.8 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*)) et champ libre (-)

Les résultats se concentrent sur trois valeurs de Z pour chacun des capteurs. Ces trois distances réduites correspondent en fait aux trois charges évaluées lors des essais expérimentaux. Il peut être constaté que les évolutions des différentes configurations ne sont pas parallèles entre elles pour l'impulsion (Figure IV.2.8-b).

Comme il a déjà été mentionné, les capteurs G6 et G7 se trouvant dans la cellule où est initiée la charge, le pic incident est identique à celui rencontré en champ libre. En conséquence, les valeurs de la surpression incidente ainsi que le temps d'arrivée sont les mêmes que celles obtenues en champ libre (équations (III.1.4) et (III.1.5)) (Figure IV.2.7).

La surpression maximale relevée au capteur G6 correspond, de façon générale, à la surpression incidente à l'exception de certains points singuliers pour lesquels la surpression maximale peut être supérieure à la surpression incidente relevée en champ libre (Figure IV.2.8-a). Ces valeurs élevées apparaissent après plusieurs pics de réflexion (2 à 13) pour certaines combinaisons charge / volume de cellule. Plus précisément, elles ont été obtenues pour la configuration 1.1 avec des charges de rayons 47 mm et 67 mm et pour la configuration 1.2 avec la charge de rayon 67 mm, ce qui correspond aux deux couloirs les plus larges. Ainsi, en fonction du volume de la cellule et de la masse de la charge, la réflexion donnant la surpression maximale n'a pas la même origine. Néanmoins, il est probable que ces réflexions soient le résultat de la recombinaison de plusieurs ondes de choc. Ces résultats peuvent s'expliquer par le fait que plus la longueur de la cellule 2 est importante, plus son volume est important et plus le comportement de l'onde de choc arrivant au capteur G6 sera proche de celui d'une onde se propageant en champ libre. L'effet de la masse évolue dans le même sens puisqu'il est constaté que plus la masse de la charge est faible, plus le comportement de l'onde de choc arrivant au capteur G6 est similaire au champ libre.

En ce qui concerne le capteur G7, la surpression maximale suit parfaitement la courbe de référence établie en champ libre pour la surpression maximale sauf en un point où elle est légèrement

supérieure (Figure IV.2.8-a). Ce seul point, comparé aux trois points singuliers rencontrés en G6, apparaît en configuration 1.2 avec une charge de rayon 30 mm et est obtenu pour le 9^{ème} pic réfléchi.

Les points singuliers ne sont donc pas obtenus pour les mêmes combinaisons volume de la cellule / masse de la charge pour ces deux capteurs. Ceci pourrait indiquer que les combinaisons testées ne couvriraient pas l'ensemble du domaine de surpression maximale qu'il serait possible de rencontrer dans la cellule. Il faudra tenir compte de cette limite lors de l'utilisation de ces données pour établir une loi d'évolution de la surpression maximale.

L'impulsion positive totale est grandement supérieure à l'impulsion positive relevée en champ libre en raison des multiples réflexions qui se produisent en milieu confiné. Il n'a pas été trouvé de loi d'évolution de ce paramètre en fonction du volume de cette cellule (Figure IV.2.8-b).

IV.2.2. Capteur G8

Le capteur G8, bien que ne se trouvant pas à proprement parler dans la cellule 2, est également en vue directe de la charge, ce qui le différencie également des autres capteurs du couloir.

En Figure IV.2.9 et Figure IV.2.10 sont reportés les profils de pression enregistrés au capteur G8 en champ libre et dans la configuration 1.3.

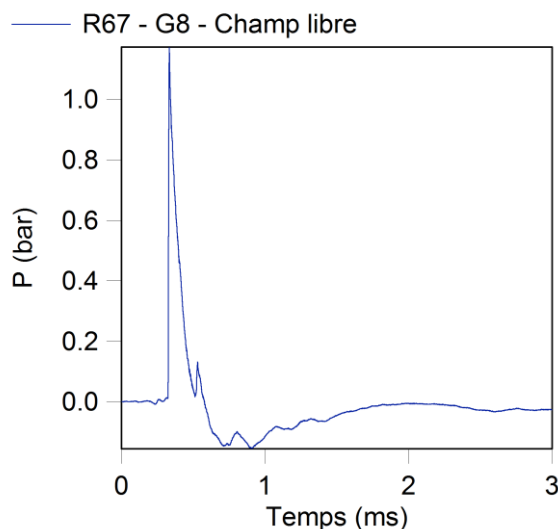


Figure IV.2.9 : Profil de pression enregistré au capteur G8 pour une charge de rayon 67 mm en champ libre

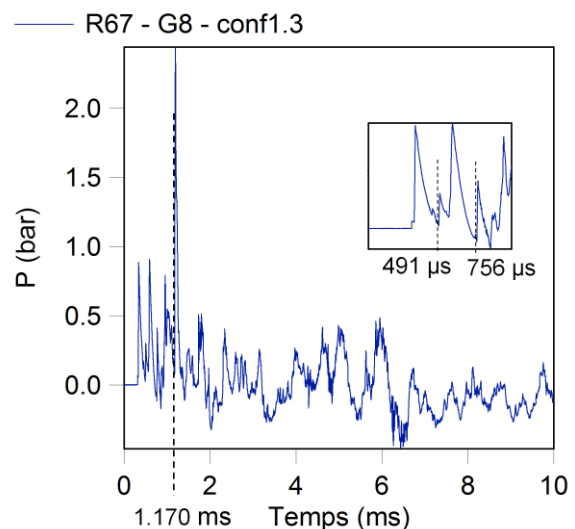


Figure IV.2.10 : Profil de pression enregistré au capteur G8 pour une charge de rayon 67 mm dans la configuration 1.3

Puisque ce capteur est en vue directe de la charge, le pic incident observé en champ libre se retrouve sur le profil de pression relevé en milieu confiné. Le premier pic réfléchi arrive à 491 µs (Figure IV.2.10). Il apparaît également en milieu semi-confiné et ne provient donc pas du toit (Figure IV.2.11).

L'étude analytique des réflexions obliques sur les parois Pi1 et Pi2, effectuée de la même manière que pour le capteur G6, indique que deux ondes réfléchies arrivent simultanément au capteur G8 de

chacune des parois à 802 μ s. Ces réflexions ne correspondent donc pas au premier pic réfléchi mais pourraient toutefois être associées au pic réfléchi observé à 756 μ s en configuration 1.3, la différence de temps pouvant, tel que dans le cas du capteur G6, être due aux hypothèses de la démarche analytique. Bien que, de même que pour le capteur G7, des pieds de Mach se développent sur les parois Pi1 et Pi2 en direction du capteur G8, ces derniers vont être diffractés par les angles des parois avant d'arriver au capteur G8. Comme dans le cas du capteur G7, deux réflexions normales, issues des parois Pe2 et Pe4, génèrent des ondes réfléchies affectant le capteur G8. Ce dernier se trouve à une distance de 50 mm de Pe4 et de 460 mm de Pe2. Ainsi en appliquant la démarche présentée en Figure III.1.9, de la même façon que pour le capteur G7, les temps d'arrivée associés à ces deux réflexions normales peuvent être estimés, ce qui donne, pour la paroi Pe2, un temps d'arrivée de l'onde réfléchie au capteur G8 de 1,833 ms et de 4,602 ms pour la paroi Pe4. L'étude analytique des réflexions ne permet donc pas de déterminer l'origine du premier pic réfléchi.

La principale différence avec les capteurs G6 et G7 est liée au pic de surpression maximal. En effet, alors que la surpression maximale était généralement associée à l'onde incidente pour les capteurs G6 et G7, elle est toujours obtenue pour une réflexion au niveau du capteur G8. De plus, la surpression maximale est augmentée d'environ 50% par rapport à celle du champ libre. Afin d'essayer de déterminer l'origine de ce pic, une comparaison avec un tir effectué sans toit a été réalisée (Figure IV.2.11). Le pic de surpression maximal repéré à 1,170 ms en configuration 1.3 n'existe plus en milieu semi-confiné. Cette réflexion est donc liée à la présence du toit. Ce phénomène a été constaté pour l'ensemble des volumes et des charges étudiés.

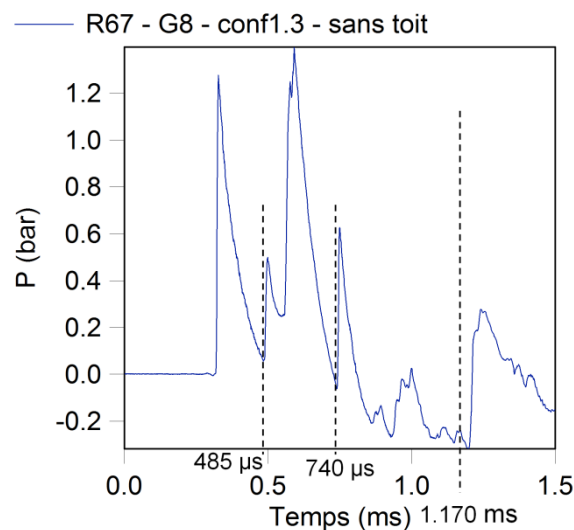


Figure IV.2.11 : Profil de pression enregistré au capteur G8 pour une charge de rayon 67 mm en configuration 1.3 semi-confinée

Afin d'étudier l'influence de la variation du volume sur les paramètres de l'onde de choc relevés au capteur G8, l'évolution du temps d'arrivée réduit, de la surpression incidente, de la surpression maximale et de l'impulsion positive totale réduite en fonction de la distance réduite enregistrée au capteur G8 a été représentée pour tous les volumes et toutes les charges étudiés (Figure IV.2.12 et Figure IV.2.13).

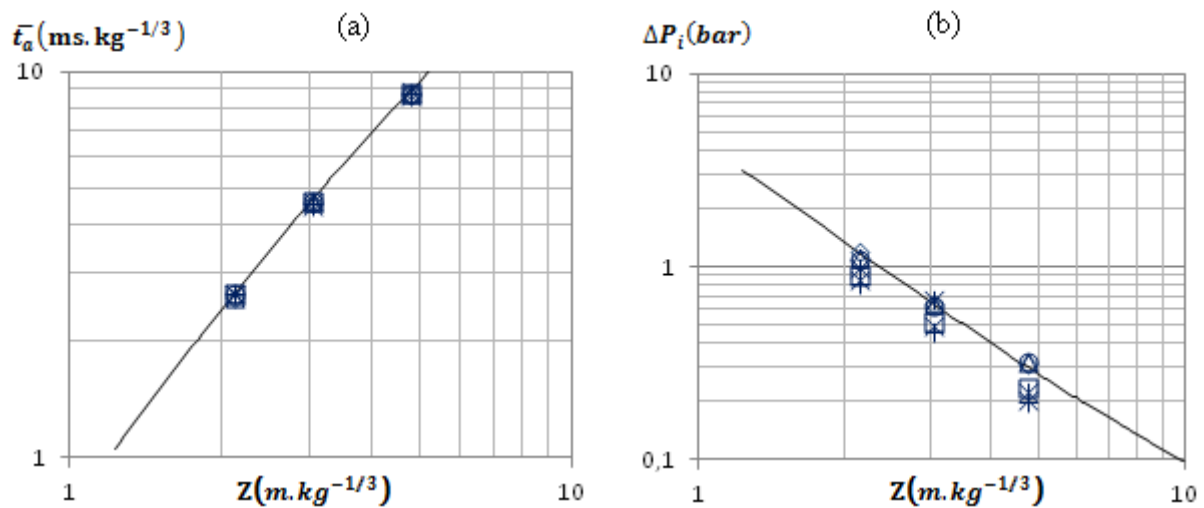


Figure IV.2.12 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés au capteur G8 en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 ($\diamond$), 1.2 (Δ), 1.3 ($\times$), 1.4 ($\circ$), 1.5 ($\square$), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (-))

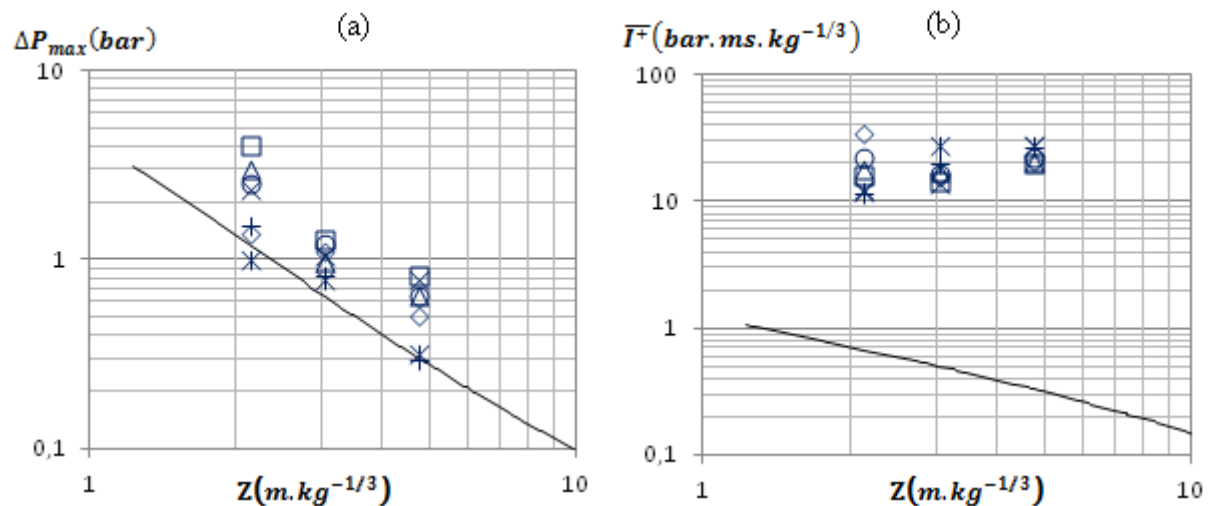


Figure IV.2.13 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurés au capteur G8 en configurations 1 et 2 et comparée avec le champ libre (configurations 1.1 ($\diamond$), 1.2 (Δ), 1.3 ($\times$), 1.4 ($\circ$), 1.5 ($\square$), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (-))

Il avait été vu, lors de l'analyse des profils de pression, que le pic incident était identique à celui observé en champ libre. Ceci se retrouve logiquement lors de l'étude des valeurs du temps d'arrivée de l'onde incidente et de la surpression incidente. En effet, celles-ci suivent très bien les polynômes de référence établis en champ libre pour ces valeurs (équations (III.1.4) et (III.1.5)) (Figure IV.2.12).

La Figure IV.2.13-a confirme ce qui avait pu être observé lors de l'étude des profils de pression, à savoir que la surpression maximale relevée au capteur G8 ne correspond jamais à la surpression incidente. De plus, contrairement aux cas des capteurs G6 et G7, la surpression maximale enregistrée au capteur G8 ne présente pas de corrélation avec la distance réduite.

Une fois encore, l'impulsion positive totale est fortement supérieure à l'impulsion positive relevée en champ libre en raison des multiples réflexions qui se produisent en milieu confiné. Aucune loi d'évolution de l'impulsion positive totale en fonction du volume de la cellule n'a pu être trouvée (Figure IV.2.13-b).

IV.3. Phénoménologie

Contrairement au cas de la cellule où est initiée la charge, les capteurs se trouvant dans les autres cellules de la maquette ne sont pas en vue directe de la charge. Ils sont donc atteints par une onde dont la propagation a été altérée par un ou plusieurs obstacles. Aussi, l'étude des profils de pression de ces capteurs est bien moins aisée que pour le cas de la cellule 2. Toutefois, la maquette présente des particularités géométriques qui peuvent être étudiées en analysant les profils de pression des capteurs concernés (Figure IV.1.1).

IV.3.1. Similitudes des phénomènes des cellules 1 et 3

Il existe des similitudes entre les cellules 1 et 3, réparties de part et d'autre de la cellule où se produit la détonation (Figure IV.1.1). En effet, les capteurs G2 et G9, G1 et G10, et G3 et G11 forment trois couples qui sont dans des positions similaires par rapport à la charge en configuration 1. Dans la configuration 2, seul le couple formé par les capteurs G2 et G9 conserve une certaine similitude par rapport à la charge. La différence entre ces deux cellules réside dans le fait que le couloir devant la cellule 1 est fermé par une paroi latérale tandis que devant la cellule 3, il se poursuit pour déboucher sur la cellule 4.

IV.3.1.1. Capteurs G2 et G9

Les capteurs G2 et G9 se trouvent tous deux dans un angle formé par le mur du fond des cellules et le mur le plus proche de la charge dans leurs cellules respectives (Figure IV.1.1). Ils sont dans des positions similaires mais pas identiques par rapport à la charge. En effet, pour des raisons de conception du banc d'essai, des compromis ont dû être faits quant au positionnement des capteurs afin d'avoir, pour toutes les configurations, des capteurs au plus proche de la position souhaitée sans que les capteurs ou les montages permettant de les fixer sur le banc ne se chevauchent.

Les profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 dans la configuration 1.3 ont été superposés sur un même graphique (Figure IV.3.1).

L'onde incidente arrivant aux capteurs G2 et G9 ne présente pas la même forme que celle observée en champ libre ou dans la cellule 2 (Figure IV.3.1). Ceci est dû aux altérations que l'onde subit en interagissant avec des obstacles avant de parvenir jusqu'aux capteurs. La comparaison entre les deux signaux révèle également que l'évolution de la pression à ces deux capteurs est très similaire jusqu'à environ 3 ms, avec en particulier un temps d'arrivée de l'onde incidente et des pressions maximales très proches (écart moyen de 0,7% sur les temps d'arrivée et écart de 14% sur la surpression maximale). À partir de cet instant, les signaux commencent à présenter des écarts d'amplitude, tout en gardant une forme relativement proche. Ces écarts ont tendance à s'accroître avec le temps. Il semble donc que le train d'onde qui arrive dans un premier temps à ces capteurs subisse exactement les mêmes perturbations en interagissant avec la structure.

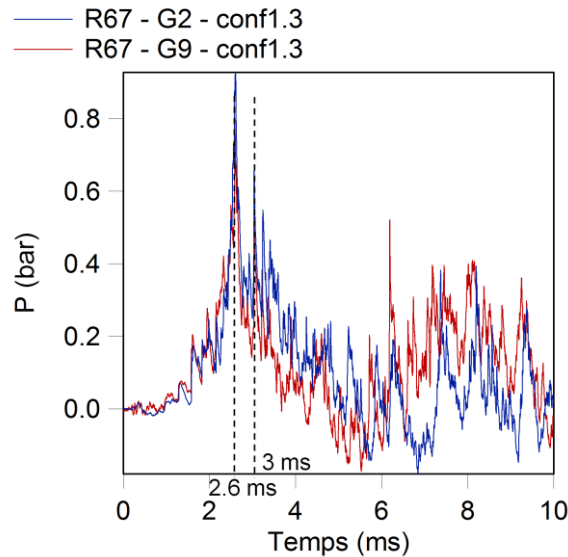


Figure IV.3.1 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Les profils de pression aux capteurs G2 et G9 ont également été enregistrés en milieu semi-confiné, c'est-à-dire sans toit, en configuration 1.3 (Figure IV.3.2). Il faut noter qu'en l'absence du toit, les ondes peuvent passer par-dessus les parois. Le trajet minimal de l'onde n'est ainsi plus forcément celui rencontré en milieu confiné, ce qui peut induire des différences dans les temps d'arrivée de l'onde incidente entre le milieu confiné et le milieu semi-confiné et perturber les ondes de pressions qui arrivent ensuite au capteur. Cependant, l'absence du toit ne change pas la similarité dans l'évolution des profils de pression des capteurs G2 et G9. En revanche, il apparaît que la surpression maximale est liée à la présence du toit pour les deux capteurs. En effet, le pic de surpression maximal observé à 2,6 ms en milieu confiné n'est plus visible en l'absence du toit. De plus, les signaux semblent différer plus tardivement (3,5 ms) qu'en milieu complètement confiné. Le toit renforcerait donc l'effet de la paroi latérale de la cellule 1 sur la propagation de l'onde de choc.

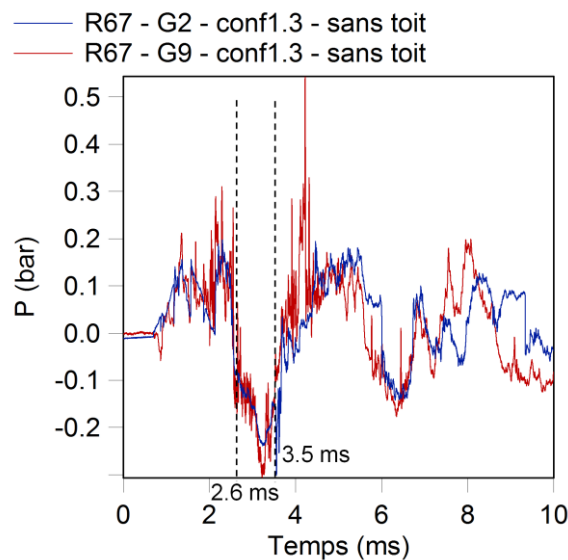


Figure IV.3.2 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

En configuration 2.1, les différences entre les profils des deux capteurs apparaissent après seulement 2 ms. Seuls les deux premiers pics sont similaires. Ceci est probablement lié aux largeurs des cellules qui ne sont plus les mêmes dans cette configuration.

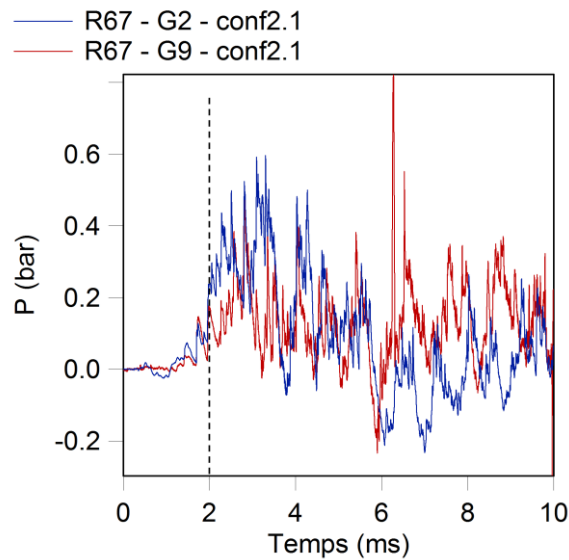


Figure IV.3.3 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm

IV.3.1.2. Capteurs G3 et G11

Les capteurs G3 et G11 sont positionnés à la sortie des cellules 1 et 3 et se trouvent également dans une position quasi-symétrique par rapport à la charge en configuration 1. Les profils de pression relevés à ces deux capteurs en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm ont été tracés en Figure IV.3.4.

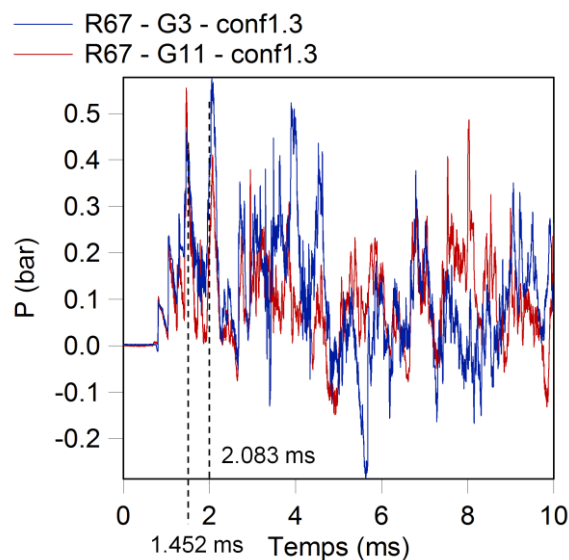


Figure IV.3.4 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Cette fois-ci, l'onde incidente est plus proche d'une onde incidente qui pourrait être observée en champ libre (Figure IV.3.4). Les profils de pression relevés aux capteurs G3 et G11 présentent de grandes similitudes jusqu'à environ 2 ms (écart de 0,5% en moyenne dans les temps d'arrivée des pics réfléchis), avec cependant quelques différences d'amplitude (écart maximal de 7%). Après 2 ms, les écarts entre les profils sont de plus en plus importants. À la différence de ce qui avait pu être observé pour les capteurs G2 et G9, les pressions maximales des capteurs G3 et G11 ne sont pas obtenues pour le même pic de pression (2,083 ms pour G3 et 1,452 ms pour G11). Toutefois, les temps d'arrivée de l'onde incidente sont identiques (écart de 0,07%) ainsi que la surpression incidente (écart de 1%). Le fait que le capteur G3 soit plus proche de la paroi latérale fermant la cellule que le capteur G2 pourrait expliquer pourquoi les différences entre les capteurs G3 et G11 apparaissent plus tôt que celles entre les capteurs G2 et G9.

Ceci semble être confirmé par les essais réalisés dans la même configuration en milieu semi-confiné (Figure IV.3.5). En effet, les différences entre les capteurs G3 et G11 apparaissent après 2 ms, de même qu'en milieu confiné. La Figure IV.3.5 nous montre également que la surpression maximale relevée aux capteurs G3 et G11 a pour origine, dans les deux cas, la présence du toit, puisque les pics observés en milieu confiné ne se retrouvent pas en milieu semi-confiné. Cependant, la différence dans le temps d'arrivée associé au pic de surpression maximal de ces deux capteurs indique que les phénomènes qui en sont à l'origine ne sont pas symétriques.

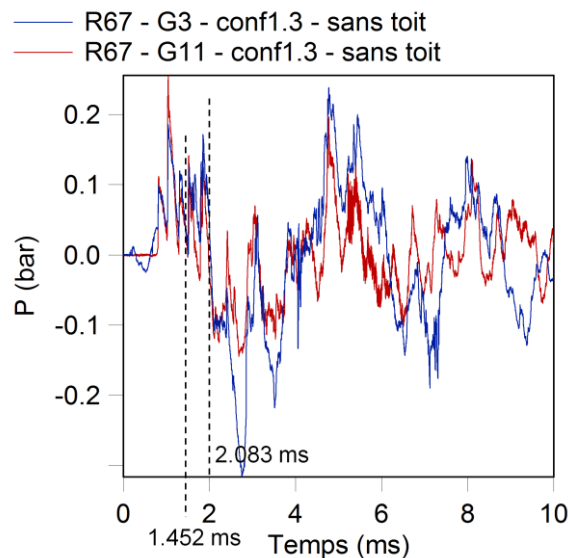


Figure IV.3.5 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 1.3 semi-confinée pour une charge de rayon 67 mm

Comme il a été déjà mentionné plus haut, en configuration 2, les capteurs G3 et G11 ne sont plus dans des positions similaires par rapport à la charge. Les distances du centre de la charge aux capteurs ne sont plus comparables, que ce soit en champ libre ou en milieu confiné (Annexe D.6 et Annexe D.7). Il n'y a donc pas de symétrie possible des signaux de pression fournis par les capteurs G3 et G11 dans cette configuration. Ceci est parfaitement illustré par la Figure IV.3.6 qui représente l'évolution de la surpression en configuration 2.1 pour les capteurs G3 et G11.

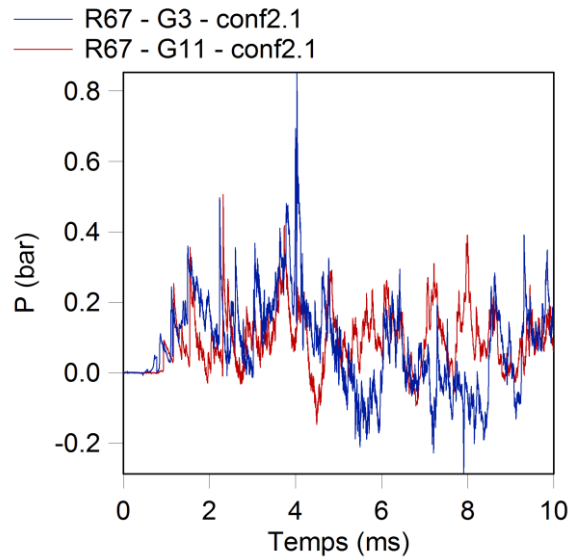


Figure IV.3.6 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm

IV.3.1.3. Capteurs G1 et G10

Enfin, pour finir l'analyse de la symétrie des cellules 1 et 3, les réponses des capteurs G1 et G10 sont analysées. Ils se trouvent tous deux dans un coin formé par le mur du fond des cellules (Pe4) et par le mur le plus loin de la charge dans leurs cellules respectives (Pe1 et Pi3). Les profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 1.3 ont été reportés en Figure IV.3.8.

Bien qu'une évolution relativement similaire des profils puisse être observée sur les premiers instants (écart de 0,5% dans les temps d'arrivée des pics réfléchis), les deux profils présentent dès le départ des différences d'amplitude. En particulier, les pics incidents de ces deux capteurs n'ont que le temps d'arrivée en commun, contrairement à ce qui avait pu être constaté pour les deux autres couples étudiés précédemment. Néanmoins, ceci pourrait être attribué à la qualité de la mesure sur le début du signal, des perturbations venant altérer le signal incident. Une analyse plus détaillée de ces perturbations est présentée plus loin (cf. IV.4.2). La différence de forme de l'onde incidente avec ce qui est observé en champ libre s'explique par le fait que, comme dans le cas des capteurs G2 et G9, l'onde incidente subit deux diffractions sur les coins des parois latérales de la cellule 2, avant de parvenir aux capteurs G1 et G10 (Figure IV.3.7). Les pics de pression conduisant aux pressions maximales relevées aux capteurs G1 et G10 arrivent à des temps quasiment identiques (2,80 ms et 2,83 ms). Il semble donc que le même phénomène soit à l'origine de la suppression maximale pour ces deux capteurs comme cela avait été observé lors de l'analyse des capteurs G2 et G9.

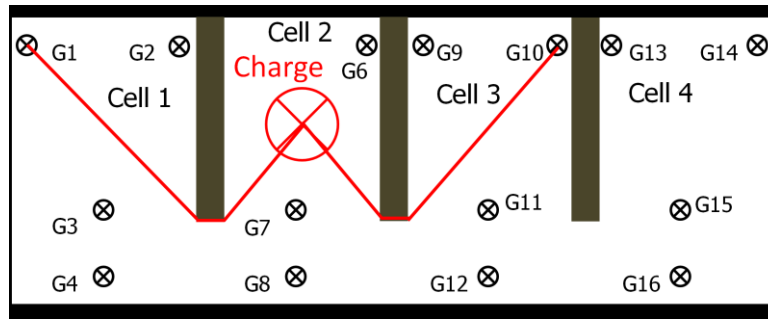


Figure IV.3.7 : Chemin que parcourt l'onde pour atteindre les capteurs G1 et G10

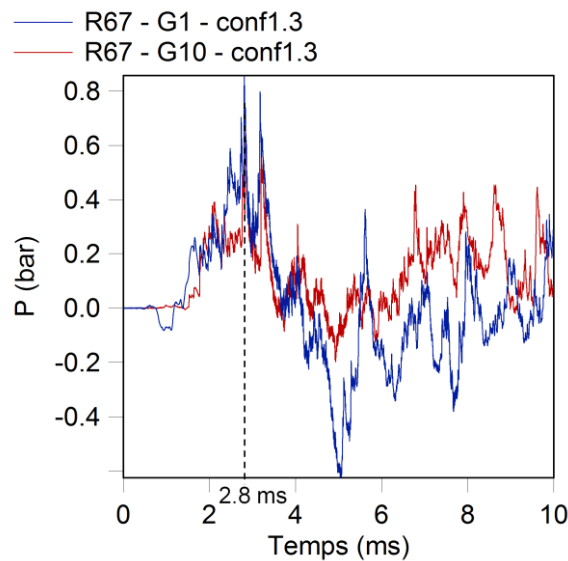


Figure IV.3.8 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

La Figure IV.3.9 présente l'évolution de la pression enregistrée aux capteurs G1 et G10 en milieu semi-confiné, dans la configuration 1.3. Il apparaît que la surpression maximale relevée en milieu confiné est liée à la présence du toit. En effet, les pics de surpression maximums relevés à environ 2,8 ms n'apparaissent plus dans le cas sans toit. De plus, à l'inverse de ce qui avait été observé en milieu confiné, les profils de pression des capteurs G1 et G10 sont très similaires durant 10 ms (écart de 2% sur les temps d'arrivée). Il semble donc que, tel que pour les capteurs G2 et G9, la présence du toit renforce les différences entre les profils de pression des capteurs G1 et G10 donc l'effet de la paroi latérale de la cellule 1.

Tel qu'il a été dit précédemment, les capteurs G1 et G10, de même que les capteurs G3 et G11, ne sont plus dans des positions similaires en configuration 2 (Annexe D.6 et Annexe D.7). L'étude de la symétrie entre les profils de pression de ces deux capteurs est donc sans objet pour cette configuration. Cela se voit très bien en comparant les profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 2.1 (Figure IV.3.10).

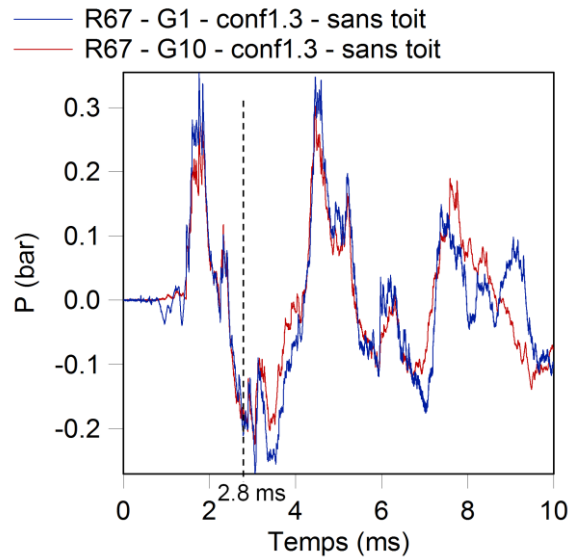


Figure IV.3.9 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 1.3 semi-confinée pour une charge de rayon 67 mm

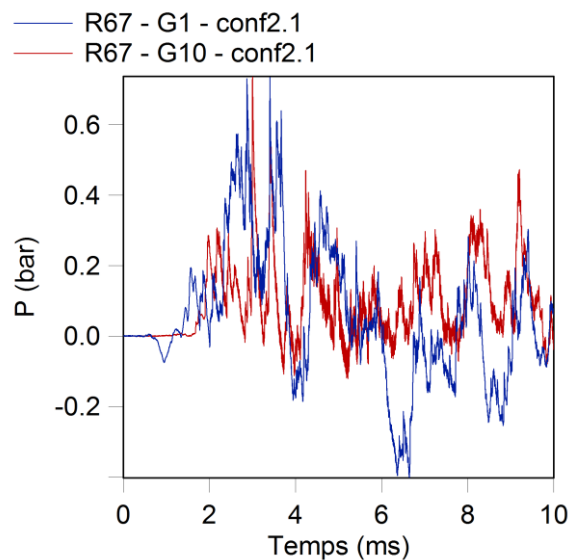


Figure IV.3.10 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm

Au final, les cellules 1 et 3 présentent bien une similitude en termes d'évolution de pression sur les premiers instants, excepté au niveau des capteurs G1 et G10, avant que la différence, liée à la présence du mur fermant la cellule 1, ne se fasse sentir. Le cas particulier de la paire G1-G10 s'explique probablement par le fait qu'ils sont placés contre des parois de longueurs différentes et vont donc voir des réflexions différentes.

IV.3.2. Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 4

Les cellules 1 et 4 présentent également une certaine similitude. Celle-ci ne se fait, non plus par rapport au centre de la charge, mais par rapport à la géométrie de la maquette (Figure IV.1.1). En effet, les cellules 1 et 4 se trouvent aux deux extrémités de la maquette et ont des volumes égaux quelle que soit la configuration. Trois couples de capteurs G1 et G14, G2 et G13, et G3 et G15 peuvent alors être étudiés.

IV.3.2.1. Capteurs G1 et G14

Les capteurs G1 et G14 sont positionnés dans le coin formé par le mur du fond des cellules (Pe4) et les parois latérales de part et d'autre de la maquette (Pe1 et Pe3) (Figure IV.1.1). Ces deux capteurs ont la particularité de toujours garder la même position par rapport à la charge quelle que soit la configuration étudiée.

Les profils de pression relevés aux capteurs G1 et G14 dans la configuration 1.3 sont reportés en Figure IV.3.11. L'écart constaté au niveau des temps d'arrivée de l'onde incidente est lié aux différences entre les distances que doit parcourir l'onde pour parvenir aux deux capteurs, le capteur G1 étant bien plus proche de la charge (688 mm) que le capteur G14 (1003 mm). Logiquement, la surpression incidente relevée à ces capteurs est inférieure à la surpression en champ libre. Les obstacles à la propagation de l'onde formés par la structure du bâtiment réduisent les niveaux de pression de l'onde incidente. En revanche, il apparaît que la surpression maximale est fortement augmentée par rapport à celle du champ libre pour le capteur G1 (84%) comme pour le capteur G14 (100%). Le confinement génère de multiples réflexions qui en se recombinaient, donnent, dans cette configuration, des surpressions maximales supérieures à celles du champ libre. Aussi, alors que les capteurs se trouvent dans des positions qui semblent protégées par rapport à la charge, les effets de pression en configuration 1.3 sont plus importants qu'en champ libre.

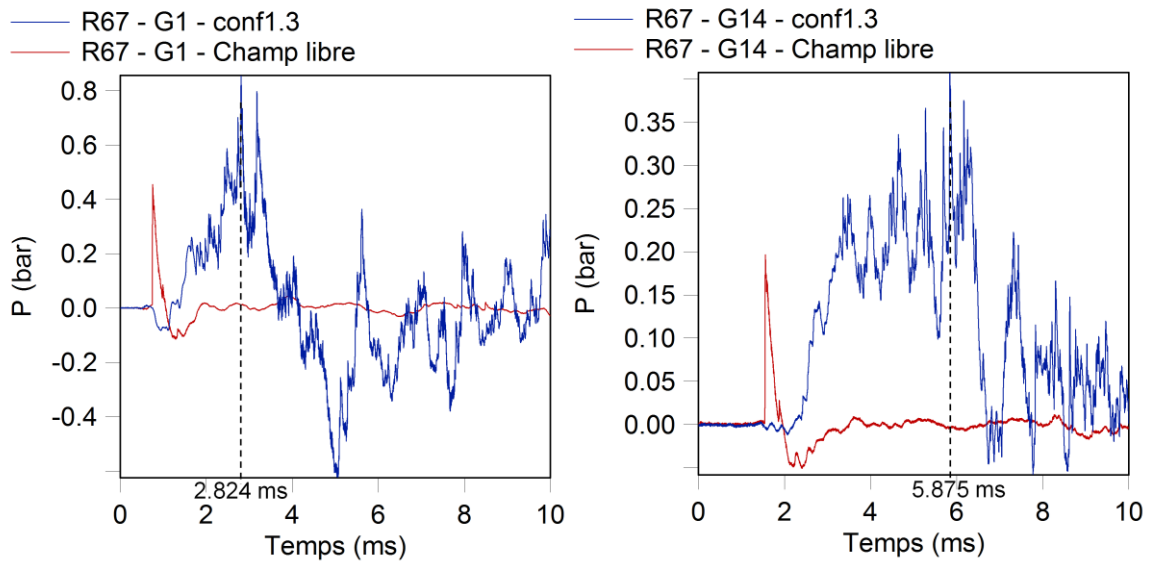


Figure IV.3.11 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 1.3 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm

Des essais sans toit ont également été effectués dans cette configuration. Les profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 ont été tracés sur une même figure (Figure IV.3.12). Les pics de surpression maximums relevés à 2,824 ms et 5,875 ms en milieu confiné, pour les deux capteurs G1 et G14, dépendent de la présence du toit puisqu'ils ne sont plus visibles en son absence. De plus, la surpression maximale en milieu semi-confiné est inférieure de 26% en moyenne à la surpression incidente relevée en champ libre. L'absence du toit évite donc la perte de l'effet protecteur dû à l'éloignement de la charge constaté en milieu confiné.

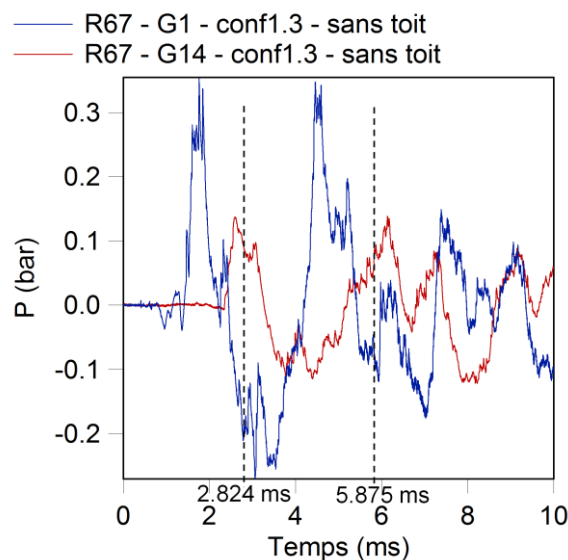


Figure IV.3.12 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

L'évolution constatée en configuration 1.3 est également vérifiée sur l'ensemble de la configuration 1 (Tableau IV.3.1).

Tableau IV.3.1 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre aux capteurs G1 et G14

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G1)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G14)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G1)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G14)
1.1	30	2,212	1,669	127	175
	47	1,609	1,938	76	97
	67	1,831	1,941	46	55
1.2	30	1,339	1,697	101	168
	47	1,318	1,916	69	109
	67	1,500	1,893	44	61
1.3	30	1,424	1,321	94	122
	47	1,286	1,719	64	92
	67	1,844	2,008	44	54
1.4	30	1,462	1,432	94	124
	47	1,283	1,589	61	82
	67	1,902	2,265	43	51
1.5	30	1,570	1,278	99	113
	47	1,251	1,574	53	65
	67	2,404	1,788	34	45

Ce tableau indique également qu'à l'exception de la charge de rayon 30 mm et dans la majorité des cas, l'augmentation de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre est plus forte au capteur G14 (86% en moyenne) qu'au capteur G1 (62% en moyenne). L'augmentation de l'impulsion positive est, quant à elle, toujours plus importante au niveau du capteur G14 (augmentation d'un facteur 71) que du capteur G1 (augmentation d'un facteur 53). L'effet protecteur lié à la plus grande distance à la charge rencontré en champ libre est donc atténué par le confinement.

Tel qu'il avait été rencontré en configuration 1.3, une forte augmentation de la surpression maximale par rapport au champ libre est constatée pour les capteurs G1 (61%) et G14 (140%) en configuration 2.1 (Figure IV.3.13). Le changement de volume des cellules 1 et 4 ne semble donc pas modifier la phénoménologie qui avait pu être observée en configuration 1. Ceci est confirmé par la Figure IV.3.14 traçant les profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.1 sans toit. Comme ce qui avait été constaté en configuration 1.3, la surpression maximale relevée aux capteurs G1 (à 2,864 ms) et G14 (à 5,515 ms) en milieu confiné est liée au toit. De plus, la surpression maximale en milieu semi-confiné est cette fois du même ordre de grandeur (écart de 0,5% en moyenne) que la surpression incidente obtenue en champ libre.

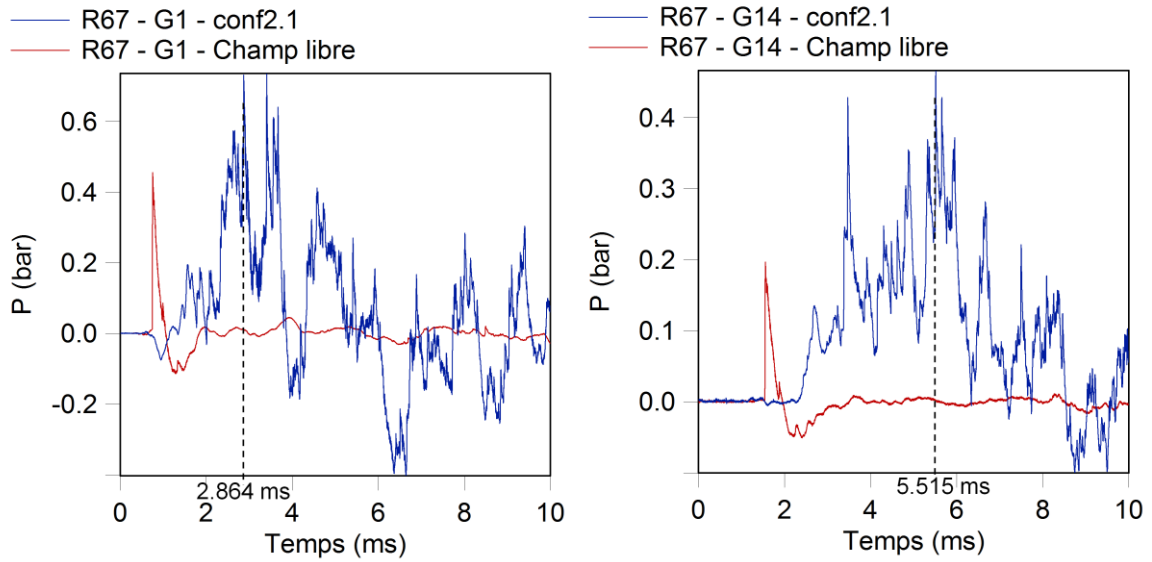


Figure IV.3.13 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm

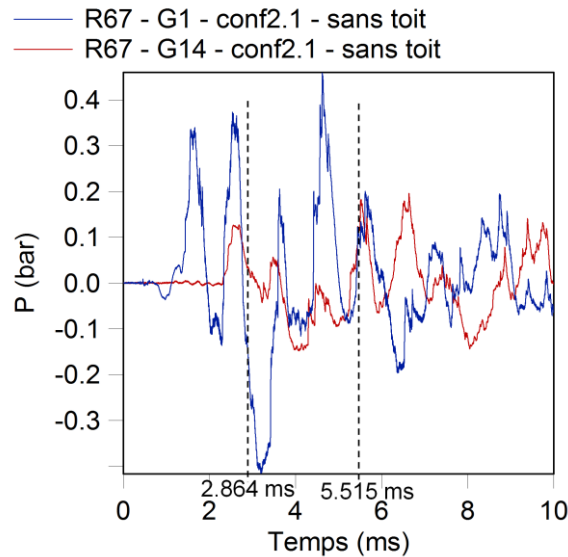


Figure IV.3.14 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.1 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Le Tableau IV.3.2 reprend les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre.

Tableau IV.3.2 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre aux capteurs G1 et G14

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}} (G1)$	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}} (G14)$	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i} (G1)$	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i} (G14)$
2.1	30	1,807	1,594	119	137
	47	1,706	1,685	78	91
	67	1,619	2,405	48	63

Contrairement à la configuration 1, en configuration 2.1, l'augmentation de la surpression maximale par rapport au champ libre est plus forte au capteur G14 (140%) qu'au capteur G1 (61%) uniquement pour la charge la plus importante. La réduction du volume des cellules 1 et 4 aurait donc un impact sur l'effet protecteur lié à l'éloignement de la charge en le renforçant pour les petites charges. En revanche, l'augmentation de l'impulsion positive totale reste plus prononcée au capteur G14 (augmentation d'un facteur 97 en moyenne) qu'au capteur G1 (augmentation d'un facteur 82 en moyenne).

Une nouvelle réduction du volume ne semble pas changer la phénoménologie rencontrée en configurations 1 et 2.1. Les profils de pression relevés aux capteurs G1 et G14 en milieu confiné présentent à nouveau une augmentation de la surpression maximale par rapport au champ libre (76% pour le capteur G1 et 115% pour le capteur G14) (Figure IV.3.15). L'analyse des essais réalisés dans cette configuration sans toit (Figure IV.3.16) confirme le fait que la surpression maximale relevée à ces deux capteurs résulte de l'interaction de l'onde de choc avec le toit, les pics de surpression maximums observés en configuration 1.3 à 2,517 ms et 5,459 ms n'apparaissant plus sur les profils enregistrés en l'absence du toit.

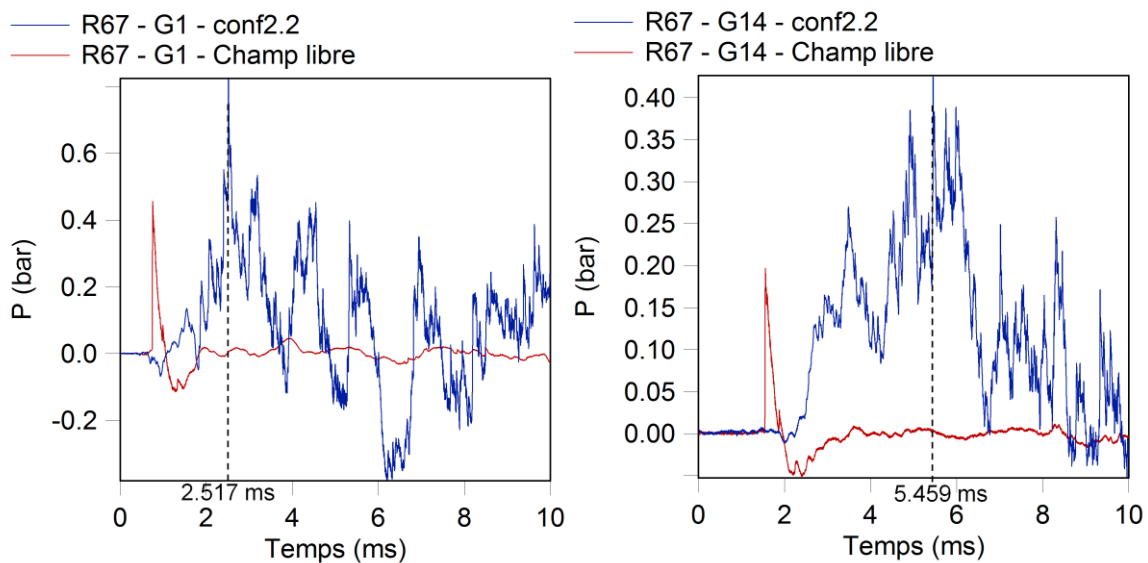


Figure IV.3.15 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.2 pour une charge de rayon 67 mm

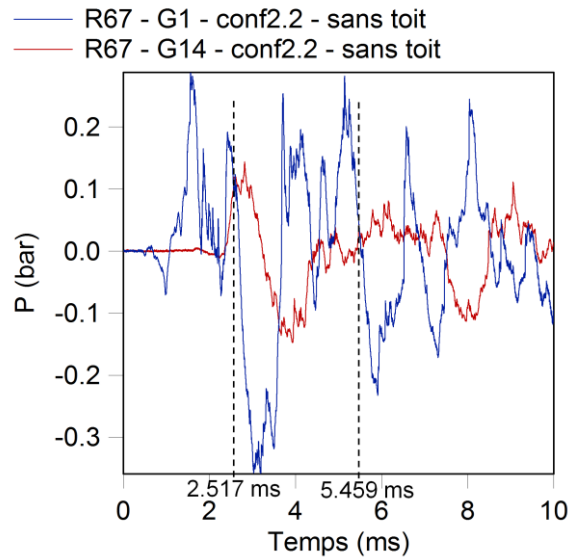


Figure IV.3.16 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 2.2 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre sont reprises dans le Tableau IV.3.3.

Tableau IV.3.3 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre aux capteurs G1 et G14

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G1)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G14)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G1)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G14)
2.2	30	1,553	1,029	119	156
	47	1,389	1,476	78	78
	67	1,763	2,153	48	61

Une évolution identique à celle de la configuration 1 est constatée avec une augmentation de la surpression maximale plus faible au capteur G14 (55%) qu'au capteur G1 (3%) pour la charge de rayon 30 mm. Cette nouvelle réduction de volume par rapport à la configuration 2.1 permet de retrouver le comportement rencontré en configuration 1.

Il ressort de cette analyse que le confinement réduit l'effet protecteur lié à l'éloignement de la charge en renforçant la surpression maximale ainsi que l'impulsion positive. Néanmoins, une première réduction du volume des cellules 1 et 4 de 0,028 m³ à 0,019 m³, c'est-à-dire le passage de la configuration 1.3 à 2.1, semble limiter ce phénomène en imposant des masses de charges plus importantes pour observer la perte de l'effet protecteur. En revanche, une seconde réduction du volume des cellules 1 et 4 de 0,019 m³ à 0,011 m³, obtenue en passant de la configuration 2.1 à 2.2, amplifie la perte de cet effet protecteur.

IV.3.2.2. Capteurs G2 et G13

Les capteurs G2 et G13 se trouvent dans le coin formé par le mur du fond des cellules et le mur le plus proche de la charge respectivement dans la cellule 1 (Pi1) et la cellule 4 (Pi3). Contrairement aux capteurs G1 et G14, les capteurs G2 et G13 ne sont fixes par rapport à la charge qu'en configuration 1. En configuration 2, ces deux capteurs se déplacent afin de suivre la réduction du volume de leurs cellules. La Figure IV.3.17 présente les profils de pression relevés à ces deux capteurs en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm.

En raison de la différence de distance à la charge entre les capteurs G2 et G13 (601 mm pour le capteur G2 et 916 mm pour le capteur G13), le temps d'arrivée de l'onde incidente est plus important en G13 qu'en G2. La surpression incidente est atténuée par rapport au champ libre (92% en moyenne), les deux capteurs n'étant pas en vue directe de la charge. À la différence de ce qui avait été vu lors de l'analyse des capteurs G1 et G14, la surpression maximale au capteur G2 est inférieure de 34% à celle du champ libre. La surpression maximale relevée au capteur G13 est, quant à elle, fortement augmentée par rapport au champ libre (62%).

Afin d'essayer de déterminer l'origine des phénomènes conduisant à la surpression maximale pour ces deux capteurs, des essais en milieu semi-confiné ont été réalisés dans cette configuration (Figure IV.3.18). Il s'avère que la surpression maximale en milieu confiné est obtenue suite à une réflexion liée à la présence du toit pour les deux capteurs G2 et G13. En effet, alors que la surpression maximale est associée à un pic arrivant, en milieu confiné, à 2,592 ms au capteur G2 et à 5,638 ms au capteur G13, elle est relevée, en milieu semi-confiné, à 2,296 ms pour le capteur G2 et 9,537 ms pour le capteur G13. De plus, la surpression maximale en milieu semi-confiné étant inférieure à la surpression maximale en configuration 1.3 (74% en moyenne), le toit renforce les effets de pression dans le confinement.

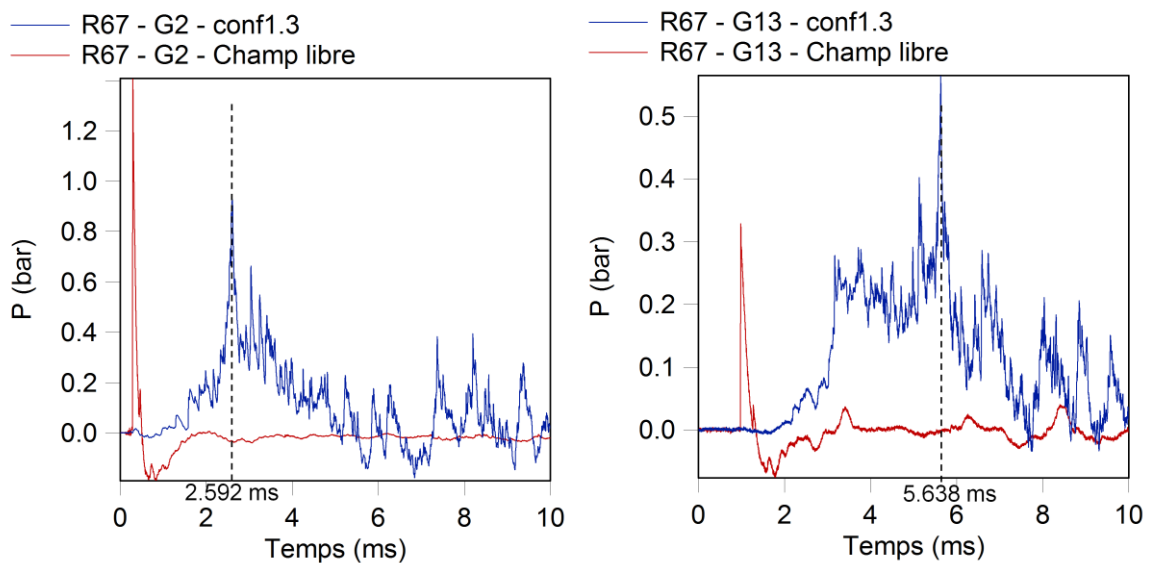


Figure IV.3.17 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 1.3 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm

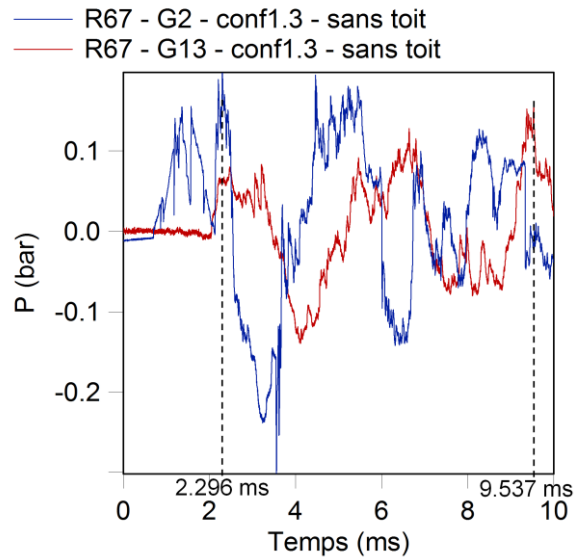


Figure IV.3.18 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre sont fournies dans le Tableau IV.3.4.

Tableau IV.3.4 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre aux capteurs G2 et G13

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G2)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G13)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G2)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G13)
1.1	30	0,488	1,067	55	115
	47	0,540	1,238	34	60
	67	0,645	1,260	21	41
1.2	30	0,493	1,312	53	84
	47	0,551	1,332	38	66
	67	0,810	1,395	27	49
1.3	30	0,494	0,878	44	82
	47	0,478	1,202	35	56
	67	0,658	1,623	24	43
1.4	30	0,587	0,994	50	102
	47	0,492	0,992	34	58
	67	0,623	1,487	23	39
1.5	30	0,677	0,904	42	88
	47	0,556	0,886	30	53
	67	0,650	1,211	21	36

Le Tableau IV.3.4 révèle que la surpression maximale vue au capteur G2 est toujours inférieure à celle du champ libre (42% en moyenne) quelle que soit la longueur de paroi ou la charge considérée, ce qui n'est pas le cas au capteur G13. En effet, la surpression maximale en ce point est soit supérieure

soit relativement proche de la valeur obtenue en champ libre et présente une augmentation moyenne de 19%.

Contrairement à ce qui avait été observé dans le cas des capteurs G1 et G14, l'augmentation de la surpression maximale par rapport au champ libre au capteur G13 est systématiquement plus élevée que celle au capteur G2, de même que l'augmentation de l'impulsion positive totale (d'un facteur moyen de 70 au capteur G2 et de 94 au capteur G13). Aussi, en configuration 1, le confinement supprime complètement l'effet protecteur lié à la plus grande distance à la charge du capteur G13 par rapport au capteur G2.

La Figure IV.3.19 présente les profils de pression relevés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.1 et en champ libre. La même évolution que celle qui avait été observée en configuration 1.3 est constatée. Ainsi, malgré le changement de volume des cellules 1 et 4, les interactions de l'onde de choc avec la structure avant de parvenir aux capteurs G2 et G13 semble être de même nature que ce qui avait été rencontré en configuration 1.

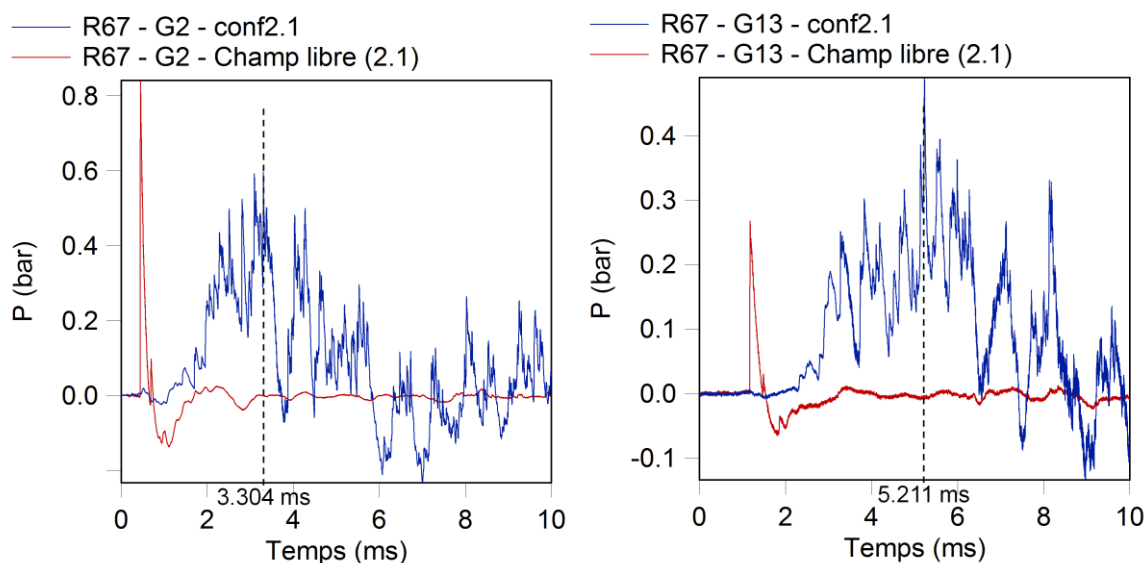


Figure IV.3.19 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm

Les profils de pression relevés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.1 sans toit ont été reportés sur une même figure (Figure IV.3.20). Les pics de surpression maximums obtenus à 3,304 ms au capteur G2 et à 5,211 ms au capteur G13 en milieu confiné ne sont plus visibles en milieu semi-confiné. Ils sont donc dus à la présence du toit. Ceci confirme le fait que les phénomènes rencontrés sont identiques à ceux observés en configuration 1.

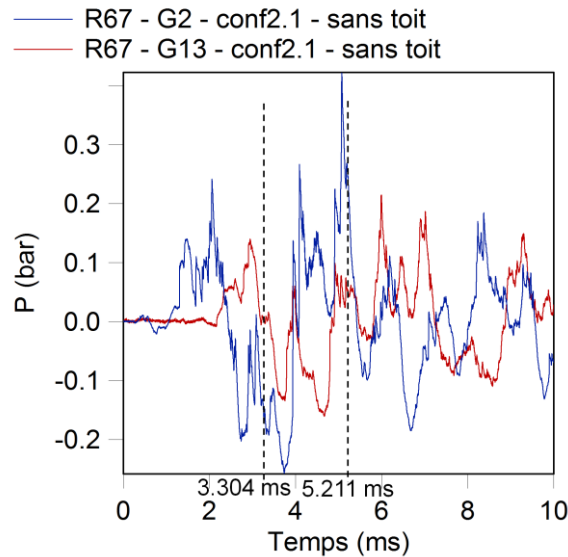


Figure IV.3.20 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.1 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

La phénoménologie observée pour la charge de rayon 67 mm reste inchangée, peu importe la charge considérée (Tableau IV.3.5).

Tableau IV.3.5 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre aux capteurs G2 et G13

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G2)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G13)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G2)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G13)
2.1	30	0,688	1,107	72	150
	47	0,833	1,133	44	68
	67	0,739	1,810	33	51

L'évolution de la surpression maximale obtenue aux capteurs G2 et G13 en fonction de la charge est identique à celle de la configuration 1. L'augmentation de la surpression maximale ainsi que de l'impulsion positive totale par rapport au champ libre, en configuration 2.1, est plus importante au capteur G13 qu'au capteur G2 quelle que soit la charge, comme en configuration 1. Aussi, à la différence du cas des capteurs G1 et G14, la réduction du volume des cellules 1 et 4 ne semble pas avoir d'influence sur la perte de l'effet protecteur lié à l'éloignement de la charge.

Contrairement à ce qui avait été rencontré pour les capteurs G1 et G14, le passage à la configuration 2.2 modifie la propagation de l'onde de choc dans la maquette (Figure IV.3.21). En effet, cette fois, la surpression maximale est supérieure à celle du champ libre de 8% dans le cas du capteur G2 et de 78% dans le cas du capteur G13.

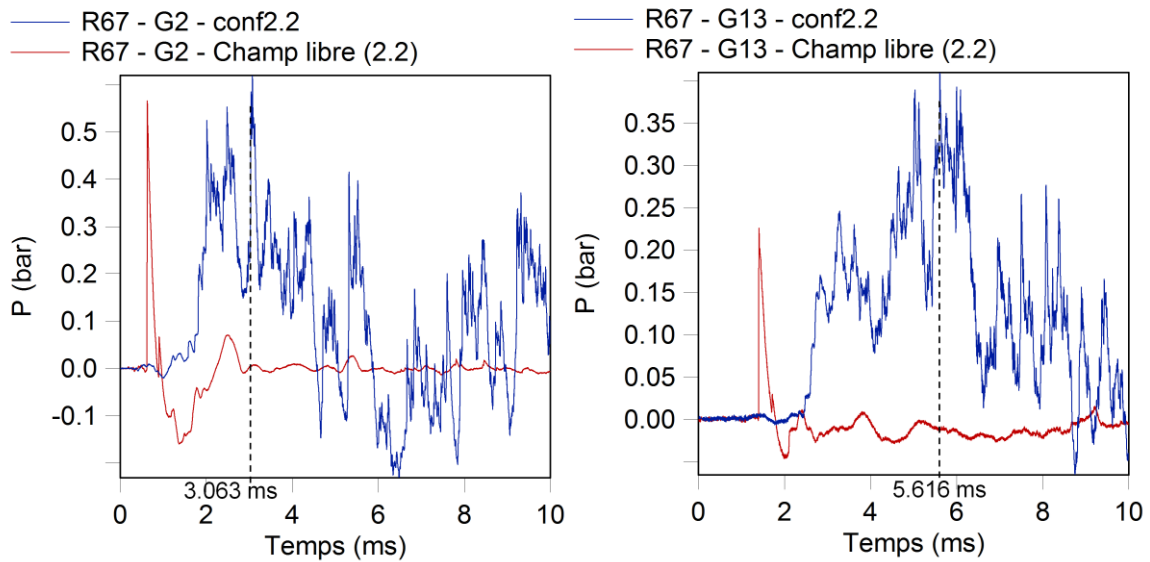


Figure IV.3.21 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.2 pour une charge de rayon 67 mm

La Figure IV.3.22 présente les profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 dans cette configuration en milieu semi-confiné. La surpression maximale est obtenue, en milieu confiné, pour des pics observés à 3,063 ms pour le capteur G2 et 5,616 ms pour le capteur G13. Ces pics ne sont plus présents en l'absence du toit, indiquant que la surpression maximale relevée en milieu confiné est liée à la présence du toit.

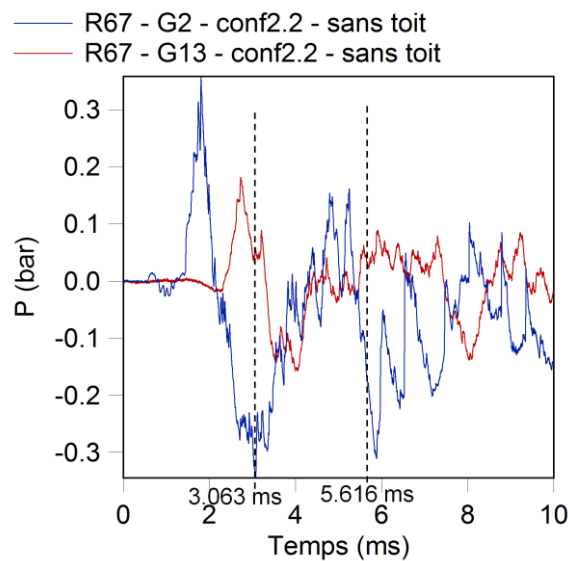


Figure IV.3.22 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 2.2 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Le Tableau IV.3.6 donne les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre.

Tableau IV.3.6 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre aux capteurs G2 et G13

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G2)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G13)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G2)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G13)
2.2	30	0,963	1,249	95	136
	47	1,139	1,769	58	84
	67	1,082	1,779	41	57

À la différence des configurations 1 et 2.1, la surpression maximale relevée au capteur G2 est toujours supérieure ou proche de la valeur du champ libre (augmentation de 7% en moyenne) quelle que soit la charge considérée. En revanche, une évolution identique à celles des configurations 1 et 2.1 est observée concernant l'augmentation, par rapport au champ libre, de la surpression maximale au capteur G13 et de l'impulsion positive totale aux deux capteurs.

Ainsi, bien que la modification du volume semble avoir un effet sur l'évolution de la surpression maximale au capteur G2, les rapports entre les capteurs G2 et G13 restent inchangés. Le confinement augmente, de façon plus importante au capteur G13 qu'au capteur G2, la surpression et l'impulsion par rapport au champ libre.

IV.3.2.3. Capteurs G3 et G15

Les capteurs G3 et G15 sont centrés à la sortie des cellules 1 et 4 (Figure IV.1.1). Tels que les capteurs G2 et G13, les capteurs G3 et G15 se déplacent afin de suivre la réduction du volume de leurs cellules en configuration 2. Les profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm sont comparés au champ libre (Figure IV.3.23).

Le trajet que l'onde doit parcourir est plus important pour atteindre le capteur G15 (754 mm) que le capteur G3 (440 mm), ce qui explique la différence de temps d'arrivée constatée en Figure IV.3.23. La charge est masquée par la structure pour les deux capteurs, aussi la surpression incidente est-elle atténuée par rapport à celle du champ libre. Comme ce qui avait été remarqué pour les capteurs G2 et G13, la surpression maximale relevée au capteur G3 est inférieure à celle du champ libre (25%) tandis qu'elle est grandement supérieure à celle du champ libre (101%) pour le capteur G15.

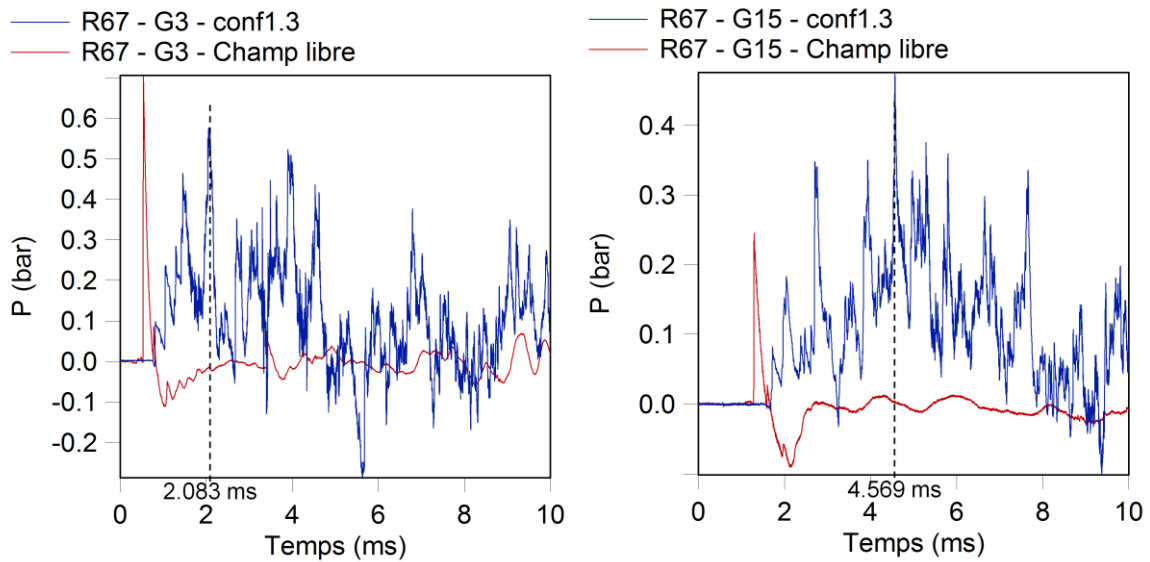


Figure IV.3.23 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 1.3 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm

Les essais effectués en milieu semi-confiné dans cette configuration (Figure IV.3.24) indiquent que, tel que dans les cas précédents, la surpression maximale relevée en milieu confiné dépend de la présence du toit. En effet, les pics de surpression maximums observés à 2,083 ms et 4,569 ms en configuration 1.3 n'apparaissent plus en milieu semi-confiné.

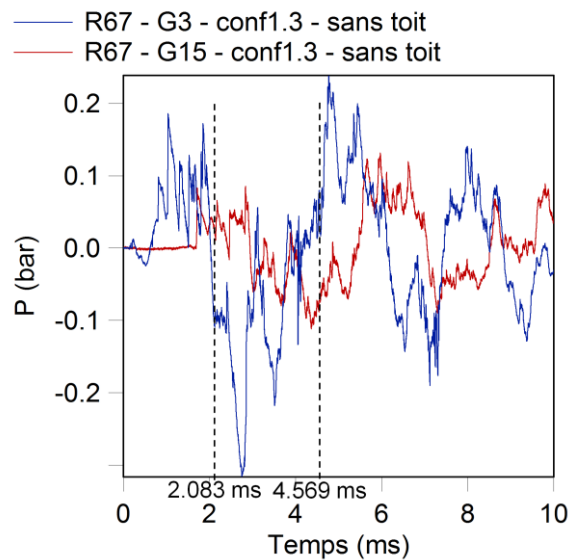


Figure IV.3.24 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 1.3 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Afin de vérifier si les observations effectuées pour la configuration 1.3 étaient valables quelle que soit la configuration, les valeurs expérimentales des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre ont été relevées et sont reportées dans le Tableau IV.3.7.

Tableau IV.3.7 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 1 et en champ libre aux capteurs G3 et G15

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G3)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G15)	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i}$ (G3)	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i}$ (G15)
1.1	30	1,049	1,337	75	122
	47	1,539	2,007	41	60
	67	1,862	2,127	27	38
1.2	30	0,917	1,250	76	98
	47	0,768	1,649	45	71
	67	1,035	1,692	31	48
1.3	30	0,772	1,231	59	94
	47	0,748	1,547	42	66
	67	0,750	2,006	66	45
1.4	30	1,102	1,301	81	95
	47	0,736	1,180	44	63
	67	0,942	1,698	34	42
1.5	30	1,205	0,995	55	83
	47	0,963	1,038	38	50
	67	0,928	1,383	26	34

Il ne semble pas vraiment possible de déterminer une évolution commune à toute la configuration 1 pour le capteur G3. En effet, la surpression maximale qui y est observée peut être soit supérieure soit inférieure à celle du champ libre suivant la charge et la configuration. Dans le même temps, pour le capteur G15, la surpression maximale est quasiment toujours supérieure à celle du champ libre (de 50% en moyenne).

L'augmentation de la surpression maximale et de l'impulsion positive totale par rapport à celle du champ libre est en majorité plus importante au capteur G15 (augmentation de la surpression maximale de 50% en moyenne et de l'impulsion d'un facteur moyen de 67) qu'au capteur G3 (augmentation de la surpression maximale de 2% en moyenne et de l'impulsion d'un facteur moyen de 49). Le cas des capteurs G3 et G15 est donc plus proche de celui des capteurs G2 et G13 que des capteurs G1 et G14.

En configuration 2.1 la surpression maximale est supérieure à celle du champ libre pour les deux capteurs G3 et G15 (Figure IV.3.25), contrairement à ce qui avait été observé en configuration 1.3. La variation de volume entre les configurations 1.3 et 2.1 a donc un effet sur la propagation de l'onde de choc dans la structure. L'analyse des profils de pression, obtenus aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.1 sans toit (Figure IV.3.26), révèle que la surpression maximale, relevée aux capteurs G3 (à 4,055 ms) et G15 (à 4,157 ms) en milieu confiné, était associée à des pics réfléchis qui ne sont plus présents en configuration 2.1. Ainsi, de même qu'en configuration 1, la surpression maximale en configuration 2.1 est liée à la présence du toit.

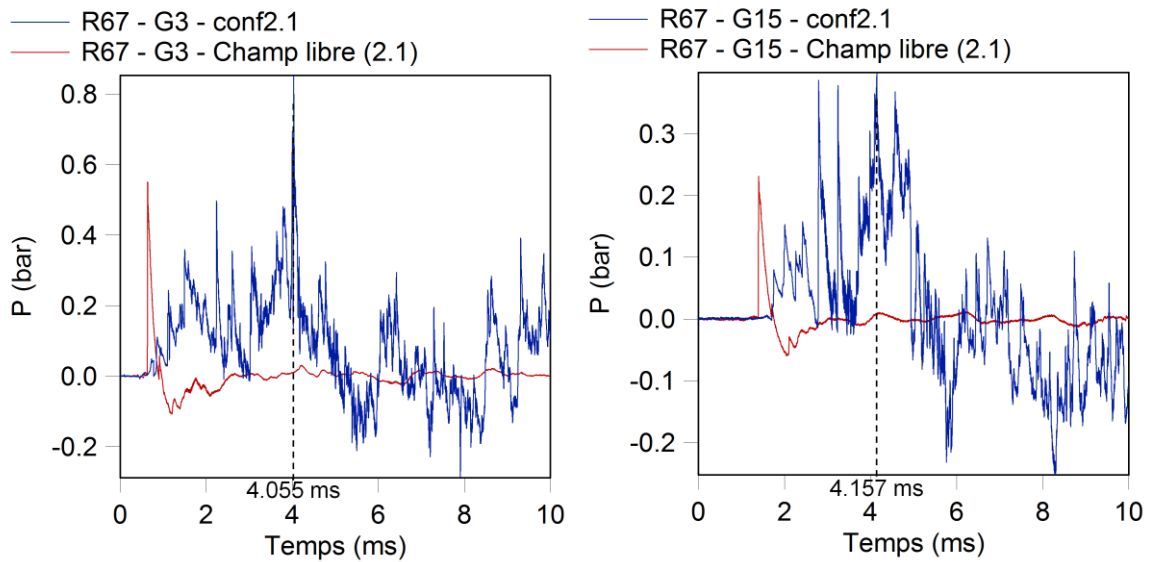


Figure IV.3.25 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.1 pour une charge de rayon 67 mm

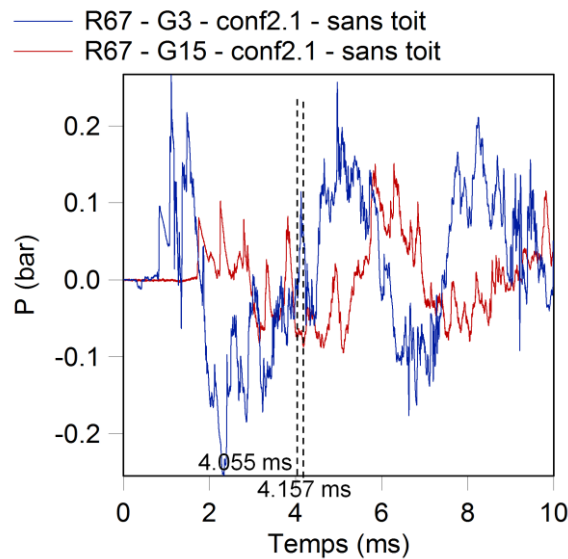


Figure IV.3.26 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.1 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Le Tableau IV.3.8 reprend les valeurs expérimentales des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre.

Tableau IV.3.8 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.1 et en champ libre aux capteurs G3 et G15

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G3)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G15)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G3)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G15)
2.1	30	0,967	1,540	78	137
	47	1,385	1,841	50	73
	67	1,430	1,706	39	33

De même que pour la configuration 1, l'augmentation de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre est plus forte au capteur G15 (70% en moyenne) qu'au capteur G3 (26% en moyenne). La modification du volume entre la configuration 2.1 et la configuration 1 ne change donc rien à l'évolution de la surpression maximale qui reste identique à celle qui avait été observée en configuration 1. L'augmentation de l'impulsion positive suit le même schéma avec une augmentation d'un facteur moyen de 56 dans le cas du capteur G3 et de 81 dans le cas du capteur G15.

Comme pour la configuration 2.1, la surpression maximale en configuration 2.2 est supérieure à celle du champ libre pour les deux capteurs G3 et G15 (Figure IV.3.27). De même que pour les configurations 1 et 2.1, la surpression maximale obtenue en milieu confiné a pour origine la présence du toit, les pics associés à la surpression maximale en configuration 2.2 (à 3,175 ms pour le capteur G3 et à 4,177 ms pour le capteur G15) n'étant plus visibles en l'absence du toit (Figure IV.3.28).

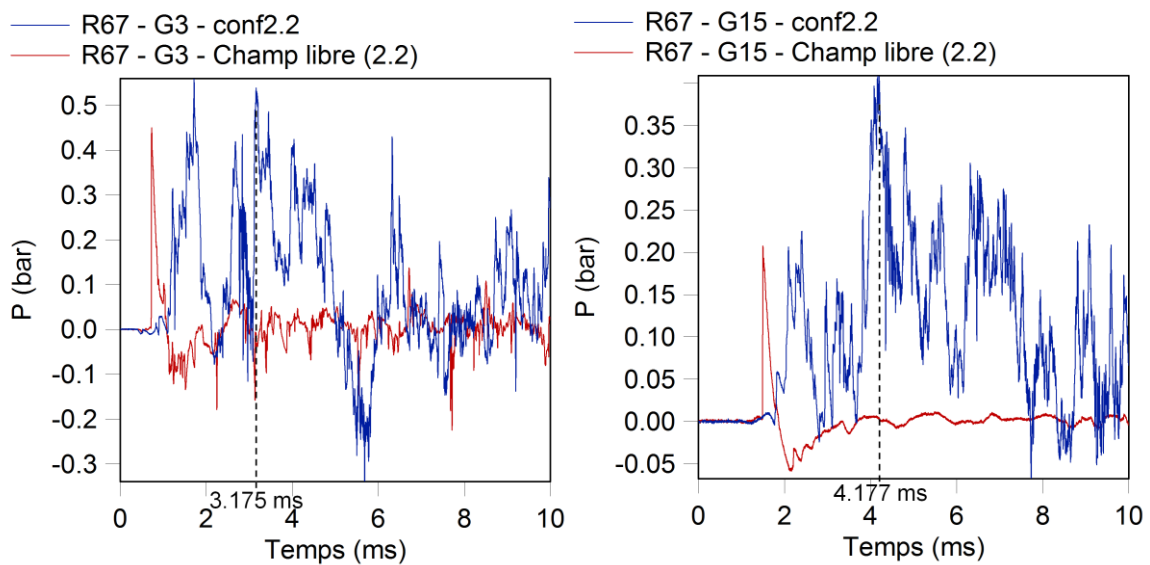


Figure IV.3.27 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.2 pour une charge de rayon 67 mm

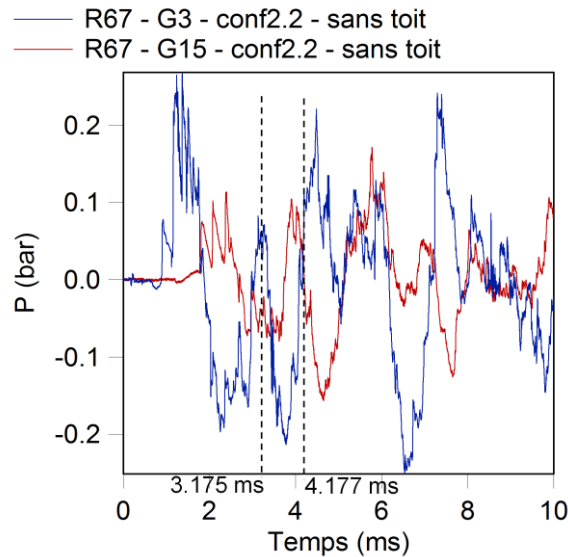


Figure IV.3.28 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 2.2 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Les différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre sont fournies dans le Tableau IV.3.9.

Tableau IV.3.9 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 2.2 et en champ libre aux capteurs G3 et G15

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G3)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G15)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G3)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G15)
2.2	30	1,047	1,661	109	131
	47	1,034	1,623	71	81
	67	1,124	2,011	45	56

Quelle que soit la charge considérée, la surpression maximale relevée au capteur G3 est toujours supérieure à la valeur du champ libre à la différence des configurations 1 et 2.1. L'augmentation de la surpression positive par rapport à celle du champ libre est toujours plus importante pour le capteur G15 (77% en moyenne) que pour le capteur G3 (7% en moyenne). C'est également le cas de l'impulsion positive totale qui augmente d'un facteur moyen de 66 au capteur G3 et de 79 au capteur G15. La réduction du volume ne semble donc pas modifier la perte de l'effet protecteur de la distance à la charge causée par le confinement.

Globalement, pour les trois positions étudiées dans les cellules 1 et 4, il apparaît que la surpression maximale, comme l'impulsion positive totale, augmentent de façon plus importante par rapport à celle du champ libre dans la cellule pourtant la plus éloignée de la charge. Ceci est probablement lié à un effet canon du couloir.

IV.3.3. Étude phénoménologique du couloir

Le couloir regroupe les capteurs G4, G12 et G16. Le capteur G8 est exclu de cette zone, car le fait qu'il soit en vue directe de la charge change le type d'onde auquel il est soumis, par rapport aux autres capteurs de la zone.

Les profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configuration 1.3 et en champ libre sont présentés en Figure IV.3.29. La surpression incidente est inférieure à celle du champ libre pour ces trois capteurs (58% en moyenne) et le temps d'arrivée associé est supérieur à celui du champ libre. Ceci s'explique par le fait que les capteurs du couloir ne sont pas en vue directe de la charge. La surpression maximale est toujours obtenue pour un pic réfléchi et est systématiquement supérieure à la valeur du champ libre (107% en moyenne). Les capteurs G4 et G12 présentent des profils très proches sur les premiers instants (écart maximal de 16 μ s dans le temps d'arrivée des pics réfléchis et de 4% sur les amplitudes sur 1,5 ms). Ceci est lié aux positions de ces deux capteurs qui sont similaires par rapport à la charge.

Lorsque le toit est retiré, la surpression maximale obtenue est inférieure à celle du champ libre pour les trois capteurs (24% en moyenne) quelle que soit la configuration considérée. Ainsi, les phénomènes conduisant à la surpression maximale proviennent d'interactions de l'onde de choc avec le toit.

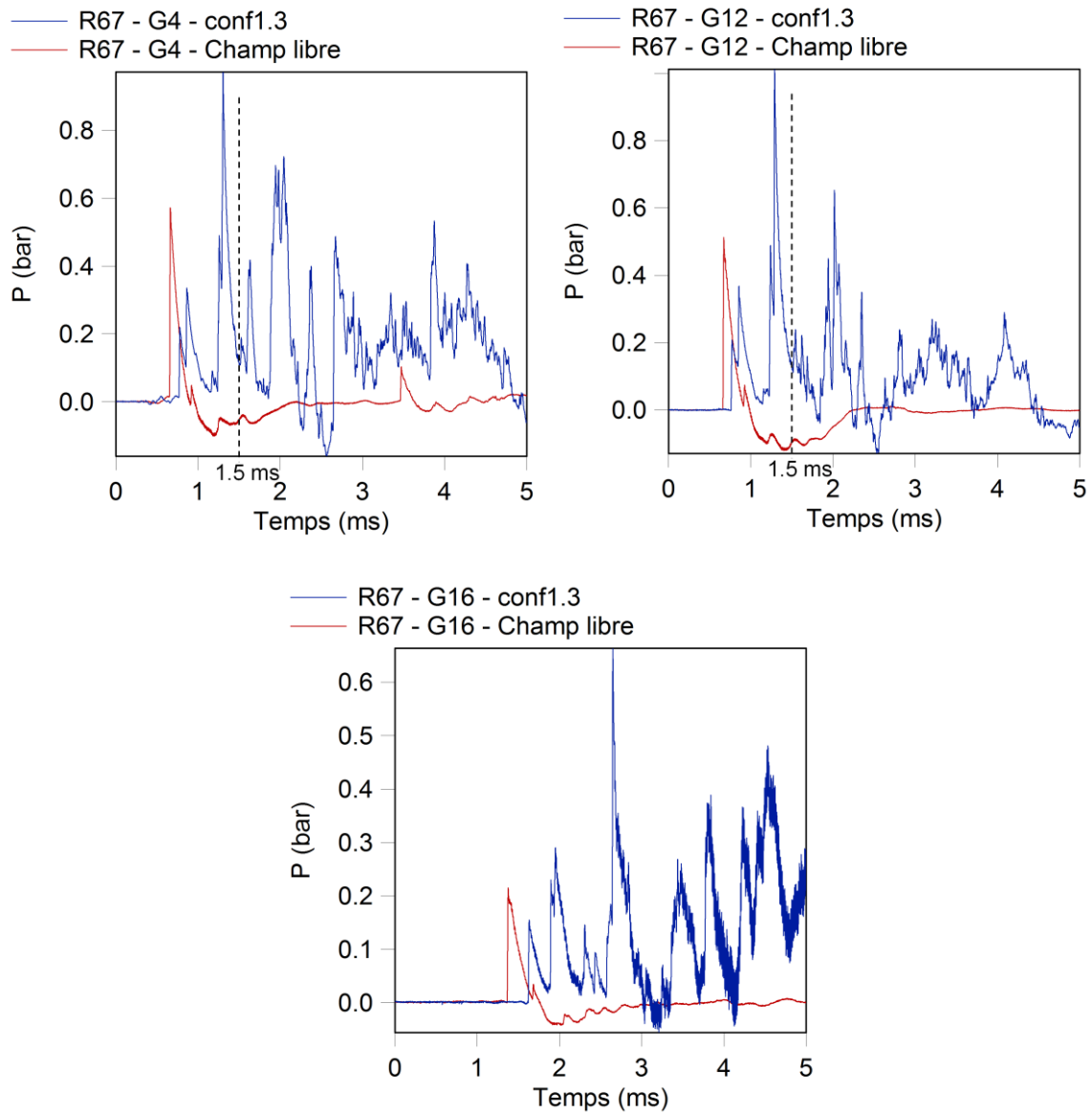


Figure IV.3.29 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

L'effet de la largeur du couloir peut être analysé en s'intéressant aux variations de la surpression maximale dans la configuration 1. En effet, lors de l'étude de la configuration, la largeur du couloir passe de 182 mm, en configuration 1.1, à 59 mm, en configuration 1.5. Cependant, il ne semble pas y avoir de loi d'évolution de la surpression maximale en fonction de la largeur du couloir (Figure IV.3.30).

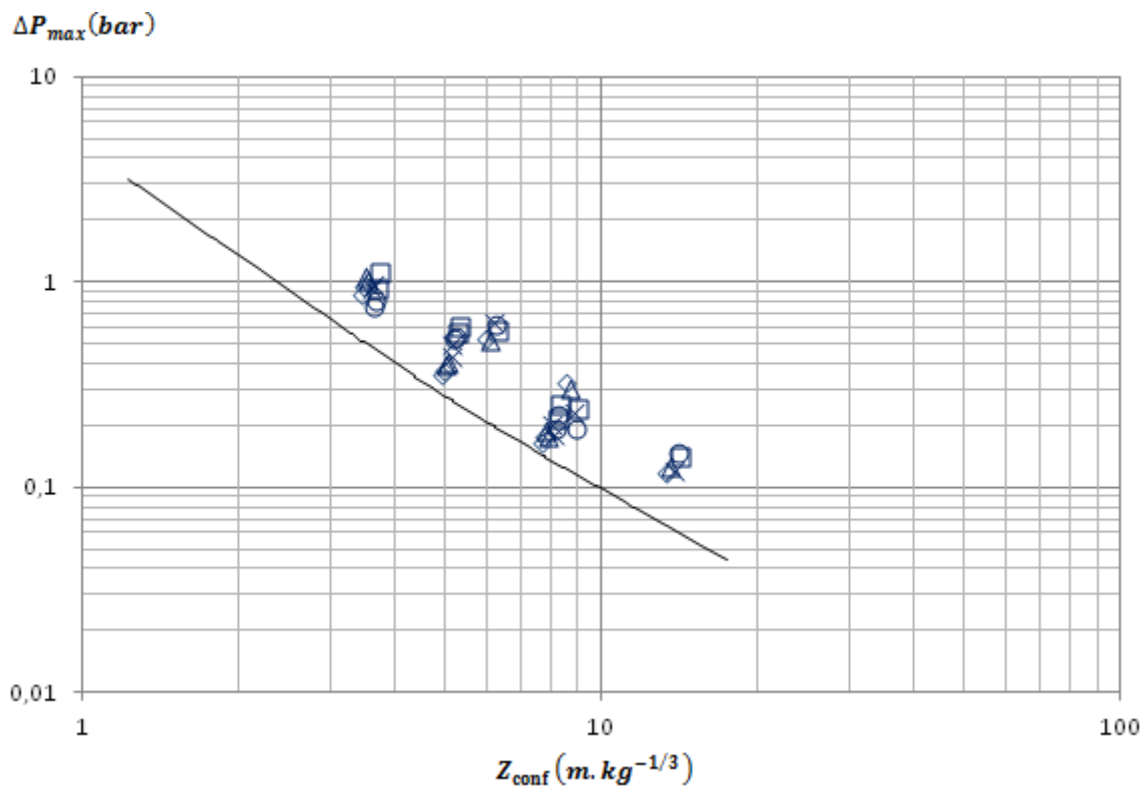


Figure IV.3.30 : Évolution de la surpression maximale dans le couloir pour la configuration 1 en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 1.1 (◇), 1.2 (△), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (-))

Afin d'étudier l'effet du volume de la cellule où est initiée la détonation sur la propagation de l'onde de choc dans le couloir, les profils de pression obtenus aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 1.3 et 2.1 sont comparés (Figure IV.3.31).

Le décalage temporel qui peut être observé entre les signaux de la configuration 1.3 et ceux de la configuration 2.1 sont dus à la variation de position des capteurs qui se déplacent pour suivre les cellules auxquelles ils font face.

L'allure de l'onde incidente est identique pour les deux configurations dans l'ensemble du couloir. L'augmentation du volume de la cellule où est initiée la charge ne semble donc pas avoir de conséquences notables sur l'onde incidente.

Il apparaît également que la surpression maximale a la même origine pour les capteurs G4 et G16, les pics de surpression maximums présentant la même allure et arrivant à des instants similaires dans les deux configurations. Plus précisément, les pics de surpression maximums sont repérés à 1,304 ms en configuration 1.3 et à 1,395 ms en configuration 2.1 et, pour le capteur G16, à 2,658 ms en configuration 1.3 et 2,728 ms en configuration 2.1. En revanche, la surpression maximale relevée au capteur G12 en configuration 2.1 est associée à un pic de pression bien plus tardif (3,613 ms) qu'en configuration 1.3 (1,297 ms). Ceci pourrait toutefois être expliqué par le fait que le déplacement relatif du capteur G12 entre les deux configurations est plus important (84 mm) que celui des capteurs G4 et G16 (42 mm) (Annexe D.6 et Annexe D.7).

Les différences relevées entre le champ libre et les configurations 1.3, 2.1 et 2.2 du couloir ont été reportées dans le Tableau IV.3.10. Globalement, l'augmentation du volume de la cellule où se produit la détonation semble accroître la surpression maximale par rapport à celle du champ libre dans le couloir.

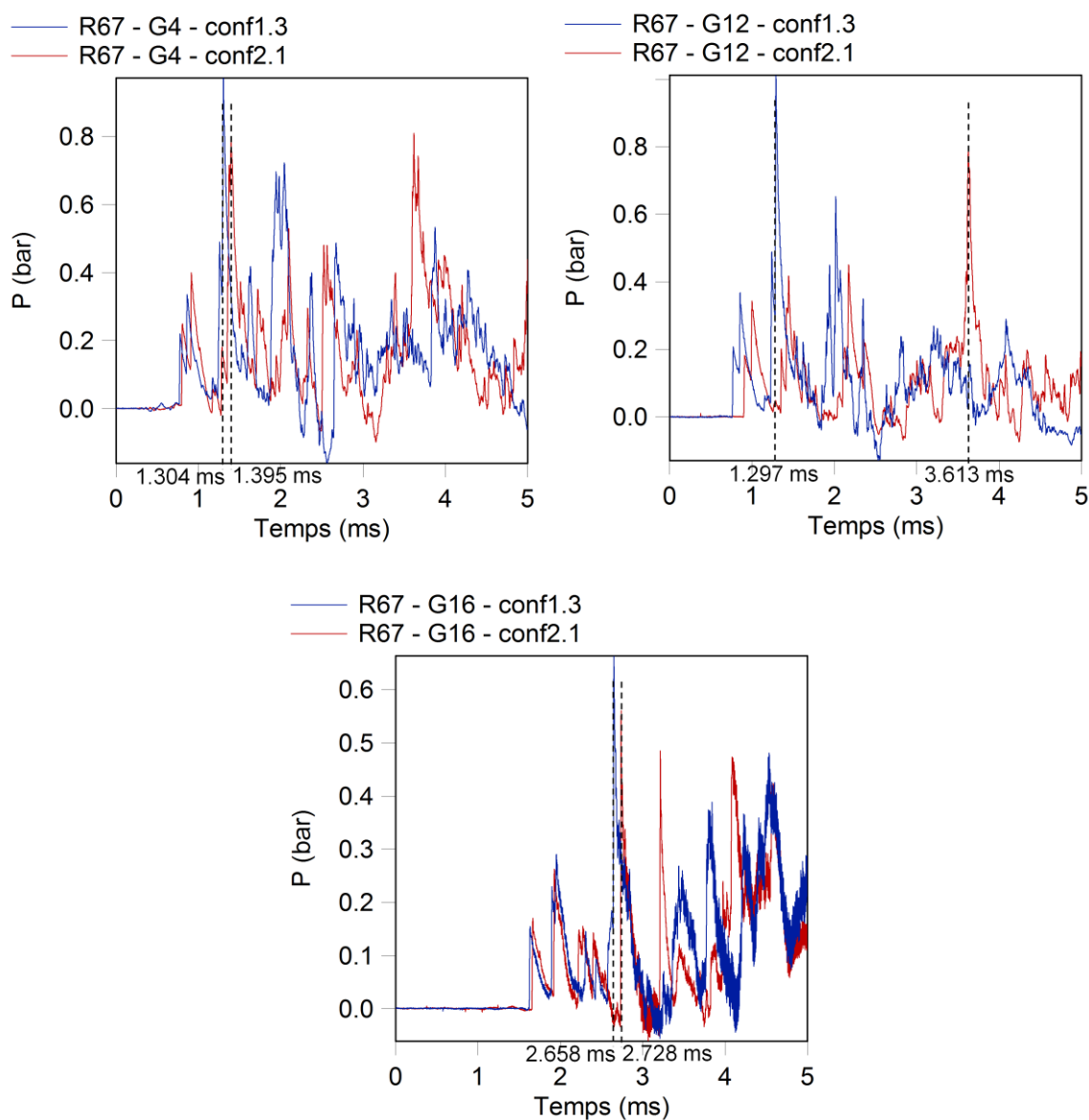


Figure IV.3.31 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 1.3 et 2.1 pour une charge de rayon 67 mm

Tableau IV.3.10 : Différences entre les surpressions maximales obtenues en milieu confiné, dans les configurations 1.3, 2.1 et 2.2, et en champ libre aux capteurs G4, G12 et G16

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G4)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G12)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G16)
1.3	30	1,237	1,352	1,729
	47	1,506	1,669	1,723
	67	1,841	1,735	2,770
2.1	30	1,317	1,387	1,950
	47	1,742	1,494	2,130
	67	1,702	1,819	2,722
2.2	30	1,294	1,279	2,223
	47	1,783	1,994	3,482
	67	2,170	1,533	2,599

IV.4. Effet du volume sur les paramètres de l'onde de choc dans l'ensemble de la maquette

L'analyse de la propagation de l'onde de choc à travers la maquette est bien plus complexe que dans la cellule 2, cellule où est initiée la détonation. Ceci a déjà été illustré lors de l'analyse phénoménologique de la maquette (cf. IV.3). En effet, pour les capteurs qui ne sont pas en vue directe de la charge, le pic conduisant au maximum de surpression arrive après un nombre plus ou moins grand de réflexions et il est très compliqué de déterminer l'origine de tous ces pics. Aussi, il a été choisi d'évaluer l'effet du volume sur la propagation de l'onde de choc dans la maquette, en s'intéressant à l'évolution des paramètres de l'onde de choc en fonction de la variation de volume des cellules.

IV.4.1. Temps d'arrivée de l'onde incidente

En utilisant le jeu de distances réduites adapté au milieu confiné, le temps d'arrivée peut être représenté en fonction de Z_{conf} dans l'ensemble de la structure pour tous les volumes et toutes les charges (Figure IV.4.1).

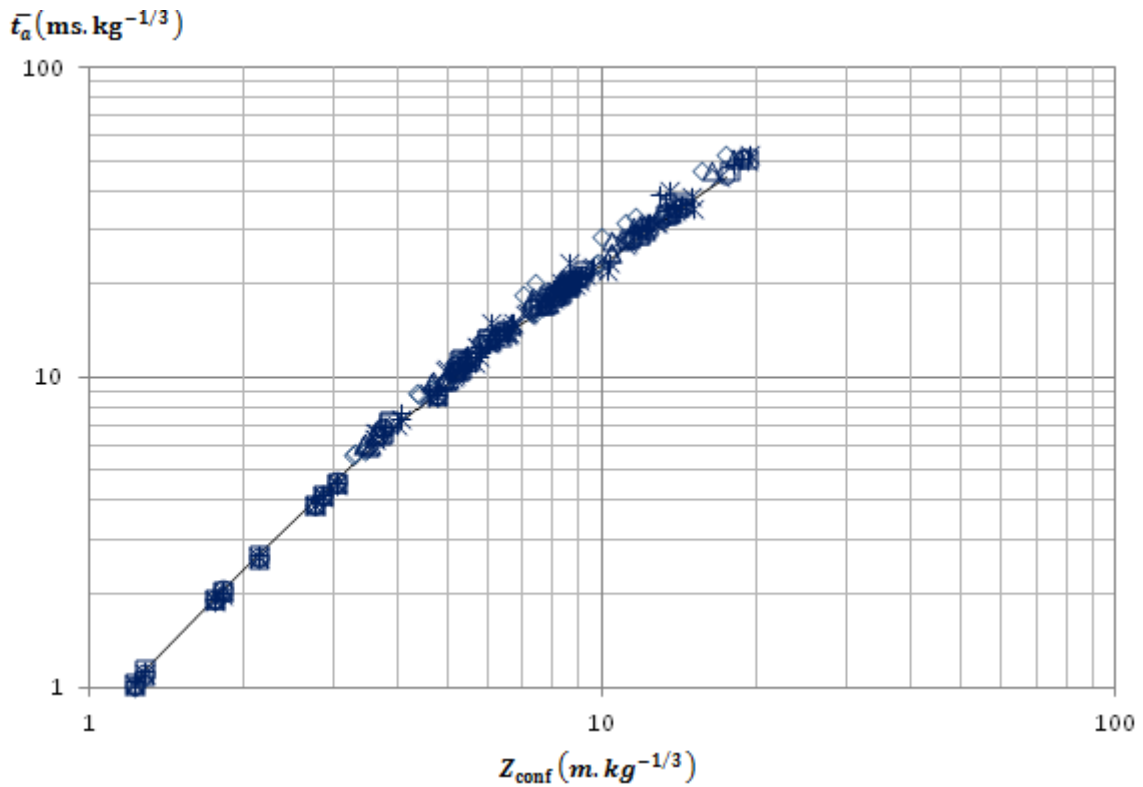


Figure IV.4.1 : Corrélation entre le temps d'arrivée réduit de l'onde incidente en milieu confiné et en champ libre (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (-))

La Figure IV.4.1 présente une excellente corrélation entre le temps d'arrivée réduit mesuré en milieu confiné et la référence établie en champ libre en utilisant les distances réduites adaptées au milieu confiné. Le temps d'arrivée peut donc être prédit par l'équation (IV.4.1) pour tous les volumes étudiés dans ce travail.

$$\ln(\bar{t}_a) = -0,3216 + 1,8031 \ln(Z_{conf}) - 0,0887 \ln(Z_{conf})^2 - 0,0368 \ln(Z_{conf})^3 + 0,0081 \ln(Z_{conf})^4 \quad (\text{IV.4.1})$$

$$\text{avec } 1,229 \leq Z_{conf}(m \cdot kg^{-1/3}) \leq 19,373$$

Il est intéressant de noter que la distance réduite en milieu confiné est toujours obtenue pour une onde diffractée pour les différents capteurs. Aussi, l'onde incidente est-elle toujours une onde diffractée.

Fashbaugh (1992) présente des coefficients permettant de calculer le nombre de Mach d'une onde de choc sortant d'un système en T à partir du nombre de Mach de l'onde incidente (Figure I.3.2, système T-reverse). Ceci peut être appliqué à la propagation du choc dans le couloir à partir de la cellule 2 où est initiée la charge. En se basant sur le polynôme établi en champ libre pour le temps d'arrivée (Éq. (III.1.5)) et sur les relations (III.1.8) et (III.1.9), le nombre de Mach M_s de l'onde incidente à l'entrée du couloir peut être trouvé en configuration 1.3 avec une charge de rayon 67 mm, $M_s = 2,706$. Le nombre de Mach de l'onde se propageant dans le couloir est alors calculé à l'aide des coefficients fournis dans le Tableau I.3.3 et de l'équation (I.3.14). Toutefois, les constantes ne sont valables que

pour des nombres de Mach de l'onde incidente inférieurs à 1.6 et ne peuvent donc pas s'appliquer dans cette configuration.

IV.4.2. Surpression incidente

L'approche consistant à ne s'intéresser qu'aux paramètres de l'onde de choc ne permet cependant pas de s'affranchir de toutes les difficultés. En effet, la surpression incidente est très difficile à déterminer pour la majorité des capteurs qui ne sont pas en vue directe de la charge, en raison de perturbations qui modifient les premiers instants des profils de pression. Ces perturbations pourraient en partie venir des ondes transmises par les parois internes de la maquette. Contrairement à l'hypothèse prise dans ces travaux, les parois ne sont pas indéformables, indestructibles et parfaitement réfléchissantes. Une partie de l'onde est donc transmise à travers la paroi. Une étude a été réalisée au laboratoire PRISME afin de déterminer les coefficients de réflexion et d'atténuation de plusieurs matériaux face à une explosion gazeuse. Derrière un mur en médium de 50 mm d'épaisseur, la surpression est atténuée de plus de 90% par rapport à celle du champ libre. Ainsi, environ 10% de l'onde est transmise par le mur et vient perturber les capteurs placés derrière (Figure IV.4.2).

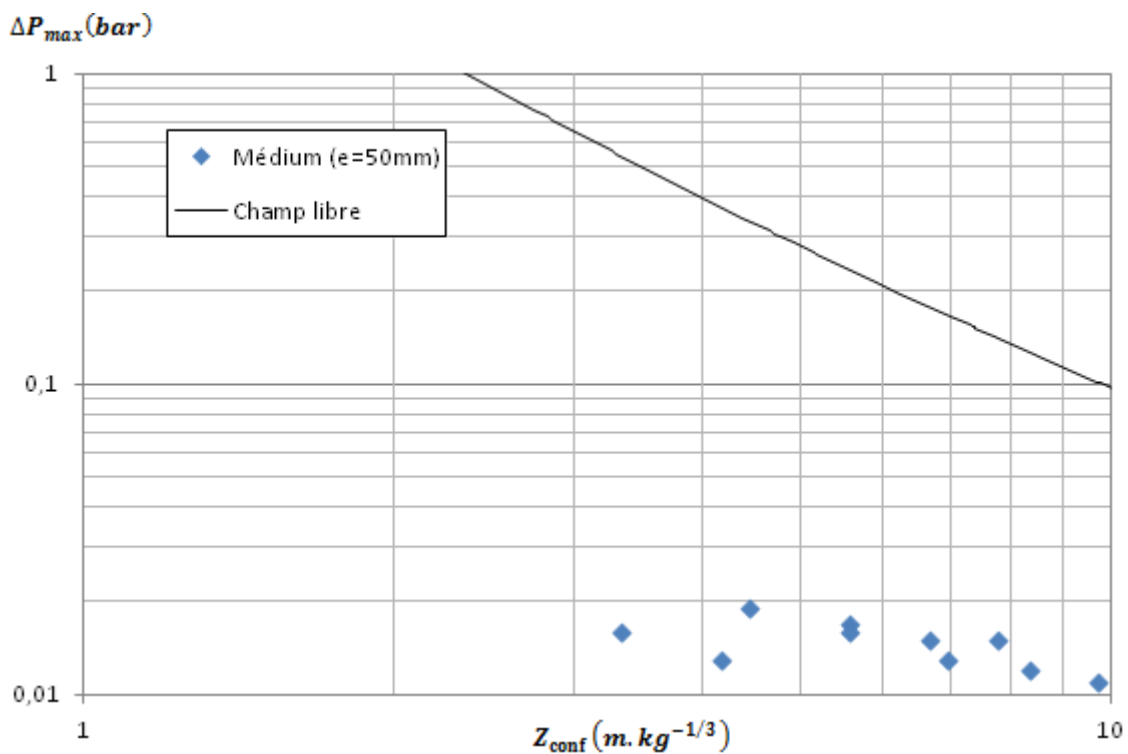


Figure IV.4.2 : Atténuation de la surpression maximale par un mur en médium d'épaisseur 50 mm

Quelles que soient leurs origines, les perturbations de l'onde incidente entraînent une marge d'erreur conséquente dans la détermination de la surpression incidente avec une fourchette allant de -235% à +300%. Ce pourrait être l'explication à l'impossibilité de trouver une loi d'évolution de la surpression incidente en fonction du volume.

Néanmoins, il a été constaté que la surpression incidente en milieu confiné est systématiquement inférieure ou égale à la valeur qui serait relevée au niveau d'un capteur placé en champ libre à la plus courte distance que l'onde doit parcourir en milieu confiné pour atteindre le point d'intérêt, c'est-à-dire pour $Z = Z_{conf}$. Ceci signifie également que la surpression incidente est toujours inférieure ou égale à celle du champ libre, indiquant l'effet protecteur, vis-à-vis de l'onde incidente, du milieu confiné (Figure IV.4.3).

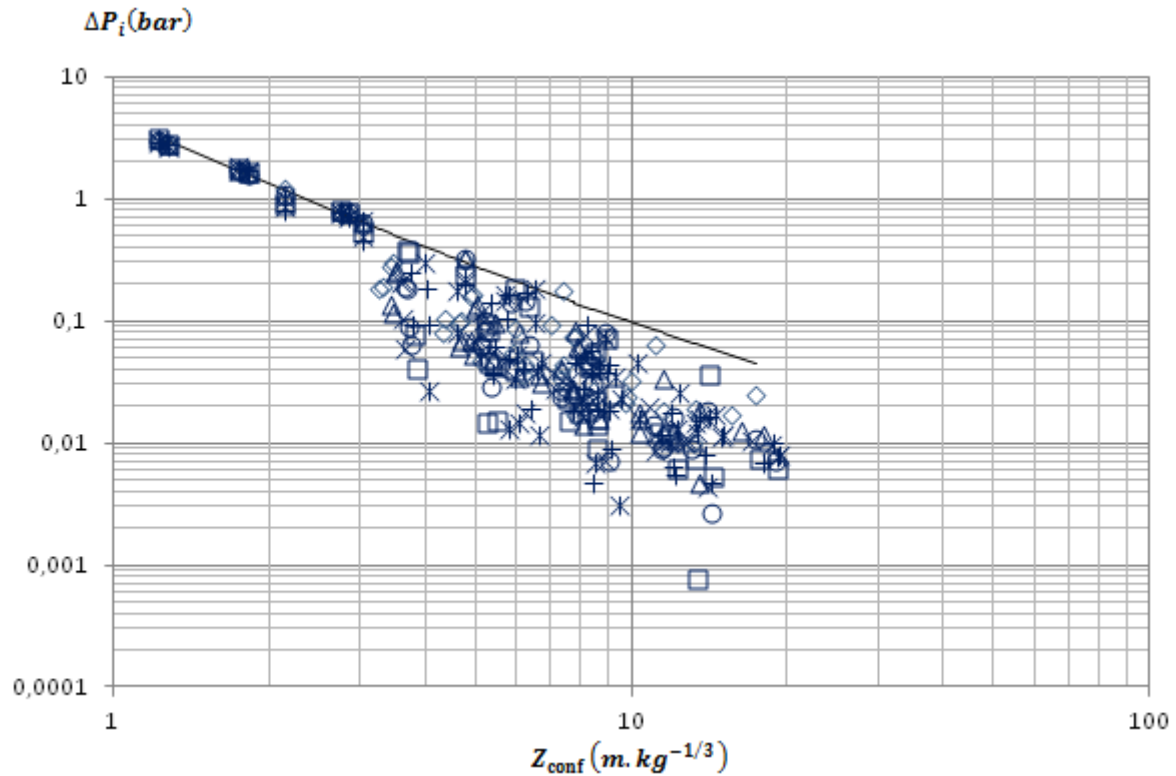


Figure IV.4.3 : Évolution de la surpression incidente en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (x), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*)) et champ libre (—)

D'autres auteurs ont rencontré le même genre de difficultés dans l'analyse des signaux de pression en milieu confiné. Neuwald (2002), par exemple, indique que la pression au fond du tunnel présente de multiples pics et dépend de la position du capteur. De plus, lorsque la charge est désaxée vis-à-vis de l'axe du tunnel, une non-uniformité horizontale apparaît. L'auteur n'a cependant pas reporté de profil de pression illustrant cette non-uniformité.

IV.4.3. Surpression maximale

La surpression maximale en milieu confiné est toujours supérieure ou égale à la valeur qui serait obtenue pour un capteur placé en champ libre à la distance réduite $Z = Z_{conf}$, quelle que soit la configuration étudiée (Figure IV.4.4). Ceci signifie que le confinement génère des niveaux de

surpression supérieurs à ce qui serait obtenu en champ libre pour une onde de choc parcourant la même distance.

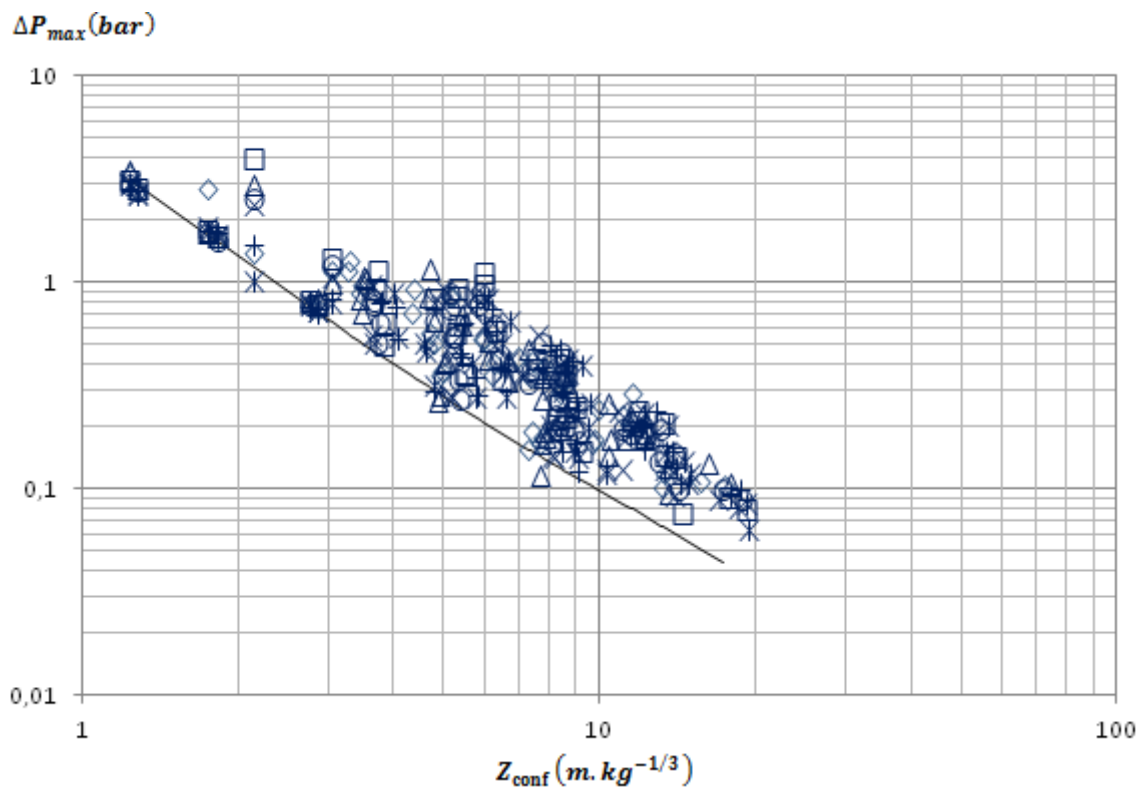


Figure IV.4.4 : Évolution de la surpression maximale en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 1.1 (◇), 1.2 (Δ), 1.3 (×), 1.4 (○), 1.5 (□), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (—))

L'analyse de la surpression maximale pour plusieurs capteurs a révélé qu'il était nécessaire de rassembler l'ensemble des données par cellules afin de trouver une loi d'évolution générale de ce paramètre. Il a alors été décidé de ne conserver que la valeur maximale de la surpression maximale dans chaque cellule et d'exprimer l'évolution de celle-ci en fonction de la racine cubique du rapport du volume de la cellule sur la masse de la charge $(V/M)^{1/3}$. Ce faisant, la distance à la charge n'apparaît plus dans l'équation. Afin de la prendre en compte, un nouveau paramètre a été développé :

$$\frac{|y_{2-i}|}{M^{1/3}}$$

où y_{2-i} est la distance du centre de la charge au centre de la cellule i.

La cellule 2 étant la cellule dans laquelle est initiée la charge, le maximum de surpression de cette cellule est la pression de détonation, qui ne peut être comparée avec les surpressions relevées dans les autres cellules. La cellule 2 ne rentre donc pas dans cette analyse.

L'évolution de la surpression maximale des cellules 1, 3 et 4 en fonction de C est reportée en Figure IV.4.5.

$$C = \left(\frac{V}{M}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}}$$

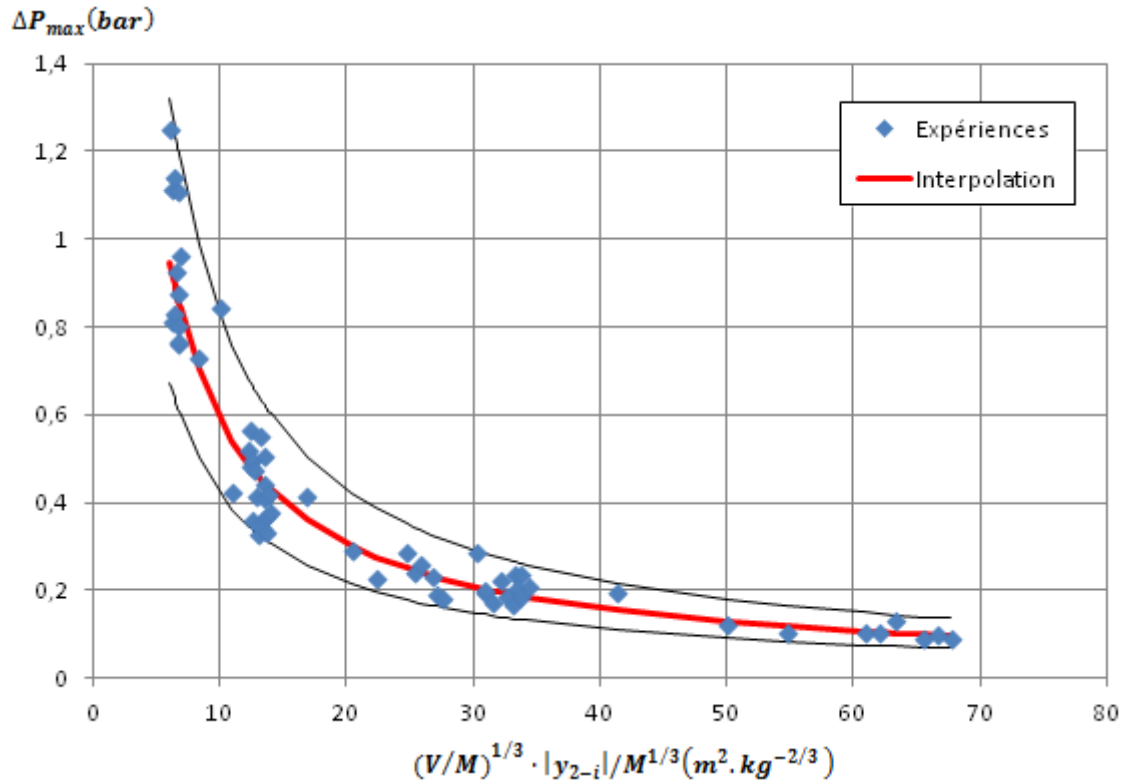


Figure IV.4.5 : Évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du paramètre $(V/M)^{1/3} \cdot |y_{2-i}| \cdot M^{-1/3}$ dans les configurations 1 et 2

Tel qu'il peut être vu sur la Figure IV.4.5, il semble que l'évolution de la surpression maximale puisse être décrite par une loi puissance. La valeur de la surpression maximale des cellules est alors donnée par l'équation (IV.4.2).

$$\Delta P_{max} = 5,1898 \left(\left(\frac{V}{M}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \right)^{-0,944} \quad (\text{IV.4.2})$$

$$\text{avec } 6,079 \leq C(m^2 \cdot kg^{-2/3}) \leq 67,755$$

Une très bonne corrélation est observée entre cette équation et les données expérimentales avec un coefficient de régression $R^2=0,946$.

Un intervalle de confiance à 90% pour cette loi, représenté par les courbes noires, a également été tracé en Figure IV.4.5.

Cet intervalle de confiance IC se détermine à l'aide de la formule statistique suivante :

$$IC = \hat{y}_j \mp t_{n-2} \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right) \hat{\sigma} \sqrt{1 + \frac{1}{n} + \frac{(x_j - \bar{x})^2}{\sum (x_i - \bar{x})^2}}$$

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{y}_i)^2}$$
(IV.4.3)

avec $\hat{y}_j$ la valeur estimée de la surpression par la loi au point d'abscisse x_j ,

y_i la valeur expérimentale de la surpression au point d'abscisse x_i ,

n le nombre total de points expérimentaux,

$\bar{x}$ la moyenne des abscisses et $t_{n-2} \left(1 - \frac{\alpha}{2}\right)$ la loi de student inversé bilatérale

sur une population de taille $n - 2$ avec une probabilité α

Les parties inférieure et supérieure de l'intervalle de confiance garantissent des valeurs de surpression qui ne seront pas dépassées par l'expérience à 95%.

La valeur de la surpression maximale à l'intérieur d'une cellule peut ainsi être calculée à l'aide de l'équation (IV.4.2). Il est alors nécessaire de s'intéresser au couloir, de sorte que la surpression maximale puisse être définie dans l'ensemble de la maquette. Le couloir comprend l'ensemble des capteurs G4, G12 et G16. Le capteur G8 étant un cas à part car face à la cellule où se produit la détonation, il n'est pas compris dans cet ensemble. Deux paramètres normatifs A et B ont été définis en s'inspirant de paramètres adimensionnels utilisés dans les tunnels (Joachim, 1994). Ces paramètres dépendent de la masse de la charge M, du volume de la cellule faisant face au capteur considéré V et du volume de référence V_0 calculé pour la cellule 2 dans la configuration 1.3.

$$B = \frac{V}{V_0}$$
(IV.4.4)

$$A = \left(\frac{M}{B}\right)^{1/3}$$
(IV.4.5)

La Figure IV.4.6 présente l'évolution du rapport de la surpression maximale dans le couloir sur A en fonction du rapport de la distance réduite en milieu confiné sur B.

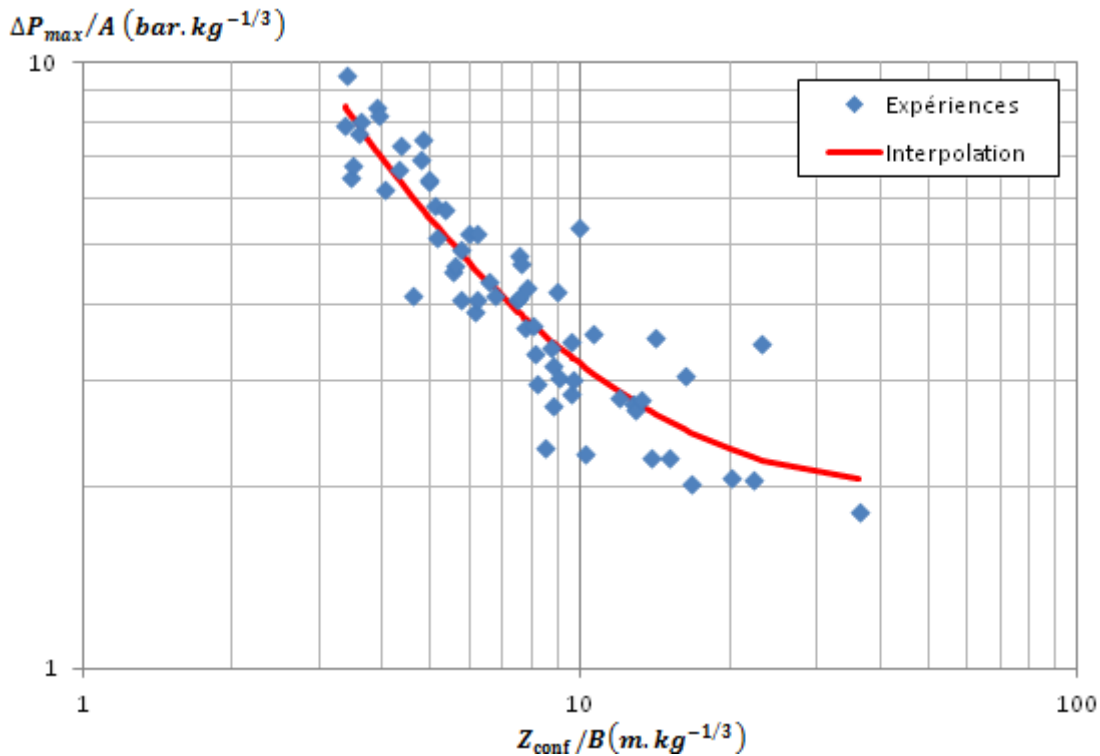


Figure IV.4.6 : Évolution du rapport de la surpression maximale dans le couloir sur A en fonction du rapport de la distance réduite en milieu confiné sur B

L'évolution de la surpression maximale dans le couloir semble pouvoir être décrite par une loi logarithmique. La valeur de la surpression maximale se déduit donc de l'équation (IV.4.6).

$$\ln\left(\frac{\Delta P_{max}}{A}\right) = 4,026 - 1,9347 \ln\left(\frac{Z_{conf}}{B}\right) + 0,3298 \ln\left(\frac{Z_{conf}}{B}\right)^2 - 0,0132 \ln\left(\frac{Z_{conf}}{B}\right)^3 \quad (IV.4.6)$$

$$\text{avec } 3,367 \leq Z_{conf}(m \cdot kg^{-1/3}) \leq 36,312$$

Afin de vérifier la validité de ces lois, autrement dit, de vérifier si le positionnement des capteurs dans les cellules et le couloir permet effectivement de mesurer le maximum de surpression rencontré dans ces zones, une comparaison entre les surpressions maximales obtenues par ces lois avec la simulation numérique est réalisée.

Les pressions maximales en Pa données par la simulation de la détonation d'une charge de rayon 67 mm en configuration 1.3 sont présentées sous forme graphique en Figure IV.4.7 et les valeurs de la surpression maximale calculées à l'aide des lois (IV.4.2) et (IV.4.6) en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm sont fournies dans le Tableau IV.4.1. Pour faciliter la comparaison, les surpressions maximales dans le couloir ont été calculées pour les zones situées face aux cellules. Il apparaît que les surpressions calculées à l'aide des lois sont proches des valeurs estimées par la simulation numérique, pour les cellules comme pour le couloir, avec des écarts maximum de 20%. Le positionnement des capteurs semble donc permettre de mesurer le maximum de surpression, dans les cellules comme dans le couloir. Ceci est également vérifié pour les autres configurations et les autres charges.

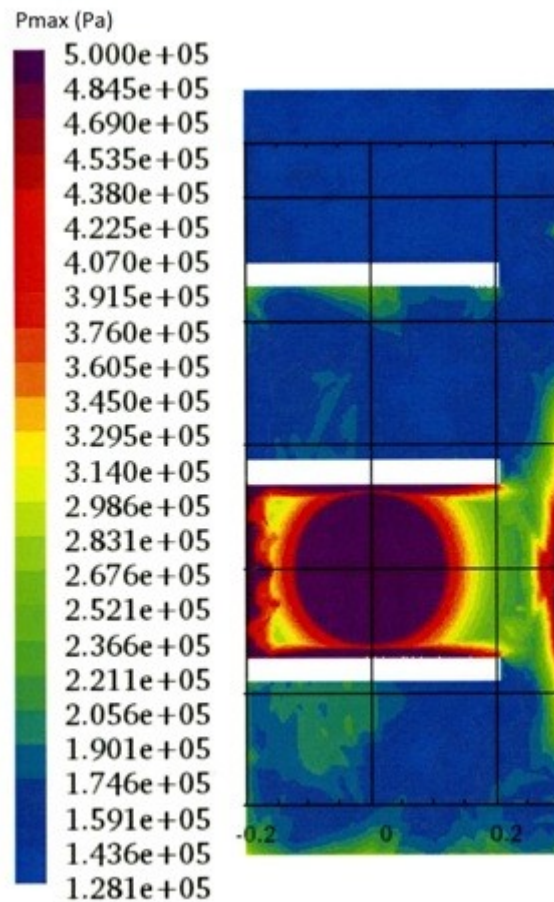


Figure IV.4.7 : Pression maximale calculée par simulation numérique en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Tableau IV.4.1 : Valeurs de la surpression maximale calculées à l'aide des lois (IV.4.2) et (IV.4.6) en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Cellules	ΔP_{max} (bar)	Couloir	ΔP_{max} (bar)
Cellule 1	0,880	zone C1	1,968
Cellule 3	0,867	zone C3	1,930
Cellule 4	0,456	zone C4	0,662

Le temps d'arrivée associé à la surpression maximale est fortement variable et ne présente pas de loi d'évolution évidente. Il apparaît en outre que le pic donnant la surpression maximale peut arriver après un nombre plus ou moins important de pics réfléchis, variant de 1 à 127.

IV.4.4. Impulsion positive maximale

Tel qu'attendu en raison des multiples réflexions, l'impulsion positive totale, calculée par intégration du signal de pression sur la période d'enregistrement complète (150 ms), est bien plus importante qu'en champ libre (Figure IV.4.8).

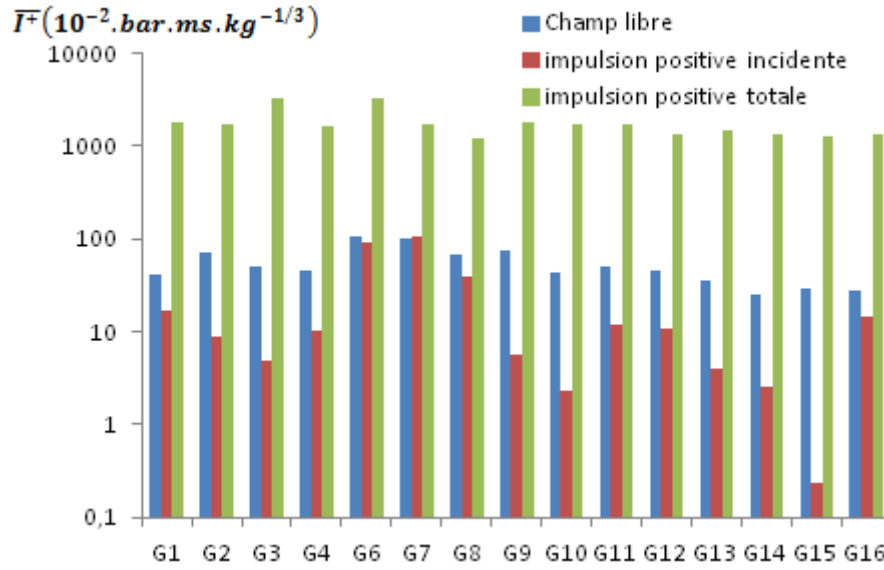


Figure IV.4.8 : Comparaison de l'impulsion positive incidente réduite relevée en champ libre avec les impulsions positives incidente et totale obtenues en configuration 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Il semble également que plus le rayon de la charge est important, plus le rapport entre l'impulsion positive totale et l'impulsion positive incidente relevée en champ libre diminue.

L'impulsion positive totale ne semble pas présenter un schéma d'évolution évident avec la distance réduite ou le volume des cellules. La Figure IV.4.8 a un aspect trompeur dans la mesure où le recours à l'échelle logarithmique laisse penser à l'existence d'une valeur moyenne pour l'impulsion positive totale. Dans les faits il n'en est rien, avec des facteurs pouvant aller jusqu'à 7 entre les valeurs extrêmes de l'impulsion positive totale. Il a donc été décidé d'appliquer la même approche que celle présentée précédemment pour la détermination de la surpression maximale dans le couloir. L'évolution de l'impulsion positive totale peut alors s'exprimer sous la forme de l'équation (IV.4.7). Toutefois, les résultats obtenus avec cette approche sont assez variables dans la mesure où une corrélation n'est obtenue que pour la cellule 3, comme le montrent les exemples présentés en Figure IV.4.9.

$$\frac{\overline{I^+}}{A} = f\left(\frac{Z_{conf}}{B}\right) \quad (IV.4.7)$$

$$A = \left(\frac{M}{B}\right)^{1/3} \quad B = \frac{V}{V_0}$$

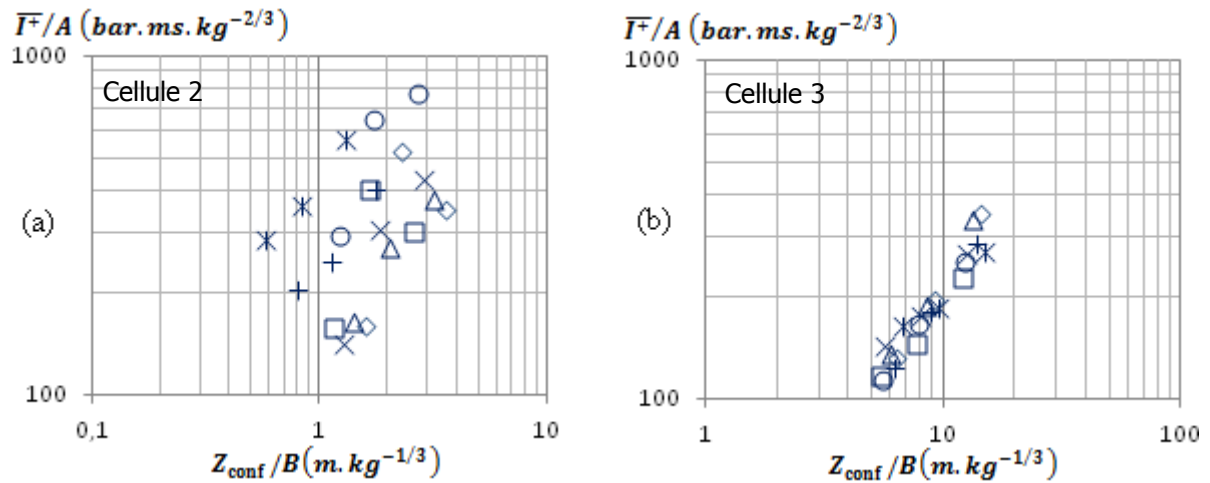


Figure IV.4.9 : Évolution du rapport de l'impulsion positive totale réduite sur A en fonction du rapport entre la distance réduite en milieu confiné et B pour les capteurs G7 (a) et G10 (b) (configurations 1.1 ($\diamond$), 1.2 (Δ), 1.3 ($\times$), 1.4 ($\circ$), 1.5 ($\square$), 2.1 (+), 2.2 (*) et champ libre (-))

IV.5. Conclusions

Ce chapitre se focalise sur l'analyse de l'influence du volume sur l'évolution des paramètres de l'onde de choc et des profils de pression dans un milieu confiné multi-chambres. La configuration 1 vise à évaluer l'effet de la longueur de la cellule sur les paramètres du choc, avec cinq longueurs différentes, tandis que la configuration 2 a pour but d'étudier l'effet de la largeur des cellules sur ces paramètres, en comparant trois largeurs de cellules.

Les résultats ont révélé que les profils de pression à l'intérieur de la structure sont très complexes. Il a toutefois été possible de déterminer l'origine de certains pics réfléchis pour des capteurs en vue directe de la charge.

La complexité des profils de pression a conduit à une approche plus globale. Ce faisant, une très bonne correspondance entre le temps d'arrivée de l'onde incidente et la courbe de référence établie en champ libre a pu être obtenue. De plus, en s'intéressant au maximum de la surpression par cellule, une loi d'évolution de la surpression maximale des cellules a été trouvée pour l'ensemble des volumes étudiés. Une autre loi a été établie pour la surpression maximale dans le couloir. La surpression maximale peut ainsi être prédite dans l'ensemble de la maquette, à l'exception de la zone où se situe le capteur G8. En effet, ce capteur, étant en vue directe de la charge, présente un comportement différent des autres capteurs placés dans le couloir.

La validité et la précision de la loi décrivant l'évolution de la surpression maximale dans les cellules repose sur le fait que la surpression maximale dans une cellule soit relevée expérimentalement par un des capteurs placés dans la cellule d'intérêt. La comparaison avec la simulation numérique montre que le positionnement des capteurs permet d'enregistrer la surpression maximale dans les cellules comme dans le couloir avec un écart maximal de 20%.

Tel qu'il était attendu, la cellule la plus dangereuse, vis-à-vis de la surpression maximale, est celle où la détonation est amorcée. Cependant, il a été remarqué que, en raison des divers phénomènes de propagation de l'onde de choc dans la structure, des niveaux de pression non négligeables pouvaient être rencontrés dans d'autres cellules du bâtiment, même les plus lointaines. Ainsi, il apparaît, dans le bâtiment, que des zones géographiques de taille importante peuvent être soumises à des suppressions suffisamment fortes pour être dangereuses pour l'homme ($\Delta P_{max} > 50$ mbar) et même mortelles ($\Delta P_{max} > 430$ mbar). De plus, une réduction du volume des cellules semble augmenter la surpression maximale et, bien que le confinement limite l'effet protecteur rencontré en champ libre dû à la plus grande distance à la charge, la surpression maximale décroît malgré tout avec la distance.

CHAPITRE V

Influence de la variation du degré d'ouverture d'une des cellules sur la propagation du choc en milieu confiné

L'analyse des configurations 1 et 2 a permis de mieux appréhender l'effet d'une variation de volume des cellules sur la propagation d'une onde de choc en milieu confiné. Ainsi, des lois prédictives permettant d'évaluer les valeurs de la surpression maximale dans l'ensemble de la maquette ont pu être définies.

Il s'agit maintenant, à travers l'analyse de la configuration 3, de s'intéresser à l'effet d'un mur venant partiellement fermer soit la cellule émettrice, c'est-à-dire la cellule où est initiée la détonation, soit une cellule réceptrice.

V.1. Montage expérimental

Le montage expérimental a déjà été présenté de façon détaillée au chapitre II. Il est décrit plus succinctement dans cette partie. La configuration 3 est identique à la configuration 1.3, configuration de référence, à l'exception de l'ajout d'un mur M venant partiellement fermer une des cellules du bâtiment. Ainsi, la comparaison avec la configuration 1.3 permettra d'évaluer l'effet de l'ajout du mur par rapport au cas de référence. La disposition générique des capteurs dans la maquette en configuration 3 est rappelée en Figure V.1.1.

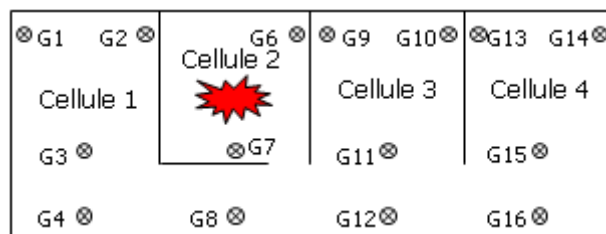


Figure V.1.1 : Disposition générique des capteurs dans la maquette

Une fois encore, un jeu de distances réduites adapté au milieu confiné est utilisé pour exprimer l'évolution des paramètres du choc, la plupart des capteurs n'étant pas en vue directe de la charge. Ce nouveau jeu de distances réduites a été calculé à l'aide de la méthode permettant de déterminer le trajet le plus court que parcourt l'onde de choc pour atteindre un point d'intérêt, présentée au chapitre III.

Dans la configuration 3, comme dans les configurations 1 et 2, la distance minimale séparant les capteurs de la charge est associée à la diffraction. Les valeurs des distances minimales sont fournies en annexe (Annexe D.8 à Annexe D.19) pour chacune des sous-configurations de la configuration 3.

V.1.1. Configuration 3a

La configuration 3 est divisée en quatre sous-configurations en fonction de la position du mur M obstruant la sortie d'une des cellules du bâtiment. En configuration 3a, le mur MG2 est attaché à la paroi Pi1 du côté de la cellule 2 (Figure V.1.2). La numérotation des parois est identique à celle des

configurations 1 et 2. Le mur est dénommé en fonction de la cellule dans laquelle il se trouve et de son orientation. Ainsi, en configuration 3a, le mur se nomme MG2 pour signifier qu'il se trouve dans la cellule 2 et est placé à gauche de la cellule.

Tableau V.1.1 : Dimensions de la configuration 3a

Configuration 3a			
Échelle 1/15 ^{ème}	Distance (mm)		
	3a.1	3a.2	3a.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

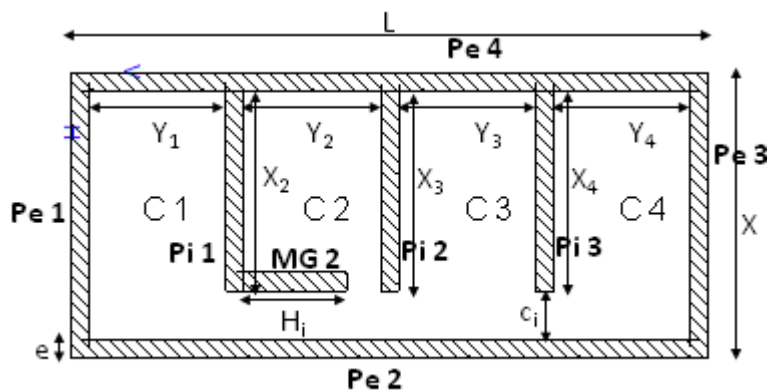


Figure V.1.2 : Schéma de principe de la configuration 3a

V.1.2. Configuration 3b

Dans la configuration 3b, le mur MD2 vient encore obturer la sortie de la cellule 2 mais est lié à la paroi Pi2 (Figure V.1.3).

Tableau V.1.2 : Dimensions de la configuration 3b

Configuration 3b			
Échelle 1/15 ^{ème}	Distance (mm)		
	3b.1	3b.2	3b.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

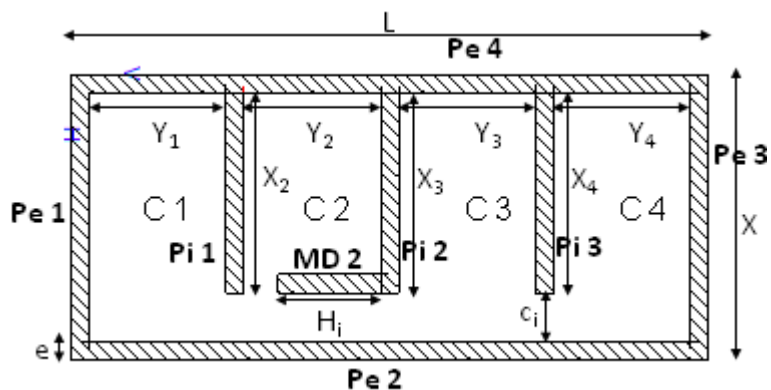


Figure V.1.3 : Schéma de principe de la configuration 3b

V.1.3. Configuration 3c

Le mur MG3 est maintenant placé dans la cellule 3 et reste attaché à la paroi pi2 (Figure V.1.4).

Tableau V.1.3 : Dimensions de la configuration 3c

Configuration 3c			
Échelle	Distance (mm)		
1/15 ^{ème}	3c.1	3c.2	3c.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

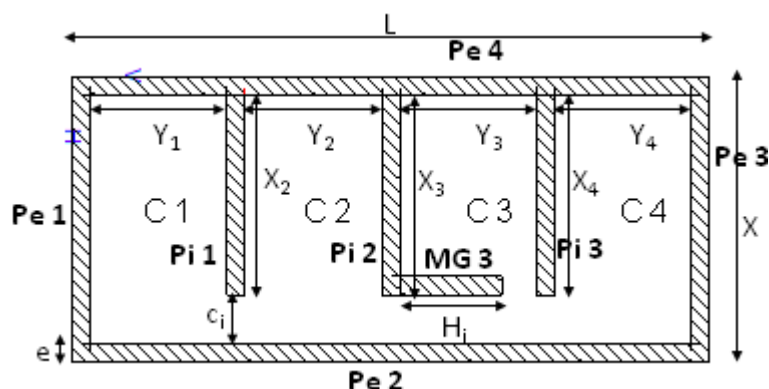


Figure V.1.4 : Schéma de principe de la configuration 3c

V.1.4. Configuration 3d

Enfin, pour la configuration 3d, le mur MD3 est fixé à la paroi Pi3 (Figure V.1.5).

Tableau V.1.4 : Dimensions de la configuration 3d

Configuration 3d			
Échelle	Distance (mm)		
1/15 ^{ème}	3d.1	3d.2	3d.3
L	1310		
X	586		
H _i	210	140	70
e	38		
h	240		
Y _i	280		
X _{2,3,4}	410		
c _i	100		

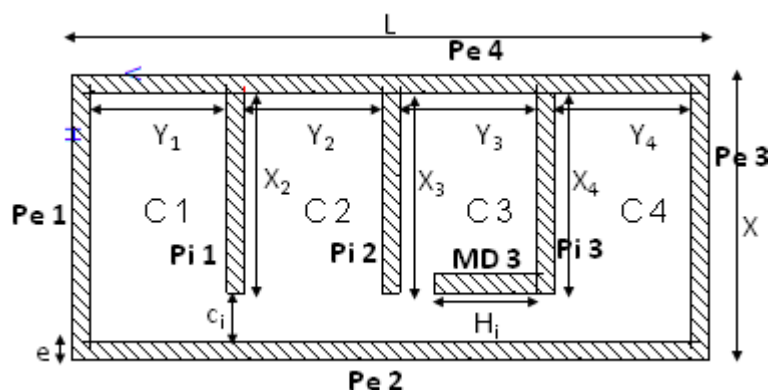


Figure V.1.5 : Schéma de principe de la configuration 3d

De même que pour les configurations 1 et 2, un symbolique est affecté à chacune des sous-configurations de la configuration 3. De plus, cette configuration étant comparée avec la configuration de référence (configuration 1.3), un symbole lui est également affecté. Les valeurs de référence établies en champ libre restent représentées par une courbe continue.

Tableau V.1.5 : Affectation des symboles à chaque sous-configuration de la configuration 3

Configuration	3a	3b	3c	3d	1.3
Symbole	◇	Δ	x	○	□

V.2. Effet du mur sur l'évolution de la pression dans la cellule où se produit la détonation

Les capteurs G6 et G7 sont tous deux situés dans la cellule où est initiée la détonation et sont en vue directe de la charge. Ainsi, ils se différencient de l'ensemble des autres capteurs placés dans la maquette à l'exception du capteur G8, qui constitue un cas particulier qui sera abordé plus loin.

Dans un souci de lisibilité, il a été décidé de ne présenter que les profils de pression obtenus pour une charge de 67 mm.

V.2.1. Capteurs G6 et G7

V.2.1.1. Effet de la longueur du mur

Dans un premier temps, l'effet de la longueur du mur venant fermer la cellule est évalué. Tel qu'il a été mentionné lors de la description de la configuration 3, trois longueurs de murs ont été testées avec un degré d'ouverture de 25% pour les configurations indexées 1, de 50% pour celles indexées 2 et de 75% pour celles indexées 3. La configuration 1.3 fournit un cas supplémentaire avec un degré d'ouverture de 100%. Les profils de pression relevés au capteur G6 ont été tracés pour les configurations 1.3, 3a.1, 3a.2 et 3a.3 pour une charge de rayon 67 mm (Figure V.2.1).

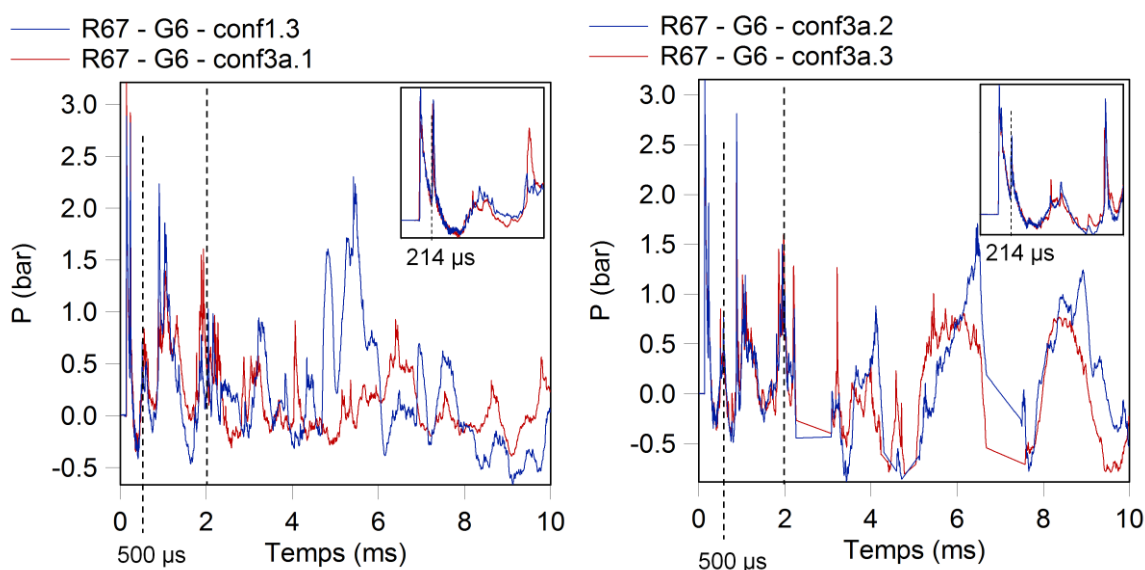


Figure V.2.1 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm

En configurations 3a.2 et 3a.3, les profils de pression relevés au capteur G6 présentent des dépressions menant à des valeurs de surpression inférieures à -1 bar, donc non physiques. Ceci est peut-être dû à l'environnement extrêmement agressif (température importante, nombreux pics réfléchis) auquel est soumis le capteur. Aussi, il a été choisi de tronquer ces valeurs pour l'ensemble des profils de pression présentés dans ce mémoire afin de ne pas nuire à leur lisibilité. C'est en particulier le cas pour la Figure V.2.1.

Pour tous ces profils, le pic incident est logiquement identique à celui du champ libre puisque le capteur G6 est en vue directe de la charge. Les premières différences notables entre ces quatre configurations apparaissent à partir de 500 μ s. Néanmoins, l'évolution des différents profils reste similaire jusqu'à 2 ms (Figure V.2.1). Ceci peut s'expliquer par les réflexions sur le mur MG2 susceptibles d'atteindre le capteur G6. À l'exception de la présence du mur venant fermer la cellule, la configuration 3 est identique à la configuration 1. L'étude analytique des réflexions effectuée lors de l'analyse de cette configuration et présentée au chapitre précédent est toujours valable tant que l'obstacle supplémentaire n'interagit pas avec les ondes réfléchies qui avaient été identifiées. Ainsi, la réflexion oblique générée par la paroi Pi2 de la cellule 2 qui avait été identifiée précédemment avec un temps d'arrivée à 214 μ s se retrouve pour la configuration 3 (Figure V.2.1). Toutefois, l'analyse des réflexions sur le mur MG2 n'a pas permis de déterminer de réflexions supplémentaires qui auraient pu expliquer les différences constatées sur les profils de pression après 500 μ s.

La Figure V.2.2 présente les mêmes profils de pression calculés par simulations numériques. Les dépressions qui ont dû être tronquées sur la Figure V.2.1 n'apparaissent plus, ce qui confirme le fait que ces phénomènes ne sont pas physiques.

Le pic réfléchi observé à 214 μ s sur les profils obtenus expérimentalement se retrouve pour la simulation avec un temps d'arrivée de 199 μ s. Cette différence de temps est probablement liée à la grossièreté du maillage utilisé dans les simulations numériques (cf. III.2.2). Le temps d'arrivée de l'onde incidente présente un écart de 10 μ s entre la simulation et l'expérience, traduisant là encore l'effet du maillage. De même que pour l'expérience, les profils de pression sont parfaitement identiques sur 568 μ s puis présentent une évolution similaire jusqu'à 2 ms. Ensuite, des écarts plus importants dans les amplitudes (jusqu'à 70%) et les temps d'arrivée (jusqu'à 10%) des pics réfléchis sont observés.

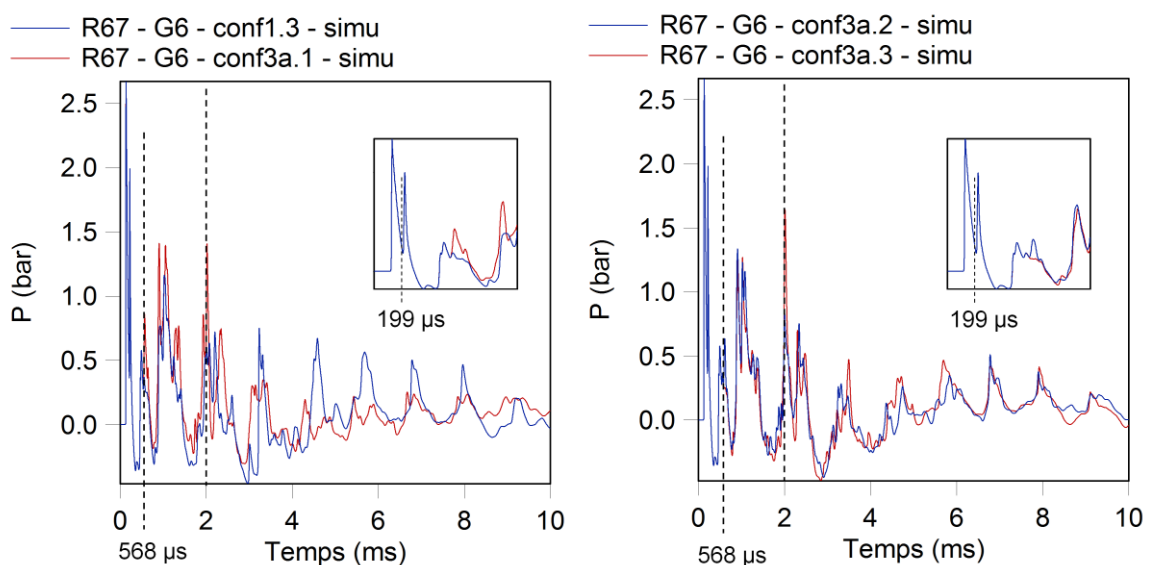


Figure V.2.2 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G6 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm

Des essais sans toit ont également été effectués afin de préciser l'influence du toit sur la propagation de l'onde de choc dans ces configurations (Figure V.2.3). Les profils de pression obtenus en milieu semi-confiné présentent des évolutions très similaires. Aussi, les phénomènes à l'origine des pics réfléchis observés au capteur G6 ne semblent pas être altérés par la présence du mur MG2 ni par sa longueur.

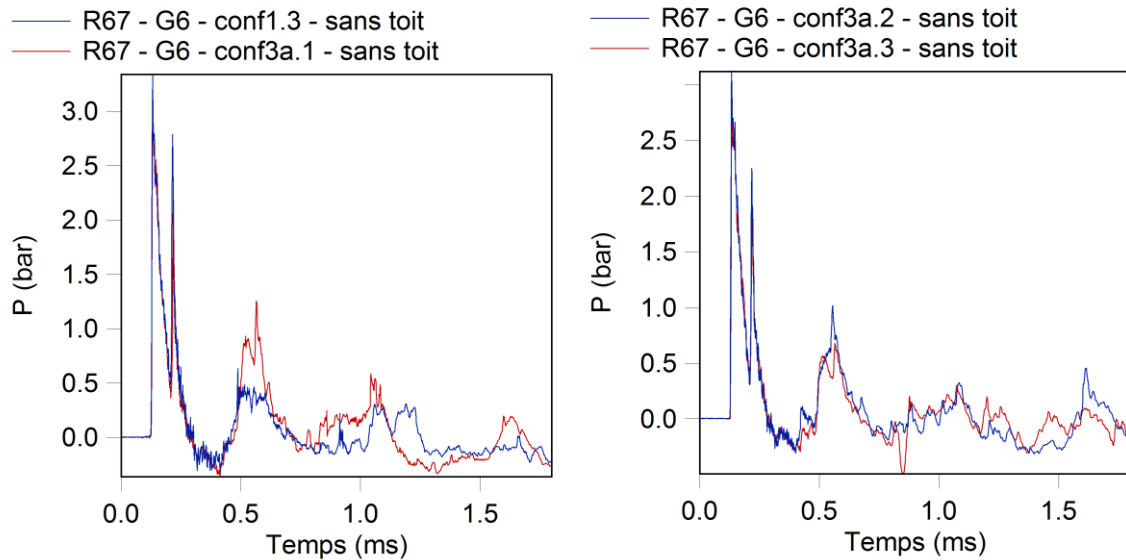


Figure V.2.3 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 1.3 sans toit et 3a sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Le cas du capteur G7 diffère quelque peu de celui du capteur G6 dans la mesure où, bien qu'ils soient situés à la même distance de la charge, le capteur G7 se trouve centré à la sortie de la cellule tandis que G6 est dans le coin formé par les parois Pi2 et Pe4. De plus, le capteur G7 est très proche du mur venant fermer la cellule 2 en configuration 3a et 3b.

Les profils de pression enregistrés au capteur G7 pour les configurations 1.3, 3a.1, 3a.2 et 3a.3 pour une charge de rayon 67 mm sont reportés en Figure V.2.4.

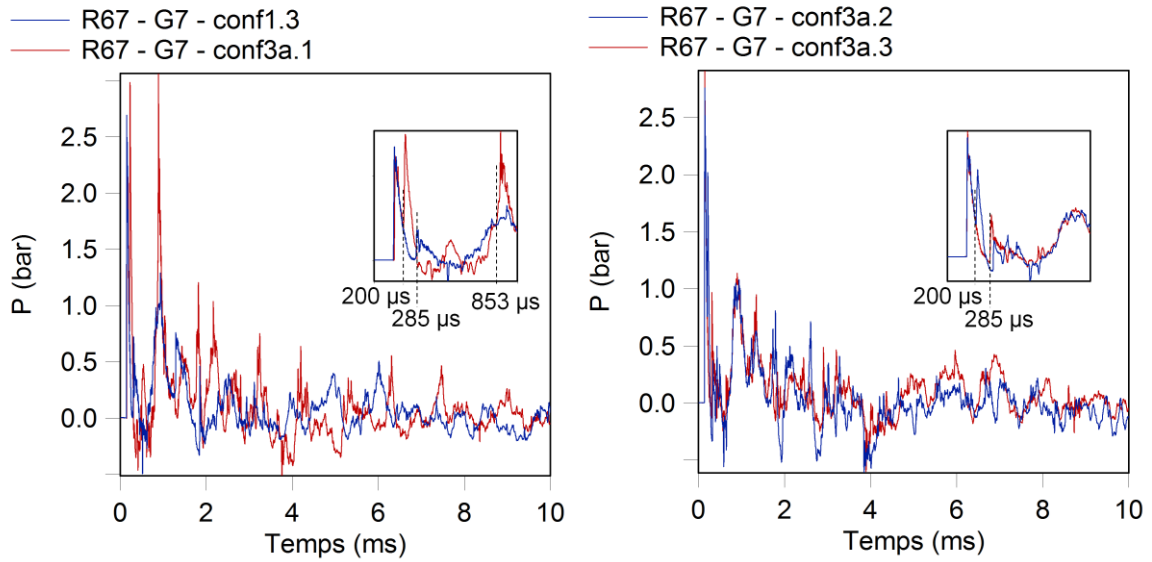


Figure V.2.4 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm

De même que pour le capteur G6, le pic incident observé en champ libre se retrouve sur les profils de pression relevés en configuration 3, le capteur G7 étant directement en vue de la charge. L'effet du mur et de sa longueur se fait ressentir dès les premiers instants avec des différences importantes sur le premier pic réfléchi entre les différentes configurations présentées en Figure V.2.4. En effet, en configurations 3a.1 et 3a.2, le premier pic réfléchi arrive à 200 μs alors que le premier pic réfléchi observé en configuration 3a.3 est le même qu'en configuration 1.3 et arrive à 285 μs . Le pic réfléchi à 200 μs n'est pas lié à la présence du toit comme le montrent les essais réalisés en milieu semi-confiné (Figure V.2.5). Il ne provient pas non plus d'une réflexion sur les parois de la cellule (Pi1, Pi2 et Pe4) puisqu'il n'apparaît pas en configuration 1.3 (Figure V.2.4). Il ne peut donc provenir que de la présence du mur MG2. En outre, compte tenu de la position du capteur G7 relativement à la charge et au mur MG2, il s'agit certainement d'une réflexion normale. La démarche présentée dans le chapitre III (Figure III.1.9) pour le calcul du nombre de Mach de l'onde réfléchie M_r dans le cas d'une réflexion normale peut alors être appliquée.

Le mur MG2 se trouve à une distance de 169,5 mm de la charge ce qui donne une distance réduite $Z(R) = 1,406 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$ pour une charge de rayon 67 mm. En intégrant cette valeur dans l'équation (III.1.5), le temps d'arrivée de l'onde incidente au mur est obtenu, $\bar{t}_a = 1,325 \text{ ms} \cdot \text{kg}^{-1/3}$. Le nombre de Mach M_0 de l'onde incidente au niveau du mur est ensuite calculé à l'aide des relations (III.1.8) et (III.1.9), $M_0 = 3,121$. Le nombre de Mach de l'onde réfléchie est alors déduit de l'équation (III.1.19), $M_r = 2,135$. En considérant ce nombre de Mach comme celui d'une onde incidente, la distance réduite séparant le point de réflexion d'un point de détonation fictif $Z'(R)$ peut être estimée en effectuant la procédure inverse de celle présentée ci-dessus pour le calcul de M_0 . Le capteur G7 se trouve à une distance de 15 mm du mur. La distance réduite $Z'(G7)$ séparant le capteur du point de détonation fictif peut être calculée en ajoutant la distance réduite du capteur au mur à $Z'(R)$, ce qui donne $Z'(G7) = 2,457 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$. Le temps d'arrivée de l'onde réfléchie au capteur G7 est finalement estimé à

l'aide de l'équation (III.1.5), $t_a = 647 \mu s$. L'estimation est très éloignée de la valeur rencontrée expérimentalement ($200 \mu s$) ce qui révèle les limites de cette démarche en milieu confiné. En effet, elle est basée, comme pour la réflexion oblique, sur les courbes de référence établies en champ libre. Ces courbes ne prennent donc pas en compte l'effet du confinement sur la propagation des produits de détonation ni le fait que l'onde réfléchie se propage dans un milieu choqué. Ceci est d'autant plus vrai dans ce cas-ci puisque le capteur est très proche du mur sur lequel se produit la réflexion. La vitesse du son dans le milieu dans lequel se propage l'onde réfléchie est certainement bien différente de la vitesse du son dans l'air. Le polynôme établi en champ libre pour le temps d'arrivée n'est donc pas valable dans ce milieu.

La longueur du mur a une influence directe sur l'existence et l'amplitude de cette réflexion. L'amplitude du pic réfléchi est diminuée d'environ 33% en passant d'un degré d'ouverture de 25% ($\Delta P = 2,977 \text{ bar}$) à 50% ($\Delta P = 1,979 \text{ bar}$) et disparaît lors du passage à un degré d'ouverture de 75%.

Lors de l'analyse des configurations 1 et 2, il avait été démontré que, bien que des réflexions de Mach soient possibles, la hauteur de ces ondes n'était pas suffisante pour que le capteur G7 soit affecté par ces dernières et un essai sans toit avait établi que le premier pic réfléchi, relevé à $285 \mu s$, ne provenait pas du toit. Toutefois, il n'avait pas été possible de retrouver analytiquement l'origine de ce pic réfléchi (cf. IV.2.1). Ce pic réfléchi se retrouve également en configuration 3 bien qu'il soit décalé dans le temps (jusqu'à $30 \mu s$ de retard) et atténué (jusqu'à 85%) par la réflexion sur le mur MG2 arrivant à $200 \mu s$, lorsqu'elle existe (Figure V.2.4 et Figure V.2.5).

Un autre pic réfléchi est relevé à $853 \mu s$ uniquement en configuration 3a.1 (Figure V.2.4). Il est donc lié à la présence du mur MG2 ainsi qu'à sa longueur. De plus, il n'est pas présent en milieu semi-confiné (Figure V.2.5). Ce pic résulte donc d'une recombinaison d'onde entre le toit et le mur MG2.

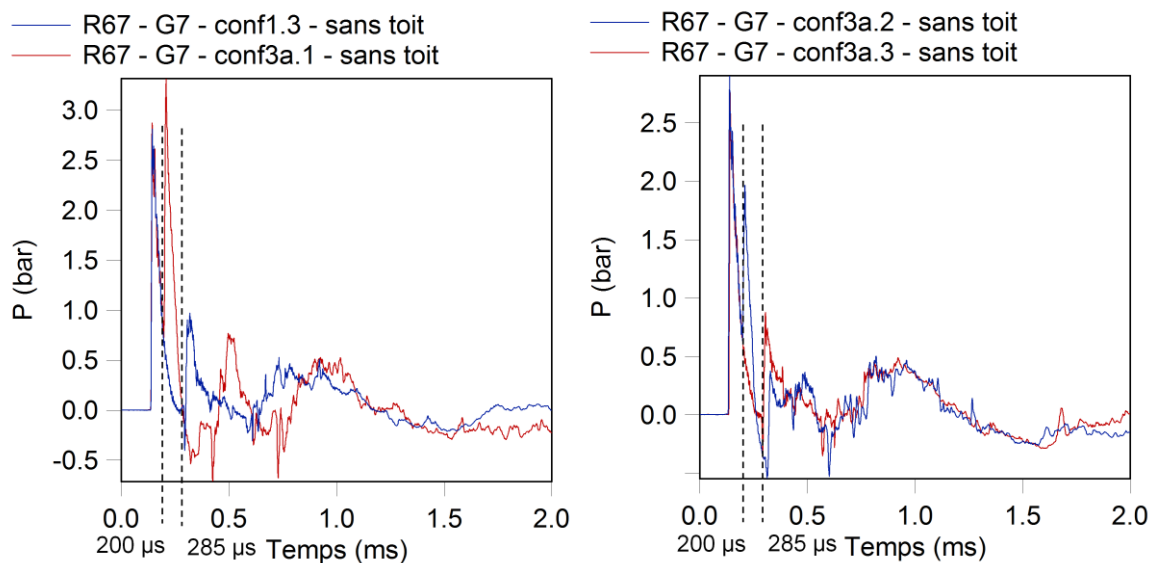


Figure V.2.5 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 1.3 sans toit et 3a sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Les simulations numériques effectuées permettent de bien retrouver l'évolution des profils de pression rencontrés en milieu confiné (Figure V.2.6). Toutefois, les amplitudes ne sont pas toujours identiques avec, en particulier, une surestimation de l'ordre de 30% de la surpression maximale relevée en configuration 3a.1 pour une charge de rayon 67 mm. Cet écart est d'autant plus important que la simulation numérique sous-estime la pression d'environ 13% en champ proche (cf. III.2.2).

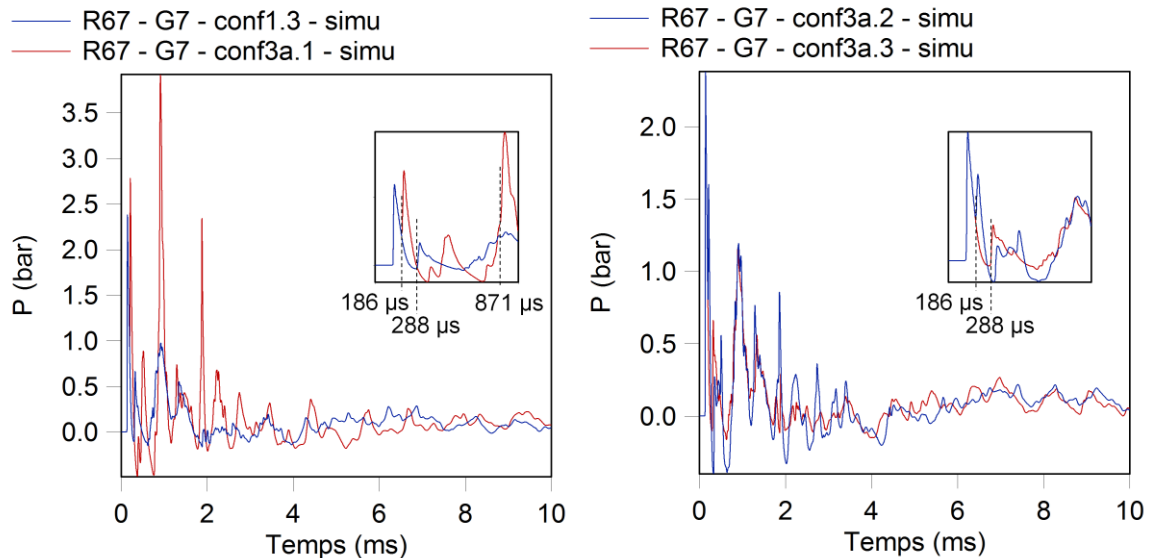


Figure V.2.6 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G7 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm

V.2.1.2. Effet de l'emplacement du mur

Afin d'évaluer l'effet de l'emplacement du mur M sur la propagation de l'onde de choc dans la maquette, quatre sous-configurations dénommées 3a, 3b, 3c et 3d ont été étudiées. Il est rappelé qu'en configurations 3a et 3b, le mur vient fermer la cellule 2, cellule où est amorcée la charge, avec une variation d'orientation du mur entre les configurations a et b, tandis qu'en configurations 3c et 3d, le mur vient fermer la cellule 3 avec toujours cette même variation d'orientation du mur entre les configurations c et d.

Les profils de pression obtenus au capteur G6 pour les configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 sont reportés en Figure V.2.7.

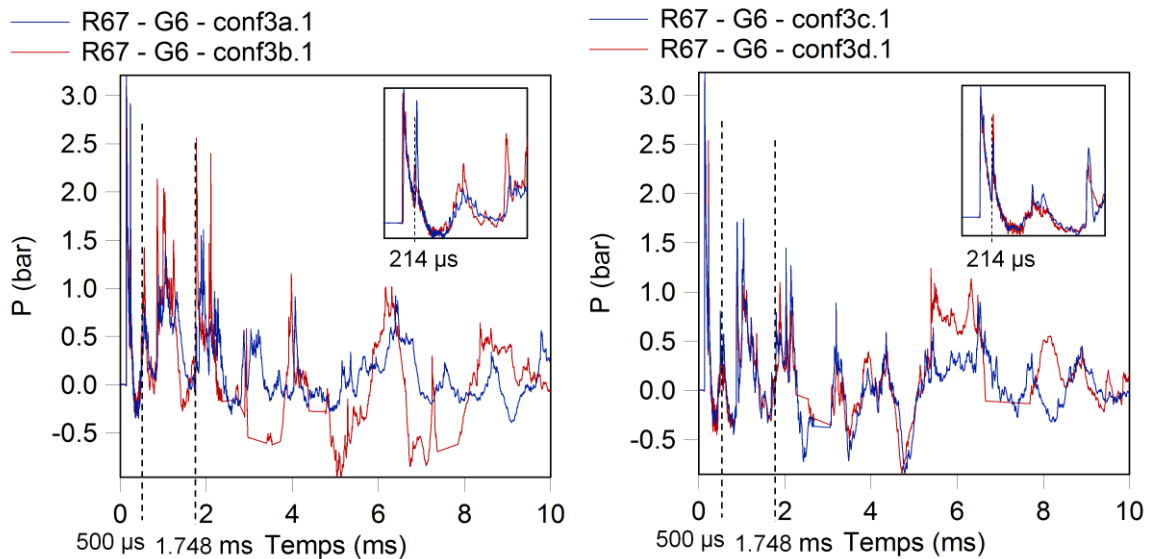


Figure V.2.7 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

Les profils de pression relevés au capteur G6 pour les différents emplacements du mur sont relativement similaires (Figure V.2.7). Le premier pic réfléchi est observé à 214 μ s et est identique à celui de la configuration 1.3. La seule différence notable entre ces profils est observée pour la configuration 3b.1 pour laquelle l'amplitude du pic réfléchi arrivant à 1,748 ms est supérieure d'environ 70% à celles observées pour les autres configurations. De plus, comme ce qui avait été constaté lors de l'analyse de l'effet de la longueur du mur, les profils de pression sont quasiment identiques jusqu'à 500 μ s. Aussi, il semblerait que la présence du mur M n'ait aucune influence sur le capteur G6 sur les premiers instants de la propagation du choc.

Les simulations numériques effectuées dans ces configurations montrent quelques différences avec l'expérience, même si globalement, l'évolution de la pression est similaire (Figure V.2.6). Le premier pic réfléchi arrive toujours au même moment (199 μ s) quel que soit l'emplacement du mur M. Les profils de pression sont de plus rigoureusement identiques sur 531 μ s. De faibles différences d'amplitudes (5%) apparaissent alors entre les configurations 3a et 3b tandis que les configurations 3c et 3d gardent la même évolution jusqu'à 1,649 ms. L'écart, après 531 μ s et avant 1,649 ms, entre les cas où le mur M ferme la cellule 2 et ceux où il ferme la cellule 3 est bien plus important (55% sur les suppressions). Comme pour l'expérience, la différence d'amplitude du pic réfléchi arrivant à 1,958 ms (1,748 ms expérimentalement) entre le cas où le mur MD2 est placé à droite de la cellule 2 et les autres emplacements du mur M, est non négligeable (78%).

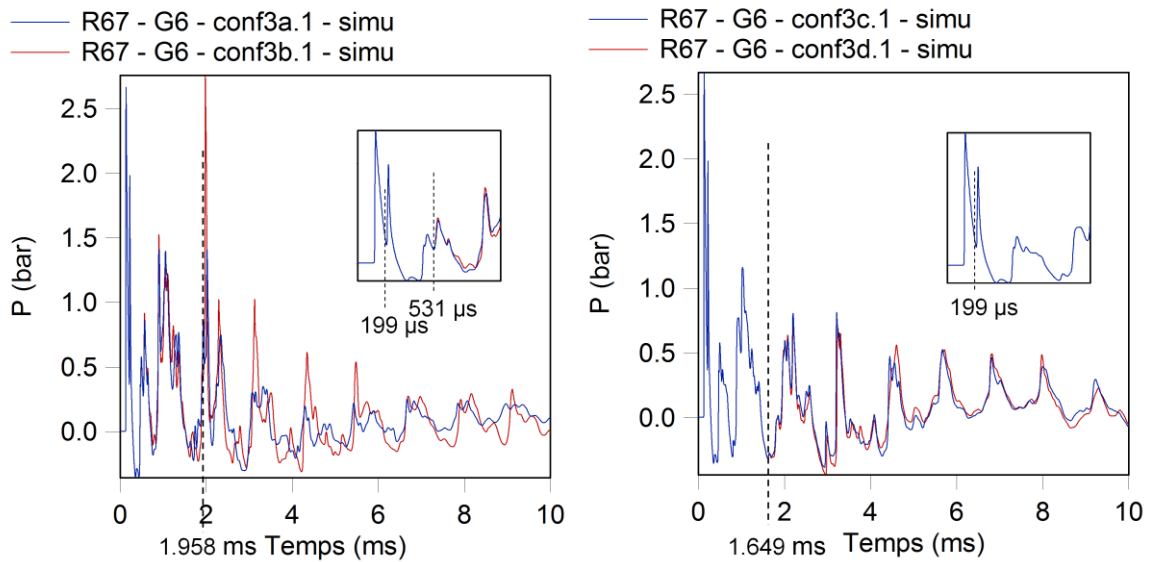


Figure V.2.8 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G6 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

Contrairement à ce qui avait été observé pour le capteur G6, l'emplacement du mur M a une forte influence sur le capteur G7 et ce dès les premiers instants (Figure V.2.9). Le pic réfléchi lié à une réflexion normale sur le mur MG2 observé à 200 μ s en configuration 3a.1 est également visible en configuration 3b.1 mais n'apparaît logiquement plus en configurations 3c et 3d. Ceci confirme bien que cette réflexion a pour origine la présence du mur MG2 dans la cellule 2. Lorsque le mur ferme partiellement la cellule 3, le premier pic réfléchi relevé au capteur G7 est identique à celui rencontré en configuration 1.3. Au-delà de ce pic réfléchi, les profils de pression dans ces configurations (1.3, 3c, 3d) sont quasiment identiques. L'effet du mur M sur le capteur G7 semble donc être négligeable lorsqu'il n'est pas placé dans la cellule 2.

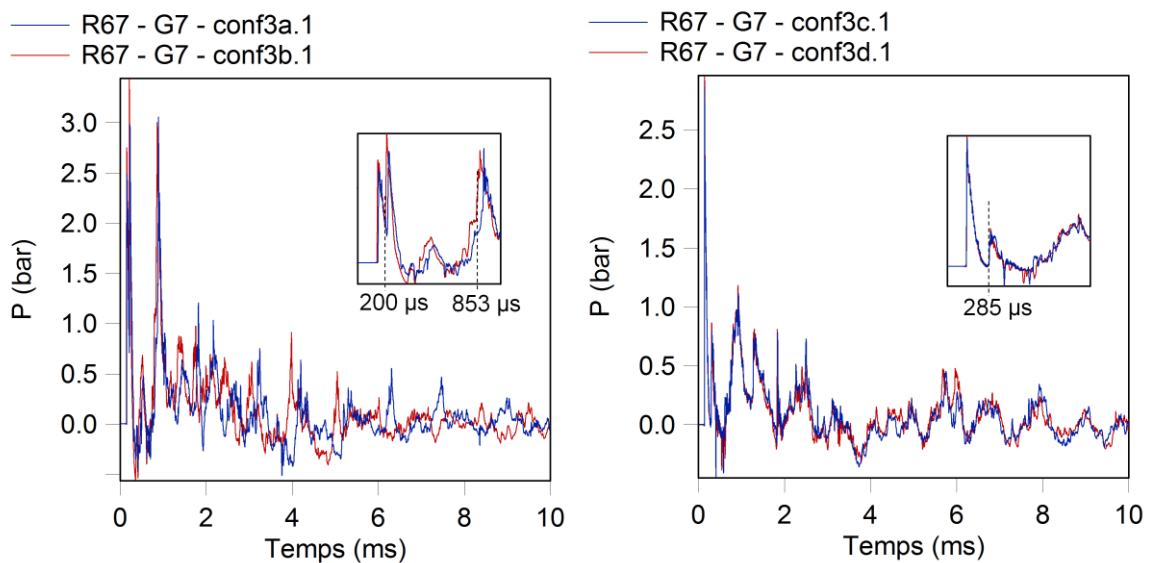


Figure V.2.9 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

V.2.1.3. Effet du mur sur les paramètres de l'onde de choc

En raison des multiples réflexions liées au milieu confiné, les profils de pression obtenus aux capteurs G6 et G7 sont complexes à analyser. Néanmoins, puisqu'ils sont en vue directe de la charge, il a été possible de procéder à une analyse des premiers pics réfléchis ainsi qu'à une première étude de l'effet de la longueur et du positionnement du mur. Toutefois, de très nombreux profils ont été obtenus en faisant varier la longueur du mur, son positionnement ainsi que la masse de la charge avec au total un nombre de 39 combinaisons différentes en tenant compte de la configuration 1.3. Il a donc été choisi de continuer l'analyse de cette cellule à travers l'étude de certains paramètres de l'onde de choc (temps d'arrivée de l'onde incidente, surpression incidente, surpression maximale et impulsion positive totale).

L'évolution du temps d'arrivée réduit, de la surpression incidente, de la surpression maximale et de l'impulsion positive totale réduite en fonction de la distance réduite enregistrées aux capteurs G6 et G7 est tracée en Figure V.2.10 et Figure V.2.11.

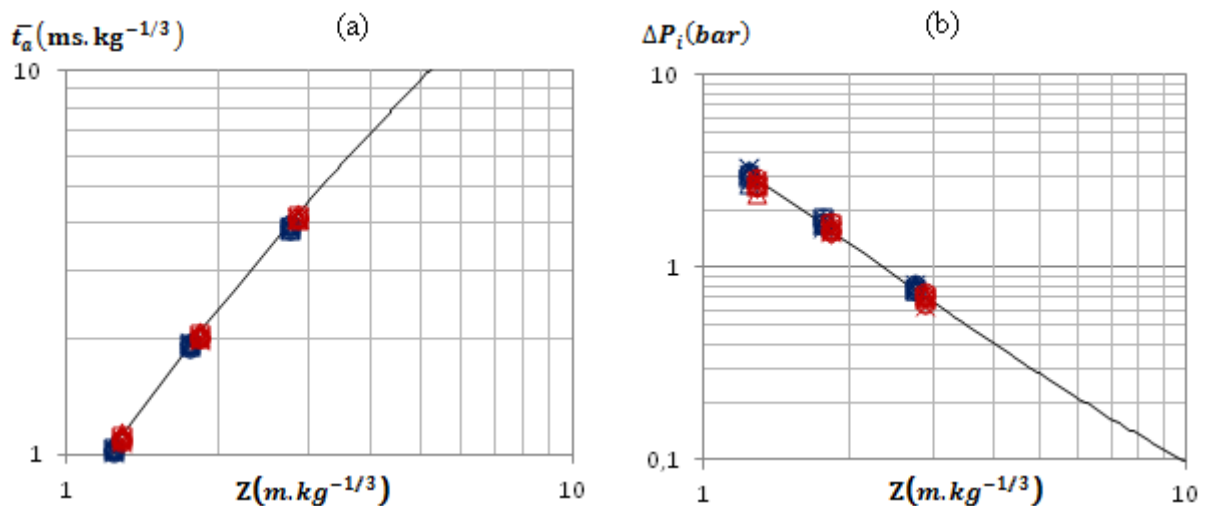


Figure V.2.10 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a ($\diamond$), 3b (Δ), 3c ($\times$), 3d ($\circ$), 1.3 ($\square$) et champ libre (—))

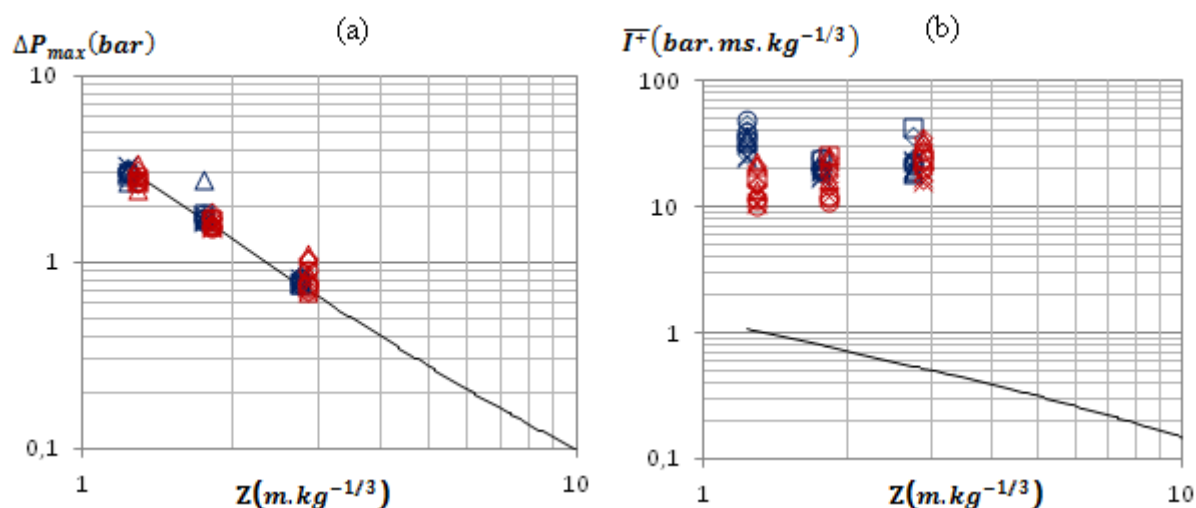


Figure V.2.11 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

Les valeurs de la surpression incidente ainsi que du temps d'arrivée sont les mêmes que celles obtenues en champ libre, les capteurs étant en vue directe de la charge (Figure V.2.10).

La surpression maximale relevée au capteur G6 correspond toujours à la surpression incidente sauf pour trois points singuliers pour lesquels la surpression maximale est supérieure à la surpression incidente relevée en champ libre (Figure V.2.11-a). Ces points sont obtenus pour la configuration 3b.1 associée aux charges de rayons 30 mm et 47 mm et pour la configuration 3b.2 avec la charge de rayon 47 mm, soit pour les deux degrés d'ouverture de la cellule 2 les plus faibles avec le mur en position MD2. Néanmoins, il est difficile d'établir une relation entre l'apparition de ces points singuliers et la masse de la charge. En effet, puisqu'avec un degré d'ouverture de 25% de la cellule 2 les points singuliers sont associés aux charges de rayons 30 mm et 47 mm, il aurait pu être attendu qu'avec un degré d'ouverture de 50%, seule la charge de rayon 30 mm amène un point singulier. Or le seul point singulier observé pour le degré d'ouverture de 50% est associé à la charge de rayon 47 mm. Il peut également être noté que l'orientation du mur a son importance dans la mesure où ce phénomène ne se reproduit pas en configuration 3a.

Dans le cas du capteur G7, l'évolution de la surpression maximale en fonction de la configuration est beaucoup plus complexe (Figure V.2.11-a et Tableau V.2.1). Une forte augmentation de la surpression maximale par rapport à la surpression incidente, qui correspond à la valeur du champ libre, est observée en configurations 3a et 3b (jusqu'à 65%) pour des degrés d'ouverture de 25% et 50%. Il peut être remarqué que, contrairement à ce qui est attendu, il n'y a pas toujours de symétrie dans les surpressions maximales relevées au niveau du capteur G7 pour un degré d'ouverture de 50 %, entre les cas où le mur est en position MG2 ou MD2 c'est-à-dire en configurations 3a ou 3b. En effet, le capteur G7 étant placé au milieu de la cellule, la symétrie de la configuration devrait se retrouver sur les phénomènes physiques. Ceci est probablement lié au dispositif expérimental. Tout d'abord, l'amorçage n'est pas parfaitement centré par rapport à la cellule 2. Il est en effet décalé de 3 mm vers la paroi Pi1 par rapport à l'axe de symétrie de la cellule. De plus, un défaut dans la symétrie de la

charge pourrait également être à l'origine de ce genre de phénomène. Une différence entre les parois Pi1 et Pi2 pourrait également modifier la symétrie des phénomènes de la cellule 2.

Il est également intéressant de constater que la surpression maximale augmente fortement par rapport à celle du champ libre (de 19% à 53%) pour les configurations 3c et 3d avec la charge de rayon 30 mm. Ce n'est cependant pas le cas des autres charges pour lesquelles la surpression maximale est identique à la surpression incidente et présente donc un comportement identique à la configuration 1.3, configuration pour laquelle le degré d'ouverture est de 100% (Tableau V.2.1). La fermeture de la cellule adjacente à celle où se trouve le capteur semble donc avoir un effet notable sur la surpression maximale au niveau du capteur G7. Cet effet est toutefois fortement dépendant de la charge.

Tableau V.2.1 : Augmentation de la surpression maximale par rapport à la pression incidente au capteur G7

Degré d'ouverture	Rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max} - \Delta P_i}{\Delta P_i} (\%)$			
		conf 3a	conf 3b	conf 3c	conf 3d
25%	30	41,2	52,8	45,9	13,0
	47	0,0	0,0	0,0	0,0
	67	19,2	22,5	0,0	0,0
50%	30	64,9	18,8	15,0	8,0
	47	24,9	0,0	0,0	0,0
	67	0,0	0,0	0,4	0,0
75%	30	0,0	0,0	28,5	21,6
	47	0,0	0,0	0,0	0,0
	67	0,0	0,0	0,0	0,0

L'impulsion positive totale est systématiquement supérieure à l'impulsion positive relevée en champ libre (de 10 à 67 fois) en raison des multiples réflexions qui se produisent en milieu confiné. Il apparaît en outre que l'impulsion positive totale relevée au capteur G7 diminue de 6% à 28% en passant d'un degré d'ouverture de la cellule 2 de 25% à 50%, puis de 2% à 48 % en passant d'un degré d'ouverture de la cellule 2 de 50% à 75% (Figure V.2.11-b). Cette évolution est constatée quelle que soit l'orientation du mur M dans la cellule 2.

V.2.2. Capteur G8

Le capteur G8 n'est pas positionné dans la cellule 2, il se trouve au milieu du couloir, dans l'axe de la charge. Cependant, en fonction du degré d'ouverture de cette cellule, il peut être en vue directe de la charge, ce qui le place dans une position unique parmi l'ensemble des capteurs disposés dans la maquette.

V.2.2.1. Effet de la longueur du mur

Les profils de pression relevés au capteur G8 ont été tracés pour les configurations 1.3, 3a.1, 3a.2 et 3a.3 pour une charge de rayon 67 mm (Figure V.2.12).

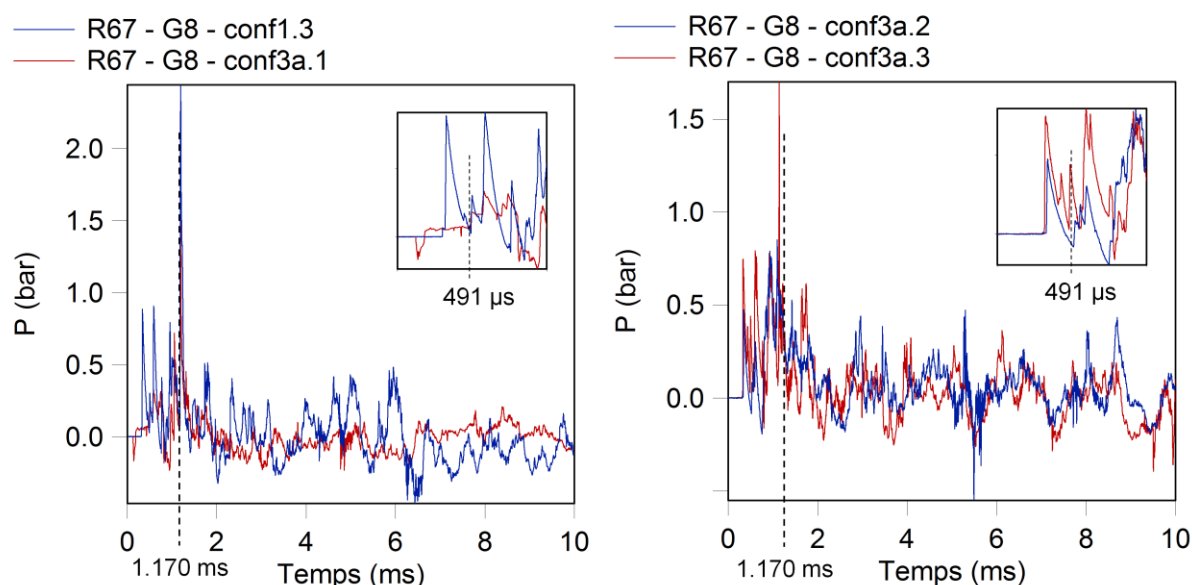


Figure V.2.12 : Profils de pression relevés au capteur G8 en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm

L'influence de la longueur du mur se voit directement sur le pic incident qui, avec l'augmentation du degré d'ouverture de la cellule 2, se rapproche de celui rencontré en configuration 1.3 et en champ libre (Tableau V.2.2).

Tableau V.2.2 : Évolution du temps d'arrivée de l'onde incidente et de la surpression incidente au capteur G8 en fonction du degré d'ouverture de la cellule 2 pour une charge de rayon 67 mm.

Degré d'ouverture de la cellule 2	Temps d'arrivée (μs)	Surpression incidente (bar)
25%	479	0,171
50%	323	0,476
75%	314	0,755
100%	320	0,860

Ceci s'explique par le fait que lorsque le mur bloque le passage de l'onde de choc au capteur G8, c'est-à-dire en configurations 3a.1 et 3b.1 et à moindre échelle, en configuration 3b.2, le capteur est atteint par une onde diffractée et non plus par l'onde incidente qui peut être observée en champ libre. Le chemin diffracté allant du centre de la charge au capteur G8 en configuration 3a.1 est calculé à l'aide de relations géométriques en se basant sur le schéma présenté en Figure V.2.13.

$$AG8 = \sqrt{(x_A - x_{D22})^2 + (y_A - y_{D22})^2} + |x_{C22} - x_{D22}| + \sqrt{(x_{C22} - x_{G8})^2 + (y_{C22} - y_{G8})^2} \quad (V.2.1)$$

Sachant que l'amorçage est placé en (0,0), que D22 a pour coordonnées (169,5, 67), C22 (207,5, 67) et G8 (257,5, -3), la distance diffractée séparant le capteur G8 du centre de la charge est de 306 mm.

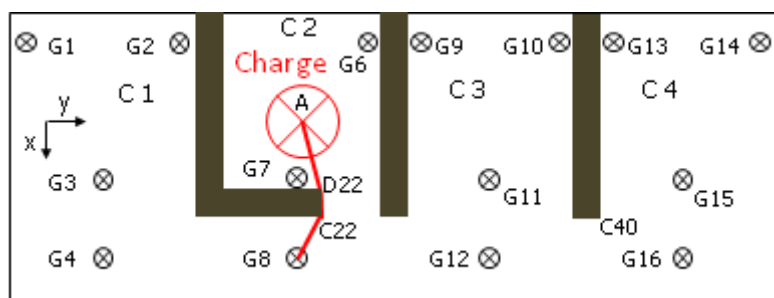


Figure V.2.13 : Chemin diffracté pour le capteur G8 en configuration 3a.1

La présence du mur modifie également les réflexions observées au niveau du capteur G8. En effet, lors de l'analyse de la configuration 1.3, il a été vu que le premier pic réfléchi arrivait à 491 μ s. Ce pic n'apparaît plus en configuration 3a.1 et est modifié en configuration 3a.2 avec un décalage temporel de 21 μ s et une réduction de l'amplitude de plus de 70% (Figure V.2.12). De même, le pic de surpression maximal rencontré à 1,70 ms sans mur M n'est plus visible sur le profil de pression obtenu avec un degré d'ouverture de 50% tandis que son amplitude est réduite de 25% en configuration 3a.1 et de 30% en configuration 3a.3. Aussi, l'effet du mur M sur la surpression maximale n'est pas proportionnel à sa longueur.

V.2.2.2. Effet de l'emplacement du mur

Les profils de pression enregistrés au capteur G8 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm sont donnés en Figure V.2.14.

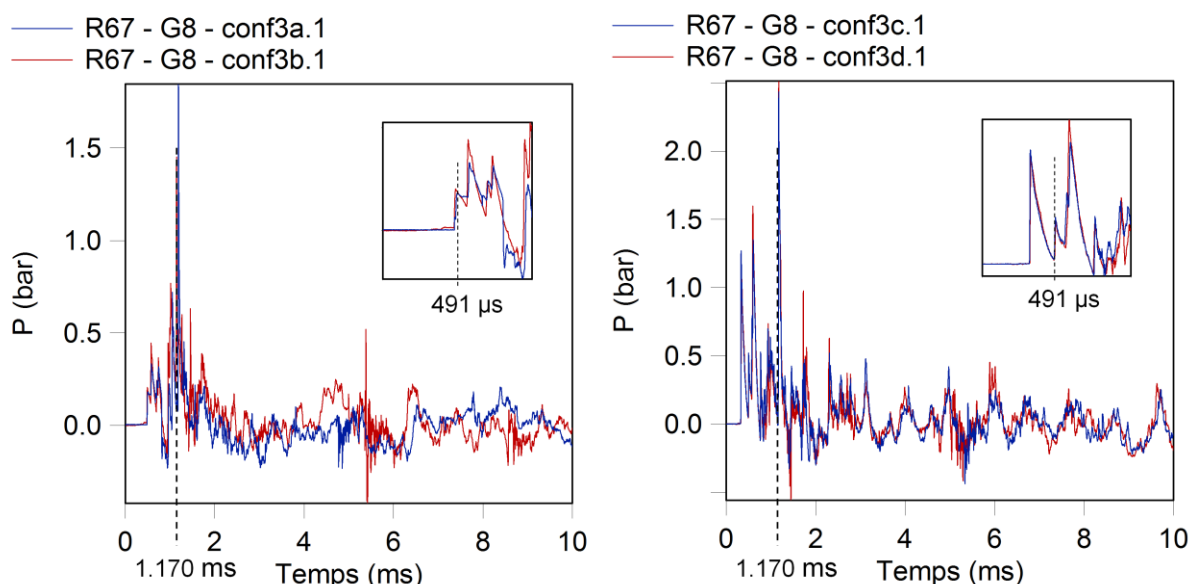


Figure V.2.14 : Profils de pression relevés au capteur G8 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

La Figure V.2.14 montre que l'orientation du mur M, c'est-à-dire qu'il soit en position MD ou MG, n'a presque aucun impact sur l'évolution de la pression au niveau du capteur G8. Les profils relevés

quand le mur M ferme partiellement la cellule 2 (configurations 3a et 3b) sont quasiment identiques, de même que les profils enregistrés lorsque le mur M obstrue la sortie de la cellule 3 (configurations 3c et 3d). Cependant, une forte différence apparaît entre les profils suivant la cellule qui est partiellement fermée par le mur M.

Lorsque le mur M est placé dans la cellule 3, le pic incident relevé au capteur G8 est identique au champ libre, le capteur étant alors en vue directe de la charge. De plus, le premier pic réfléchi est observé à 491 μ s, comme dans la configuration sans mur et le pic de surpression maximal présente un temps d'arrivée de 1,170 ms, tel qu'en configuration 1.3, ainsi qu'une amplitude similaire (écart moyen d'environ 10%). Ainsi, lorsqu'il ne ferme pas la cellule 2, le mur M ne semble avoir aucune influence sur la propagation de l'onde de choc au niveau du capteur G8 contrairement à ce qui avait pu être constaté pour le capteur G7.

En revanche, quand le mur M ferme partiellement la cellule 2, l'onde incidente présente un temps d'arrivée de 475 μ s, soit près de 150 μ s de plus que dans la configuration sans mur. La surpression incidente est quant à elle atténuée d'environ 80% par la présence du mur. Le premier pic réfléchi, arrivant à 491 μ s en l'absence du mur M, n'est visible sur aucun des deux profils de pression relevés lorsque le mur est en position MD2 ou MG2. L'orientation du mur ne change pas non plus l'atténuation du pic de surpression maximal (25%) observée précédemment en configuration 3a.1 ni son temps d'arrivée. Ce dernier reste identique à la configuration sans mur M (1,170 ms).

V.2.2.3. Effet du mur sur les paramètres de l'onde de choc

Afin d'étudier l'influence de la longueur et du placement du mur sur les paramètres de l'onde de choc relevés au capteur G8, l'évolution du temps d'arrivée réduit, de la surpression incidente, de la surpression maximale et de l'impulsion positive totale réduite en fonction de la distance réduite enregistrées au capteur G8 a été tracée pour l'ensemble de la configuration 3 ainsi que pour la configuration 1.3 (Figure V.2.15 et Figure V.2.16).

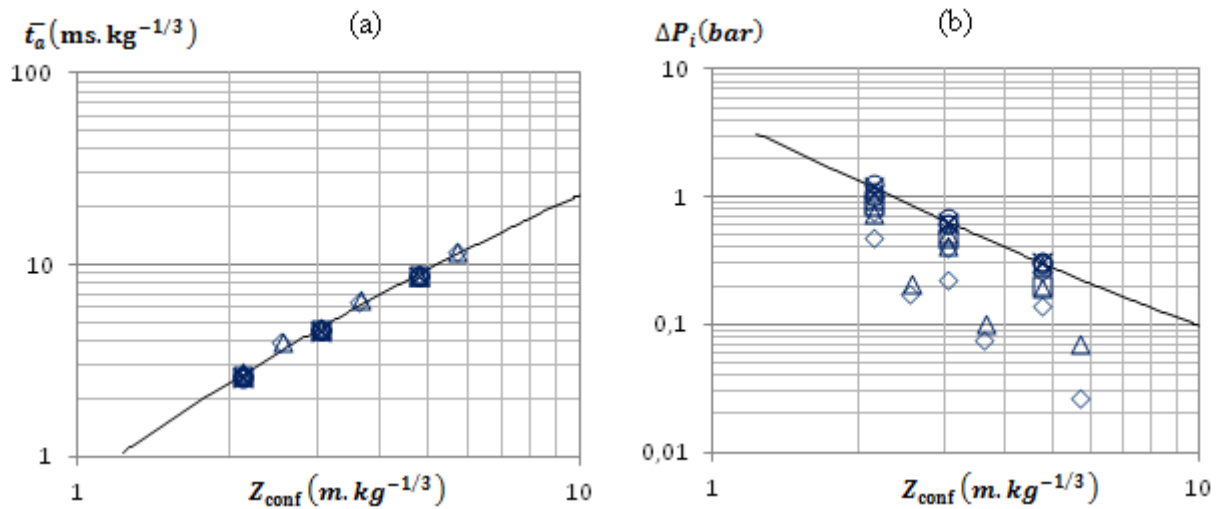


Figure V.2.15 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés au capteur G8 en configurations 3 et 1.3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

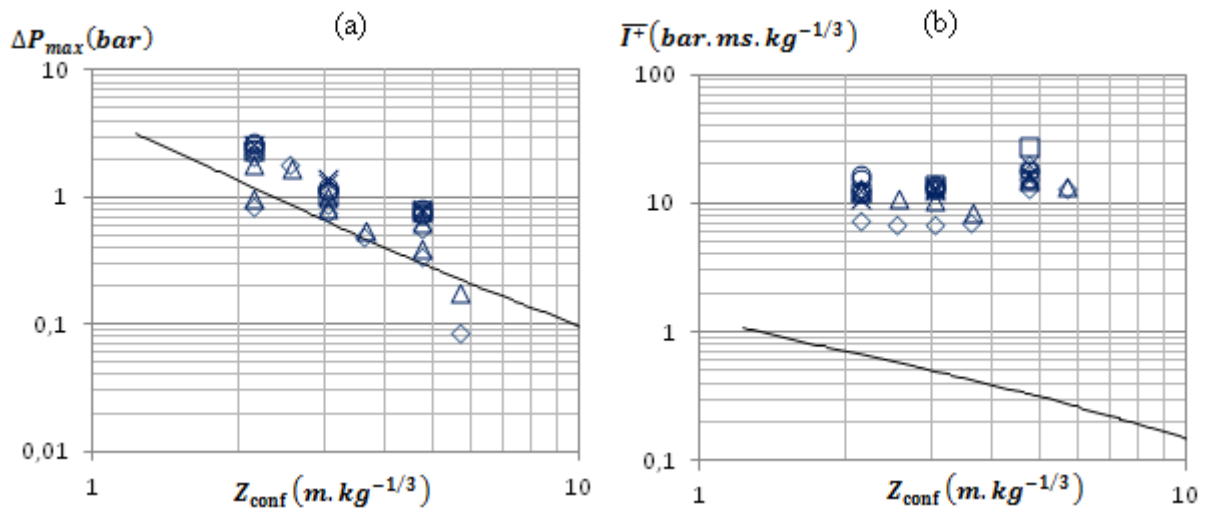


Figure V.2.16 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées au capteur G8 en configurations 3 et 1.3 et comparée avec le champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

Les différents paramètres sont regroupés sur neuf valeurs de Z_{conf} qui correspondent aux différentes configurations combinées avec les trois charges évaluées. En effet, la distance réduite utilisée pour tracer l'évolution des différents paramètres de l'onde de choc est adaptée au milieu confiné. Elle tient donc compte des éventuelles diffractions nécessaires dans certaines configurations pour que l'onde atteigne le capteur G8. Dans les configurations 3a.1, 3b.1 et 3b.2, le capteur G8 n'est plus en vue directe de la charge. Le calcul du chemin de l'onde diffractée a déjà été effectué en configuration 3a.1 au paragraphe précédent. Le calcul des chemins en configurations 3b.1 et 3b.2 se fait de la même façon à l'aide de l'équation (V.2.1). Les coordonnées du point d'amorçage et du capteur G8 sont identiques quelle que soit la configuration. Seules les coordonnées de D22 et C22 sont variables. Le Tableau V.2.3 reprend les coordonnées des points D22 et C22 ainsi que les résultats du calcul du chemin diffracté.

Tableau V.2.3 : Calcul des chemins diffractés en configurations 3a.1, 3b.1 et 3b.2

	Configuration 3a.1	Configuration 3b.1	Configuration 3b.2
A	(0,0)	(0,0)	(0,0)
G8	(257,5, -3)	(257,5, -3)	(257,5, -3)
C22	(207,5, 67)	(207,5, -73)	(207,5, -3)
D22	(169,5, 67)	(169,5, -73)	(169,5, -3)
Chemin diffracté	306 mm	309 mm	258 mm

En champ libre ainsi que dans les autres configurations, le capteur G8 se trouve à une distance de 258 mm du centre de la charge. Compte tenu des valeurs des chemins diffractés calculées pour les configurations 3a.1, 3b.1 et 3b.2, trois distances différentes séparent le capteur G8 du centre de la charge suivant la configuration. Ces distances, combinées aux trois charges testées, donnent les neuf distances réduites sur lesquelles se concentrent les paramètres de l'onde de choc.

Tel qu'attendu après l'analyse des profils de pression, les valeurs de la surpression incidente sont inférieures ou égales aux valeurs relevées en champ libre (Figure V.2.15-b). En revanche, le temps d'arrivée de l'onde incidente est parfaitement décrit par la courbe de référence établie en champ libre (Figure V.2.16-a). Ceci indique également que le capteur G8 est toujours atteint soit par une onde directe lorsque la géométrie le permet, soit par une onde diffractée.

L'évolution de la surpression maximale est fortement dépendante de la configuration (Figure V.2.16-a et Tableau V.2.4). Comme il avait été vu lors de l'analyse des profils de pression, l'orientation du mur dans chacune des cellules qu'il peut venir obstruer a peu d'influence sur l'évolution de la surpression maximale. De façon générale, lorsque le mur vient partiellement fermer la cellule 2, la surpression maximale augmente de façon proportionnelle à l'augmentation du degré d'ouverture. Le coefficient de proportionnalité dépend de la masse de la charge. Il peut également être constaté que la charge de rayon 67 mm présente une évolution différente des deux autres charges quand le mur se trouve en cellule 2. En effet, alors que l'atténuation de la surpression maximale, par rapport au cas sans mur, est très forte (de 48% à 89%) avec le degré d'ouverture le plus faible pour les charges de rayons 30 mm et 47 mm, elle est plus limitée (21%) pour la charge de rayon 67 mm. De plus, la surpression maximale va d'abord diminuer puis augmenter avec l'augmentation du degré d'ouverture contrairement aux deux autres charges qui présentent une augmentation proportionnelle au degré d'ouverture. L'effet d'un mur obstruant la sortie de la cellule 2 sur la surpression maximale est donc dépendant de la masse de la charge.

Tableau V.2.4 : Évolution de la surpression maximale par rapport à la surpression maximale sans mur au capteur G7

Degré d'ouverture	Rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max} - \Delta P_{max sans\ mur}}{\Delta P_{max sans\ mur}} (\%)$			
		conf 3a	conf 3b	conf 3c	conf 3d
25%	30	-89	-78	-4	-5
	47	-53	-48	24	9
	67	-21	-28	-1	15
50%	30	-57	-50	0	-7
	47	-27	-21	33	7
	67	-64	-58	13	5
75%	30	-28	-21	3	4
	47	-17	-4	35	15
	67	-9	-23	10	12

Une fois encore, l'impulsion positive totale est fortement supérieure (de 11 à 20 fois) à l'impulsion positive relevée en champ libre en raison des multiples réflexions qui se produisent en milieu confiné. Aucune loi d'évolution de l'impulsion positive totale n'a pu être trouvée (Figure V.2.16-b) Elle présente une valeur moyenne de $13,6 \text{ bar.ms.kg}^{-1/3}$ et des valeurs extrêmes de $6,8 \text{ bar.ms.kg}^{-1/3}$ et de $28 \text{ bar.ms.kg}^{-1/3}$.

V.3. Phénoménologie

Comme il a déjà été mentionné, à l'exception des capteurs de la cellule 2 et du cas particulier du capteur G8, les autres capteurs répartis dans la maquette ne sont jamais en vue directe de la charge. L'analyse des premiers pics arrivant à ces positions est ainsi beaucoup plus compliquée. Cependant, il reste intéressant d'examiner certaines particularités de la maquette.

V.3.1. Analyse de la cellule 3

La cellule 3 présente un caractère unique pour la configuration 3 dans la mesure où cette cellule peut être partiellement fermée par un mur (configurations 3c et 3d). Trois capteurs sont localisés dans celle-ci, les capteurs G9, G10 et G11.

V.3.1.1. Capteurs G9 et G10

Les capteurs G9 et G10 sont placés au fond de la cellule 3 dans les angles formés respectivement par les parois Pi2 et Pe4 et les parois Pi3 et Pe4 (Figure V.1.1).

V.3.1.1.1. Effet de la longueur du mur

Les profils de pression obtenus au capteur G9 sont tracés pour les configurations 1.3, 3c.1, 3c.2 et 3c.3 pour une charge de rayon 67 mm (Figure V.3.1).

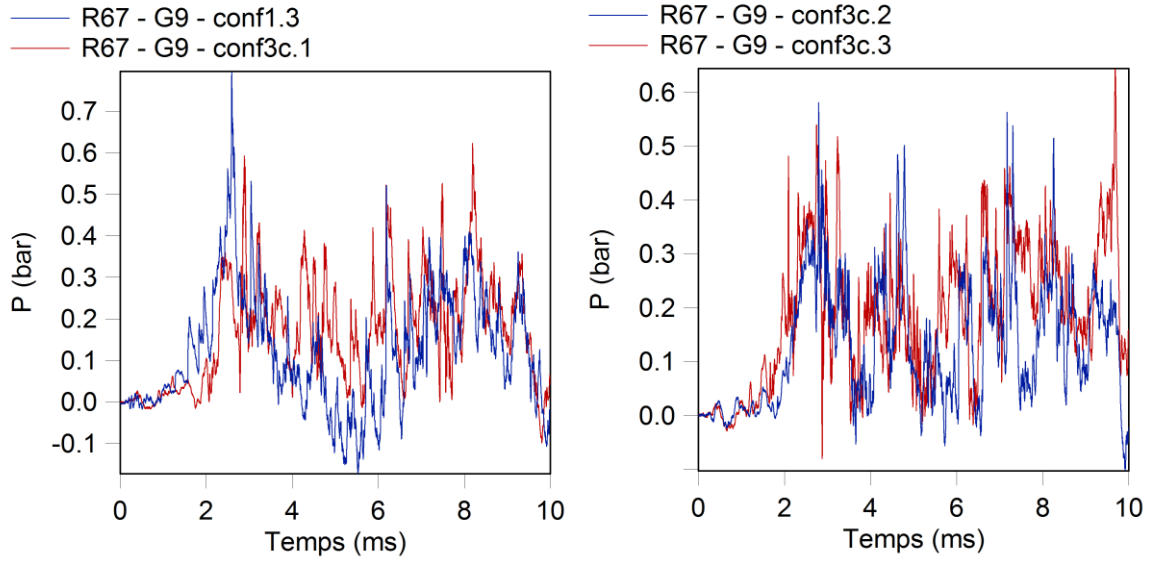


Figure V.3.1 : Profils de pression relevés au capteur G9 en configurations 1.3 et 3c pour une charge de rayon 67 mm

Quelle que soit la longueur du mur, le temps d'arrivée de l'onde incidente au capteur G9 est décalé par rapport à la configuration 1.3 pour laquelle il n'y a pas de mur (Figure V.3.1). Il est, quand le mur est placé en position MG3, de 1,885 ms pour un degré d'ouverture de 25%, de 1,692 ms pour un degré d'ouverture de 50%, de 1,356 ms pour un degré d'ouverture de 75% et de 1,270 ms en configuration 1.3. Le temps d'arrivée de l'onde incidente augmente donc avec la longueur du mur. Ceci s'explique assez facilement par l'augmentation de la distance que l'onde doit parcourir pour atteindre le capteur G9, augmentation directement liée à la longueur du mur.

De même que pour le capteur G8, le chemin diffracté allant du centre de la charge au capteur G9 en configuration 3c est calculé à l'aide de relations géométriques tirées de la représentation du chemin diffracté présenté en Figure V.3.2.

$$AG8 = \sqrt{(x_A - x_{B20})^2 + (y_A - y_{B20})^2} + |y_{C32} - y_{B20}| + |x_{C32} - x_{D32}| + \sqrt{(x_{D32} - x_{G9})^2 + (y_{D32} - y_{G9})^2} \quad (V.3.1)$$

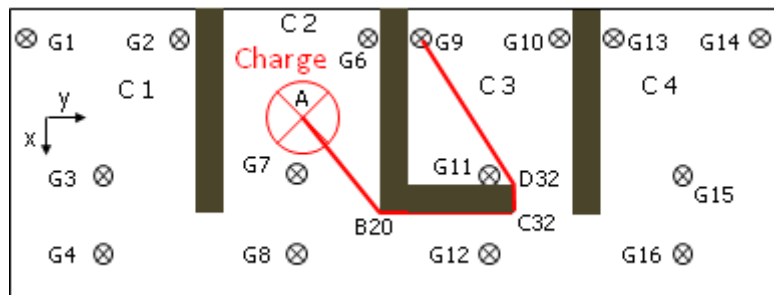


Figure V.3.2 : Chemin diffracté pour le capteur G9 en configuration 3c

Les coordonnées des points A, B20, C32, D32 et du capteur G9 pour les différents degrés d'ouverture de la cellule 3 en configuration 3c sont données dans le Tableau V.3.1. Les résultats des calculs des chemins diffractés effectués à l'aide de l'équation (V.3.1) y sont aussi reportés.

Tableau V.3.1 : Calcul des chemins diffractés au capteur G9 en configuration 3c.1, 3c.2 et 3c.3

	Configuration 3c.1	Configuration 3c.2	Configuration 3c.3
A	(0,0)	(0,0)	(0,0)
B20	(207,5, 137)	(207,5, 137)	(207,5, 137)
G9	(-102,5, 205)	(-102,5, 205)	(-102,5, 205)
C32	(207,5, 385)	(207,5, 315)	(207,5, 245)
D32	(169,5, 385)	(169,5, 315)	(169,5, 245)
Chemin diffracté	861 mm	758 mm	670 mm

En configuration 1.3, la distance du capteur à la charge tient compte de la diffraction autour de la paroi Pi2 est de 598 mm.

En utilisant ces distances avec le polynôme de référence pour le temps d'arrivée établi en champ libre (Éq. (III.1.5)), il est obtenu, pour une charge de rayon 67 mm, un temps d'arrivée de l'onde incidente de 1,833 ms pour un degré d'ouverture de 25%, de 1,556 ms pour un degré d'ouverture de 50% et de 1,321 ms pour un degré d'ouverture de 75%. Ces valeurs estimées sont très proches (écart maximal de 8%) des valeurs relevées expérimentalement. Ceci signifie donc que l'onde incidente est, comme dans le cas sans mur, une onde diffractée.

Bien évidemment, ce décalage de distance a également un effet sur l'amplitude du pic incident avec une forte diminution (jusqu'à 74%) de la surpression incidente par rapport à une configuration présentant un degré d'ouverture de 100% pour la cellule 3. Au-delà de l'effet sur le pic incident, les profils présentent des évolutions similaires et ce quel que soit le degré d'ouverture de la cellule 3. Néanmoins, la présence du mur semble diminuer de 10% à 30% la surpression maximale appliquée en G9 mais cette diminution ne présente pas de lien direct avec l'augmentation de la taille du mur.

L'effet de la présence du toit sur l'évolution de la pression au niveau du capteur G9 a été étudié en réalisant des essais complémentaires sans toit (Figure V.3.3). Il apparaît que les profils présentent des écarts non négligeables par rapport au milieu confiné. En particulier, le temps d'arrivée de l'onde incidente est plus faible qu'en milieu confiné. Ceci peut cependant être expliqué par le fait que le trajet de l'onde incidente est modifié par l'absence du toit. En effet, l'onde peut alors passer par-dessus les parois plutôt que de devoir les contourner au sol tel que l'illustre le schéma présenté en Figure V.3.4. Les relations géométriques permettant le calcul de ce chemin sont en 3D. Les coordonnées des points B' et C' se calculent à l'aide des systèmes d'équations suivants :

$$\left\{ \begin{array}{l} y_{B'} = y_{B20} \\ x_{B'} = x_A + \frac{x_{G9} - x_A}{y_{G9} - y_A} y_{B'} \\ z_{B'} = h \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} y_{C'} = y_{B20} + e \\ x_{C'} = x_A + \frac{x_{G9} - x_A}{y_{G9} - y_A} y_{C'} \\ z_{C'} = h \end{array} \right. \quad (V.3.2)$$

Le chemin diffracté passant par-dessus la paroi Pi2 se calcule alors à l'aide de l'expression (V.3.3) et est de 570 mm.

$$AG9 = \sqrt{(x_A - x_{B'})^2 + (y_A - y_{B'})^2 + h^2} + \sqrt{(x_{C'} - x_{B'})^2 + (y_{C'} - y_{B'})^2} + \sqrt{(x_{C'} - x_{G9})^2 + (y_{C'} - y_{G9})^2 + h^2} \quad (V.3.3)$$

Ceci se fait donc d'autant plus ressentir pour la configuration 3c pour laquelle le trajet de l'onde est allongé en milieu confiné par la présence du mur. Au final, il est assez difficile de se prononcer quant à un quelconque effet du toit sur les réflexions relevées au capteur G9.

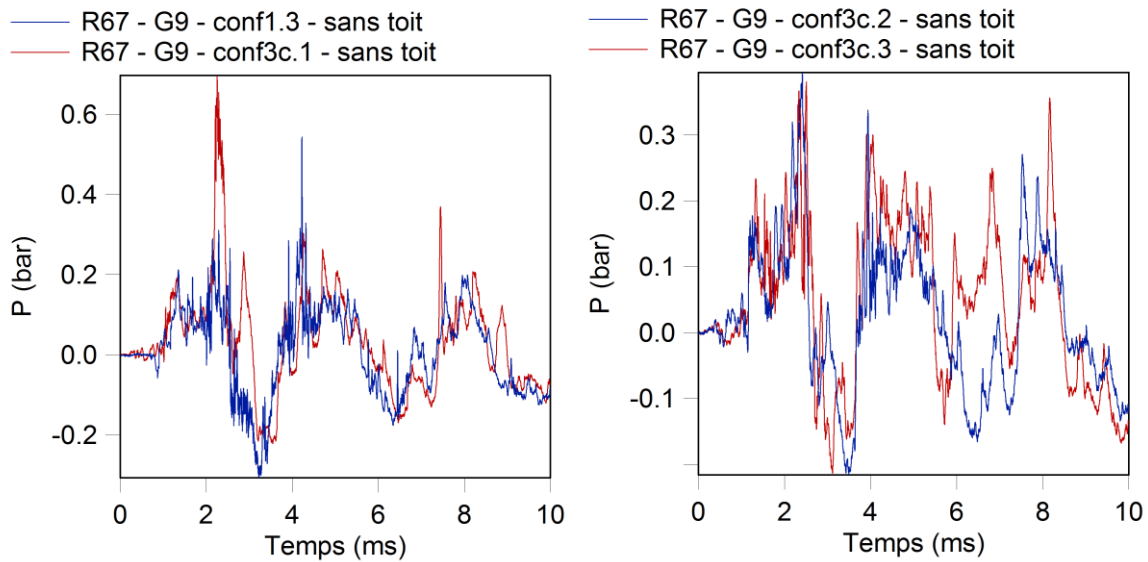


Figure V.3.3 : Profils de pression relevés au capteur G9 en configurations 1.3 sans toit et 3c sans toit pour une charge de rayon 67 mm

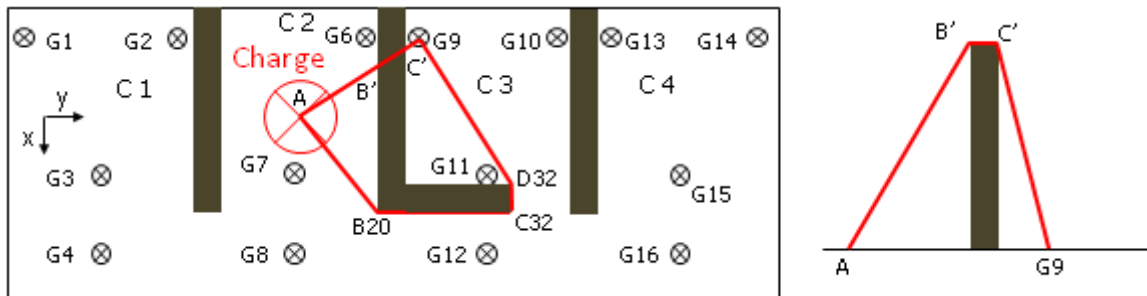


Figure V.3.4 : Chemin de diffraction au capteur G9 en l'absence de toit

Le chemin diffracté menant au capteur G10 en configuration 3c est obtenu en remplaçant les coordonnées du capteur G9 par celles du capteur G10 dans l'équation (V.3.3). Il est ainsi de 809 mm en configuration 3c.1, de 756 mm en configuration 3c.2 et de 715 mm en configuration 3c.3. Le temps d'arrivée de l'onde incidente estimé à l'aide du polynôme de référence établi en champ libre (Éq (III.1.5)) pour ces chemins diffractés présente un écart maximal de 1% avec les valeurs expérimentales. L'onde incidente est donc, comme dans le cas du capteur G9, une onde diffractée autour du mur MG3, ce qui explique l'augmentation du temps d'arrivée de l'onde incidente au capteur

G10 avec la longueur du mur (Figure V.3.5). Les profils présentent ensuite une évolution similaire à celle du capteur G9.

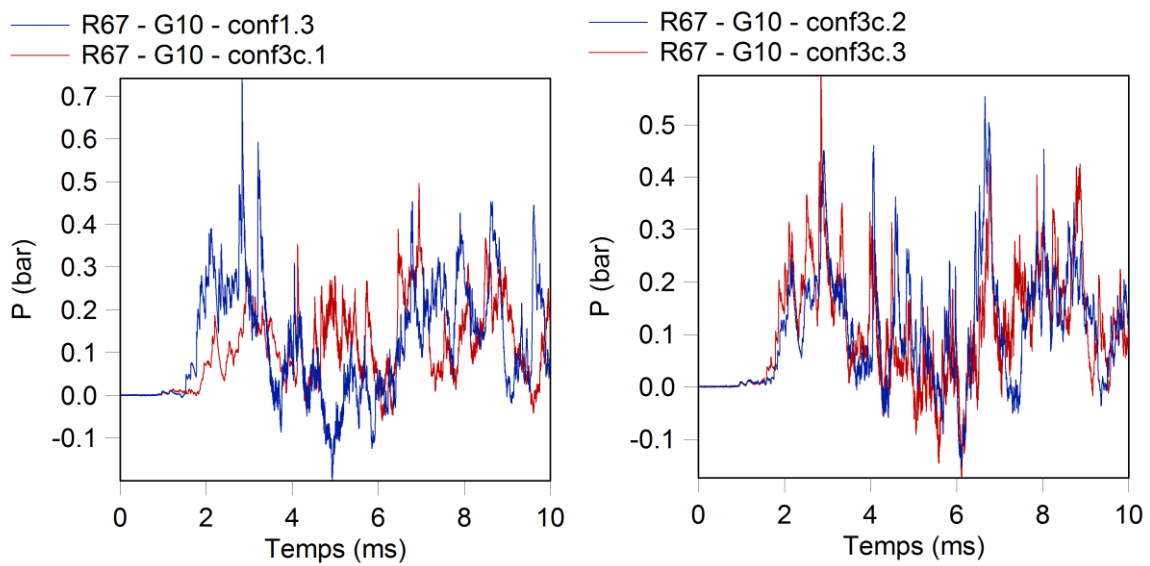


Figure V.3.5 : Profils de pression relevés au capteur G10 en configurations 1.3 et 3c pour une charge de rayon 67 mm

V.3.1.1.2. Effet de l'emplacement du mur

La Figure V.3.6 présente les profils de pression relevés au capteur G9 pour les configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1.

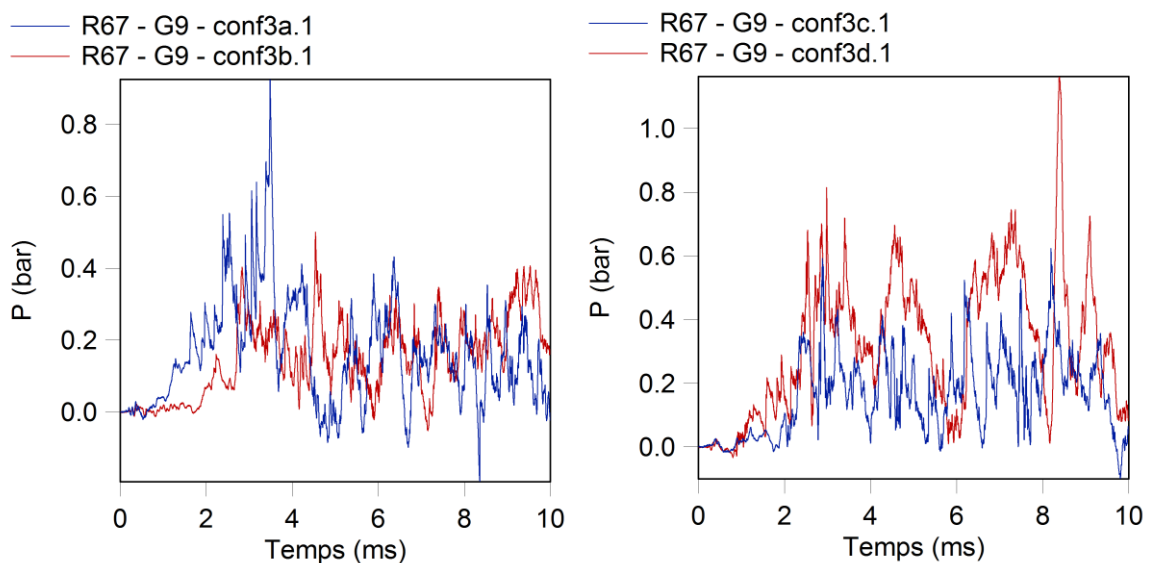


Figure V.3.6 : Profils de pression relevés au capteur G9 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

De même que pour la longueur du mur, son emplacement vient également modifier le trajet que l'onde incidente doit parcourir pour parvenir au capteur G9. En effet, alors qu'en configurations 3a et 3d, le chemin de l'onde est identique à celui suivi en l'absence de mur, en configurations 3b et 3c, l'onde doit contourner les murs MD2 ou MG3. Le schéma présenté en Figure V.3.7 décrit le chemin de l'onde diffractée en configuration 3c. Il se calcule alors à l'aide de l'équation (V.3.4).

$$AG9 = \sqrt{(x_A - x_{D22})^2 + (y_A - y_{D22})^2} + |x_{C22} - x_{D22}| + |y_{C22} - y_{C30}| + \sqrt{(x_{C30} - x_{G9})^2 + (y_{C30} - y_{G9})^2} \quad (V.3.4)$$

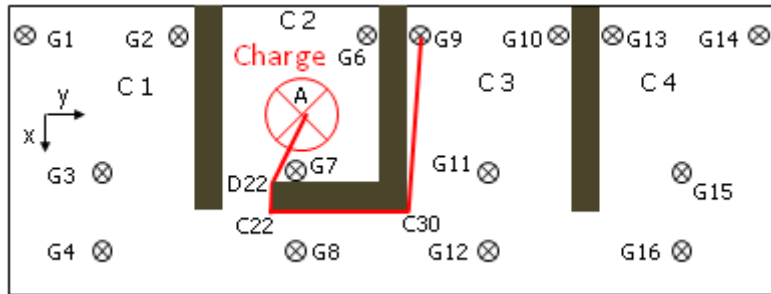


Figure V.3.7 : Chemin diffracté pour le capteur G9 en configuration 3b

Ainsi, l'onde incidente parcourt des chemins différents suivant la position et la longueur des murs (Tableau IV.3.1). Par conséquent, les temps d'arrivée associés à l'onde incidente sont fortement différents (jusqu'à 50%) (Figure V.3.6). De plus, contrairement à ce qui avait pu être observé pour les capteurs de la cellule 2, l'orientation du mur semble avoir un effet important sur le profil de pression relevé au capteur G9. Les pics de surpression maximums obtenus en configurations 3c.1 et 3d.1 présentent un écart de 86% en amplitude et de 36% en temps et un écart de 46% en amplitude et 31% en temps est constaté entre les configurations 3a.1 et 3b.1.

En outre, lorsque le mur vient partiellement fermer la cellule 3, son orientation devient un des paramètres majeurs influant sur la surpression maximale. En effet, le mur semble protéger la position du capteur G9 en configuration 3c avec une réduction de la surpression maximale allant jusqu'à 33%, tandis que l'effet de pression est renforcé en configuration 3d, l'augmentation de la surpression maximale par rapport à la configuration sans mur pouvant atteindre 39%. De même, alors que la configuration 3b semble être celle qui amène la plus forte diminution de pression par rapport à une configuration sans mur (jusqu'à 46%), le positionnement du mur en configuration 3a est celui qui accentue le plus les effets de pression au niveau du capteur G9 (augmentation maximale de 86%).

Tableau V.3.2 : Calcul des chemins diffractés au capteur G9 en configuration 3

	Chemin diffracté au capteur G9 (mm)
Configurations 1.3 (sans mur), 3a et 3d	598
Configuration 3b.1 (MD2)	782
Configuration 3b.2 (MD2)	697
Configuration 3b.3 (MD2)	637
Configuration 3c.1 (MG3)	861
Configuration 3c.2 (MG3)	758
Configuration 3c.3 (MG3)	670

Ces constatations se retrouvent également sur les profils de pression calculés par simulation numérique (Figure V.3.8). Un écart de 22% en amplitude et de 144% en temps est observé entre les pics de surpression maximums obtenus par simulation en configurations 3c.1 et 3d.1. Ces écarts sont de 25% pour l'amplitude et 42% pour le temps avec les configurations 3a.1 et 3b.1. La simulation permet donc de retrouver l'effet de l'orientation du mur sur le décalage des pics de surpression maximums. Toutefois, les amplitudes des pics ne correspondent pas à ce qui a été mesuré expérimentalement avec des sous-estimations des valeurs de surpression de 12% en configuration 3c.1 à 56% en configuration 3a.1.

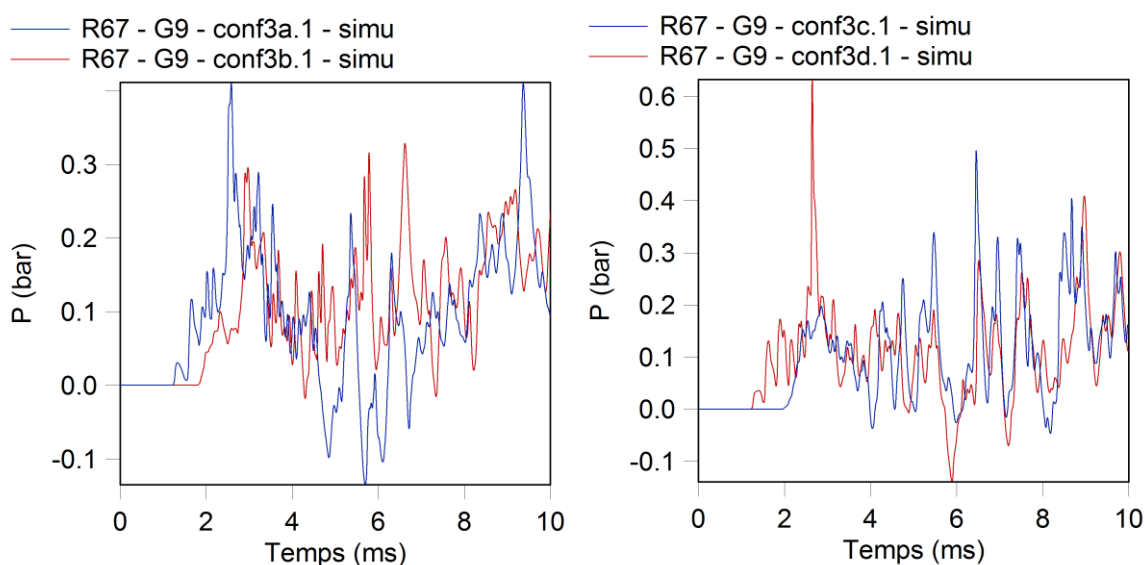


Figure V.3.8 : Profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G9 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

Tel que dans le cas du capteur G9, en configurations 3a et 3d, le trajet que parcourt l'onde pour atteindre le capteur G10 est identique à celui suivi en l'absence de mur et en configurations 3b et 3c, l'onde doit contourner les murs MD2 ou MG3. Le chemin diffracté en configuration 3b se calcule en remplaçant les coordonnées du capteur G9 par celles du capteur G10 dans l'équation (V.3.4). Les valeurs des chemins diffractés menant au capteur G10 en configuration 3 sont données dans le Tableau V.3.3.

Tableau V.3.3 : Calcul des chemins diffractés au capteur G10 en configuration 3

	Chemin diffracté au capteur G10 (mm)
Configurations 1.3 (sans mur), 3a et 3d	685
Configuration 3b.1 (MD2)	869
Configuration 3b.2 (MD2)	784
Configuration 3b.3 (MD2)	724
Configuration 3c.1 (MG3)	809
Configuration 3c.2 (MG3)	756
Configuration 3c.3 (MG3)	715

Il peut être remarqué que les temps d'arrivée en configurations 3a et 3d sont identiques à la configuration 1.3 (écart maximal de 9%), ce qui permet d'affirmer que l'onde incidente n'est pas perturbée par ces deux configurations (Figure V.3.9). Ceci se vérifie en étudiant le parcours de l'onde incidente dans ces configurations (Tableau V.3.3). Cependant, la position et l'orientation du mur influent sur les réflexions et en particulier sur le pic de surpression maximale quelle que soit sa position (Tableau V.3.4). À la différence de ce qui avait été rencontré pour le capteur G9, la présence du mur semble globalement toujours protéger la position du capteur G10 avec une atténuation de la surpression maximale pouvant atteindre 40% par rapport à la configuration sans mur. Il apparaît néanmoins que pour une configuration particulière (mur en position MG3 avec un degré d'ouverture de 75% et une charge de rayon 30 mm), la surpression maximale est augmentée de 27% par rapport à la configuration 1.3. Ce pic est probablement issu d'une recombinaison d'ondes puisque les éventuelles réflexions directes sur la paroi Pe2 pouvant atteindre le capteur G10 sont identiques en configurations 1.3 et 3c.3.

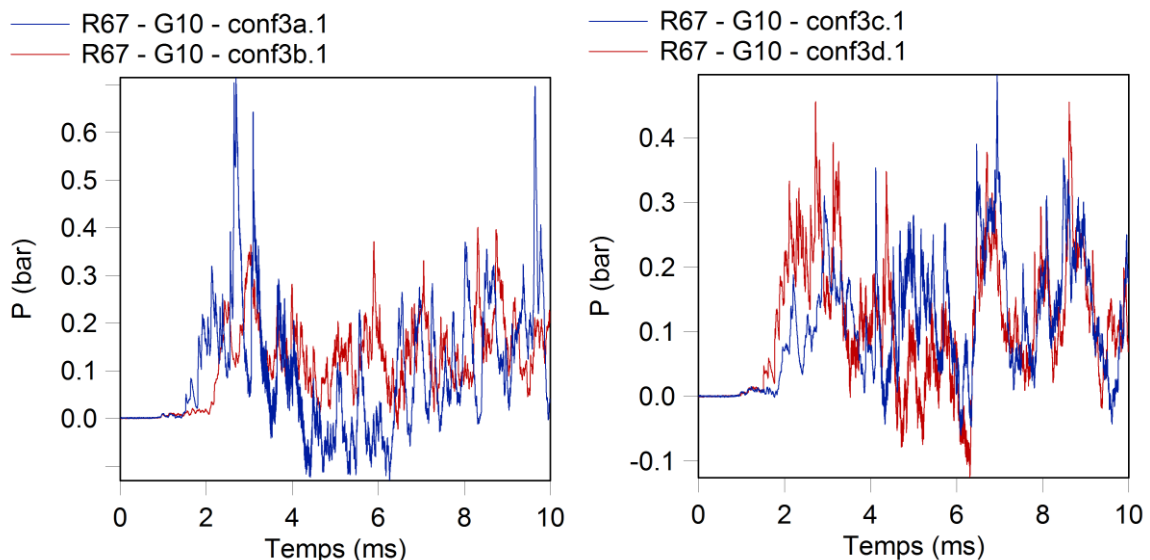
**Figure V.3.9 : Profils de pression relevés au capteur G10 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm**

Tableau V.3.4 : Évolution de la surpression maximale par rapport à la surpression maximale sans mur au capteur G10

Degré d'ouverture	Rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max} - \Delta P_{max sans\ mur}}{\Delta P_{max sans\ mur}} (\%)$			
		conf 3a	conf 3b	conf 3c	conf 3d
25%	30	-40	-33	-36	-26
	47	1	-23	-23	-40
	67	8	-47	-36	-38
50%	30	-28	-22	-20	-5
	47	-4	-17	-18	-9
	67	29	-24	-25	-24
75%	30	-15	-18	27	10
	47	-2	9	-12	-7
	67	1	7	-19	0

V.3.1.2. Capteurs G11

Le capteur G11 est positionné centré à la sortie de la cellule 3 (Figure IV.1.1). C'est donc le capteur le plus proche du mur dans les configurations 3c et 3d

V.3.1.2.1. Effet de la longueur du mur

Les profils de pression enregistrés au capteur G11 sont tracés en configurations 1.3, 3c.1, 3c.2 et 3c.3 pour une charge de rayon 67 mm (Figure V.3.10).

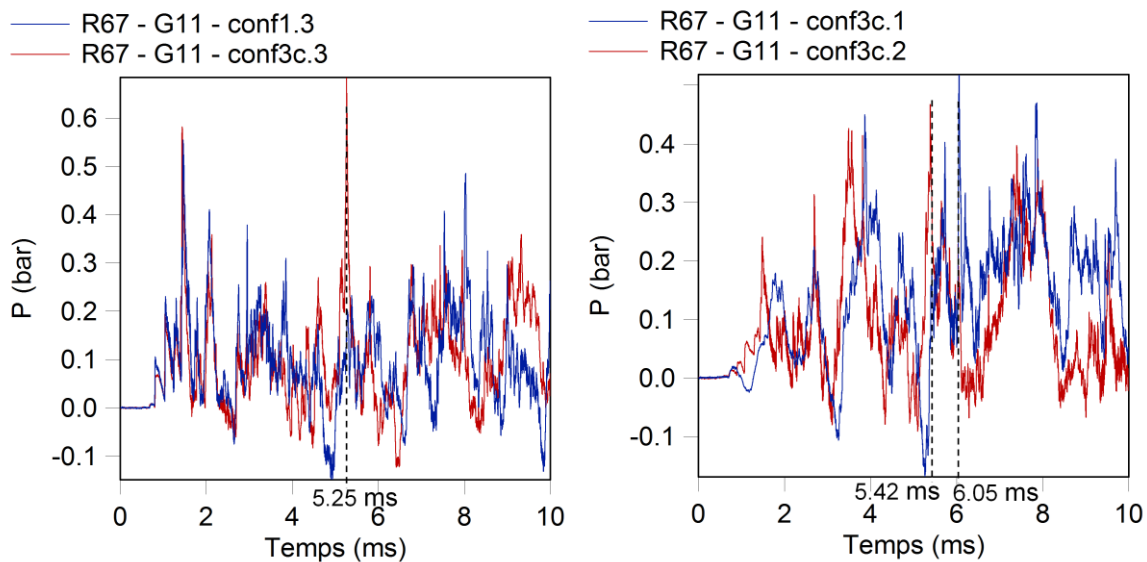


Figure V.3.10 : Profils de pression relevés au capteur G11 en configurations 1.3 et 3c pour une charge de rayon 67 mm

Cette fois encore, le temps nécessaire à l'onde incidente pour atteindre le capteur G11 augmente proportionnellement avec la longueur du mur (Figure V.3.10). Le coefficient de proportionnalité est de 4,2 pour une charge de rayon 67 mm.

Le chemin diffracté en configuration 3c peut être trouvé de la même façon que pour les capteurs G9 et G10 excepté le fait que l'onde passe directement du point C32 au capteur G11 (Figure V.3.2). L'expression du chemin diffracté devient alors :

$$AG8 = \sqrt{(x_A - x_{B20})^2 + (y_A - y_{B20})^2} + |y_{C32} - y_{B20}| + \sqrt{(x_{C32} - x_{G11})^2 + (y_{C32} - y_{G11})^2} \quad (V.3.5)$$

Le chemin diffracté est donc de 606 mm en configuration 3c.1, de 480 mm en configuration 3c.2 et de 444 mm en configuration 3c.3 contre 436 mm sans mur.

L'amplitude de l'onde incidente est atténuée par la présence du mur (réduction de 37% à 75% par rapport à la configuration sans mur) mais ne présente pas de loi d'évolution en fonction de la longueur du mur MG3.

Toutefois, les profils relevés au capteur G11 dans les configurations 3c.3 et 1.3 présentent des évolutions similaires sur les cinq premières millisecondes (Figure V.3.10). Ceci est probablement dû à la faible différence de trajet entre ces deux configurations (environ 1,8%).

Les deux longueurs les plus importantes du mur semblent procurer une certaine protection face la surpression maximale, celle-ci étant équivalente à celle du champ libre pour un degré d'ouverture de 25% et atténuée de 13% pour un degré d'ouverture de 50%. Elle est, au contraire, augmentée de 18% par rapport au cas sans mur lorsque le degré d'ouverture de la cellule est de 75%.

À la différence des deux autres capteurs de la cellule 3, le temps d'arrivée de l'onde incidente en milieu semi-confiné est identique au milieu confiné (Figure V.3.11). Le chemin diffracté par-dessus la paroi est obtenu en remplaçant les coordonnées du capteur G9 par celles du capteur G11 dans l'équation (V.4.3). Il est de 613 mm en configuration 3c. Ce chemin est donc systématiquement supérieur à celui obtenu en contournant le mur MG3. Ainsi, le trajet de l'onde de choc incidente est identique avec ou sans toit, ce qui explique l'égalité des temps d'arrivée de l'onde incidente dans ces différentes configurations avec le milieu confiné. Le pic de surpression maximal observé à 5,25 ms en configuration 3c.3 n'apparaît plus en milieu semi-confiné. Il en est de même pour celui de la configuration 3c.1 relevé à 6,05 ms ainsi que celui de la configuration 3c.2 qui arrive à 5,42 ms. Ainsi, le pic de surpression maximal est toujours lié à la présence du toit lorsque le mur est placé en position MG3.

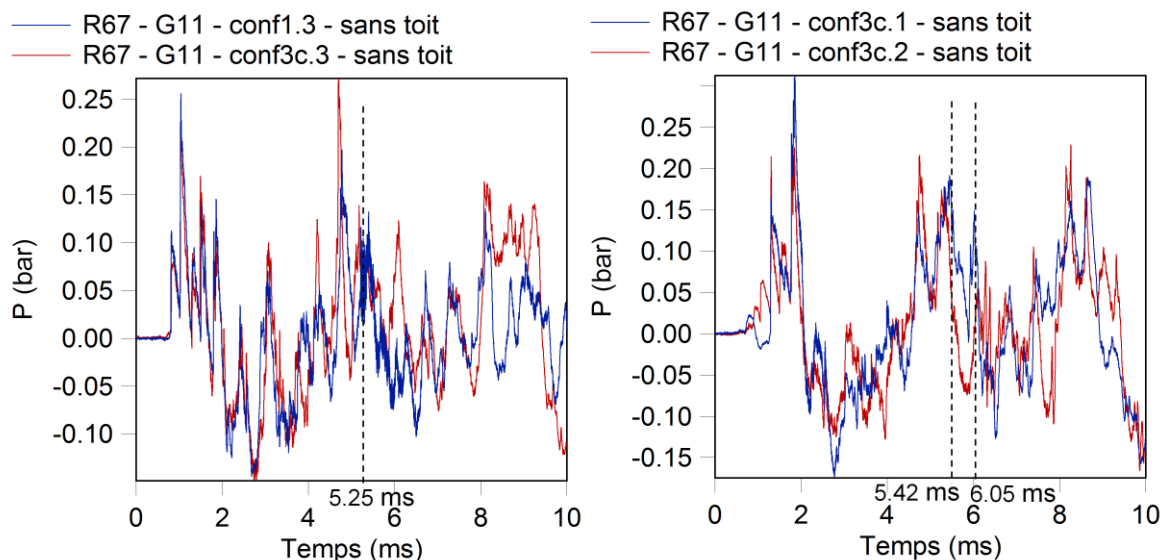


Figure V.3.11 : Profils de pression relevés au capteur G11 en configurations 1.3 sans toit et 3c sans toit pour une charge de rayon 67 mm

V.3.1.2.2. Effet de l'emplacement du mur

Les profils de pression enregistrés au capteur G11 pour les configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 avec une charge de rayon 67 mm sont reportés en Figure V.3.12.

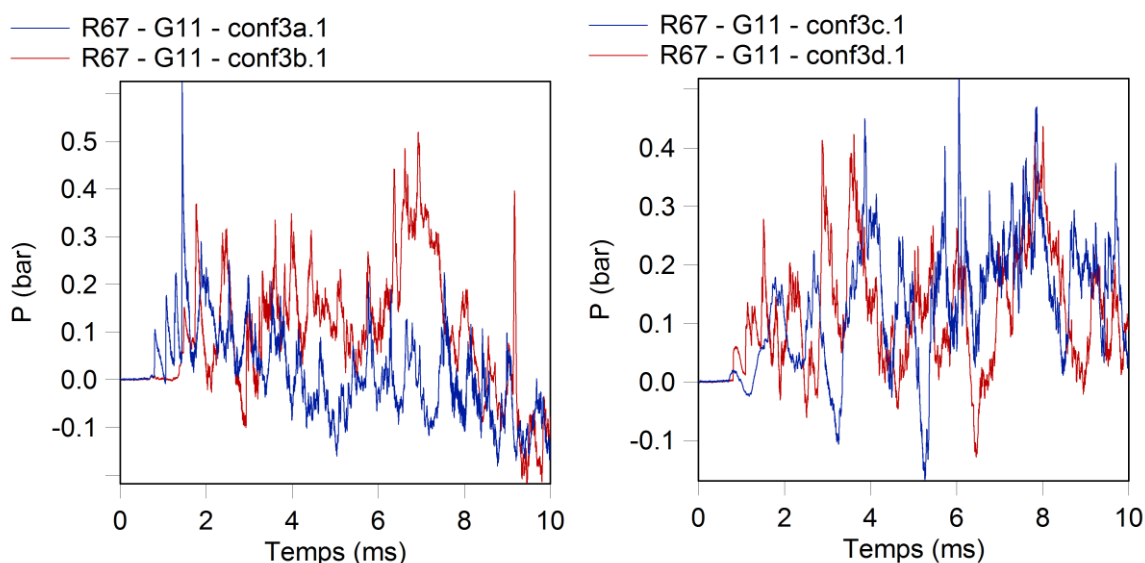


Figure V.3.12 : Profils de pression relevés au capteur G11 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

De même que pour les deux autres capteurs de la cellule, l'orientation ainsi que le placement du mur influent sur le temps d'arrivée de l'onde incidente (Figure V.3.12). En effet, le trajet que parcourt l'onde pour arriver au capteur G11 en configurations 3a et 3d est identique à celui suivi en configuration sans mur alors que l'onde doit contourner les murs MD2 ou MG3 en configurations 3b et 3c (Tableau V.3.5).

Tableau V.3.5 : Calcul des chemins diffractés au capteur G11 en configuration 3

	Chemin diffracté au capteur G11 (mm)
Configurations 1.3 (sans mur), 3a, 3d2 et 3d.3	436
Configuration 3d.1 (MD3)	438
Configuration 3b.1 (MD2)	620
Configuration 3b.2 (MD2)	535
Configuration 3b.3 (MD2)	476
Configuration 3c.1 (MG3)	606
Configuration 3c.2 (MG3)	480
Configuration 3c.3 (MG3)	444

Les profils relevés en configurations 3a et 3d sont cette fois encore très proches de la configuration 1.3 sur les premiers instants en raison de la similitude dans les trajets de l'onde incidente.

L'évolution de la surpression maximale en configuration 3 par rapport à celle relevée sans mur est reportée dans le Tableau V.3.6. De façon générale, lorsque le degré d'ouverture de la cellule 2 ou de la cellule 3 est réduit à 25%, la surpression maximale semble être diminuée (de 3% à 41%) par rapport au cas sans mur. Avec un degré d'ouverture de 50%, l'atténuation de la surpression maximale est plus faible (24% au plus) et peut même mener à une augmentation (jusqu'à 61%) par rapport au cas sans mur quand ce dernier se trouve en position MG2 ou MD3. Enfin, pour un degré d'ouverture de 75% de la cellule 2 ou 3, la surpression maximale est souvent supérieure (de 5% à 43%) à la valeur obtenue dans le cas sans mur.

Tableau V.3.6 : Évolution de la surpression maximale par rapport à la surpression maximale sans mur au capteur G11

Degré d'ouverture	Rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max} - \Delta P_{max} _{sans\ mur}}{\Delta P_{max} _{sans\ mur}} (\%)$			
		Configuration 3a	Configuration 3b	Configuration 3c	Configuration 3d
25%	30	-16	-40	-41	-38
	47	-31	-27	-18	-19
	67	11	-3	1	-23
50%	30	18	-23	-19	14
	47	-24	-14	-5	3
	67	61	4	-13	8
75%	30	-7	7	-7	14
	47	-3	37	17	43
	67	5	-17	18	9

Au final, la configuration apportant la meilleure protection face à la surpression au niveau du capteur G11 est trouvée lorsque le mur est placé en position MD2 avec un degré d'ouverture de 25%.

V.3.2. Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 4

Les cellules 1 et 4 sont situées aux deux extrémités de la maquette et présentent une certaine similitude par rapport à la structure du bâtiment. De plus, leurs géométries respectives sont identiques pour l'ensemble des configurations 3 et 1. En tenant compte de ces particularités, trois couples de capteurs peuvent être analysés, G1 et G14, G2 et G13, et G3 et G15.

V.3.2.1. Capteurs G1 et G14

Les capteurs G1 et G14 sont positionnés dans le coin formé par le mur du fond des cellules (Pe4) et les parois latérales de part (Pe1) et d'autre de la maquette (Pe3).

Les profils de pression relevés aux capteurs G1 et G14 dans les configurations 1.3 et 3a sont reportés en Figure V.3.13. Les chemins diffractés du centre de la charge aux capteurs G1 et G14 peuvent être calculés en transposant les calculs effectués pour le capteur G9 (Figure V.3.1 et Éq. (V.3.1)) au cas des capteurs G1 et G14 en configuration 3a. Ainsi le trajet diffracté prend en compte le fait que l'onde doit contourner le mur MG2 pour atteindre le capteur G1 alors qu'il reste identique à celui rencontré en configuration 1.3 pour le capteur G14. Les valeurs ainsi calculées sont reportées dans le Tableau V.3.7.

Tableau V.3.7 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G1 et G14 en configuration 3a

	Chemin diffracté au capteur G1 (mm)	Chemin diffracté au capteur G14 (mm)
Configurations 1.3 (sans mur)	688	1003
Configuration 3a.1 (MG2)	867	1003
Configuration 3a.2 (MG2)	784	1003
Configuration 3a.3 (MG2)	726	1003

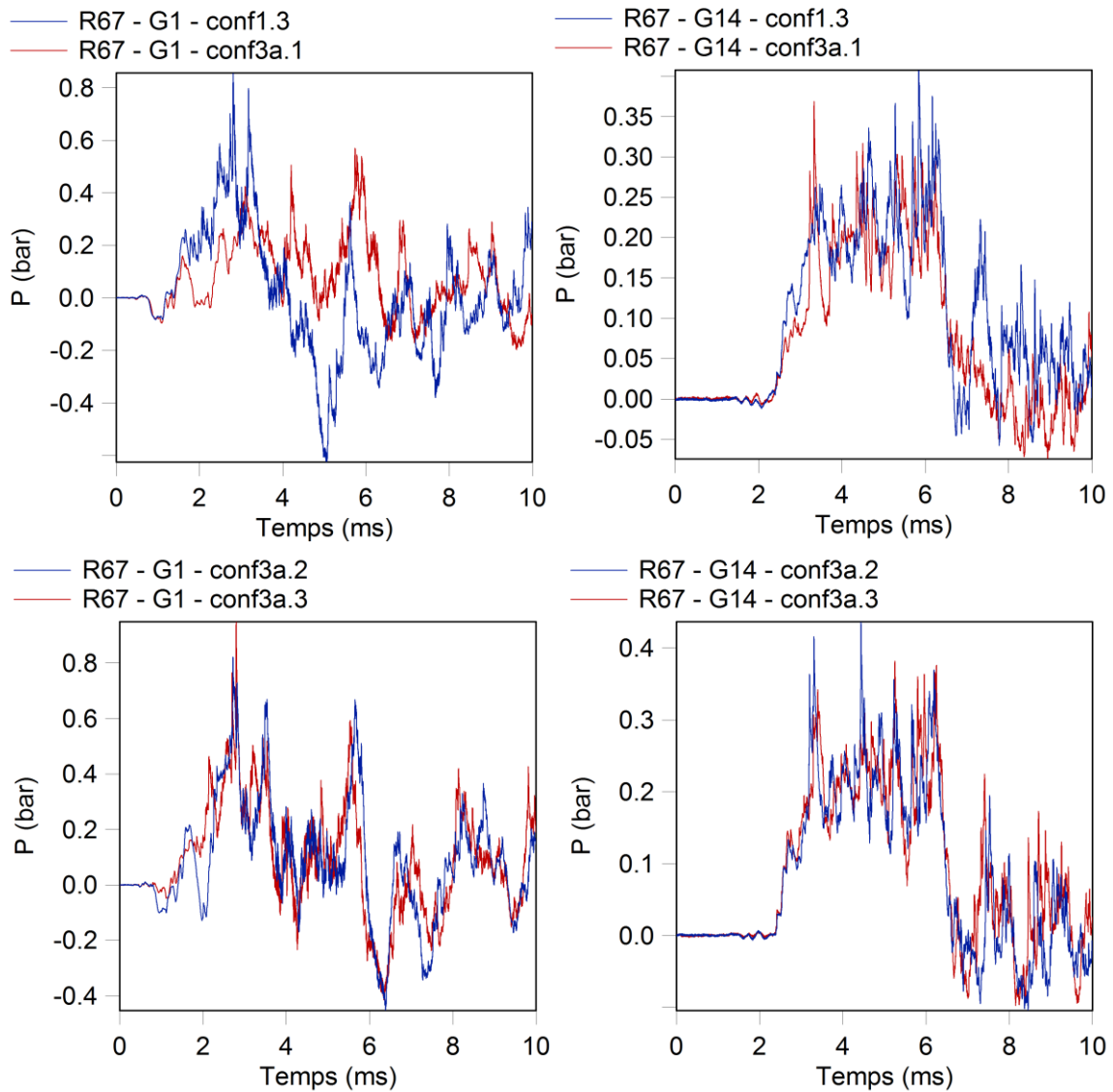


Figure V.3.13 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configuration 1.3 et en configuration 3a pour une charge de rayon 67 mm

En raison de la différence de parcours de l'onde pour atteindre ces deux capteurs, le temps d'arrivée de l'onde incident au capteur G14 est fortement supérieur (jusqu'à 38%) à la valeur obtenue pour le capteur G1. De plus, alors que les profils de pression sont assez similaires au capteur G14 quel que soit le degré d'ouverture de la cellule 2 (Figure V.3.13), il n'en est pas de même pour le capteur G1. La surpression incidente relevée au capteur G1 augmente de façon proportionnelle à la diminution de la longueur du mur, elle est en effet augmentée de 65% quand la taille du mur est diminuée de 66%. Quant à la surpression maximale, celle-ci augmente de 40% lorsque le degré d'ouverture de la cellule est réduit de 66%. Ainsi, le capteur G14 semble ne pas être affecté par la présence du mur en configuration 3a tandis qu'un effet protecteur apparaît pour le capteur G1. Ceci est certainement lié à l'augmentation du trajet de l'onde avec l'augmentation de la taille du mur MG2 observée au niveau du capteur G1 alors qu'il n'est pas modifié dans le cas du capteur G14.

Afin d'évaluer l'effet de l'orientation et du placement du mur, les profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 dans les configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 ont été tracés (Figure V.3.14). La différence de placement du mur induit une variation dans le trajet de l'onde incidente pour les deux capteurs et donc modifie les temps d'arrivée de l'onde incidente. En effet, tel qu'il a déjà été mentionné, le trajet de l'onde contourne le mur MG2 en configuration 3a pour atteindre le capteur G1 tandis que le trajet parcouru pour arriver au capteur G14 est identique au cas sans mur. L'inverse se produit en configuration 3b, l'onde devant contourner le mur MD2 pour atteindre le capteur G14 tandis que le trajet permettant d'atteindre le capteur G1 est identique à la configuration 1.3. En configurations 3c et 3d, le trajet de l'onde n'est pas modifié par la présence des murs. L'ensemble des valeurs de ces trajets sont reportées dans le Tableau V.3.8.

Tableau V.3.8 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G1 et G14 en configuration 3

	Chemin diffracté au capteur G1 (mm)	Chemin diffracté au capteur G14 (mm)
Configurations 1.3 (sans mur) et 3	688	1003
Configuration 3a.1 (MG2)	867	1003
Configuration 3a.2 (MG2)	784	1003
Configuration 3a.3 (MG2)	726	1003
Configuration 3b.1 (MD2)	688	1187
Configuration 3b.2 (MD2)	688	1102
Configuration 3b.3 (MD2)	688	1042

Au niveau du capteur G1 tant que du capteur G14, les profils de pression relevés en configurations 3c et 3d présentent des évolutions relativement similaires (Figure IV.3.1). Ainsi lorsque le mur ferme partiellement la cellule 3, l'influence de son orientation sur les capteurs G1 et G14 s'en trouve limitée. En effet, les temps d'arrivée de l'onde incidente présentent des écarts de 5% maximum pour les capteurs G1 et G14 entre ces deux configurations. De même, l'augmentation de la surpression par rapport au cas sans mur est similaire (20% en moyenne pour G1 et 25% pour G14). Ce n'est pas le cas des configurations 3a et 3b. Alors que la configuration 3a amène une augmentation de la surpression maximale (de 53% au maximum) par rapport au cas sans mur au niveau du capteur G1, elle la diminue (de 49% au maximum) en configuration 3b. Au niveau du capteur G14, seule la configuration 3a associée au degré d'ouverture le plus faible (25%) permet de diminuer la surpression par rapport au cas sans mur pour l'ensemble des charges évaluées (de 1% 24%).

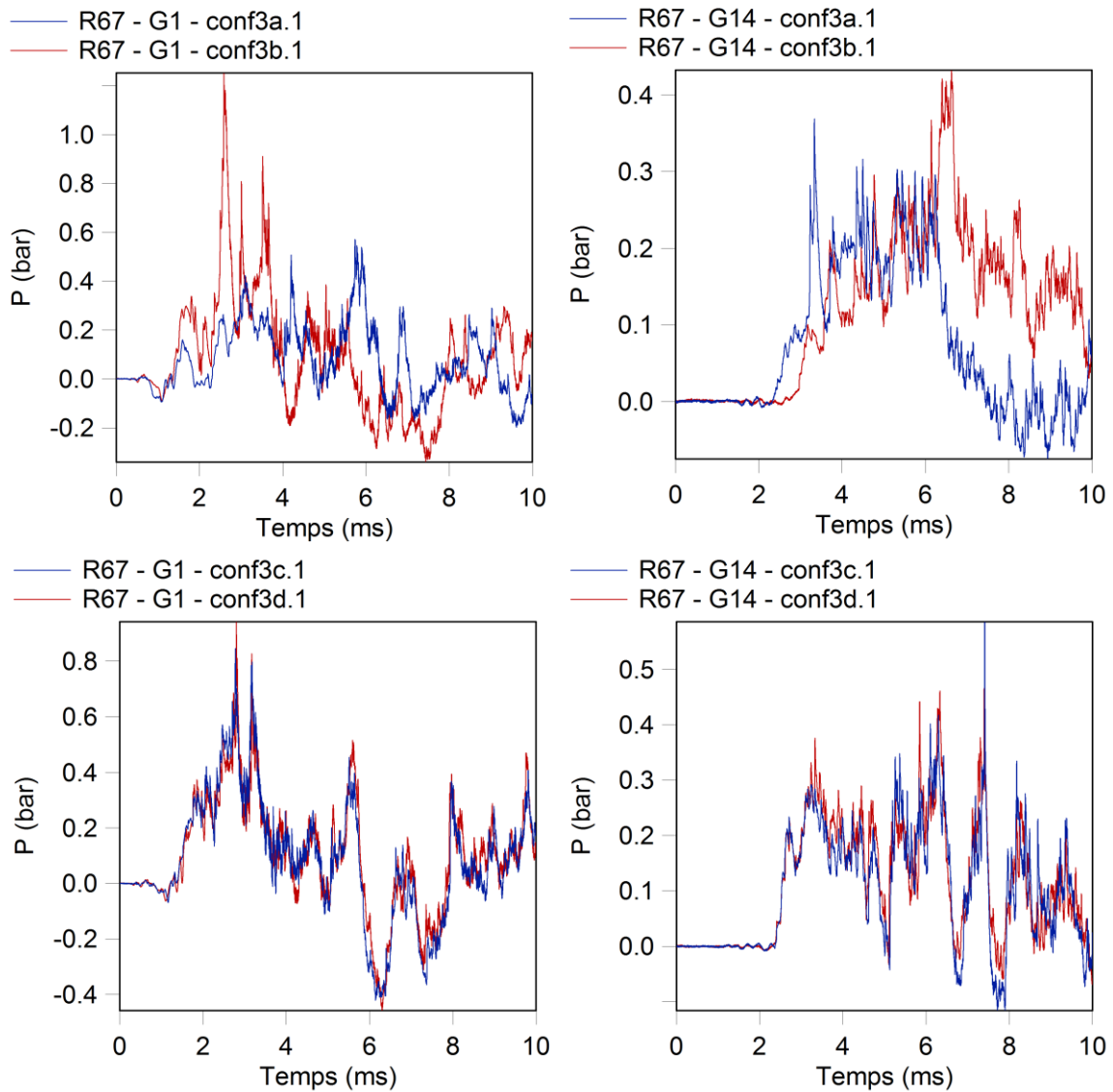


Figure V.3.14 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configurations 1.3, 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

V.3.2.2. Capteurs G2 et G13

Les capteurs G2 et G13 sont, dans leurs cellules respectives, placés à l'opposé des capteurs G1 et G14 (Figure V.1.1).

L'effet de la longueur du mur sur les capteurs G2 et G13 est évalué à travers l'analyse des profils de pression relevés dans les configurations 1.3 et 3a (Figure V.3.15). De même que pour les capteurs G1 et G14, la différence de parcours de l'onde pour les atteindre explique les variations dans le temps d'arrivée de l'onde incidente observées entre les deux capteurs. Les trajets sont similaires à ceux décrits pour les capteurs G1 et G14. Le Tableau V.3.9 présente les trajets de l'onde en configuration 3a pour les capteurs G2 et G13.

Tableau V.3.9 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G2 et G13 en configuration 3a

	Chemin diffracté au capteur G2 (mm)	Chemin diffracté au capteur G13 (mm)
Configuration 1.3 (sans mur)	688	1003
Configuration 3a.1 (MG2)	867	1003
Configuration 3a.2 (MG2)	784	1003
Configuration 3a.3 (MG2)	726	1003

Les profils de pression relevés au capteur G13 présentent des évolutions similaires quelle que soit la longueur du mur, contrairement au capteur G2 (Figure V.3.15). Toutefois la longueur du mur semble avoir un effet sur la surpression maximale relevée au capteur G13, celle-ci passant d'une atténuation de 41% par rapport à la configuration sans mur pour un degré d'ouverture de la cellule 2 de 25%, à une atténuation de 4 % pour un degré d'ouverture de 75%, soit une augmentation de 61% de la surpression pour une diminution de 66% de la longueur du mur. Le même phénomène est observé pour le capteur G2 avec cette fois une augmentation de 138% de la surpression pour une diminution de 66% de la longueur du mur.

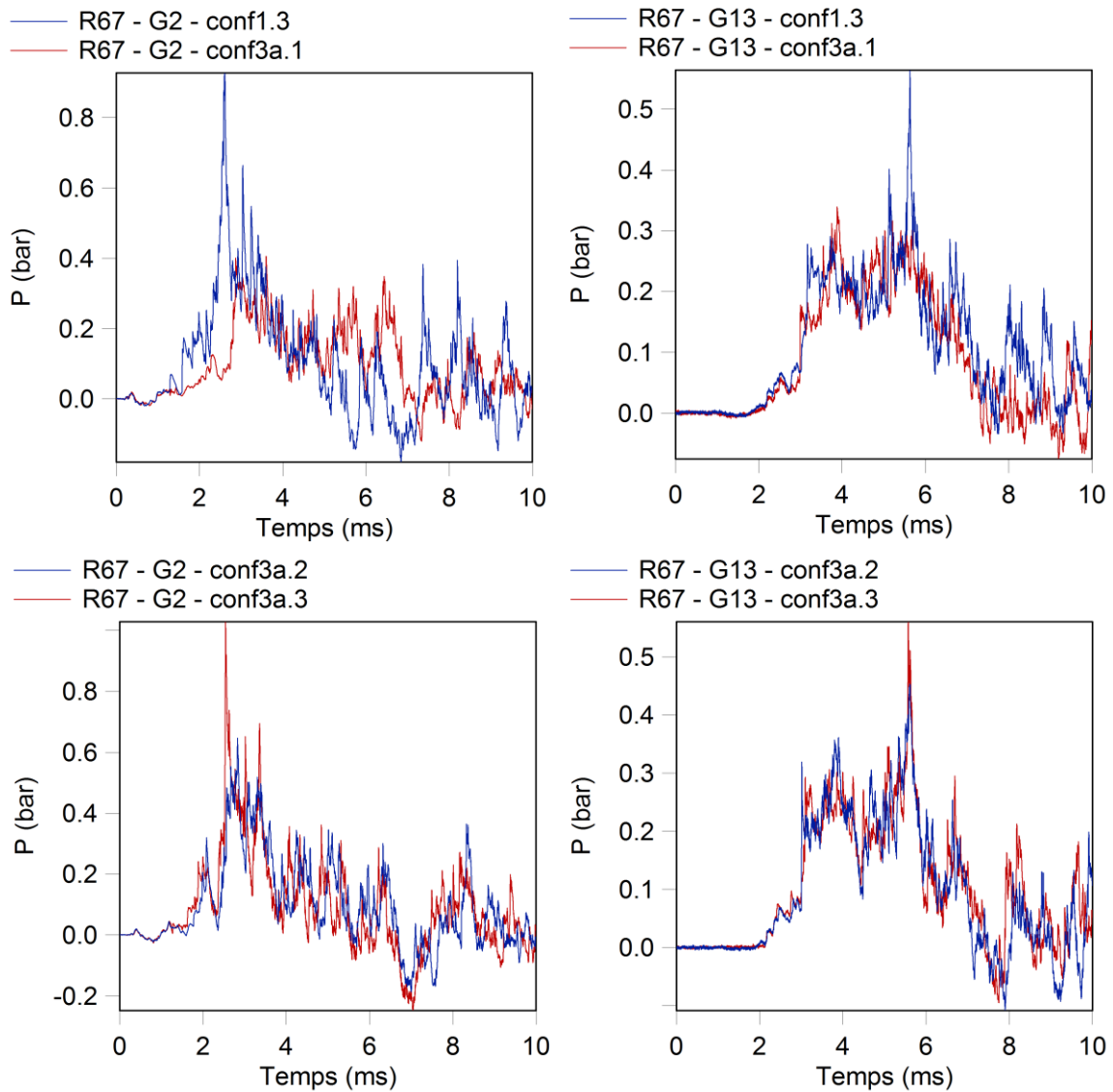


Figure V.3.15 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configuration 1.3 et en configuration 3a pour une charge de rayon 67 mm

Les profils de pression obtenus aux capteurs G2 et G13 pour les configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 avec une charge de rayon 67 mm sont fournis en Figure V.3.16. De même que pour G1 et G14, les profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configurations 3c et 3d présentent de grandes similitudes entre eux. La surpression maximale reste proche de la valeur obtenue en configuration 1.3 pour le capteur G2 (écart maximal de 14%), tandis que la surpression maximale au capteur G13 est diminuée par rapport au cas sans mur (écart moyen de 20%) en configuration 3c comme 3d. La surpression maximale vue aux capteurs G2 et G13 est donc toujours inférieure à celle de la configuration 1.3 ce qui diffère de ce qui avait été constaté pour le capteur G1.

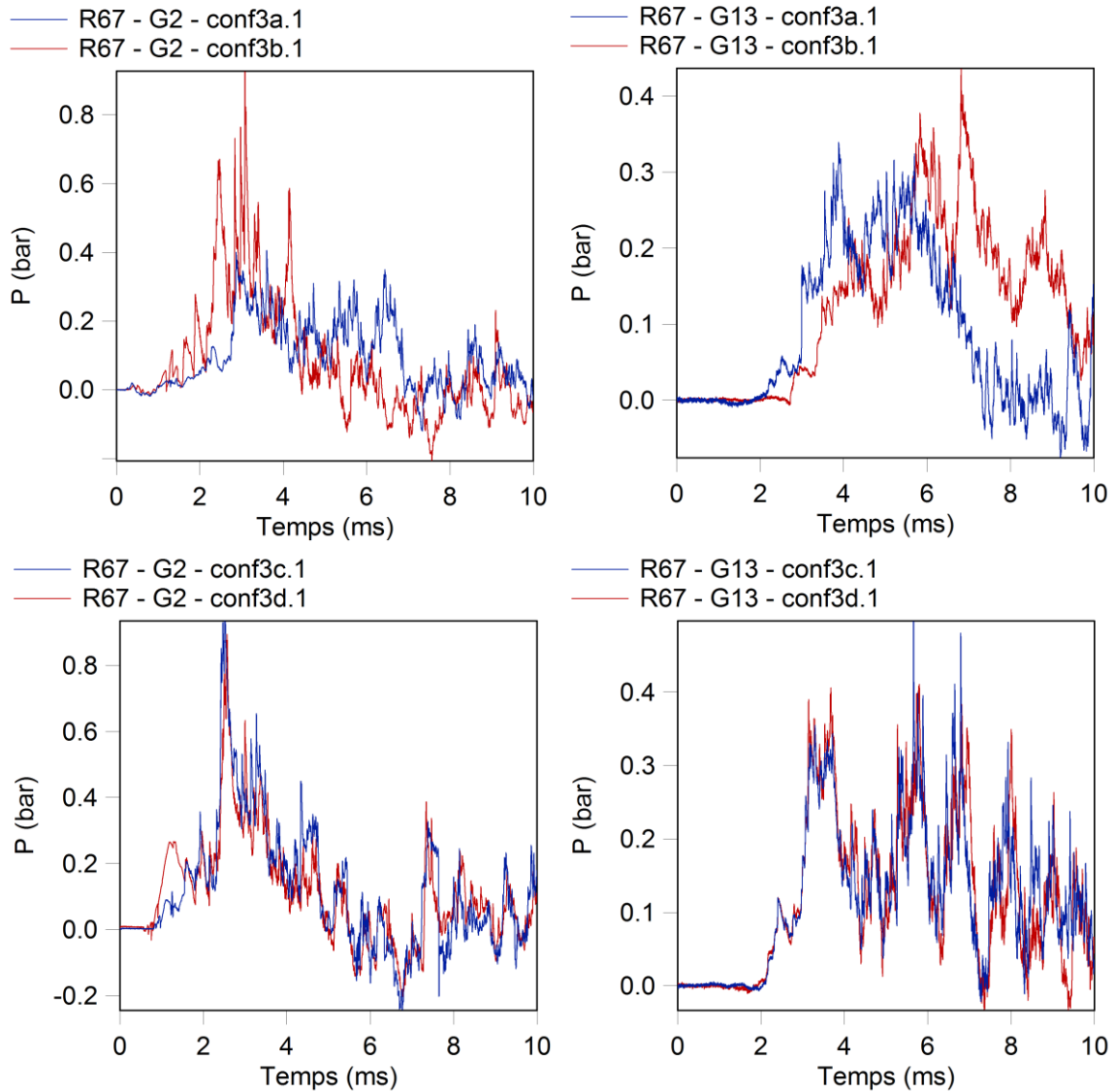


Figure V.3.16 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configurations 1.3, 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

V.3.2.3. Capteurs G3 et G15

Les capteurs G3 et G15 se trouvent en position centrée à la sortie de leurs cellules respectives (Figure V.1.1).

L'évolution des profils de pression relevés à ces deux capteurs en configurations 1.3 et 3a pour une charge de rayon 67 mm est reportée en Figure V.3.17. Le calcul des chemins diffractés se fait de la même façon que pour les capteurs G2 et G14 (Tableau V.3.10). En utilisant ces valeurs dans le polynôme de référence du temps d'arrivée (Éq. (III.1.5)), les temps d'arrivée estimés présentent un écart maximal de 7% avec les valeurs relevées sur les profils. Les ondes incidentes arrivant aux capteurs G3 et G15 sont donc des ondes diffractées. Aussi, la différence de distance entre la charge et les capteurs est responsable de l'arrivée plus tardive de l'onde incidente au capteur G15.

Tableau V.3.10 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G3 et G15 en configuration 3a

	Chemin diffracté au capteur G3 (mm)	Chemin diffracté au capteur G15 (mm)
Configuration 1.3 (sans mur)	440	754
Configuration 3a.1 (MG2)	618	754
Configuration 3a.2 (MG2)	535	754
Configuration 3a.3 (MG2)	478	754

Comme pour les autres capteurs de la cellule 4, les profils de pression obtenus en configuration 3a au capteur G15 sont très proches de celui de la configuration 1.3 quelle que soit la longueur du mur (Figure V.3.17). Ce n'est pas le cas pour le capteur G3, ni pour les autres capteurs de la cellule 1. Ces différences de comportement entre les deux cellules 1 et 4 peuvent s'expliquer par la différence dans le trajet de l'onde liée à l'augmentation de la taille du mur MG2 pour la cellule 1, tandis que ce trajet reste constant pour la cellule 4 (Tableau V.3.10). La surpression maximale au capteur G15 est inférieure en moyenne de 18% à celle rencontrée sans mur et augmente avec le degré d'ouverture de la cellule 2. Dans le cas du capteur G3, la présence d'un mur avec un degré d'ouverture d'au moins 50% augmente la surpression maximale d'environ 43% par rapport au cas sans mur, alors que pour un degré d'ouverture de 25%, la surpression maximale reste du même ordre qu'en configuration 1.3 (écart de 3%).

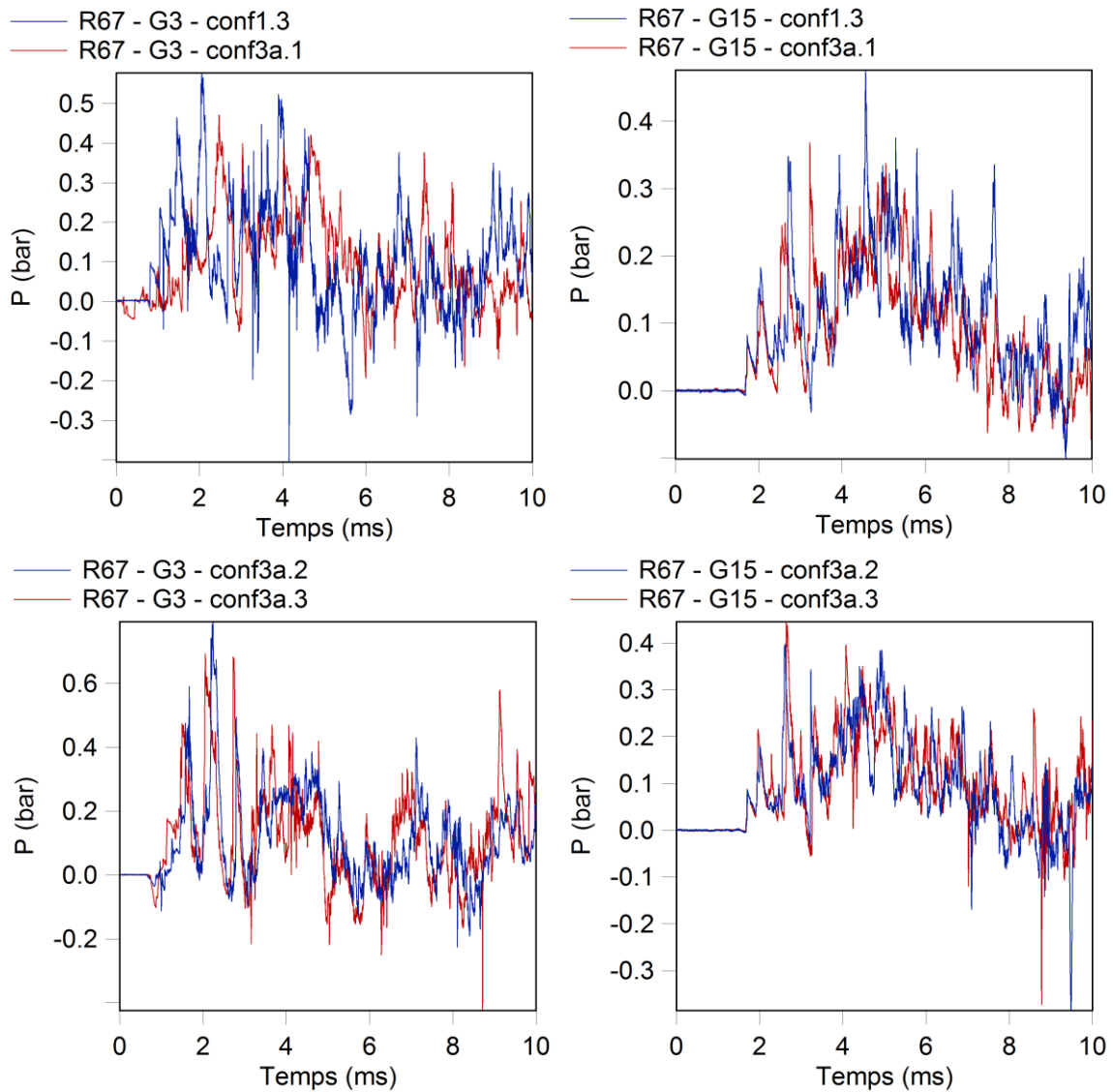


Figure V.3.17 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configuration 1.3 et en configuration 3a pour une charge de rayon 67 mm

L'effet du positionnement du mur sur la propagation de l'onde de choc au niveau des capteurs G3 et G15 se voit immédiatement lors de l'analyse des profils de pression obtenus aux capteurs G3 et G15 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 avec une charge de rayon 67 mm (Figure V.3.18). À l'instar des deux couples précédents, les profils de pression relevés aux capteurs G3 et G15 en configurations 3c et 3d sont similaires. Les surpressions maximales présentent en moyenne une augmentation de 20% par rapport au cas sans mur dans ces deux configurations. L'orientation du mur, quand il est placé dans la cellule 2, ne modifie pas l'évolution de la surpression maximale pour le capteur G3 ni pour le capteur G15. En effet, la surpression maximale relevée au capteur G15, en configuration 3b, est atténuée d'environ 13% en moyenne par rapport au cas sans mur, alors qu'elle était de 18% en configuration 3a. Au niveau du capteur G3, la surpression maximale en configuration 3b.1 est proche de la valeur obtenue en configuration 1.3 (écart de 1%) et est augmentée de 22% en moyenne pour un degré d'ouverture d'au moins 50%.

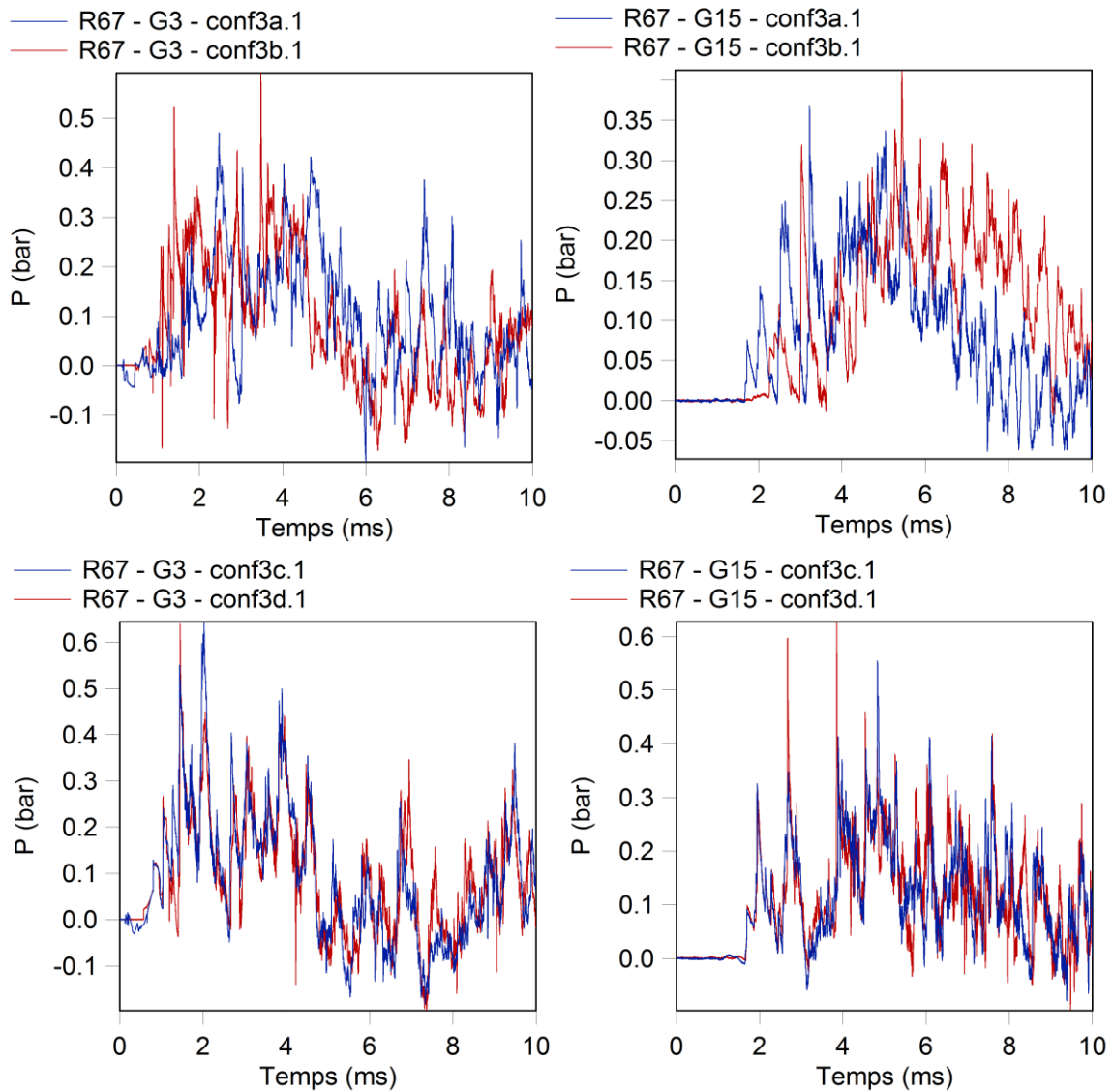


Figure V.3.18 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configurations 3a.1, 3b.1, 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

V.3.3. Étude phénoménologique du couloir

Afin de déterminer si l'ajout d'un mur fermant partiellement une des cellules de la maquette a un effet sur la propagation du choc dans le couloir, une analyse des profils de pression relevés aux capteurs G4, G12 et G16 est effectuée.

Les profils de pression enregistrés en configurations 1.3 et 3a sont présentés en Figure V.3.19 et Figure V.3.20. Alors que l'onde incidente doit contourner le mur MG2 pour parvenir au capteur G4, les trajets menant aux capteurs G12 et G16, en configuration 3a, restent inchangés par rapport au cas sans mur. Les valeurs des chemins diffractés sont regroupées dans le Tableau V.3.11.

Tableau V.3.11 : Calcul des chemins diffractés aux capteurs G4, G12 et G16 en configuration 3a

	Chemin diffracté au capteur G4 (mm)	Chemin diffracté au capteur G12 (mm)	Chemin diffracté au capteur G16 (mm)
Configuration 1.3 (sans mur)	437	434	747
Configuration 3a.1 (MG2)	611	434	747
Configuration 3a.2 (MG2)	529	434	747
Configuration 3a.3 (MG2)	473	434	747

Le trajet de l'onde étant différent suivant la position du capteur dans le couloir (Tableau V.3.11), des différences entre les temps d'arrivée des ondes incidentes apparaissent. De plus, alors que les profils de pression sont similaires pour les capteurs G12 et G16, ils diffèrent pour le capteur G4 (Figure V.3.19). Ceci s'explique par le fait que l'onde suit le même trajet qu'en configuration 1.3 pour les capteurs G12 et G16 alors qu'il est allongé pour le capteur G4 en raison de la position du mur. En ce qui concerne plus particulièrement l'effet de la longueur du mur, celui-ci semble assez marginal sur les capteurs G12 et G16 avec un écart d'environ 2% sur le temps d'arrivée du pic de surpression maximal. Il est plus important pour le capteur G4 avec un écart de 10%. De plus, une augmentation de la surpression maximale de 15% est observée en configuration 3a.1 par rapport à la configuration 1.3.

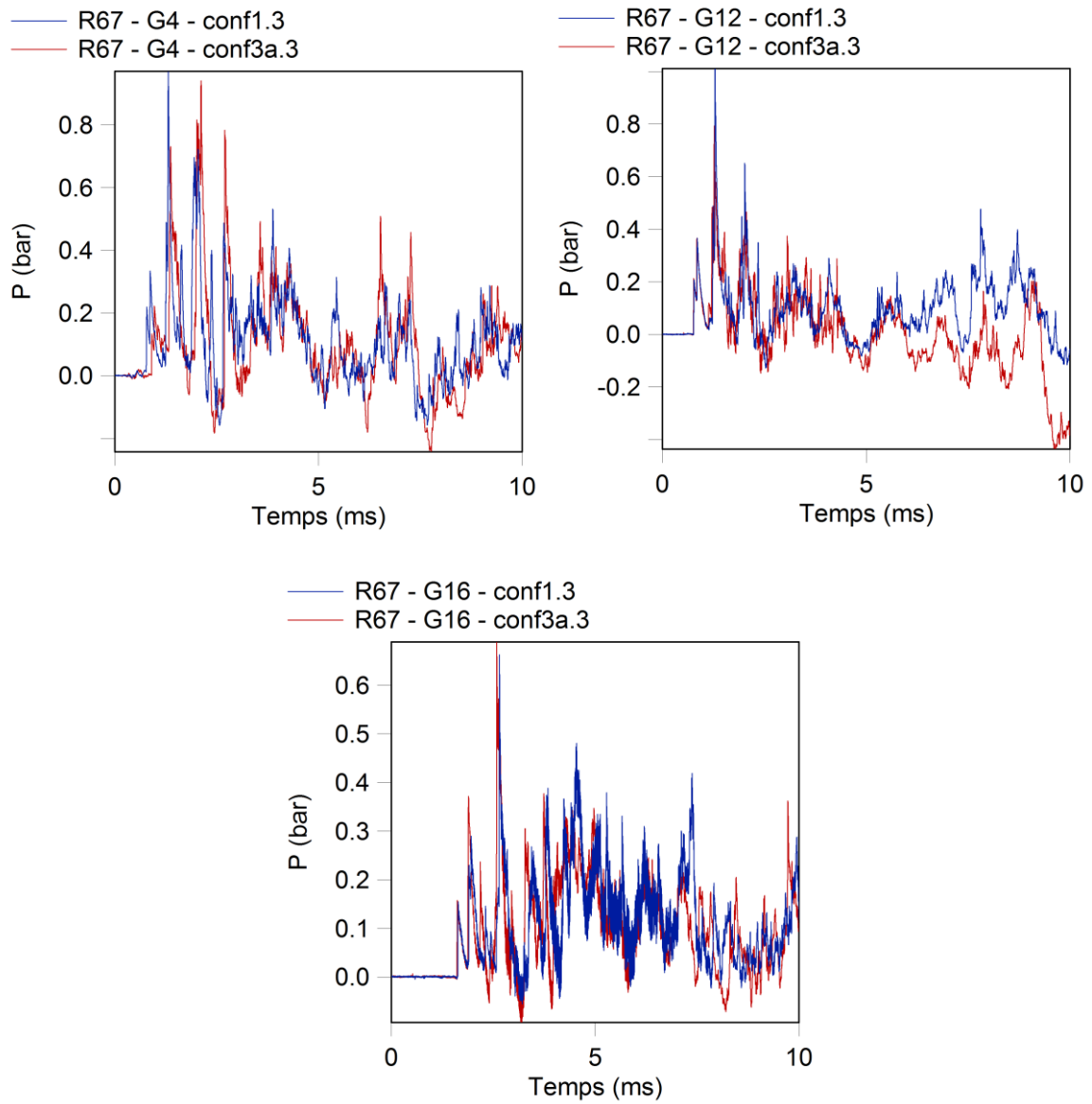


Figure V.3.19 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 1.3 et 3a.3 pour une charge de rayon 67 mm

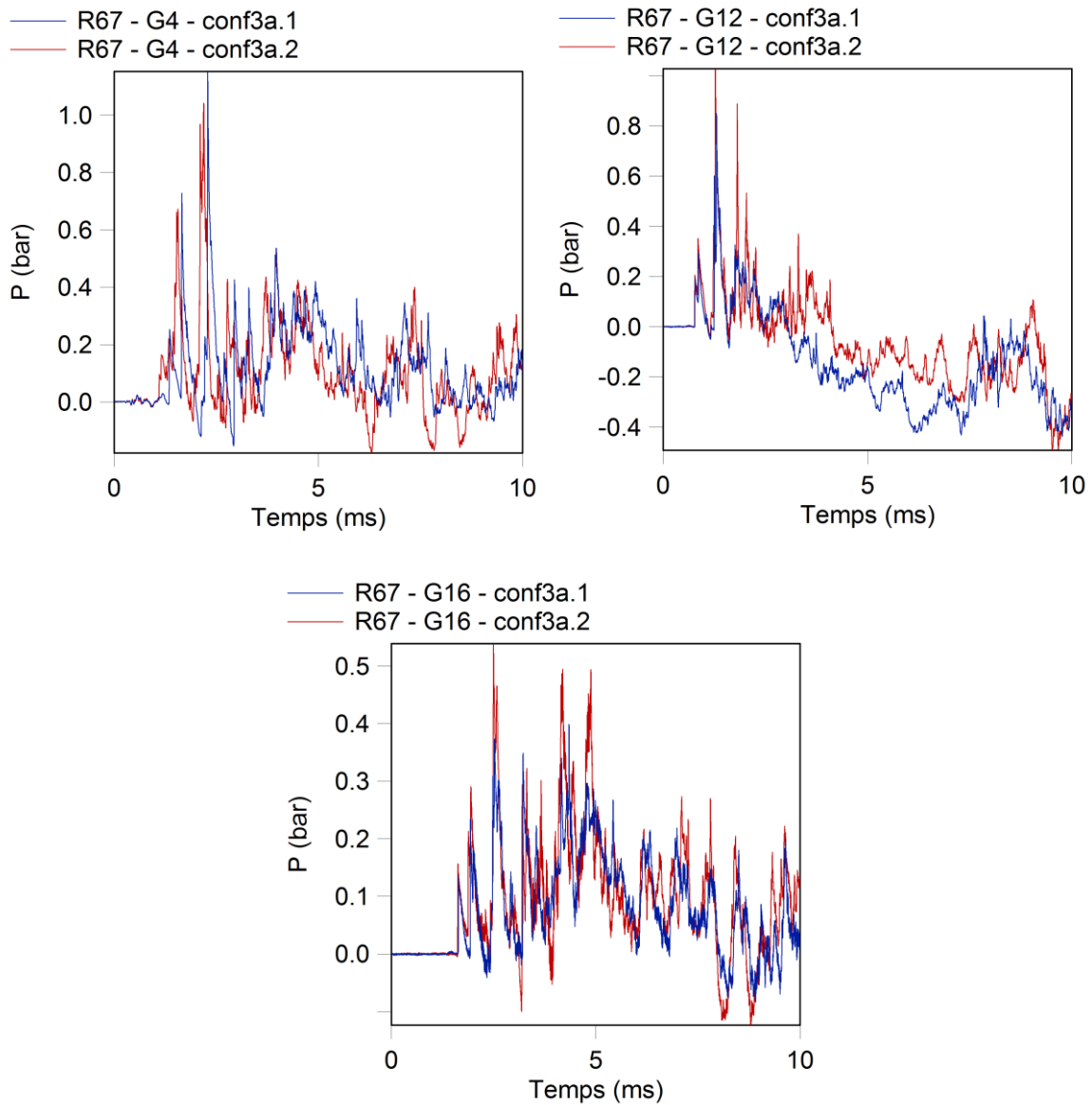


Figure V.3.20 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 3a.1 et 3a.2 pour une charge de rayon 67 mm

En revanche, le changement d'orientation et d'emplacement du mur semble avoir un effet non négligeable sur l'ensemble des capteurs du couloir (Figure V.3.21 et Figure V.3.22). Néanmoins, la similitude constatée entre les profils obtenus en configurations 3c et 3d pour les cellules 1, 3 et 4 se retrouve pour l'ensemble des capteurs du couloir (Figure V.3.22). L'orientation du mur, quand il vient fermer la cellule ne semble donc pas avoir d'influence sur l'évolution de la pression dans le couloir. Ceci est cependant nuancé par quelques écarts d'amplitude entre ces deux configurations, en particulier au niveau du capteur G12 (écarts de 22%), capteur situé face à la cellule 3. A contrario, les configurations 3a et 3b présentent des profils assez différents avec notamment des décalages temporels (décalage du pic de surpression maximal de 44% pour les capteurs G4 et G12 et de 46% pour G16). La cellule 2, cellule où est amorcée la détonation, étant partiellement fermée en configurations 3a et 3b, il est logique de trouver de grandes différences sur la propagation de l'onde de choc dans le couloir. En outre, les capteurs G4 et G12 montrent une certaine symétrie, avec des

profils similaires en configuration 3a pour G4 et 3b pour G12 et réciproquement. L'effet du mur sur la propagation de l'onde de choc dans le couloir est donc directionnel et symétrique par rapport à son orientation. En ce qui concerne la surpression maximale, en intégrant la configuration 1.3, elle est obtenue pour la configuration 3c au niveau des capteurs G12 et G16, tandis que la configuration 3a donne la surpression maximale au capteur G4. Ces valeurs sont augmentées par rapport au cas sans mur de 42% pour G12, de 6% pour G16 et de 15% pour G4. Aussi, le fait d'ajouter un mur pour venir partiellement fermer une cellule augmente la surpression dans le couloir mais suivant la position étudiée, le positionnement et l'orientation du mur menant à la surpression maximale varie.

Les fortes dépressions qui peuvent être observées sur les profils de pression (Figure V.3.21 et Figure V.3.22) peuvent être dues à une dérive thermique des capteurs du couloir.

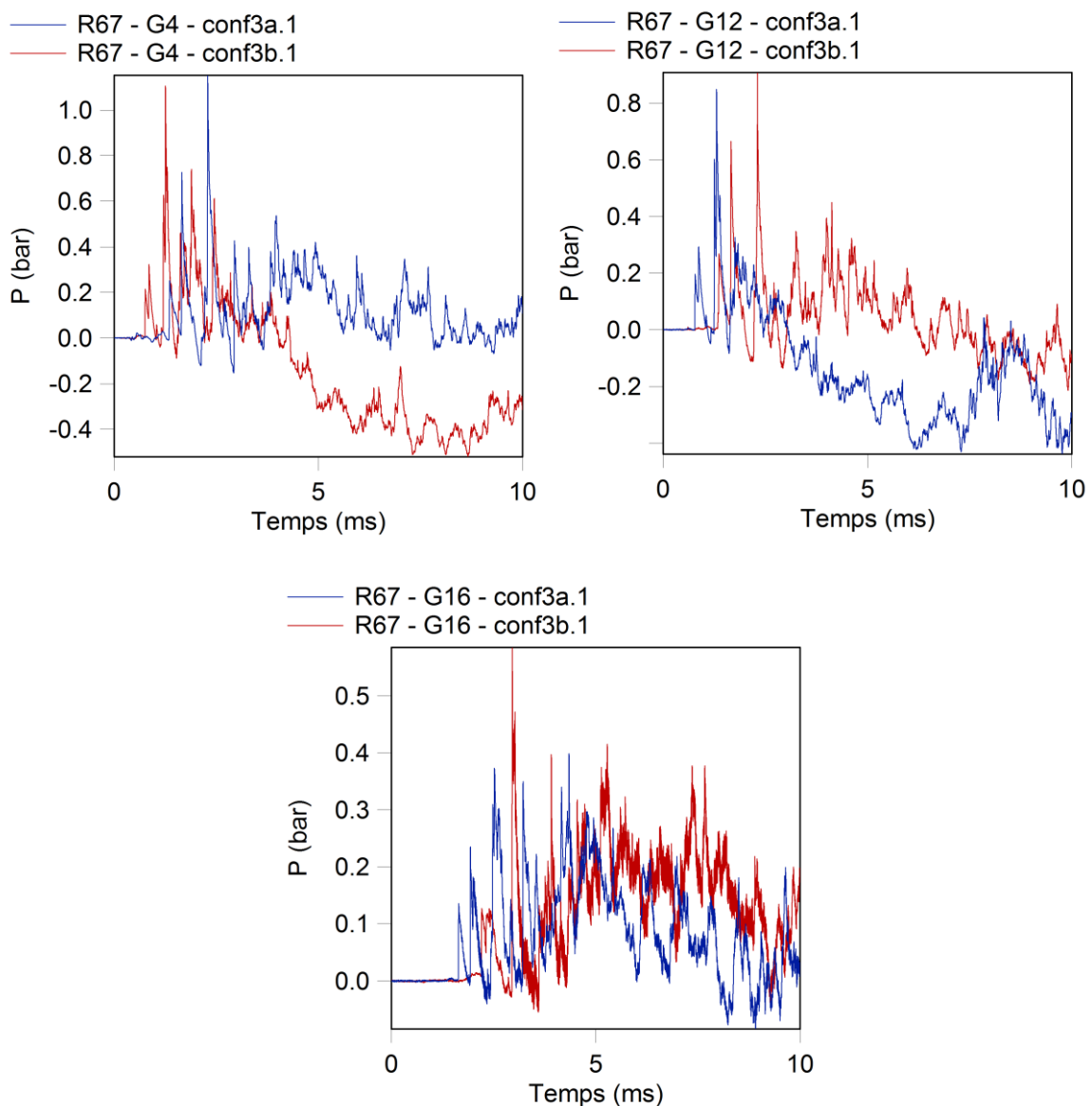


Figure V.3.21 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 3a.1 et 3b.1 pour une charge de rayon 67 mm

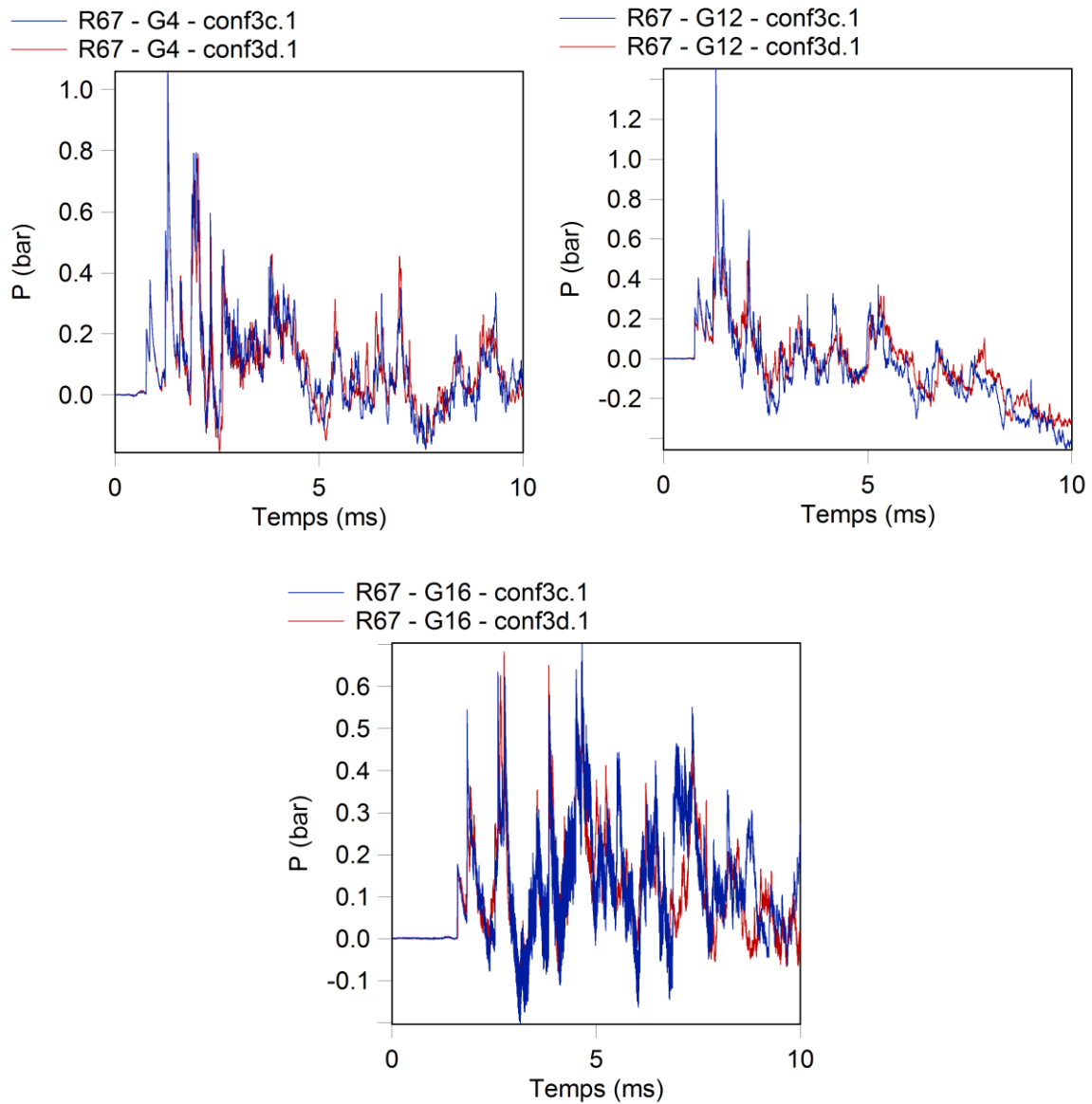


Figure V.3.22 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 3c.1 et 3d.1 pour une charge de rayon 67 mm

V.4. Effet du mur sur les paramètres de l'onde de choc dans l'ensemble de la maquette

Tel qu'il a pu être remarqué lors de l'analyse phénoménologique de la maquette, il est difficile de discerner une évolution simple de la surpression en fonction de la longueur et du placement du mur. Ainsi a-t-il été décidé, dans cette partie, d'analyser l'effet du mur sur l'évolution des paramètres de l'onde de choc.

V.4.1. Temps d'arrivée de l'onde incidente

À l'aide du jeu de distances réduites adapté au milieu confiné, le temps d'arrivée de l'onde incidente peut être représenté en fonction de Z_{conf} pour tous les points de mesure du bâtiment quels que soient l'emplacement du mur, le degré d'ouverture des cellules ou la masse de la charge (Figure V.4.1). Il est rappelé que la distance réduite en milieu confiné s'exprime sous la forme $Z_{conf} = R_{confiné} \cdot m_G^{-1/3}$ tandis que la distance réduite en champ libre a pour expression $Z = R_{directe} \cdot m_G^{-1/3}$ avec m_G la masse de la charge gazeuse, $R_{directe}$ la distance radiale en champ libre et $R_{confiné}$ la distance radiale tenant compte des obstacles au trajet de l'onde.

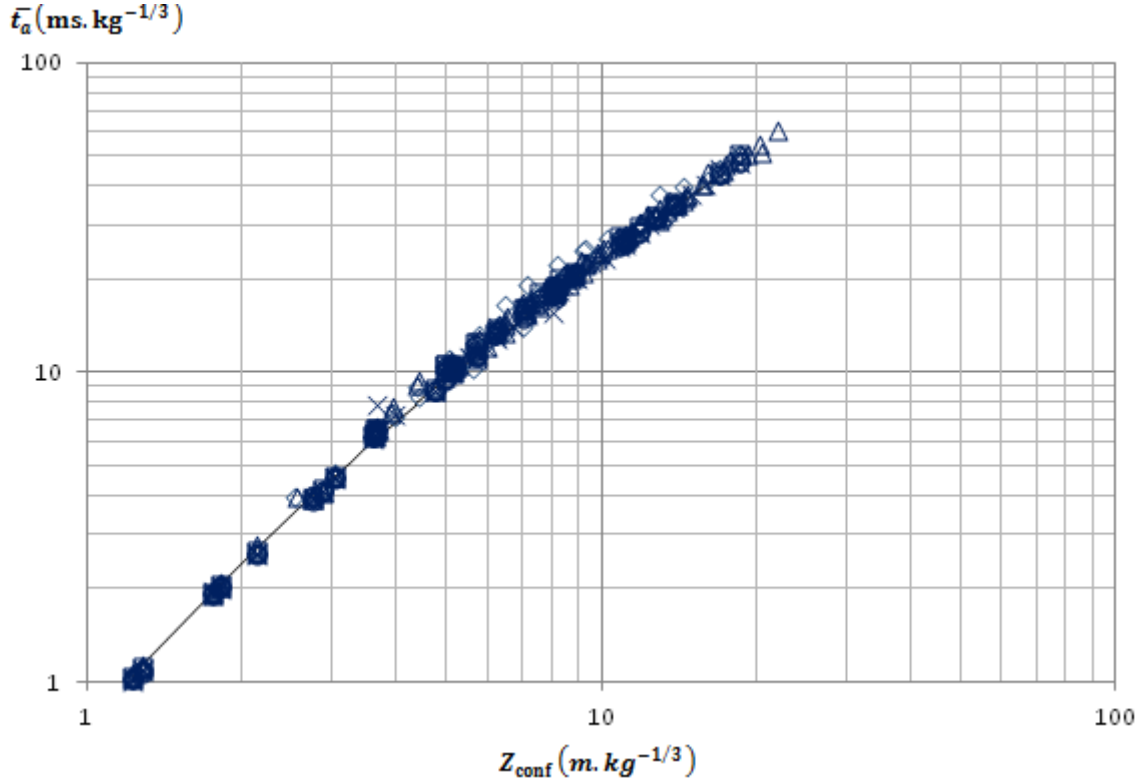


Figure V.4.1 : Corrélation entre le temps d'arrivée réduit de l'onde incidente en milieu confiné et en champ libre (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

Une très bonne corrélation est obtenue entre le temps d'arrivée réduit mesuré en milieu confiné et la référence établie en champ libre en utilisant les distances réduites adaptées au milieu confiné (Figure V.4.1). Ainsi, le temps d'arrivée réduit peut donc être prédit par l'équation (V.4.1) pour toutes les configurations présentées dans ce chapitre.

$$\ln(\bar{t}_a) = -0,3216 + 1,8031 \ln(Z_{conf}) - 0,0887 \ln(Z_{conf})^2 - 0,0368 \ln(Z_{conf})^3 + 0,0081 \ln(Z_{conf})^4 \quad (\text{V.4.1})$$

$$\text{avec } 1,229 \, m \cdot kg^{-1/3} \leq Z_{conf} \leq 21,990 \, m \cdot kg^{-1/3}$$

L'évolution du temps d'arrivée de l'onde incidente en fonction de la distance réduite en milieu confiné avait déjà pu être exprimée par la même équation lors de l'analyse de l'effet du volume des cellules

sur la propagation du choc dans la maquette (cf. Chapitre IV). Cette évolution est donc valable pour l'ensemble de ces paramètres (volume des cellules et degré d'ouverture).

V.4.2. Surpression incidente

La Figure V.4.2 présente l'évolution de la surpression incidente en fonction de la distance réduite en milieu confiné. Il peut être constaté qu'elle ne présente aucune loi d'évolution simple. Il apparaît également que la surpression incidente en milieu confiné est inférieure ou égale à la valeur qui serait relevée au niveau d'un capteur placé en champ libre à une distance correspondant à $Z = Z_{conf}$. Elle reste donc également toujours inférieure ou égale à la valeur du champ libre. La variation du degré d'ouverture des cellules ne remet ainsi pas en cause l'effet protecteur apporté par le milieu confiné sur la surpression incidente.

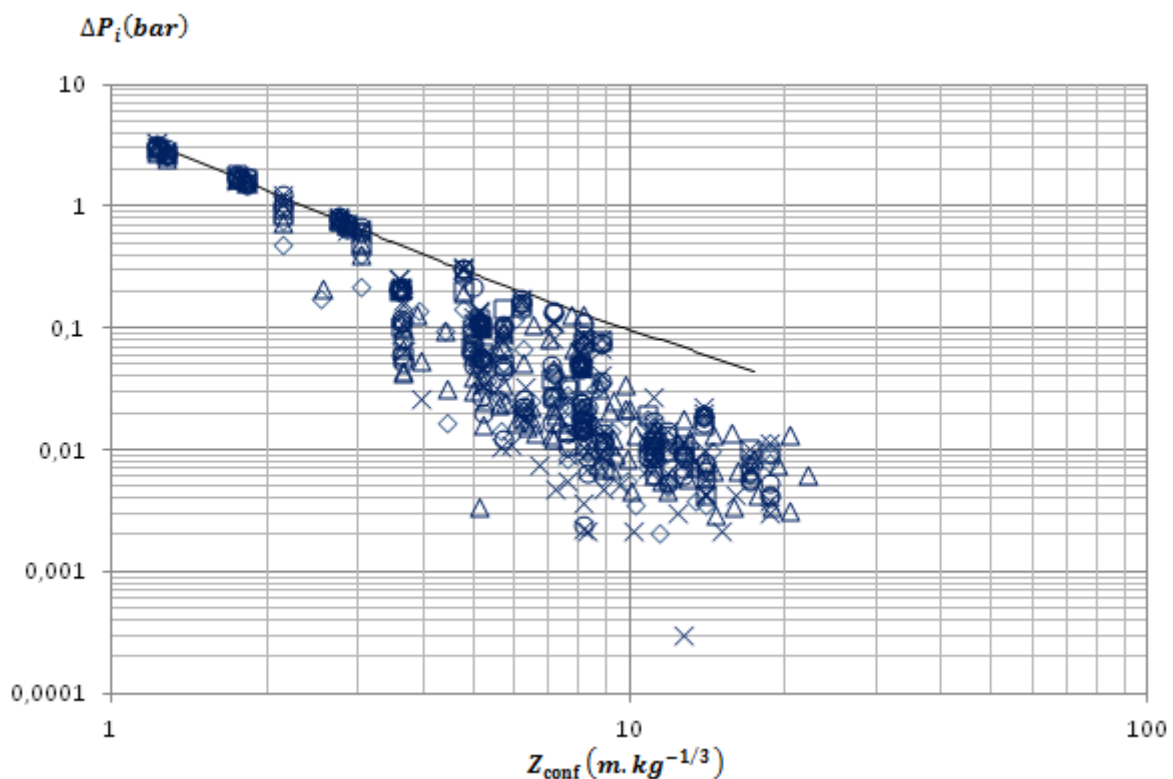


Figure V.4.2 : Évolution de la surpression incidente en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

V.4.3. Surpression maximale

La surpression maximale en milieu confiné est presque toujours supérieure ou égale à la valeur qui serait obtenue pour un capteur placé en champ libre à la distance réduite $Z = Z_{conf}$ quelle que soit la configuration étudiée (Figure V.4.3). Ceci signifie que le confinement génère, de façon générale, des niveaux de surpression supérieurs à ce qui serait obtenu en champ libre pour une onde de choc parcourant la même distance.

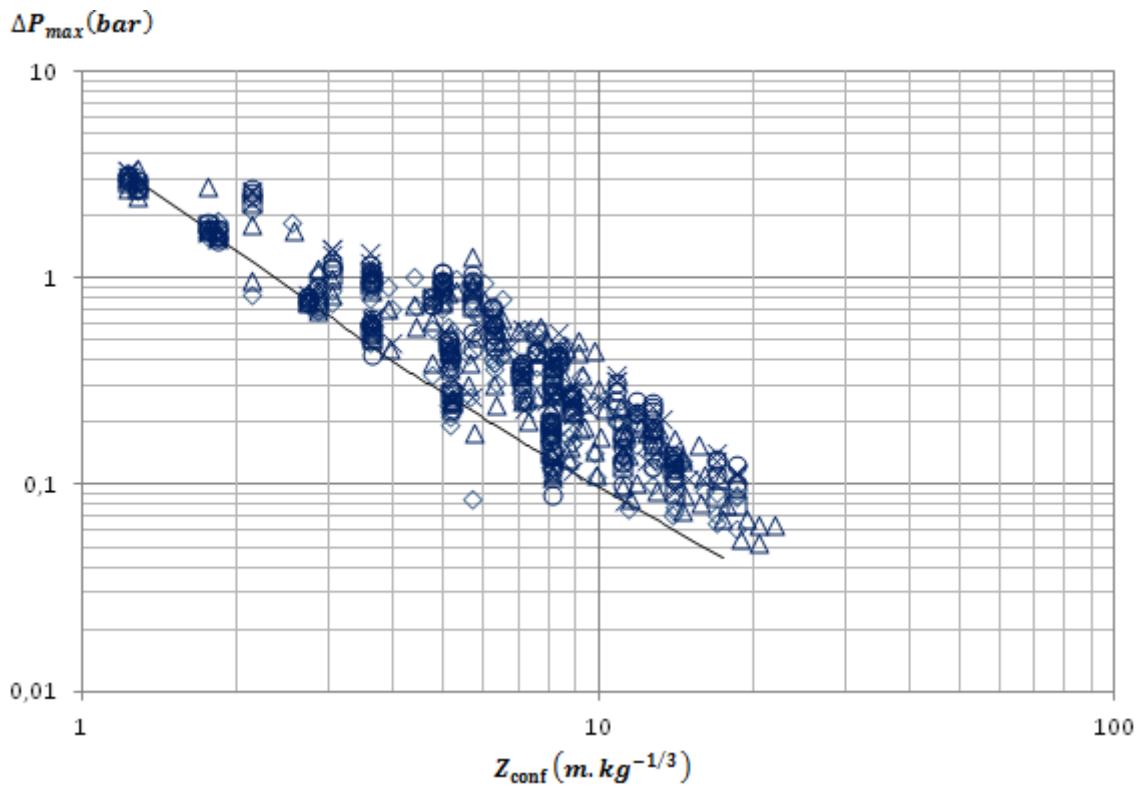


Figure V.4.3 : Évolution de la surpression maximale en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 3a (◇), 3b (Δ), 3c (x), 3d (○), 1.3 (□) et champ libre (-))

Lors de l'analyse de l'évolution de la surpression maximale en fonction du volume des cellules présentée au chapitre précédent, une loi décrivant l'évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du paramètre $C = (V/M)^{1/3} \cdot |y_{2-i}|/M^{1/3}$ avait été obtenue. Il a donc été décidé d'étendre cette loi afin de prendre en compte l'existence d'un degré d'ouverture des cellules. Le degré d'ouverture s'exprime sous la forme A_i/A_0 où A_i est l'aire de l'ouverture et A_0 l'aire de l'ouverture de la cellule lorsqu'il n'y a pas de mur. Un nouveau paramètre D vient multiplier le paramètre C pour décrire l'évolution de la surpression maximale en fonction du degré d'ouverture des cellules. Ce paramètre est donné par l'équation (V.4.2).

$$D = \frac{\sum_{j=1}^4 \left(\left(\frac{A_j}{A_0} \right)^n \cdot y_{2-j} \right)}{\sum_{j=1}^4 (y_{2-j})} \quad (\text{V.4.2})$$

Il est rappelé que y_{2-j} est la distance séparant le centre de la cellule 2 du centre de la cellule j considérée. Cette distance est prise égale à 1 pour la cellule 2. Le facteur n prend la valeur 1 ou -1 suivant l'emplacement et l'orientation du mur M par rapport à la cellule considérée. Les valeurs de ce facteur pour les différentes configurations sont données dans le Tableau V.4.1.

Tableau V.4.1 : Valeurs du facteur n pour les cellules 1, 3 et 4 suivant la position du mur M

Position du mur M	Cellule 1	Cellule 3	Cellule 4
MG2	-1	1	1
MD2	1	-1	-1
MG3	1	-1	1
MD3	1	-1	-1

L'évolution de la surpression maximale en fonction de $C \cdot D$ est reportée en Figure V.4.4 pour l'ensemble des configurations 1 à 3 à l'exception des configurations 3a.1 et 3b.1.

$$C \cdot D = \left(\frac{V}{M}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{\sum_{j=1}^4 \left(\left(\frac{A_j}{A_0}\right)^n \cdot y_{2-j}\right)}{\sum_{j=1}^4 (y_{2-j})}$$

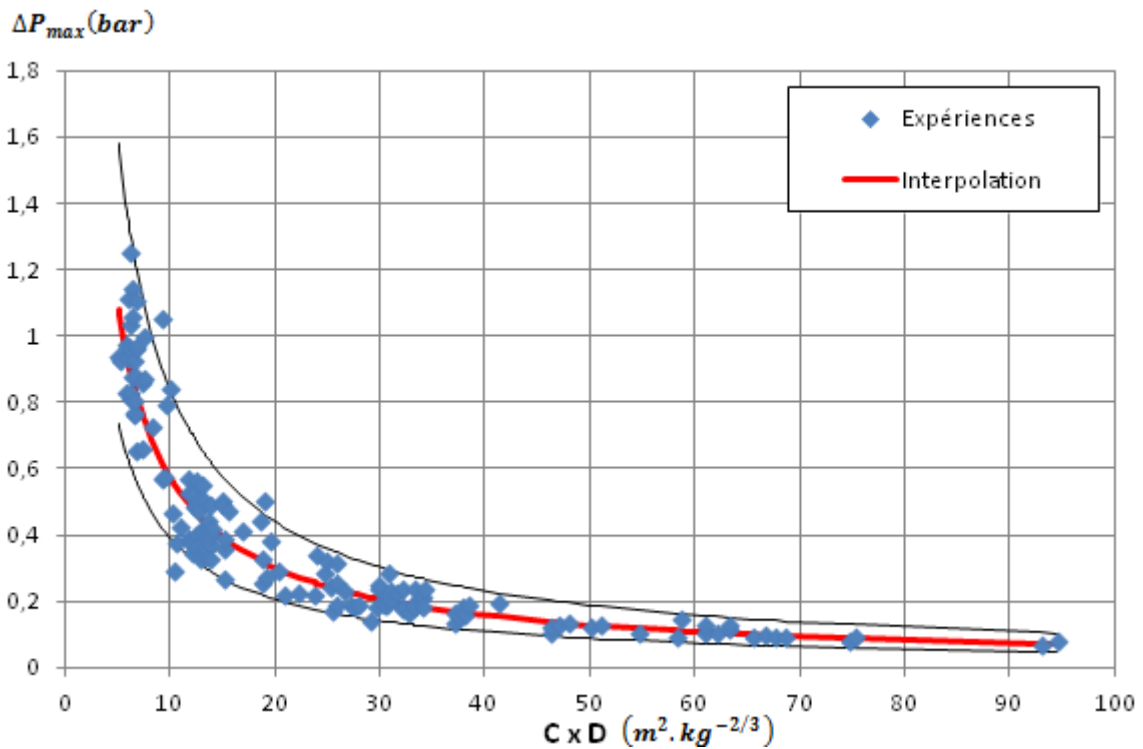


Figure V.4.4 : Évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du produit $C \cdot D$ dans les configurations 1 à 3

La Figure V.4.4 semble présenter une évolution en loi puissance de la surpression maximale en fonction du paramètre $C \cdot D$. La valeur de la surpression maximale des cellules est alors donnée par l'équation (V.4.3).

$$\Delta P_{max} = 4,933 \left[\left(\frac{V}{M}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{\sum_{j=1}^4 \left(\left(\frac{A_j}{A_0}\right)^n \cdot y_{2-j}\right)}{\sum_{j=1}^4 (y_{2-j})} \right]^{-0,9329} \quad (V.4.3)$$

$$\text{avec } 5,105 \leq C \cdot D \left(m^2 \cdot kg^{-2/3} \right) \leq 94,564$$

Une bonne corrélation est observée entre cette équation et les données expérimentales avec un coefficient de régression $R^2=0,930$.

Il faut néanmoins rappeler que la cellule 2, cellule dans laquelle est initiée la charge, est exclue de cette interpolation puisque le maximum de surpression dans cette cellule est la pression de détonation ainsi que les configurations 3a.1 et 3b.1 pour lesquelles il n'a pas été possible de trouver de lois prédictives. De même que dans le chapitre précédent, un intervalle de confiance à 90% a été tracé (courbes noires) pour cette loi en Figure V.4.4.

La valeur de la surpression maximale à l'intérieur d'une cellule peut ainsi être calculée à l'aide de l'équation (V.4.3) pour des variations du volume des cellules ou de leur degré d'ouverture avec un pourcentage d'erreur moyen de 15%.

V.5. Conclusions

Ce chapitre a pour objet l'étude de l'effet d'un mur venant partiellement fermer soit la cellule émettrice, c'est-à-dire la cellule où est initiée la détonation, soit une cellule réceptrice, sur la propagation de l'onde de choc dans la structure. Plusieurs essais à échelle réduite ainsi que des simulations numériques ont été conduits dans douze configurations en faisant varier la longueur du mur et son emplacement.

L'analyse des profils de pression dans ces différentes configurations a mis en avant la complexité de ces signaux ainsi que la difficulté à analyser l'effet des paramètres que sont la longueur du mur ou son positionnement sur la propagation de l'onde de choc. Il en ressort néanmoins que le mur amène un effet protecteur dans certaines configurations mais cet effet varie suivant la cellule considérée et peut même aller jusqu'à s'avérer défavorable pour une autre cellule. En particulier, la configuration 3b donne des niveaux de pression globalement plus faibles que sans mur pour un degré d'ouverture de la cellule 2 de 25% avec des réductions pouvant atteindre 78%. Toutefois, cette configuration augmente de 33% la surpression maximale de façon localisée au niveau du capteur G1. La configuration la plus pénalisante pour le plus grand nombre de capteur est celle où le mur est en position MG3 associé à un degré d'ouverture de 75% avec jusqu'à 65% d'augmentation de la surpression maximale par rapport au cas sans mur. Cette configuration permet néanmoins de protéger la cellule 3.

Des compromis sont donc à faire afin d'assurer la meilleure protection dans l'ensemble du bâtiment. Il serait alors intéressant de regarder l'effet de deux murs combinés, un sur la cellule émettrice, l'autre sur une cellule réceptrice. Ceci n'a cependant pas pu être mené dans cette étude faute de temps.

En s'intéressant aux paramètres de l'onde de choc pour l'ensemble des configurations étudiées dans ce chapitre, une très bonne corrélation entre le temps d'arrivée de l'onde incidente et la courbe de référence établie en champ libre a pu être obtenue. En introduisant un nouveau paramètre pour tenir compte du degré d'ouverture des cellules, la loi obtenue lors de l'analyse de l'effet du volume des

cellules a pu être étendue à l'ensemble de ces configurations à l'exception des configurations 3a.1 et 3b. La suppression maximale dans les cellules peut alors être prédite en fonction du volume des cellules ou de leur degré d'ouverture.

CHAPITRE VI

Effet de la présence de chicane sur la propagation des ondes de choc dans le système multi-chambres

Dans les deux chapitres précédents, l'effet d'une variation du volume des cellules puis celui du degré d'ouverture des cellules sur la propagation d'une onde de choc en milieu confiné a été analysé. Ainsi, des lois prédictives permettant d'évaluer les valeurs de la surpression maximale dans les cellules ont pu être établies.

Une dernière configuration, dénommée configuration 4, a été étudiée afin d'évaluer l'effet de chicanes situées aux extrémités de la structure sur la propagation du choc dans la cellule.

VI.1. Rappel du montage expérimental

Le montage expérimental a été décrit en détail dans le chapitre II. À la différence des configurations étudiées précédemment, la maquette utilisée ici n'est plus entièrement confinée. En effet, deux chicanes viennent ouvrir les deux parois latérales $Pe1$ et $Pe3$ de la structure et donnent sur deux couloirs de largeurs identiques (C_{ex}). Ces deux couloirs sont limités par des parois $Pl1$ et $Pl2$ plus longues que la structure multi-chambres et sont ouverts sur l'extérieur aux deux extrémités (Figure VI.1.1).

Tableau VI.1.1 : Dimensions de la configuration 4

Configuration 4				
Échelle 1/15 ^{ème}	Distance (mm)			
	4.1	4.2	4.3	4.4
L1	1656			
L	1310			
X0	1086			
X	586			
X1,5	382,5	255	127,5	0
ch	127,5	255	382,5	510
cex	250			
cey	135			
e	38			
h	240			
Yi	280			
X2,3,4	410			
ci	100			

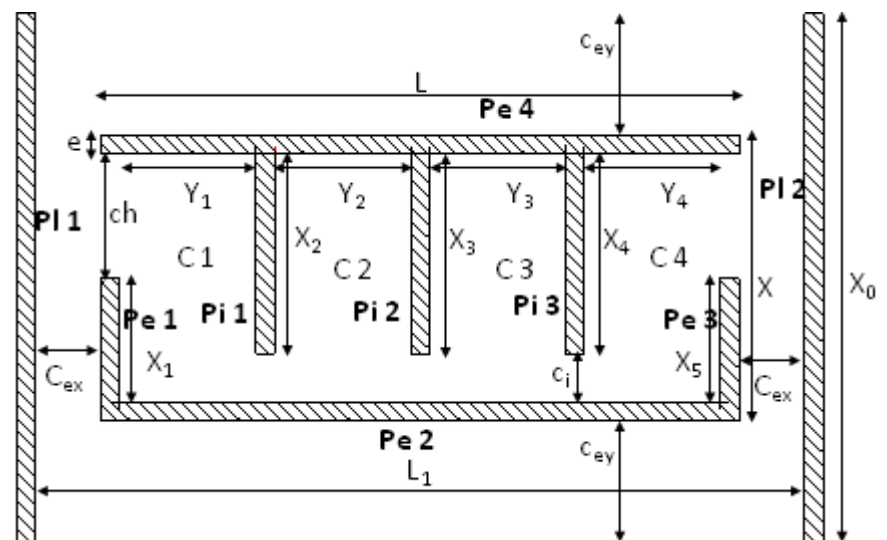


Figure VI.1.1 : Schéma de principe de la configuration 4

Quatre longueurs de ces chicanes sont évaluées représentant des degrés d'ouverture des parois de 25% ($ch = 127,5$ mm), 50% ($ch = 255$ mm), 75% ($ch = 382,5$ mm) et 100% ($ch = 510$ mm). Ces différents degrés d'ouverture des parois correspondent aux sous-configurations 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4. À ces quatre configurations étudiées ici vient s'ajouter la configuration 1.3, configuration de référence, avec un degré d'ouverture des parois $Pe1$ et $Pe3$ nul. Des symboles sont affectés à chaque sous-configuration et seront utilisés dans les figures présentées dans ce chapitre (Tableau VI.1.2), la référence obtenue en champ libre sera représentée par une courbe continue.

Tableau VI.1.2 : Affectation des symboles utilisés dans les figures à chaque sous-configuration de la configuration 4

Configuration	4.1	4.2	4.3	4.4	1.3
Symbole	◊	Δ	x	○	□

La détonation est amorcée au centre de la cellule 2. Suite à l'apparition des chicanes et des deux couloirs extérieurs, quatre capteurs ont été ajoutés par rapport à la configuration 1.3 et sont placés dans les couloirs extérieurs tel qu'indiqué en Figure VI.1.2.

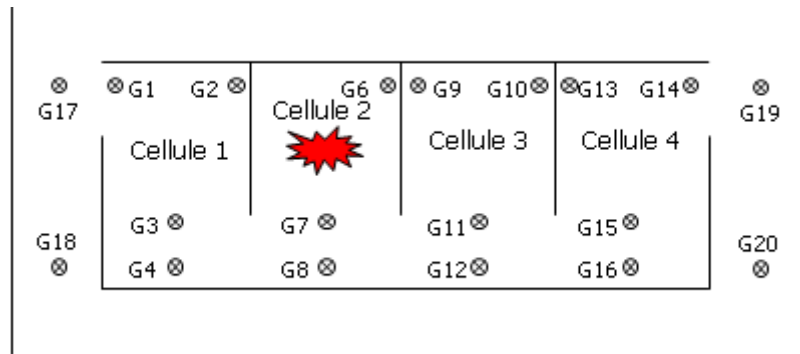


Figure VI.1.2 : Disposition générique des capteurs dans la maquette

VI.2. Influence des chicanes sur la cellule où est générée la détonation

La propagation des ondes de chocs dans la cellule où se trouve la charge est mesurée à l'aide des capteurs G6 et G7. Avec le capteur G8, ces trois capteurs sont les seuls à être en vue directe de la charge.

Seuls les profils de pression obtenus pour une charge de 67 mm sont reportés ici. Les réflexions porteront malgré tout sur l'ensemble des charges.

VI.2.1. Capteurs G6 et G7

À l'exception de la présence des chicanes et des couloirs extérieurs, la maquette présente une structure identique à celle de la configuration de référence, c'est-à-dire la configuration 1.3. Afin d'estimer l'impact de ces modifications sur la cellule où est amorcée la détonation, les profils de pression relevés au capteur G6 ont été tracés pour les configurations 1.3 et 4 (Figure V.2.1).

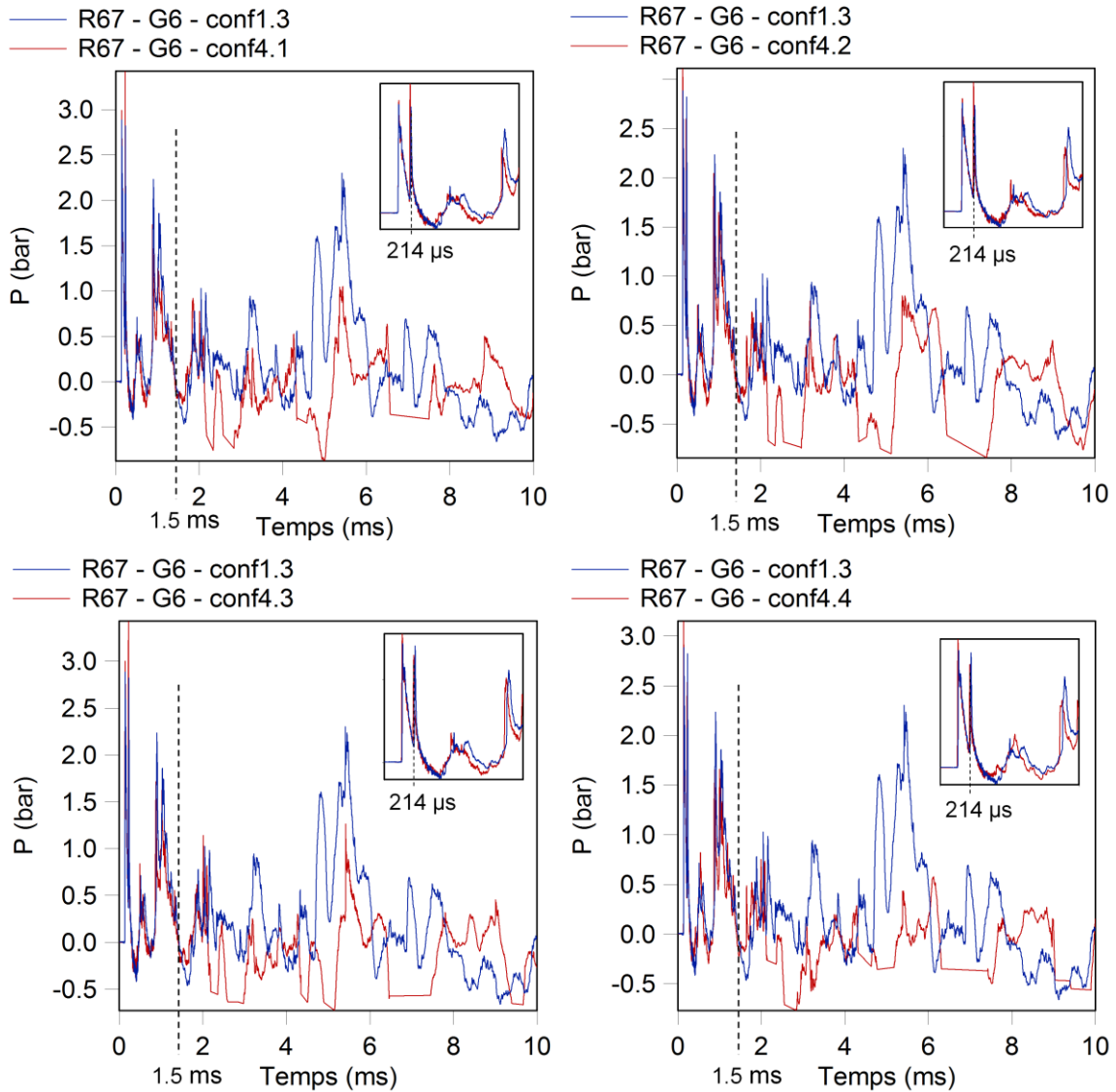


Figure VI.2.1 : Profils de pression relevés au capteur G6 en configurations 1.3 et 4 pour une charge de rayon 67 mm

Les profils de pression relevés au capteur G6 présentent tous un pic incident identique à celui rencontré dans la configuration de référence ainsi qu'en champ libre tel qu'attendu, le capteur G6 étant en vue directe de la charge. Il apparaît également, en prenant en compte l'erreur expérimentale sur l'amplitude des pics de pression (10%), que les profils de pression obtenus en présence de chicanes se superposent bien à ceux de la configuration 1.3 pendant les premiers instants (jusqu'à 1,5 ms) quels que soient les degrés d'ouverture des parois Pe1 et Pe3. En particulier, le premier pic réfléchi observé à 214 μ s en configuration 1.3 est également visible sur les profils de pression enregistrés en présence des chicanes. De plus, les surpressions maximales coïncident avec celle de la configuration 1.3 (écart maximal de 11%). Aussi, la présence de la chicane ainsi que son degré d'ouverture ne semble pas avoir d'influence notable sur l'évolution de la pression au niveau du capteur G6.

La propagation de l'onde de choc dans la maquette en configuration 4.4 a également été calculée par simulation numérique. Le profil de pression ainsi obtenu au capteur G6 est comparé avec le profil

expérimental et avec la simulation de la configuration 1.3 (Figure V.2.2). Il en ressort que la simulation concorde assez bien avec l'expérience jusqu'à 2 ms avec, en particulier, des écarts de 6% sur le temps d'arrivée et de 15% sur la surpression pour le pic incident. En ce qui concerne la comparaison des deux simulations effectuées en configurations 1.3 et 4.4, il apparaît que les deux profils se superposent jusqu'à environ 5 ms. L'amplitude de la courbe de pression de la configuration 4.4 est ensuite inférieure de 50% en moyenne à celle relevée dans la configuration 1.3. Ceci pourrait s'expliquer par la présence des chicanes et donc la rupture du confinement qui permet à la pression de s'évacuer par les côtés de la maquette. La simulation confirme donc ce qui avait été observé expérimentalement, à savoir que la présence des chicanes ne semble pas avoir d'effet notable quant à la propagation de l'onde de choc au niveau du capteur G6 sur les premiers instants.

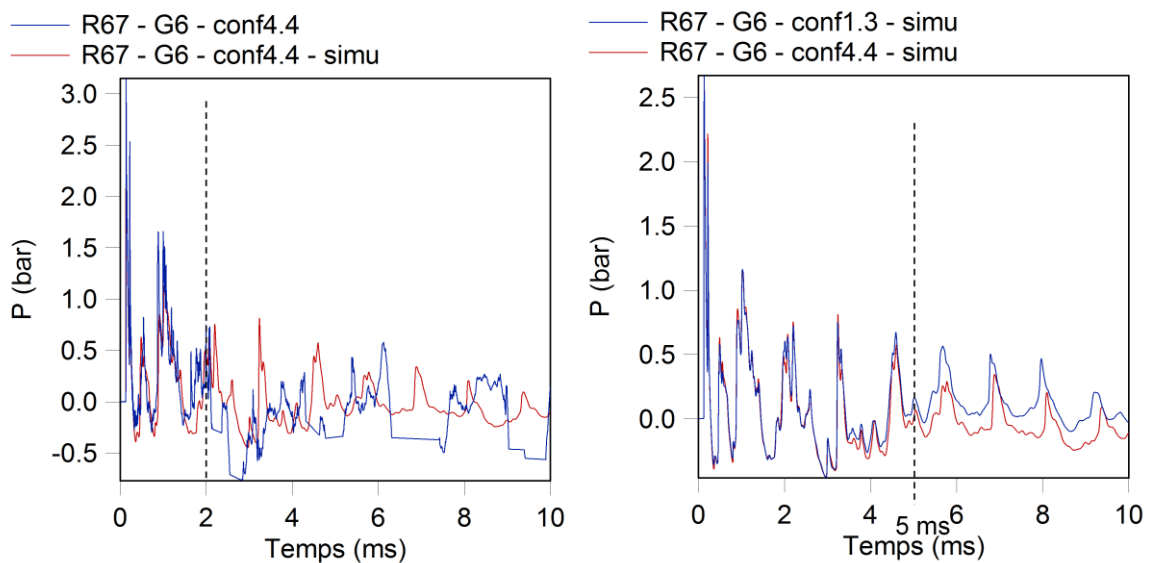


Figure VI.2.2 : Comparaison entre les profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G6 en configurations 1.3 et 4.4 et le profil de pression enregistré en configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm

L'autre capteur présent dans la cellule 2 est le capteur G7, placé en position centrée à la sortie de la cellule. L'évolution de la surpression au capteur G7 dans les configurations 1.3 et 4 est donnée en Figure VI.2.3. Tel que pour le capteur G6, la Figure VI.2.3 révèle que tous les profils de pression sont sensiblement similaires (écart maximum de 5% sur les surpressions), qu'il y ait ou non une chicane et que son degré d'ouverture soit plus ou moins important sur 3,4 ms. Ensuite, les niveaux de pression rencontrés en présence de chicanes sont diminués d'environ 280 mbar par rapport au milieu totalement confiné. Le pic de pression incident rencontré en configuration 4 reste logiquement identique à celui du champ libre (écart de 3% en temps d'arrivée et de 5% en surpression), le capteur G7 étant en vue directe de la charge. Le premier pic réfléchi relevé à 285 μ s en l'absence des chicanes est retrouvé sur l'ensemble des profils de pression obtenus avec chicanes. Le capteur G7 présente donc le même comportement en milieu confiné ou en présence de chicanes sur les premiers instants.

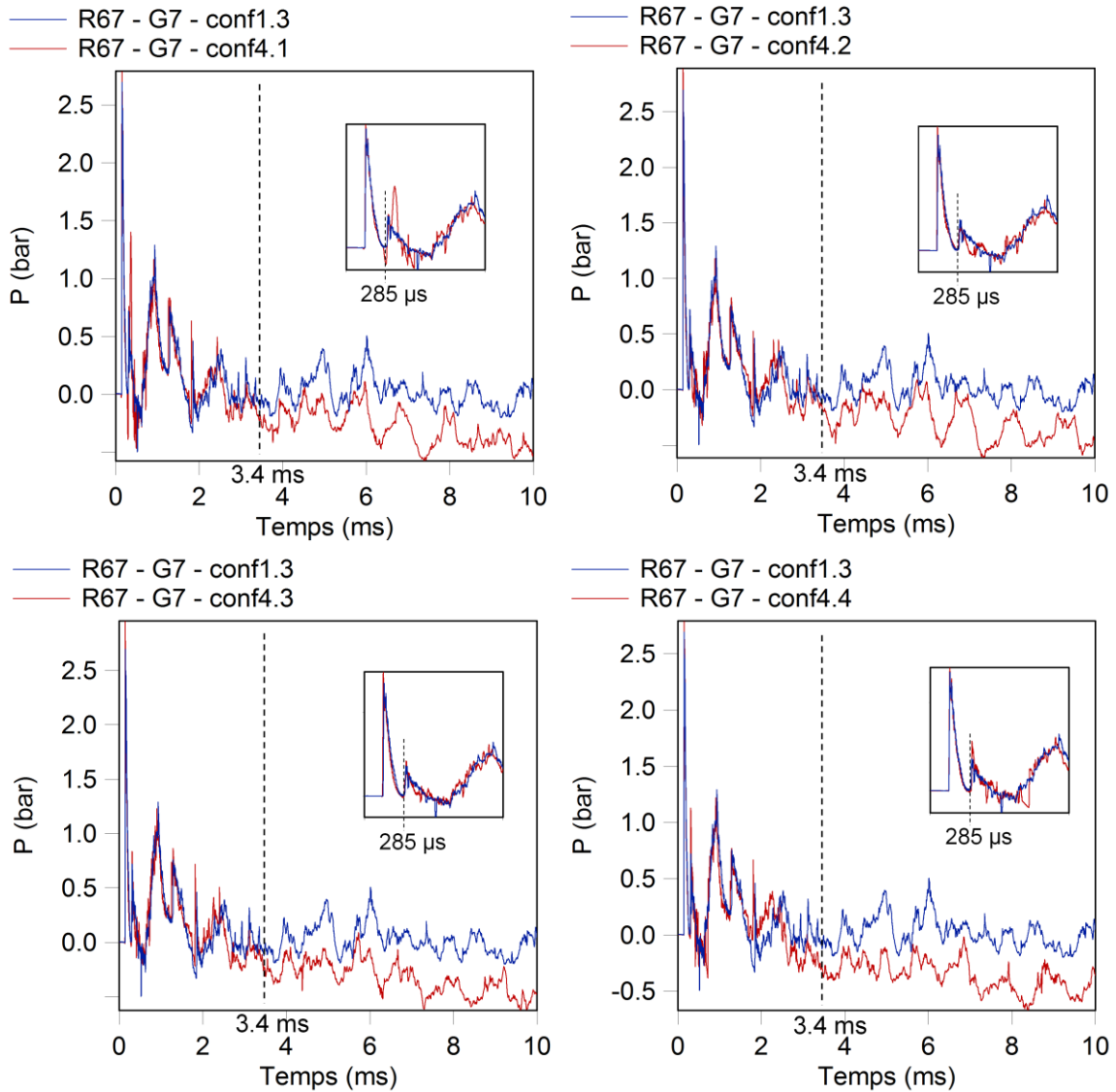


Figure VI.2.3 : Profils de pression relevés au capteur G7 en configurations 1.3 et 4 pour une charge de rayon 67 mm

Une simulation numérique de la configuration 4.4 associée à une charge de rayon 67 mm a été effectuée (Figure VI.2.4). Comme dans le cas du capteur G6, la simulation suit plutôt bien l'évolution rencontrée expérimentalement (différence de 15% sur la surpression maximale et de 3,5% sur le temps d'arrivée). Toutefois, des écarts apparaissent avec un niveau de pression plus élevé pour la simulation que pour l'expérience de 500 mbar en moyenne. Ceci pourrait être dû aux hypothèses de calcul et en particulier au fait que les parois sont supposées indéformables et indestructibles, ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Au-delà de ces écarts, les résultats obtenus par simulation confortent les observations expérimentales.

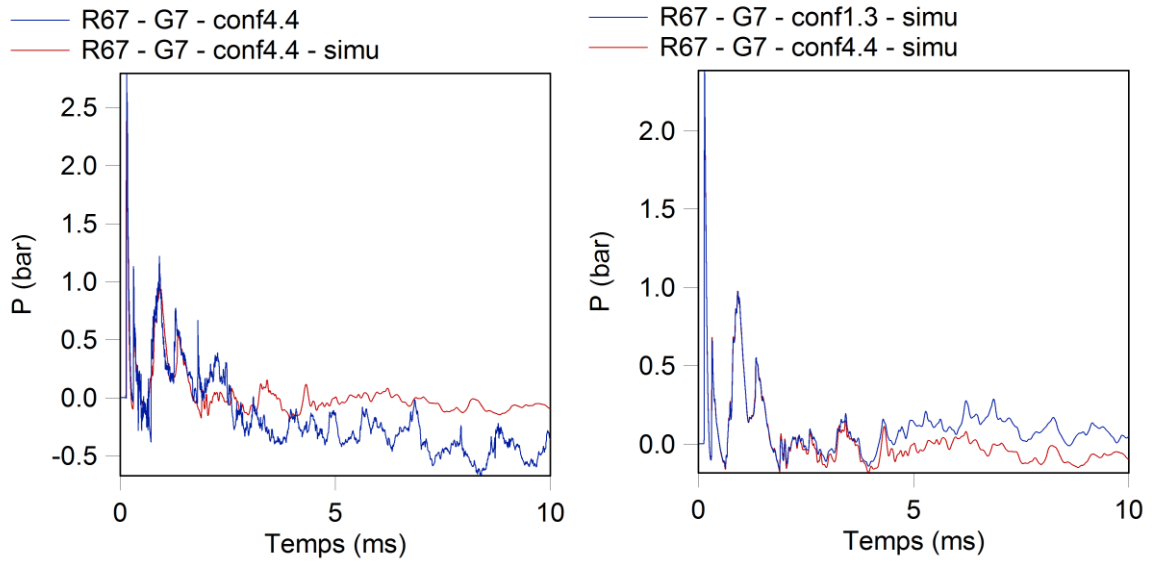


Figure VI.2.4 : Comparaison entre les profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G7 en configurations 1.3 et 4.4 et le profil de pression enregistré en configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm

Afin d'étendre les constatations effectuées lors de l'étude des profils de pression à l'ensemble des charges, les différents paramètres de l'onde de choc relevés aux capteurs G5 et G7 sont analysés (Figure VI.2.5 et Figure VI.2.6).

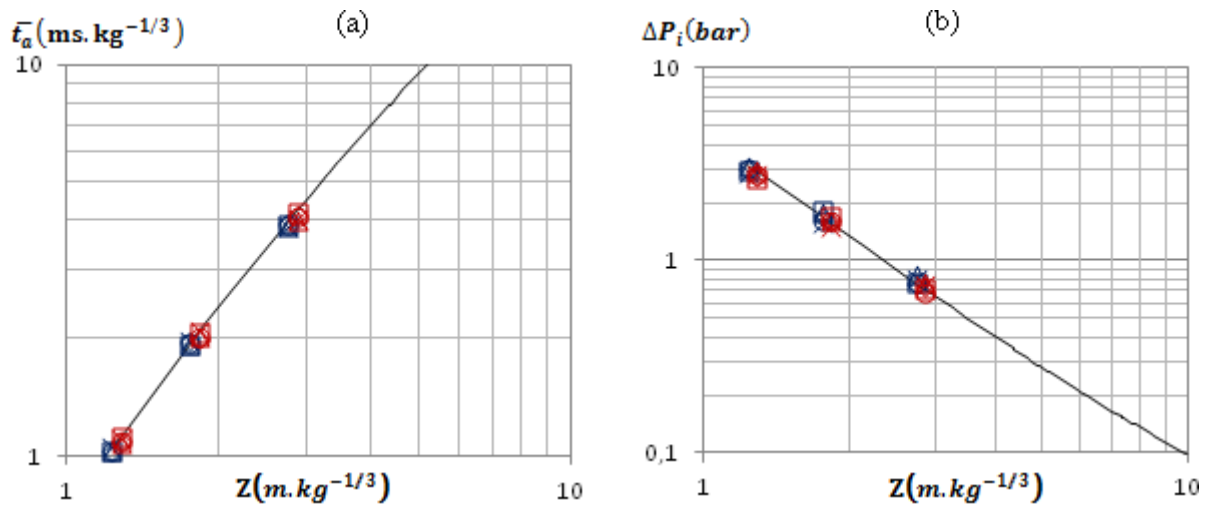


Figure VI.2.5 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 4 et comparés avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (◻) et champ libre (—))

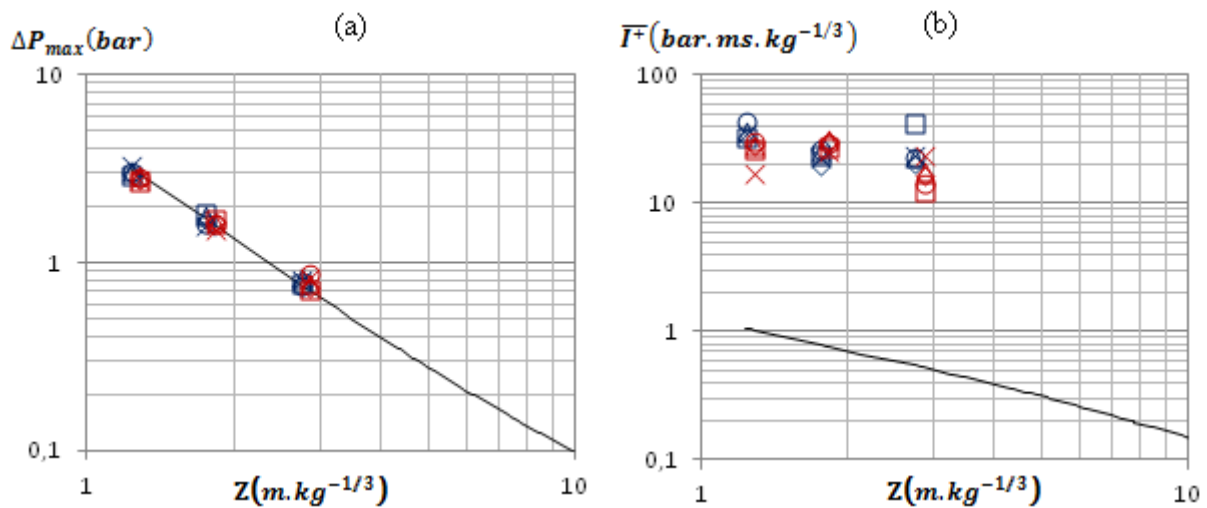


Figure VI.2.6 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées aux capteurs G6 (symboles bleus) et G7 (symboles rouges) en configuration 4 et comparées avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (-))

Les valeurs du temps d'arrivée de l'onde incidente ainsi que de la surpression incidente sont identiques à la référence établie en champ libre pour toutes les charges et les sous-configurations évaluées, indiquant bien que les deux capteurs G6 et G7 sont en vue directe de la charge (Figure VI.2.5).

En ce qui concerne la surpression maximale, cette dernière est toujours, aux erreurs de mesure près (10%), similaire à la valeur incidente et donc à la valeur du champ libre (Figure VI.2.6-a). Ainsi, les constats établis à partir de l'analyse des signaux obtenus pour une charge de rayons 67 mm peuvent être appliqués aux deux autres charges évaluées.

Quant à l'impulsion positive totale, il ne ressort pas de schéma d'évolution simple de ce paramètre. Il peut tout de même être remarqué que l'impulsion positive totale est très fortement supérieure à la surpression positive observée en champ libre avec un rapport moyen $\frac{I^+}{I^+_{champ\ libre}}$ d'environ 35 (Figure VI.2.6-b).

VI.2.2. Capteur G8

Le capteur G8, dans la configuration 4, se retrouve en vue directe de la charge. Il est placé au milieu du couloir, aligné avec le capteur G7 et le centre de la charge.

Les profils de pression enregistrés au capteur G8 en configurations 1.3 et 4 pour une charge de rayon 67 mm ont été reportés en Figure VI.2.7.

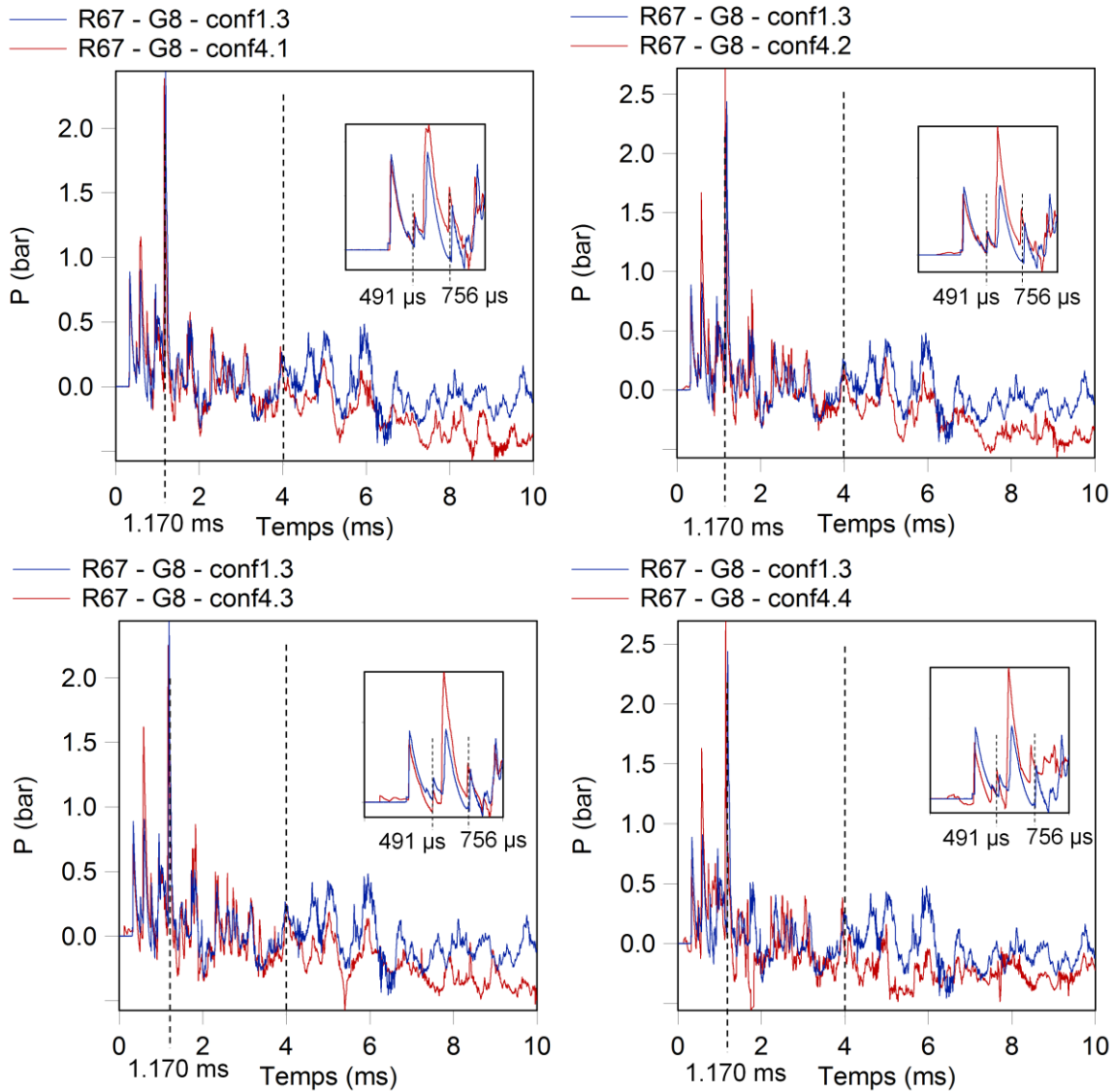


Figure VI.2.7 : Profils de pression relevés au capteur G8 en configurations 1.3 et 4 pour une charge de rayon 67 mm

Le capteur G8 étant en vue directe de la charge en configuration 1.3 et en configuration 4, les pics incidents sont confondus (Figure VI.2.7). De plus, l'évolution de la surpression en configuration 4 semble être identique à celle rencontrée en configuration 1.3 et ce quelle que soit la taille des chicane avec des écarts dans les temps d'arrivée des différents pics de 3% au maximum. La surpression maximale est obtenue pour une réflexion, observée à 1,170 ms, à la différence des capteurs G6 et G7 pour lesquels le pic de surpression maximal correspond toujours au pic incident. Ceci avait déjà pu être observé lors de l'analyse de l'effet du volume des cellules sur la propagation de l'onde de choc dans la structure. Le temps d'arrivée du pic de surpression maximal de même que la valeur de la surpression maximale sont les mêmes pour toutes les sous-configurations 4 et pour la configuration 1.3 (écarts respectifs de 2% et 5%). Les phénomènes menant à la surpression maximale sont donc exactement les mêmes. Il peut également être remarqué qu'après 4 ms, les niveaux de pression obtenus en configuration 4 sont toujours inférieurs de 160 mbar en moyenne à celui de la configuration 1.3.

Ainsi, comme pour le capteur G7, la présence des chicanes au niveau des parois Pe1 et Pe3 ainsi que leur degré d'ouverture ne semblent pas modifier le champ de pression rencontré au capteur G8 dans les premiers instants mais amèneraient à une diminution des niveaux de pression après 4 ms.

La Figure VI.2.8 présente un comparatif des simulations numériques effectuées en configurations 1.3 et 4.4 avec le profil de pression obtenu expérimentalement au capteur G8 pour une charge de rayon 67 mm.

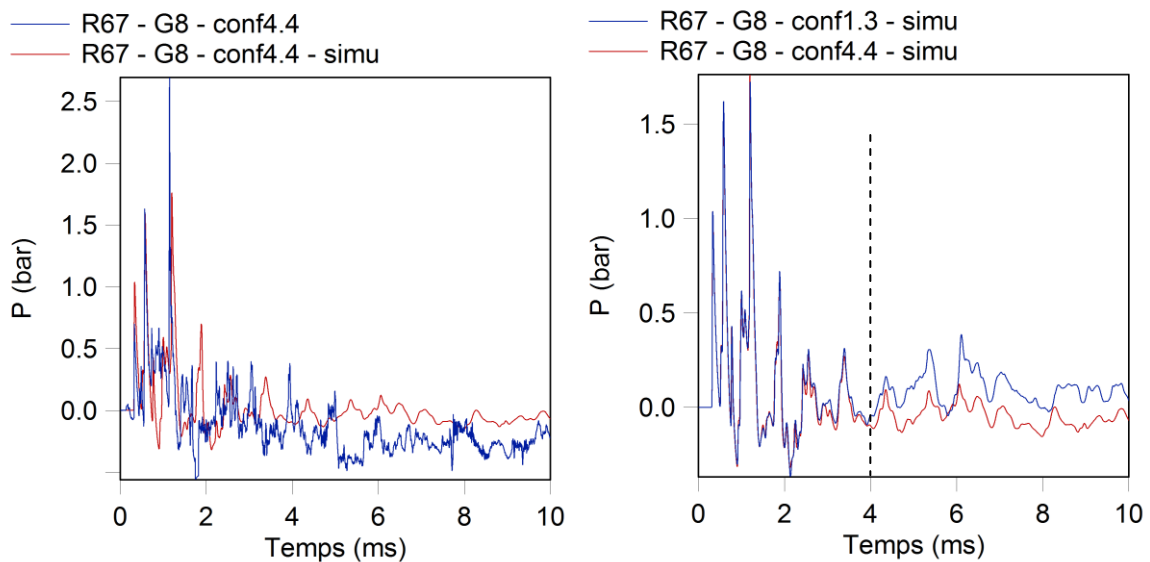


Figure VI.2.8 : Comparaison entre les profils de pression calculés par simulation numérique au capteur G8 en configurations 1.3 et 4.4 et le profil de pression enregistré en configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm

La simulation semble suivre les évolutions de la surpression au niveau du capteur G8 mais présente de fortes différences quant aux valeurs de la surpression, en particulier pour les pics réfléchis avec un écart maximum de 77% (Figure VI.2.8). Ceci est probablement lié à la taille du maillage. En effet, la taille des mailles utilisée pour cette simulation est de 2 mm pour des raisons de ressources alors que la taille de maille permettant de retrouver les valeurs expérimentales est de 0,1 mm (cf. III.2.2). La comparaison des deux simulations numériques effectuées en configurations 1.3 et 4.4 confirme les observations expérimentales avec des profils de pression identiques sur les premiers instants puis, après 4 ms des niveaux de pression plus faibles de 225 mbar pour la configuration 4.4.

Afin d'étudier l'effet de la présence des chicanes sur les paramètres de l'onde de choc relevés au capteur G8, l'évolution, enregistrée au capteur G8, du temps d'arrivée réduit, de la surpression incidente, de la surpression maximale et de l'impulsion positive totale réduite a été tracée en fonction de la distance réduite pour tous les degrés d'ouverture des parois Pe1 et Pe3 ainsi que pour toutes les charges étudiées (Figure VI.2.9 et Figure VI.2.10).

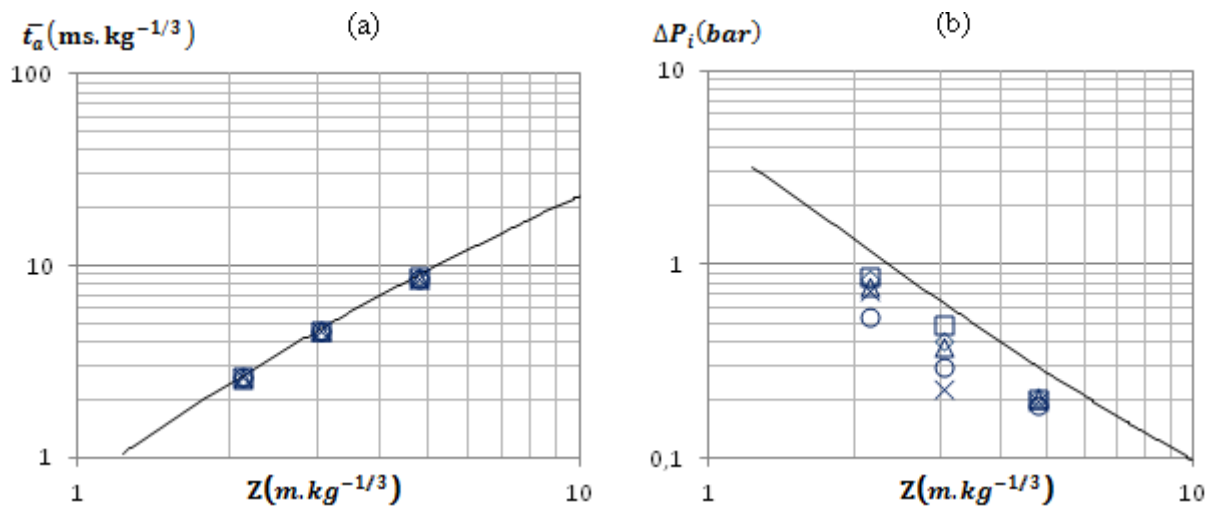


Figure VI.2.9 : Évolution du temps d'arrivée réduit (a) et de la surpression incidente (b) mesurés au capteur G8 en configurations 4 et 1.3 et comparés avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

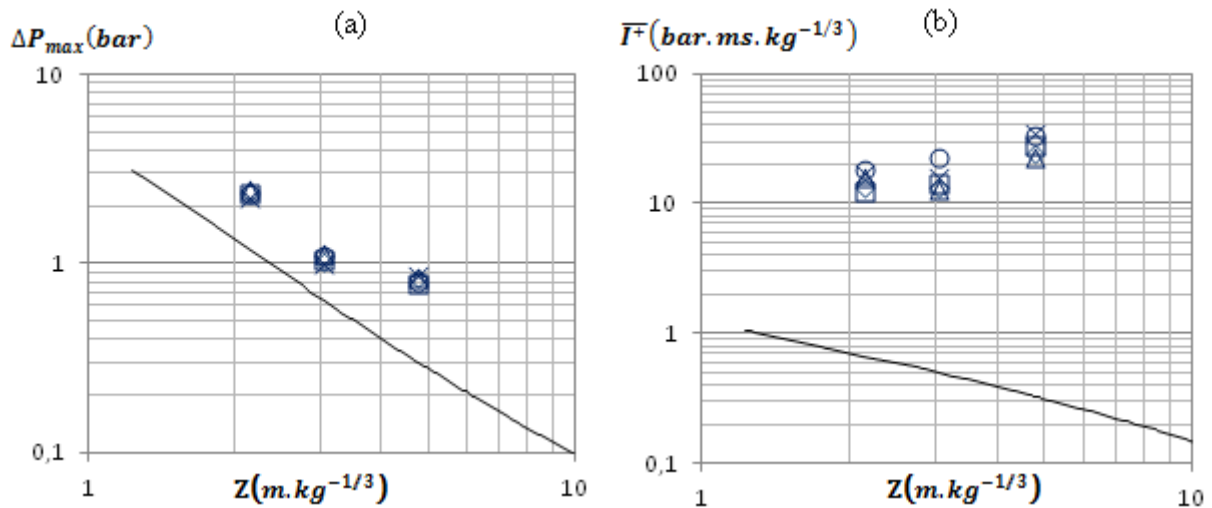


Figure VI.2.10 : Évolution de la surpression maximale (a) et de l'impulsion positive totale réduite (b) mesurées au capteur G8 en configurations 3 et 1.3 et comparées avec le champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

L'analyse des profils de pression a montré que le pic incident était identique au champ libre. Les valeurs du temps d'arrivée et de la pression incidente, en tenant compte des erreurs de mesures (2% pour le temps d'arrivée et 10% pour la surpression), suivent donc les références établies en champ libre (Figure VI.2.9).

La surpression maximale est, quant à elle, systématiquement supérieure à celle du champ libre. De plus il apparaît que les valeurs de la surpression maximale ne dépendent pas de la configuration (Figure VI.2.10-a), ce qui confirme le constat fait lors de l'analyse des signaux de pression. La présence des chicanes ne modifie donc pas la surpression maximale relevée au capteur G8.

Enfin, concernant l'impulsion positive totale, le seul commentaire pouvant être fait porte sur la forte augmentation de sa valeur d'un rapport moyen $\frac{I^+}{I^+_{\text{champ libre}}} = 47$, des suites des multiples réflexions rencontrées en milieu confiné (Figure VI.2.10-b).

VI.3. Phénoménologie

Les trois capteurs étudiés au paragraphe précédent présentaient la particularité d'être en vue directe de la charge. Il s'agit maintenant de s'intéresser à tous les autres capteurs de la maquette pour lesquels l'onde incidente est systématiquement perturbée par la structure avant de les atteindre. Aussi, l'analyse de leurs profils de pression en est encore plus complexe. Néanmoins, il est possible de s'appuyer sur les particularités géométriques du modèle expérimental afin d'analyser la propagation de l'onde de choc à travers la structure.

VI.3.1. Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 4

Tel que le révèle la Figure VI.1.1, les cellules 1 et 4 présentent une similitude par rapport à la géométrie de la maquette. De plus, les chicanes viennent ouvrir les parois Pe1 et Pe3 des cellules 1 et 4. Ainsi, l'analyse des trois couples de capteurs G1 et G14, G2 et G13, et G3 et G15 permettra de voir l'influence des chicanes sur les cellules les plus directement concernées.

VI.3.1.1. Capteurs G1 et G14

Les capteurs G1 et G14 sont positionnés dans le coin formé par la paroi Pe4 et les parois Pe1 d'une part et Pe3 d'autre part (Figure VI.1.2).

Les profils de pression relevés aux capteurs G1 et G14 dans les configurations 4.4 et 1.3 sont reportés en Figure VI.3.1.

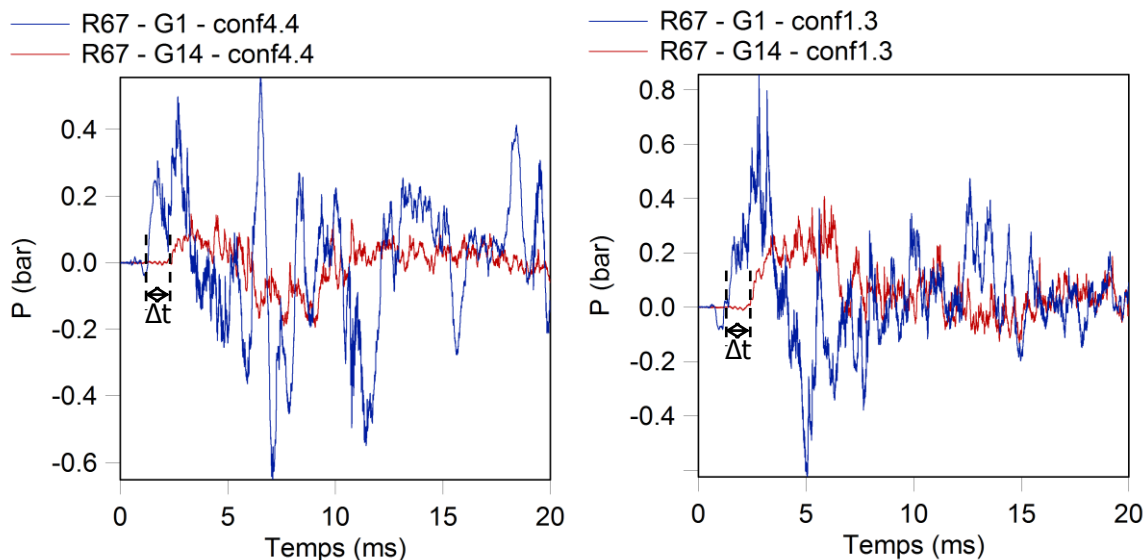


Figure VI.3.1 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G14 en configurations 1.3 et 4.4 pour une charge de rayon 67 mm

Le trajet que l'onde incidente doit parcourir pour atteindre les capteurs G1 et G14 n'est pas modifié en passant de la configuration 1.3 à la configuration 4.4 (Figure VI.1.2). De même, le temps d'arrivée de l'onde incidente aux capteurs G1 ou G14 reste constant pour les deux configurations considérées. Par

conséquent, l'écart de temps d'arrivée entre les deux capteurs G1 et G14 est identique pour les deux configurations. En revanche, la surpression maximale est grandement modifiée pour les deux capteurs, étant plus faible en configuration 4.4 qu'en configuration 1.3 en moyenne, de 30% au niveau du capteur G1 et de 51% au niveau du capteur G14, et n'arrivant pas au même moment avec un écart maximal de 133%.

L'évolution observée en configuration 4.4 est également globalement vérifiée pour l'ensemble de la configuration 4 (Tableau VI.3.1).

Tableau VI.3.1 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G1 et G14

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{\max}}{\Delta P_{CL}} (G1)$	$\frac{\Delta P_{\max}}{\Delta P_{CL}} (G14)$	$\frac{I_{\text{tot}}^+}{I_i^+} (G1)$	$\frac{I_{\text{tot}}^+}{I_i^+} (G14)$
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	1,259	1,000	141	77
	47	1,424	0,794	85	57
	67	1,545	1,006	45	28
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	2,233	0,958	104	65
	47	1,136	0,874	61	44
	67	1,170	1,084	34	28
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	1,659	0,845	212	63
	47	1,250	0,853	71	45
	67	1,204	0,725	41	31
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	0,810	0,862	55	69
	47	1,157	0,800	45	42
	67	1,179	0,698	42	26
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	1,424	1,321	94	122
	47	1,286	1,719	64	92
	67	1,844	2,008	44	54

Ce tableau révèle tout d'abord que, malgré la présence des chicanes, la surpression maximale relevée au capteur G1 est presque toujours supérieure à celle rencontrée en champ libre. Seule la charge la plus faible associée à l'absence des parois Pe1 et Pe3 permet d'obtenir une réduction (20%) de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre pour ce capteur. Au contraire, la présence des chicanes réduit, de façon générale (12,5% en moyenne), la surpression maximale notée au capteur G14 par rapport à celle du champ libre. Lors de l'analyse de la configuration 1, il avait été vu que l'augmentation de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre était plus importante au capteur G14 qu'au capteur G1. Ici, c'est l'inverse qui se produit. Ceci se retrouve également pour l'augmentation de l'impulsion positive totale. Le fait d'ajouter des chicanes permet ainsi de retrouver l'effet protecteur lié à la plus grande distance à la charge qui avait été atténué par le confinement. La présence des chicanes permet néanmoins de réduire de 10% en moyenne la surpression maximale par rapport au cas entièrement confiné.

VI.3.1.2. Capteurs G2 et G13

Les capteurs G2 et G13 se trouvent dans le coin formé par le mur du fond des cellules (Pe4) et le mur le plus proche de la charge dans leurs cellules respectives (Pi1 et Pi3) (Figure VI.1.2). Les profils de pression relevés à ces deux capteurs en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm sont présentés en Figure VI.3.2.

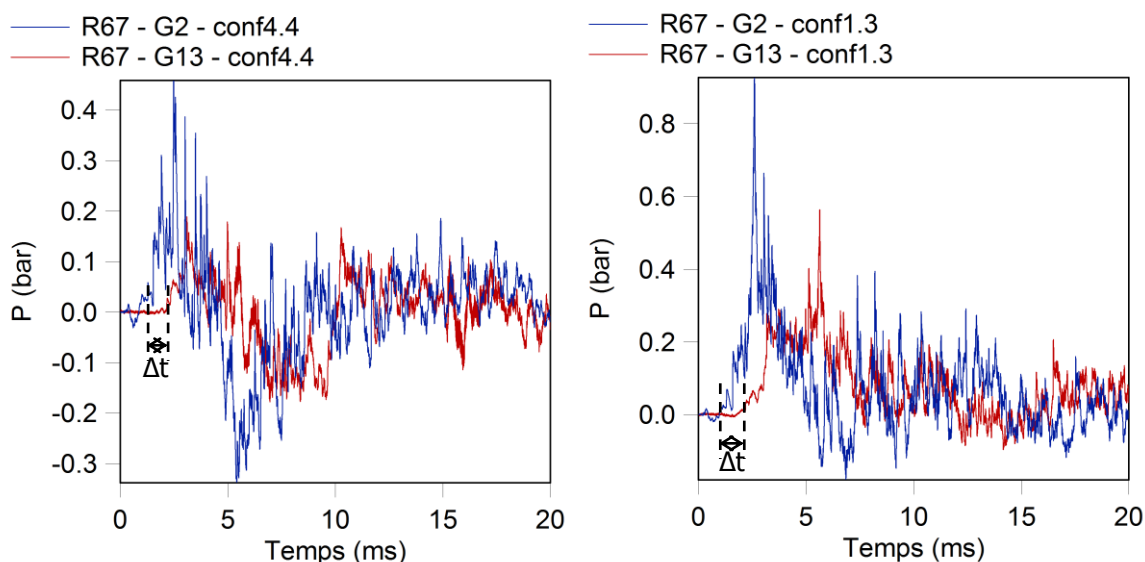


Figure VI.3.2 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G13 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Tel que pour les capteurs G1 et G14, la distance des capteurs G2 et G13 à la charge sont différentes (601 mm et 916 mm) mais restent constantes entre les deux configurations étudiées (Figure VI.1.2). Ceci explique pourquoi la différence entre les temps d'arrivée de l'onde incidente à ces deux capteurs est identique pour ces deux configurations (Figure VI.3.2). La présence des chicanes diminue fortement la surpression maximale par rapport au cas de référence (35% en moyenne pour le capteur G2 et 54% pour le capteur G13) et modifie également le temps d'arrivée associé au pic de surpression maximal avec un écart maximal de 118 %. Les phénomènes menant à la surpression maximale pour ces deux capteurs sont donc modifiés par la présence des chicanes.

Les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 et en champ libre sont fournies dans le Tableau VI.3.2.

Tableau VI.3.2 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G2 et G13

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G2)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G13)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G2)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G13)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	0,407	0,511	29	50
	47	0,386	0,648	20	38
	67	0,595	0,772	12	26
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	0,313	0,591	28	55
	47	0,308	0,582	18	44
	67	0,492	0,750	12	32
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	0,265	0,529	25	69
	47	0,290	0,438	19	42
	67	0,427	0,550	12	30
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	0,381	0,542	28	54
	47	0,318	0,497	18	48
	67	0,343	0,550	12	22
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	0,494	0,878	44	82
	47	0,478	1,202	35	56
	67	0,658	1,623	24	43

À la différence de ce qui avait pu être observé lors de l'étude de la configuration 1.3, la surpression maximale obtenue au capteur G13 est toujours inférieure (de 42% en moyenne) à celle du champ libre (Tableau VI.3.2). Aussi, la présence des chicane supprime l'augmentation de la surpression maximale constatée pour le capteur G13 en milieu totalement confiné. Elle permet également d'accentuer l'atténuation de la surpression maximale au niveau du capteur G2 avec une réduction moyenne de 62% contre 46% dans la configuration de référence. Il peut néanmoins être constaté que l'atténuation de la surpression maximale est toujours plus limitée pour le capteur G13 que pour le capteur G2. Ainsi, contrairement au cas des capteurs G1 et G13, l'ajout des chicanes n'induit pas la restitution de l'effet protecteur lié à la distance à la charge. Il en est de même pour l'impulsion positive totale, son augmentation étant toujours plus prononcée au capteur G13 (d'un facteur 42) qu'au capteur G2 (d'un facteur 19). Il convient cependant de préciser que, bien que l'impulsion positive totale soit diminuée en moyenne de 43% par l'ajout des chicanes, elle n'en reste pas moins très fortement augmentée (d'un facteur 12 à 82) par rapport à celle du champ libre.

VI.3.1.3. Capteurs G3 et G15

Les capteurs G3 et G15 sont centrés à la sortie des cellules 1 et 4 (Figure VI.1.2). La Figure VI.3.3 montre l'évolution de la pression aux capteurs G3 et G15 en configuration 4.4 et 1.3.

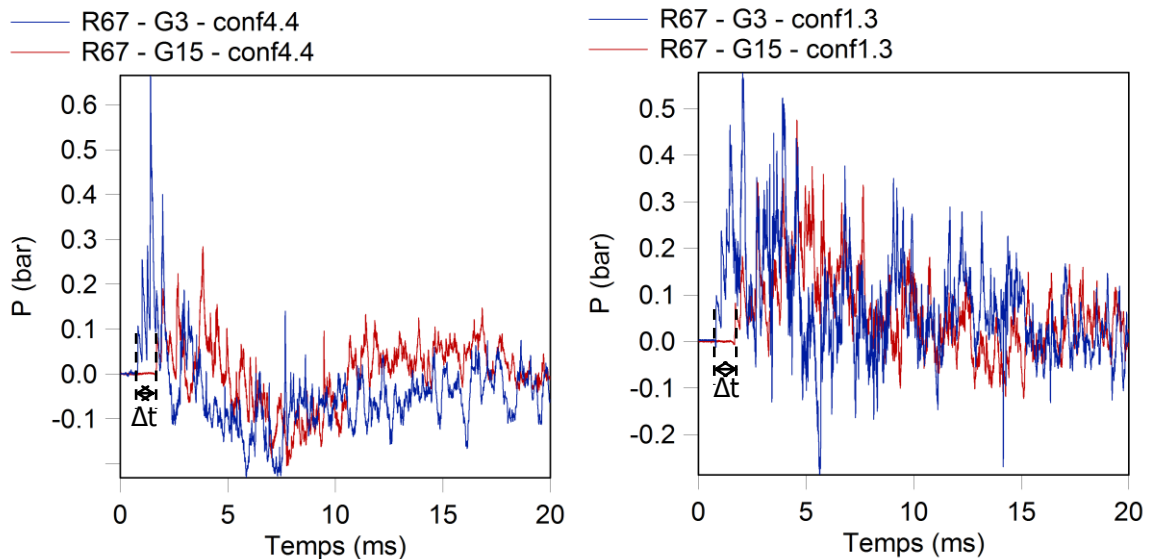


Figure VI.3.3 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G15 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

De même que pour les deux précédents couples de capteurs, le trajet que parcourt l'onde est plus important pour atteindre le capteur G15 (754 mm) que le capteur G3 (440 mm) et reste constant entre les deux configurations 1.3 et 4.4. Ainsi, l'écart dans le temps d'arrivée des ondes incidentes aux capteurs G3 et G15, visible sur les profils de pression (Figure VI.3.3), reste constant entre les deux configurations. Les pics incidents observés pour chacun de ces deux capteurs sont identiques dans les deux configurations présentées ici (écart maximal de 1% en temps d'arrivée) alors que les surpressions maximales évoluent (+21% pour le capteur G3 et -39% pour le capteur G15). L'absence des parois latérales Pe1 et Pe3 n'amène donc pas une diminution de la surpression maximale pour le capteur G3, contrairement à ce qui a été observé pour les deux autres capteurs de la cellule 1.

Le Tableau VI.3.3 donne les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 et en champ libre aux capteurs G3 et G15.

Tableau VI.3.3 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G3 et G15

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G3)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G15)	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i}$ (G3)	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i}$ (G15)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	1,034	1,339	77	67
	47	0,847	1,204	44	45
	67	0,904	1,592	21	27
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	0,990	1,192	69	81
	47	0,850	1,070	41	42
	67	0,883	1,400	19	56
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	0,848	0,949	75	82
	47	0,848	0,951	45	51
	67	0,825	1,266	64	34
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	0,914	0,850	85	47
	47	0,901	0,902	49	41
	67	0,928	1,140	19	25
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	0,772	1,231	59	94
	47	0,748	1,547	42	66
	67	0,750	2,006	66	45

Quel que soit le degré d'ouverture des chicanes, leur présence atténue, pour le capteur G3, la diminution de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre qui avait été rencontrée dans le cas de référence et ce pour toutes les masses de charges évaluées. Elle est en moyenne de 10% en présence des chicanes alors qu'elle était de 24% sans. Ceci ne se reproduit pas au niveau du capteur G15. En effet, pour ce dernier, la surpression maximale est atténuée de 26% en moyenne par rapport au milieu complètement fermé. Il s'agit donc d'un phénomène local spécifique au positionnement du capteur G3. Alors que l'augmentation de l'impulsion positive totale par rapport à celle du champ libre était toujours plus importante au capteur G15 qu'au capteur G3 en configuration 1, l'ajout des chicanes modifie ce comportement, l'impulsion positive totale étant augmentée en moyenne d'un facteur 51 au niveau du capteur G3 et d'un facteur 50 au niveau du capteur G12. Il n'a toutefois pas été trouvé de schéma linéaire d'évolution de ce comportement avec la taille des chicanes.

VI.3.2. Comparaison des phénomènes des couloirs extérieurs

Comme les cellules 1 et 4, les deux couloirs extérieurs compris entre les parois Pl1 et Pe1 et les parois Pl2 et Pe3 présentent aussi une similitude par rapport à la géométrie de la maquette (Figure VI.1.1). Deux couples de capteurs, G17 et G19 et G18 et G20, peuvent alors être étudiés.

VI.3.2.1. Capteurs G17 et G19

Les capteurs G17 et G19 sont alignés avec les capteurs situés au fond des cellules (G1, G2, G6, G9, G10 ...) et centrés par rapport à leurs couloirs respectifs (Figure VI.1.2). Les profils de pression enregistrés aux capteurs G17 et G19 en configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm sont comparés au champ libre (Figure VI.3.4).

Le trajet parcouru par l'onde est plus important pour atteindre le capteur G19 (1099 mm) que le capteur G17 (785 mm) (Figure VI.1.2). Un décalage temporel (0,883 ms) dans l'arrivée de l'onde incidente peut donc être observé en Figure VI.3.4 entre les capteurs G17 et G19. Pour ces deux capteurs, la surpression incidente est fortement atténuée (81% pour le capteur G17 et 70% pour le capteur G19) par rapport à celle du champ libre suite aux altérations subies par l'onde de choc pour les atteindre. La surpression maximale est liée à une réflexion relevée à 2,883 ms dans le cas du capteur G17 et est supérieure de 38,6% à la valeur du champ libre. C'est également une réflexion, notée à 5,272 ms, qui conduit à la surpression maximale, du même ordre de grandeur que pour le champ libre (écart de 2,3%), au niveau du capteur G19. Des dépressions importantes et prolongées peuvent être observées sur les profils de pression de ces deux capteurs, probablement en raison de leur positionnement dans des couloirs directement en contact avec l'extérieur.

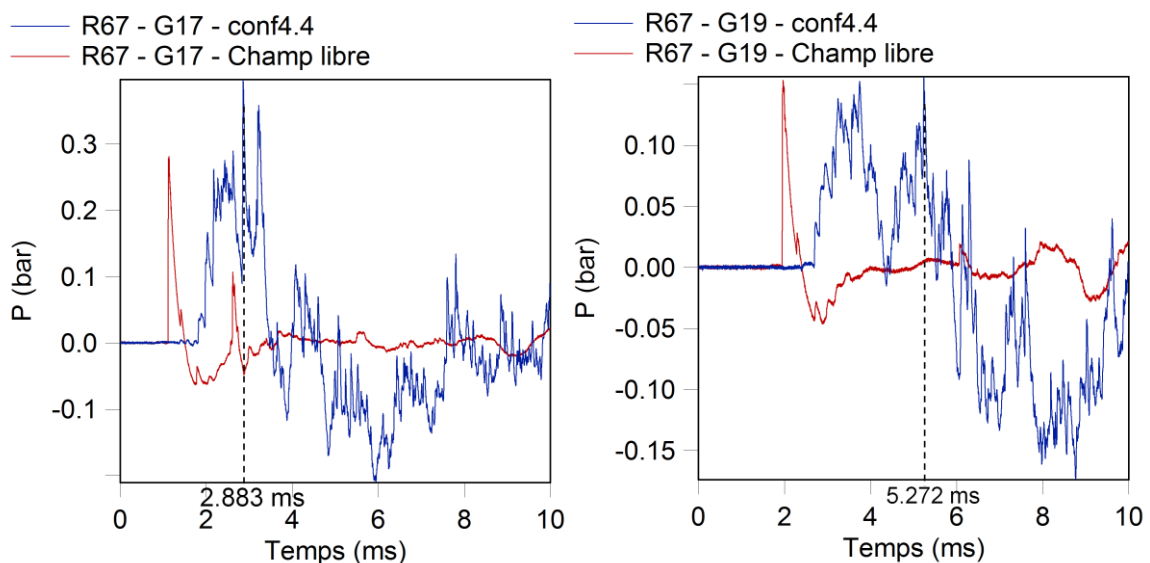


Figure VI.3.4 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G17 et G19 en configuration 4.4 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm

Afin de préciser l'origine des pics menant à la surpression maximale de ces deux capteurs, des essais complémentaires sans toit ont été réalisés (Figure VI.3.5). En l'absence du toit, l'onde de choc peut passer par-dessus les parois de la structure pouvant donner des trajets plus courts qu'en milieu confiné. Ces trajets se calculent de la même façon qu'au § V.3.1.1.1. Des distances de 779 mm et 1092 mm sont obtenues pour les capteurs G17 et G19 contre 785 mm et 1099 mm en milieu confiné. Ceci peut expliquer les différences d'environ 100% observées sur les surpressions incidentes pour ces deux capteurs (Figure VI.3.5).

Il apparaît que la surpression maximale relevée en milieu semi-confiné est beaucoup plus faible que celle obtenue en milieu confiné et ce pour les deux capteurs (-51% pour le capteur G17 et -25% pour le capteur G19). De plus, les pics de surpression maximums observés à 2,883 ms et 5,272 ms ne sont plus visibles en milieu confiné. La présence du toit augmente donc les effets de pression, pouvant aller jusqu'à doubler la surpression maximale, même dans des parties de la structure qui sont directement reliées à l'extérieur.

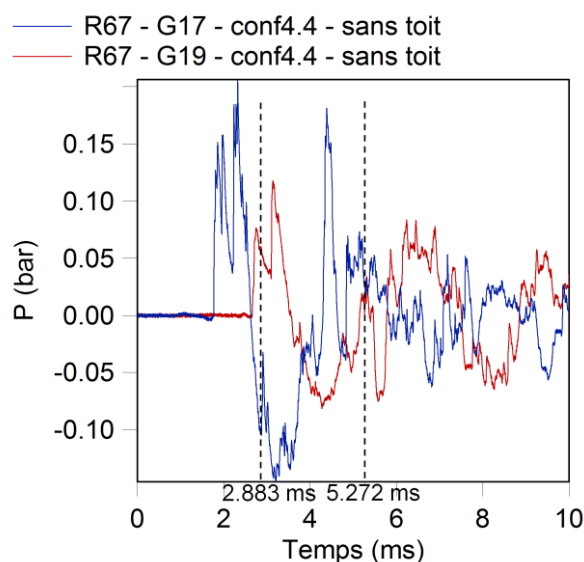


Figure VI.3.5 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G17 et G19 en configuration 4.4 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 4 avec le champ libre sont fournies dans le Tableau VI.3.4.

Tableau VI.3.4 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 4 et en champ libre aux capteurs G17 et G19

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G17)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G19)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G17)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G19)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	0,839	0,797	65	88
	47	0,695	0,738	44	75
	67	0,854	0,852	9	86
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	0,807	1,121	63	87
	47	0,927	1,010	36	72
	67	1,563	1,226	12	46
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	0,938	1,157	66	88
	47	0,862	0,930	43	69
	67	1,536	1,018	18	49
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	0,825	1,060	60	82
	47	0,801	1,220	41	71
	67	1,386	1,023	15	34

L'analyse de ce tableau montre qu'à l'exception de la charge de rayon 67 mm, la surpression maximale relevée au capteur G17 est toujours inférieure à celle du champ libre (16% en moyenne) ce qui n'est pas le cas du capteur G19 pour lequel la surpression maximale est globalement supérieure à celle du champ libre (8,5% en moyenne) mis à part pour la configuration présentant le degré d'ouverture des chicanes le plus faible qui donne une réduction de 20% en moyenne de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre. En outre, cette dernière configuration mène, de façon générale, aux surpressions maximales les plus faibles pour l'ensemble des charges.

VI.3.2.2. Capteurs G18 et G20

Les capteurs G18 et G20 sont positionnés sur la même ligne que les capteurs du couloir et sont également centrés par rapport aux chicanes et aux murs extérieurs de part et d'autre de la maquette (Figure VI.1.2). La Figure VI.3.6 présente les profils de pression relevés aux capteurs G18 et G20 dans la configuration 4.4 pour une charge de rayon 67 mm et comparés avec le champ libre.

De même que pour les capteurs G17 et G19, le trajet que l'onde doit parcourir pour arriver au capteur G20 (992 mm) est supérieur à celui nécessaire pour parvenir au capteur G18 (678 mm). Aussi, les temps d'arrivée de l'onde incidente présentent un écart de 0,864 ms entre les deux capteurs (Figure VI.3.6). Une forte diminution (environ 37%) de la surpression incidente par rapport à celle du champ libre est constatée en Figure VI.3.6. La surpression maximale est, quant à elle, supérieure à la valeur relevée en champ libre et arrive après plusieurs pics de surpression. Comme pour les deux autres capteurs des couloirs extérieurs, le pic de surpression maximal est lié à une réflexion et arrive à 2,493 ms pour le capteur G18 et à 4,799 ms pour le capteur G20. Dans les deux cas, la surpression maximale est augmentée par rapport à celle du champ libre (de respectivement 39% et 90%).

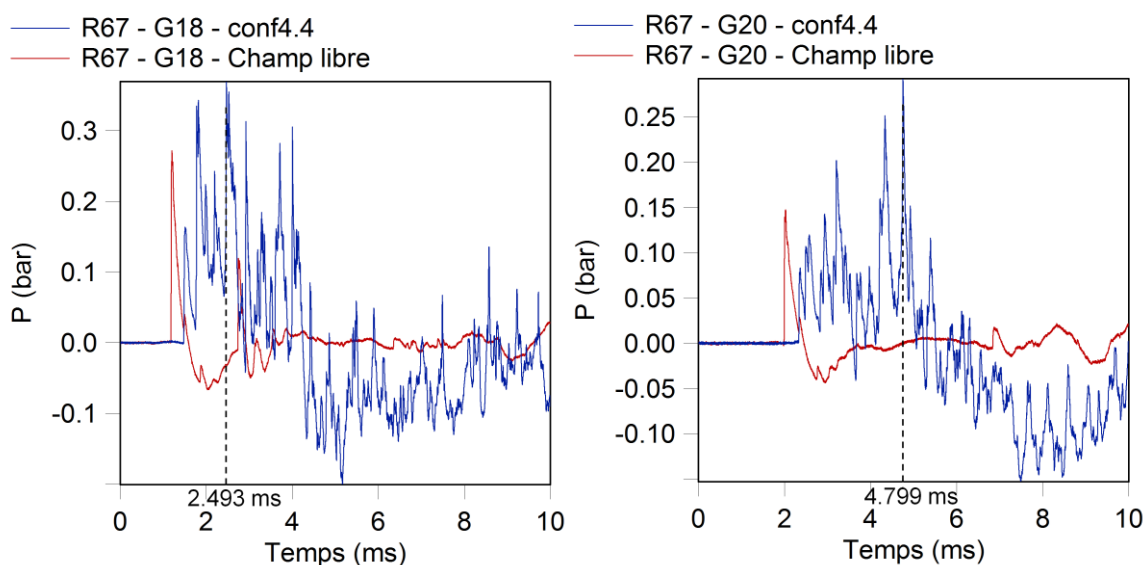


Figure VI.3.6 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G18 et G20 en configuration 4.4 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm

Des essais sans toit ont été effectués pour tenter de déterminer l'origine des pics menant à la surpression maximale de ces deux capteurs (Figure VI.3.7). Les chemins diffractés passant par-dessus les parois pour atteindre les capteurs G18 et G20 peuvent être calculés de la même façon que pour les capteurs G17 et G19. Cependant, ces chemins sont plus longs (815 mm et 1118 mm) que les trajets calculés en contournant les parois au sol (678 mm et 992 mm). Les pics de surpression maximums rencontrés en champ libre à 2,493 ms et 4,799 ms n'apparaissent plus en l'absence du toit. Les surpressions maximales sont en outre diminuées de 58% au niveau du capteur G18 et de 73% au capteur G20. Le confinement renforce donc les effets de pression dans les deux couloirs extérieurs.

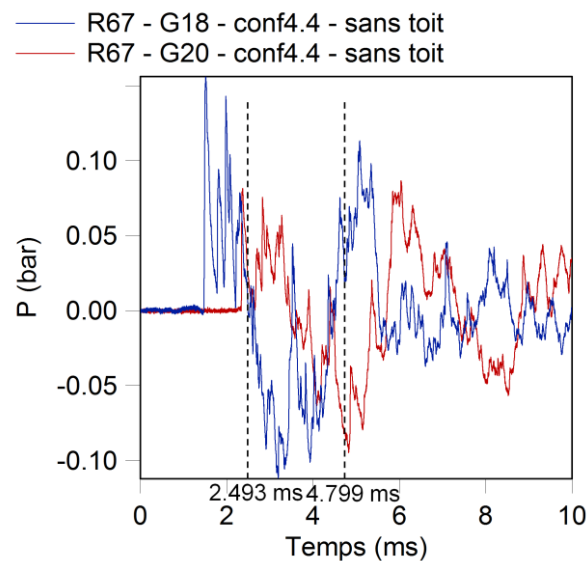


Figure VI.3.7 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G18 et G20 en configuration 4.4 sans toit pour une charge de rayon 67 mm

Le Tableau VI.3.5 présente les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 4 et en champ libre.

Tableau VI.3.5 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configuration 4 et en champ libre aux capteurs G18 et G20

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G18)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G20)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G18)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G20)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	0,830	0,541	68	75
	47	0,750	0,574	38	58
	67	0,739	0,670	18	55
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	0,640	0,492	72	80
	47	0,668	0,446	43	60
	67	0,862	0,689	16	49
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	0,567	0,727	69	85
	47	0,538	0,596	50	89
	67	0,801	1,000	18	48
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	1,124	1,634	65	76
	47	1,554	1,207	34	65
	67	1,387	1,905	12	23

À l'exception de la configuration 4.4 dans laquelle les capteurs G18 et G20 se retrouvent dans une position directement exposée au flux de pression issu du couloir, la surpression maximale est inférieure à celle du champ libre, en moyenne de 29% pour le capteur G18 et de 36% pour le capteur G20, quelles que soient la masse de la charge ou le degré d'ouverture de la chicane. L'augmentation non négligeable de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre en configuration 4.4 (35% au niveau du capteur G18 et 58% dans le cas du capteur G20) montre bien l'effet canon du couloir reliant les cellules entre elles. L'impulsion positive totale présente une augmentation par rapport à celle du champ libre plus forte au capteur G20 (augmentation d'un facteur moyen de 64) qu'au capteur G18 (augmentation d'un facteur moyen de 42). Le confinement limite donc, au niveau de l'impulsion positive totale, l'effet protecteur lié à l'éloignement de la charge.

VI.3.3. Comparaison des phénomènes des cellules 1 et 3

Il existe également des similitudes entre les cellules 1 et 3, qui se trouvent de part et d'autre de la cellule où se produit la détonation (Figure VI.1.1). Les capteurs G1 et G10, G2 et G9, G3 et G11 forment trois couples qui sont dans des positions très similaires par rapport à la charge. Néanmoins, une des parois de la cellule 1 vient s'ouvrir pour laisser place aux chicanes tandis que la géométrie de la cellule 3 reste inchangée par rapport à la configuration 1.3.

VI.3.3.1. Capteurs G1 et G10

Les capteurs G1 et G10 se trouvent tous deux dans le coin formé par le mur du fond des cellules (Pe4) et les parois latérales de part (Pe1) et d'autre (Pe3) de la maquette (Figure VI.1.2). Les profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 dans les configurations 4.4 et 1.3 sont reportés en Figure VI.3.8.

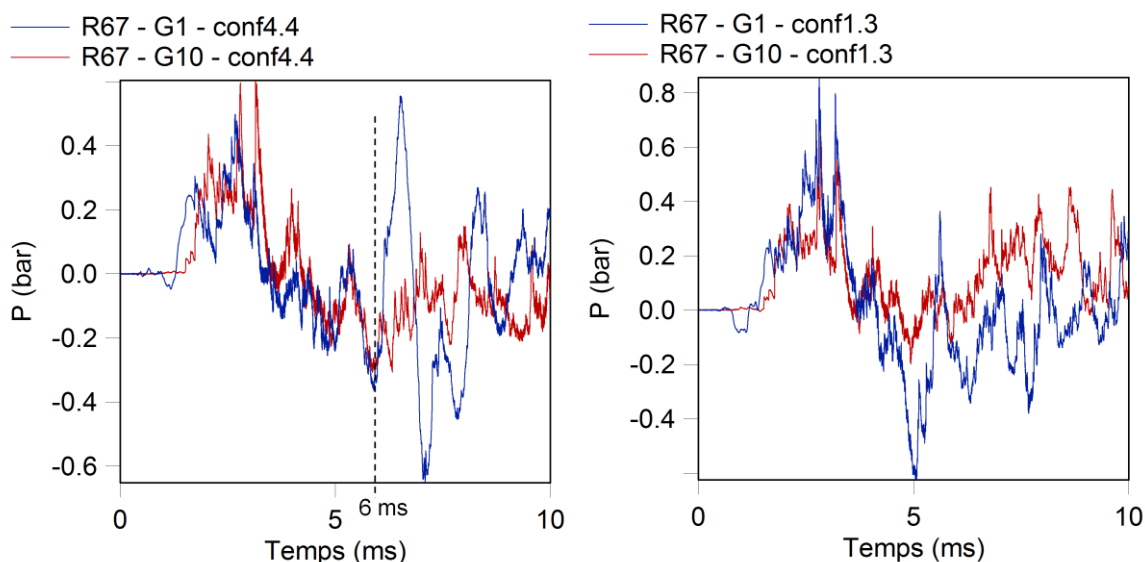


Figure VI.3.8 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G1 et G10 en configurations 1.3 et 4.4 pour une charge de rayon 67 mm

Les profils obtenus en configuration 4.4 présentent une évolution similaire, avec un écart maximal sur les temps d'arrivée des pics réfléchis de 100 μ s, sur les premiers instants (6 ms). Cependant, des différences d'amplitude d'environ 50% peuvent être observées dès l'arrivée de l'onde incidente. De plus, alors que les profils obtenus au capteur G10 en configurations 1.3 et 4.4 restent proches (différence de 15% de la surpression maximale), des écarts apparaissent au niveau du capteur G1 avec, tel qu'il a déjà été mentionné lors de la comparaison des cellules 1 et 4, une surpression maximale plus faible de 20% en configuration 4.4 qu'en configuration 1.3 et n'arrivant pas au même moment (écart maximal de 133%). Pour les deux capteurs, le niveau de surpression moyen diminue d'environ 130 mbar en configuration 4.4 par rapport à la configuration 1.3 après 5 ms.

L'ensemble des valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 et en champ libre ont été reportées dans le Tableau VI.3.6.

Tableau VI.3.6 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G1 et G10

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G1)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G10)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G1)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G10)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	1,259	0,881	141	63
	47	1,424	1,130	85	43
	67	1,545	1,286	45	28
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	2,233	0,907	104	70
	47	1,136	1,077	61	48
	67	1,170	1,350	34	32
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	1,659	0,889	212	64
	47	1,250	1,051	71	50
	67	1,204	1,481	41	35
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	0,810	0,913	55	61
	47	1,157	1,145	45	47
	67	1,179	1,286	42	32
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	1,424	1,249	94	76
	47	1,286	1,149	64	49
	67	1,844	1,543	44	41

L'étude du Tableau VI.3.6 montre que la surpression maximale au capteur G10 est supérieure d'environ 22% en moyenne à celle relevée en champ libre en présence des chicanes sauf pour la charge de rayon 30 mm. Pour celle-ci, la surpression maximale est plus faible qu'en champ libre d'environ 10% lorsqu'elle est associée aux chicanes. La présence des chicanes diminue toutefois de 15% en moyenne la surpression maximale par rapport à celle du champ libre pour le capteur G10. Dans le cas du capteur G1, la présence des chicanes permet une réduction moyenne de 10% de la surpression maximale par rapport au cas totalement confiné mais peut également l'augmenter (jusqu'à 57%). L'augmentation de l'impulsion positive totale par rapport à celle du champ libre est toujours très importante (d'un facteur moyen de 65) quelle que soit la configuration considérée.

VI.3.3.2. Capteurs G2 et G9

Les capteurs G2 et G9 sont placés dans un angle formé par la paroi du fond des cellules (Pe4) et la paroi la plus proche de la charge (Pi1 et Pi2) dans leurs cellules respectives (Figure VI.1.2). Les profils de pression relevés à ces deux capteurs en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm sont comparés en Figure VI.3.9.

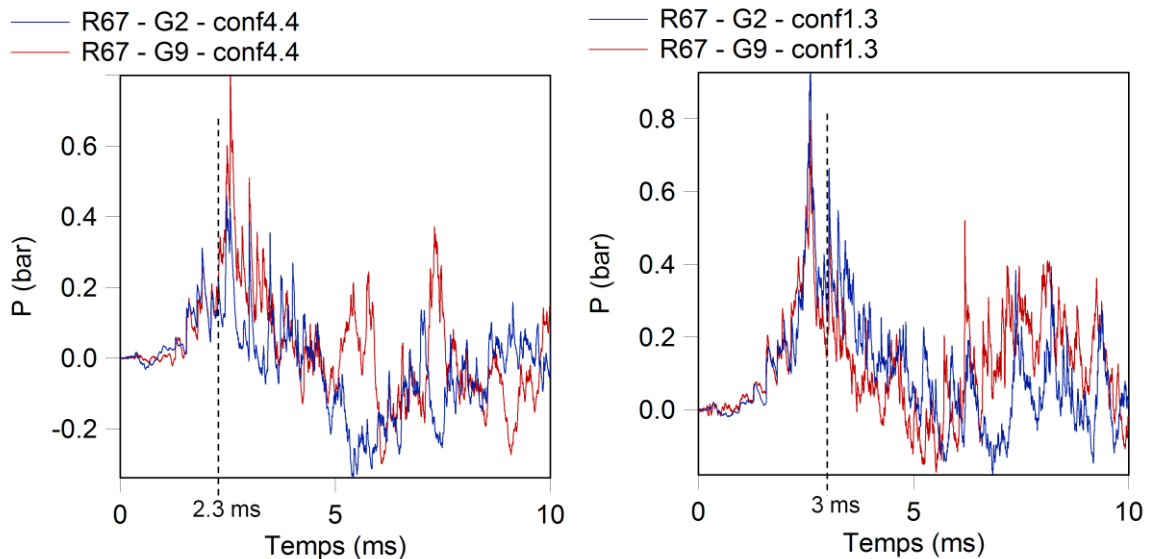


Figure VI.3.9 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G2 et G9 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

La comparaison entre les signaux obtenus en configuration 4.4 révèle que l'évolution de la pression à ces deux capteurs est très similaire jusqu'à environ 2,3 ms avec un écart moyen de 9% sur la surpression. Ensuite, les signaux commencent à présenter des écarts d'amplitude, en particulier sur la surpression maximale avec un écart de 38%, tout en gardant une forme relativement proche. Le même phénomène avait été observé lors de l'étude de la configuration 1.3, avec cependant une évolution identique jusqu'à 3 ms et des surpressions maximales identiques. L'ajout des chicanes semble donc diminuer la surpression maximale du capteur G2 par rapport au cas de référence (de 32% en moyenne) tandis qu'elle n'altère pas celle du capteur G9 (écart moyen de 5%). L'influence des chicanes sur le capteur G9 est donc très limitée.

Les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 et en champ libre sont fournies dans le Tableau VI.3.7.

Tableau VI.3.7 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G2 et G9

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G2)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G9)	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i}$ (G2)	$\frac{I^+_{tot}}{I^+_i}$ (G9)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	0,407	0,295	29	39
	47	0,386	0,372	20	22
	67	0,595	0,495	12	18
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	0,313	0,308	28	47
	47	0,308	0,424	18	30
	67	0,492	0,497	12	19
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	0,265	0,281	25	32
	47	0,290	0,448	19	32
	67	0,427	0,506	12	21
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	0,381	0,300	28	46
	47	0,318	0,492	18	32
	67	0,343	0,530	12	22
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	0,494	0,339	44	41
	47	0,478	0,439	35	29
	67	0,658	0,518	24	24

La surpression maximale obtenue aux capteurs G2 et G9 est toujours inférieure (60% en moyenne) à la valeur du champ libre (Tableau VI.3.7). Elle est également plus faible en configuration 4 qu'en configuration 1.3. Cette baisse est de 31% en moyenne au niveau du capteur G2 et de 5% pour le capteur G9. La présence des chicane diminue donc la surpression maximale rencontrée aux deux capteurs, bien que cette atténuation soit limitée dans le cas du capteur G9. L'effet de l'ajout des chicanes est donc logiquement plus prononcé au niveau du capteur G2 que du capteur G9. Ceci se retrouve également pour l'augmentation de l'impulsion positive totale par rapport à celle du champ libre qui se trouve limitée pour le capteur G2 par rapport à la configuration sans chicanes (d'un facteur moyen de 19 avec chicanes et de 34 sans) tandis qu'elle est relativement constante pour le capteur G9 (d'un facteur moyen de 30 avec chicanes et 31 sans).

VI.3.3.3. Capteurs G3 et G11

Les capteurs G3 et G11 sont centrés à la sortie des cellules 1 et 3 et se trouvent également dans une position similaire par rapport à la charge. Les profils de pression relevés à ces deux capteurs en configuration 4.4 et en champ libre pour une charge de rayon 67 mm ont été tracés en Figure VI.3.10.

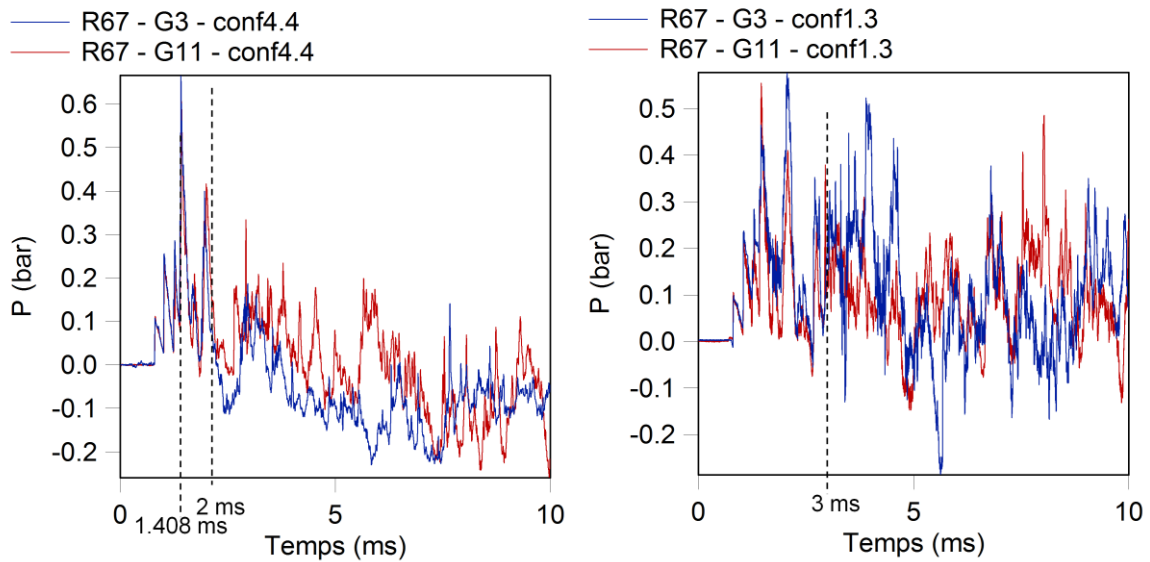


Figure VI.3.10 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G3 et G11 en configuration 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Le pic incident est identique pour l'ensemble des profils de pression présentés en Figure VI.3.10 (écart maximal de 0,7% pour le temps d'arrivée et de 8% pour la surpression incidente). Les profils de pression relevés aux capteurs G3 et G11 en configuration 4.4 montrent de grandes similitudes jusqu'à environ 2 ms avec une différence moyenne de 13 mbar dans les surpressions et un écart maximal de 2% sur les temps d'arrivée des pics réfléchis. La surpression maximale, en configuration 4.4, est obtenue pour le même pic réfléchi, relevé à 1,408 ms, pour les deux capteurs avec des valeurs très proches (écart de 0,6%) contrairement à ce qui avait été observé dans le cas de la configuration 1.3 pour laquelle les surpressions maximales n'étaient pas obtenues pour les mêmes pics réfléchis (cf. IV.3.1.2). Le pic réfléchi conduisant à la surpression maximale en configuration était donc très certainement lié à la présence de la paroi Pe1.

Le Tableau VI.3.8 donne les valeurs numériques des différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 et en champ libre.

Tableau VI.3.8 : Différences entre les surpressions maximales et les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 aux capteurs G3 et G11

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G3)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G11)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G3)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G11)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	1,034	0,783	77	66
	47	0,847	0,739	44	58
	67	0,904	0,945	21	124
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	0,990	0,948	69	65
	47	0,850	0,747	41	49
	67	0,883	0,896	19	43
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	0,848	0,837	75	74
	47	0,848	0,794	45	52
	67	0,825	0,815	64	46
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	0,914	0,747	85	47
	47	0,901	0,746	49	58
	67	0,928	0,898	19	36
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	0,772	0,778	59	50
	47	0,748	0,747	42	38
	67	0,750	0,802	66	34

Le Tableau VI.3.8 met en évidence le fait que la surpression maximale est toujours inférieure ou égale à la valeur du champ libre pour les deux capteurs G3 et G11 avec ou sans chicanes. La diminution de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre, de 15% en moyenne, semble être peu affectée par la variation du degré d'ouverture des chicanes pour le capteur G3 comme pour le capteur G11. Néanmoins, la présence des chicanes aurait tendance à légèrement limiter l'atténuation de la surpression maximale au niveau du capteur G3 rencontrée en configuration 1.3, la diminution étant en moyenne de 10% en présence des chicanes et de 24% sans. Quant à l'impulsion positive totale, cette dernière est toujours drastiquement augmentée par rapport à celle du champ libre (d'un facteur moyen de 54).

Au final, l'ajout des chicanes semble avoir peu d'effet sur l'évolution de la pression dans la cellule 3. En ce qui concerne la cellule 1, l'effet des chicanes est fortement dépendant de la position considérée dans la cellule, la surpression maximale étant augmentée par rapport au cas sans chicane au niveau du capteur alors qu'elle est toujours diminuée au niveau du capteur G2 et qu'elle est globalement diminuée au capteur G1 mais peut être augmentée. Le degré d'ouverture des chicanes n'influe, quant à lui, quasiment pas sur la propagation du choc dans la cellule 1 excepté pour le capteur G1.

VI.3.4. Étude phénoménologique du couloir

L'effet sur la propagation de l'onde de choc dans le couloir peut être analysé à travers l'étude des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 (Figure V.3.19). Ces capteurs sont placés au milieu du couloir et sont centrés par rapport à la cellule à laquelle ils font face.

L'onde incidente observée en configuration 4.4 est identique à celle de la configuration 1.3 pour chacun des trois capteurs du couloir et présente un écart moyen de 1% en temps d'arrivée et 0,1% en surpression. La similitude entre ces deux configurations va au-delà de l'onde incidente et est valable sur environ 3 ms avec une différence moyenne de pression de 77 mbar pour le capteur G4, 12 mbar pour le capteur G12 et 17 mbar pour le capteur G16. Ensuite, les niveaux de pression obtenus en configuration 4.4 tendent à être plus faibles (diminution de 300 mbar en moyenne) que ceux rencontrés en configuration 1.3. Ceci est probablement lié à la présence des chicanes qui permettent une évacuation de la pression vers l'extérieur de la structure. Les capteurs G4 et G12 présentent une évolution de pression semblable en configuration 4.4. L'écart dans le temps d'arrivée du pic de surpression maximal à ces deux capteurs est de 0,4% et de 5% sur la valeur de la surpression. Ceci est dû aux positions de ces deux capteurs qui sont similaires par rapport à la charge (Figure VI.1.2). La surpression maximale est obtenue, pour chacun des trois capteurs du couloir, pour le même pic réfléchi en configuration 4.4 qu'en configuration 1.3 avec un temps d'arrivée de 1,304 ms pour le capteur G4, de 1,297 ms pour le capteur G12 et de 2,658 ms pour le capteur G16. Ainsi, les phénomènes amenant à la surpression maximale sont identiques dans ces deux configurations. L'effet des chicanes semble donc être limité à une réduction des niveaux de pression du couloir au-delà de 3 ms.

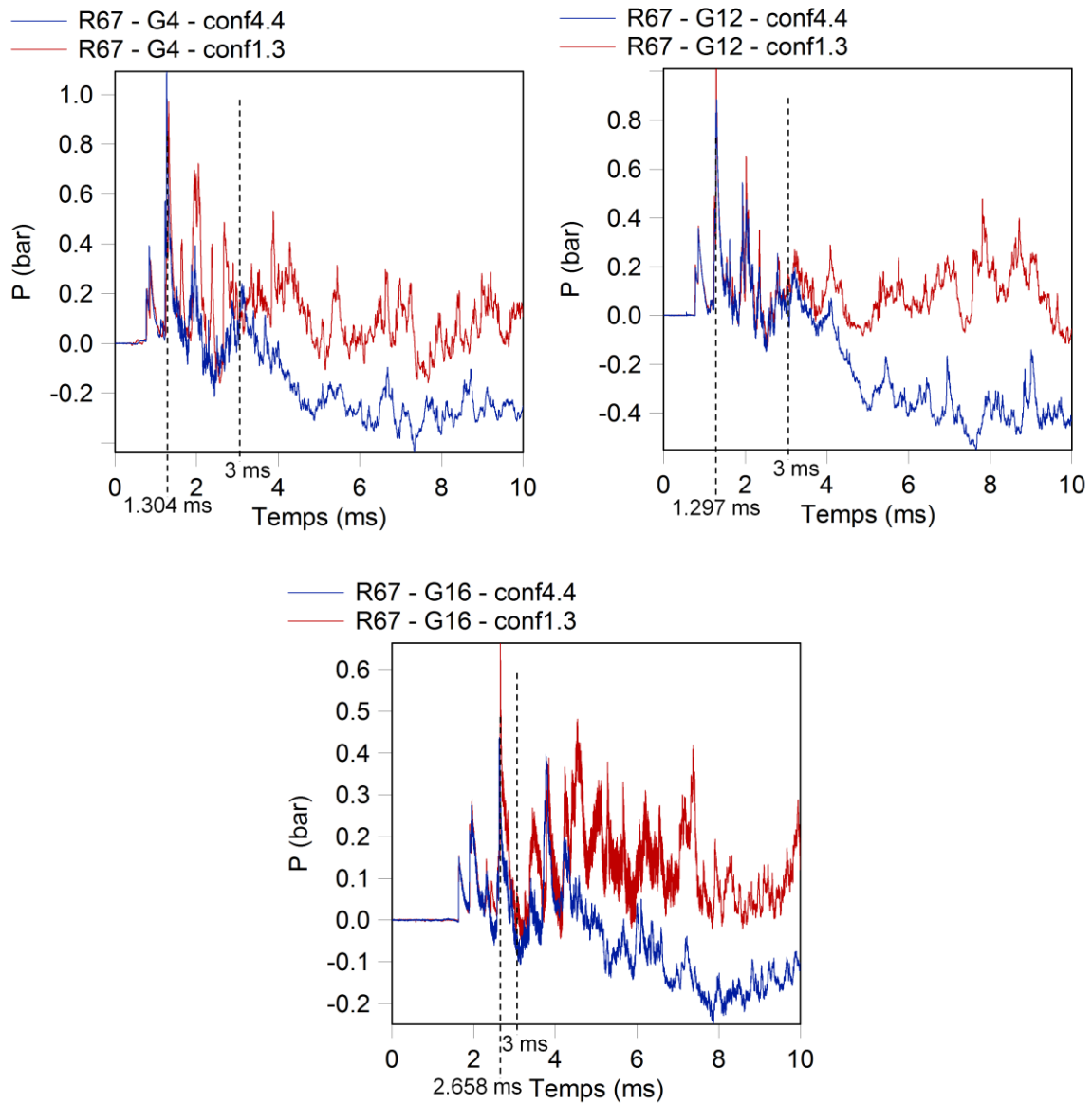


Figure VI.3.11 : Comparatif des profils de pression enregistrés aux capteurs G4, G12 et G16 en configurations 4.4 et 1.3 pour une charge de rayon 67 mm

Afin de s'assurer de la validité des remarques proposées lors de la comparaison des configurations 4.4 et 1.3 pour l'ensemble des charges évaluées ainsi que des degrés d'ouverture des chicanes, l'ensemble des valeurs numériques des différences relevées entre le champ libre et les configurations 4 et 1.3 ont été regroupés dans le Tableau VI.3.9.

Tableau VI.3.9 : Différences entre les surpressions maximales obtenues en configurations 4 et 1.3 par rapport au champ libre aux capteurs G4, G12 et G16

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G4)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G12)	$\frac{\Delta P_{max}}{\Delta P_{CL}}$ (G16)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	1,314	1,147	1,402
	47	1,339	1,390	1,406
	67	1,780	1,615	2,727
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	1,317	1,264	1,719
	47	1,353	1,572	1,394
	67	1,812	1,623	2,771
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	1,268	1,158	1,629
	47	1,292	1,377	1,446
	67	1,716	1,584	2,640
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	1,272	1,160	1,597
	47	1,302	1,426	1,296
	67	1,841	1,713	1,967
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	1,237	1,352	1,729
	47	1,506	1,669	1,723
	67	1,841	1,735	2,770

Bien que la surpression incidente soit inférieure de 60% en moyenne à celle du champ libre pour ces trois capteurs, la surpression maximale est toujours obtenue pour un pic réfléchi et est systématiquement supérieure à la valeur du champ libre (Tableau VI.3.9). L'augmentation de la surpression maximale, en configuration 4, est similaire pour les capteurs G4 (48% en moyenne) et G12 (42% en moyenne) alors qu'elle semble être plus prononcée pour le capteur G16 (83% en moyenne). De plus, la surpression maximale des capteurs du couloir en présence de chicane est toujours inférieure ou égale, aux erreurs de mesure près (10%), à la valeur relevée dans le cas sans chicane (en moyenne de 3% au niveau du capteur G4, de 10% au niveau du capteur G12 et de 12% au niveau du capteur G16).

Le Tableau VI.3.10 présente les différences entre les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 par rapport au champ libre.

Tel que pour la surpression maximale, l'augmentation de l'impulsion positive totale par rapport à celle du champ libre en configuration 4 est très proche pour les capteurs G4 (augmentation d'un facteur de 43) et G12 (augmentation d'un facteur de 45), tandis qu'elle est plus importante, de façon générale, pour le capteur G16 (augmentation d'un facteur 52). Le degré d'ouverture des chicanes ne semble pas modifier notablement la valeur de l'augmentation de l'impulsion positive (écart maximal de 20%). En revanche, cette augmentation diminue entre le milieu totalement confiné, représenté par la configuration 1.3, et la configuration 4 qui est équipée de chicanes, de 17% pour le capteur G4, de 9% pour le capteur G12 et de 31% pour le capteur G16.

Tableau VI.3.10: Différences entre les impulsions positives totales obtenues en configurations 4 et 1.3 par rapport au champ libre aux capteurs G4, G12 et G16

configuration	rayon de la charge (mm)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G4)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G12)	$\frac{I_{tot}^+}{I_i^+}$ (G16)
4.1 (degré d'ouverture de 25%)	30	59	59	71
	47	33	38	50
	67	37	36	29
4.2 (degré d'ouverture de 50%)	30	55	64	89
	47	32	44	53
	67	52	37	31
4.3 (degré d'ouverture de 75%)	30	53	57	71
	47	33	43	54
	67	33	28	34
4.4 (degré d'ouverture de 100%)	30	48	58	67
	47	29	40	42
	67	50	37	31
1.3 (degré d'ouverture nul)	30	72	77	99
	47	57	54	74
	67	36	29	48

Ainsi, la présence des chicanes permet de réduire faiblement la surpression maximale au niveau du couloir (10% en moyenne) et, de façon plus importante, l'augmentation de l'impulsion positive totale par rapport à celle du champ libre (19% en moyenne).

VI.4. Effet des chicanes sur les paramètres de l'onde de choc dans l'ensemble du système multi-chambres

La complexité de la propagation de l'onde de choc dans l'ensemble de la maquette a été bien mise en évidence par l'analyse phénoménologique de la maquette qui a été conduite au paragraphe précédent. L'étude de l'effet des chicanes sur la propagation de l'onde de choc dans l'ensemble de la structure va donc se poursuivre à travers l'analyse de l'évolution des paramètres de l'onde de choc en fonction du degré d'ouverture des parois latérales.

VI.4.1. Temps d'arrivée de l'onde incidente

Le temps d'arrivée de l'onde incidente est tracé en fonction de Z_{conf} pour l'ensemble des configurations étudiées dans ce chapitre en Figure VI.4.1. Z_{conf} est la distance réduite adaptée au milieu confiné, obtenue en calculant la plus courte distance que doit parcourir l'onde de choc pour atteindre le point considéré (cf. III.1.2.3).

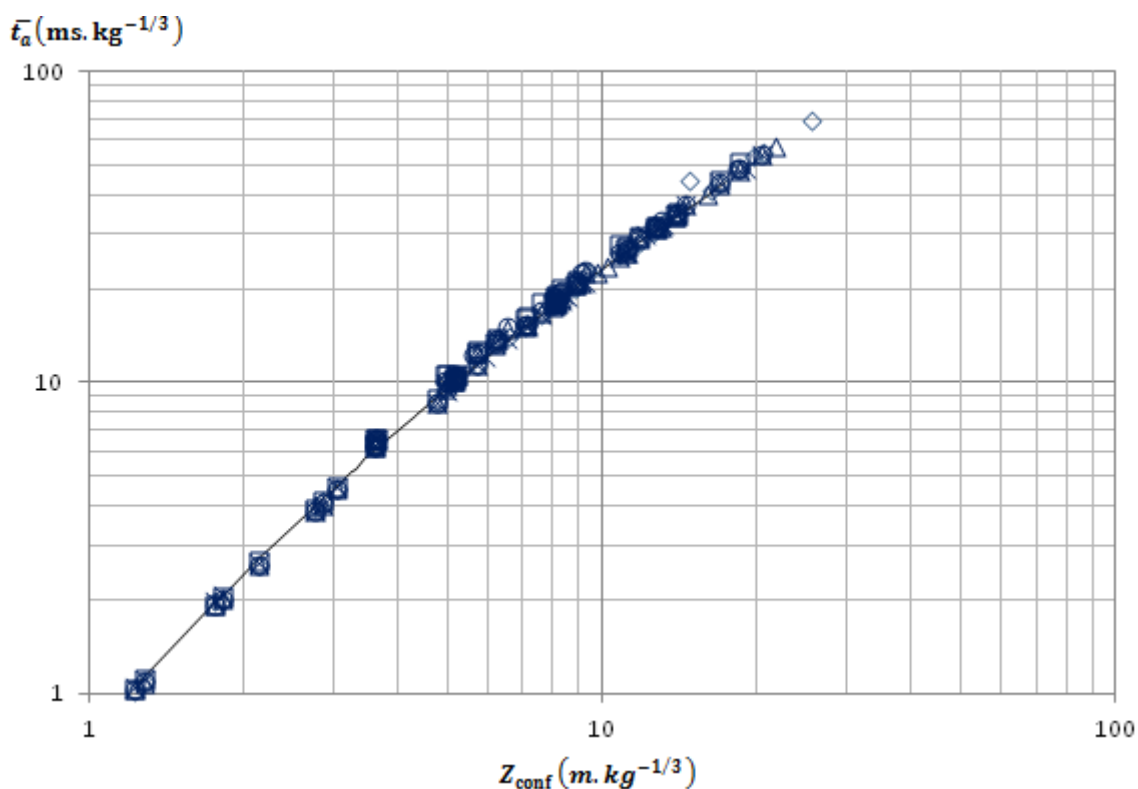


Figure VI.4.1 : Corrélation entre le temps d'arrivée réduit de l'onde incidente en milieu confiné et en champ libre (configurations 4.1 (◇), 4.2 (△), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

L'évolution du temps d'arrivée réduit en fonction de la distance réduite adaptée au milieu confiné présente une très bonne corrélation avec la référence établie en champ libre (Figure VI.4.1). L'équation (VI.4.1) permet donc de prédire le temps d'arrivée de l'onde incidente dans l'ensemble de la structure quel que soit le degré d'ouverture des chicanes.

$$\ln(\bar{t}_a) = -0,3216 + 1,8031 \ln(Z_{conf}) - 0,0887 \ln(Z_{conf})^2 - 0,0368 \ln(Z_{conf})^3 + 0,0081 \ln(Z_{conf})^4 \quad (\text{VI.4.1})$$

$$\text{avec } 1,229 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3} \leq Z_{conf} \leq 25,564 \text{ m} \cdot \text{kg}^{-1/3}$$

Dans les chapitres précédents, la même loi d'évolution du temps d'arrivée de l'onde incidente en fonction de la distance réduite avait pu être établie pour des variations géométriques différentes de la structure. Aussi, cette équation est à même de fournir une estimation du temps d'arrivée de l'onde incidente pour toutes les géométries étudiées dans ces travaux.

Il peut aussi être remarqué que la distance réduite en milieu confiné est toujours obtenue pour une onde diffractée. L'onde incidente est donc systématiquement une onde diffractée.

VI.4.2. Suppression incidente

La suppression incidente, comme pour les deux chapitres précédents, ne semble pas présenter d'évolution en fonction de la distance réduite en milieu confiné (Figure VI.4.2). Ceci pourrait être dû aux fortes perturbations de l'onde incidente qui ont été constatées au paragraphe VI.3 sur les différents profils de pression des capteurs qui ne sont pas en vue directe de la charge.

Toutefois, la Figure VI.4.2 révèle que la suppression incidente en milieu confiné est toujours inférieure ou égale à la valeur qui serait relevée pour $Z = Z_{conf}$. La suppression incidente est donc également toujours inférieure ou égale à celle du champ libre. L'effet protecteur, vis-à-vis de l'onde incidente, du milieu confiné n'est ainsi pas modifié par l'ajout des chicanes.

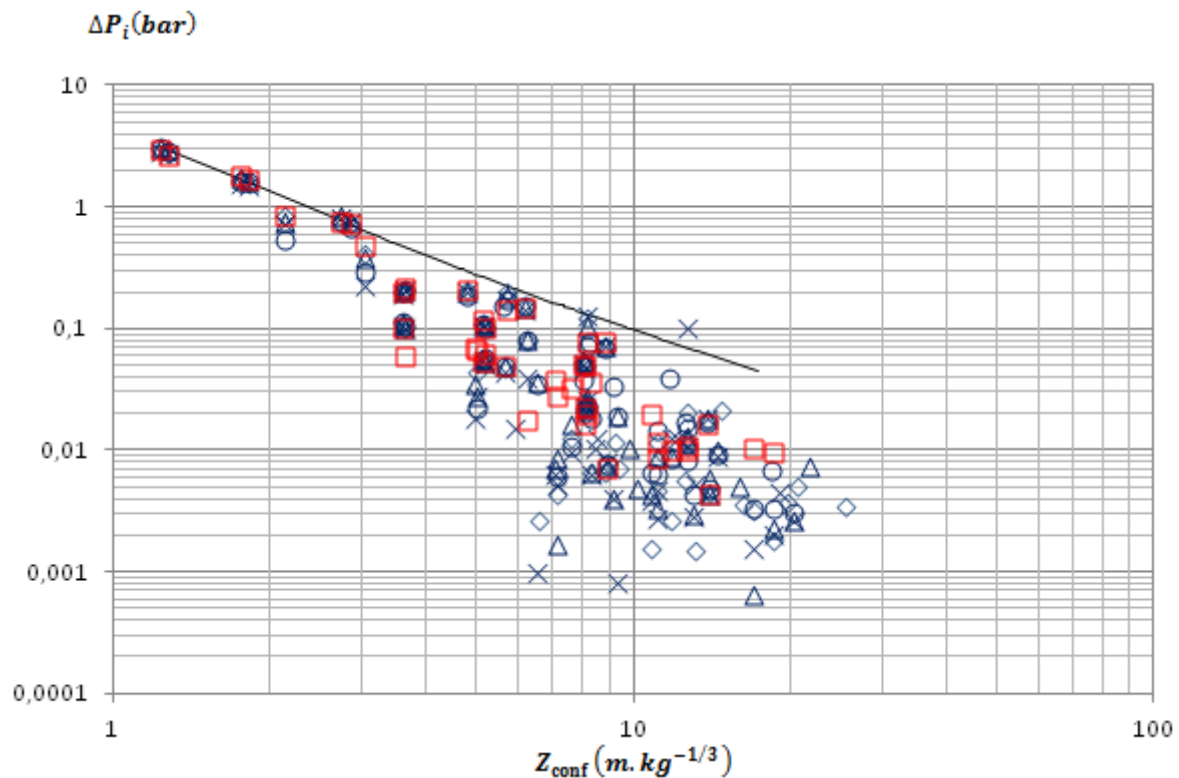


Figure VI.4.2 : Évolution de la suppression incidente en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

VI.4.3. Surpression maximale

La Figure VI.4.3 montre que la surpression maximale en milieu confiné est presque toujours supérieure ou égale à la valeur qui serait obtenue pour $Z = Z_{conf}$ malgré la présence des chicanes.

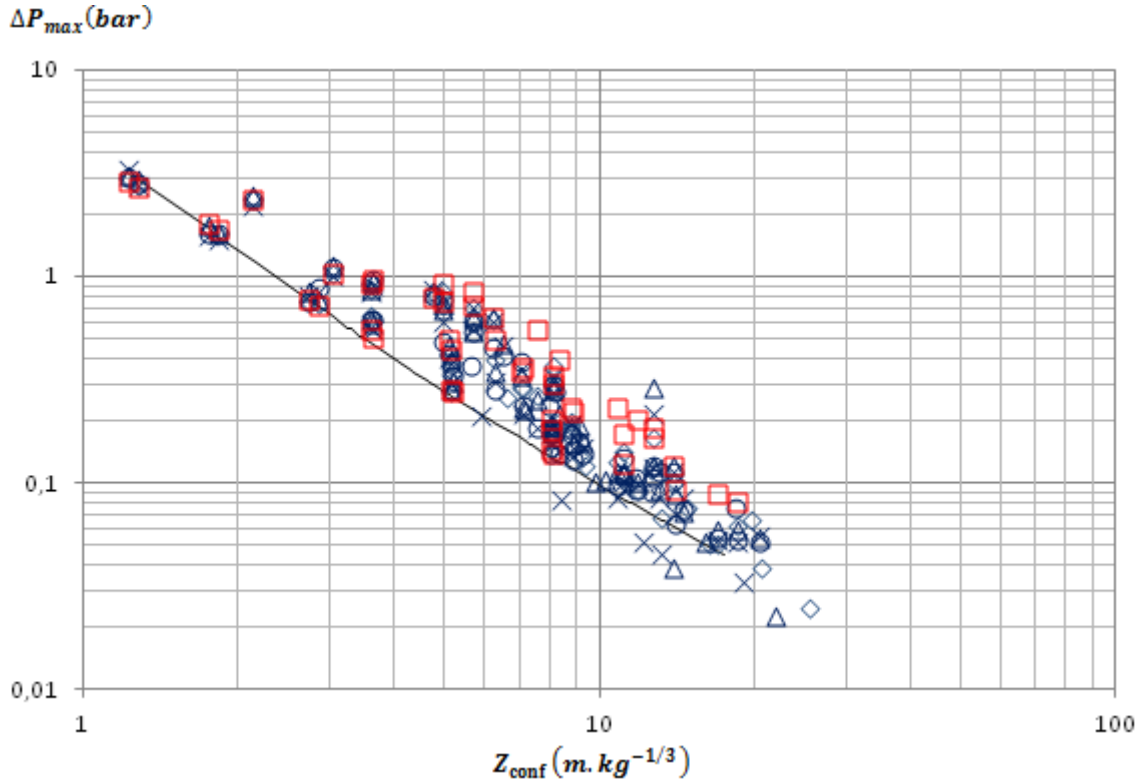


Figure VI.4.3 : Évolution de la surpression maximale en milieu confiné et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (—))

À l'issue de l'analyse de l'évolution de la surpression maximale en fonction de la variation du volume des cellules et de la présence d'un mur venant partiellement fermer une des cellules, une loi prédictive avait été établie pour le maximum de la surpression maximale des cellules (équation (VI.4.2)).

$$\Delta P_{max} = 4,933 \left[\left(\frac{V}{M} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{\sum_{j=1}^4 \left(\left(\frac{A_j}{A_0} \right)^n \cdot y_{2-j} \right)}{\sum_{j=1}^4 (y_{2-j})} \right]^{-0,9329} \quad (\text{VI.4.2})$$

Afin de prendre en compte l'influence des chicanes sur l'évolution de la surpression maximale, deux nouvelles "cellules" C5 et C6 sont définies suivant le schéma présenté en Figure VI.4.4. De même que pour le chapitre précédent, un degré d'ouverture de ces deux cellules est défini sous la forme A_i/A_0 , où A_i est l'aire de l'ouverture des parois latérales Pe1 et Pe3 et A_0 l'aire de l'ouverture en l'absence de ces parois. Le volume associé à ces deux cellules est de 0,031 m³.

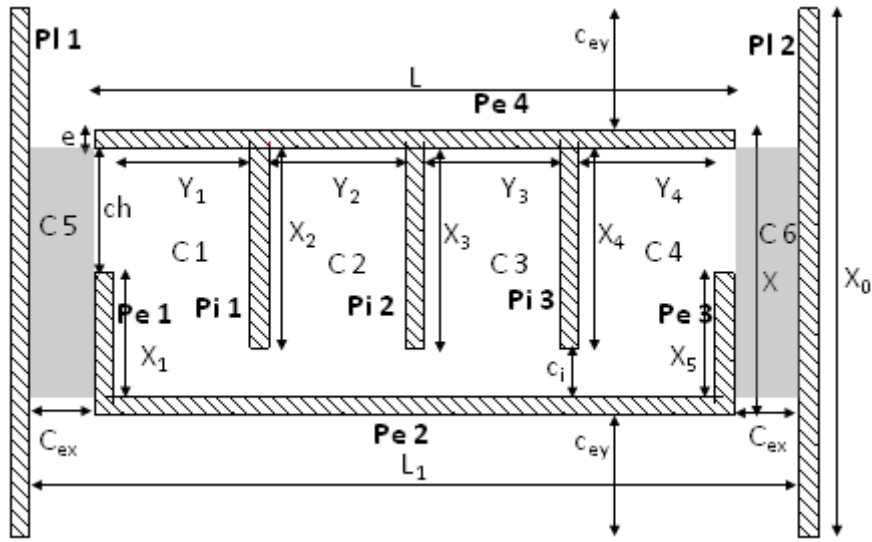


Figure VI.4.4 : Schéma de définition des cellules C5 et C6

Ainsi, le paramètre D présenté au chapitre précédent doit tenir compte des cellules C5 et C6. Il est alors noté D', et défini comme suit :

$$D' = \frac{\sum_{j=1}^6 \left(\left(\frac{A_j}{A_0} \right)^n \cdot y_{2-j} \right)}{\sum_{j=1}^6 (y_{2-j})} \quad (\text{VI.4.3})$$

avec $n = 1$ pour les cellules C5 et C6.

La Figure VI.4.5 reporte l'évolution de la surpression maximale des cellules en fonction de $C \cdot D'$ pour l'ensemble des configurations 1 à 4 excepté les configurations 3a.1 et 3b.1. La cellule 2 est également exclue de cette représentation.

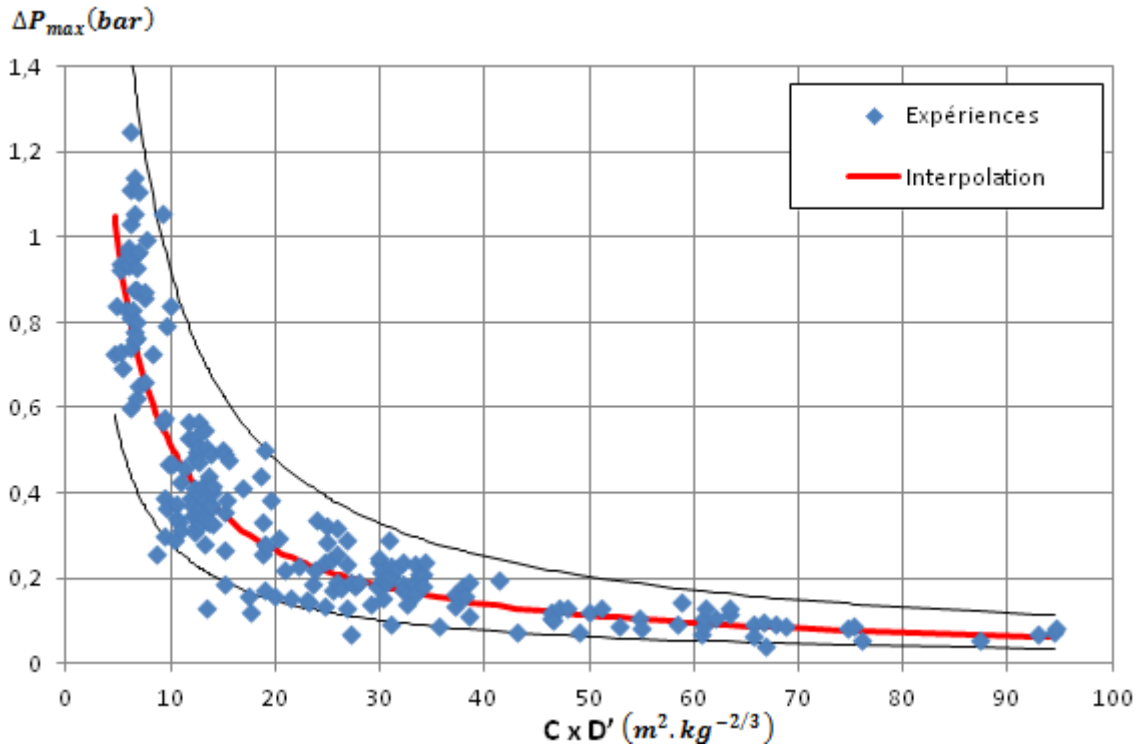


Figure VI.4.5 : Évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du produit $C \cdot D'$ dans les configurations 1 à 4

L'évolution de la surpression maximale des cellules en fonction du paramètre $C \cdot D'$ semble pouvoir être décrite par une loi puissance (Figure VI.4.5) :

$$\Delta P_{max} = 4,438 \left[\left(\frac{V}{M} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{\sum_{j=1}^6 \left(\left(\frac{A_j}{A_0} \right)^n \cdot y_{2-j} \right)}{\sum_{j=1}^6 (y_{2-j})} \right]^{-0,9392} \quad (\text{VI.4.4})$$

$$\text{avec } 4,638 \leq C \cdot D' (m^2 \cdot kg^{-2/3}) \leq 94,564$$

La loi ainsi obtenue présente une bonne corrélation avec les données expérimentales (coefficient de régression $R^2=0,852$).

Comme dans les deux chapitres précédents, la cellule 2, cellule dans laquelle est initiée la charge, est exclue de cette interpolation de même que les configurations 3a.1 et 3b.1. Un intervalle de confiance à 90%, représenté par les courbes noires, a également été tracé pour cette loi en Figure VI.4.5.

L'équation (VI.4.4) permet d'estimer la valeur de la surpression maximale à l'intérieur d'une cellule pour des variations du volume des cellules, de leur degré d'ouverture ou pour l'ajout de chicanes avec un pourcentage d'erreur moyen de 25%.

VI.4.4. Impulsion positive totale

L'évolution de l'impulsion positive totale obtenue en configuration 4 est comparée avec le champ libre et la configuration 1.3, pour laquelle le degré d'ouverture des parois Pe1 et Pe3 est nul (Figure

VI.4.6). Bien que l'impulsion positive soit fortement augmentée par rapport à celle du champ libre avec ou sans les chicanes, leur présence semble globalement limiter cette augmentation. L'ajout des chicanes a donc un certain effet protecteur vis-à-vis de l'impulsion positive pour l'ensemble des cellules. Il apparaît également que le degré d'ouverture des chicanes n'as pas d'effet sensible sur cet effet protecteur.

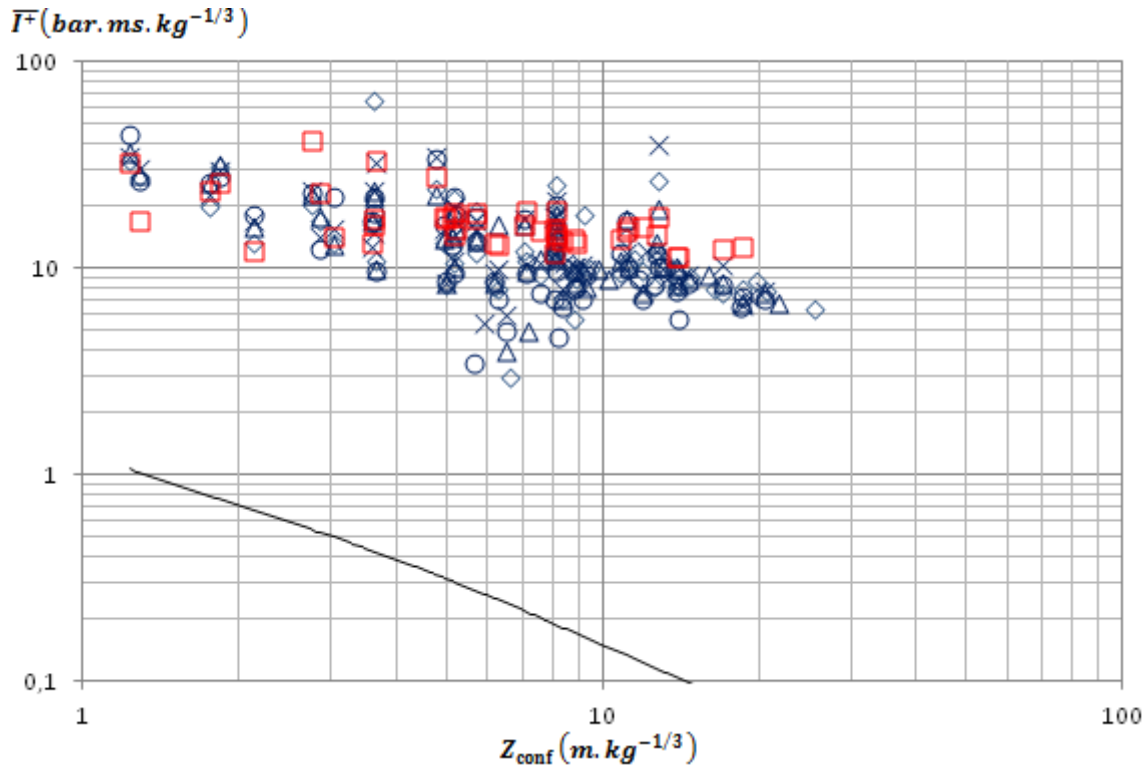


Figure VI.4.6 : Évolution de l'impulsion positive totale en milieu confiné avec et sans chicanes et en champ libre en fonction de la distance réduite en milieu confiné (configurations 4.1 (◇), 4.2 (Δ), 4.3 (x), 4.4 (○), 1.3 (□) et champ libre (-))

En moyenne, l'impulsion positive totale est de $13,977 \text{ bar.ms.kg}^{-1/3}$ avec la présence de chicanes alors qu'elle est de $17,421 \text{ bar.ms.kg}^{-1/3}$ sans. Ainsi, la présence des chicanes produit une diminution de 19,8% de l'impulsion positive totale.

VI.5. Conclusions

L'objectif de ce chapitre est l'étude de l'influence de la présence de chicanes venant partiellement ouvrir les parois latérales Pe1 et Pe3 du bâtiment sur l'évolution de la surpression maximale engendrée dans les cellules et le couloir. Quatre configurations, pour lesquelles le degré d'ouverture des chicanes varie, ont été évaluées expérimentalement à petite échelle. Une simulation numérique dans le cas où l'ouverture des chicanes est maximale a également été effectuée. L'ensemble des résultats obtenus dans ces configurations a ensuite été comparé avec les données relevées en l'absence de chicane.

À travers l'étude des profils de pression, il a pu être noté que l'ajout des chicanes n'avait pas d'influence sur l'onde incidente. Il a également été constaté que la présence des chicanes permet, de façon générale, de retrouver en partie l'effet protecteur lié à l'éloignement de la charge qui peut être rencontré en champ libre. Elle ne suffit cependant pas à diminuer l'augmentation de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre pour l'ensemble de la structure. Les chicanes sont même pénalisantes pour les capteurs G3 et G11. Un effet canon du couloir a également été mis en évidence sur les profils de pression des capteurs situés dans les couloirs extérieurs.

L'analyse de l'effet des chicanes a ensuite été poursuivie à travers l'étude de l'évolution des paramètres de l'onde de choc dans la structure. Le temps d'arrivée de l'onde incidente et la courbe de référence établie en champ libre présentent une très bonne corrélation. La loi ainsi obtenue est identique à celles établies lors de l'étude des chapitres précédents. Aussi, cette loi permet d'estimer le temps d'arrivée de l'onde incidente pour toutes les géométries étudiées dans ces travaux. La loi prédictive établie pour le maximum de la surpression maximale des cellules a pu être étendue pour prendre en compte l'ajout des chicanes. Il est donc possible de prédire la surpression maximale dans les cellules en fonction de leurs volumes, de leurs degrés d'ouvertures ou de la taille des chicanes avec un écart moyen de l'ordre de 25%.

Au final, la présence des chicanes permet de réduire de façon générale la surpression maximale, par rapport au cas complètement confiné, de 10% en moyenne et, pour certaines positions de la structure, de réduire la valeur de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre quand elle était augmentée par le confinement. L'effet est plus important sur l'impulsion positive totale avec une diminution de l'impulsion positive totale de 20% en moyenne, par rapport au cas complètement confiné. Le degré d'ouverture des parois latérales de 75% semble être le meilleur compromis pour réduire la surpression maximale dans l'ensemble de la structure.

CHAPITRE VII

Étude des zones d'effets

La réglementation pyrotechnique en vigueur actuellement en France (décret n° 79-846 du 28 septembre 1979 et arrêtés le complétant) introduit la notion de zones d'effets des produits pyrotechniques. Ces zones d'effets sont utilisées lors des études de sécurité des installations pyrotechniques afin de définir les quantités maximales de matière active autorisées dans les installations ainsi que le nombre de personnes pouvant être exposées au risque pyrotechnique. Dans ce chapitre, les zones d'effets obtenues pour la surpression maximale calculée à partir des lois établies dans les chapitres précédents (Éq. (IV.4.6) et (V.4.3)) sont comparées avec celles prédites par la simulation numérique.

VII.1. Définition des zones d'effets

Les zones d'effets, définies dans l'article 11 de l'arrêté du 20 avril 2007, modifié par l'arrêté du 11 septembre 2008, sont au nombre de cinq et sont classées selon les conséquences potentielles qu'elles présentent pour les personnes et les biens (Tableau VII.1.1).

Tableau VII.1.1 : Définition des zones d'effets (arrêté du 20 avril 2007)

Désignation de la zone	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5
Conséquences sur l'homme	Extrêmement graves (blessures mortelles dans plus de 50% des cas)	Très graves	Graves	Significatives	Effets indirects par bris de vitre
Dégâts prévisibles aux biens	Extrêmement graves	Importants et effets dominos	Graves	Légers	Destruction significative de vitres

Pour la surpression ces zones correspondent à des seuils de surpression reportés dans le Tableau VII.1.2.

Tableau VII.1.2 : Seuil des zones d'effets pour la surpression (arrêtés du 20 avril 2007 et du 09 septembre 2005)

Désignation de la zone	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5
Seuil de surpression en mbar	$\Delta P_{max} \geq 430$	$430 < \Delta P_{max} \leq 200$	$200 < \Delta P_{max} \leq 140$	$140 < \Delta P_{max} \leq 50$	$50 < \Delta P_{max} \leq 20$

VII.2. Comparaison des zones d'effets entre la simulation numérique et les lois prédictives expérimentales

Afin de déterminer les zones d'effets associées aux expériences, la surpression maximale est calculée à l'aide des lois établies aux chapitres IV (Éq. (IV.4.2) et (IV.4.6)), V (Éq. (V.4.3)) et VI (Éq. (VI.4.4)). Ces lois donnent la surpression maximale du couloir en configurations 1 et 2 et le maximum de surpression des cellules en configurations 1 à 4 à l'exception des configurations 3a.1 et 3b.1. Ces valeurs sont ensuite comparées aux valeurs seuils présentées dans le Tableau VII.1.2. Le maximum

de surpression dans la cellule 2, cellule où est amorcée la détonation, étant la pression de détonation Chapman-Jouguet de la charge explosive, cette cellule sera systématiquement placée en Z1. Pour le couloir, les zones d'effets sont calculées pour des blocs situés face aux cellules, la valeur du bloc étant fixée à celle du point le plus proche de la charge. Les données sont ensuite compilées sous forme graphique et comparées aux graphiques obtenus par simulation numérique. Les parties de la maquette pour lesquelles aucune loi prédictive ne permet d'estimer la surpression maximale sont laissées blanches sur les graphiques.

Dans la suite de ce chapitre, le terme générique de lois prédictives expérimentales sera utilisé pour faire référence aux lois prédictives établies dans ces travaux à partir des données expérimentales.

VII.2.1. Rappel des lois prédictives issues des expérimentations

Dans le chapitre IV, deux lois prédictives ont été établies pour les configurations 1 et 2. Ces lois donnent le maximum de surpression des cellules (Éq. (VII.2.1)), à l'exception de la cellule 2, ainsi que la surpression maximale dans le couloir (Éq. (VII.2.2)).

$$\Delta P_{max} = 5,1898 \left(\left(\frac{V}{M} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \right)^{-0,944} \quad (\text{VII.2.1})$$

$$\ln \left(\frac{\Delta P_{max}}{A} \right) = 4,026 - 1,9347 \ln \left(\frac{Z_{conf}}{B} \right) + 0,3298 \ln \left(\frac{Z_{conf}}{B} \right)^2 - 0,0132 \ln \left(\frac{Z_{conf}}{B} \right)^3 \quad (\text{VII.2.2})$$

$$A = \left(\frac{M}{B} \right)^{\frac{1}{3}} \quad B = \frac{V}{V_0}$$

Une autre loi, déterminée dans le chapitre V, permet d'estimer la surpression maximale des cellules dans l'ensemble des configurations 1 à 3 (Éq. (VII.2.3)), à l'exception des configurations 3a.1 et 3b.1. Aucune loi n'a pu être trouvée pour ces deux dernières configurations.

$$\Delta P_{max} = 4,933 \left[\left(\frac{V}{M} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{\sum_{j=1}^4 \left(\left(\frac{A_j}{A_0} \right)^n \cdot y_{2-j} \right)}{\sum_{j=1}^4 (y_{2-j})} \right]^{-0,9329} \quad (\text{VII.2.3})$$

Enfin, il a été proposé dans le chapitre VI, une loi permettant de déterminer la surpression maximale des cellules pour les configurations 1 à 4 (Éq. (VII.2.4)). Les configurations 3a.1 et 3b.1 ne sont pas incluses dans cette loi.

$$\Delta P_{max} = 4,438 \left[\left(\frac{V}{M} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{|y_{2-i}|}{M^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{\sum_{j=1}^6 \left(\left(\frac{A_j}{A_0} \right)^n \cdot y_{2-j} \right)}{\sum_{j=1}^6 (y_{2-j})} \right]^{-0,9392} \quad (\text{VII.2.4})$$

VII.2.2. Configuration 1.3

Une simulation numérique a été effectuée en configuration 1.3 pour chacune des charges évaluées expérimentalement. Le comparatif entre les zones d'effets obtenues par simulation et par les lois prédictives expérimentales pour cette configuration est présenté en Figure VII.2.1, Figure VII.2.2 et Figure VII.2.3.

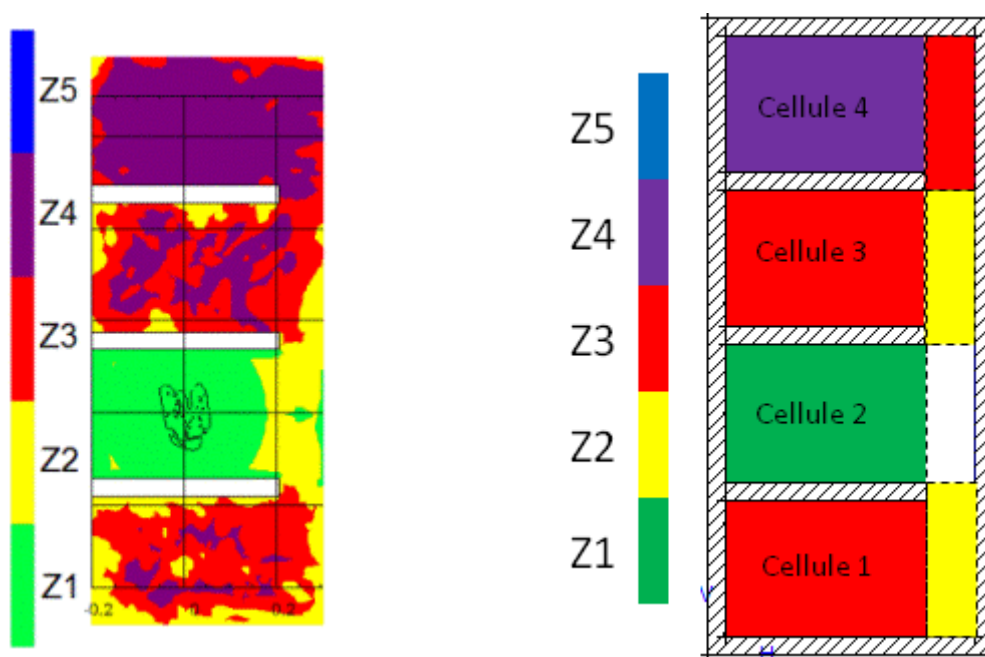


Figure VII.2.1 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 1.3 avec une charge de rayon 30 mm

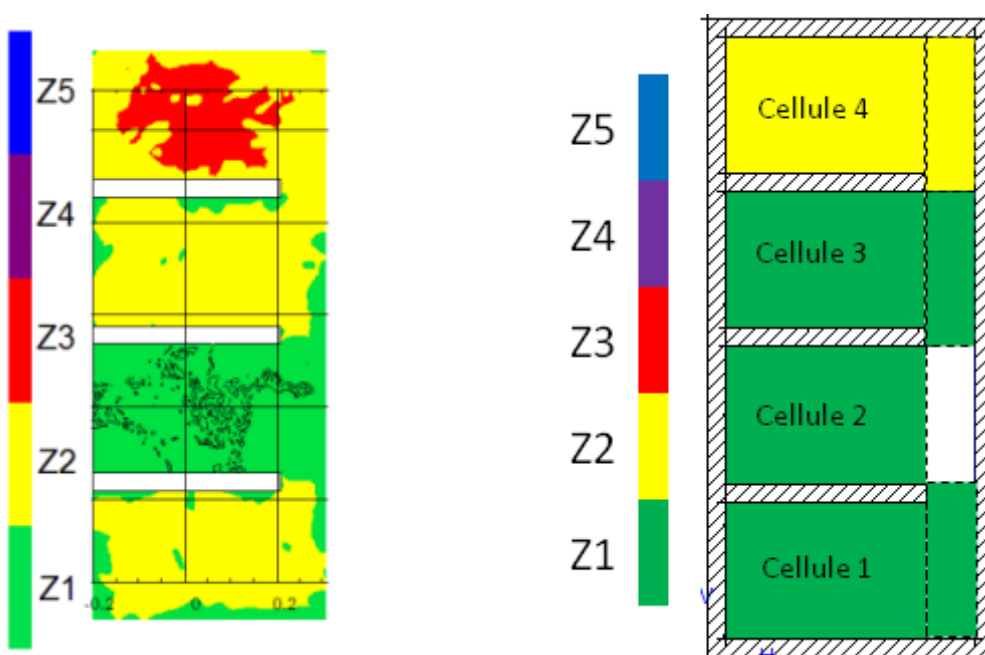


Figure VII.2.2 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 1.3 avec une charge de rayon 47 mm

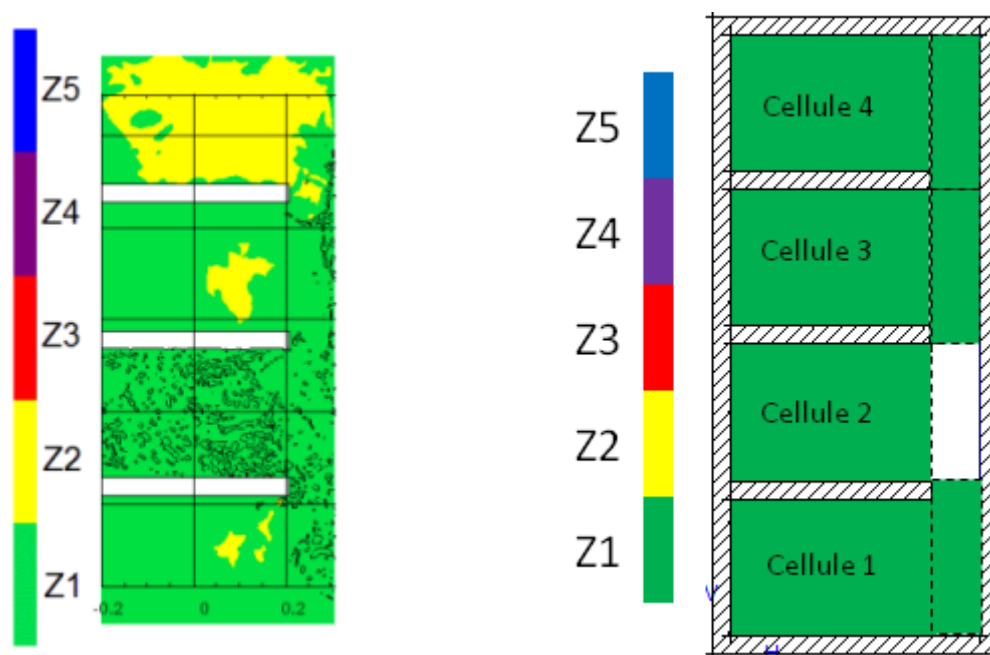


Figure VII.2.3 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 1.3 avec une charge de rayon 67 mm

Une bonne concordance des zones d'effets entre la simulation et les lois prédictives expérimentales peut être observée pour cette configuration qu'elle que soit la charge considérée (Figure VII.2.1, Figure VII.2.2 et Figure VII.2.3). Toutefois, les lois prédictives de la surpression maximale fonctionnant par blocs (cellules et portion de couloir), les zones d'effets ainsi déterminées sont uniformes, contrairement à celles obtenues par simulation numérique qui proposent un niveau de détail beaucoup plus important et, en particulier, en prenant en compte les phénomènes locaux. La Figure VII.2.1 en est une parfaite illustration. Alors que la zone d'effets pour la cellule 4 est globalement la même (Z4) entre la simulation et les lois prédictives expérimentales, des zones d'effets plus contraignantes sont rencontrées près des parois de la cellule pour la simulation (Z2 et Z3) et ne sont pas prises en compte par les lois prédictives expérimentales qui fournissent une zone uniforme pour l'ensemble de la cellule. Ces zones semblent cependant très réduites. Ainsi, le fonctionnement des lois prédictives établies dans ces travaux peut conduire à une sous-estimation, au niveau local, des zones d'effets. Reichenbach (2002) précise que d'importants écarts peuvent apparaître lors de la comparaison entre la simulation et les lois prédictives expérimentales lorsque l'on ne s'attache qu'aux points de mesures, ces écarts pouvant être liés à l'influence d'un facteur local non représentatif du phénomène d'ensemble.

La différence entre simulation et lois prédictives expérimentales tend à diminuer avec l'augmentation de la charge. Ceci peut être expliqué par le fait que l'augmentation des niveaux de pression, liée à l'augmentation de la charge, réduit l'échelle de zones d'effets observée dans la structure.

VII.2.3. Configuration 2.1

La Figure VII.2.4 présente le comparatif des zones d'effets obtenues par les lois prédictives expérimentales et la simulation numérique en configuration 2.1 associée à une charge de rayon 67 mm.

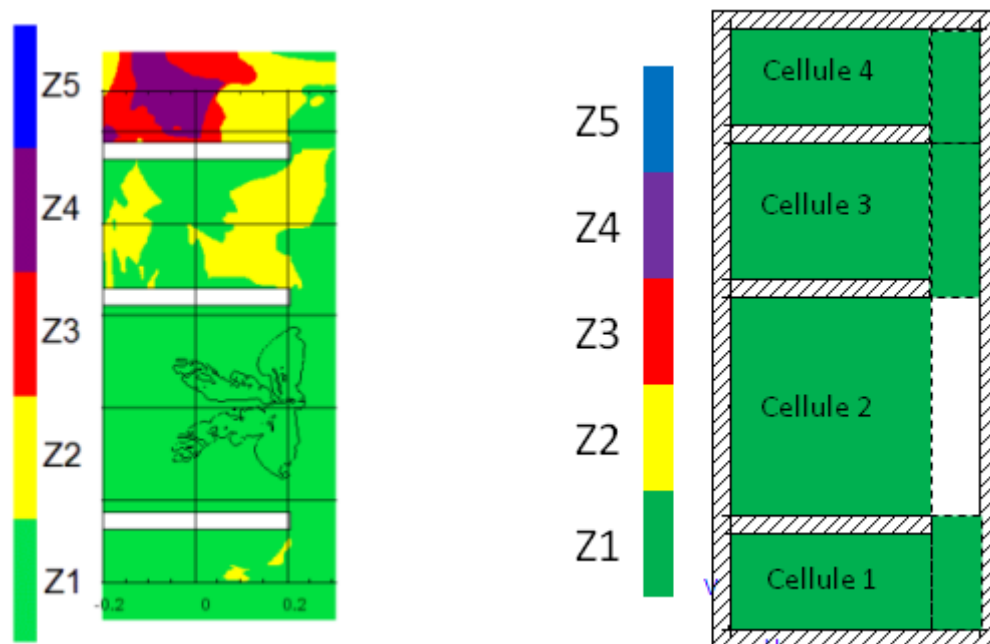


Figure VII.2.4 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 2.1 avec une charge de rayon 67 mm

Comme dans le cas de la configuration 1.3, les zones d'effets sont similaires entre les lois prédictives expérimentales et la simulation. Cependant, la zone d'effets dans la cellule 4 est expérimentalement surestimée (Z1 pour les lois prédictives expérimentales et Z2 à Z4 pour la simulation). L'écart entre la loi prédictive et la suppression maximale relevée expérimentalement dans cette cellule est de 3%. Cette différence de zone d'effets est donc due aux difficultés de la simulation numérique à rendre compte précisément des phénomènes créés expérimentalement par les réflexions multiples.

VII.2.4. Configuration 3a

Deux simulations ont été conduites en configuration 3a en faisant varier le degré d'ouverture de la cellule 2 de 50% (configuration 3a.2) à 75% (configuration 3a.3). La comparaison des zones d'effets obtenues dans ces différentes configurations avec les lois prédictives expérimentales est présentée en Figure VII.2.5 et Figure VII.2.6.

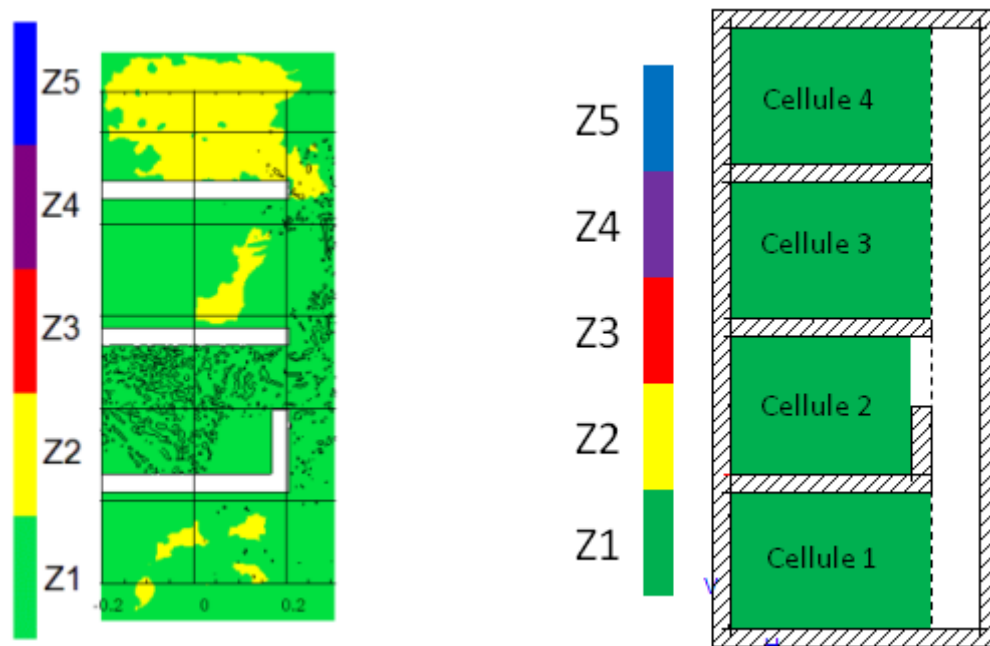


Figure VII.2.5 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3a.2 avec une charge de rayon 67 mm

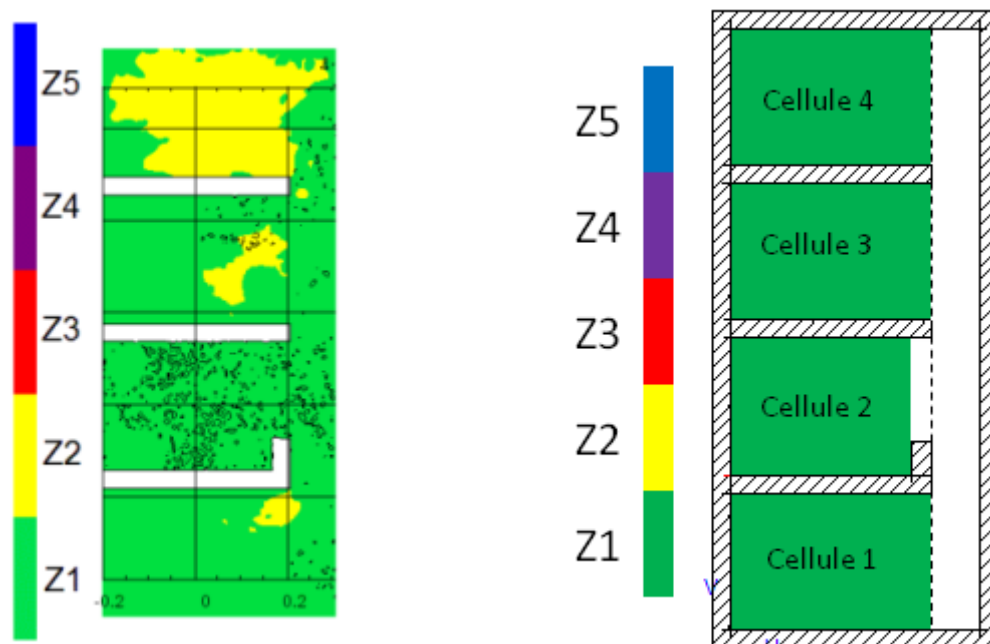


Figure VII.2.6 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3a.3 avec une charge de rayon 67 mm

De même que pour les configurations précédentes, les zones d'effets obtenues par simulation numérique et par les lois prédictives expérimentales présentent de grandes similitudes. Les lois prédictives sont, dans ce cas, conservatives, puisque la zone d'effets estimée en cellule 4 est la zone Z1 quand une grande partie de cette cellule apparaît en zone Z2 par la simulation.

VII.2.5. Configuration 3c.1

La Figure VII.2.7 montre les zones d'effets déterminées par la simulation numérique et les lois prédictives expérimentales dans la configuration 3c.1 avec une charge de rayon 67 mm.

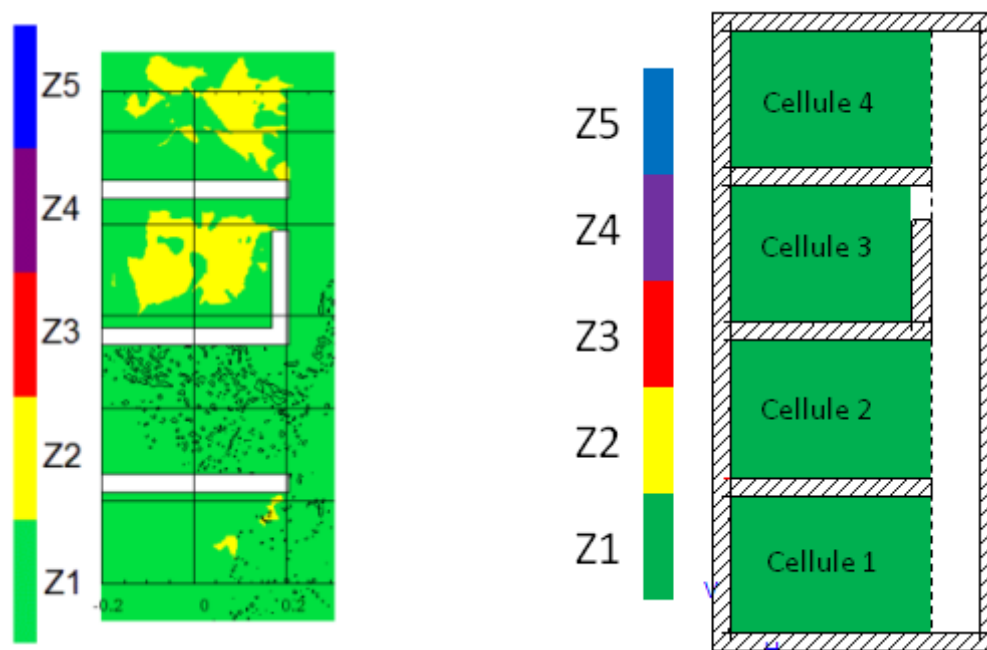


Figure VII.2.7 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3c.1 avec une charge de rayon 67 mm

Les zones d'effets maximales sont identiques entre la simulation et les lois prédictives expérimentales. Aussi, la loi prédictive de la surpression maximale permet une bonne estimation des zones d'effets dans cette configuration.

VII.2.6. Configuration 3d.1

Les zones d'effets estimées par une simulation numérique, effectuée en configuration 3d.1 avec une charge de rayon 67 mm, sont comparées aux zones d'effets déterminées par les lois prédictives expérimentales (Figure VII.2.8).

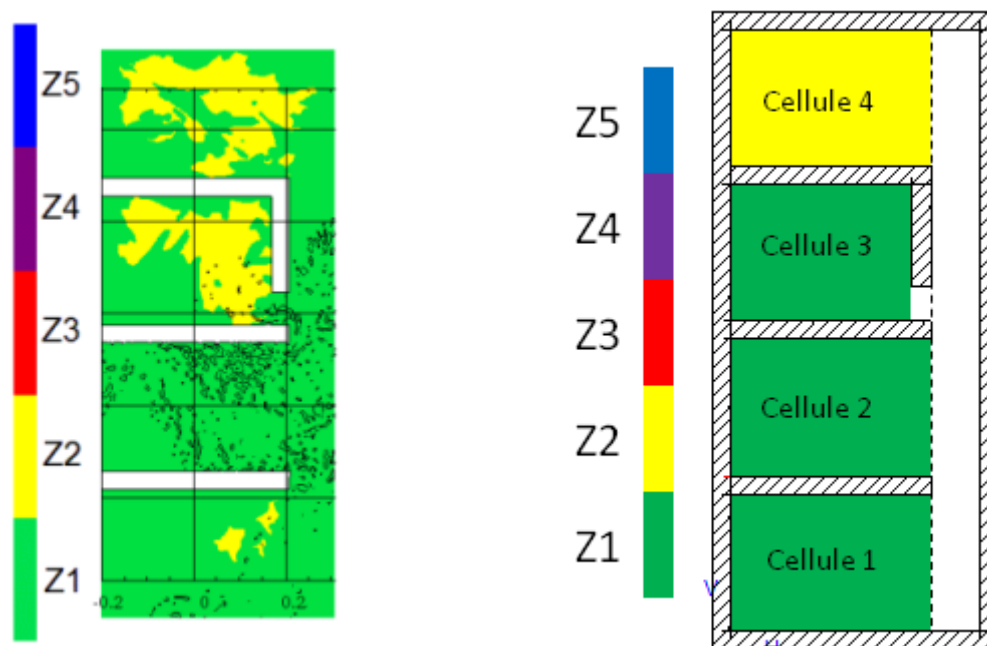


Figure VII.2.8 : Comparaison des zones d'effets obtenues par la simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 3d.1 avec une charge de rayon 67 mm

À l'exception de la cellule 4 pour laquelle la simulation et les lois prédictives expérimentales montrent une différence dans l'estimation de la zone d'effets maximale, les zones d'effets sont identiques pour les deux méthodes.

VII.2.1. Configuration 4.4

Une dernière simulation numérique a été effectuée en configuration 4.4. Les zones d'effets ainsi obtenues sont comparées aux zones d'effets déterminées à l'aide des lois prédictives expérimentales (Figure VII.2.9).

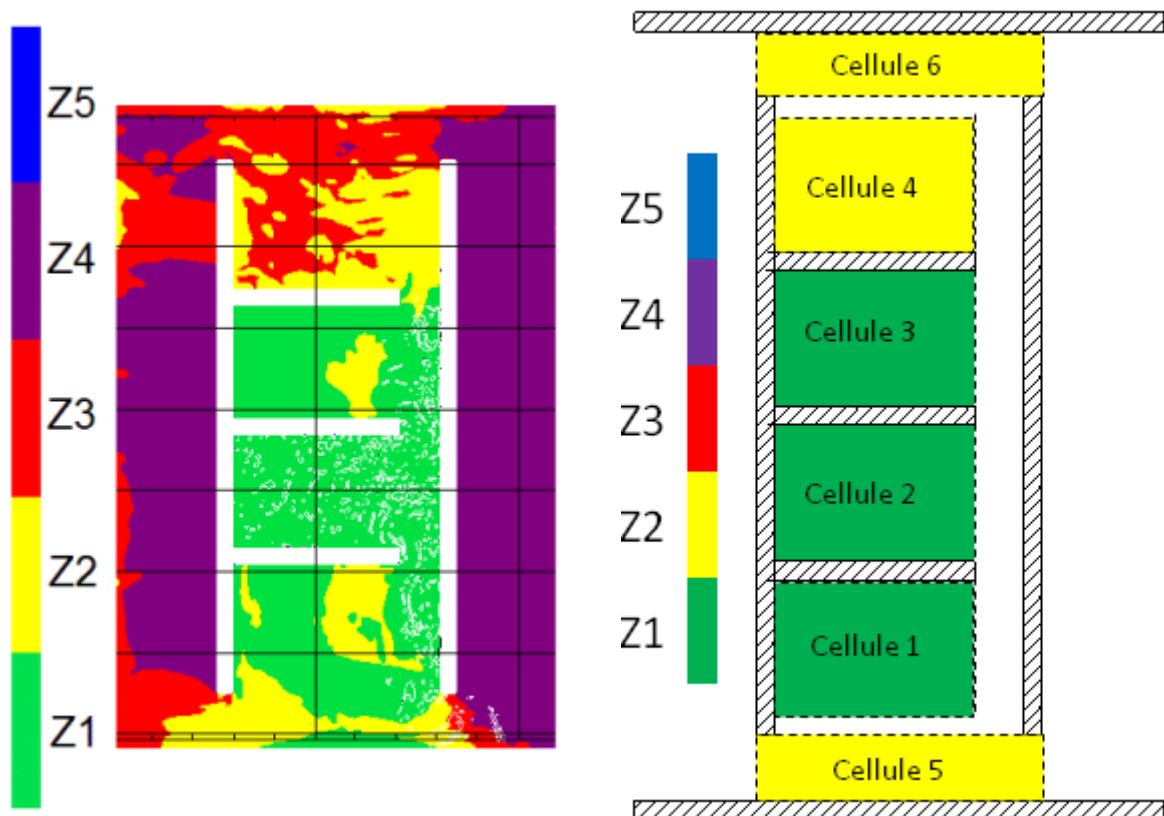


Figure VII.2.9 : Comparaison des zones d'effets obtenues par simulation numérique (à gauche) et par les lois prédictives expérimentales (à droite) en configuration 4.4 avec une charge de rayon 67 mm

Les zones d'effets montrent de grandes similitudes entre les lois prédictives expérimentales et la simulation. Seule la zone proche de la paroi extérieure en cellule 5 présente une différence de zones d'effets entre la simulation et les lois prédictives expérimentales (Z1 pour la simulation et Z2 pour les lois prédictives expérimentales). Ceci est certainement lié à un phénomène local de réflexion sur la paroi qui n'est pas pris en compte expérimentalement en raison de la position des capteurs dans cette cellule.

VII.3. Conclusions

Dans ce chapitre, les zones d'effets des charges pyrotechniques, définies par la réglementation en vigueur en France et estimées par simulations numériques et à l'aide des lois prédictives établies dans ce mémoire pour la surpression maximale, ont été comparées pour différentes configurations du bâtiment.

Une très bonne concordance des zones d'effets entre la simulation et les lois prédictives expérimentales a pu être observée de façon générale. Toutefois, les zones d'effets déterminées à l'aide des lois prédictives de la surpression maximale sont uniformes, contrairement à celles obtenues par simulations numériques, qui proposent donc un niveau de détail beaucoup plus important. Ce niveau de détail permet en particulier la prise en compte de phénomènes locaux comme l'augmentation du niveau de la zone d'effets proche des parois. Au contraire, le fonctionnement par

blocs des lois prédictives établies dans ces travaux peut conduire, dans de très rares configurations, à une sous-estimation des zones d'effets au niveau local.

Les différences entre les zones d'effets prévues par la simulation et estimées à l'aide des lois prédictives sont concentrées sur la configuration 3 et peuvent s'expliquer par un écart entre les données expérimentales et la simulation. Cet écart est probablement dû à la qualité du maillage ainsi qu'aux hypothèses inhérentes à la simulation. Il peut également être relevé que la différence entre simulation et expérience tend à diminuer avec l'augmentation de la charge.

À échelle réelle, les charges de rayons 30 mm, 47 mm et 67 mm correspondent à des masses de TNT de 0,27 kg, 1 kg et 3 kg. Les zones d'effets peuvent donc être transposées directement dans un bâtiment représentatif de la maquette pour ces chargements.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

L'objectif des travaux présentés dans ce mémoire était d'étudier la propagation des ondes de choc à l'intérieur d'un bâtiment à géométrie complexe en vue d'obtenir des formules simples, permettant de calculer les zones d'effets dans une structure confinée soumise à une explosion.

Pour ce faire, plusieurs essais à échelle réduite ont été réalisés à l'aide d'une maquette modulable, représentative d'un bâtiment pyrotechnique de plein pied, composé de quatre pièces alignées et reliées entre elles par un couloir. La détonation est générée par une charge gazeuse hémisphérique d'un mélange propane-oxygène stœchiométrique placée au centre d'une des cellules de la maquette, désignée comme cellule de référence. Quatre configurations, faisant varier différents paramètres de la maquette modulable tels que le volume des cellules, leur degré d'ouverture ou encore la présence de chicanes, ont été évaluées dans ces travaux. La propagation de l'onde de choc a été analysée à travers l'évolution de certains paramètres de l'onde de choc (temps d'arrivée de l'onde incidente, surpression maximale et impulsion positive totale), relevés à l'aide de capteurs de pression répartis au sol dans la structure. Ces essais ont été complétés par quelques simulations numériques effectuées à l'aide du logiciel OURANOS, le code de dynamique rapide de la DGA.

Des essais préliminaires en champ libre ont été conduits afin d'une part, de mettre au point le banc d'essais, et d'autre part, d'établir des polynômes décrivant l'évolution de la surpression incidente, du temps d'arrivée de l'onde incidente et de l'impulsion positive en fonction de la distance réduite $Z(m.kg^{-1/3})$. Ces polynômes permettent de générer les valeurs de référence, pour les trois paramètres que nous venons de mentionner, nécessaires à l'analyse des données obtenues en milieu confiné. Du fait de la géométrie, les distances réduites utilisées en champ libre ne sont plus valables en milieu confiné et obstrué. Ainsi, une méthode d'analyse, consistant à rechercher le plus court trajet que l'onde doit parcourir pour parvenir à un point d'intérêt, a été développée afin d'établir un nouveau jeu de distances réduites, utilisable en milieu confiné. En appliquant cette méthode à nos différentes configurations, il est apparu que le trajet minimal de l'onde pour atteindre un des capteurs masqués par la structure était toujours associé à une diffraction.

Les expériences effectuées en milieu confiné ont montré que :

- tel qu'il était attendu, la cellule la plus dangereuse, vis-à-vis de la surpression maximale, est celle où la détonation est amorcée. Cependant, il a été remarqué que, en raison des divers phénomènes de propagation de l'onde de choc dans la structure, des niveaux de pression non négligeables pouvaient être rencontrés dans d'autres cellules du bâtiment, même les plus lointaines. Ainsi, il apparaît que des zones de taille importante dans le bâtiment peuvent être soumises à des

suppressions suffisamment fortes, au regard des seuils de surpression définis dans la réglementation de sécurité pyrotechnique, pour être dangereuses pour l'homme ($\Delta P_{max} > 50$ mbar) et même mortelles ($\Delta P_{max} > 430$ mbar). Le confinement limite donc l'effet protecteur rencontré en champ libre dû à la plus grande distance à la charge;

- les variations des paramètres géométriques de la maquette peuvent amener une augmentation ou une réduction des surpressions maximales relevées dans la structure suivant la configuration ou le point d'intérêt considérés. Ainsi, alors qu'une réduction du volume des cellules semble augmenter la surpression maximale, l'ajout d'un mur venant partiellement fermer une des cellules du bâtiment induit un effet protecteur dans certaines configurations. Cependant, cet effet varie suivant la cellule considérée et peut même aller jusqu'à s'avérer défavorable pour une autre cellule. Enfin, la présence des chicanes permet de réduire de 10% en moyenne la surpression maximale par rapport au cas totalement confiné et de retrouver en partie l'effet protecteur lié à l'éloignement de la charge qui peut être rencontré en champ libre allant même, pour certaines positions de la structure, jusqu'à réduire la valeur de la surpression maximale par rapport à celle du champ libre quand elle était augmentée par le confinement. Toutefois, leur présence peut être pénalisante pour certains emplacements du bâtiment. Des compromis sont donc à faire afin d'assurer la meilleure protection dans l'ensemble du bâtiment ;

- les profils de pression à l'intérieur de la structure sont très complexes en raison des multiples pics réfléchis qu'ils présentent. Seuls quelques pics réfléchis ont pu être identifiés pour certains des capteurs situés en vue directe de la charge.

Cette complexité nous a conduits à avoir recours à une approche plus globale, basée sur l'étude de l'évolution de certains paramètres de l'onde de choc. Ce faisant, une très bonne correspondance entre le temps d'arrivée de l'onde incidente et la courbe de référence établie en champ libre a pu être obtenue pour l'ensemble des configurations évaluées dans ces travaux. Aussi, cette loi permet d'estimer le temps d'arrivée de l'onde incidente dans toutes les géométries étudiées.

Dans le cas où seul le volume des cellules est variable, une loi décrivant l'évolution de la surpression maximale dans le couloir a été obtenue. De plus, en s'intéressant au maximum de la surpression par cellule, une loi d'évolution de la surpression maximale des cellules a été trouvée pour l'ensemble des volumes étudiés. Elle ne s'applique toutefois pas à la cellule où est initiée la charge. Cependant, puisque la surpression maximale pouvant être relevée dans cette cellule est la pression de détonation Chapman-Jouguet, caractéristique intrinsèque de la charge considérée, la surpression maximale peut être prédite dans l'ensemble de la structure.

En introduisant un nouveau paramètre pour tenir compte du degré d'ouverture des cellules, la loi d'évolution de la surpression maximale des cellules a pu être étendue aux configurations dans lesquelles un mur vient partiellement fermer une des cellules du bâtiment, à l'exception des deux sous-configurations dans lesquelles le mur ferme la cellule où est initiée la détonation avec un degré d'ouverture de 25%. Néanmoins, en raison de la difficulté à analyser l'effet des paramètres que sont

la longueur du mur ou son positionnement sur la propagation de l'onde de choc, il n'a pas été possible d'étendre ou de trouver une loi prédictive pour la surpression maximale dans le couloir.

En introduisant le degré d'ouverture des parois latérales, associé à la présence des chicanes, dans le paramètre permettant de prendre en compte le degré d'ouverture des cellules, la loi prédictive pour la surpression maximale des cellules a été modifiée afin de prendre en compte la totalité des configurations évaluées dans ces travaux, à l'exception des deux sous-configurations mentionnées plus haut. La surpression maximale dans les cellules peut donc être estimée en fonction du volume des cellules, de leur degré d'ouverture ou de la taille des chicanes.

L'utilisation des simulations numériques pour analyser les différentes configurations évaluées dans ces travaux a été limitée pour plusieurs raisons. Il est en effet nécessaire de disposer d'un maillage très fin afin d'avoir une représentation précise des phénomènes qui sont étudiés, en particulier en raison des multiples réflexions rencontrées en espace clos. Dans notre cas, une étude du maillage effectuée en 1D a montré que des mailles de 0,1 mm étaient nécessaires afin de retrouver le comportement observé expérimentalement en champ libre. De plus, la complexité de la géométrie impose d'utiliser des modèles 3D. Ainsi, étant donné les dimensions du domaine à représenter, des mailles de 2 mm ont dû être utilisées pour un total compris entre 18 millions et 20 millions de mailles selon la configuration. Bien que les simulations aient été conduites en parallèle sur 200 processeurs, il aurait fallu 105 jours, par cas, pour simuler les 150 ms sur lesquelles sont observés des phénomènes de réflexion. Aussi, seules 25 ms ont pu être simulées pour un nombre limité de configurations.

Toutefois, les simulations numériques ont permis de confirmer que le placement des capteurs dans la maquette permettait de relever le maximum de surpression des cellules, validant ainsi les lois établies pour l'évolution de la surpression maximale des cellules.

En outre, une très bonne concordance des zones d'effets des charges pyrotechniques estimées par simulations numériques et à l'aide des lois prédictives établies pour la surpression maximale, est observée. Ceci valide donc la capacité de nos lois prédictives à déterminer les zones d'effets dans un milieu confiné à géométrie complexe. Ces zones d'effets sont de plus transposables directement à l'échelle réelle à l'aide des lois de similitudes.

Au final, plusieurs lois prédictives ont pu être définies au cours de ces travaux et permettent d'estimer précisément l'évolution de certains paramètres des ondes de choc dans des configurations définies.

Plusieurs pistes peuvent être proposées afin de poursuivre et de compléter l'étude qui a été présentée dans ce mémoire.

Tout d'abord, des essais à échelle 1 permettraient de valider simulations numériques et essais à échelle réduite.

Il serait également intéressant de regarder les effets couplés des variations des paramètres géométriques du bâtiment comme l'influence de deux murs combinés, l'un fermant partiellement la cellule émettrice, l'autre une cellule réceptrice.

Une analyse statistique plus complexe des données expérimentales pourrait être réalisée afin d'essayer de déterminer d'autres lois d'évolution des paramètres de l'onde de choc se propageant en milieu confiné.

Il peut également être envisagé d'étendre les simulations numériques à toutes les configurations expérimentales et de les poursuivre sur des durées plus importantes afin de pouvoir comparer les impulsions aux données expérimentales.

Enfin, de nouvelles expériences proposant un montage progressif des parois associé à des techniques de visualisation telles que l'holographie laser 3D pourraient permettre d'identifier les pics réfléchis dont l'origine n'a pu être déterminée de façon analytique.

BIBLIOGRAPHIE

Alia A., Souli M. : *High explosive simulation using multi-material formulations*, Applied Thermal Engineering, vol. 26, n°10, pp 1032–1042, 2006

Autrusson B., Brochard D. : *Behavior of Facilities Under Explosive Loading Due to Malevolent Acts*, ASME 2003 Pressure Vessels and Piping Conference (PVP2003), Cleveland, Ohio, USA, July 20–24, pp. 149-156, 2003

Autrusson B., Milcent G. : *Chimney Walls Behavior when submitted to an Internal Explosion*, Pressure Vessels and Piping Conference , ASME PVP 2002, Vancouver, Canada, August 4–8, pp. 201-208, 2002

Baum J.D., Löhner R. : *Numerical Simulation of Shock-Box Interaction Using an Adaptive Finite Element Scheme*, American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal, vol.32, n°4, pp 682-692, 1994

Bazhenova T.V., Bormotova T.A., Golub V.V., Shul'meister A.M., Shcherbak C.B. : *Type of reflection of a near-wall shock wave in the process of diffraction from a square channel*, Fluid dynamics, vol. 65, n°1, pp 117-122, 2000

Ben Dor G., Dewey J.M., Takayama K. : *The reflection of a plane shock wave over a double wedge*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 176, pp 483-520, 1987

Benselama A.M., William-Louis M.J.P., Monnoyer F. : *A 1D–3D mixed method for the numerical simulation of blast waves in confined geometries*, Journal of computational physics, vol. 228, n°18, pp 6796-6810, 2009

Benselama A.M., William-Louis M.J.P., Monnoyer F. : *Prediction of blast wave effects on a developed site*, International Journal of Impact Engineering, vol. 37, n°4, pp 385-396, 2010

Brossard J., Leyer J.C., Desbordes D., Saint-Cloud J.P., Hendricks S., Garnier J.L., Lannoy A., Perrot J. : *Air blast from unconfined gaseous detonation*, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol.94, pp. 556-566, 1985

Brouillette M., Tardif J., Gauthier E. : *Experimental study of shock-generated vortex ring*, Shock Waves @ Marseille IV, pp 361-366, 1995

Bücking P.W., Mayrhofer C. : *Numerical Investigation of Eccentric Internal Room Detonations and Interaction with Concrete Walls*, 16th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Oxford, England, September 2000

Cheval K., Loiseau O., Vala V. : *Laboratory Scale Tests for the Assessment of Solid Explosive Blast Effects*, WIT transactions on the built environment, pp. 63-71, 2008

Fairlie G.E., Johnson N.F., Moran K.C. : *Validated Numerical Simulations of Blast Loads on Structures*, 16th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Oxford, England, September 2000

Fashbaugh R.H. : *Inlet boundary conditions for shock wave propagation problems in air ducts*, Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering, vol. 114, n°1, pp 58-60, 1992

Gebbeken N., Döge T. : *Explosion Protection-Architectural Design, Urban Planning and Landscape Planning*, International Journal of Protective Structures, vol. 1, n°1, pp. 1-21, 2010

Gitterman Y. : *Air-blast analysis and secondary shock features for large-scale surface chemical explosions at Sayarim Military Range, Israel*, 22nd Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Bourges, France, November 2012

Hillier R. : *Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge*, Shock Waves, vol. 1, n°2, pp 89-98, 1991

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

Hornung H. : *Regular and Mach reflections of shock waves*, Ann. Rev. Fluid Mech., n°18, pp 33-58, 1986

Jiang X., Chen Z., Li H. : *Numerical investigation on the interaction of cylinder and shock wave based on the immersed boundary method*, Modern Physics Letters B, Vol. 23, n°3, pp 317-320, 2009

Joachim C.E., Lunderman C.V. : *Parameter study of underground ammunition storage magazines: result of explosion tests in small-scale models*, Technical Report n° ADA 500131, 1994

Kerry M.P., Riddle P.E., Bibby B.J., Garforth R. : *Blast Propagation Modifications caused by Regular and Irregular Multiple Object Arrays*, 16th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Oxford, England, September 2000

Kessler C., Dionne J.P., Jetté F.X., Makris A., Josey T., Whitehouse D. : *Computational analysis of explosions near a rigid wall - Effect on Injury Potential*, 18th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Bad Reichenhall, Germany, 27th September – 1st October 2004

Kingery C.N., Bulshman G., *Airblast parameters from TNT spherical air burst and hemispherical surface burst*, Report ARBL-TR-02555, U.S. Army BRL, 1984

Kinney G.F. : *Explosive Shocks in Air*, MacMillan, London, 1962

Kogarko S. M., Adushkin V. V., Lyamin A. G. : *Investigation of spherical detonation of gas mixtures*, Fizika Goreniya i Vzryva, vol. 1, n° 2, pp 22-34, 1965

Lefrançois A., Baudin G., Lapébie E., Chapelle S., Serradeill R., Delcor P. : *A Small-Scale Blast Test to evaluate the HE Energy of Detonation*, ICT Fraunhofer, 2004

Liang S.M., Wang J.S., Chen H. : *Numerical study of spherical blast-wave propagation and reflection*, Shock Waves, vol. 12, n°1, pp. 59–68, 2002

Mainiero R., Sapko M. : *Blast and Fire Propagation in Underground Facilities*, Defense Nuclear Agency technical report, contract n° DNA JACRO-93-862, DNA-TR-93-159, September 1996

Marra F.S., Manna M. : *Shock waves propagating in a channel with obstacles*, 17th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Heidelberg, Germany, July 25-30, 1999

Miller P. : *Towards the Modelling of Blast Loads on Structures*, Thesis for the degree of Master of Applied Science, University of Toronto, Canada, 2004.

Miura A., Matsuo A., Mizukaki T., Shiraishi T., Utsunomiya G., Takayama K., Nojiri I. : *Reflection and Diffraction Phenomena of Blast Wave Propagation in Nuclear Fuel Cycle Facility*, Japan Society Mechanical Engineering, , vol. 47, n°2, pp.287-292, 2004

Neuwald P., Reichenbach H. : *Detonations in Front of a Tunnel Entrance: A Parametric Small-Scale Study*, 17th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Las Vegas, Nevada, USA, 10-14 June 2002

Ngo T., Mendis P., Gupta A., Ramsay J. : *Blast Loading and Blast Effects on Structures – An Overview*, EJSE Special Issue: Loading on Structures, pp. 76-91, 2007

Parmentier G., Naz P. : *Ondes de Chocs : Essais à échelle réduite et simulations numériques*, Journée de la détonique, Bourges, France, 1991

Reichenbach H., Neuwald P. : *Fluid dynamics of explosions in multi-chamber systems phenomenology test program*, Defense Threat Reduction Agency Technical Report n° ADA 384351, 2000

Reichenbach H., Neuwald P. : *Indoor Detonations - Visualization and Pressure Measurement in Small-Scale Models*, 24th International Congress on High-Speed Photography and Photonics, Proceedings of SPIE vol. 4183, ISBN 9780819438461, pp. 92-104, 17 April 2001

Reichenbach H., Neuwald P., Kuhl A.L. : *Role of Precision Laboratory Experiments in the Understanding of Large-Scale Blast Phenomena*, Julius J. Meszaros Lecture, 17th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Las Vegas, Nevada, USA, 10-14 June 2002

Remennikov A.M. : *A Review of Methods for Predicting Bomb Blast Effects on Buildings*, Journal of Battlefield Technology, vol. 6, n°3, pp. 5-10, 2003

Remennikov A.M., Rose T.A. : *Modeling Blast Loads on Buildings in Complex City Geometry*, Computers and Structures, vol. 83, n°27, pp. 2197-2205, 2005

Ripley R.C., Dunbar T.E., Donhaue L., Von Rosen B. : *Personnel Vulnerability Predictions Using Small-Scale Air Blast Modeling*, 18th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Bad Reichenhall, Germany, 27th September – 1st October 2004

Ripley R.C., Von Rosen B., Ritzel D.V., Whitehouse D.R. : *Small-scale modeling of explosive blasts in urban scenarios*, 21st Int. Symp. on Ballistics, Adelaide, Australia, April 2004

Rose T.A., Smith P.D. : *Oblique Clearing : Blasts Loads on Buildings at Non-Zero Angles of Incidence*, 18th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Bad Reichenhall, Germany, 27th September – 1st October 2004

Rose T.A., Smith P.D., May J.H. : *The interaction of oblique blast waves with building*, Shock Waves, vol. 16, n°1, pp 35-44, 2006

Sauvan P-E. : *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, France, soutenue le 17 octobre 2012

Scheklinski-Glück G. : *Blast propagation in tunnels behind chambers from cylindrical H.E. - Charges detonation in the tunnel entrance*, 13th Int. Symp. on Military Application of Blast Simulation, The Hague, The Netherlands, September 1993

Silvestrini M., Genova B., Leon Trujillo F.J. : *Energy concentration factor. A simple concept for the prediction of blast propagation in partially confined geometries*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 22, n°4, pp 449–454, 2009

Sinha N., Crawford B.G., Ott J.D. : *High fidelity simulations of complex multi-room target defeat using energetic explosives*, 21st Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Jerusalem, Israel, October 2010

Sklavounos S.M., Rigas F. : *computer simulation of shock waves transmission in obstructed terrains*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 17, n°6, pp 407-417, 2004

Sklavounos S.M., Rigas F. : *Computer-aided modeling of the protective effect of explosion relief vents in tunnel structures*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol. 19, n°6, pp 621–629, 2006

Smith P.D., Rose T.A. : *Influence of urban geometry on blast wave resultants*, 16th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Oxford, England, 2000

Smith P.D., Rose T.A., Ng S.H. : *The influence of areal density on the shielding and channeling of blast by buildings*, 18th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Bad Reichenhall, Germany, 27th September - 1st October 2004

Smith P.D., Vismeg P., Teo L. C., Tingey L. : *Blast wave transmission along rough-walled tunnels*, International Journal of Impact Engineering, vol. 21, n°6, pp. 419-432, 1998

Sun M., Takayama K., *The formation of a secondary shock wave behind a shock wave diffracting at a convex corner*, Shock Waves vol. 7, n°5, pp 287-295, 1997

Trélat S. : *Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle*, Thèse de doctorat de l'université d'Orléans soutenue le 7 décembre 2006

Trimoulet A., Sochet I., Desrosier C., Renard J. : *Explosion en espace confiné - interactions ondes de choc et structures*, rapport CEA : DRN/DMT/SEMT/TTMF ,1998

U.S. Department of the Army, *Fundamentals of protective design for conventional weapons*, Technical Manual 5-1300, 1986

U.S. Department of the Army, *Structures to resist the effects of accidental explosions*, Technical Manual 5-1300, 1990

Van Doormaal J.C.A.M., Van de Kastele R.M. : *Blast loading in store house of 27 tonne trial*, 18th Int. Symp. on Military Aspect of Blast and Shock, Bad Reichenhall, Germany, 27th September – 1st October 2004

ANNEXES

Annexe A. Fiches techniques

Annexe A.1. Alimentation haute tension

- Affichage numérique 3,5 digits (résolution 10 V)
- Déclenchement du tir : par bouton poussoir sur la face avant et par télécommande
- Tension de charge maximale : 9 kV max
- Capacité de stockage d'énergie : 8,14 μF
- Sortie impulsion synchrone du tir « H.V. SYNCHRO. »
- Amplitude : 15 V maximum sur 50 Ω

Annexe A.2. Capteur de pression Kistler 603B

- Capteur de pression piézo-résistif à quartz
- Plage : 0-200 bar
- Plage partielle étalonnée : 0-10 bar
- Surcharge : 350 bar
- Sensibilité : ≈ -5 pC/bar
- Fréquence propre : ≈ 400 kHz
- Linéarité : $\leq \pm 1$
- Sensibilité aux accélérations : $< 0,001$ bar/g
- Plage de température d'utilisation : $-196 - 200^\circ\text{C}$
- Coefficient de sensibilité à la température : $< 2,10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$
- Résistance d'isolement à 20°C : $\geq 10^{13} \Omega$
- Résistance au choc : 10000 g
- Capacité : 10 pF
- Poids : 1,7 g
- Diamètre : 5,55 mm

Annexe A.3. Amplificateurs de charge Kistler 5011 B

- Plage de mesure : ± 10 - ± 999000 pC
- Sensibilité du capteur : $\pm 0,01 \dots \pm 9\,990$ pC/M.U (M.U. = Mechanical units)
- Tension de sortie : ± 10 V
- Courant de sortie : ± 5 mA
- Impédance de sortie : $10\ \Omega$
- Gamme de fréquence (filtre à -3 dB coupé) : 0-200 kHz
- Erreur :

 $< \pm 100$ pC FS (max./typ.) : $< \pm 3\%$ / $< \pm 2\%$

 $\geq \pm 100$ pC FS (max./typ.) : $< \pm 1\%$ / $< \pm 0,5\%$
- Linéarité : $< \pm 0,05$ (%FS)
- Dérive à 25°C : $< \pm 0,07$ pC/s

Annexe A.4. Capteur de pression PCB 113B26

- Capteur de pression piézo-électrique à quartz
- Plage : 0-3450 kPa
- Surcharge : 6895 kPa
- Sensibilité : 1,45 mV/kPa ($\pm 10\%$)
- Résolution : 0,014 kPa
- Fréquence de résonnance : ≥ 500 kHz
- Temps de montée : $\leq 1\ \mu\text{s}$
- Sensibilité aux accélérations : $\leq 0,014$ kPa/g
- Plage de température d'utilisation : -73 – 135°C
- Coefficient de sensibilité à la température : $\leq 0,054\ \%/^{\circ}\text{C}$
- Température flash maximum : 1649°C
- Courant continue d'excitation : 2 à 20 mA
- Impédance de sortie : $< 100\ \Omega$
- Poids : 6 g
- Diamètre : 5,54 mm

Annexe A.5. Conditionneur PCB 482C05

- Conditionneur ICP 4 voies
- Gain : 1:1 ($\pm 1\%$ à 500 Hz)
- Tension de sortie : ± 10 V
- Sensibilité du capteur : $\pm 0,01 \dots \pm 9\,990$ pC/M.U (M.U. = Mechanical units)
- Plage de température d'utilisation : 0 – 50°C
- Impédance de sortie : 50 Ω

Annexe A.6. Numériseur Dewetron DEWE 801-B1

- 16 voies BNC
- 2 cartes d'acquisition 8 voies :
 - 1 convertisseur 16 bits par voie
 - Échantillonnage jusqu'à 1 MHz
 - Gamme d'entrée : ± 10 V; ± 5 V; $\pm 2,5$ V; $\pm 1,25$ V
 - Protection surtension : ± 30 V

Annexe A.7. Spécification des gaz employés

Les caractéristiques des gaz employés pour réaliser le mélange propane – oxygène sont données dans le tableau ci-dessous.

Gaz	Impuretés (ppm mole)						Pureté (%)
	H ₂ O	O ₂	CO ₂	C _n H _m	N ₂	C ₆ H ₈	
Azote	< 3	< 2		< 5			> 99,999
Propane N35	≤ 5	≤ 10	≤ 10	≤ 200	≤ 40	≤ 20	> 99,5
Oxygène	≤ 5			≤ 0,5			> 99,999

Annexe B. Caractéristiques du schéma de résolution de type Godounov utilisé dans les simulations numériques

Le schéma de résolution numérique utilisé dans les simulations est de type Godounov. Ce schéma, de la famille des volumes finis, présente les caractéristiques suivantes :

- Centré
- Explicite
- Ordre 2 en temps et en espace

Il est adapté aux grandes déformations et à la propagation de discontinuités mais ne permet pas de traitement élastoplastique des matériaux.

Annexe C. Paramètres des équations d'état du mélange propane-oxygène stœchiométrique utilisées dans les simulations numériques

Le mélange propane-oxygène stœchiométrique est modélisé dans les simulations numériques par une équation d'état type gaz parfait pour les gaz frais ($\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$) et pour les gaz brûlés ($3\text{CO}_2 + 4\text{H}_2\text{O}$).

- Gaz frais

Énergie interne initiale	$e_0 \text{ (J.kg}^{-1}\text{)}$	0
Volume massique initial	$v_0 \text{ (m}^3\text{.kg}^{-1}\text{)}$	0,7237461
Rapport des chaleurs spécifiques	γ	1,292
Température initiale	$T_0 \text{ (K)}$	300
Pression initiale	$P_0 \text{ (Pa)}$	$1,01325.10^5$

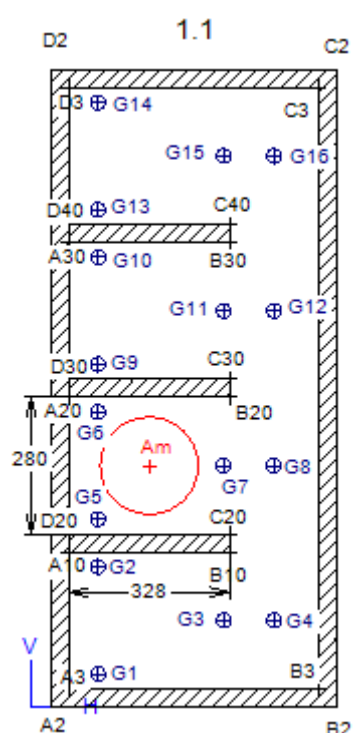
- Gaz brûlés

Énergie interne initiale	$e_0 \text{ (J.kg}^{-1}\text{)}$	0
Volume massique initial	$v_0 \text{ (m}^3\text{.kg}^{-1}\text{)}$	0,7237461
Rapport des chaleurs spécifiques	γ	1,226
Température de référence	$T_{\text{ref}} \text{ (K)}$	3815,6
Pression de référence	$P_{\text{ref}} \text{ (Pa)}$	$35,090874.10^5$
Célérité de l'onde de détonation	$d_{\text{CJ}} \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	2362,11

Annexe D. Schémas détaillés des configurations et présentation des distances charge-capteur en champ libre et en milieu confiné

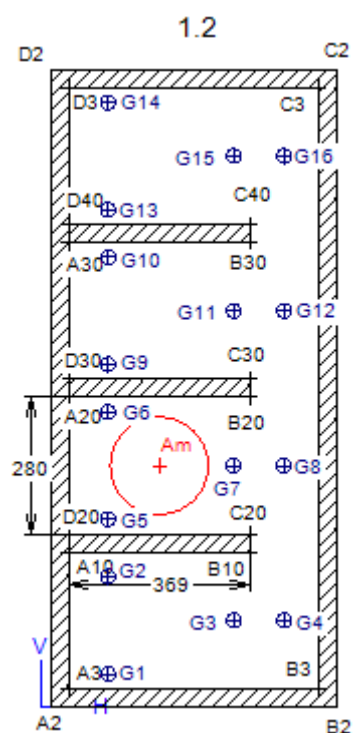
Annexe D.1. Configuration 1.1

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	625
G2	235	528
G3	356	398
G4	412	419
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	524
G10	437	621
G11	351	394
G12	407	416
G13	533	842
G14	750	939
G15	652	712
G16	683	720



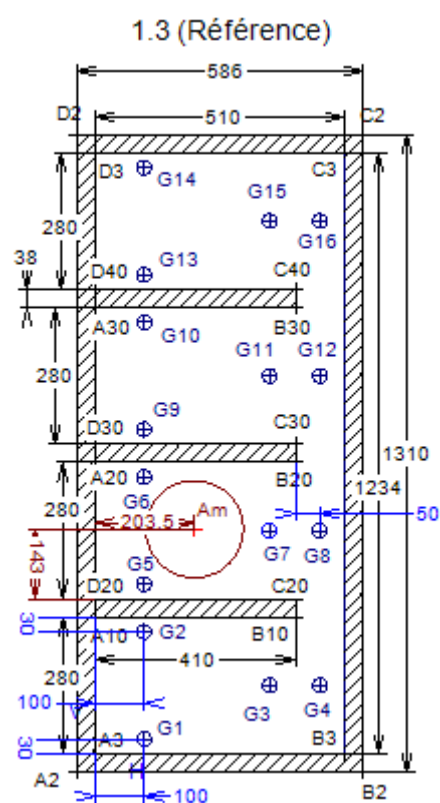
Annexe D.2. Configuration 1.2

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	656
G2	235	564
G3	356	417
G4	412	427
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	561
G10	437	652
G11	351	414
G12	407	423
G13	533	879
G14	750	970
G15	652	732
G16	683	733



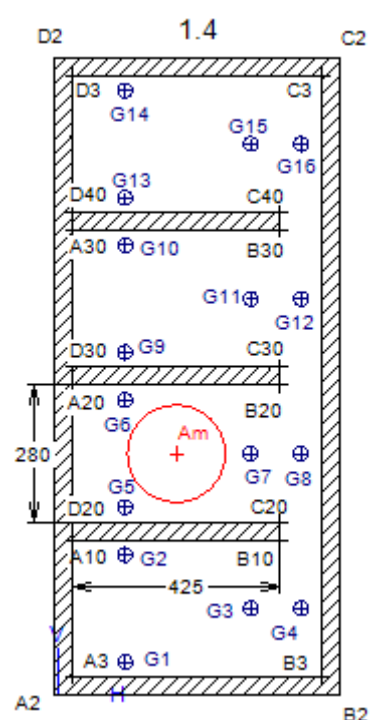
Annexe D.3. Configuration 1.3

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



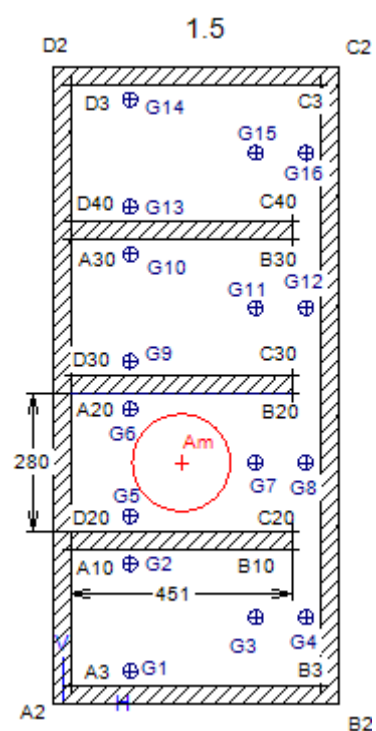
Annexe D.4. Configuration 1.4

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	705
G2	235	621
G3	356	452
G4	412	443
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	617
G10	437	702
G11	351	449
G12	407	440
G13	533	935
G14	750	1020
G15	652	767
G16	683	755



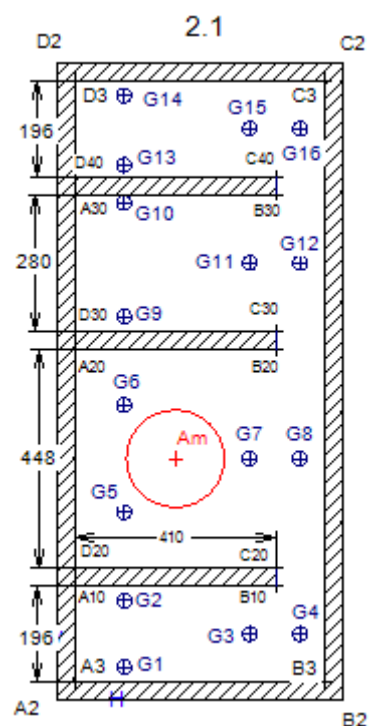
Annexe D.5. Configuration 1.5

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	722
G2	235	639
G3	356	465
G4	412	450
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	636
G10	437	718
G11	351	462
G12	407	446
G13	533	954
G14	750	1036
G15	652	780
G16	683	763



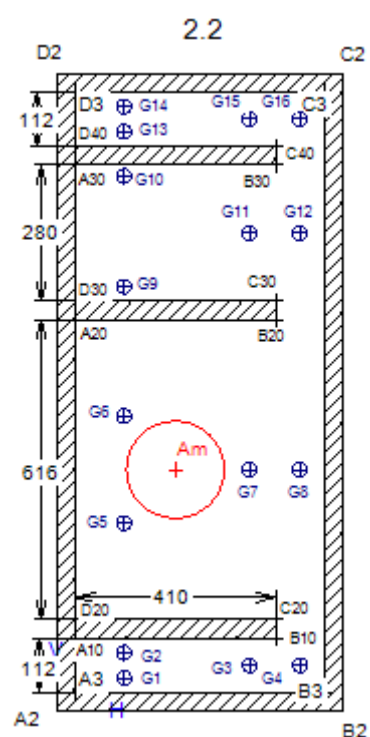
Annexe D.6. Configuration 2.1

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	697
G2	312	657
G3	395	457
G4	445	452
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	307	653
G10	533	748
G11	428	491
G12	475	488
G13	609	970
G14	750	1011
G15	692	771
G16	722	760



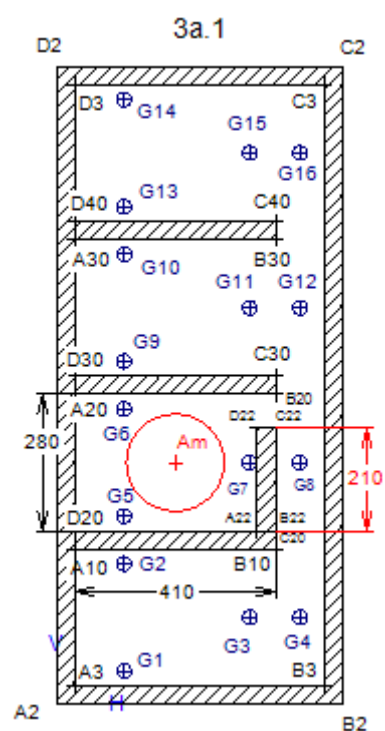
Annexe D.7. Configuration 2.2

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	733
G2	393	723
G3	433	489
G4	480	480
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	387	718
G10	609	810
G11	507	557
G12	547	554
G13	699	1036
G14	750	1046
G15	733	802
G16	762	784



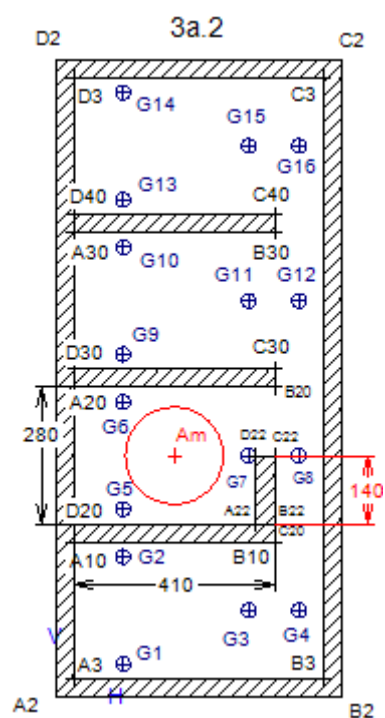
Annexe D.8. Configuration 3a.1

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	867
G2	235	780
G3	356	618
G4	412	611
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	306
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



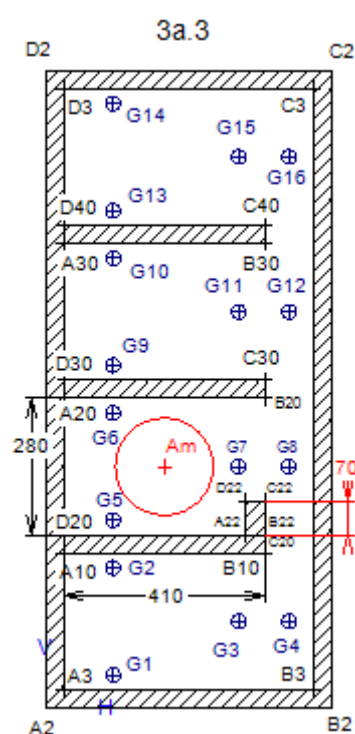
Annexe D.9. Configuration 3a.2

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	784
G2	235	697
G3	356	535
G4	412	529
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



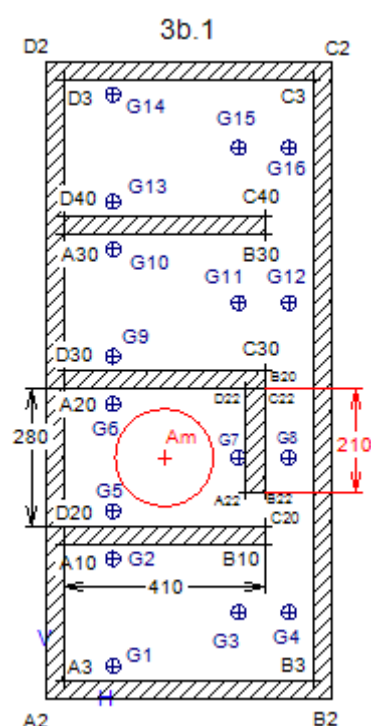
Annexe D.10. Configuration 3a.3

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	726
G2	235	639
G3	356	478
G4	412	473
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



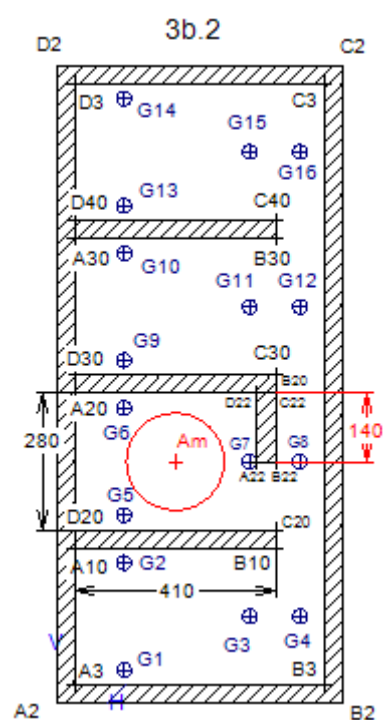
Annexe D.11. Configuration 3b.1

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	309
G9	229	782
G10	437	869
G11	351	620
G12	407	614
G13	533	1100
G14	750	1187
G15	652	938
G16	683	930



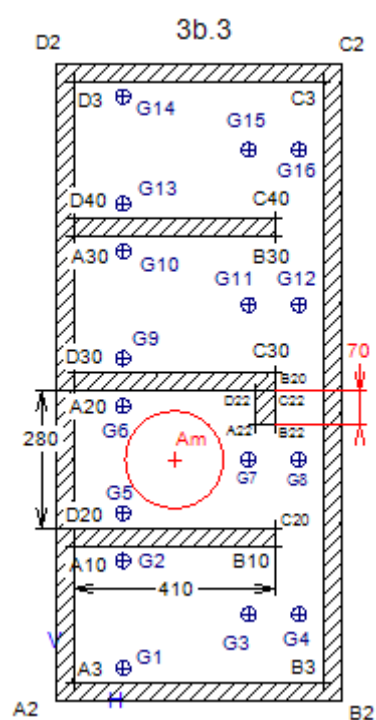
Annexe D.12. Configuration 3b.2

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	697
G10	437	784
G11	351	535
G12	407	529
G13	533	1015
G14	750	1102
G15	652	853
G16	683	845



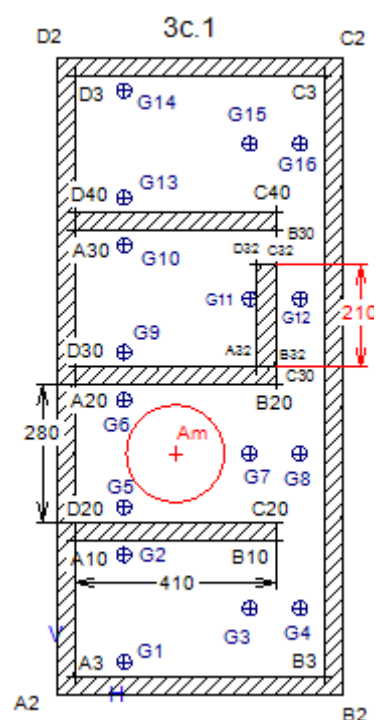
Annexe D.13. Configuration 3b.3

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	637
G10	437	724
G11	351	476
G12	407	471
G13	533	955
G14	750	1042
G15	652	794
G16	683	786



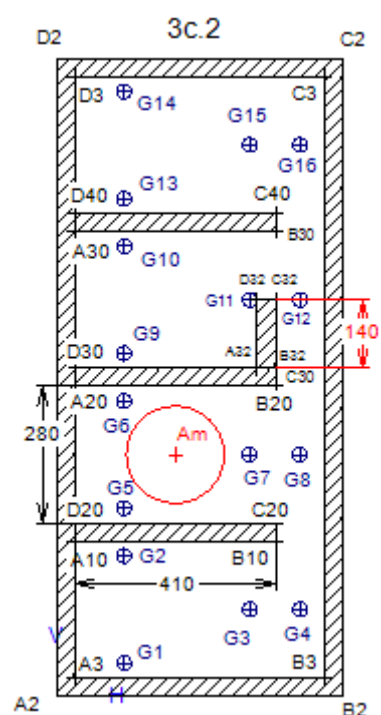
Annexe D.14. Configuration 3c.1

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	861
G10	437	809
G11	351	606
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



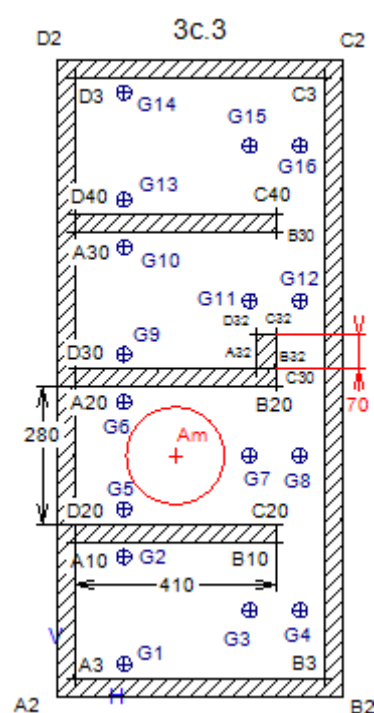
Annexe D.15. Configuration 3c.2

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	758
G10	437	756
G11	351	480
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



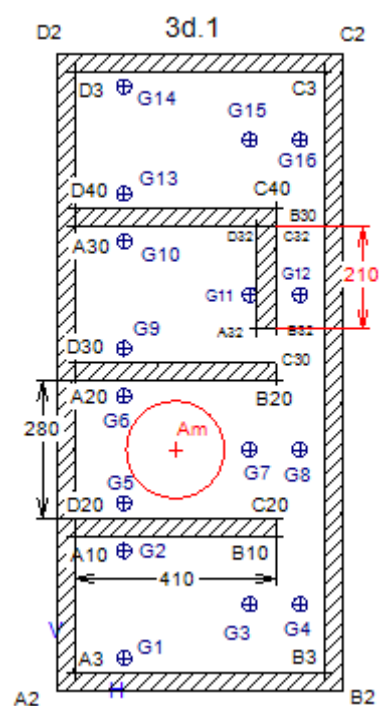
Annexe D.16. Configuration 3c.3

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	670
G10	437	715
G11	351	444
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



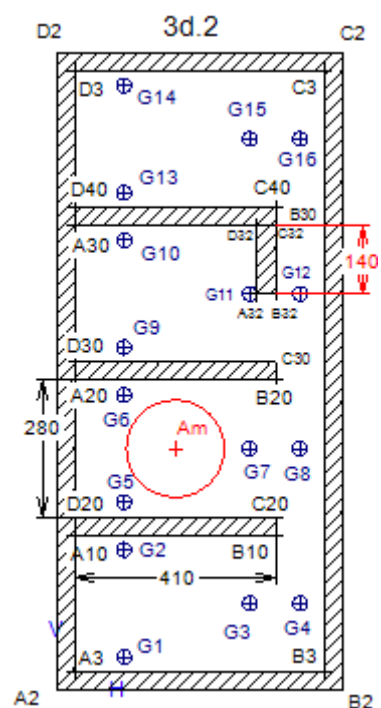
Annexe D.17. Configuration 3d.1

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	438
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



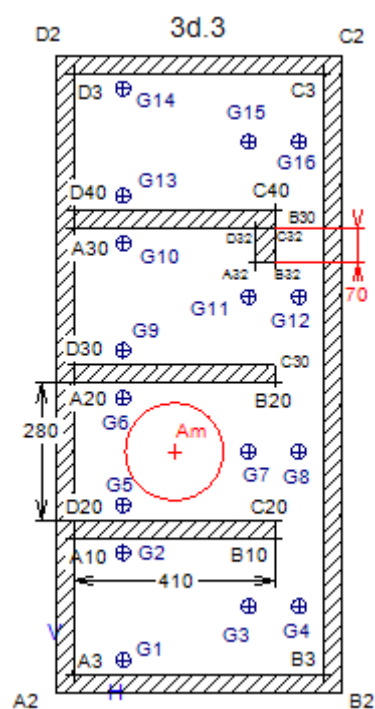
Annexe D.18. Configuration 3d.2

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



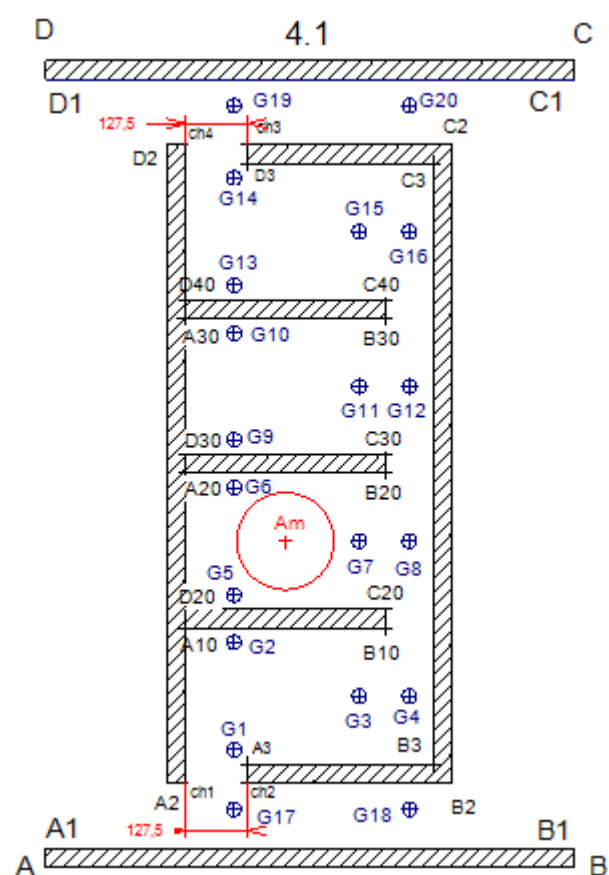
Annexe D.19. Configuration 3d.3

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747



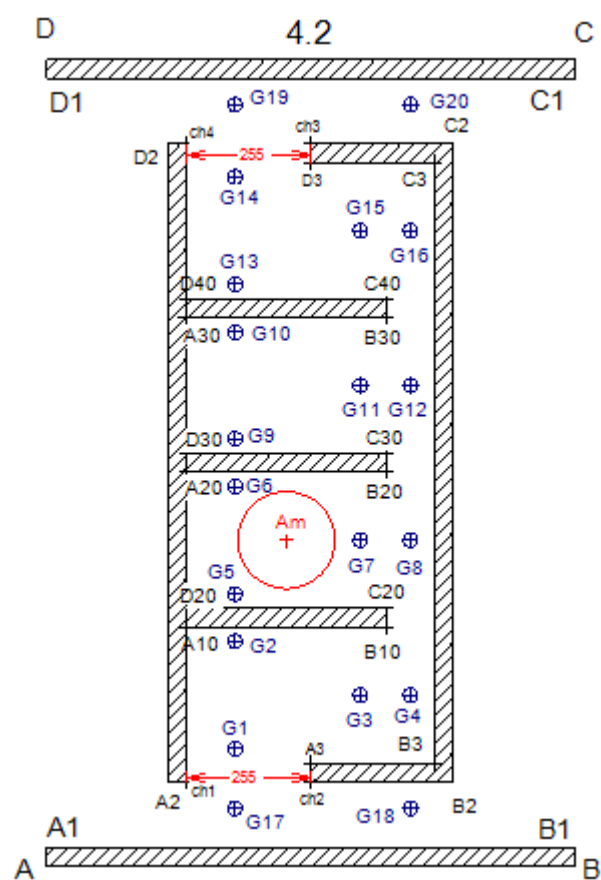
Annexe D.20. Configuration 4.1

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747
G17	576	797
G18	622	1065
G19	884	1111
G20	915	1380



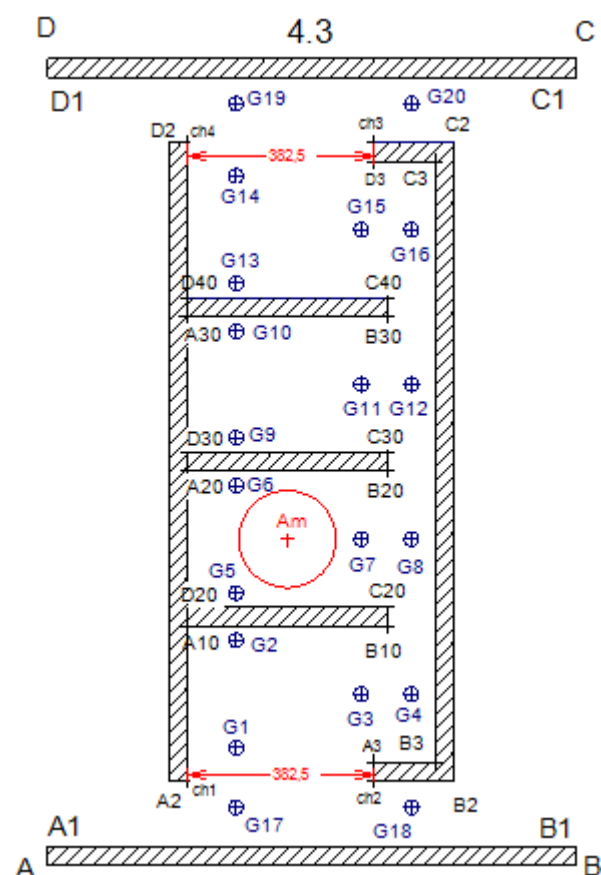
Annexe D.21. Configuration 4.2

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747
G17	576	785
G18	622	864
G19	884	1099
G20	915	1179



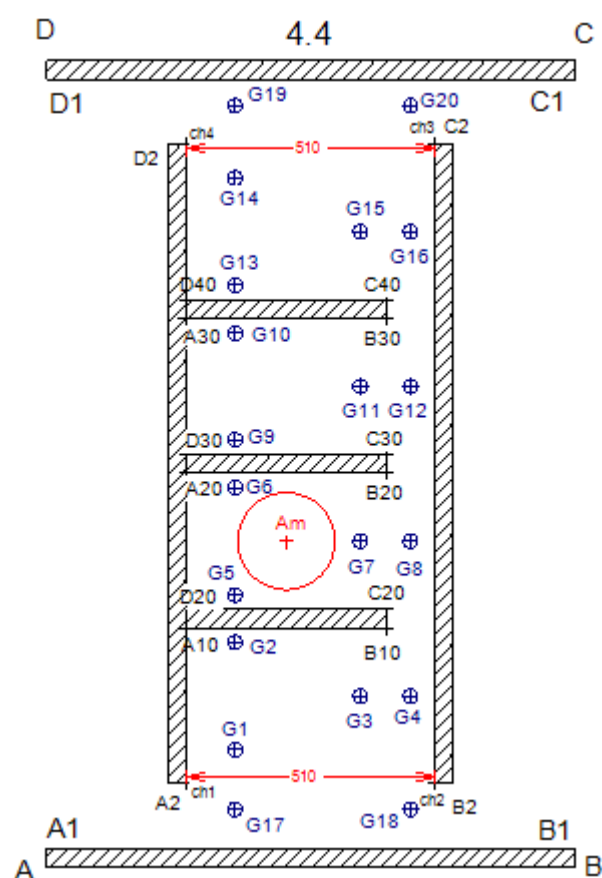
Annexe D.22. Configuration 4.3

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747
G17	576	785
G18	622	712
G19	884	1099
G20	915	1027



Annexe D.23. Configuration 4.4

Capteur	Distance champ libre (mm)	Distance confiné (mm)
G1	443	688
G2	235	601
G3	356	440
G4	412	437
G5	153	153
G6	148	148
G7	155	155
G8	258	258
G9	229	598
G10	437	685
G11	351	436
G12	407	434
G13	533	916
G14	750	1003
G15	652	754
G16	683	747
G17	576	785
G18	622	678
G19	884	1099
G20	915	992



Baptiste JULIEN

Étude de la propagation des ondes de choc en milieu confiné à géométrie complexe

La sécurité des biens et des personnes est, de nos jours, une préoccupation première, en particulier lorsqu'elle concerne l'usage des explosifs. Afin de répondre à ces exigences de sécurité, il est nécessaire de pouvoir prédire le comportement des ondes de pression issues d'une explosion, que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur du bâtiment, et leur interaction avec leur environnement.

Une importante quantité d'informations sur les ondes de choc se propageant en champ libre est disponible dans la littérature, de sorte que leur comportement est maintenant bien connu. Toutefois, il y a très peu de données disponibles en littérature ouverte sur les explosions en milieu confiné.

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse s'inscrivent dans le cadre de l'étude du comportement des ondes de choc en milieu confiné multi-chambres et de l'effet de différents paramètres tels que le volume des cellules ou la largeur du couloir sur les profils de pression à l'intérieur d'un bâtiment. La propagation de l'onde de choc est analysée par l'évolution de certains paramètres du choc (temps d'arrivée, surpression maximale et impulsion positive).

Plusieurs essais à échelle réduite ont été réalisés à l'aide d'une maquette modulable, représentative d'un bâtiment pyrotechnique de plein pied, composé de quatre pièces alignées et reliées entre elles par un couloir.

Mots clés : milieu confiné, onde de choc, réflexion d'ondes de choc, détonation, essais à petite échelle, système multi-chambres

Shock waves propagation analysis within a multi-chamber system

Security is nowadays a real and major concern, especially when explosives are involved. To address this security issue, an accurate prediction of the behavior of shock waves caused by a detonation propagating inside or outside a building and interacting with the surrounding environment is required.

Extensive knowledge regarding shock waves in free field can be found in the literature so that their behavior is now well known. However, there is very few information available in the open literature for confined configuration.

This study focuses on the behavior of a shock wave within a confined multi-chamber system and on the impact of different parameters such as the size of the rooms and the width of the corridor on the pressure history inside the building. The shock wave propagation is analyzed through the evolution of some of the shock parameters (arrival time, maximum overpressure and positive impulse).

Several small-scale experiments have been carried out using an adjustable model of a four-roomed single-story building. The rooms are connected to a single corridor and all on the same side. This model is representative of a pyrotechnic workshop.

Keywords : confined room, shock wave, shock waves reflection, detonation, small-scale experiments, multi-chamber system



**Laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en
Ingénierie des Systèmes, Mécanique,
Énergétique**

**INSA Centre Val de Loire – Campus de Bourges
88 Boulevard Lahitolle CS 60013, 18022
BOURGES CEDEX, FRANCE**

