



UNIVERSITE D'ORLEANS

THESE
PRESENTEE
A L'UNIVERSITE D'ORLEANS
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS

PAR
TRELAT Sophie

Discipline : Mécanique – Energétique

Sujet : *Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle.*

Soutenu le : 7 décembre 2006

MEMBRES DU JURY :

- M. DESBORDES Daniel	Professeur à l'Université de Poitiers	Rapporteur
- M. PORTERIE Bernard	Professeur à l'IUSTI de Marseille	Rapporteur
- M. AUTRUSSON Bruno	Responsable du service DEND/SATE, IRSN, Fontenay-aux-Roses	Examineur
- Mme CARDU Marilena	Associated Professor, Politecnico di Torino (Italie)	Examineur
- M. SARH Brahim	Professeur, Directeur de l'IUT d'Orléans	Examineur
- Mme SOCHET Isabelle	Professeur à l'ENSI de Bourges	Directrice de thèse

Table des matières

Table des figures	iv
Liste des tableaux	xi
Introduction	1
1 Rappels bibliographiques sur le thème des ondes de souffle	6
1.1 Quelques définitions sur les explosions de gaz	6
1.1.1 Définition d'une explosion	6
1.1.2 Substances concernées	7
1.1.3 Deux types d'explosions	8
1.2 L'onde de souffle	10
1.2.1 Propagation de l'onde de choc aérienne générée par la détonation d'une charge combustible	10
1.2.2 L'onde de pression aérienne générée par la déflagration d'une charge combustible	22
1.3 Théorie des ondes de choc	25
1.3.1 Rappels théoriques et modèles de l'onde de détonation	25
1.3.2 Interaction de l'onde de choc avec une structure	26
1.4 Travaux déjà existants sur l'étude de la propagation d'une onde de choc à proximité d'une structure	52
1.4.1 Simulations numériques associées à des études expérimentales	52
1.4.2 Travaux expérimentaux à l'échelle des laboratoires français et inter- nationaux sur les ondes de choc consécutives à une détonation et leur interaction avec une structure	56
1.4.3 Synthèse et orientation de notre étude	59
2 Description générale du montage expérimental	61
2.1 Introduction	61
2.2 Description générale du dispositif expérimental	62
2.3 La charge explosive	65
2.4 Le confinement initial	68

2.5	Le dispositif d'amorçage	71
2.5.1	Fil explosé	72
2.5.2	Équivalence énergétique : caractérisation du fil explosé	74
2.6	Équivalence énergétique : caractérisation de la charge explosive	80
2.6.1	Echelle	80
2.6.2	Détermination de l'équivalence énergétique TNT	83
2.6.3	Discussion	91
2.7	Mesure de l'onde de pression	98
2.7.1	Mesures, enregistrements et exploitation des signaux de pression	98
2.7.2	Erreurs et dispersion des mesures	100
2.8	Protocole d'essai adopté	101
2.8.1	Le déroulement des essais	103
2.8.2	Localisation des capteurs de pression sur les obstacles	104
3	Présentation générale du code Autodyn et modélisation numérique d'un cas test équivalent aux expériences	107
3.1	Présentation générale du code de calcul Autodyn	108
3.2	Détonation en milieu aérien : exemple numérique	111
3.3	Analyse numérique	114
3.3.1	Propagation de l'onde de choc consécutive à la détonation	115
3.3.2	Schémas d'intégration utilisés	118
3.3.3	Conditions aux limites et précisions sur les calculs	123
3.4	Modèles existants caractérisant la surpression dans le cas de détonation de charges solides	125
4	Résultats expérimentaux et discussions	129
4.1	Les propriétés de l'onde de pression incidente, échelle de laboratoire	130
4.2	Explosion au niveau du sol : étude des sollicitations de pressions induites par la détonation, sur la paroi des structures, échelle de laboratoire	140
4.2.1	L'obstacle parallélépipédique	142
4.2.2	L'obstacle cylindrique	175
4.3	Explosion en altitude : étude des sollicitations de pressions induites par la détonation sur la paroi des structures ou sur le sol directement, échelle de laboratoire	189
4.3.1	Introduction : description de la problématique	189
4.3.2	Présentation des travaux antérieurs utilisés	190
4.3.3	Description du montage expérimental	192
4.3.4	Description et analyse des résultats obtenus	199
4.3.5	Conclusion partielle et perspectives éventuelles	213
4.4	Comparaison des différentes lois établies au sol et en altitude	217
4.5	Estimation à échelle 1	219
4.5.1	Étapes initiales de cette propagation	220
4.5.2	Interaction entre l'onde de choc et le sol lors de l'explosion en espace non confiné, échelle 1	221

Conclusion générale	226
A Annexe A - Rappels théoriques sur la théorie de la détonation	230
B Annexe B - Fiches techniques	237
B.1 Fiche technique A : alimentation H.T. (haute tension) pour fils explosés, affichage tension de charge	237
B.2 Fiche technique B : caractéristiques de la chaîne de mesure	239
B.3 Fiche technique C : spécification des gaz employés	240
C Annexe C - Energie de réaction du mélange propane-oxygène en proportions stoechiométriques	241
C.1 Equation globale la plus couramment utilisée	241
C.2 Equation équilibrée (réactifs et produits de détonation dans les conditions Chapman-Jouguet)	242
C.3 Calcul de la masse équivalente de TNT avec les deux énergies E_1 et E_2 . . .	243
C.4 Conclusion	245
D Annexe D - Résultats expérimentaux comparés aux résultats numériques, explosion au sol à proximité du cylindre	247
E Annexe E - Résultats de Wharton et al. (2000)	249
Bibliographie	252

Table des figures

1.1	Propagation de l'onde de choc issue d'une détonation.	11
1.2	Profil de pression caractéristique de l'onde de souffle consécutive à une détonation.	12
1.3	Similitude de Hopkinson (Hopkinson, 1915).	14
1.4	Caractéristiques de l'onde de souffle, Brossard et al. (1985).	16
1.5	Caractéristiques de l'onde incidente pour une explosion de TNT (détonation de différentes masses de TNT) (Baker et al., 1983).	17
1.6	Modèle (a) de l'évolution de pression relative en un point au passage d'une onde de choc.	19
1.7	Modèle (b) de l'évolution de pression relative en un point au passage d'une onde de choc.	20
1.8	Modèle (c) de l'évolution de pression relative en un point au passage d'une onde de choc.	20
1.9	Exemple de modèle d'un signal de pression incidente issue d'une détonation gazeuse, $\lambda = 0,98 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, $\Delta P^+ = 1,2 \text{ bar}$, $t^+ = 0,35 \text{ ms}$, $t^- = 1,15 \text{ ms}$ d'après Desrosier et al. (1991). Mélange gazeux propane-oxygène en proportions stoechiométriques.	21
1.10	Evolution de la pression provenant d'une déflagration.	23
1.11	Evolution de la pression statique ou incidente au passage d'une onde de choc dite pure.	28
1.12	Réflexion normale.	29
1.13	Réflexion régulière	31
1.14	Réflexion de Mach	32
1.15	Réflexion oblique régulière.	32
1.16	Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de surpressions (d'après Glasstone, 1962).	34
1.17	Angles de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour des chocs de différentes forces dans le cas de la réflexion régulière (d'après Harlow et Amsten, 1970). $\varepsilon = \frac{P_0}{\Delta P_i^+ + P_0}$	35
1.18	Formation du point triple dans la réflexion de Mach.	37
1.19	Réflexion de Mach.	37

1.20	L'écoulement dans la région de formation d'une onde de Mach. Les trois catégories de réflexion de Mach.	39
1.21	Définition de l'angle β	41
1.22	Angle d'incidence maximum pour la réflexion oblique de choc plan (d'après Kinney, 1962).	42
1.23	Définition de l'angle β en fonction de la HOB (Height Of Burst ou hauteur de l'explosion).	44
1.24	Une explosion à une hauteur <i>HOB</i> au-dessus du sol produit un choc incident <i>i</i> , qui se réfléchit initialement sous forme d'une réflexion régulière (RR), puis d'une réflexion de Mach (MR). <i>r</i> et <i>m</i> désignent les chocs réfléchi et de Mach respectivement.	45
1.25	Explosion nucléaire de référence qui correspond à l'explosion d'1 kt de TNT : phénomène des genoux caractéristique de l'augmentation de pression à la transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach (Brode, 1970).	46
1.26	Suppression (atm) tracée en fonction de la distance radiale au sol pour une charge de 1 kg de TNT détonant à une hauteur de 3m (Dewey, 2000).	47
1.27	Photo et schématisation d'un front d'onde diffracté autour d'un obstacle à section rectangulaire. <i>I</i> est le choc incident, <i>R</i> le choc réfléchi par l'obstacle, <i>D</i> est la partie diffractée de <i>I</i> , <i>DR</i> est la partie diffractée de <i>R</i> , <i>RR</i> est la partie réfléchie de <i>DR</i> et <i>RD</i> est la partie réfléchie de <i>D</i> . (Brown et al., 2000)	50
1.28	Front d'onde diffracté autour d'un obstacle (Baker et al., 1983).	51
1.29	Suppression positive et impulsion positive consécutive à une détonation gazeuse, en fonction de la distance radiale réduite.	57
2.1	Schéma général du dispositif expérimental : A amplificateur de charge, E enregistrement du signal de pression, S dérivation synchronisation, V.M vanne micrométrique, V.M.S vanne manuelle de sécurité, I.S interrupteur de sécurité, A.P amorçage plan, A.H amorçage en hauteur, Synchro = ligne de synchronisation.	66
2.2	Photographie du dispositif expérimental.	67
2.3	Préparation du mélange gazeux.	69
2.4	Fil explosé et circuit électrique : le dispositif d'amorçage. Synchro = ligne de synchronisation.	73
2.5	Suppression relative de l'onde de choc incidente générée par différents apports d'énergie en fonction de la distance radiale réduite.	77
2.6	Suppression en fonction de la distance pour des explosions aériennes de 1 kg et 8 kg de TNT. Changer la masse de la charge explosive a pour effet de translater la courbe parallèlement à l'axe des abscisses d'un facteur égal à la racine cubique du rapport des masses des charges (Dewey, 2001).	81
2.7	Pic de suppression positive incidente $\frac{\Delta P^+}{P_0}$ en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ ^{-1/3}).	87
2.8	Impulsion positive incidente $\frac{I^+}{E^{1/3}}$ en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ ^{-1/3}).	89

2.9	Variation de l'équivalent TNT $[TNTe]_{\Delta P_{\max}}$ (calculé via la surpression) en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ $^{-1/3}$). Loi (2.1).	92
2.10	Variation de l'équivalent TNT $[TNTe]_I$ (calculé via l'impulsion) en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ $^{-1/3}$). Loi (2.2).	93
2.11	Variation de l'équivalent TNT $[TNTe]_{\Delta P_{\max}}$ (calculé via la surpression) en fonction de la surpression positive incidente $\frac{\Delta P^+}{P_0} \cdot \ln([TNTe]_{\Delta P_{\max}}) = 1,063 + 0,294 \left(\ln \frac{\Delta P^+}{P_0} \right) + 0,052 \left(\ln \frac{\Delta P^+}{P_0} \right)^2$ avec $0,03 \leq \frac{\Delta P^+}{P_0} \leq 13,4$ (loi(2.3)).	94
2.12	Pression incidente à l'abscisse radiale $r_c = 0,10$ m, consécutive à la détonation d'une bulle de propane-oxygène de rayon $R_0 = 0,03$ m. S signal provenant de la ligne de synchronisation avec le système d'amorçage.	99
2.13	Dimensions du parallélépipède et localisation des capteurs.	105
2.14	Dimensions du cylindre et localisation des capteurs.	106
3.1	Passage de 1D en 3D, technique du remapping.	115
3.2	Modèle 1D, symétrie sphérique.	116
3.3	Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse tridimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc en champ libre (sans obstacle) (1152000 éléments); abscisse radiale des capteurs $r_c = 0,07 - 0,8$ m.	119
3.4	Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse tridimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc en champ perturbé par un obstacle parallélépipédique (610560 cellules : 120 x 106 x 48).	120
3.5	Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse tridimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc en champ perturbé par un obstacle cylindrique (1360128 éléments).	121
3.6	Signal de pression réfléchi : expérience et modèle numérique (capteur situé au centre la face avant F du parallélépipède directement exposée à l'explosion, $R_0 = 0,06$ m, $r = 0,15$ m, échelle réduite).	124
3.7	Surpression incidente en fonction de la distance réduite $Z = \frac{r}{m^{1/3}}$	127
4.1	Répartition des capteurs sur la table expérimentale : mesure de la pression au passage de l'onde incidente.	131
4.2	Diagrammes de marche en champ libre pour différentes tailles de confinement propane-oxygène.	132
4.3	Pic de surpression positive incidente en fonction de la distance radiale réduite pour différentes expériences, en champ libre. Comparaison avec les résultats obtenus sur Autodyn.	134
4.4	Impulsion positive incidente en fonction de la distance radiale réduite pour différentes expériences, en champ libre. Comparaison avec les résultats obtenus sur Autodyn.	135
4.5	Durée de la phase positive incidente en fonction de la distance radiale réduite pour différentes expériences, en champ libre. Comparaison avec les résultats obtenus sur Autodyn.	136

4.6	Visualisation de la propagation de l'onde de choc avec le logiciel Autodyn en champ libre.	138
4.7	Configuration expérimentale visant à comparer le champ de pression incident (en champ libre) et le champ de pression réfléchi. La charge explosive de rayon $R_0 = 0,06$ m (contenant une énergie E de 13,75 kJ) est située à une distance $r_1 = 10$ cm du capteur de pression.	141
4.8	Enregistrements de pression en espace libre et au point F_1 de la face avant du parallélépipède. La charge explosive de rayon $R_0 = 0,06$ m (contenant une énergie E de 13,75 kJ) est située à une distance $r_1 = 10$ cm du capteur de pression.	142
4.9	La face avant du parallélépipède directement exposée à la détonation d'une charge hémisphérique gazeuse de rayon R_0 , contenant une énergie E , et située à une distance normale r du parallélépipède.	143
4.10	Suppression positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur la face avant du parallélépipède, seule soumise directement à l'explosion. Comparaison avec résultats obtenus sous Autodyn.	145
4.11	Impulsion positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur la face avant du parallélépipède, seule soumise directement à l'explosion. Comparaison avec résultats obtenus sous Autodyn.	146
4.12	Durée de phase positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur la face avant du parallélépipède, seule soumise directement à l'explosion. Comparaison avec résultats obtenus sous Autodyn.	147
4.13	Visualisation de la propagation de l'onde de choc sur la face avant du parallélépipède avec le logiciel Autodyn.	148
4.14	Comparaison de l'impulsion positive du signal de pression en champ incident et en champ réfléchi : valeurs issues de nos expériences et tenant compte de l'angle d'incidence formé par le choc incident et la face avant du parallélépipède.	149
4.15	Coefficient de réflexion défini par le rapport $\left(\frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+}\right)$ en fonction de la distance radiale réduite λ : valeurs issues de nos expériences.	150
4.16	Comparaison du coefficient de réflexion déduit de nos lois expérimentales avec le coefficient de réflexion établie par Baker et al. (1983).	151
4.17	a/ Les faces F et L_g du parallélépipède directement exposées à la détonation d'une charge hémisphérique gazeuse de rayon R_0 , contenant une énergie E , et située à une distance r du parallélépipède - b/ Résultats de suppression en fonction de la distance radiale réduite λ - c/ Configuration expérimentale (Fairlie et al., 2000).	156
4.18	Visualisation de la propagation de l'onde de choc avec le logiciel Autodyn.	157
4.19	Vue de dessus de la structure parallélépipédique : positions de la charge explosive définies avec l'angle θ	158

4.20	Suppression positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur les faces directement exposées à l'explosion, lorsque la charge est placée à différents angles θ autour du parallélépipède. .	159
4.21	Configuration expérimentale permettant d'étudier les signaux de pression sur la face latérale L_g du parallélépipède, $E = 1,72$ kJ.	161
4.22	Schéma des différentes configurations expérimentales permettant d'observer le contournement du parallélépipède par l'onde de choc.	163
4.23	Signaux de pression enregistrés par les capteurs (1), (L_{d0}), (T_3), (T_0), (T_7), (L_{g0}), (L_{g1}), configuration 2, contournement du parallélépipède par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.	171
4.24	Signaux de pression enregistrés par les capteurs (1), (F_0), (T_1), (T_0), (T_5), (R_0), (R_1), configuration 3, contournement du parallélépipède par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.	172
4.25	Comparaison des signaux de pression mesurés sur la face arrière du parallélépipède pour les configurations 2 et 3.	173
4.26	Signaux de pression enregistrés par les capteurs (4) et (6) dans les configurations 1, 2 et 3 : contournement du cylindre par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ. . .	174
4.27	La face avant du cylindre directement exposée à la détonation d'une charge hémisphérique gazeuse de rayon R_0	176
4.28	Pic de suppression positive $\frac{\Delta P^+}{P_0}$ réfléchi par la face avant du cylindre en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ $^{-1/3}$) pour deux tailles de confinement ($R_0 = 4,1$ cm - $E = 4,4$ kJ et $R_0 = 2,6$ cm - $E = 1,12$ kJ). . .	179
4.29	Impulsion positive $\frac{I^+}{E^{1/3}}$ réfléchi par la face avant du cylindre en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ $^{-1/3}$) pour deux tailles de confinement ($R_0 = 4,1$ cm - $E = 4,4$ kJ et $R_0 = 2,6$ cm - $E = 1,2$ kJ).	180
4.30	Diagrammes représentant les temps d'arrivée en fonction de la distance radiale réduite.	181
4.31	Schéma de la configuration expérimentale permettant d'observer le contournement du cylindre par l'onde de choc.	183
4.32	Signaux de pression enregistrés par les capteurs (1), (F_3), (F_2), (F_1), (T_1), (T_0) situés sur le cylindre, configuration 4, contournement du cylindre par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.	187
4.33	Signaux de pression enregistrés par les capteurs (T_0), (T_3), (R_1), (R_2), (R_3) et (5), configuration 4, contournement du cylindre par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.	188
4.34	Montage expérimental.	192

4.35	Schéma détaillé du montage. B.W : Blast Wave ou onde de souffle, C.E : charge explosive, F.E : fil explosé, H.T : haute-tension, C.P _r : capteur piézo-électrique, A _i : amplificateur de charge relié au capteur de pression, E _i : voie i de l'oscilloscope.	193
4.36	L'obstacle parallélépipédique et l'obstacle cylindrique.	193
4.37	Schéma de la configuration expérimentale sans structure. HOB : Height of Burst ou hauteur d'explosion, IS : choc incident, RS : choc réfléchi, MS : onde de Mach, T : point triple, A _i : capteurs de pression, O : centre de l'explosion.	194
4.38	Détermination de l'angle d'incidence à la transition α_m (Kinney, 1962) en fonction du nombre de Mach. Expériences avec le mélange $C_3H_8 + 5O_2$, HOB = 16 cm, E = 13,75 kJ.	195
4.39	Propagation de l'onde de Mach. $C_3H_8 + 5O_2$, HOB = 16 cm, E = 13,75 kJ.	196
4.40	Courbe de hauteur $\frac{h_m}{HOB}$ en fonction de la distance $\frac{r_i}{r_{i0}}$, courbe empirique (Kinney, 1985).	198
4.41	Réflexion régulière et réflexion de Mach.	200
4.42	Trajectoire du pied de Mach pour une explosion d'une charge contenant une énergie E = 13,75 kJ, à une altitude HOB = 16 cm au-dessus du sol.	201
4.43	Enregistrements de signaux de pression à plusieurs distances au-dessus du sol, dans la région de Mach. $C_3H_8 + 5O_2$, HOB = 16 cm, E = 13,75 kJ.	202
4.44	Enregistrements de signaux de pression à plusieurs distances au-dessus du sol, dans la région de propagation du choc incident et du choc réfléchi. $C_3H_8 + 5O_2$, HOB = 16 cm, E = 13,75 kJ.	203
4.45	Propagation de l'onde de souffle : explosion d'une charge de TNT équivalente à une charge gazeuse de rayon 6 cm, à une altitude de 16 cm au-dessus du sol.	205
4.46	Enregistrements typiques de signaux de pression d'un mélange propane-oxygène en proportions stoechiométriques avec la même distance radiale réduite $\lambda = 1,18 \text{ m.MJ}^{-1/3}$	206
4.47	Influence de l'angle du choc incident sur les pics de surpression, durée de la phase positive réfléchie et temps d'arrivée de l'onde de choc en fonction de la distance radiale réduite ($C_3H_8 + 5 O_2$).	208
4.48	La structure parallélépipédique et la position des capteurs de pression ($C_3H_8 + 5 O_2$, HOB = 10-15-20 cm ; E = 1,72 kJ) - La structure cylindrique et la position des capteurs de pression ($C_3H_8 + 5 O_2$, HOB = 15 cm ; E = 10,59 kJ) - Surpression positive réfléchie $\Delta P^+ / P_0$ en fonction de la distance radiale réduite λ ($\text{m.MJ}^{-1/3}$) mesurée sur les faces de dessus des deux obstacles.	212
4.49	Signaux de pression, capteurs T ₀ et T ₃ situés sur la face de dessus du parallélépipède, et capteurs L _{d5} , L _{d0} et L _{d1} sur la face latérale droite du parallélépipède $C_3H_8 + 5 O_2$, HOB = 10 cm, E = 1,72 kJ.	214
4.50	Signaux de pression, capteurs T ₀ et T ₁ situés sur la face de dessus du cylindre, et capteurs F ₁ , F ₂ et F ₃ sur la face latérale du cylindre $C_3H_8 + 5 O_2$, HOB = 15 cm, E = 10,59 kJ.	215
4.51	Comparaison des principales lois expérimentales de surpression établies lors de notre étude. Les courbes en trait fin représentent les lois de surpression obtenues sur la face du cylindre exposée à l'explosion.	218

4.52	Modèle 1D, symétrie sphérique, échelle 1.	221
4.53	Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse bidimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc (252×10^6 éléments) ; abscisse radiale des capteurs $r_c = 14,3 - 115,3$ m.	222
4.54	Pic de suppression positive et durée de phase positive en fonction de la distance radiale réduite : comparaison des lois expérimentales établies dans notre étude, des calculs réalisés avec Autodyn à échelle réduite et à échelle 1.	224
4.55	Impulsion de la phase positive en fonction de la distance radiale réduite : comparaison des lois expérimentales établies dans notre étude, des calculs réalisés avec Autodyn à échelle réduite et à échelle 1.	225
A.1	Représentation de l'onde de détonation, selon la théorie de Chapman-Jouguet, se propageant dans les gaz frais initialement au repos dans le référentiel de l'onde.	231
A.2	Structure de l'onde de détonation dans le modèle ZND.	232
A.3	Représentation du modèle ZND dans le plan $(P, 1/\rho)$	233
B.1	Exemple 1 d'un signal de sortie "SYNCHRO."	238
B.2	Exemple 2 d'un signal de sortie "SYNCHRO."	238
B.3	Signal de "fil explosé", relevé à une distance de 6,5 cm du centre des électrodes, pour une tension de charge délivrée dans le fil de cuivre-nickelé de 7 kV.	239
C.1	Suppression positive incidente en fonction de la distance radiale réduite, avec deux énergies de réaction calculées.	244
E.1	Dépendance de l'équivalence TNT avec la distance réduite.	251

Liste des tableaux

1.1	Comparaison de deux séries de courbes, celles de (Baker et al., 1983) concernant des détonations d'explosifs solides, avec celles de (Brossard et al., 1985) concernant des explosions gazeuses.	18
1.2	Caractéristiques comparées des évolutions de pression pour différentes explosions, résultats expérimentaux, Bailly (1988).	24
1.3	Exemples de codes numériques.	55
2.1	Energie spécifique $E_{v,gaz}$ libérée dans la charge sphérique	71
2.2	Valeurs des équivalences énergétiques par rapport aux valeurs efficaces pour une charge de gaz (Desrosier, 1991 ; Trélat, 2005) et de TNT.	78
2.3	Vérification de la répétabilité des tirs pour un confinement (bulle de savon) $C_3H_8 + 5O_2$ de rayon initial R_0 égal à 0,03 m , $r = 0,1$ m, $V = 7kV$, symétrie sphérique.	102
2.4	Vérification de la répétabilité des tirs pour un confinement (ballon) $C_3H_8 + 5O_2$ de rayon initial R_0 égal à 0,05 m , $z = 0,2$ m, $V = 7kV$, symétrie sphérique.102	102
3.1	Masse équivalente de TNT	113
3.2	Paramètres du TNT et de l'air	117
3.3	Paramètres du TNT pour le point Chapman-Jouguet	117
4.1	Influence du rayon de la charge hémisphérique gazeuse R_0 sur l'évolution temporelle de la vitesse de l'onde de choc aérienne en champ libre, consécutive à la détonation de cette charge explosive.	133
4.2	Erreur moyenne calculée entre nos valeurs expérimentales de surpression réfléchie et les valeurs obtenues avec Autodyn dans le cas d'une explosion face à un coin du parallélépipède.	155
4.3	Caractéristiques des signaux de pression pour l'étude du contournement de la face latérale du parallélépipède.	162
4.4	Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $E = 4,388$ kJ	182

4.5	Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $E = 1,12 \text{ kJ}$	182
4.6	Altitude h_m du point triple en fonction de la distance d ; $HOB = 16 \text{ cm}$	199
B.1	Caractéristiques des gaz employés	240
C.1	Enthalpies de formation des différentes espèces	243
D.1	Surpressions positives pour une charge gazeuse de rayon 4,1 cm explosant au sol à une distance $r = 10 \text{ cm}$ du cylindre	247
D.2	Surpressions positives pour une charge gazeuse de rayon 2,6 cm explosant au sol à une distance $r = 10 \text{ cm}$ du cylindre	248
D.3	Impulsions positives pour une charge gazeuse de rayon 4,1 cm explosant au sol à une distance $r = 10 \text{ cm}$ du cylindre	248
D.4	Impulsions positives pour une charge gazeuse de rayon 2,6 cm explosant au sol à une distance $r = 10 \text{ cm}$ du cylindre	248
E.1	Equivalents TNT de quelques explosifs commerciaux d'après Wharton et al. (2000).	249

Remerciements

Cette étude a été effectuée au Laboratoire Energétique Explosions et Structures de Bourges, rattaché à l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Bourges. Je souhaite remercier le Professeur Jérôme Renard, Directeur du Laboratoire, pour m'avoir accueillie au sein de son service, ainsi que Monsieur Joël Allain, le directeur de l'ENSIB, pour avoir mis à disposition de la recherche les moyens nécessaires afin de mener à bien ce travail.

Mes remerciements feront une place particulière à Madame le Professeur Isabelle Sochet, Directrice de thèse. Après m'avoir proposé le sujet de thèse, elle n'a cessé de me guider, de me conseiller, de m'encourager, et n'a pas hésité à m'apporter son aide précieuse tout au long de cette étude. Je tiens à lui exprimer ma profonde et très respectueuse gratitude.

Je souhaite également remercier l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, et la communauté Européenne pour le support financier de ce travail. En particulier, j'adresse un grand merci à Monsieur Bruno Autrusson, Monsieur Olivier Loiseau et Madame Karine Cheval du service DEND/SATE de l'IRSN-Fontenay-aux-Roses, pour les aides qu'ils m'ont apportées et les conseils qu'ils m'ont fournis au cours de nos différentes discussions.

Mes remerciements vont également à Messieurs Ludovic Lamoot et Emmanuel Mennesson pour leur collaboration technique et à tous ceux qui, à titres divers, m'ont apporté leur soutien tout au long de ces trois années.

Pour terminer, je remercie Messieurs Daniel Desbordes et Bernard Porterie d'avoir bien voulu rapporter sur ce travail ainsi que tous les membres du Jury.

Introduction

Parmi les chargements traditionnels, il est aujourd'hui de rigueur de tenir compte du risque d'explosion pour la protection de structures sensibles.

Ce risque d'explosion lié à l'environnement industriel comme à l'environnement urbain est bien réel, en effet plusieurs accidents graves ont suscité ces vingt dernières années un intérêt grandissant pour la prise en compte des risques liés aux phénomènes d'explosion quel que soit le secteur d'activités. A titre d'exemple, nous pouvons citer deux accidents relatifs aux domaines du nucléaire et de la chimie.

La centrale nucléaire de Three Mile Island (Etats-Unis, Pennsylvanie) a connu le 28 mars 1979 une importante explosion. Suite à une panne des pompes d'alimentation en eau du circuit secondaire de l'un des réacteurs, un enchaînement de défaillances mécaniques, d'erreurs humaines et de défauts de conception, entraîne la fusion du cœur. Celle-ci fut suivie d'une explosion localisée de 320 kg d'hydrogène, provoquant un pic de pression à 0.19 MPa dans le bâtiment du réacteur. Malgré la gravité extrême de l'accident, le bon dimensionnement de l'enceinte de confinement a permis d'éviter son endommagement et le relâchement de produits radioactifs dans l'environnement est resté faible.

Le secteur de la chimie est frappé en France le 21 septembre 2001 dans l'usine

AZF (Toulouse). Un stock d'environ 400 tonnes d'ammonitrate (engrais à base de nitrate d'ammonium) explose, creusant un cratère de près de 30 mètres de diamètre et d'une dizaine de mètres de profondeur, la catastrophe fait bilan de 30 morts, plus de 2500 blessés graves, et près de 8000 blessés légers. La charge de l'impact sur le bâtiment a été estimée à une pression maximale d'environ 50 à 60 mbar. L'équivalence énergétique conduit à une masse de TNT estimée entre 30 et 40 tonnes. L'explosion a causé des destructions importantes dans un rayon compris entre 400 et 1500 mètres. Les dégâts (murs lézardés, portes et fenêtres enfoncées, toitures et panneaux soufflés ou envolés, vitres brisées...) ont été visibles jusqu'au centre-ville distant de 3 km de l'usine.

Ainsi, dans le but de protéger les installations et le personnel travaillant sur un site sensible où sont manipulées, stockées ou transportées de grandes quantités de matières inflammables (sites industriels, sites militaires à risques, centrales nucléaires, hôpitaux, laboratoires de recherche ...), il est nécessaire d'estimer les efforts de pression susceptibles de résulter d'une forte explosion se produisant à proximité des murs. Le dimensionnement des structures est alors un facteur à prendre en compte.

Deux régimes d'explosion sont possibles : la détonation et la déflagration. Même si dans les conditions réelles, le régime de déflagration est représentatif de la majorité des accidents (comme en témoigne l'analyse de Gujan (1978) relevant 100 accidents majeurs consécutifs à une déflagration entre 1921 et 1977), l'actualité fait qu'il ne faut pas pour autant négliger le régime de détonation. De plus, les dommages associés à une détonation sont toujours examinés avec attention dans les analyses de sécurité. Cette idée a par exemple été retenue dans l'étude de risques concernant les constructions localisées sur le pas de tir

d'Ariane 4 à Kourou en cas d'explosion due à une fuite d'hydrogène au niveau du réservoir (Renard et al, 1988).

Bien que moins nombreux, des accidents dus à des détonations sont aussi recensés dans la littérature. Il convient de citer par exemple l'accident qui s'est produit en 1994 (voir référence [88]) lors de la destruction du sodium liquide résiduel présent dans un réservoir d'entreposage du réacteur Rapsodie sur le site de Cadarache en France. Le procédé utilisé consistait à transformer le sodium en un alcoolate par ajout d'un alcool lourd. Le défaut de connaissance des réactions secondaires, susceptibles de se produire au-delà du domaine de fonctionnement prévu, a conduit à une montée en pression du réservoir contenant le sodium, puis à une détonation dans le local, qui a entraîné la mort du responsable de l'équipe d'opérateurs.

Les accidents peuvent aussi se produire lors des nombreux transports de matières dangereuses par le rail, la route, par avion ou par bateau.

Mise à part l'hypothèse de l'accident, on retrouve fréquemment l'explosion en régime de détonation comme phénomène contrôlé, par exemple sur des sites militaires tels que celui du RCCD Suffield (Recherche et Développement pour la Défense Canada, cf référence [87]) situé dans l'Alberta (Canada) où un emplacement est réservé pour l'étude des explosions et des phénomènes d'ondes de choc. Ce site comprend deux tours de 60 m espacées l'une de l'autre de 120 m, en haut desquelles on peut suspendre jusqu'à 450 kg d'explosifs. Sur ce site du RCCD, la détonation est étudiée à des fins de protection civile ou militaire, mais l'on retrouve le régime de détonation pour d'autres utilisations non militaires également, telles que la démolition contrôlée de gros bâtiments en site urbain par exemple.

De manière générale, que la détonation soit d'origine accidentelle ou contrôlée, les effets engendrés nécessitent une investigation, particulièrement pour une estimation des chargements sur des structures. Pour cela, une approche expérimentale est envisagée. Le travail présenté ici s'inscrit dans une démarche plus générale visant à mettre en place une politique de protection des bâtiments susceptibles de subir une explosion à proximité des murs mais pas à leur contact. L'objectif est alors de définir des modèles de chargements appliqués à des structures rencontrées dans l'industrie et soumises à une forte explosion d'origine quelconque. Cet objectif est poursuivi de manière originale à travers la réalisation d'essais de détonation de gaz menés au LEES (Laboratoire Energétique Explosions et Structures). Ces essais simulent une forte explosion d'un mélange propane-oxygène en proportions stoechiométriques, ayant lieu au sol ou en altitude, à proximité des murs de deux types de structures : parallélépipédique et cylindrique.

Des expérimentations à échelle réelle et mettant en jeu de grandes quantités de TNT se révélant très coûteuses et requérant beaucoup de temps, l'intérêt d'une étude expérimentale à échelle de laboratoire est donc de réduire le coût et le temps de réalisation des expériences d'une part, et d'autre part de pouvoir réaliser systématiquement une étude paramétrique, non envisageable à grande échelle. De plus, il faut souligner que le régime de détonation présente la particularité d'obéir à des règles de similitude (Hopkinson, 1915) qui permettent à partir des mesures à échelle réduite, d'estimer les caractéristiques d'une onde de souffle qui se produirait à échelle réelle. Un point important de la problématique de la thèse est alors la détermination d'une équivalence entre le TNT et le gaz utilisé dans les expériences, afin de permettre au final de modéliser par le biais d'explosion de gaz à petite

échelle des explosions de TNT à échelle réelle.

Le premier chapitre de ce travail constitue une étude bibliographique dans laquelle sont rappelées les principales connaissances acquises jusqu'à présent dans le domaine des ondes de choc et susceptibles de situer et guider notre recherche.

Au cours du second chapitre, nous décrivons les dispositifs expérimentaux mis en place ainsi que les moyens de mesures associés permettant de générer une onde de souffle et d'étudier sa propagation autour d'une structure représentative d'un bâtiment parallélépipédique ou cylindrique, lorsque l'explosion a lieu à même le sol ou bien en altitude à proximité de cette structure.

Le chapitre trois est consacré à la description d'un exemple numérique utilisant un code de calcul hydrodynamique, Autodyn Version 6.0. Notre objectif dans ce chapitre est de valider ce code dans notre domaine d'application : l'interaction d'une onde de choc consécutive à la détonation d'une charge explosive avec une structure. Cette validation se compose de deux étapes. La première revient à simuler l'onde de souffle en champ libre. La seconde consiste à caractériser l'interaction de l'onde de souffle avec une structure placée dans le champ de l'explosion pouvant se produire au sol ou en altitude.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons et discutons les résultats de nos expérimentations en les confrontant aux résultats numériques obtenus à l'aide du code Autodyn. Cette analyse débouche sur la mise en évidence d'un certain nombre de lois.

Enfin, la conclusion générale présente une synthèse des principaux résultats que nous avons obtenus ainsi que les perspectives auxquelles nous aboutissons.

Chapitre 1

Rappels bibliographiques sur le thème des ondes de souffle

1.1 Quelques définitions sur les explosions de gaz

Cette partie a pour objectif de préciser la nature et les caractéristiques du processus d'explosion de gaz en rappelant des définitions et des phénomènes bien connus des spécialistes dans ce domaine.

1.1.1 Définition d'une explosion

Concrètement, et dans le langage courant, le mot « explosion » représente un grand nombre de phénomènes. Pour notre étude, nous présentons la définition donnée par Baker (Baker et al., 1983) :

« en champ libre, une explosion survient si une quantité suffisamment grande d'énergie est libérée, pendant un temps suffisamment court pour engendrer une onde de

souffle qui se propage dans l'environnement à partir de la source d'émission appelée source de l'explosion ».

La définition donnée par le Groupement Français de Combustion est la suivante :
« une explosion est une libération soudaine d'énergie plus ou moins confinée, plus ou moins maîtrisée, avec ou sans conséquences externes, l'explosion peut donner lieu à une onde de pression (onde de souffle), à une boule de feu. Dans le cas de l'explosion chimique, le processus de libération d'énergie peut être une déflagration ou une détonation ».

L'explosion est donc associée à une libération d'énergie susceptible d'engendrer des effets mécaniques et thermiques violents, voire destructeurs.

1.1.2 Substances concernées

Nous parlerons ici principalement d'explosions produites par une réaction chimique vive (caractérisée par une vitesse réactionnelle élevée). Lors de telles explosions, les substances réactives peuvent être qualifiées d'explosif, de mélange explosif ou de charge explosive.

L'explosif solide, TNT, (trinitrotoluène), est considéré comme explosif de référence en raison de nombreux essais effectués ayant permis d'accumuler des données expérimentales sur les caractéristiques de l'onde de choc produite par l'explosion d'une charge de TNT (Baker et al., 1983).

Les explosions mettant en jeu des mélanges réactifs gazeux seront également considérées dans le cadre des expérimentations et au vu des nombreux travaux antérieurs effectués à ce sujet.

1.1.3 Deux types d'explosions

L'explosion d'un nuage gazeux n'est réalisable que si ce dernier est enflammé. Dès l'inflammation de ce nuage, se propage à travers celui-ci une zone de réaction exothermique, appelée onde de combustion.

L'explosion d'une charge gazeuse nécessite donc un apport d'énergie afin d'enflammer le combustible.

Selon la quantité d'énergie, deux régimes de propagation de l'onde de combustion sont possibles : la détonation et la déflagration.

- La détonation se produit si l'apport d'énergie dans le mélange gazeux est important. Le Groupement Français de Combustion donne la définition suivante d'une détonation : « *propagation plus ou moins autonome d'une zone de combustion couplée à un complexe d'ondes de choc qui la précède, se faisant avec une vitesse supérieure à la célérité du son par rapport au milieu réactif. Le mode de détonation est caractérisé par une augmentation de la pression et de la masse volumique en même temps qu'une décélération des gaz par rapport à la zone réactionnelle qu'ils traversent. Dans ce mode, la vitesse de propagation de la zone réactionnelle doit être supersonique par rapport aux gaz frais. Dans une détonation, la combustion procède par auto-inflammation du mélange comprimé par l'onde de choc associée* ». D'après le Groupement Français de Combustion, l'énergie nécessaire pour amorcer la détonation dite énergie critique de détonation représente « *l'énergie spécifique minimum nécessaire à la création de la détonation d'un système réactif donné* ». Elle est dépendante de la nature des combustibles, des conditions initiales de pression et de température, de la symétrie considérée : plane (J/m^2), cylindrique (J/m) et sphérique (J). Elle est très délicate

à évaluer en raison de la diversité des systèmes d'amorçage (étincelle électrique, fil explosé, charge d'explosif condensé, focalisation laser...) dont les "rendements" énergétiques sont très mal connus. Pour les gaz et dans le cas d'une symétrie sphérique, l'énergie critique peut varier de quelques dixièmes de Joules (hydrocarbure/oxygène) à quelques méga-Joules (hydrocarbure/air). La notion d'énergie critique de détonation est très importante pour toute démarche sécuritaire.

- Si l'apport d'énergie est faible (par exemple une étincelle (Guelon, 2003) de quelques milli-Joules) au sein du milieu réactif, une onde de déflagration peut en résulter. Selon le Groupement Français de Combustion, la déflagration est un « *mode de propagation autonome subsonique de la réaction dans un milieu combustible (idéalement pré-mélangé) grâce à son couplage avec les mécanismes de transport de chaleur et de matière. Le mode de déflagration est caractérisé par une diminution de la pression et de la masse volumique en même temps qu'une accélération des gaz traversant la zone de réaction* ». Dans le cas d'une déflagration, les mécanismes de production et conduction de la chaleur, et de transformation et diffusion des espèces chimiques assurent la propagation de l'onde de combustion. Ceux-ci sont concentrés dans une zone mince constituant l'onde de combustion proprement dite. La vitesse de réaction chimique atteint sa vitesse maximale dans cette zone de flamme pouvant être assimilée à une discontinuité. De part et d'autre de cette zone, l'écoulement est non-réactif.

1.2 L'onde de souffle

Les effets externes d'une explosion gazeuse, en milieu non confiné et en champ libre, sont à la fois thermiques et mécaniques. Le travail présenté ici est consacré aux caractéristiques de l'onde de souffle dont le profil de pression est l'élément fondamental. Nous distinguerons ci-dessous le cas de la détonation de celui de la déflagration.

1.2.1 Propagation de l'onde de choc aérienne générée par la détonation d'une charge combustible

Tout d'abord, nous allons caractériser l'onde de choc consécutive à une détonation.

Caractérisation de l'onde de choc issue d'une détonation

Rappelons que la détonation résulte d'un amorçage fort. Cet amorçage provoque la formation d'une onde de choc accompagnée d'une onde de combustion.

L'ensemble se propage à l'intérieur de la charge avec une célérité supersonique D (figure. 1.1) par rapport aux gaz frais amonts (de l'ordre de 1800 m/s dans le cas d'un mélange hydrocarbure-air). Il y a un couplage entre l'onde de choc et la zone de réaction. L'onde de choc élève la température et la pression des gaz frais : on dit que le gaz est choqué. Ceci permet d'initier la réaction explosive. Les gaz choqués entre la flamme et le choc brûlent alors et l'énergie dégagée très rapidement par la réaction entretient l'onde de choc. Le front de flamme s'accélère, rattrape l'onde de choc. Front de flamme et onde de choc sont donc intimement liés et s'auto-entretiennent. Le couple onde de choc-flamme est né et se propage de façon autonome, indépendamment de la source d'amorçage. Cette



FIG. 1.1: Propagation de l'onde de choc issue d'une détonation.

théorie du couplage « onde de choc – zone de combustion » fait intervenir des phénomènes tridimensionnels et complexes mis en évidence par les cellules de détonation (Desbordes, 1990) par exemple . . . Au travers de l'onde de choc, le volume, la pression, la température et la vitesse matérielle du milieu subissent une discontinuité. En effet, le front d'onde présente une discontinuité de la pression, c'est-à-dire que le temps de montée en surpression est très faible devant la durée des phases de surpression et dépression.

La vitesse de propagation d'une détonation, qui est appelée vitesse de détonation, est généralement comprise entre 1500 et 9000 m/s.

Lorsque cette propagation cesse à la limite de la charge combustible, une onde de choc est alors lancée dans l'environnement ($\Delta P^+ > P_0$). Dès lors, cette onde de choc n'est plus entretenue par la zone de combustion, sa célérité et son amplitude diminuent en fonction de la distance parcourue. Le terme "onde de souffle" ("blast wave" en anglais) est alors utilisé pour désigner l'onde de choc aérienne consécutive à la détonation de la charge explosive.

La forme de l'évolution temporelle de la pression relative $P(t)$ typique (Baker et al., 1983) d'une onde de choc issue d'une détonation en espace libre est représentée sur la

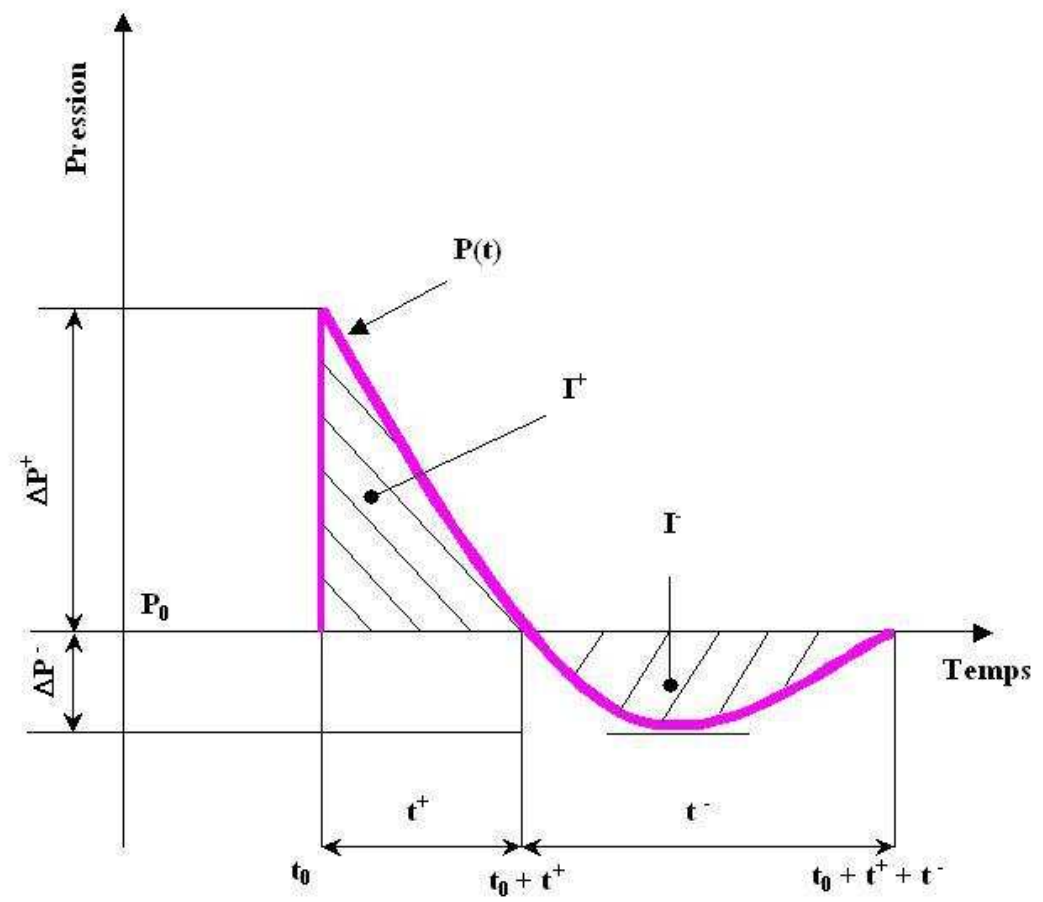


FIG. 1.2: Profil de pression caractéristique de l'onde de souffle consécutive à une détonation.

figure 1.2 avec les caractéristiques suivantes :

- P_0 : pression ambiante ;
- ΔP^+ : valeur maximale de la surpression ;
- ΔP^- : valeur maximale de la dépression ;
- t^+ : durée de la phase positive ;
- t^- : durée de la phase négative ;
- t_0 : instant d'arrivée de l'onde au point de mesure ;
- I^+ : impulsion positive définie par $I^+(t) = \int_{t_0}^{t_0+t^+} P(t)dt$;
- I^- : impulsion négative définie par $I^-(t) = \int_{t_0+t^+}^{t_0+t^++t^-} P(t)dt$.

Similitude étudiée pour cette onde

Les considérations de similitude apportent une aide précieuse à l'étude de l'onde de souffle. Elles ont été proposées pour la première fois par Hopkinson en 1915. Puis W.E. Baker les a largement développées à l'aide de différentes études sur l'interaction explosion-structure (Baker, 1973). Ces lois de similitude présentent un grand intérêt dans le cadre de notre étude puisqu'elles permettent, à partir des mesures à échelle réduite, d'estimer les caractéristiques d'une onde de souffle qui se produirait à échelle un et d'en évaluer les conséquences éventuelles.

La pression P , la célérité D de l'onde de choc, la masse volumique ρ , l'impulsion réduite $\frac{I}{E^{\frac{1}{3}}}$ et la durée réduite $\frac{t}{E^{\frac{1}{3}}}$ sont des fonctions de la taille réduite de la source $\frac{R_0}{E^{\frac{1}{3}}}$ et de la distance réduite $\frac{r}{E^{\frac{1}{3}}}$. E désigne l'énergie libérée par l'explosif, R_0 le rayon de la charge explosive et r la distance entre le centre de l'explosion et le point de mesure de la pression. La figure 1.3 illustre la similitude de Hopkinson.

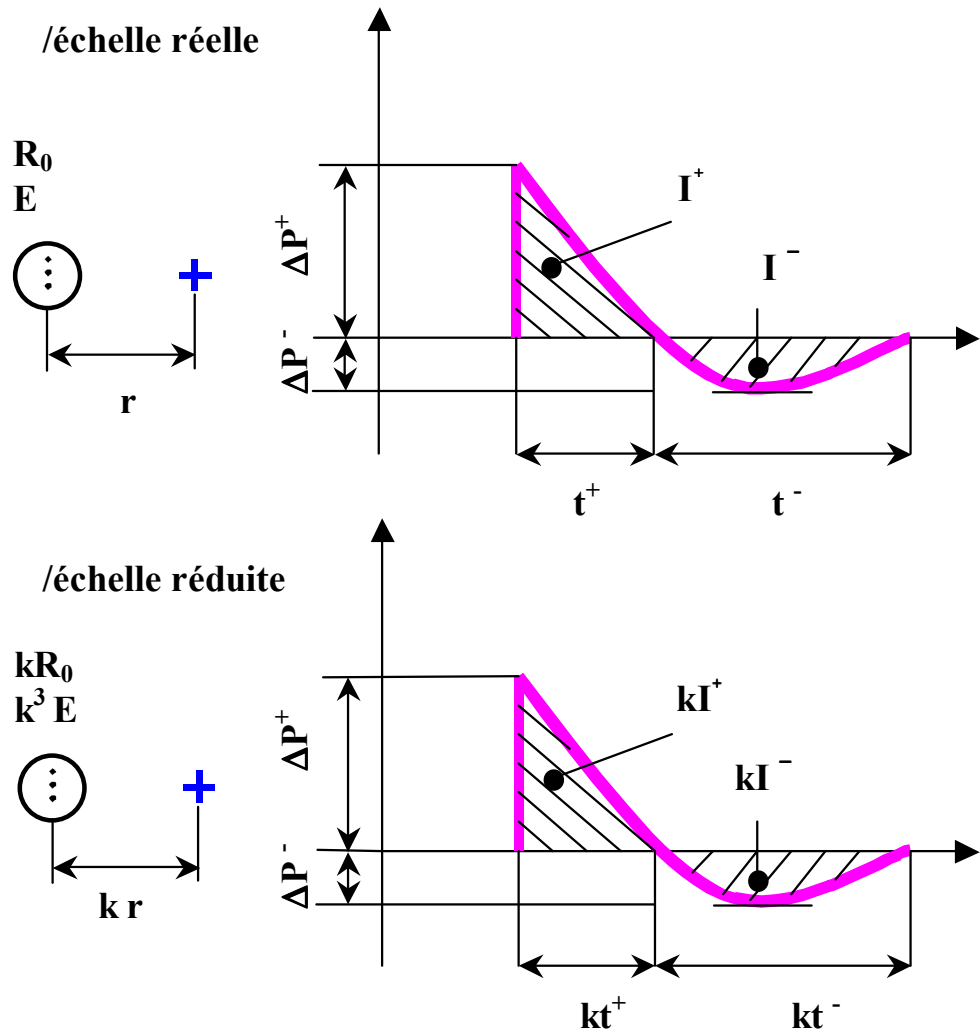


FIG. 1.3: Similitude de Hopkinson (Hopkinson, 1915).

Nous considérons que deux ondes de souffle similaires sont produites, dans l'air ambiant, de manière identique (mêmes conditions initiales (P_0, T_0)) par deux charges explosives de même composition mais de taille différente. Prenons un observateur placé à une distance r du centre d'explosion d'une source d'énergie sphérique. Celui-ci sera soumis à une onde de souffle d'amplitude ΔP^+ durant un temps t^+ (impulsion I^+). Un second observateur situé à la distance kr d'une source d'explosion de même nature mais d'énergie k^3E subira une onde de souffle (de forme analogue) de même amplitude mais pendant un temps kt^+ (impulsion kI^+).

De nombreux travaux ont mis en œuvre cette notion de similitude. Sur des thèmes proches de nos préoccupations, citons par exemple ceux de Brossard et al. (1985) qui ont défini sur des courbes uniques les caractéristiques des ondes de souffle en champ libre ou incident dans les phases positives et négatives (surpressions réduites $\frac{\Delta P_i}{P_0}$, durées réduites $\frac{t_i}{E^{\frac{1}{3}}}$, impulsions réduites $\frac{I_i}{E^{\frac{1}{3}}}$). Ces courbes sont présentées sur la figure 1.4, elles résultent d'explosions de charges combustibles gazeuses non ou très peu confinées réalisées dans de larges espaces et avec de grandes énergies ; des travaux similaires avaient été effectués pour des explosifs solides (Baker et al., 1983 - figure 1.5).

Lorsque nous comparons ces deux séries de courbes (figures 1.4 et 1.5), nous observons que dans les deux cas, les surpressions et les impulsions décroissent quand la distance augmente ; quant aux durées de phase positive, elles augmentent avec la distance. Cependant, nous pouvons noter des différences notoires : d'une part, les notations de Baker sont différentes des nôtres : W (kg) représente la masse d'explosif, R (m) la distance entre le centre de l'explosion et le point de mesure, P_s (Pa) la surpression incidente (correspondant

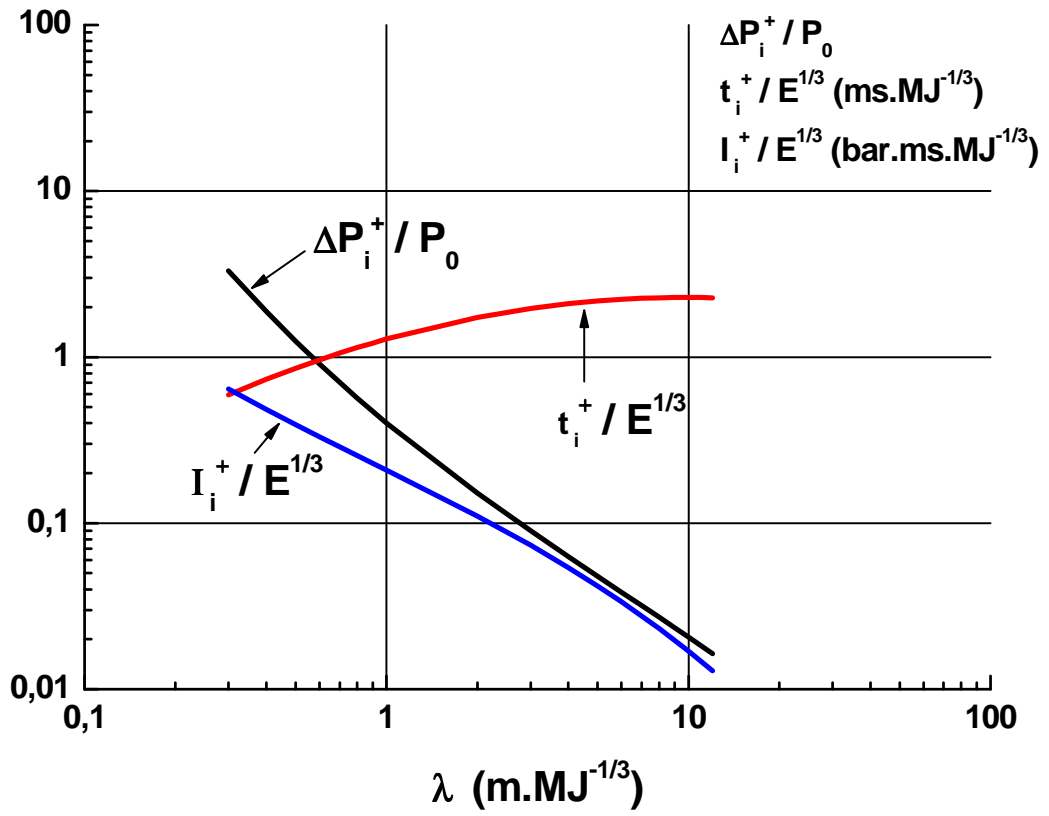


FIG. 1.4: Caractéristiques de l'onde de souffle, Brossard et al. (1985).

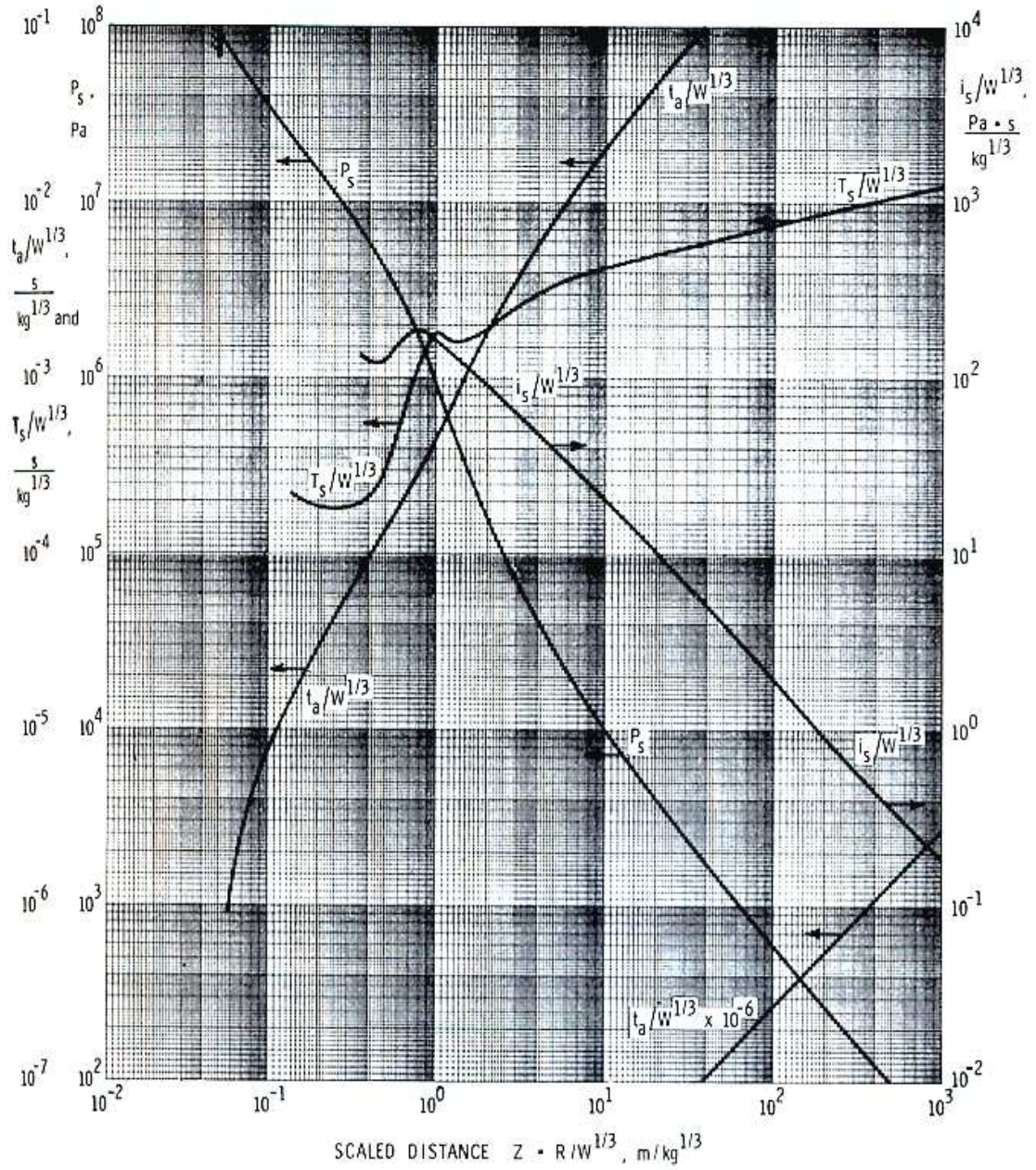


FIG. 1.5: Caractéristiques de l'onde incidente pour une explosion de TNT (détonation de différentes masses de TNT) (Baker et al., 1983).

	Baker et al. (1983)	Brossard et al. (1985)
Surpression positive	1 bar	1 bar
Durée de la phase positive ramenée à la racine cubique de l'énergie	1,2 ms.MJ ^{-1/3}	0,9 ms.MJ ^{-1/3}
Impulsion de la phase positive ramenée à la racine cubique de l'énergie	0,41 bar.ms.MJ ^{-1/3}	0,35 bar.ms.MJ ^{-1/3}

TAB. 1.1: Comparaison de deux séries de courbes, celles de (Baker et al., 1983) concernant des détonations d'explosifs solides, avec celles de (Brossard et al., 1985) concernant des explosions gazeuses.

à notre ΔP_i), I_s (Pa.s.kg^{-1/3}) l'impulsion liée à cette surpression, t_s (s) la durée de phase positive et t_a (s) le temps d'arrivée de l'onde de choc au point de mesure. D'autre part, Baker adopte la variable Z (m.kg^{-1/3}) = $\frac{R}{W^{1/3}}$ alors que les résultats de Brossard sont exprimés en fonction de λ (m.MJ^{-1/3}) = $\frac{R}{E^{1/3}}$: pour passer de l'une à l'autre, il suffit de diviser la distance réduite Z par la racine cubique de l'enthalpie massique du TNT qui vaut 4,69 kJ.kg⁻¹ (Lannoy, 1984). Enfin, par exemple, si nous observons le tableau 1.1, dans lequel nous considérons pour ces deux séries de courbes des ondes dont les niveaux de surpression sont identiques (ici une surpression de 1 bar), nous remarquons que les durées caractéristiques correspondantes $\frac{t_i^+}{E^{1/3}}$ sont éloignées de 25 % et les impulsions $\frac{I_i^+}{E^{1/3}}$ de 14,5 %.

Ainsi, même si la forme générale du profil de pression est commune aux détonations de charges gazeuses et à celles des explosifs solides (TNT), ses caractéristiques (surpression, impulsion et durée) n'évoluent pas forcément de la même manière dans les deux cas : en effet, deux ondes de souffle issues d'une détonation de gaz et d'une détonation de TNT peuvent avoir la même amplitude de surpression mais des impulsions et des durées de phase positive sensiblement différentes (Kleine et al., 2003).

Modélisation de cette onde de souffle

Plusieurs modèles généraux de l'onde de souffle issue d'une détonation ont été proposés ; ils concernent l'évolution de la pression $P(t)$ en fonction du temps à une distance radiale donnée. Les trois premiers modèles représentés ci-dessous sur les figures 1.6, 1.7 et 1.8 ne considèrent que la phase de surpression, comme la majorité des modélisations proposées à ce sujet. Le modèle (a) (figure 1.6) est une fonction « en triangle » avec un front raide et une décroissance linéaire (Baker et al., 1983). Le modèle (b) (figure 1.7) est également triangulaire mais avec une montée en surpression non instantanée. Le modèle (c) (figure 1.8) montre une discontinuité de pression et une décroissance exponentielle (Baker et al., 1983).

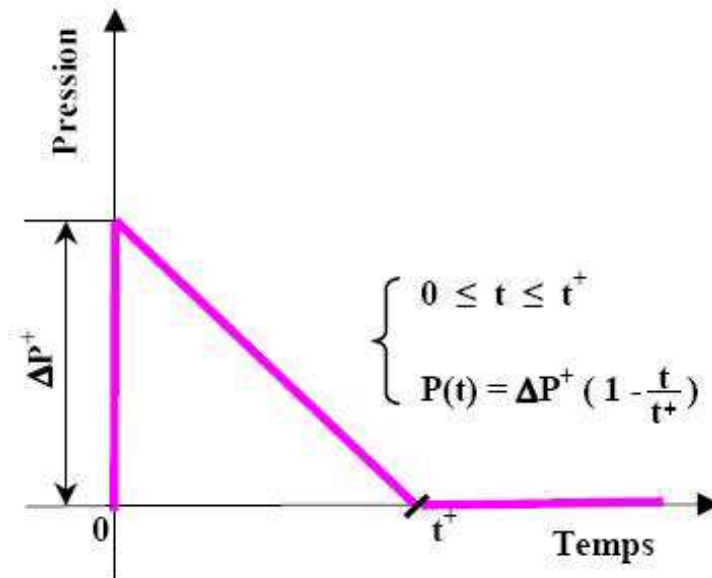


FIG. 1.6: Modèle (a) de l'évolution de pression relative en un point au passage d'une onde de choc.

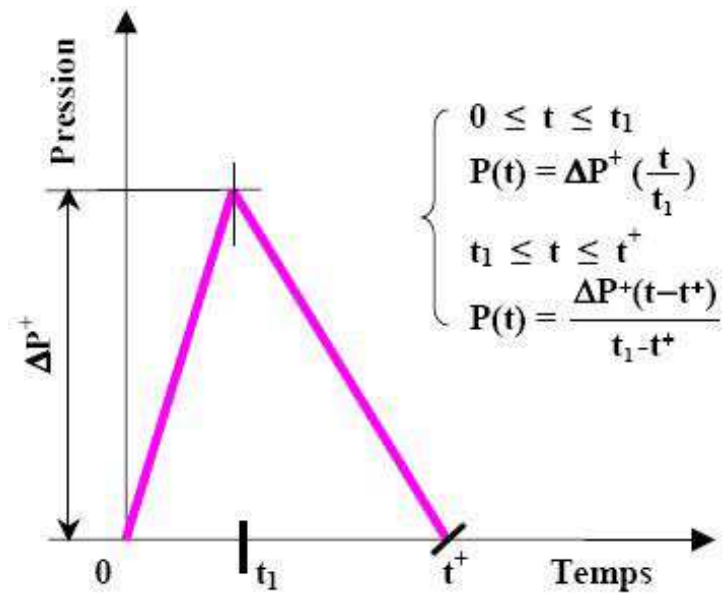


FIG. 1.7: Modèle (b) de l'évolution de pression relative en un point au passage d'une onde de choc.

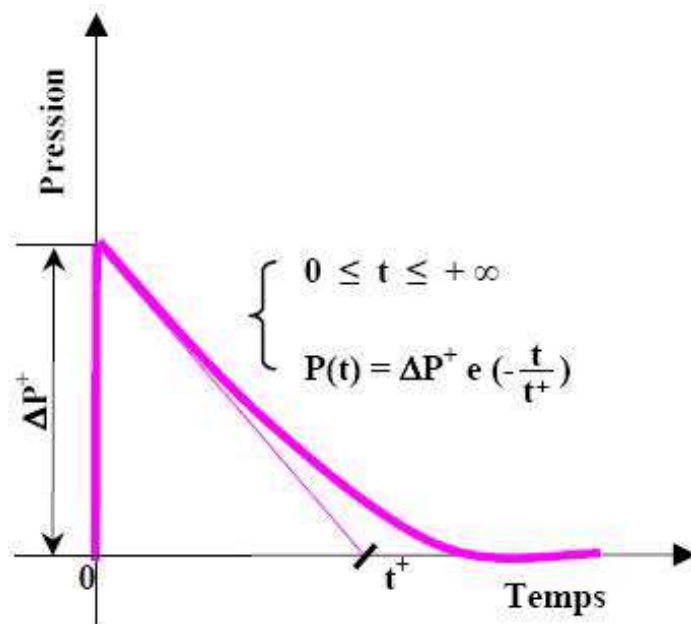


FIG. 1.8: Modèle (c) de l'évolution de pression relative en un point au passage d'une onde de choc.

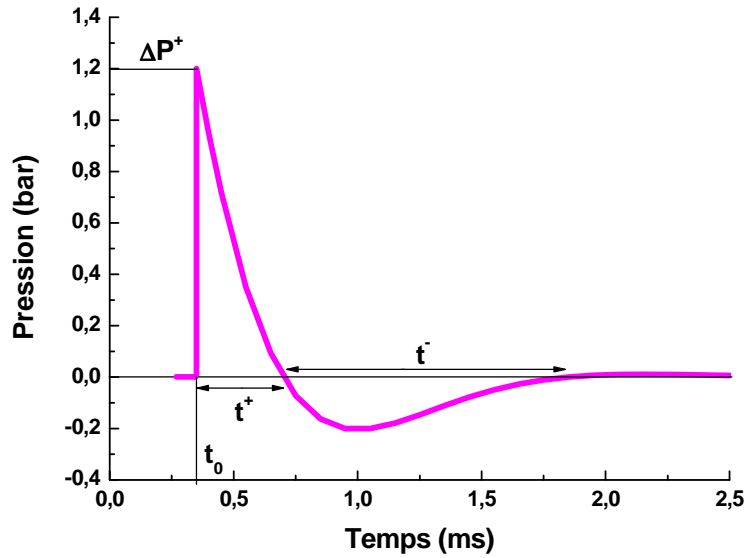


FIG. 1.9: Exemple de modèle d'un signal de pression incidente issue d'une détonation gazeuse, $\lambda = 0,98 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, $\Delta P^+ = 1,2 \text{ bar}$, $t^+ = 0,35 \text{ ms}$, $t^- = 1,15 \text{ ms}$ d'après Desrosier et al. (1991). Mélange gazeux propane-oxygène en proportions stoechiométriques.

Il existe des modélisations plus sophistiquées prenant en compte la phase de dépression (voir figure 1.9) après la surpression comme celle proposée par Desrosier et al. (1991) :

$$\Delta P(t, \lambda) = \Delta P^+ \frac{\sin[\pi(t - t^+)/t^-]}{\sin[-\pi t^+/t^-]} e^{-kt/t^+} \text{ pour } 0,5 < \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) < 12$$

$$\text{avec } k_i(\lambda) = 0,889 - 0,356 \ln \lambda + 0,105 (\ln \lambda)^2 - 0,001 (\ln \lambda)^3$$

$$\text{et } k_r(\lambda) = 0,978 - 0,554 \ln \lambda + 0,260 (\ln \lambda)^2 - 0,048 (\ln \lambda)^3$$

Dans ce modèle proposé par Desrosier et al. (1991) et représenté sur la figure 1.9, l'indice i

est relatif au signal de pression incident, et l'indice r est relatif au signal de pression réfléchi. t^+ (ms) désigne la durée de la phase positive, t^- (ms) la durée de la phase négative, ΔP^+ (bar) la surpression positive, t (ms) est la variable temps et λ (m.MJ^{-1/3}) la distance radiale réduite.

1.2.2 L'onde de pression aérienne générée par la déflagration d'une charge combustible

Le régime de déflagration est obtenu lorsque la source d'inflammation (amorçage) de la charge combustible est de faible énergie (typiquement de quelques milli-Joules). Un front de flamme sphérique divergent, centré sur le point d'allumage parcourt la charge combustible avec une célérité subsonique par rapport au milieu situé immédiatement en amont de l'onde de combustion. La propagation de la flamme s'accompagne d'une mise en mouvement des gaz frais. Cette mise en vitesse est provoquée par l'expansion volumique sous l'effet de la réaction chimique au passage de l'onde de déflagration. La célérité d'expansion de la déflagration (onde de combustion) dépasse rarement quelques dizaines de mètres par seconde.

L'onde de pression induite par la déflagration d'une charge réactive de rayon initial R_0 observée en un point distant de r du centre de l'explosion, a un profil caractéristique schématisé sur la figure 1.10. Contrairement au profil de l'onde de pression (figure 1.2) résultant d'une détonation sphérique divergente, la pression consécutive à une déflagration sphérique divergente augmente linéairement jusqu'à l'arrêt de la flamme. Lorsque la flamme atteint son rayon maximal, celle-ci ralentit puis s'arrête, entraînant alors une chute rapide de la pression. Les résultats expérimentaux (Guelon, 2003) montrent que l'amplitude de la

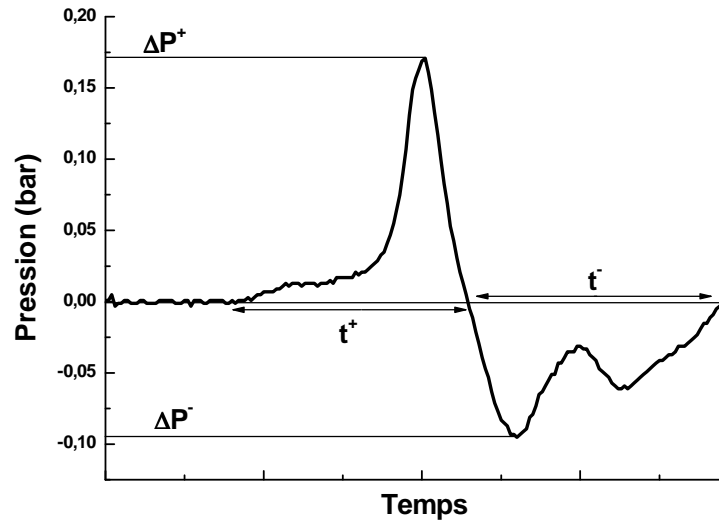


FIG. 1.10: Evolution de la pression provenant d'une déflagration.

dépression maximale ΔP^- est du même ordre que celle de la surpression maximale ΔP^+ ; il en est de même pour les impulsions.

Si le phénomène de détonation permet de mener des études déterministes quant aux effets possibles, le processus de déflagration produit une onde de pression qui présente un caractère aléatoire. Ce dernier étant dû aux transferts de chaleur et de matière pilotant la déflagration. C'est la raison pour laquelle il n'existe pas de lois de similitude permettant de mettre en oeuvre un calcul prévisionnel des effets mécaniques engendrés par une déflagration.

Le tableau 1.2 présente une comparaison des caractéristiques des ondes de pression consécutives à une détonation et à une déflagration pour une même distance radiale réduite

$\lambda = \frac{R}{E^{1/3}} = 2,5 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ où r est la distance à laquelle sont réalisées les mesures à partir du

Explosif	Détonation	Déflagration
524 m ³ de mélange C ₃ H ₈ ($E = 0,008$ MJ) ($r = 0,5$ m)	$\Delta P^+ = 310$ mbar $t^+ = 0,28$ ms	$\Delta P^+ = 50$ mbar $t^+ = 1,4$ ms

TAB. 1.2: Caractéristiques comparées des évolutions de pression pour différentes explosions, résultats expérimentaux, Bailly (1988).

centre de la charge explosive, et E l'énergie contenue dans la charge explosive. Ces résultats sont le fruit d'expériences réalisées par Bailly (1988). Il est intéressant de constater que ce sont les surpressions engendrées par une détonation qui sont les plus élevées alors que les durées caractéristiques associées sont les plus faibles, les effets mécaniques ne sont donc pas directement comparables ; nous pouvons dire de plus que pour une même énergie contenue dans la charge explosive, il s'agit du processus de détonation qui induit les surpressions les plus grandes. Comme nous l'avons évoqué en introduction, c'est le processus de détonation qui est le plus probable dans le cas de très fortes explosions (type explosions sur un site militaire à risques) et compte tenu des connaissances sur les détonations permettant de mener une étude prévisionnelle à l'aide des lois de similitudes d'Hopkinson évoquées dans le paragraphe 1.2.1, nous ne nous intéresserons qu'aux détonations.

Nous venons de voir que la création de l'onde de souffle (dite "Blast Wave" en anglais) aérienne sphérique est consécutive à la détonation d'un volume de gaz supposé sphérique divergent ou de charges ponctuelles d'explosifs solides. L'onde de souffle se propage alors dans le milieu environnant en s'atténuant. Dans un premier temps, nous allons rappeler la théorie générale des ondes de détonation, pour ensuite nous focaliser dans un second temps sur l'onde de choc proprement dite (consécutive à la détonation) dans le but de dresser un bilan des connaissances sur l'interaction choc-structure.

1.3 Théorie des ondes de choc

1.3.1 Rappels théoriques et modèles de l'onde de détonation

Dans ce qui suit, nous allons effectuer un bref rappel des théories simples sur l'onde de détonation (décrites de manière plus détaillée en Annexe A), la théorie de Chapman et Jouguet et le modèle de Zeldovitch, Von Neuman Döring (ZND).

Le théorie énergétique de Chapman-Jouguet

Les éléments de la théorie la plus simple de la détonation, celle de Chapman-Jouguet, ont été énoncés à la fin du 19^{ème} et au début du 20^{ème} siècle par Chapman (Chapman, 1899) et Jouguet (Jouguet, 1917). Selon cette théorie, l'onde de détonation est la propagation d'une discontinuité de l'état physique et chimique à vitesse supersonique par rapport au milieu amont et sonique par rapport à l'aval. Une barrière sonique isole ainsi la zone de réaction de toute détente arrière et rend la propagation de la détonation autonome. Jouguet appelle cette onde une "onde de choc et combustion" : le front de choc sépare l'état initial de l'explosif et l'état final où les produits de détonation sont tous formés et en équilibre thermo-chimique, et la zone de réaction est ignorée en tant que telle. L'hypothèse de la discontinuité de l'état chimique revient à considérer les réactions chimiques comme instantanées, ou la largeur de la zone de réaction comme nulle.

Le modèle de Zeldovitch, Von Neuman et Döring (ZND)

Dans la théorie de Zeldovitch, Von Neuman et Döring (ZND), qui a été établie indépendamment par Zeldovitch, Von Neuman et Döring dans les années 1940-1943, les

hypothèses sont les suivantes : l'onde de détonation est ici constituée d'un front de choc suivi d'une zone de réaction de largeur finie. Deux zones se distinguent alors dans la discontinuité : une zone de compression adiabatique inerte des gaz frais suivie d'une zone de réaction chimique exothermique. L'énergie ainsi libérée entretient un niveau de compression suffisant pour déclencher les réactions chimiques. La distance entre le choc et le front de flamme (point de la zone réactionnelle où le gradient de température est le plus élevé) est appelée longueur d'induction. Cette longueur d'induction dépendant de la température derrière le choc, le couplage entre choc et flamme dans la structure ZND est alors instable, et la propagation de la détonation non stationnaire.

Pour résumer la théorie de l'onde de détonation détaillée en annexe A, dans le cas des milieux réactifs, la propagation de l'onde de détonation se fait avec une célérité D . Dès lors que le front de détonation quitte ce milieu réactif, l'onde de choc consécutive à la détonation est lancée dans l'environnement des gaz frais, on est alors dans le cas d'un milieu inerte (ou non-réactif). Dans ce cas, il n'y a pas de transformation du milieu et donc pas d'énergie libérée au travers du front, donc pas de réaction chimique au sein des gaz frais, ainsi le degré d'avancement α est égal à 0. Nous allons donc focaliser par la suite notre discours sur l'onde de choc pure, et surtout nous intéresser ci-dessous à son interaction proprement dite avec une structure lorsqu'elle se propage en milieu aérien.

1.3.2 Interaction de l'onde de choc avec une structure

Lorsque l'onde de choc consécutive à une détonation vient impacter un obstacle (qui peut être une construction quelconque, un immeuble, une tour, un mur ...), alors

sa propagation va être perturbée; des surpressions et dépressions sont ainsi créées sur les différentes faces de cet obstacle. L'onde de pression, qu'elle soit générée par l'explosion d'un nuage gazeux explosible ou par l'explosion de TNT, impose quel que soit son régime (détonation ou déflagration), un chargement dynamique à tout obstacle placé dans le champ de l'explosion. Les efforts supportés par la structure dépendent alors de l'amplitude des variations de pression et de leur durée, de la position de la structure par rapport au centre de l'explosion et de sa géométrie (Kinney, 1962) (Baker et al., 1983).

Nous travaillons tout au long de ce chapitre avec l'hypothèse selon laquelle le chargement ne dépend pas de la réponse mécanique de la structure et nous considérons alors la structure constituant l'obstacle comme étant indéformable ou infiniment rigide (cela revient à considérer le chargement sur la structure comme maximal).

Avant d'étudier l'effet d'ensemble que subit un obstacle, nous allons rappeler ci-dessous les phénomènes simples d'interaction avec l'obstacle au passage de l'onde de choc incidente : en effet, lorsque l'onde incidente frappe la structure réelle, une partie de l'onde se réfléchit et d'autres phénomènes plus complexes apparaissent tels que onde de raréfaction, tourbillon, diffraction.

Nous commençons par rappeler les principaux résultats théoriques sur les réflexions, diffractions et focalisations donnés par (Kinney, 1962) et (Baker, 1973) pour des ondes de choc dites « pures » c'est-à-dire représentées par une discontinuité de pression (figure 1.11).

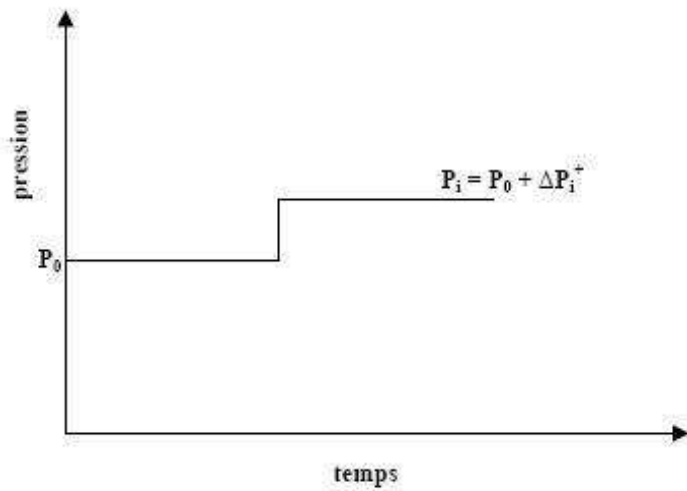


FIG. 1.11: Evolution de la pression statique ou incidente au passage d'une onde de choc dite pure.

Les réflexions : deux types

Nous distinguerons deux principaux modes de réflexion en fonction de l'angle d'incidence entre la direction de l'onde de choc et le plan impacté :

- la réflexion normale qui se produit quand l'onde de choc atteint la surface lorsque celle-ci est parallèle au choc (angle d'incidence nul) ;
- la réflexion oblique où le choc impacte une surface en faisant un angle non nul entre le plan de l'onde et le plan de la surface réfléchissante : la réflexion oblique peut ensuite être régulière ou de Mach.

Réflexion normale La réflexion normale d'une onde de choc sur un obstacle plan apparaît lorsque cet obstacle plan est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde : le front de l'onde est alors parallèle à l'obstacle plan. Les caractéristiques suivantes sont

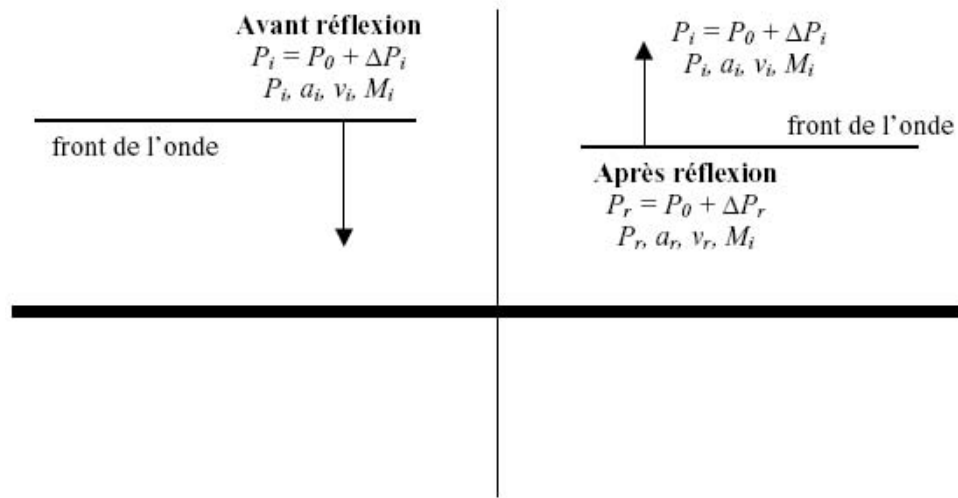


FIG. 1.12: Réflexion normale.

définies :

v_i : vitesse relative du gaz par rapport à l'état incident

v_r : vitesse relative du gaz par rapport à l'état réfléchi

a_i : célérité du son derrière le front d'onde incident

a_r : célérité du son derrière le front d'onde réfléchi

$M_x = \frac{v_x}{a_x}$: nombre de Mach de l'écoulement dans le milieu x .

Ce mode de réflexion est représenté sur la figure 1.12 : les indices 0, i et r affectent respectivement les valeurs « initiales », « incidentes » et « réfléchies ». La pression P_r de l'onde réfléchie est donnée par la relation suivante d'après (Kinney, 1985) :

$$P_r = \frac{8P_i - P_0}{P_i + P_0} P_i$$

où P_0 est la pression atmosphérique et vaut 1 atm = 1,013 bar dans les conditions normales

de température et de pression.

Cette pression est donc aussi la pression exercée sur un obstacle présentant une grande surface plane (par exemple une structure parallélépipédique).

Le coefficient de réflexion est défini comme le rapport de la surpression réfléchie à la surpression incidente, et si nous considérons l'air comme un gaz parfait et que les transformations thermodynamiques sont faites dans des conditions adiabatiques, nous avons la relation suivante :

$$\frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+} = \frac{8P_i + 6P_0}{P_i + 6P_0}$$

La valeur minimale de ce coefficient de réflexion est de 2 théoriquement pour des surpressions incidentes faibles c'est-à-dire lorsque la pression de l'onde incidente est faible devant la pression atmosphérique P_0 . Pour des chocs forts, c'est-à-dire si la surpression incidente devient très grande (lorsque $P_i > 50P_0$), alors les conditions ne sont plus les mêmes (l'air s'ionise et se dissocie comme la force du choc augmente) et on constate expérimentalement que le coefficient est supérieur à celui prévu (Baker, 1973).

Réflexion oblique Lorsqu'une onde de choc impacte un plan non perpendiculaire à la direction de propagation, la réflexion est dite oblique. Deux modes de réflexion se présentent alors selon le nombre de discontinuités en présence (Ben Dor, 1992) : la réflexion régulière (RR) (figure 1.13) mettant en jeu trois régions délimitées par deux discontinuités et la réflexion de Mach (MR) (figure 1.14) mettant en jeu quatre régions délimitées par quatre discontinuités. Cette dernière est constituée de trois ondes de choc, une onde incidente (i), une onde réfléchie (r), une onde de Mach (m) et d'une ligne de glissement (s) (figure 1.14).

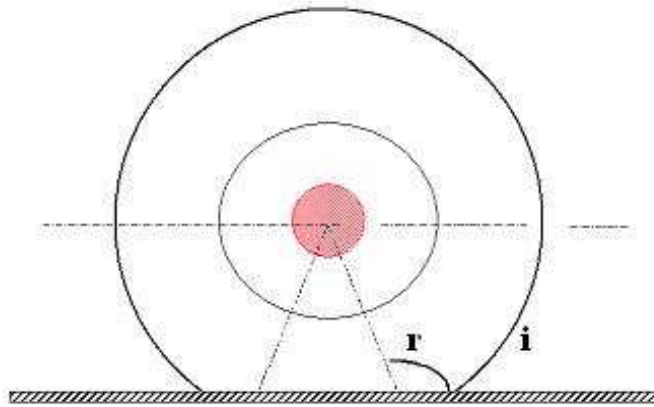


FIG. 1.13: Réflexion régulière

Ces quatre discontinuités se rencontrent au point triple T situé au-dessus de la surface de réflexion.

Réflexion oblique régulière La situation est représentée par la figure 1.15. Ce type de réflexion ne se produit que si l'onde de choc impacte une surface sous un angle d'incidence β tel que β est supérieur à un angle limite que l'on appellera par la suite β_{\max} et dont la valeur est fonction du nombre de Mach incident.

Dans le cas de la réflexion oblique régulière (figure 1.15), l'angle de réflexion δ n'est pas égal à l'angle d'incidence β et la valeur de la pression P_r du front d'onde réfléchi est fonction de l'angle d'incidence. La réflexion d'un choc oblique soumet le milieu à deux ondes de choc successives : l'onde de choc incidente et l'onde de choc réfléchie.

La composante de la vitesse v_0 de l'écoulement amont étant parallèle à la surface, l'angle d'incidence β est défini par :

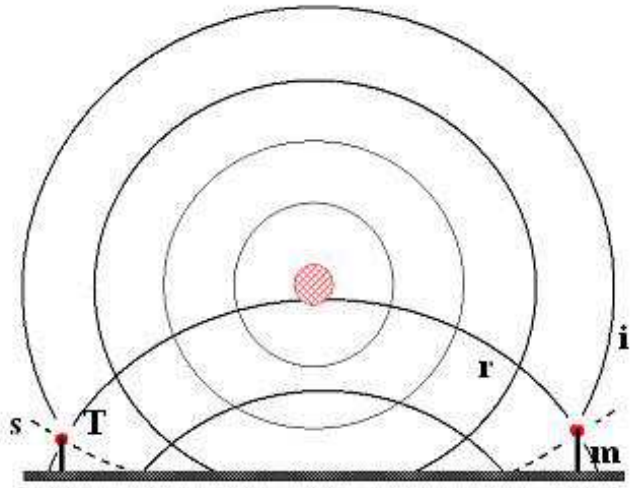


FIG. 1.14: Réflexion de Mach

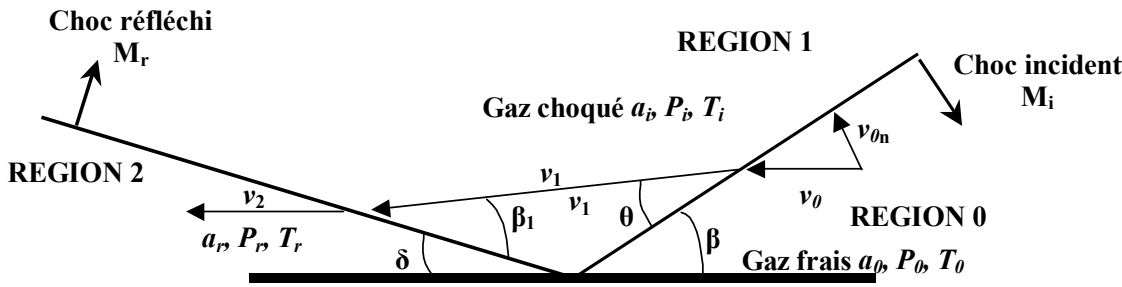


FIG. 1.15: Réflexion oblique régulière.

$$\sin \beta = \frac{v_{0n}}{v_0}$$

$$\text{soit } v_0 = \frac{v_{0n}}{\sin \beta}$$

avec v_{0n} la composante normale de la vitesse de l'écoulement amont. Le nombre de Mach de l'écoulement initial correspondant est alors donné par :

$$M_i = \frac{v_0}{a_0} = \frac{v_{0n}}{\sin \beta} \frac{1}{a_0} = \frac{M_{in}}{\sin \beta}$$

où M_{in} représente la composante normale du choc incident. L'écoulement de la région 0 passe à travers le choc oblique avec un angle β dans la région 1 et est dévié d'un angle θ . L'écoulement de la région 1 subit un second choc oblique avec une incidence β_1 et est redirigé après passage de l'onde de choc pour redevenir parallèle à la surface dans la région 2.

Des abaques présentant les valeurs des angles de réflexion et des coefficients de réflexion $\frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+}$ nécessaires à définir la pression réfléchie sont publiées par plusieurs auteurs, par exemple (Harlow et Amsten, 1970) pour les angles de réflexion et (Glasstone, 1962) pour les coefficients de réflexion. Les graphes correspondants sont présentés sur les figures 1.16 et 1.17. On peut remarquer que pour des angles d'incidence inférieurs à 35° , le coefficient de réflexion oblique diffère peu de celui de la réflexion normale.

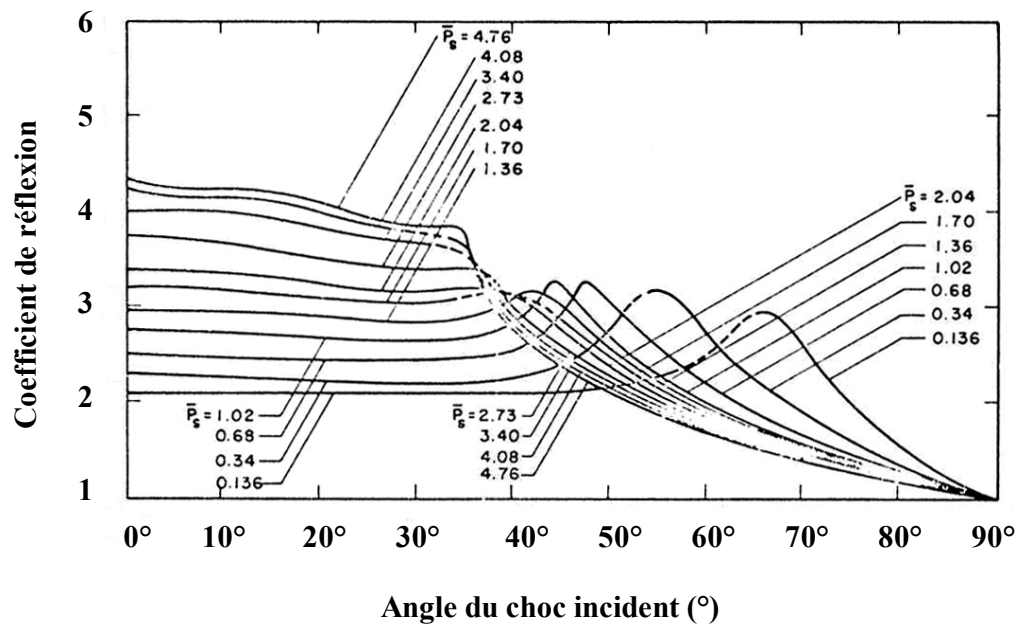


FIG. 1.16: Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs de surpressions (d'après Glasstone, 1962).

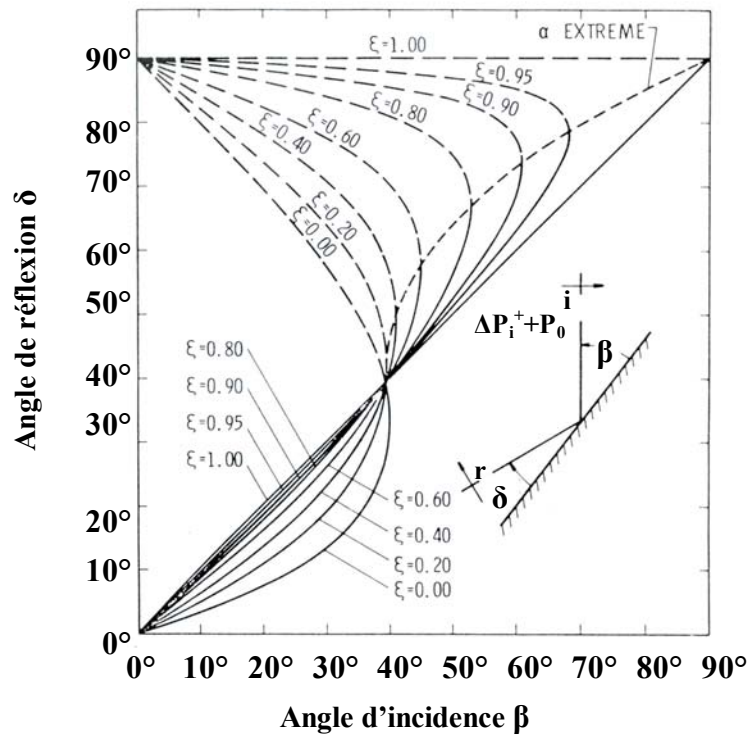


FIG. 1.17: Angles de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour des chocs de différentes forces dans le cas de la réflexion régulière (d'après Harlow et Amsten, 1970). $\epsilon = \frac{P_0}{\Delta P_i^+ + P_0}$.

Réflexion de Mach

– *Formation de l'onde de Mach*

La formation d'un choc central de forte intensité a été mise en évidence par Mach en 1978, lors de l'étude de l'interaction de deux chocs produits dans l'air par des étincelles. Ce phénomène, qui porte le nom de celui qui l'a découvert, est resté longtemps dans le domaine de l'aérodynamique. Ce n'est que dans les années 1960 qu'il est entré dans celui de la détonique, lorsque l'on a étudié les interactions de chocs créés par un explosif dans les milieux solides (Al'tshuler et al., 1962). On l'a également observé dans la détonation d'explosifs solides, en faisant interférer deux ondes de détonation formant entre elles un angle supérieur à 90° environ. Depuis, son expérimentation semble s'être quelque peu raréfiée, à part quelques incursions. Pourtant la richesse des informations qu'il peut apporter sur le comportement des ondes de choc mériterait plus d'intérêt.

D'une façon plus simple, voici comment le phénomène de Mach apparaît : lorsqu'un choc impacte une surface avec un certain angle d'incidence β que nous allons définir ci-dessous, il ne rebondit pas dans toutes les directions mais est plutôt défléchi de telle manière qu'il « jaillit » au-dessus de la surface. Ce « jaillissement » prend la forme d'un choc approximativement perpendiculaire à la surface et est identifié comme le pied de Mach (ou Mach Y).

Ce choc se développe à partir de la surface en une ligne d'intersection entre le choc incident et un choc réfléchi qui est maintenant détaché (Yan et al. 2003) de la surface (figures 1.18 et 1.19).

Le point d'intersection est appelé « point triple ».

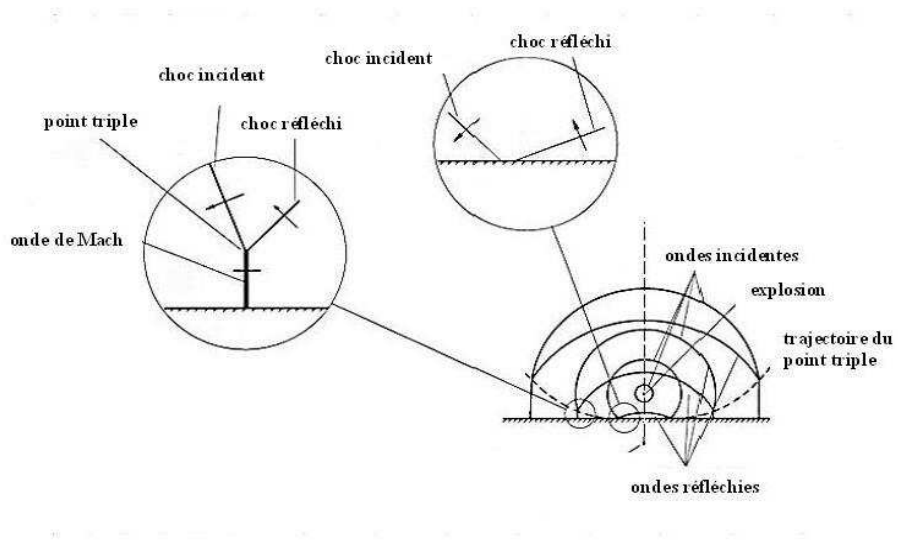


FIG. 1.18: Formation du point triple dans la réflexion de Mach.

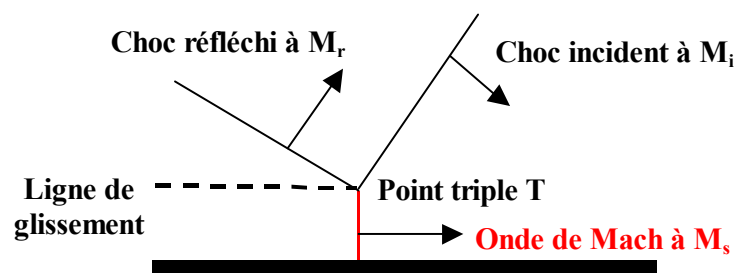


FIG. 1.19: Réflexion de Mach.

v_i : vitesse relative du gaz par rapport à l'état incident

v_r : vitesse relative du gaz par rapport à l'état réfléchi

v_s : vitesse relative du gaz par rapport à l'état de Mach

a_i : célérité du son derrière le front d'onde incident

a_r : célérité du son derrière le front d'onde réfléchi

a_s : célérité du son derrière le front d'onde de Mach

$M_x = \frac{v_x}{a_x}$: nombre de Mach de l'écoulement dans le milieu x

Du point de vue de l'écoulement, la formation du pied de Mach avec un point triple associé et une ligne de glissement est due au fait que le choc réfléchi (détaché) ne parvient pas à rediriger complètement la couche de fluide en aval dans sa direction originale.

De la même manière que pour le choc réfléchi, il est possible de distinguer plusieurs régions dont les caractéristiques physiques diffèrent en fonction de leur position par rapport à l'onde de Mach. Il est ainsi possible de diviser l'espace directement adjacent au choc en quatre régions (figure 1.20). Les trois premières régions sont les mêmes que celles pour le choc réfléchi alors que la quatrième ne subit qu'un choc normal ou quasi-normal. Dans la région 2, le fluide subit deux chocs obliques. De manière générale, les deux chocs obliques formant cette région et le choc droit formant la région 3 ne sont pas équivalents ce qui implique que la vitesse du fluide dans la région 3 est différente de celui dans la région 2. Une ligne de démarcation ou "ligne de glissement" sépare alors les deux régions.

Un autre phénomène est la croissance du pied de Mach avec la distance et le temps. Ceci est dû au fait que le point triple tend à s'éloigner de la surface de réflexion. En effet l'angle maximum de déflexion pour le choc détaché est plus faible que celui pour le choc

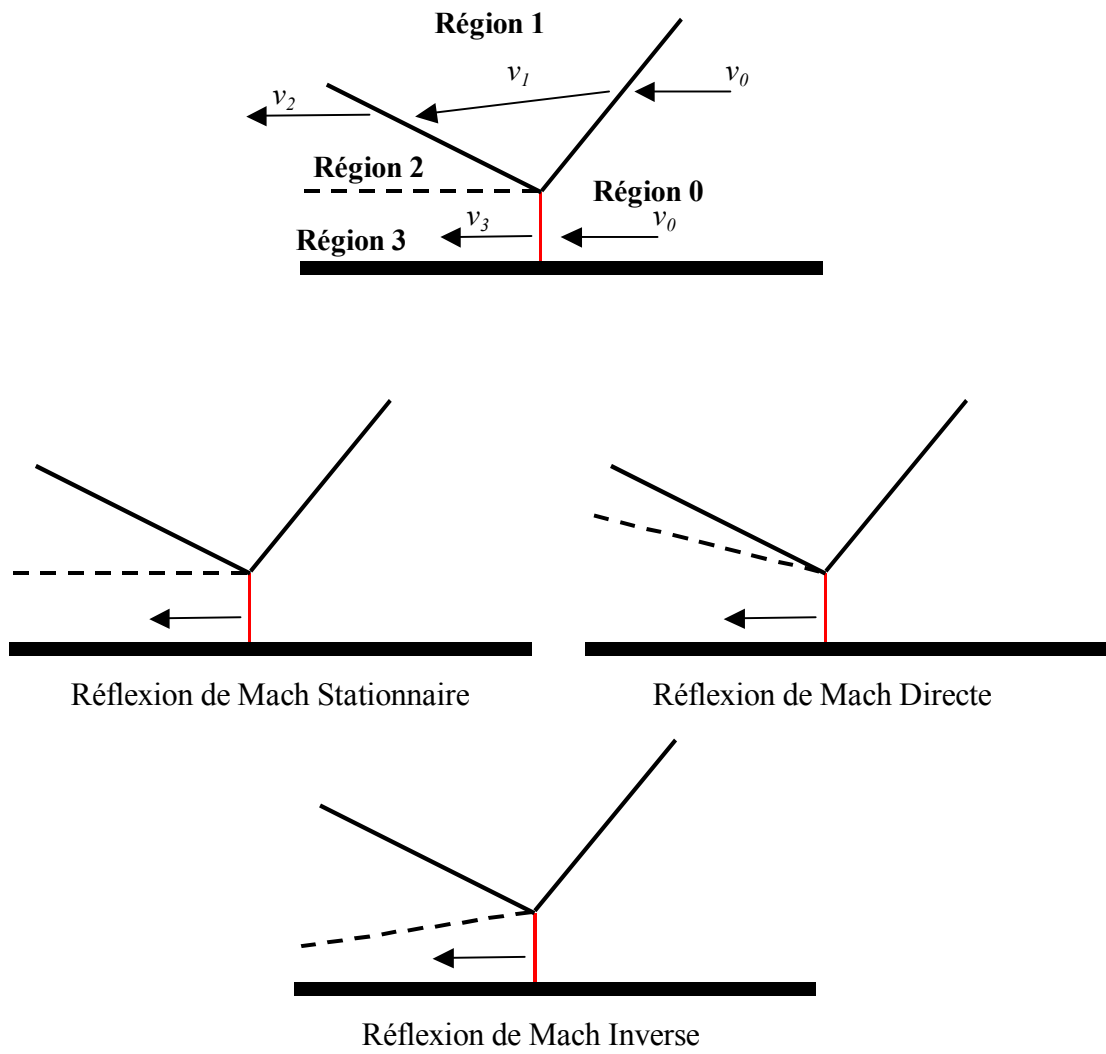


FIG. 1.20: L'écoulement dans la région de formation d'une onde de Mach. Les trois catégories de réflexion de Mach.

incident ce qui crée une inclinaison de la trajectoire du point triple. Ainsi la configuration d'une onde de choc de Mach dépend non seulement de l'intensité de l'explosion et de l'angle impliqué mais aussi de "l'histoire" de l'onde. En ce qui concerne la direction de propagation du point triple, il y a trois types de réflexion de Mach possibles (figure 1.20) : réflexion de Mach Directe, réflexion de Mach Stationnaire et réflexion de Mach Inverse (Ben Dor, 1992). Dans le cas de la réflexion de Mach Directe, le point triple s'éloigne de la surface de réflexion tandis que dans le cas de la réflexion de Mach Stationnaire, le point triple se déplace dans le sens parallèle à la surface de réflexion. Dans le cas de la réflexion de Mach Inverse, le point triple se propage vers la surface de réflexion. Enfin, il est possible que plusieurs points triples se forment et suivant le nombre de points triples, on peut distinguer trois modes de réflexions de Mach Directes : réflexion de Mach Simple (consistant en un seul point triple), réflexion de Mach Double (se composant de deux points triples) et réflexion de Mach Transitoire (ayant une configuration intermédiaire entre celles des réflexions de Mach Simple et Double). Nous nous intéresserons ici au cas de la réflexion de Mach Directe Simple.

Le pied de Mach est assimilé à un front d'onde vertical dont la vitesse est uniforme sur toute la hauteur. Les propriétés du milieu où le choc incident pénètre et du milieu dans lequel le pied de Mach se propage sont les mêmes, on a donc :

$$M_s = M_i \sin \beta$$

où M_s est le nombre de Mach du pied de Mach, M_i est le nombre de Mach pour le choc incident (figure 1.21) et β est l'angle d'incidence faisant un angle par rapport à la surface.

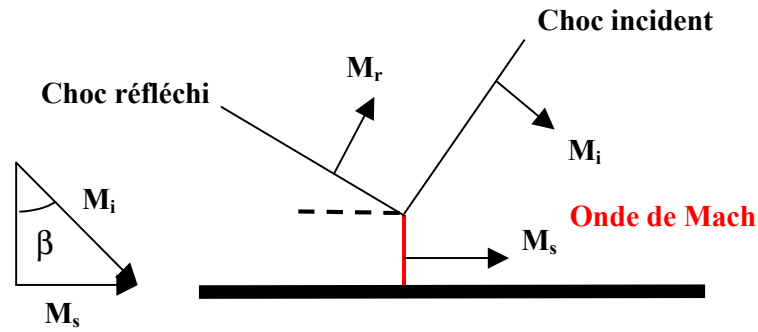


FIG. 1.21: Définition de l'angle β .

– *Limite de formation du pied de Mach*

L'angle minimal d'incidence permettant à l'onde de choc de former une onde de Mach correspond aussi à l'angle maximal de déflexion du choc réfléchi.

En fonction du nombre de Mach incident M_i , il existe un angle limite β_{\max} caractérisant la transition de la réflexion régulière à la réflexion de Mach. L'évolution de cet angle limite peut être approximativement (figure 1.22) représentée par l'équation empirique hyperbolique suivante (Kinney, 1962) :

$$\beta_{\max} = \frac{1,75}{M_i - 1} + 39$$

Le nombre de Mach du choc incident est tracé sur la courbe de la figure 1.22 en fonction de l'angle minimal qui permet la formation de l'onde de Mach (ou l'angle maximal de réflexion oblique). Sur cette courbe, on observe que :

- pour les chocs très faibles, c'est-à-dire pour des chocs dont le nombre de Mach tend vers l'unité ($M_i \rightarrow 1$ ondes sonores), les ondes sont réfléchies quel que soit l'angle

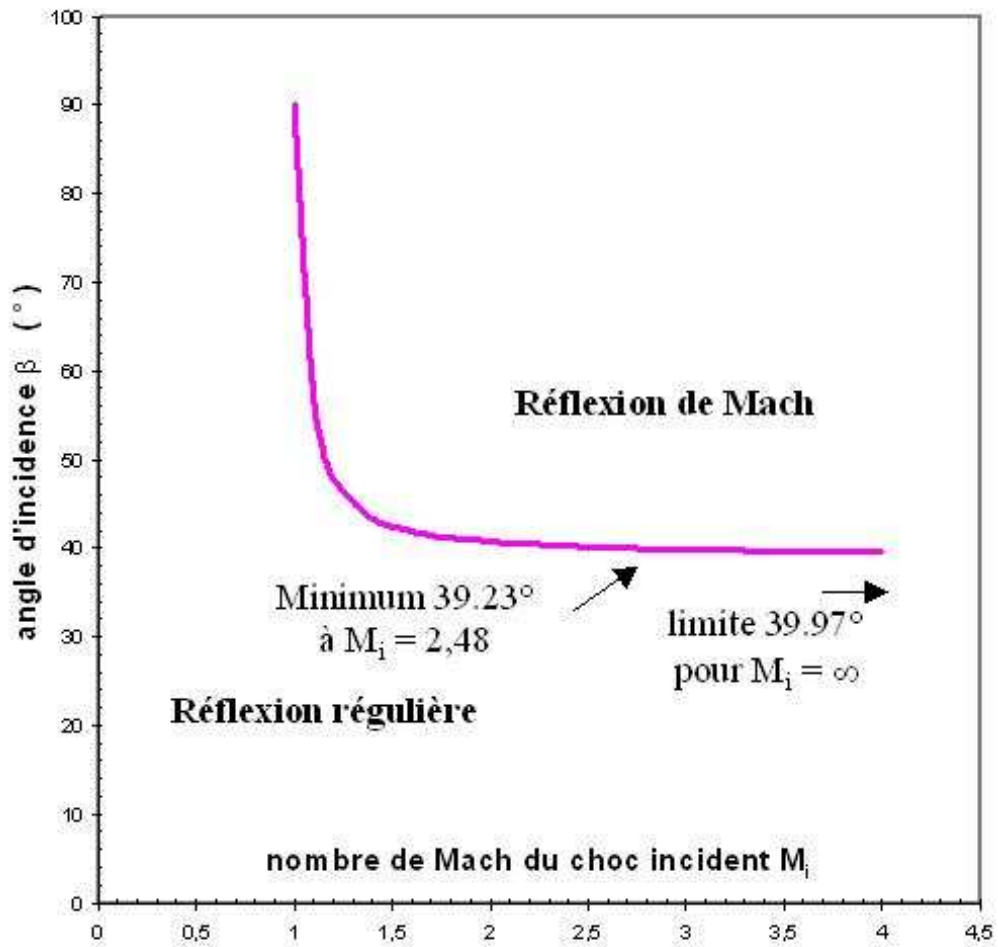


FIG. 1.22: Angle d'incidence maximum pour la réflexion oblique de choc plan (d'après Kinney, 1962).

d'incidence (0 à 90°).

- quand l'intensité du choc augmente (M_i augmente), l'angle limite diminue rapidement et atteint la valeur de 52° pour un nombre de Mach $M_i = 1,1$, ce qui correspond à une surpression de 250 mbar pour une atmosphère ordinaire.

- les études analytiques montrent que l'angle limite passe par un minimum de $39,23^\circ$ pour un choc à 2,48 (si $\gamma = 1,4$) ce qui correspond à une surpression de 6 bar pour une atmosphère standard.

- si l'intensité du choc augmente, cela conduit à une petite augmentation de l'angle limite telle que les ondes de choc fortes avec une incidence supérieure à $39,97^\circ$ généreront toujours des ondes de Mach.

- *Taille du pied de Mach : trajectoire du point triple*

Le pied de Mach reste essentiellement un phénomène transitoire et instable et même pour un choc dans un fluide stationnaire, celui-ci augmente avec le temps.

Les chocs consécutifs à une détonation sont compliqués, leur intensité et leur orientation varient en effet avec la distance et donc aussi avec le temps. Cependant il a été observé (von Neuman, 1943) (Dewey et al., 2000) que les hauteurs d'ondes de Mach peuvent être mesurées en termes de hauteur d'explosion (HOB ou Height of Burst) et en termes de distances au sol de formation de l'onde de Mach.

Dans le cadre d'une explosion en altitude, la projection du centre d'explosion sur le sol comme le montre la figure 1.23 permet de déterminer directement le nombre de Mach

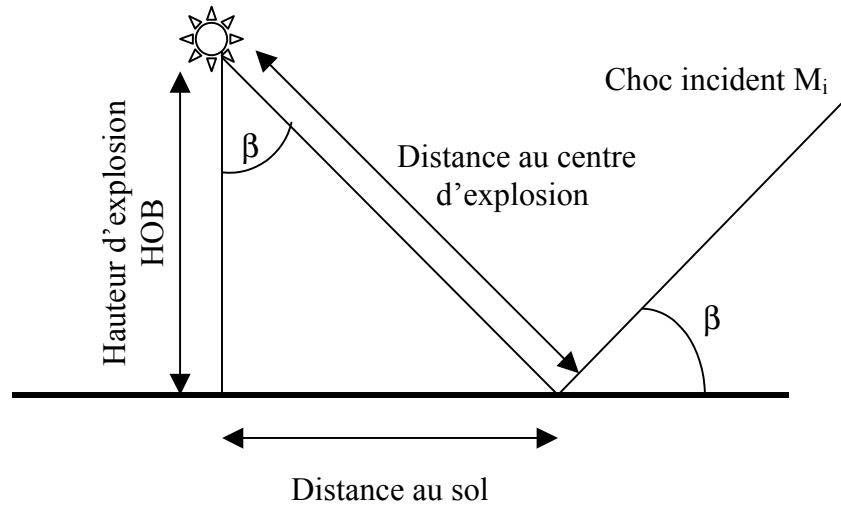


FIG. 1.23: Définition de l'angle β en fonction de la HOB (Height Of Burst ou hauteur de l'explosion).

de l'écoulement dans la région de Mach :

$$M_s = M_i \frac{\text{distance au sol}}{\text{distance au centre d'explosion}}$$

Une explosion dans l'air engendre une onde de Mach sur le sol uniquement à des distances supérieures à une certaine distance minimale d_0 . Cette distance minimale d_0 correspond alors exactement à l'angle limite d'incidence β_{\max} d'un choc incident (défini précédemment) pour que celui-ci engendre la formation d'un pied de Mach après réflexion.

Connaître la hauteur d'explosion en fonction de la distance permet alors de parvenir à établir la trajectoire du point triple.

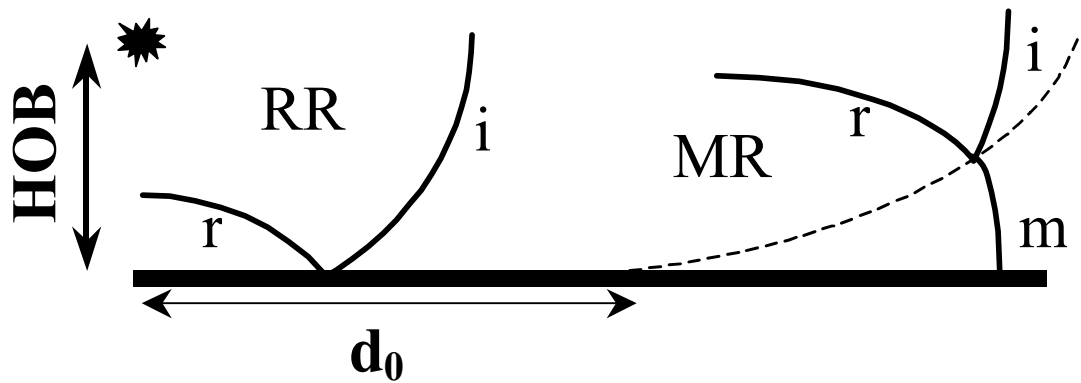


FIG. 1.24: Une explosion à une hauteur HOB au-dessus du sol produit un choc incident i , qui se réfléchit initialement sous forme d'une réflexion régulière (RR), puis d'une réflexion de Mach (MR). r et m désignent les chocs réfléchi et de Mach respectivement.

Lorsqu'une explosion se produit à une hauteur HOB au-dessus du sol (figure 1.24), le choc incident est initialement réfléchi en un choc régulier (RR). Ensuite l'onde se propageant, l'angle d'incidence entre le choc incident et le sol augmente et il y a une transition vers une onde de choc de Mach (MR). Ce phénomène a été tout d'abord étudié par von Neumann, lorsqu'il a développé ses théories des deux et trois chocs (von Neuman, 1943). Ces théories permettent de calculer la variation de pression derrière les chocs réfléchi et de Mach en fonction de l'angle d'incidence et pour un nombre de Mach incident donné. L'analyse de von Neuman prédit une forte augmentation de pression au niveau de la zone de transition entre la réflexion régulière (RR) et la réflexion de Mach (MR). Les résultats de Dewey et al. (2000) ont confirmé qu'il y avait effectivement une augmentation de pression à la transition, même si cette augmentation n'était pas aussi grande que ce que prévoyait la théorie de von Neuman.

La théorie des deux et trois chocs permet de tracer les courbes de hauteur d'ex-

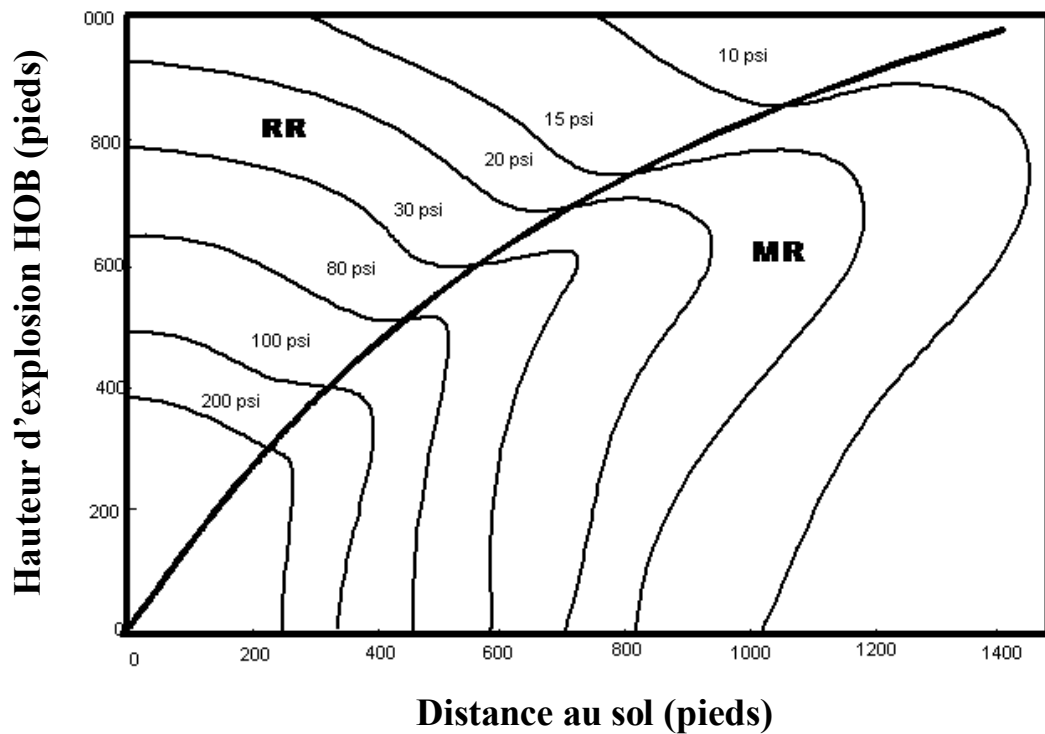


FIG. 1.25: Explosion nucléaire de référence qui correspond à l'explosion d'1 kt de TNT : phénomène des genoux caractéristique de l'augmentation de pression à la transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach (Brode, 1970).

explosion pour des fortes explosions au-dessus du sol (figure 1.25). Ces courbes représentent les isobares de surpressions maximales pour une certaine hauteur d'explosion et en fonction de la distance au sol mesurée à partir du point situé sur le sol directement en-dessous de l'explosion. On les appelle encore "courbes en genoux" d'après leur allure. Celles-ci ont été réalisées à partir des résultats d'une explosion nucléaire d'1 kt de TNT. La croissance en pression dans la région de transition entre la réflexion régulière et la réflexion de Mach apparaît aussi nettement sur la figure 1.26 correspondant à la détonation d'une charge de 1 kg de TNT à une hauteur de 3 m au-dessus du sol (Dewey, 2000).

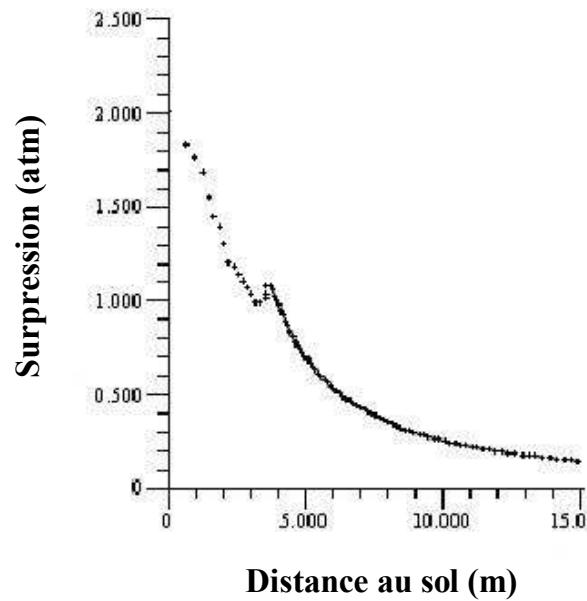


FIG. 1.26: Surpression (atm) tracée en fonction de la distance radiale au sol pour une charge de 1 kg de TNT détonant à une hauteur de 3m (Dewey, 2000).

Quelques autres études ont été réalisées concernant les phénomènes existants autour de la réflexion de Mach, notamment par Dewey et Mc Millin (1985) qui ont réussi à quantifier précisément par la technique de photogrammétrie à haute vitesse la position et les formes des chocs et écoulements associés des chocs plans à Mach faible et Sanderman (2000) qui a travaillé sur la trajectoire du point triple pour des réflexions de Mach faible. Les expérimentations sont cependant peu nombreuses dans ce domaine ; c'est pourquoi nous y reviendrons par la suite, lors du compte-rendu de nos expériences réalisées en altitude.

Diffraction

La diffraction d'une onde de choc lorsque cette onde rencontre un obstacle de section rectangulaire est illustrée sur les figures 1.27 et 1.28 ; il s'agit d'un phénomène assez complexe, difficile à quantifier (Bazhenova et al., 1972) pendant lequel se forment une onde de raréfaction et un front d'onde diffracté. Brown et Thomas (2000) ont visualisé ce phénomène de diffraction à l'aide d'un tube à choc et en plaçant à l'intérieur un obstacle à section rectangulaire : on voit sur la figure 1.27 que l'interaction du choc incident noté I ici avec l'obstacle entraîne la formation d'une onde réfléchi appelée R par la face avant de l'obstacle et d'un front d'onde diffracté nommé D. I est le choc incident, R le choc réfléchi par l'obstacle, D est la partie diffractée de I, DR est la partie diffractée de R, RR est la partie réfléchi de DR par la partie supérieure du tube et RD est la partie réfléchi de D par le socle du tube. Ce phénomène de diffraction nous permettra ultérieurement d'interpréter les résultats de contournement de l'onde de choc autour des obstacles (cf chapitre 4).

Réflexions multiples et focalisation d'ondes de choc

Lorsqu'une onde de choc pénètre dans un bâtiment, elle va se réfléchir sur les différentes parois ; les ondes réfléchies vont ainsi pouvoir interagir entre elles : on dira alors qu'il se produit un phénomène de focalisation des ondes. Les surpressions seront d'ailleurs sensiblement augmentées. Ce phénomène de focalisation d'onde et de réflexion multiple intervient également dans tout environnement urbain, dans lequel la géométrie complexe des rues et des immeubles, par exemple, influe largement sur la propagation de l'onde de souffle, le chargement sur les structures, la gravité des dommages, etc ... Ainsi le chargement

calculé sur la face arrière d'un bâtiment en négligeant la présence d'autres bâtiments situés derrière ou autour risque d'être fortement sous-estimé (Remennikov et al., 2005). La distance séparant les obstacles et les dimensions des structures sont des facteurs à prendre en compte pour étudier la propagation de l'onde de souffle et quantifier les chargements sur celles-ci (Smith et al., 2000). Ainsi, lors d'une étude d'interaction explosion-structure, il est tout d'abord nécessaire de savoir calculer le chargement sur les géométries dites simples (telles que parallépipède, cylindre ...). Pour ces géométries dites simples, les chargements sur des structures peuvent être prédits à l'aide de méthodes empiriques ou semi-empiriques, telles que celles présentées dans le manuel technique (TM5-1300, 1969). Puis dans un second temps, il faut prendre en compte la géométrie complexe de l'environnement autour de ces structures. Toutefois, les travaux de Kerry et al.(2000) montrent que le champ de pression est moins perturbé par la présence d'objets multiples lorsque ceux-ci sont séparés par des distances supérieures à quatre ou cinq fois leur hauteur.

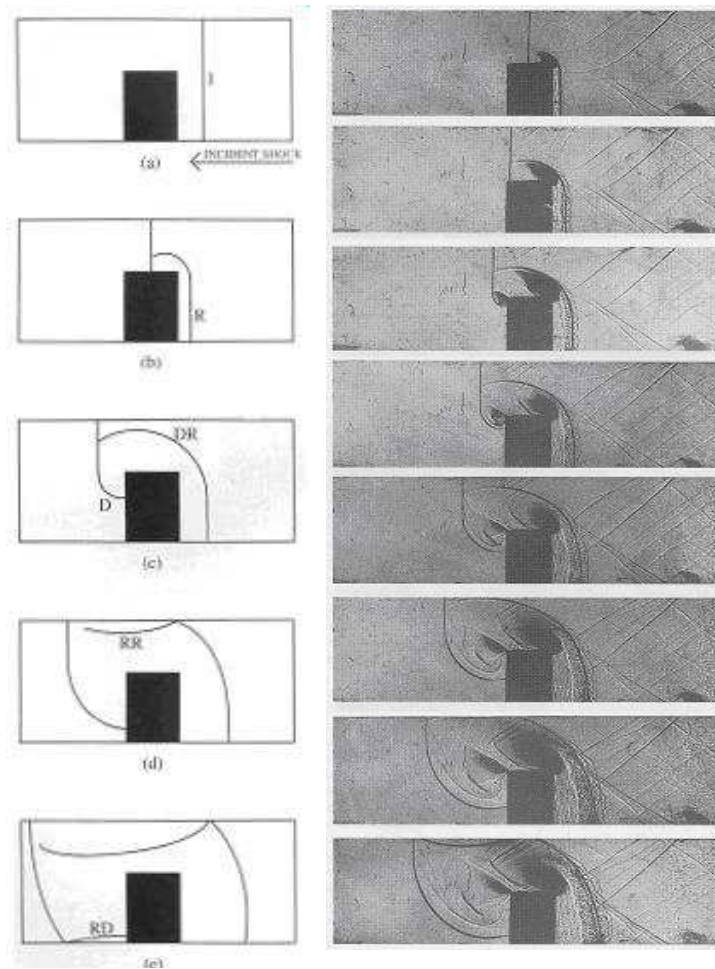


FIG. 1.27: Photo et schématisation d'un front d'onde diffracté autour d'un obstacle à section rectangulaire. I est le choc incident, R le choc réfléchi par l'obstacle, D est la partie diffractée de I, DR est la partie diffractée de R, RR est la partie réfléchie de DR et RD est la partie réfléchie de D. (Brown et al., 2000)

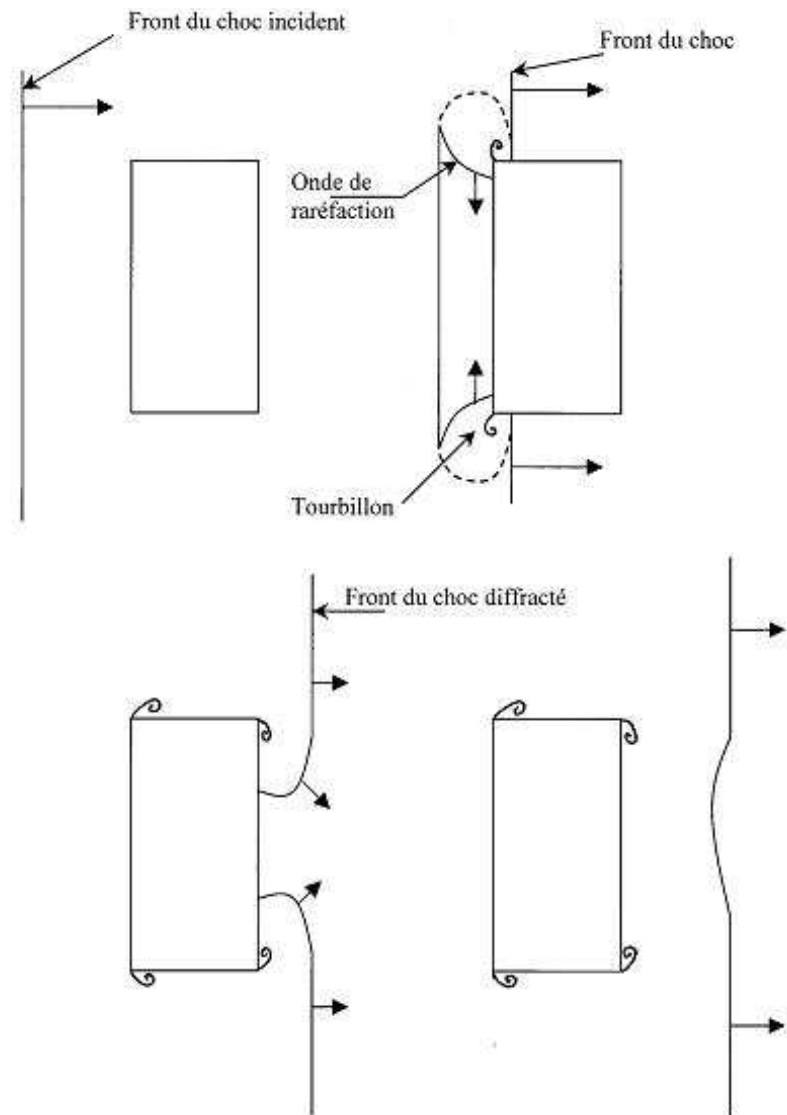


FIG. 1.28: Front d'onde diffracté autour d'un obstacle (Baker et al., 1983).

1.4 Travaux déjà existants sur l'étude de la propagation d'une onde de choc à proximité d'une structure

En ce qui concerne l'interaction de l'onde de choc aérienne consécutive à une détonation avec des obstacles placés dans son champ, il existe actuellement un certain nombre de travaux de simulations numériques réalisées à l'aide de codes de dynamique des fluides associés à des études expérimentales, et pour notre part, nous avons résumé ci-dessous les principales publications existant à notre connaissance. Ensuite, nous avons fait un bilan sommaire des principaux travaux menés autour de ce thème au sein des laboratoires internationaux et français que nous cotoyons, afin de pouvoir situer notre travail compte tenu de l'état actuel des connaissances.

1.4.1 Simulations numériques associées à des études expérimentales

De manière générale, on a recours aujourd'hui aux méthodes numériques pour mener à bien l'analyse des explosions et leur interaction avec des structures. En effet avec le rapide développement des systèmes informatiques lors de ces deux dernières décennies, il est maintenant possible de réaliser des simulations numériques des phénomènes explosifs de manière suffisamment précise à partir d'ordinateurs personnels. Ces outils ont de plus un grand avantage en terme de flexibilité. Voici quelques exemples de simulations réalisées avec ces outils numériques. Les trois premiers concernent des simulations à échelle réduite, quant au quatrième, il est traité à échelle réelle.

L'étude menée par Sklavounos S. et Rigas F. (2004) présente des simulations tridimensionnelles à l'aide du code CFX 5.6 de la propagation de l'onde de souffle consécutive à

la détonation d'une charge de PE4 (d'équivalence TNT 1,3) devant laquelle (distance de 1,7 m) sont disposées trois structures parallélépipédiques identiques en béton, chaque structure précédant l'autre d'une distance de 1,2 m. Les bâtiments ont les dimensions suivantes : longueur 8,5 m, largeur 0,6 m et hauteur 0,6 m. Les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus lors d'essais grande échelle réalisés en 2000 au laboratoire de santé et sécurité à Buxton, Derbyshire. Une bonne concordance entre les deux types de résultats est obtenue ce qui encourage l'utilisation de l'approche numérique CFD lors de l'étude de la propagation d'une onde de souffle. De cette étude viennent plusieurs conclusions : lorsqu'une onde de choc impacte la face avant (de dimensions 8,5 m x 0,6 m) d'un obstacle parallélépipédique, les pressions réfléchies restent élevées (de 1,6 à 4,9 bar pour le premier bâtiment et de 0,9 à 1,6 bar pour le bâtiment situé derrière) sur tout le long de la surface; d'autre part, les faces arrières sont également soumises à des hautes surpressions (autour de 1,5 bar pour la face arrière de la première structure, autour de 0,9 bar pour la face arrière de la seconde et autour de 0,5 bar pour la face arrière de la troisième) bien qu'elles ne soient pas directement exposées à l'explosion, ceci s'expliquant par la présence de bâtiments situés derrière et sur lesquels sont observées des réflexions d'onde.

Les travaux de Fairlie G.E. et al. (2000) concernent la simulation d'une explosion d'une masse d'explosif équivalente à 13 grammes de TNT au centre d'un carrefour à l'aide d'Autodyn-3D; des expériences sont réalisées à petite échelle parallèlement en laboratoire. Nous reviendrons sur ces travaux ultérieurement dans le paragraphe 4.2.1, en vue de les comparer à nos propres résultats à petite échelle lors des tests d'interaction onde de choc-structure.

Les travaux de Remennikov A.M. et al. (2005) visent à prédire de manière précise les effets de structures adjacentes sur le chargement imposé sur un bâtiment dans un milieu urbain. L'étude de la propagation de l'onde de souffle au sein d'une configuration urbaine simple constituée d'une longue rue se terminant en T est réalisée à échelle $1/40^e$ (la masse réelle de TNT valant 1000 kg) en faisant détoner une charge de 15,6 grammes de TNT au sein de cette configuration géométrique. La charge est centrée en amont de la rue. Les calculs numériques sont menés en parallèle sur le logiciel Air-3D. Les résultats expérimentaux et numériques démontrent qu'il est important de ne pas négliger la présence de bâtiments voisins lors de l'étude de la propagation d'une onde de souffle au sein d'un milieu urbain, puisque lorsque l'onde de souffle se réfléchit sur le sol ou sur ces bâtiments voisins, l'intensité des effets de l'onde est alors renforcée, et les paramètres caractéristiques de l'onde peuvent augmenter d'un facteur allant jusqu'à 300 % de ceux mesurés en champ libre (c'est-à-dire sans bâtiments voisins).

Dans le papier de Birnbaum N.K. et al. (1996) est présentée une étude à échelle réelle des effets de l'explosion d'une bombe (1000 kg de TNT) au sein d'une rue située en centre-ville. Deux immeubles sont situés de part et d'autre de la rue, créant un effet de tunnel; un troisième immeuble est centré face à la charge explosive au bout de la rue. Cette simulation réalisée avec Autodyn-3D met en évidence le phénomène de focalisation d'onde de choc, phénomène complexe à qualifier et quantifier, et ayant pour conséquence d'augmenter l'intensité des effets de l'onde de souffle consécutive à l'explosion.

Dans le tableau 1.3 ci-contre, nous avons rassemblé les principaux logiciels disponibles et utilisés actuellement pour quantifier les effets des explosions sur des structures.

Code	Société	Objet
Air-3D	RMCS	Simulations de blastwave
Autodyn-2D	Century Dynamics	Impact / pénétration explosifs condensés et simulations de blastwave
Autodyn-3D	Century Dynamics	Impact / pénétration explosifs condensés et simulations de blastwave
AutoReaGas (3D)	Century Dynamics / TNO	Explosion de gaz et simulations de blastwave
LS-Dyna	LSTC	Impact / pénétration explosifs condensés et simulations de blastwave
MADER codes	Charles Mader	Caractérisation des propriétés des explosifs
US Army codes	US DOD	Calcul des effets produits par une arme
BLAPLAN	Century Dynamics	Modélisation d'onde de souffle impactant des plaques
SPLIT-X	CONDAT / Century Dynamics	Code de fragmentation

TAB. 1.3: Exemples de codes numériques.

Cette liste n'est pas exhaustive.

Ces logiciels de dynamique des fluides n'offrent cependant que des possibilités, il appartient ensuite à l'utilisateur, de déterminer les directives exactes sur la façon de résoudre le problème et de juger de la pertinence ou non des résultats. C'est pourquoi il apparaît toujours nécessaire de valider ces codes à l'aide de résultats expérimentaux.

1.4.2 Travaux expérimentaux à l'échelle des laboratoires français et internationaux sur les ondes de choc consécutives à une détonation et leur interaction avec une structure

Nous ne pouvons parler de propagation d'onde de choc sans citer les travaux de Jacques Brossard au sein du Laboratoire Explosion Energétique et Structure. Brossard a mis en oeuvre une méthode consistant à étudier la propagation d'une onde de choc consécutive à la détonation d'un mélange gazeux, initialement confiné dans une bulle de savon. De nombreux résultats ont été obtenus concernant l'étude de l'onde de souffle en champ libre (Brossard et al., 1982) ou bien en champ réfléchi par une paroi plane (Brossard et al., 1988). Nous citerons largement ses travaux au cours de ce mémoire de manière à les comparer à nos propres résultats. Voici maintenant une liste de quelques travaux expérimentaux reliés à notre étude, menés en France et au niveau international dans les trente dernières années.

Tout d'abord, revenons aux résultats d'effets de souffle consécutifs aux détonations gazeuses. Les effets de détonations gazeuses en milieu non confiné ont été étudiés lors d'un certain nombre d'expérimentations (Kogarko et al., 1965; Fishburn, 1976; Zhdan, 1983; Brossard et al., 1984; Borisov et al., 1985; Gelfand et al., 1985; Dorofeev et al., 1991; Dorofeev et al., 1993). L'objectif principal de ces études était d'obtenir des relations pour décrire le comportement de l'onde de choc consécutive à une détonation gazeuse, de la même manière que pour les explosifs forts (HE ou High Explosives) (par exemple Baker et al., 1983). Les paramètres utilisés dans ces travaux sont la surpression maximale ΔP^+ , l'impulsion positive I^+ , et aussi la durée de la phase positive t^+ . Comme pour les explosifs forts, on a recours aux variables adimensionnées telles que la distance radiale réduite par

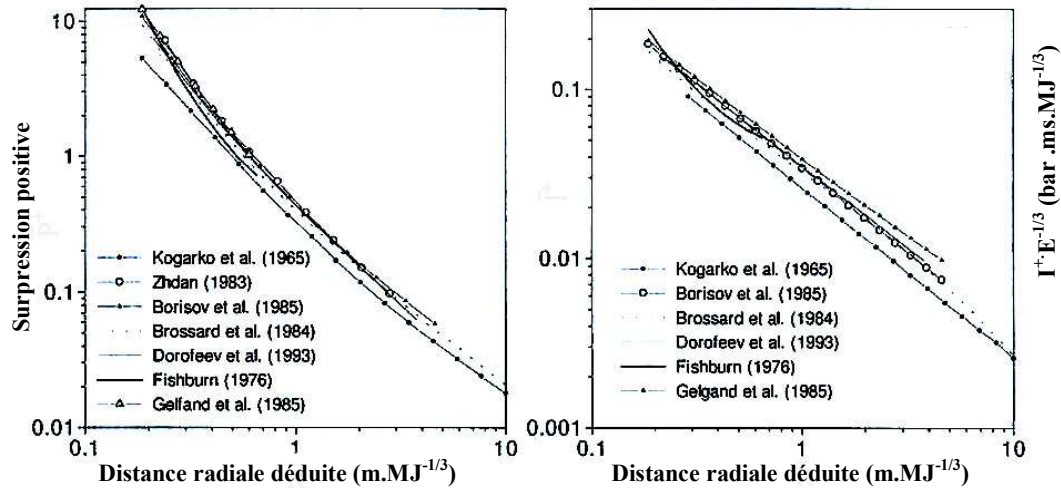


FIG. 1.29: Surpression positive et impulsion positive consécutive à une détonation gazeuse, en fonction de la distance radiale réduite.

exemple. Les fonctions correspondantes obtenues par différents auteurs pour les surpressions et impulsions sont présentées sur la figure 1.29.

Après 30 ans d'expérimentations et d'analyses, on en vient à la conclusion selon laquelle la description des ondes de choc consécutives à une détonation gazeuse en champ libre a atteint un bon niveau de connaissances. Cependant, l'étude de l'interaction de cette onde de choc avec des structures placées dans le champ de l'explosion, a quant à elle besoin d'être largement approfondie.

Pour cela, P. Bailly (1988) a par exemple étudié l'effet des explosions sur les constructions en réalisant une étude expérimentale sur des structures simples, telles que des murs en mortier soumis à des détonations de gaz. La pression, le chargement et les déformations transitoires ont été mesurées en tenant compte de la réponse mécanique de la

structure et de l'évolution progressive de l'endommagement.

Les travaux de thèse de H. Purnomo (1993) ont porté sur l'investigation de la réponse dynamique de structures face à une explosion. Ce travail a contribué à établir l'intérêt d'utiliser un modèle réduit mécanique dans la recherche de l'effet des détonations sur les structures. De plus, un résultat important pour notre étude est la démonstration de l'équivalence du chargement induit par la détonation d'un confinement gazeux sphérique dans l'espace tout entier et du chargement induit par la détonation d'un confinement gazeux hémisphérique dans un demi-espace : en effet, Purnomo a travaillé avec des mélanges détonants à base de propane et d'oxygène en proportions stoechiométriques confinés soit dans des bulles de savon soit dans des ballons minces. L'intérêt des demi-bulles de savon est que ce type de confinement présente une résistance mécanique négligeable, cependant vu sa fragilité, il est difficile d'obtenir des bulles durables. Ainsi, la solution était de remplacer les demi-bulles (explosant dans un demi-espace) par des ballons minces (explosant dans l'espace tout entier). On a constaté que les paramètres définissant la pression de l'onde de souffle pour ces deux types d'expériences sont identiques.

C. Guibert-Duplantier (1993) a estimé les effets mécaniques produits par une déflagration sur des structures placées dans le champ de l'explosion, le but étant l'étude du champ de pression engendré par une déflagration sphérique divergente, et la mesure des effets de ce champ de pression sur des structures (plaques, cubes, cylindres, sphères) en évaluant la répartition des coefficients de pression sur les parois (influence de la taille, de la forme des obstacles sur eux). Ces travaux traitent certes de déflagration mais leur approche est cependant intimement liée à notre étude.

Les travaux de C. Vaglio (1998) ont validé un modèle d'onde de souffle consécutive à une détonation gazeuse pour simuler l'onde de souffle à la sortie d'un tube d'arme.

Enfin, la thèse de doctorat de A. Zyskowsky (2005) a visé à étudier les différentes étapes du processus engendré par l'explosion et les effets mécaniques qu'elle produit sur une structure en milieu confiné ; cette étude a conduit à la validation du code Autodyn pour ce genre d'application.

1.4.3 Synthèse et orientation de notre étude

Tous ces éléments sont un apport important de décision pour la démarche à adopter dans notre analyse qui peut être qualifiée d'analyse de risque ayant pour origine une forte explosion de toute nature, sur un site sensible tel qu'un site industriel par exemple. L'ensemble de ces résultats nous incite à diriger notre étude vers un approfondissement de l'étude des effets de pression sur les structures en milieu non confiné : nous choisissons d'étudier la structure parallélépipédique qui est une structure certes simple et déjà abordée, cependant nous prendrons soin de disposer des capteurs de pression sur toutes les faces de la structure et en quantité suffisante, ceci dans le but de faire une analyse des efforts de pression appliqués tout autour de la structure, apport nouveau par rapport aux travaux de Brossard (1988). Il existe des références faisant état de modèles simplifiés pour la détermination des chargements sur les faces cachées (c'est-à-dire face arrière et face de dessus) et latérales de structures parallélépipédiques (Kinney, 1962) ; cependant ces modèles donnent une estimation moyenne des variations de pression appliquée sur les différentes faces du parallélépipède en fonction de la vitesse du choc, des dimensions de l'obstacle et du temps. De plus, il est dit que cette vitesse du choc varie continûment avec le temps et qu'il est

très difficile d'en évaluer la valeur réelle. Nous chercherons donc lors de notre étude autour du parallélépipède à quantifier de manière plus précise le contournement de l'onde de choc autour de l'obstacle en terme de pression (atténuation de la surpression appliquée sur les faces cachées par rapport à celle appliquée sur la face avant, interprétation de la forme des signaux de pression).

Notre second choix d'obstacle est le cylindre, structure qui au vu des connaissances actuelles a été peu étudiée.

D'autre part nous recensons peu de travaux à ce jour mettant en évidence l'étude d'explosion ayant lieu en altitude au-dessus d'une structure; une étape de notre travail s'orientera alors dans cette direction.

Le chapitre qui suit présente une description détaillée du montage expérimental mis en place pour nos travaux. Le choix du logiciel de simulation s'est porté vers Autodyn, au vu des bons résultats retenus dans la littérature, et compte-tenu de sa disponibilité au sein de notre laboratoire.

Chapitre 2

Description générale du montage expérimental

2.1 Introduction

Rappelons que notre objectif est de définir des modèles de chargement appliqués à des structures plus ou moins complexes et soumises à une forte explosion d'origine quelconque.

Nous allons donc mesurer dans un premier temps les variations de pression résultant de la détonation d'une charge combustible gazeuse afin de pouvoir modéliser le champ de pression induit par l'explosion. Dans un second temps, nous mesurerons les pressions, les temps d'arrivée et déterminerons les impulsions supportées par des structures placées dans le champ de cette explosion en milieu non confiné. Cette étude nécessite de réaliser une explosion type permettant de créer un champ de pression incident qui puisse se reproduire

d'un essai à l'autre : l'explosion est alors produite en inflammant à son centre une charge gazeuse hémisphérique de rayon initial R_0 placée au centre d'une table de manipulation. Deux obstacles de formes et de dimensions différentes, mais représentant des structures rencontrées sur un site industriel, sont étudiés par la suite : un obstacle parallélépipédique et un obstacle cylindrique. L'obstacle considéré est alors positionné dans le champ de pression incident à une distance r du centre de l'explosion et les pressions supportées par l'obstacle sont mesurées en plusieurs points de celui-ci.

Nous allons décrire par la suite :

- le dispositif expérimental réalisé pour produire une explosion type ;
- la charge explosive ;
- le confinement initial ;
- le dispositif d'amorçage ;
- la caractérisation énergétique de la source explosive ;
- la technique utilisée pour mesurer les variations de pression ;
- les deux obstacles étudiés, leurs formes et leurs dimensions, ainsi que les positions des points de mesures de pression.

2.2 Description générale du dispositif expérimental

Le schéma général du montage est donné sur la figure 2.1. Nous distinguons :

- un plateau horizontal en Trespa ($1,80 \times 1,20$ m) sur lequel est placée une charge gazeuse hémisphérique et homogène. Cette charge est en fait une bulle aqueuse réalisée à partir d'une solution à base de savon, de glycérine et d'eau distillée ; elle est obtenue en soufflant le prémélange réactif gazeux à travers cette solution savonneuse répandue sur la table à l'intérieur d'un anneau limitant le volume de la charge ;
- un anneau métallique (corde à piano) de centrage de la charge combustible. Cet anneau permet de centrer la bulle par rapport au point d'allumage et de contrôler son diamètre $2 R_0$. Ces deux conditions sont nécessaires pour assurer une bonne reproductibilité des essais. Nous travaillons avec des anneaux en acier de rayon R_0 compris entre 0,03 et 0,07 m ;
- un système d'alimentation en gaz constitué d'une bouteille contenant le prémélange gazeux et une canalisation reliant la bouteille à la table de manipulation ;
- un dispositif d'allumage constitué de deux électrodes en cuivre et d'un dispositif haute tension H.T (voir Annexe B). Les deux électrodes, entre lesquelles un fil de cuivre-nickelé a été soudé, sont diamétralement opposées et surélevées de 2 mm par rapport au plan horizontal de la table.

Une fois que le mélange propane-oxygène est préparé, il est transféré dans un réservoir de 2 L qui est connecté au dispositif expérimental. La vanne manuelle de sécurité (V.M.S) est alors ouverte et le mélange gazeux injecté dans le confinement hémisphérique limité par l'anneau métallique de rayon R_0 . Une vanne micrométrique (V.M) permet de contrôler son débit. Dès que le confinement hémisphérique est formé, la vanne manuelle

de sécurité (V.M.S) est refermée et le réservoir déconnecté. La charge qui est une bulle hémisphérique de rayon R_0 est alors isolée des canalisations adjacentes. Il est important de dire que le manipulateur est doté d'un bracelet anti-statique relié à la terre tout au long de l'expérience pour pallier le risque de décharge électro-statique. Le circuit d'amorçage est ensuite fermé (interrupteur de sécurité I.S) ; le tir peut alors être déclenché : en effet l'énergie électrique d'amorçage est libérée dans le "fil explosé" et la charge gazeuse explose. L'amorçage peut s'effectuer dans le plan de la table (A.P) ou en hauteur grâce à un portique amovible (A.H). Dans le cas de l'amorçage au sol A.P, nous utilisons comme charge explosive une charge hémisphérique gazeuse confinée dans une demi-bulle de savon. Dans le cas de l'amorçage en altitude A.H, la charge explosive n'est plus hémisphérique mais sphérique et nous utilisons pour ce faire un ballon de baudruche gonflé au mélange propane-oxygène que nous suspendons au portique (figure 2.2) ; l'explosion en hauteur peut dans ce cas s'effectuer en tout point de l'espace d'expérimentation. On note que le ballon sphérique est gonflé de telle sorte que l'amorçage du mélange soit parfaitement centré.

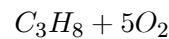
Les expériences sont menées dans les conditions ambiantes de température et de pression et en atmosphère calme.

Nos expériences utilisent donc des charges hémisphériques (bulle de savon) et des charges sphériques (ballons) ; cependant, il a été largement prouvé à la suite de nombreux travaux antérieurs (Brossard et al., 1985 ; Purnomo, 1993) que la symétrie hémisphérique dans un demi-espace est quasi-parfaitement équivalente à la symétrie totale sphérique dans l'espace tout entier. Ainsi, pour des raisons de facilité de comparaison avec d'autres auteurs, tous les résultats de l'étude seront par la suite relatifs à la symétrie sphérique des

phénomènes physiques, ce qui signifie que les énergies libérées par la réaction chimique sont calculées pour une sphère de rayon R_0 .

2.3 La charge explosive

Dans le cadre de nos expériences, nous avons choisi d'utiliser le prémélange gazeux formé de propane et d'oxygène en proportions stoechiométriques, dont la formule s'écrit :



Ce mélange est préparé à partir de gaz (Air Liquide) d'une très grande pureté (voir Fiche Technique C de l'Annexe B) afin d'obtenir une bonne reproductibilité des essais. Le mélange est préparé dans un réservoir de 15 L sous une pression de 3 bar. Le réservoir de 15 litres est préalablement rendu inerte par balayage au diazote, purgé et vidé par pompage à l'aide d'une pompe à vide (pompe à palettes rotatives S/D 4/8 B, Trivac B). La proportion des gaz est déterminée par le principe des pressions partielles mesurées à l'aide d'un manomètre électronique (Air Liquide CD420) dont la précision de lecture est évaluée à 1/100 bar. Techniquement, comme nous réalisons le mélange stoechiométrique propane-oxygène dans la bouteille de 15 L sous une pression de 3 bar, nous devons injecter $(1/6 \times 3)$ bar de propane et $(5/6 \times 3)$ bar d'oxygène.

Le propane a été choisi comme hydrocarbure car d'une part ce gaz est très réactif, et de plus, il est très utilisé dans notre laboratoire depuis longtemps.

Pour des raisons de sécurité et de facilité, nous utilisons un réservoir de volume

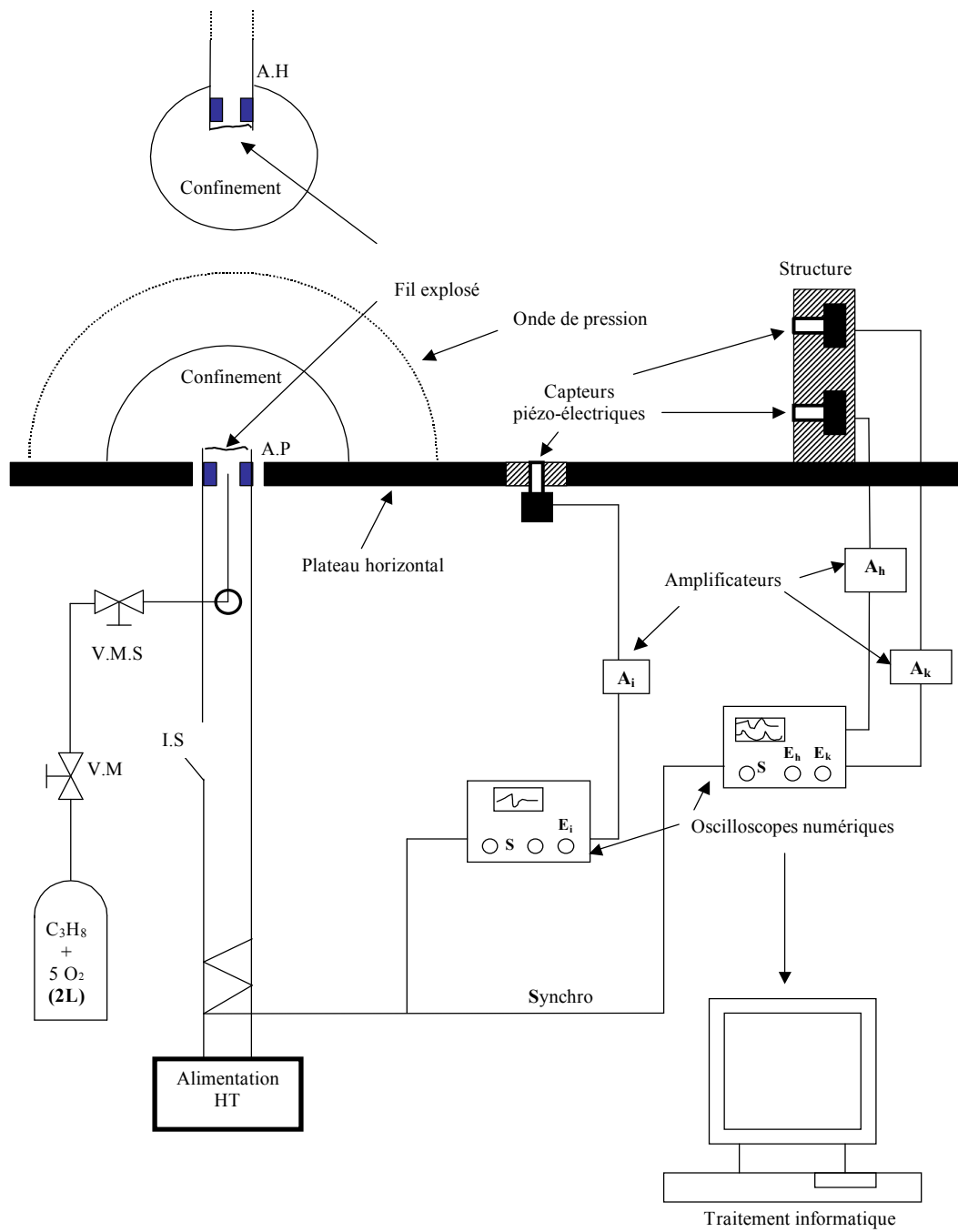


FIG. 2.1: Schéma général du dispositif expérimental : A amplificateur de charge, E enregistrement du signal de pression, S dérivation synchronisation, V.M vanne micrométrique, V.M.S vanne manuelle de sécurité, I.S interrupteur de sécurité, A.P amorçage plan, A.H amorçage en hauteur, Synchro = ligne de synchronisation.



FIG. 2.2: Photographie du dispositif expérimental.

moins important (2 L) lui aussi préalablement vidé et rendu inerte, comme stockage intermédiaire. C'est ce réservoir qui est connecté au dispositif expérimental lors de la préparation de l'essai (figure. 2.3).

Notons que quelques essais complémentaires ont été effectués avec un prémélange à base d'hydrogène et d'oxygène en proportions stoechiométriques ($2H_2 + O_2$).

2.4 Le confinement initial

Le confinement est hémisphérique dans le cas d'un amorçage plan A.P : celui d'une demi-bulle aqueuse que l'on réalise à partir d'une solution à base de savon (1g de produit à vaisselle), de glycérine (de 2 à 5 g) et de 20 mL d'eau distillée. Le confinement est créé en injectant le mélange explosible par l'intermédiaire de la vanne micrométrique (V.M) ; le diamètre du confinement est limité à la base par un anneau métallique de rayon R_0 . Nous rappelons que ce cercle métallique est centré par rapport au fil explosé. Dans le cas d'un amorçage en altitude, le confinement est sphérique, de rayon R_0 . Dans notre étude expérimentale, R_0 varie de 0,03 à 0,07 m. Ainsi, le volume de la charge gazeuse hémisphérique V_{h_0} varie avec R_0 de même que le volume de la charge gazeuse sphérique V_{s_0} . Nous avons donc :

$$0,03 \leq R_0(m) \leq 0,07$$

$$1,885 \times 10^{-3} \leq V_{h_0}(m^3) \leq 1,026 \times 10^{-2}$$

$$3,770 \times 10^{-3} \leq V_{s_0}(m^3) \leq 2,052 \times 10^{-2}$$

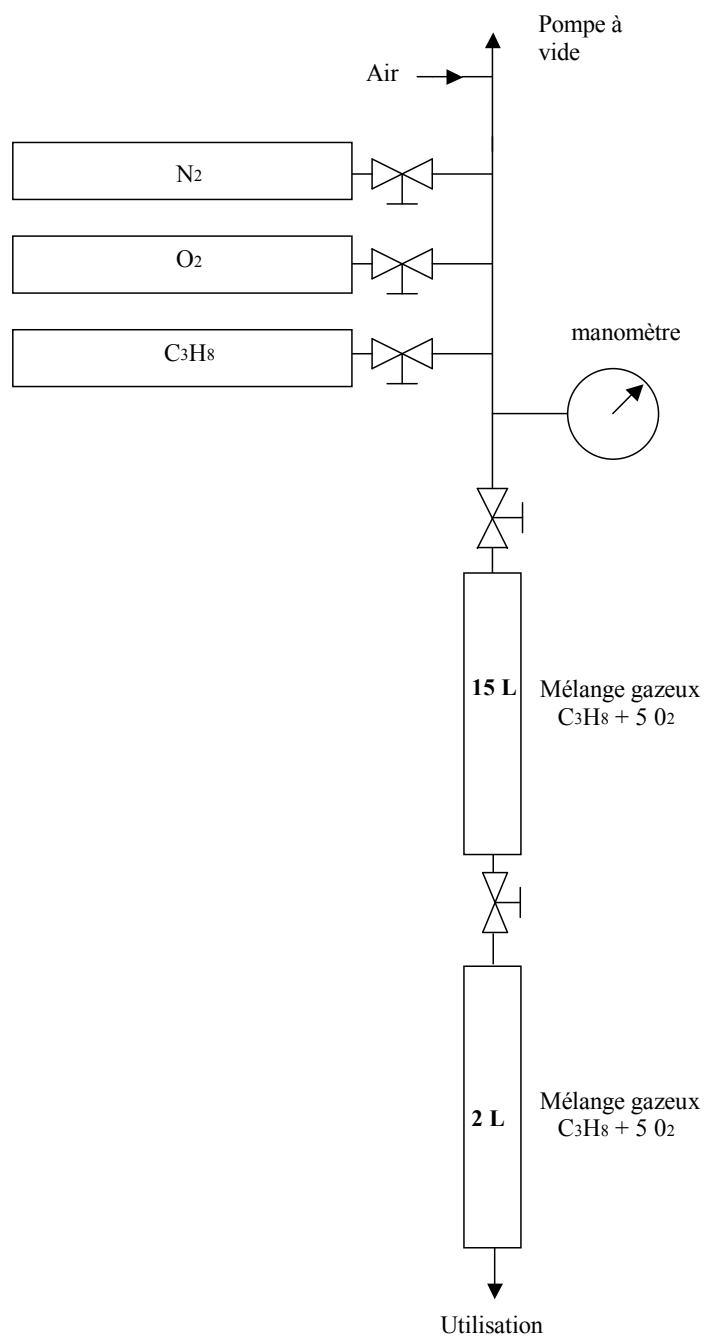
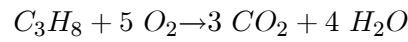


FIG. 2.3: Préparation du mélange gazeux.

Nous considérons ici un mélange de gaz propane-oxygène à la stoechiométrie :



L'enthalpie molaire de cette réaction ΔH_R^* est définie par :

$$\Delta H_R^* = 3H_{CO_2}^* + 4H_{H_2O}^* - H_{C_3H_8}^* - 5H_{O_2}^*$$

où $H_{CO_2}^*$ est l'enthalpie molaire de formation du dioxyde de carbone, $H_{H_2O}^*$ l'enthalpie molaire de formation de l'eau, $H_{O_2}^*$ l'enthalpie molaire de formation du dioxygène et $H_{C_3H_8}^*$ l'enthalpie molaire de formation du propane (Handbook of Chemistry and Physics, 78th edition). La valeur de l'enthalpie molaire de la réaction de combustion d'une mole de propane avec cinq moles de dioxygène est alors égale à :

$$\Delta H_R^* = -2,044 \text{ MJ}$$

L'énergie libérée par unité de volume $V = n_T \cdot V_{mol}$ est telle que :

$$E_{v,gaz} = \frac{|\Delta H_R^*|}{n_T \cdot V_{mol}} \text{ en MJ.m}^{-3}$$

avec n_T le nombre total de moles et V_{mol} le volume molaire d'un gaz dans les conditions normales de pression et de température. Nous obtenons alors :

$$E_{v,gaz} = \frac{|\Delta H_R^*|}{(5 + 1)V_{mol}} = 15,2 \text{ MJ.m}^{-3}$$

$C_3H_8 + 5 O_2 \rightarrow 3 CO_2 + 4 H_2O$					
$\Delta H_R^* = 2,044 \text{ MJ}$			$E_{v,gas} = 15,2 \text{ MJ.m}^{-3}$		
$R_o(\text{m})$	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07
$E_{gas}(\text{MJ})$	$1,72.10^{-3}$	$4,07.10^{-3}$	$7,96.10^{-3}$	$13,75.10^{-3}$	$21,84.10^{-3}$

TAB. 2.1: Energie spécifique $E_{v,gaz}$ libérée dans la charge sphérique

$E_{v,gaz}$ correspond à une énergie E (MJ) pour un confinement sphérique de rayon R_0 et de volume $V_{gaz} = \frac{4}{3}\pi R_0^3$ et cette énergie spécifique E est telle que :

$$E = E_{v,gaz} \cdot V_{gaz}$$

Les résultats de l'énergie spécifique libérée dans la charge sphérique sont donnés dans le tableau 2.1 pour différentes tailles de confinement.

2.5 Le dispositif d'amorçage

Nous allons décrire le dispositif d'amorçage : nous avons choisi le dispositif électrique du fil explosé car celui-ci est relativement facile à mettre en œuvre. La difficulté reste cependant de connaître l'énergie électrique effectivement transmise au milieu détonant (participante effectivement à la création de l'onde de choc) Ce dispositif est schématisé sur la figure 2.4.

2.5.1 Fil explosé

Le fil explosé en cuivre-nickelé de diamètre 0,12 mm et de longueur 10 mm est relié à deux électrodes de 2 mm de diamètre : celles-ci, en cuivre, sont maintenues dans un bloc de téflon fixé à la table et muni d'un joint torique. Les deux électrodes sont distantes de 6 mm. La liaison entre le fil explosé et les électrodes est assurée par une simple soudure à l'étain. La vaporisation du fil électrique (sous l'action d'une décharge électrique rapide de condensateurs) engendre l'expansion brutale d'un plasma métallique ce qui crée une onde de choc intense, amorce de la détonation : en effet lorsque le fil explose sous la forte tension qui lui est imposée, les liaisons entre atomes se cassent et quelques liaisons se reforment sous les attractions atomiques, se forment alors des nanoparticules métalliques. Ces particules étant ionisées (car non neutres) et sous l'influence d'un point chaud, un plasma se forme. La quantité de métal étant limitée, la vaporisation du fil est quasi-instantanée, alors que son volume n'a pas encore varié (Chace and Moore, 1959-1962). La température de vaporisation du métal (3186 K) étant élevée, la pression régnant dans le plasma métallique dès les premiers instants de la décharge électrique est considérable. L'expansion brutale de ce plasma crée dans le milieu gazeux environnant une onde de choc intense c'est-à-dire d'amplitude très forte qui constitue l'amorce de la détonation. Cependant, la difficulté réside dans la détermination de l'énergie électrique participant effectivement à la création de l'onde de choc.

Le fil explosé constitue la résistance du circuit électrique de décharge. L'énergie électrique nominale s'exprime par : $E_f = \frac{1}{2}CV^2$. La capacité de stockage d'énergie est de 8,14 μF :

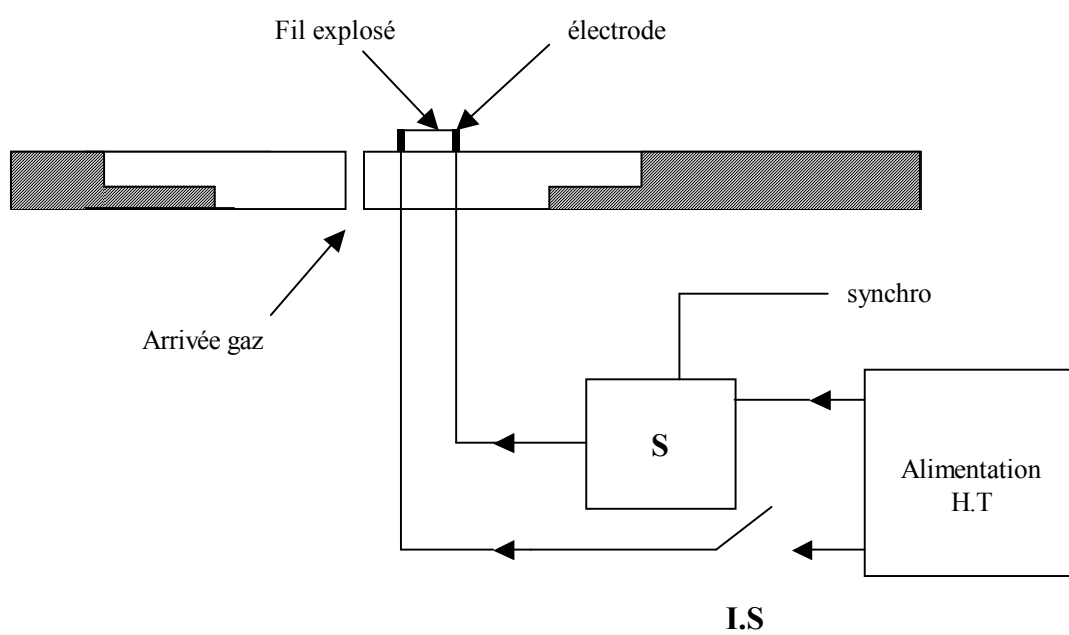


FIG. 2.4: Fil explosé et circuit électrique : le dispositif d'amorçage. Synchro = ligne de synchronisation.

- le tir est déclenché (libération de l'énergie électrique) grâce à un éclateur à commande électronique ;

- la tension de charge est réglée manuellement sur une échelle de 0 à 9kV.

Par la suite, nous effectuerons nos essais avec une tension de charge fixée à 7kV, ce qui donne une énergie électrique nominale de 199,43 J déchargée en environ 1 μs par la batterie de condensateurs. Un exemple de signal de fil explosé est présenté en Annexe B sur le graphe de la figure B.3.

2.5.2 Equivalence énergétique : caractérisation du fil explosé

C'est en comparant les caractéristiques de l'onde de choc créée par ce système avec celles déjà connues et observées pour une détonation de charges gazeuses non confinées qu'il est possible de déduire l'énergie efficace E_{eff} . Nous rappelons que nous travaillons avec des énergies relatives à la symétrie sphérique des phénomènes physiques afin de rendre cette comparaison plus facile :

$$E_{\text{sphérique}} = 2 E_{\text{hémisphérique}}$$

Nous allons donc déterminer les caractéristiques de l'onde de choc consécutive à la libération de l'énergie nominale libérée dans le fil explosé $E_f = \frac{1}{2}CV^2$, lorsque cette onde se propage dans l'air environnant le fil. A la distance radiale r du fil explosé, soit à la distance réduite $\lambda_f = \frac{r}{\sqrt[3]{E_f}}$ (m.MJ $^{-1/3}$), nous faisons correspondre la valeur ΔP_f^+ de la surpression positive de l'onde de pression engendrée par la vaporisation du fil explosé. En prenant $P_0 = 1$ bar la pression atmosphérique, nous pouvons représenter $\frac{\Delta P_f^+}{P_0}$ en fonction de λ_f (figure 2.5) et

écrire le polynôme correspondant :

$$\ln \left(\frac{\Delta P_f^+}{P_0} \right) = -0,8595 - 1,3282 (\ln \lambda_f) + 0,0984 (\ln \lambda_f)^2 \text{ avec } 1,5 \leq \lambda_f (m.MJ^{-1/3}) \leq 15,2$$

Ces résultats expérimentaux sont comparés à ceux analogues déduits de l'explosion quasi-ponctuelle :

- soit de charges gazeuses détonantes :

$$\ln \left(\frac{\Delta P^+}{P_0} \right) = 0,299 - 2,058 (\ln \lambda) + 0,260 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,5 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 12$$

selon Desrosier et al. (1991) pour un mélange gazeux propane-oxygène ;

ou bien :

$$\ln \left(\frac{\Delta P^+}{P_0} \right) = 0,090 - 1,760 (\ln \lambda) + 0,160 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,29 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 15$$

selon nos expériences de l'étude regroupant ici les résultats pour un mélange stoechiométrique gazeux propane-oxygène et un mélange stoechiométrique gazeux hydrogène-oxygène ;

- soit de charges de TNT :

Cette comparaison utilise les résultats de Baker (1973) concernant l'évolution de la surpression en fonction de la distance réduite donnée par :

$$Z = \frac{r}{\sqrt[3]{m_{TNT}}}(m.kg^{-1/3})$$

où r (m) est la distance entre le centre de la charge explosive et m_{TNT} (kg) la masse de la charge de TNT.

L'énergie spécifique massique de TNT permet de lier λ et Z . Selon les auteurs, cette valeur de l'énergie est variable, par exemple :

$$\text{Baker (1973)} : E_{TNT} = 4520 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

$$\text{Lannoy (1984)} : E_{TNT} = 4690 \text{ kJ.kg}^{-1}$$

Donc nous retiendrons ici la valeur intermédiaire $E_{TNT} = 4600 \text{ kJ.kg}^{-1}$. D'où :

$$\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) = \frac{Z(\text{m.kg}^{-1/3})}{(4,60 \text{ MJ.kg}^{-1})^{1/3}}$$

Nous avons reporté sur la figure 2.5 les valeurs déduites de l'abaque de (Baker, 1973) de $\frac{\Delta P^+}{P_0}$ en fonction de λ . La plage des distances radiales réduites ainsi calculées s'étend de 0,05 à 54,5 m.MJ^{-1/3}. Pour une même valeur de $\frac{\Delta P^+}{P_0}$, nous comparons les divers λ correspondants, ce qui nous permet d'évaluer les valeurs de l'équivalence énergétique (η) et donc l'énergie efficace du fil explosé E_{eff} (dite énergie électrique participant effectivement à la création de l'onde de choc).

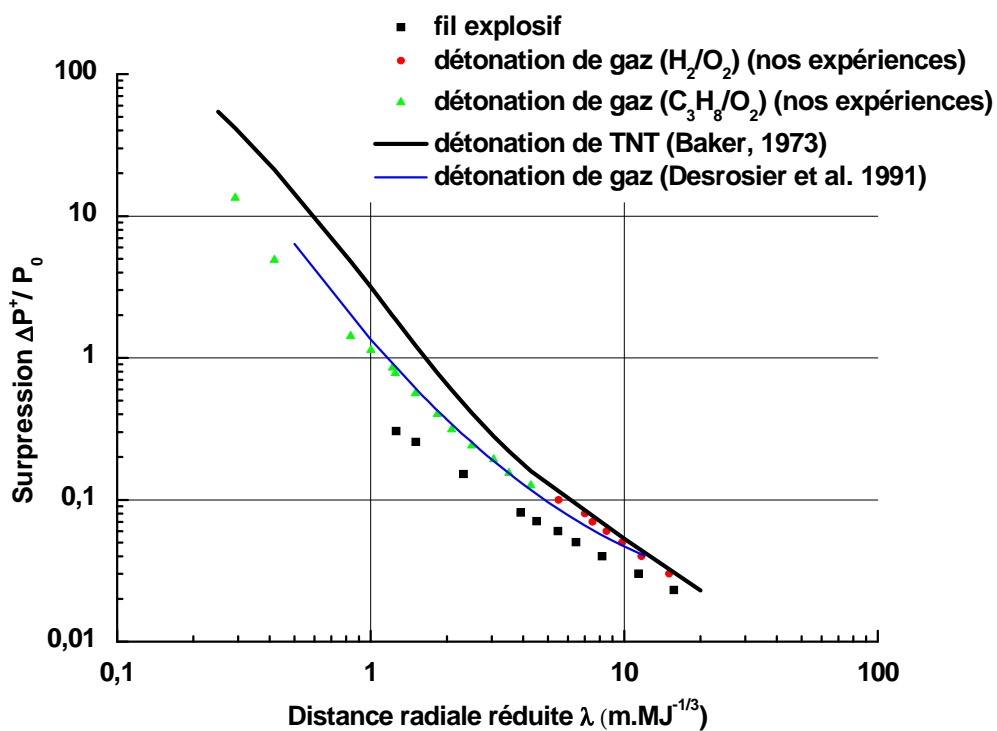


FIG. 2.5: Surpression relative de l'onde de choc incidente générée par différents apports d'énergie en fonction de la distance radiale réduite.

ΔP^+ (bar)	λ (m.MJ ^{-1/3})				η (%)		
	λ_f	λ_{exp}	$\lambda_{\text{Desrosier}}$	λ_{TNT}	η_{exp}	$\eta_{\text{Desrosier}}$	η_{TNT}
0,05	6,43	9,65	9,28	10,22	29,58	34,84	26,08
0,06	5,47	8,12	7,65	9,02	30,57	36,56	22,30
0,07	4,51	7,19	6,6	7,82	24,68	31,9	19,18
0,08	3,88	6,16	5,85	7,21	24,98	29,17	15,6
0,15	2,31	3,74	3,56	4,2	23,56	27,32	16,64
0,25	1,51	2,49	2,52	3,277	22,3	21,51	9,78
0,3	1,26	2,2	2,25	2,88	18,78	17,56	8,37
Valeurs moyennes					24,92	28,4	16,8

TAB. 2.2: Valeurs des équivalences énergétiques par rapport aux valeurs efficaces pour une charge de gaz (Desrosier, 1991 ; Trélat, 2005) et de TNT.

Nous avons :

$$\eta = \frac{E_{\text{eff}}}{E_f} \text{ où } E_f = \frac{1}{2}CV^2 \text{ et } C = 8,14 \mu\text{F pour } 0 \leq V \text{ (kV)} \leq 9$$

$$\eta(\%) = \frac{E_{\text{eff}}}{E_f} \times 100 = \left(\frac{\lambda_f}{\lambda_{\text{eff}}}\right)^3 \times 100$$

Le tableau 2.2 récapitule les différentes efficacités énergétiques obtenues sur le domaine des valeurs de surpressions, $0,05 \leq \Delta P^+$ (bar) $\leq 0,3$, par rapport aux valeurs efficaces établies pour une charge de gaz ou pour une charge de TNT.

L'équivalence énergétique obtenue du fil explosé par une détonation de gaz en adoptant comme référence le polynôme de Desrosier est de l'ordre de 28,4 %, et en prenant pour référence le polynôme de nos expériences, de l'ordre de 24,92 %. Le TNT étant plus énergétique qu'un mélange gazeux propane-oxygène ou hydrogène-oxygène, l'équivalence

énergétique du fil explosé obtenue par comparaison avec une détonation de TNT est environ de 16,8 %. Par la suite, nous considérons l'équivalence énergétique calculée à partir de nos points expérimentaux car celle-ci a été calculée pour notre dispositif d'amorçage. La valeur ainsi adoptée $\eta \approx 24,92$ % se révèle être assez proche de celle donnée par Sochet (1993).

Cette étude montre qu'une faible partie de l'énergie électrique stockée dans les condensateurs sert à créer une onde de choc. Le reste est dissipé dans la vaporisation du fil de cuivre-nickelé, dans les éléments qui constituent le circuit de décharge (selfique, capacitif et résistif).

Ainsi, il semble difficile de quantifier précisément l'énergie électrique et chimique contribuant réellement à la propagation de l'onde de choc. Cela reste un problème, certes, et ce problème est récurrent dans toute étude expérimentale : c'est pourquoi il est important de bien connaître la source d'amorçage utilisée en terme d'énergie, de temps de déposition, etc, de même que l'ensemble des conditions expérimentales de façon générale.

Remarque 1 *A ce propos, le contrôle du régime de propagation de la détonation dans la charge explosive apporte une réponse à ces questions. En effet, une expérience a été réalisée en plaçant des capteurs de pression à l'intérieur de la charge explosive. Le rayon de la charge vaut 4,1 cm et l'énergie électrique nominale est fixée à 199,43 J. Trois capteurs sont disposés à des distances de 2 cm, 3,5 cm et 4 cm du centre de la charge. Les résultats montrent une accélération de l'onde de choc à l'intérieur de la charge et que les conditions Chapman-Jouquet caractéristiques de la détonation sont atteintes à la limite de la demi-bulle gazeuse.*

2.6 Equivalence énergétique : caractérisation de la charge explosive

2.6.1 Echelle

Les caractéristiques physiques d'une onde de souffle se propageant sphériquement dans l'air ambiant obéissent, nous le rappelons, à des lois de similitude comme il a été évoqué dans le paragraphe 1.2.1. Initialement, ce sont Hopkinson (1915) et Cranz (1926) qui ont défini ces lois. Nous considérons deux ondes de souffle similaires produites, dans l'air ambiant, de manière identique (mêmes conditions initiales (P_0, T_0)) par deux charges explosives de même composition mais de taille différente. Hopkinson et Cranz ont montré que si un observateur placé à une distance r_1 du centre d'explosion d'une source d'énergie sphérique de masse m_1 et d'énergie E_1 est soumis à une onde de souffle d'amplitude ΔP^+ durant un temps t^+ (impulsion I^+), alors un second observateur situé à la distance r_2 d'une source d'explosion de même nature mais de masse différente m_2 et d'énergie E_2 subira une onde de souffle (de forme analogue) de même amplitude ΔP^+ mais pendant un temps kt^+ (impulsion kI^+) si les distances sont reliées par la relation suivante :

$$\frac{r_1}{r_2} = \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^{1/3} = \left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{1/3} \quad (\text{i})$$

Cette loi peut être utilisée avec grande précision afin de prédire les propriétés physiques de l'onde de souffle d'une charge explosive de masse donnée, si ces propriétés physiques sont connues pour une autre charge du même explosif mais de masse différente.

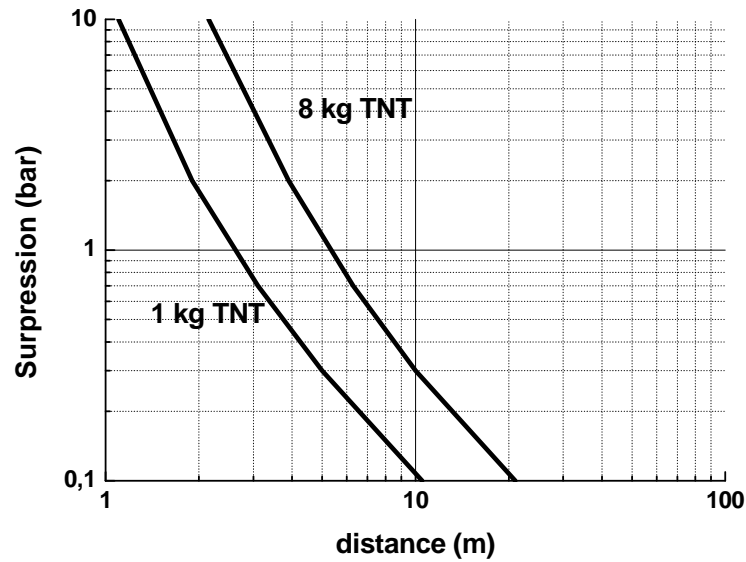


FIG. 2.6: Surpression en fonction de la distance pour des explosions aériennes de 1 kg et 8 kg de TNT. Changer la masse de la charge explosive a pour effet de translater la courbe parallèlement à l'axe des abscisses d'un facteur égal à la racine cubique du rapport des masses des charges (Dewey, 2001).

Dewey (1964) a démontré la validité de ces lois pour des charges de TNT de masse variant entre 25 kg et 10^5 kg. Des expériences complémentaires ont étendu ce domaine de 10^{-3} kg à 5×10^6 kg.

La figure 2.6 représente la variation de la surpression avec la distance pour deux charges de masses différentes m_1 et m_2 du même explosif. La même surpression est obtenue à deux distances différentes r_1 et r_2 des deux explosions 1 et 2 respectivement. Ainsi, si m_1 est connue, il est possible de calculer m_2 , masse de la deuxième charge, en utilisant la relation (i). Pour le même explosif amorcé dans les mêmes conditions, les courbes de la figure 2.6 sont identiques compte-tenu d'une translation horizontale. Ces deux courbes peuvent

alors être réduite à une seule si la distance r en abscisse est transformée en une distance réduite relative à la masse m de la charge $Z = \frac{r}{m^{1/3}}$ (m.kg^{-1/3}) ou relative à l'énergie E de la charge $\lambda = \frac{r}{E^{1/3}}$ (m.MJ^{-1/3}). Une telle courbe peut être établie pour toute substance explosive. Les propriétés de l'onde de souffle consécutive à la détonation de cette charge explosive peuvent ainsi être représentées par des abaques. Les mêmes courbes peuvent être tracées également pour l'impulsion et le temps en fonction de cette distance réduite (Baker, 1973).

Pour chaque explosif, il existe donc une relation caractéristique entre le pic de surpression et la distance au centre de l'explosion. Les variations de la surpression en fonction de la distance pour différents types d'explosifs mais avec le même dégagement d'énergie ne sont sensiblement pas identiques à celle du TNT (Dewey, 2001) et donc il n'est pas possible de passer directement de l'une à l'autre par une simple translation. Ainsi, il est clair que pour deux explosifs différents, la relation (i) ne peut être appliquée que pour les distances auxquelles leurs courbes caractéristiques vont se couper ou pouvoir se superposer.

De plus, il faut souligner que peu d'explosifs à ce jour n'ont été étudiés aussi précisément que le TNT : le TNT s'avère être l'explosif de référence, c'est-à-dire que nous connaissons relativement bien les propriétés caractéristiques de l'onde de souffle générée par la détonation d'une charge de TNT (Baker et al., 1983). C'est pourquoi la notion d'équivalence TNT est utilisée.

Cependant, d'après (Dewey, 2001), il semble que l'équivalence TNT pour un même niveau de surpression évolue en fonction de la distance. Ainsi, il ne s'avère pas possible de définir un équivalent TNT universel pour chaque explosif, celui-ci variant avec la distance,

et aussi avec la surpression.

Nous rappelons que notre étude s'inscrit dans l'idée d'une démarche de sûreté consistant à modéliser des explosions de TNT à l'aide d'explosions de gaz réalisées en laboratoire dans le but de dimensionner des bâtiments contre le risque d'une forte explosion à leur proximité, le calcul de l'équivalence TNT est donc une question centrale de la thèse. Nous nous inspirerons alors dans ce cas de la démarche utilisée par Wharton et al. (2000) (cf Annexe E) qui indique que les valeurs de l'équivalent TNT calculé par la surpression ou par l'impulsion pour un même explosif sont dépendantes de la distance. Nous étudierons ainsi dans un premier temps les variations de l'équivalence TNT (calcul par la surpression et par l'impulsion) en fonction de la distance pour notre explosif gazeux, puis nous tâcherons de définir au mieux dans un second temps des intervalles de définition de l'équivalence énergétique entre le TNT et notre explosif gazeux, tout en restant conscient que ces valeurs de l'équivalent restent une approximation définie sur un intervalle précis.

2.6.2 Détermination de l'équivalence énergétique TNT

L'abaque TNT de Baker et al. (1983)

La quantification des caractéristiques (surpression, impulsion et durée de la phase positive) des ondes de surpression engendrées par l'explosion de TNT a pu être définie à partir d'expérimentations effectuées lors d'explosions à l'air libre de charges de TNT. C'est ainsi que les abaques de Baker et al. (1983) ont pu être obtenues. Ces abaques se réfèrent à des explosions de plusieurs centaines ou plusieurs milliers de tonnes de TNT. Le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de (Baker et al., 1983) pour les différentes abaques disponibles.

Il est important de remarquer qu'il s'agit de ces abaques qui seront utilisées comme référence TNT dans toute la suite de l'étude.

Equivalence énergétique : méthode du LEES

Essais à grande échelle – AMEDE Dans le cadre de campagnes de tirs menés sur le site du CESTA, des essais à grande échelle ont pu être conduits (Brossard et al., 1982 - Lannoy, 1984). Ils portaient sur des volumes sphériques ou hémisphériques compris entre 1,6 et 510 m³, confinés dans des enveloppes de mylar ou de latex. Les mélanges gazeux, C₃H₈-air, C₃H₈-O₂ ou C₂H₂-air, C₂H₄-air, étaient initiés à l'aide de petites charges d'explosifs solides situés au centre de la symétrie.

L'analyse des résultats a porté sur le pic de surpression, la durée de phase positive et l'impulsion liée à cette phase positive. Les équivalences énergétiques entre les courbes résultant des expériences sur les mélanges gazeux et celles concernant le TNT sont obtenues par superposition entre les deux séries. Il en résulte une équivalence énergétique moyenne en λ de 0,58. Cela signifie que pour les deux types d'explosions, les mêmes effets mécaniques (c'est-à-dire les mêmes surpressions) correspondront en moyenne aux valeurs :

$$\lambda = \left(\frac{r}{E^{1/3}}\right)_{TNT} = 1 \text{ m.MJ}^{-1/3} \text{ et } \lambda = \left(\frac{r}{E^{1/3}}\right)_{gaz} = 0,58 \text{ m.MJ}^{-1/3}$$

soit :

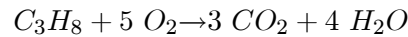
$$\frac{r_{gaz}}{r_{TNT}} = \frac{0,58}{1} \left(\frac{E_{gaz}}{E_{TNT}}\right)^{1/3}$$

et les abscisses radiales (distances réduites) seront identiques si :

$$E_{gaz} = 5 E_{TNT}$$

Cette équivalence énergétique signifie que les mêmes effets mécaniques ont lieu aux mêmes distances réduites si l'énergie de la charge gazeuse est 5 fois plus grande que celle de la charge de TNT, cette valeur moyenne étant établie sur la plage de distances radiales allant de $\lambda = 0,3$ à $12 \text{ m.MJ}^{-1/3}$.

Essais à petite échelle La démarche proposée par le LEES permet de lier les explosions de charges gazeuses à échelle réduite à des explosions de TNT à échelle réelle. Nous considérons ici notre mélange de gaz stoechiométrique propane-oxygène :



Nous rappelons que le gaz est initialement confiné dans un volume sphérique de rayon R_0 , $V_{gaz} = \frac{4}{3}\pi R_0^3$ et que l'énergie spécifique vaut :

$$E_{gaz} = E_{v,gaz} \cdot V_{gaz}$$

où $E_{v,gaz} = 15,2 \text{ MJ.m}^{-3}$ pour notre mélange de gaz stoechiométrique propane-oxygène (dans les conditions normales de température et de pression).

Des abaques de surpression, d'impulsion (figures 2.7 et 2.8) basées sur les explosions

de charges de gaz à petite échelle ont pu être construites en fonction de la distance réduite λ exprimée en $m.MJ^{-1/3}$. Les polynômes suivants ont été établis :

Lois de surpression

Desrosier et al. (1991) :

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0,299 - 2,058 (\ln \lambda) + 0,260 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,5 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 12$$

Lannoy (1984) :

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0,3527 - 1,8187 (\ln \lambda) + 0,2410 (\ln \lambda)^2 - 0,0320 (\ln \lambda)^3$$

avec $0,4 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 25$

Nos expériences :

$$\ln\left(\frac{\Delta P^+}{P_0}\right) = 0,090 - 1,760 (\ln \lambda) + 0,160 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,29 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 15$$

Remarque 2 *La loi établie ci-dessus concernant le pic de surpression positive incidente a été également validée pour un mélange stoechiométrique à base d'hydrogène et d'oxygène, dont l'énergie spécifique a été évaluée à $7,2 MJ.m^{-3}$ (Trélat, 2003). Les distances radiales réduites sont définies sur la plage $[0,29; 4,27]$ $m.MJ^{-1/3}$ pour le mélange propane-oxygène et sur la plage $[5,47; 15]$ $m.MJ^{-1/3}$ pour le mélange hydrogène-oxygène.*

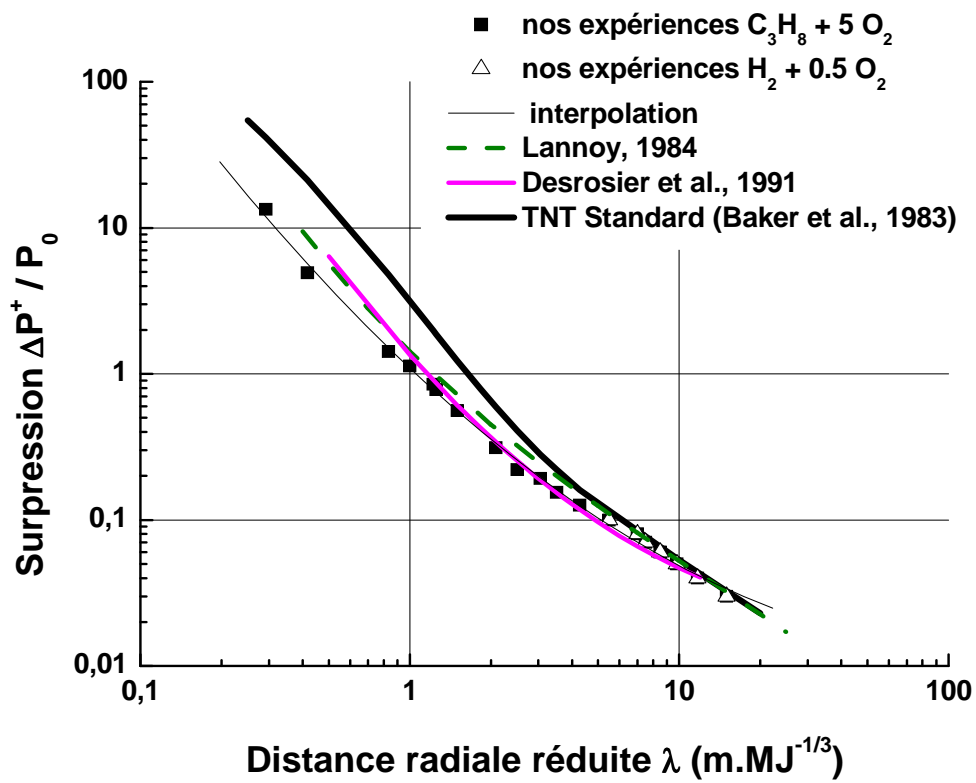


FIG. 2.7: Pic de surpression positive incidente $\frac{\Delta P^+}{P_0}$ en fonction de la distance radiale réduite λ ($\text{m.MJ}^{-1/3}$).

Lois d'impulsion

Desrosier et al. (1991) :

$$\ln \left(\frac{I^+}{E^{1/3}} \right) = -0,843 - 0,932 (\ln \lambda) + 0,037 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,5 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 12$$

Lannoy (1984) :

$$\ln \left(\frac{I^+}{E^{1/3}} \right) = -0,8704 - 0,9399 (\ln \lambda) + 0,0646 (\ln \lambda)^2 - 0,0323 (\ln \lambda)^3$$

avec $0,4 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 25$

Nos expériences :

$$\ln \left(\frac{I^+}{E^{1/3}} \right) = -1,190 - 0,860 (\ln \lambda) + 0,190 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,29 \leq \lambda (m.MJ^{-1/3}) \leq 4,27$$

A partir de ces courbes, nous montrons que :

- Les essais réalisés dans cette étude sont en accord avec les essais antérieurs menés au laboratoire.
- Les abaques de surpression obtenues dans le cas de charges gazeuses à petite échelle (Desrosier et al., 1991) sont aussi distantes des abaques de TNT que le sont les essais à grande échelle (Lannoy, 1984) pour des distances radiales réduites comprises entre 0,4 et 1,5 m.MJ^{-1/3} ; de même pour les abaques d'impulsions pour des distances radiales réduites comprises entre 0,4 et 4 m.MJ^{-1/3}. A partir de 1,5 m.MJ^{-1/3}, les résultats de surpression de Lannoy (1984) se rapprochent plus de ceux de TNT que les résultats de surpression

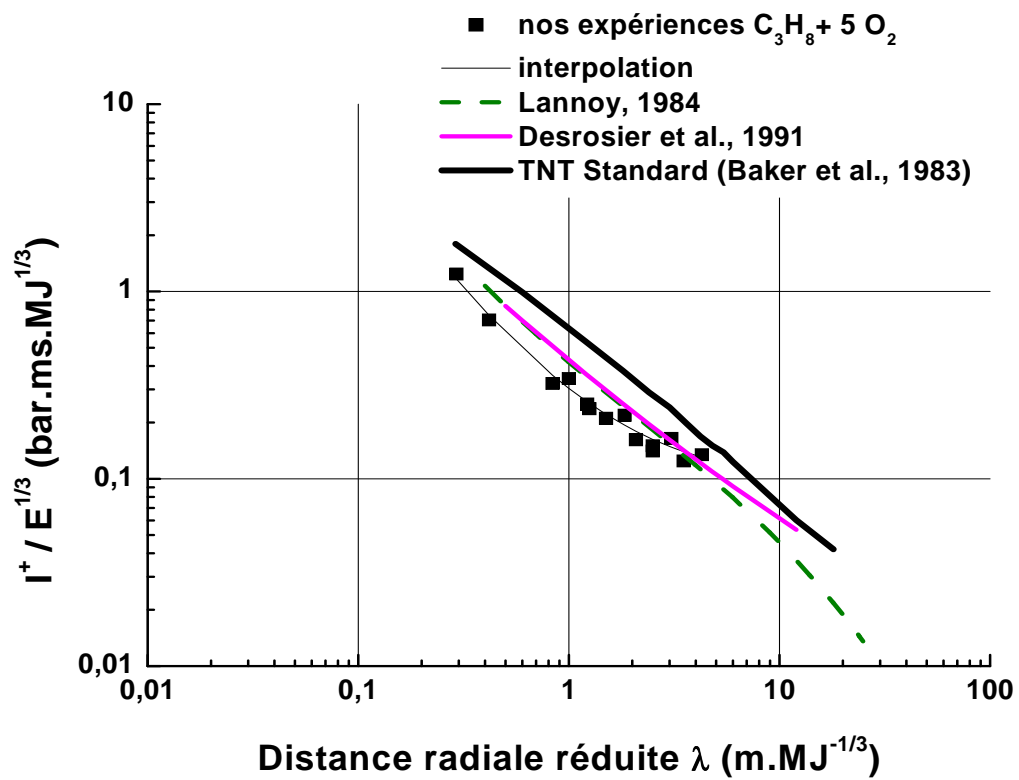


FIG. 2.8: Impulsion positive incidente $\frac{I^+}{E^{1/3}}$ en fonction de la distance radiale réduite λ ($\text{m.MJ}^{-1/3}$).

de Desrosier et al. (1991). C'est l'inverse pour les résultats d'impulsion : en effet, à partir de $4 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, les résultats d'impulsion de Desrosier et al. (1991) se rapprochent plus de ceux de TNT que les résultats d'impulsion de Lannoy (1984). En champ lointain ($\lambda > 5 \text{ m.MJ}^{-1/3}$), la figure 2.7 montre une nette cohérence des différents résultats de surpression reportés ; en ce qui concerne les lambdas plus petits (inférieurs à $5 \text{ m.MJ}^{-1/3}$), nos résultats expérimentaux de surpression sont inférieurs de 25 % à ceux de Lannoy. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les essais de Lannoy (1984) n'ont pas été réalisés à la même échelle que celle de nos expériences : en effet ils utilisent des volumes variant de $5,2 \cdot 10^{-4}$ à 510 m^3 , et les mélanges gazeux mis en jeu sont divers : propane-oxygène, propane-air, acétylène-air, éthylène-air en proportions stoechiométriques. Pour les distances radiales réduites inférieures à $1,47 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, nos résultats expérimentaux d'impulsion (figure 2.8) sont inférieurs de 25 % à ceux de Lannoy et Desrosier. La même raison que celle précisée précédemment peut expliquer cette différence. Nous observons également que notre loi d'impulsion n'a pas la même courbure que celle des autres auteurs cependant les résultats restent globalement cohérents. En ce qui concerne les résultats de Desrosier (1991), ils proviennent d'essais réalisés avec un mélange propane-oxygène en proportions stoechiométriques à la même échelle que nos expériences, cependant, l'amorçage des détonations peut être soit centré (fil explosé placé au centre de la charge gazeuse) soit décentré (fil explosé excentré par rapport au centre de la charge gazeuse), alors que lors de nos essais, l'amorçage est toujours centré. Les résultats de Desrosier sont donc à prendre avec pondération car ils regroupent des résultats d'essais en amorçage centré et décentré, à partir desquels un seul et même polynôme a été déduit, ce qui peut expliquer l'écart avec nos résultats pour les

faibles distances radiales réduites.

- Si nous faisons glisser l'abaque de surpression de notre charge de gaz sur l'abaque TNT en suivant l'axe de la distance radiale réduite λ , nous pouvons alors tracer l'évolution de l'équivalent TNT $[TNTe]_{\Delta P_{\max}}$ en fonction de la distance radiale réduite (figure. 2.9) :

$$\ln ([TNTe]_{\Delta P_{\max}}) = 1,089 - 0,518 (\ln \lambda) + 0,052 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,29 \leq \lambda (\text{m.MJ}^{-1/3}) \leq 15 \quad (2.1)$$

- Une démarche similaire peut être menée avec les impulsions réduites en glissant cette fois l'abaque de gaz sur l'abaque de TNT le long de la première bissectrice, ce qui nous permet de tracer l'évolution de l'équivalent TNT $[TNTe]_I$ en fonction de la distance radiale réduite (figure. 2.10) :

$$\ln ([TNTe]_I) = 1,152 + 0,010 (\ln \lambda) - 0,408 (\ln \lambda)^2 \text{ avec } 0,29 \leq \lambda (\text{m.MJ}^{-1/3}) \leq 4,27 \quad (2.2)$$

2.6.3 Discussion

La méthode de détermination de l'équivalence TNT est basée selon (Kleine et al., 2003 et Kleine et al., 2005) sur une comparaison des pics de pression incidente en fonction de la distance au centre de la charge pour le TNT et l'explosif considéré . Cependant, comme il est indiqué dans les travaux de Brossard (1982), cette équivalence peut être également

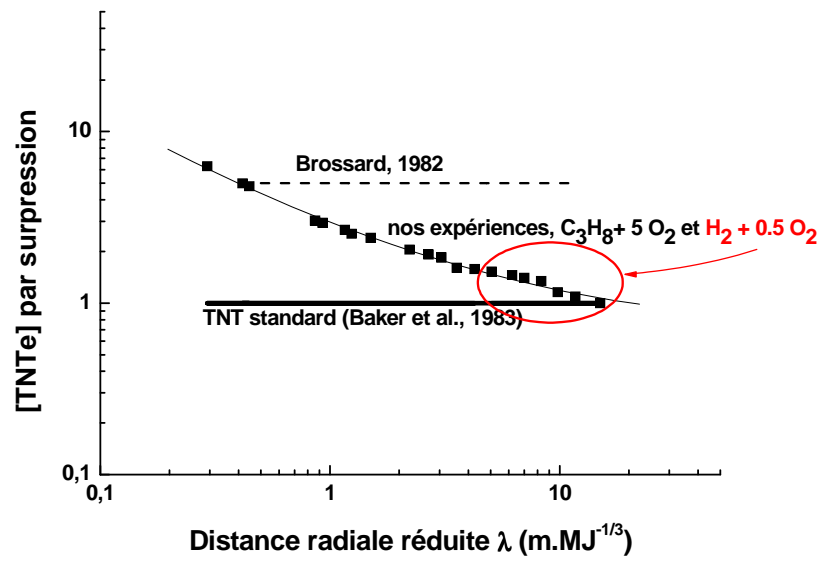


FIG. 2.9: Variation de l'équivalent TNT $[TNTe]_{\Delta P_{max}}$ (calculé via la surpression) en fonction de la distance radiale réduite λ ($m \cdot MJ^{-1/3}$). Loi (2.1).

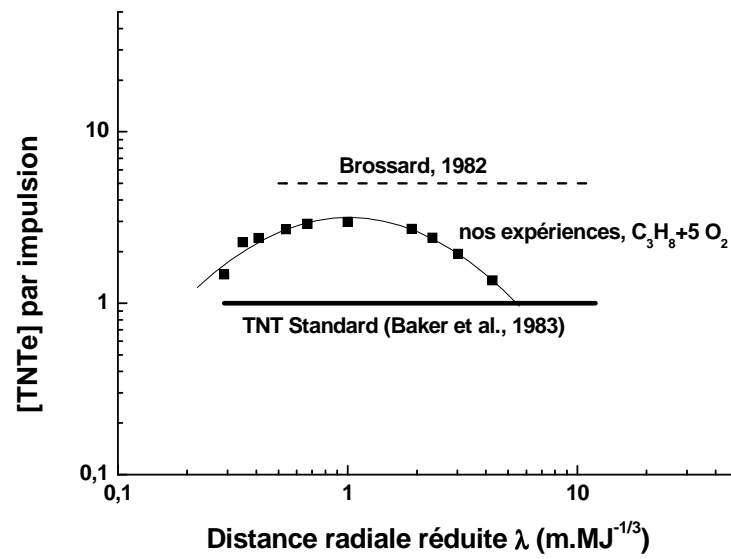


FIG. 2.10: Variation de l'équivalent TNT $[\text{TNTe}]_I$ (calculé via l'impulsion) en fonction de la distance radiale réduite λ ($\text{m.MJ}^{-1/3}$). Loi (2.2).

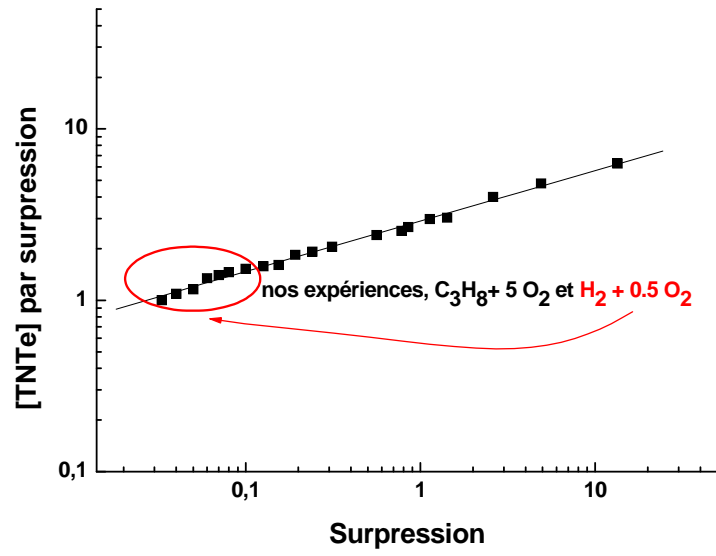


FIG. 2.11: Variation de l'équivalent TNT $[TNTe]_{\Delta P_{\max}}$ (calculé via la surpression) en fonction de la surpression positive incidente $\frac{\Delta P^+}{P_0}$. $\ln([TNTe]_{\Delta P_{\max}}) = 1,063 + 0,294 \left(\ln \frac{\Delta P^+}{P_0} \right) + 0,052 \left(\ln \frac{\Delta P^+}{P_0} \right)^2$ avec $0,03 \leq \frac{\Delta P^+}{P_0} \leq 13,4$ (loi(2.3)).

calculée de la même manière en comparant les distances radiales pour lesquelles sont obtenues les mêmes valeurs des autres paramètres caractéristiques de l'onde de souffle, à savoir l'impulsion ou la durée de la phase positive, pour le TNT et l'explosif. Ici, nous avons choisi de comparer notre explosif gazeux au TNT via la surpression et l'impulsion positives ; ces deux comparaisons nous font remarquer d'une part que l'équivalence n'est pas la même suivant le paramètre avec lequel elle est déterminée (surpression ou impulsion), et d'autre part, que l'équivalence TNT dans les deux cas est une fonction de la distance à l'explosion, ce qui corrobore la démarche de Wharton et al. (2000) (cf Annexe E).

Pour les besoins de notre étude, nous avons estimé à partir des figures 2.9 et 2.10 une valeur moyenne de l'équivalent TNT. Nous obtenons alors les valeurs moyennes :

- $[\text{TNTe}]_{\Delta P_{\max}}^{\text{moy}} = 2,39$ pour celle étudiée suivant la surpression, λ appartenant à l'intervalle $[0, 29 - 15]$ m.MJ^{-1/3} ;
- $[\text{TNTe}]_I^{\text{moy}} = 2,31$ pour celle étudiée suivant l'impulsion, λ appartenant à l'intervalle $[0, 29 - 4, 27]$ m.MJ^{-1/3}.

Ces deux méthodes d'évaluation de l'équivalent TNT donnent donc bien une valeur moyenne du même ordre de grandeur. Pour conclure, nous choisirons la valeur moyennée 2,35 comme équivalent TNT pour la suite de nos travaux, ce qui signifie que les mêmes effets mécaniques ont lieu aux mêmes abscisses radiales si l'énergie de la charge de gaz est 2,35 plus grande que celle de la charge de TNT :

$$E_{\text{gaz}} = 2,35 E_{\text{TNT}} \text{ pour } \lambda \in [0, 29 - 15] \text{ m.MJ}^{-1/3}$$

Cependant, il est certain que le fait de choisir un équivalent moyen reste une ap-

proximation. Dans le cas des explosions se produisant à proximité de la structure (pour des distances radiales réduites inférieures à $1 \text{ m.MJ}^{-1/3}$), il sera préférable de considérer la loi (2.1) (exprimant l'équivalent TNT en fonction de la distance radiale réduite) ou la loi (2.3) (figure 2.11) (exprimant l'équivalent TNT en fonction de la surpression positive incidente) pour déterminer l'équivalent TNT via la surpression, et la loi (2.2) pour déterminer l'équivalent TNT via l'impulsion.

Par exemple, à une distance radiale réduite $\lambda = 0,9 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ du centre de l'explosion, la surpression positive et l'impulsion réduite positive engendrées valent respectivement 1,13 bar et 0,30 bar.ms.MJ^{-1/3}. De plus, l'équivalent déterminé par le biais de la surpression $[\text{TNTe}]_{\Delta P_{\max}}$ vaut en ce point 3,1 et l'équivalent déterminé par le biais de l'impulsion $[\text{TNTe}]_I$ vaut 3,14. Nous adoptons alors la démarche inverse, et déterminons l'impulsion obtenue pour l'équivalent $[\text{TNTe}]_{\Delta P_{\max}} = 3,1$: l'impulsion engendrée a une valeur de 0,32 bar.ms.MJ^{-1/3} (erreur de 6,25 % par rapport à l'impulsion mesurée) ; de même nous déterminons la surpression obtenue pour l'équivalent $[\text{TNTe}]_I = 3,14$, on obtient une surpression de 1,33 bar (erreur de 18 % par rapport à la surpression mesurée). Ainsi, nous voyons que selon l'équivalent choisi (calcul par le biais de la surpression ou de l'impulsion), l'erreur sur la surpression et l'erreur sur l'impulsion ne sont pas les mêmes. Il est donc très délicat de déterminer un équivalent TNT universel pour le mélange gazeux, on est amené soit à utiliser le terme d'équivalent par la surpression soit le terme d'équivalent par l'impulsion, il est important de rester vigilant à ce sujet.

Remarque 3 *Les équivalences énergétiques de 5 obtenue dans le cas des essais AMEDE et de 2,35 pour nos expériences à petite échelle ne sont pas incohérentes entre elles. En effet,*

les énergies exprimées dans les abaques apparaissent à la racine cubique, ainsi :

- pour les essais AMEDE :

$$E_{gaz} = 5 E_{TNT}$$

soit :

$$\lambda_{gaz} = \frac{r}{(E_{gaz})^{1/3}} = 0,585 \frac{r}{(E_{TNT})^{1/3}} \text{ pour } 0,3 \leq \lambda(\text{m.MJ}^{-1/3}) \leq 12$$

- pour les essais à petite échelle :

$$E_{gaz} = 2,35 E_{TNT}$$

soit :

$$\lambda_{gaz} = \frac{r}{(E_{gaz})^{1/3}} = 0,75 \frac{r}{(E_{TNT})^{1/3}} \text{ pour } 0,29 \leq \lambda(\text{m.MJ}^{-1/3}) \leq 15$$

- l'ensemble des résultats expérimentaux montre qu'un écart de 0,165 sur la valeur de la distance réduite telle que $0,29 \leq \lambda(\text{m.MJ}^{-1/3}) \leq 15$ conduit sur la pression à un écart de 6% en moyenne ce qui vis-à-vis d'une structure est négligeable...

2.7 Mesure de l'onde de pression

2.7.1 Mesures, enregistrements et exploitation des signaux de pression

Nous allons décrire la chaîne de mesure permettant de caractériser l'onde de choc consécutive à la détonation du confinement gazeux propane-oxygène.

De un à huit capteurs (suivant le type d'expériences) piézo-électriques (Kistler 603 B) isolés mécaniquement par du caoutchouc sont placés dans le plan de la table ou sur les parois des obstacles, à différentes distances radiales ($r_c = 7, 10, 20, 30, 40, 50, 60$ et 70 cm pour les capteurs situés sur la table). Les distances radiales sont mesurées à partir du centre de la charge explosive. Des oscilloscopes numériques (Tektronix TDS 3034 B) permettent de visualiser et d'acquérir les signaux de pression amplifiés par les amplificateurs de charge (Kistler 5011 B) reliés aux capteurs (voir Fiches Techniques en Annexe B). Une ligne de synchronisation S permet de déclencher à l'amorçage l'enregistrement des signaux de pression qui peuvent être ensuite exploités par un système informatique. De cette exploitation, nous pouvons déduire, en particulier, les sept caractéristiques principales (Dorofeev et al., 1995) du signal en "N" de l'onde de choc (figure 2.12) :

- ΔP^+ la valeur maximale de la surpression ;
- ΔP^- la valeur maximale de la dépression ;
- t^+ la durée de la phase positive ;
- t^- la durée de la phase négative ;
- t_0 l'instant d'arrivée de l'onde au point de mesure ;
- I^+ l'impulsion positive définie par $I^+(t) = \int_{t_0}^{t_0+t^+} P(t)dt$;

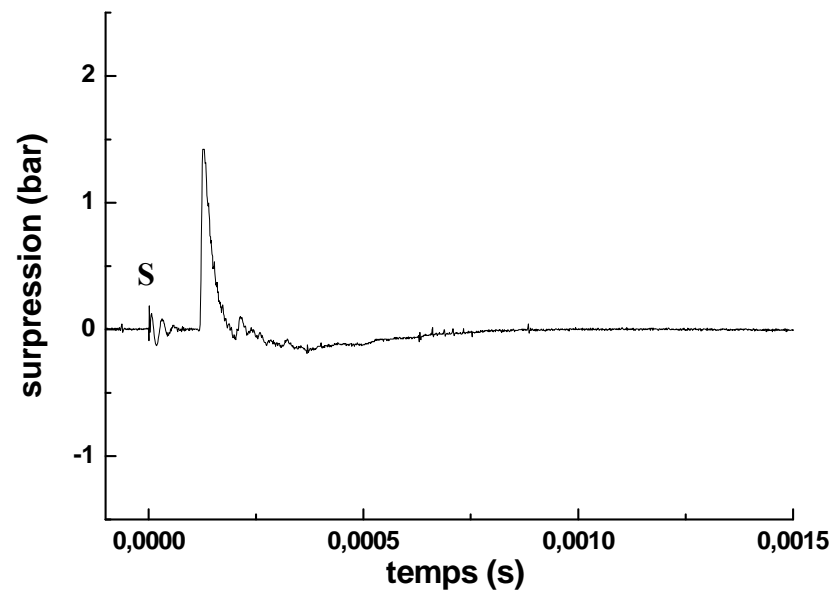


FIG. 2.12: Pression incidente à l'abscisse radiale $r_c = 0,10$ m, consécutive à la détonation d'une bulle de propane-oxygène de rayon $R_0 = 0,03$ m. S signal provenant de la ligne de synchronisation avec le système d'amorçage.

- I^- l'impulsion négative définie par $I^-(t) = \int_{t_0+t^+}^{t_0+t^++t^-} P(t)dt$.

La figure 2.12 montre un oscillogramme type du signal de pression caractérisant, à l'abscisse $r_c = 0,10$ m, l'onde de choc consécutive à la détonation de charges gazeuses uniformes $C_3H_8 + 5 O_2$ dans le cas où la source d'amorçage est centrée par rapport au centre du confinement de rayon initial 0,03 m.

2.7.2 Erreurs et dispersion des mesures

Les incertitudes des mesures sont liées aux erreurs et à la dispersion inhérente à l'expérience. Elles se situent à plusieurs niveaux :

- préparation du mélange gazeux (pressions partielles, manomètre électronique, ...)
- volume du confinement (rayon R_0 , symétrie ...)
- énergie d'alimentation (différence de potentiel V ...)
- chaîne de mesure de pression (amplificateurs, capteurs, numérisation sur l'oscilloscope...)
- phénomènes physiques ...

Donc il nous paraît important de vérifier la bonne reproductibilité des expériences. La répétabilité des essais en champ libre et à altitude nulle (A.P amorçage plan) a été testée pour quelques-unes des principales caractéristiques du signal de pression (ΔP^+ , t_0 , t^+ et I^+), dans le cas d'un confinement de rayon initial R_0 égal à 0,03 m. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 2.3. Nous rappelons que tous les résultats sont ramenés à la symétrie sphérique.

A la vue des écarts-types calculés, nous pouvons constater que la reproductibilité est bonne.

Nous procédons de la même manière pour les tirs en altitude (A.H amorçage en hauteur) dans le cas d'un confinement (ballon) de rayon initial R_0 égal à 0,05 m placé à une altitude $z = 0,2$ m au-dessus du capteur de pression. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 2.4.

Le grand nombre de mesures réalisées d'une part, et la bonne reproductibilité des phénomènes d'autre part, conduisent à des résultats qui statistiquement sont en bonne corrélation. Il est important de remarquer que même si certaines courbes ne font apparaître que quelques points, ces points sont en fait le résultat de plusieurs valeurs obtenues et moyennées.

Remarque 4 *Les impulsions de la phase positive I^+ par unité d'aire sont calculées par intégration numérique de la phase positive des signaux de pression enregistrés. Les valeurs d'impulsion obtenues ainsi sont ensuite ramenées à la racine cubique de l'énergie E contenue dans la charge explosive.*

2.8 Protocole d'essai adopté

Dans ce paragraphe, nous allons décrire le protocole d'essai adopté pour mesurer les variations de pression du champ incident et sur les obstacles. Deux formes différentes d'obstacles ont été étudiées. Ces formes modélisent les principales structures rencontrées sur un site industriel. Ces obstacles sont constitués de plaques en Leucoflex de 1 cm d'épaisseur ; les structures sont creuses de sorte que les capteurs utilisés pour mesurer les pressions puissent être logés à l'intérieur de l'obstacle.

Nous nous plaçons dans le cas d'un solide indéformable.

Numéro du tir	ΔP^+ (bar)	t_0 (ms)	t^+ (ms)	$I^+/E^{1/3}$ (bar.ms.MJ ^{-1/3})
1	1,419	0,119	0,075	0,3420
2	1,411	0,123	0,080	0,3301
3	1,426	0,113	0,079	0,3479
4	1,412	0,122	0,076	0,3420
5	1,422	0,115	0,078	0,3431
Moyenne	1,418	0,1184	0,0776	0,3410
Ecart-type	0,0058	0,0039	0,0018	0,0059
Pourcentage de l'écart type par rapport à la moyenne (%)	0,41	3,29	2,32	1,73

TAB. 2.3: Vérification de la répétabilité des tirs pour un confinement (bulle de savon) $C_3H_8 + 50_2$ de rayon initial R_0 égal à 0,03 m , $r = 0,1$ m, $V = 7$ kV, symétrie sphérique.

Numéro du tir	ΔP^+ (bar)	t_0 (ms)	t^+ (ms)	$I^+/E^{1/3}$ (bar.ms.MJ ^{-1/3})
1	5,6	0,285	0,541	1,1631
2	5,61	0,272	0,555	1,1651
3	5,56	0,281	0,533	1,1425
4	5,62	0,265	0,556	1,1840
5	5,59	0,276	0,546	1,1639
Moyenne	5,596	0,2758	0,5462	1,1638
Ecart-type	0,077	0,007	0,0087	0,013
Pourcentage de l'écart type par rapport à la moyenne (%)	1,38	2,54	1,59	1,12

TAB. 2.4: Vérification de la répétabilité des tirs pour un confinement (ballon) $C_3H_8 + 50_2$ de rayon initial R_0 égal à 0,05 m , $z = 0,2$ m, $V = 7$ kV, symétrie sphérique.

Nous travaillerons donc avec : une structure parallélépipédique et une structure cylindrique.

2.8.1 Le déroulement des essais

Lorsqu'un obstacle est placé au sein d'un champ de pression, cela modifie ce champ. Afin de quantifier cette modification, il est nécessaire de comparer les deux champs de pression : le champ de pression perturbé et le champ de pression non perturbé dit champ incident. Ainsi, nous effectuons tout d'abord les mesures de pression incidente sans l'obstacle, et ensuite les mesures de pression sur les parois de l'obstacle dans les mêmes conditions (c'est en effet grâce à la reproductibilité des essais que nous pouvons procéder ainsi).

Les expériences se déroulent donc de la manière suivante :

1. Huit capteurs piézo-électriques (Kistler 603 B) sont disposés sur le plateau horizontal, leur face sensible affleurant au plan de la table à des distances radiales r_c du centre d'explosion ($r_c = 7, 10, 20, 30, 40, 50, 60$ et 70 cm). Ces capteurs permettent donc de mesurer la pression en champ libre, c'est-à-dire au passage de l'onde de choc incidente lancée dans l'air par l'explosion de la charge gazeuse de rayon R_0 . Ces expériences sont réalisées à altitude nulle (amorçage plan) et à altitude non nulle z (amorçage en hauteur).
2. Dans un deuxième temps, l'obstacle à étudier est placé dans le champ de pression incident relevé auparavant. Pour chaque obstacle, les variations de pressions supportées par les parois sont enregistrées simultanément en différents points de celles-ci suivant la localisation des capteurs définie sur les figures 2.13 et 2.14. L'opération est répétée

pour plusieurs positions r de l'obstacle, r étant la distance entre l'obstacle et le centre de l'explosion. Ces expériences sont réalisées pour des explosions ayant lieu à altitude nulle (amorçage plan) et à altitude non nulle z (amorçage en hauteur).

2.8.2 Localisation des capteurs de pression sur les obstacles

Afin d'établir la cartographie des efforts de pression supportés par une structure, plusieurs capteurs sont utilisés simultanément. Chaque capteur est logé dans un trou percé dans la paroi de l'obstacle, sa membrane affleurant à la paroi. Pour chaque obstacle, la disposition des capteurs est donnée sur les figures 2.13 et 2.14.

Les différentes faces planes de l'obstacle parallélépipédique sont désignées par les lettres suivantes :

- F pour la face avant directement exposée à l'onde de pression incidente, et donc perpendiculaire à sa direction de propagation.

- L pour les faces latérales.

- T pour la face supérieure.

- R pour la face arrière.

Par extension, ces lettres sont attribuées aux capteurs placés sur ces faces, par exemple un capteur situé sur la face avant (F) est repéré par la lettre F. Comme neuf capteurs sont implantés sur une même face (cf figure 2.13), la lettre qui les nomme est indicée par un chiffre, par exemple F_0 désigne le capteur placé au centre de la face avant du parallélépipède.

Appliquées à l'obstacle cylindrique, ces notations (F, L, R, T) indicées au besoin, désignent une génératrice ainsi que les capteurs placés sur cette génératrice (figure 2.14).

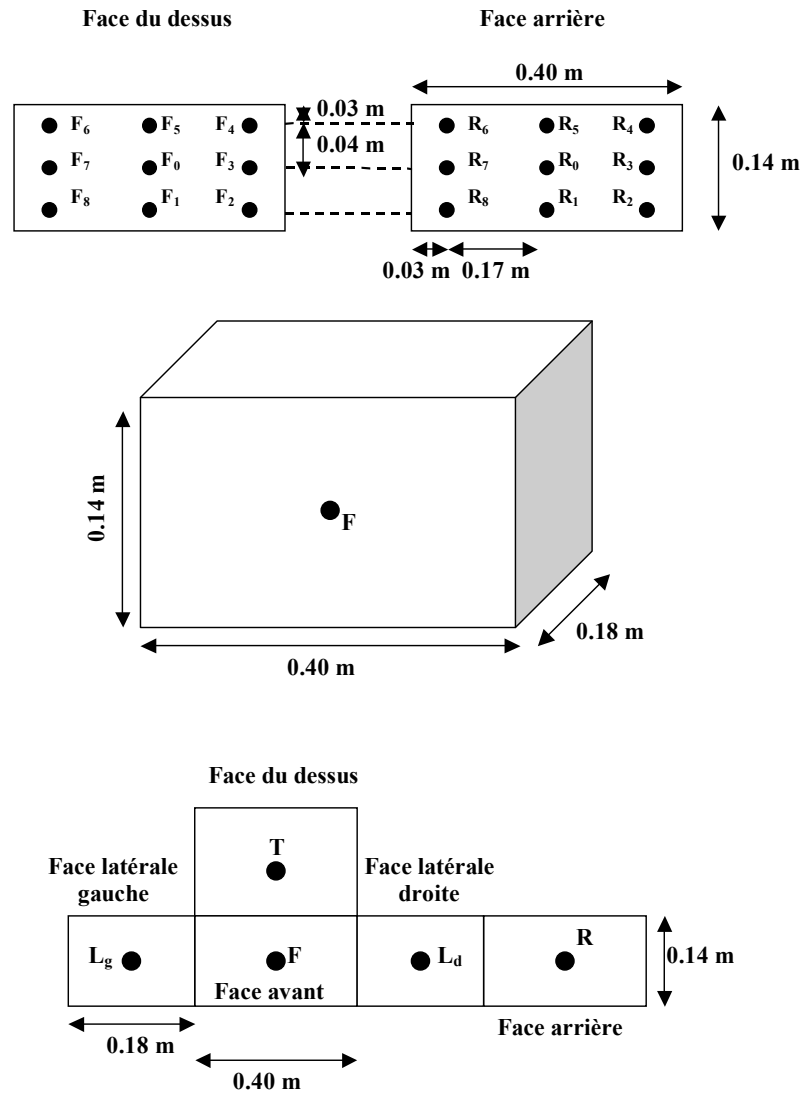


FIG. 2.13: Dimensions du parallélépipède et localisation des capteurs.

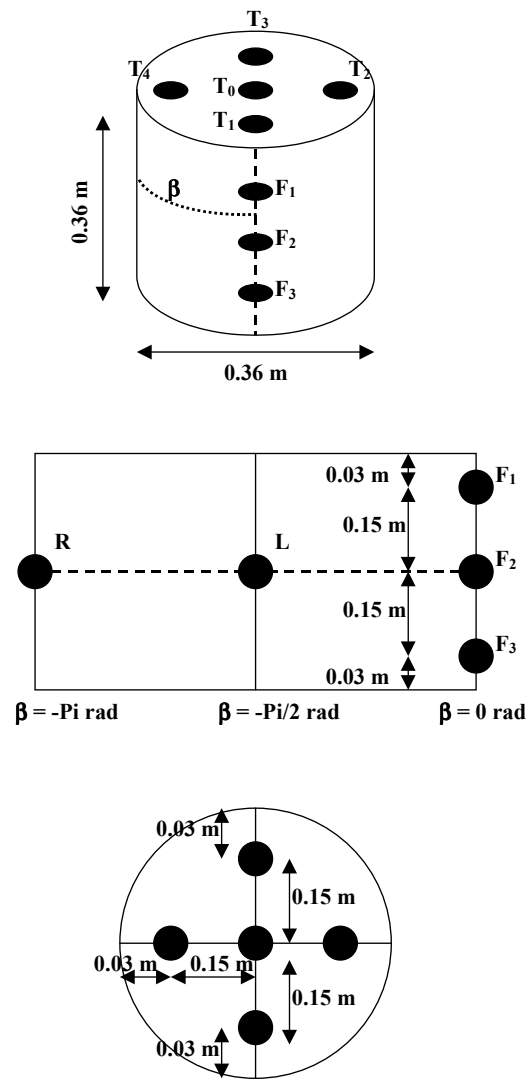


FIG. 2.14: Dimensions du cylindre et localisation des capteurs.

Chapitre 3

Présentation générale du code

Autodyn et modélisation

numérique d'un cas test équivalent aux expériences

Nous décrivons dans cette partie les simulations numériques relatives à la détonation d'une charge de TNT en milieu aérien à proximité d'un obstacle. Après avoir introduit le code de calcul Autodyn et ses spécifications, nous présentons la méthode de calcul mise en application dans Autodyn afin de simuler la propagation des ondes de choc à l'aide d'un exemple numérique adapté à notre étude.

Cette étude sur Autodyn va donc nous permettre d'évaluer les capacités d'un tel code à prédire le comportement d'une onde de choc lorsqu'elle se propage à proximité

d'une géométrie. Pour cela, nous pourrions utiliser les données recueillies lors des expériences effectuées pour notre travaux afin de les comparer aux résultats numériques obtenus sous Autodyn, ce qui nous permettra de valider ou non ce code pour ce domaine d'application.

3.1 Présentation générale du code de calcul Autodyn

Le logiciel utilisé dans notre étude est Autodyn Version 6. Il permet de simuler le comportement de solides, fluides ou de gaz sous des chargements très rapides. Ce logiciel combine plusieurs techniques numériques adaptées à trois grands types de problèmes :

- Impact et perforation ;
- Explosions et ondes de choc en milieu aérien ;
- Interaction entre une onde de choc et une structure.

Autodyn a été lancé pour la première fois en 1986 par Century Dynamics sous le nom d'Autodyn-2D. Puis, c'est en 1991 qu'est né son homologue en trois dimensions, Autodyn-3D. Les programmes Autodyn permettent de résoudre une grande variété de problèmes non-linéaires de dynamique des gaz, des solides et des fluides par les méthodes des différences finies, des volumes finis et des éléments finis. Les schémas d'intégration temporelle sont toujours explicites.

Le mouvement de la structure d'un matériau est régi par des lois et des conditions physiques. Ces équations fondamentales décrivent le comportement dynamique du matériau :

– la conservation locale de la masse :

$$\rho = \frac{\rho_0 V_0}{V} = \frac{m}{V}$$

– la conservation de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned}\rho \ddot{x} &= \frac{\delta \sigma_{xx}}{\delta x} + \frac{\delta \sigma_{xy}}{\delta y} + \frac{\delta \sigma_{xz}}{\delta z} \\ \rho \ddot{y} &= \frac{\delta \sigma_{yx}}{\delta x} + \frac{\delta \sigma_{yy}}{\delta y} + \frac{\delta \sigma_{yz}}{\delta z} \\ \rho \ddot{z} &= \frac{\delta \sigma_{zx}}{\delta x} + \frac{\delta \sigma_{zy}}{\delta y} + \frac{\delta \sigma_{zz}}{\delta z}\end{aligned}$$

– la conservation de l'énergie :

$$e = \frac{1}{\rho} (\sigma_{xx} \varepsilon_{xx} + \sigma_{yy} \varepsilon_{yy} + \sigma_{zz} \varepsilon_{zz} + 2\sigma_{xy} \varepsilon_{xy} + 2\sigma_{yz} \varepsilon_{yz} + \sigma_{zx} \varepsilon_{zx})$$

e est l'énergie interne spécifique (J.kg^{-1}), ρ est la masse volumique (kg.m^{-3}), V le volume (m^3), m la masse (kg), σ_{xx} le tenseur des contraintes dans les directions des axes principaux, ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} , ε_{xy} , ε_{yz} , ε_{zx} les tenseurs des déformations.

Les programmes Autodyn utilisent alors ces équations de conservation de la dynamique des fluides. Mais afin d'obtenir une solution complète du problème, ces équations doivent être associées à une autre relation, appelée équation d'état, exprimant la pression en fonction du volume spécifique et de la température. Ainsi, pour compléter la description du comportement des matériaux, Autodyn propose un certain nombre d'équations d'état

et de schémas numériques.

Dans notre étude, l'explosif TNT est décrit par l'équation d'état de Johns, Wilkins et Lee (JWL Equations of State Coeffs for High Explosives, 1973) qui est la forme d'équation la plus rencontrée en ce qui concerne les produits de détonation, elle est habituellement utilisée pour des pressions allant jusqu'à 100 MPa :

$$P = C_1 \left(1 - \frac{w}{r_1 v}\right) e^{-r_1 v} + C_2 \left(1 - \frac{w}{r_2 v}\right) e^{-r_2 v} + \frac{we}{v} \quad (3.1)$$

où :

P : pression dans les produits de détonation (Pa)

e : énergie interne des produits de détonation (J.kg^{-1})

C_1, C_2, r_1, r_2, w : constantes ajustables

v : volume spécifique, $v = \frac{\rho_0}{\rho}$

Cette équation est une équation empirique (Brode, 1958). Les constantes C_1, C_2, r_1, r_2 et w doivent être considérées comme des constantes ajustables ; en effet, jusqu'à présent, l'étude de ces constantes a conduit à des valeurs différentes suivant la nature de l'explosif choisi. De plus ces constantes sont interdépendantes, c'est-à-dire que si une seule constante est modifiée, cette modification entraîne obligatoirement une modification des autres constantes. Les données relatives au TNT sont disponibles dans la base de données d'Autodyn et sont précisées ultérieurement (paragraphe 3.3.1).

L'air modélisant le milieu environnant est décrit par l'équation d'état des gaz parfaits qui s'écrit de manière générale :

$$P = \frac{n\mathfrak{R}T}{V} \quad (3.2)$$

où :

P : pression (Pa)

n : nombre de moles (mol)

\mathfrak{R} : constante du gaz parfait, $\mathfrak{R} = 8,314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$

T : température absolue (K)

V : volume (m^3)

ou encore :

$$P = (\gamma - 1)\rho e \quad (3.3)$$

où :

γ : rapport des chaleurs spécifiques,

ρ : masse volumique (kg.m^{-3})

e : énergie interne massique (J.kg^{-1})

3.2 Détonation en milieu aérien : exemple numérique

Dans ce paragraphe, nous allons décrire la méthode de calcul que nous avons appliquée avec Autodyn afin de simuler la propagation d'une onde de choc consécutive à la détonation d'une charge de TNT, en milieu aérien, avec ou sans obstacle . Ainsi, nous nous intéressons aux valeurs des pressions incidentes (sans obstacles) et aux valeurs des pressions réfléchies (mesurées sur l'obstacle lorsque l'explosion a lieu au niveau du sol à proximité

de l'obstacle ou lorsque l'explosion a lieu à une altitude non nulle). Nous rappelons que notre objectif premier est de pouvoir prédire selon la position de l'explosion les effets de la propagation d'une onde de choc consécutive à la détonation d'une charge explosive. Pour cela, nous avons réalisé à échelle de laboratoire des expériences consistant à faire détoner un mélange gazeux à base de propane et d'oxygène en proportions stœchiométriques à proximité ou non d'un obstacle représentant une installation industrielle. Une équivalence énergétique moyenne a pu être établie entre le gaz et le TNT, nous permettant de pouvoir calculer la masse équivalente de TNT engendrant les mêmes effets mécaniques que notre masse de mélange gazeux. Cette équivalence énergétique traduit l'énergie résultant de la détonation de notre mélange gazeux à base de propane et d'oxygène en proportions stœchiométriques en terme d'équivalent TNT :

$$E_{gaz} = 2,35 \cdot E_{TNT} \quad (3.4)$$

La valeur de l'équivalence est de 2,35 ce qui signifie que les mêmes effets mécaniques ont lieu aux mêmes abscisses radiales si l'énergie de la charge gazeuse est 2,35 fois plus grande que celle de la charge de TNT.

L'équivalence énergétique peut être traduite également en termes de masse équivalente de TNT, comme ceci :

$$\frac{1}{2} V_{Sphérique} \times E_{v,gaz} = 2,35 \cdot E_{TNT}$$

soit :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{4}{3} \cdot \Pi R_0^3 \cdot \frac{\Delta H_R^*}{n_T V_{mol}} = 2,35 \cdot m_{TNT} \cdot E_{TNT_{mass}} \quad (3.5)$$

où :

$V_{Sphérique}$: volume de la charge explosive (sphérique).

V_{mol} : volume molaire = $22,4 \cdot 10^{-3}$ ($m^3 \cdot mol^{-1}$) dans les conditions standards de température et de pression.

$E_{TNT_{mass}}$: énergie massique du TNT = $4,6$ $kJ \cdot kg^{-1}$.

ΔH_R^* : enthalpie massique du mélange gazeux $C_3H_8 + 5 O_2$.

n_T : nombre total de moles de la réaction globale de notre mélange gazeux propane-oxygène ($C_3H_8 + 5 O_2$, donc $n_T = 5+1 = 6$ moles).

R_0 : rayon de la charge gazeuse (m).

m_{TNT} : masse de TNT (kg).

ce qui conduit à une masse équivalente $m_{eq(TNT)}$ de TNT (tableau 3.1) :

$$m_{eq(TNT)} = 0,89 \frac{\Delta H_R^* \cdot R_0^3}{n_T V_{mol} E_{TNT_{mass}}} \quad (3.6)$$

Par exemple, pour un confinement hémisphérique de rayon 0,06 m, la masse équivalente de TNT est de 0,635 g. Pour la suite de la description de la méthode d'analyse sous Autodyn, nous travaillerons avec cette masse de TNT équivalente valant 0,635 g.

Ainsi, cette étude numérique consistant à faire détoner la masse équivalente TNT de notre mélange gazeux va être un moyen non seulement d'étudier la propagation de l'onde de choc consécutive à la détonation de TNT en milieu aérien en présence d'obstacle ou non, mais aussi de valider le code Autodyn pour notre étude.

Rayon de la charge gazeuse (m)	Masse équivalente de TNT (kg) selon rayon de la charge hémisphérique de gaz
0,03	$0,794 \cdot 10^{-4}$
0,04	$1,882 \cdot 10^{-4}$
0,05	$3,676 \cdot 10^{-4}$
0,06	$0,635 \cdot 10^{-3}$
0,07	$1,009 \cdot 10^{-3}$

TAB. 3.1: Masse équivalente de TNT

L'intérêt d'utiliser un tel code est de pouvoir simuler des explosions à grande échelle (où échelle 1) une fois qu'ils ont été validés à échelle de laboratoire (échelle $1/k^{\text{ème}}$). Le passage de l'échelle de laboratoire (maquette de dimension X/k , charge explosive de masse m) à l'échelle réelle (bâtiment de dimension X , charge explosive de masse m/k^3 g) se fait par application de la similitude d'Hopkinson comme il a été évoqué dans le paragraphe 1.2.1.

3.3 Analyse numérique

Voici les objectifs de ce paragraphe :

- modéliser la détonation et la propagation d'une charge de 0,635 g de TNT.
- évaluer les chargements qu'une détonation de 0,635 g de TNT imposerait

sur une structure de dimensions connues (de formes parallélépipédique ou cylindre, voir chapitre 2), en considérant les façades comme infiniment rigides. Cette hypothèse signifie que les structures sont considérées comme indéformables.

Chaque analyse de ce type est réalisée en deux étapes : tout d'abord, nous modélisons la détonation de la charge de TNT et la propagation initiale de l'onde de choc consécutive à cette détonation en 1D avant que l'interaction avec l'obstacle ne se produise (Autodyn Tutorial, 2005) (Luccioni et al., 2004). Ensuite, la seconde étape consiste à appliquer la technique du « remapping ». Le « remapping » (figure 3.1) est une technique permettant à l'utilisateur d'Autodyn d'utiliser les solutions du calcul initial effectué en 1D et de les « imposer » à toutes les régions ou à une région particulière d'un second modèle 3D. La géométrie pourrait être certes modélisée en 3D dès le début du calcul, cependant

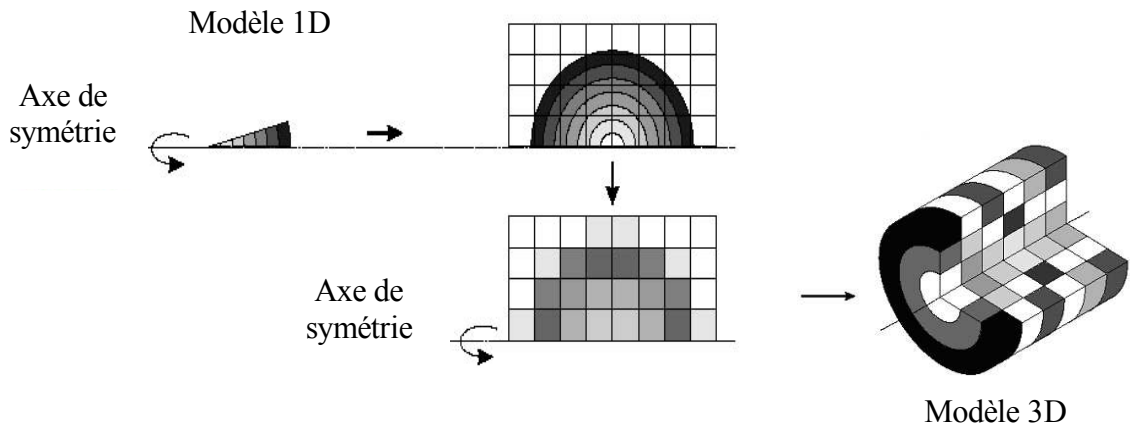


FIG. 3.1: Passage de 1D en 3D, technique du remapping.

le nombre de cellules requises afin d'avoir un maillage suffisamment fin pour les premières étapes du calcul deviendrait alors excessif et rendrait le problème trop coûteux.

Les chargements sur les obstacles peuvent alors être évalués ensuite à partir des enregistrements des variations de pression en fonction du temps obtenus au niveau des jauges qui ont été placées sur les structures lors de la création du modèle.

3.3.1 Propagation de l'onde de choc consécutive à la détonation

Etapes initiales de cette propagation

Nous souhaitons modéliser la détonation d'une charge gazeuse composée de propane et d'oxygène de rayon 0,06 m. Nous l'avons vu précédemment, connaissant l'équivalent énergétique TNT de 2,35 (voir équation (3.4)), cette charge peut être modélisée sous Auto-dyn par une charge équivalente de TNT de masse 0,635 g d'après l'équation (3.6).

La géométrie du modèle 1D est dessinée sur la figure 3.2. Ce modèle considère

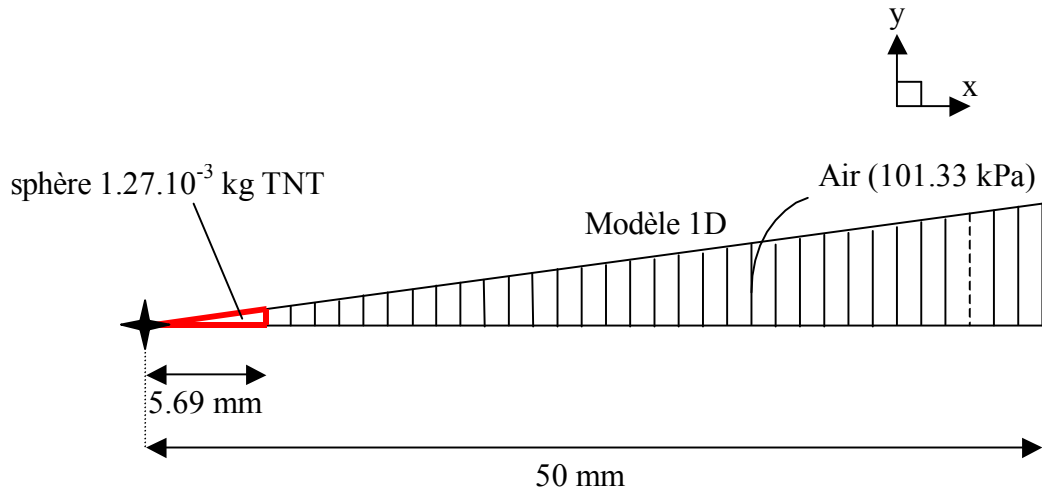


FIG. 3.2: Modèle 1D, symétrie sphérique.

une détonation d'une charge de TNT de $0,635 \text{ g}$ dans l'air aux conditions ambiantes. Les matériaux sont modélisés par l'équation du gaz parfait pour l'air (3.3) et par l'équation de type JWL (3.1). Les paramètres de ces deux équations d'état sont résumés dans les tableaux ci-dessous 3.2 et 3.3 (Autodyn, 2005).

Vu la symétrie sphérique du modèle 1D (figure 3.2), la discrétisation de celui-ci se fait selon un seul axe. Pour cette analyse, l'hypothèse selon laquelle la charge explosive est placée sur un sol rigide est faite. Tout écoulement se fait suivant l'axe x , la géométrie employée ici (« wedge ») impose des conditions aux limites de sorte qu'il n'y a pas d'écoulement dans la direction y . Ainsi les éléments quadrilatères du schéma 2D de la figure 3.2 peuvent être considérés comme unidimensionnels, c'est pourquoi ce modèle est appelé « modèle 1D ».

Paramètre	Valeur
AIR	
γ	1,40
ρ (g.cm ⁻³)	1,225.10 ⁻³
e (J.kg ⁻¹)	2,068.10 ⁺⁵
TNT	
C_1 (kPa)	3,7377.10 ⁺⁸
C_2 (kPa)	3,7471.10 ⁺⁶
r_1	4,15
r_2	0,90
w	0,35

TAB. 3.2: Paramètres du TNT et de l'air

Paramètre du TNT pour le point Chapman-Jouguet	Valeur
Vitesse de détonation (m.s ⁻¹)	6,93.10 ⁺³
Energie unitaire (kJ.m ⁻³)	6,00.10 ⁺⁶
Pression (kPa)	2,10.10 ⁺⁷
ρ_0 (g.cm ⁻³)	1,63

TAB. 3.3: Paramètres du TNT pour le point Chapman-Jouguet

Interaction entre l'onde de choc et une structure lors d'une explosion en espace non confiné

Comme nous travaillons sur ce modèle en symétrie sphérique, la charge réelle hémisphérique de 0,635 g est simulée à partir d'une sphère de masse double égale à 1,27 g (figure 3.2). Afin de représenter la phase de détonation avec une précision suffisante, il est souhaitable que cette charge explosive soit constituée d'au moins 10 cellules. (Autodyn, Remap Tutorial, 2005) (Zyskowsky et al., 2004). Nous avons choisi de discrétiser la charge en 91 éléments, ainsi comme le rayon de la charge de 1,27 g de TNT vaut 5,69 mm sur le modèle 1D (voir figure 3.2), la taille d'une cellule est alors de $\frac{5,69}{91} = 0,0625$ mm. Ce qui nous donne un nombre total d'éléments de 800 pour le modèle entier de la figure 3.2. Le

point d'initiation de la détonation est placé à $(x; y) = (0; 0)$.

Dans ce modèle 1D, la phase initiale de propagation de l'onde de souffle est donc calculée unidimensionnellement. Lorsque l'onde de souffle atteint la « fin » du maillage 1D, les états finaux des cellules de ce modèle unidimensionnel (à savoir les états densité, énergie, vitesse et pression) sont sauvegardés et sont ensuite imposés ou « remappés » dans le maillage tridimensionnel (figures 3.3, 3.4, 3.5) en tant que condition initiale de ce nouveau modèle.

Nous avons vu que la discrétisation du modèle unidimensionnel a été réalisée suivant la quantité d'explosif utilisée. Nous avons choisi de prendre 800 cellules pour ce modèle, en considérant que le matériau explosif devait être représenté par un minimum de 10 cellules. La taille des cellules dans ce modèle 1D était de 0,0625 mm. Quant aux modèles tridimensionnels schématisés en vue de dessus sur les figures 3.3, 3.4 et 3.5, ils sont réalisés selon un maillage moins fin ; la taille des éléments a été fixée à 5 x 5 x 5 mm ce qui donne 1152000 éléments cubiques pour le modèle en champ libre de la figure 3.3, 610560 éléments cubiques pour le modèle de la figure 3.4 avec l'obstacle parallélépipédique et 1360128 éléments pour le modèle de la figure 3.5 avec l'obstacle cylindrique. Dans tous les cas, les cellules sont uniformément distribuées.

3.3.2 Schémas d'intégration utilisés

Il existe de nombreuses méthodes numériques permettant de résoudre des problèmes de combustion pour l'étude d'écoulements compressibles, comme par exemple le schéma de Mac Cormack (Porterie, 1988) ; en revanche pour des écoulements fortement

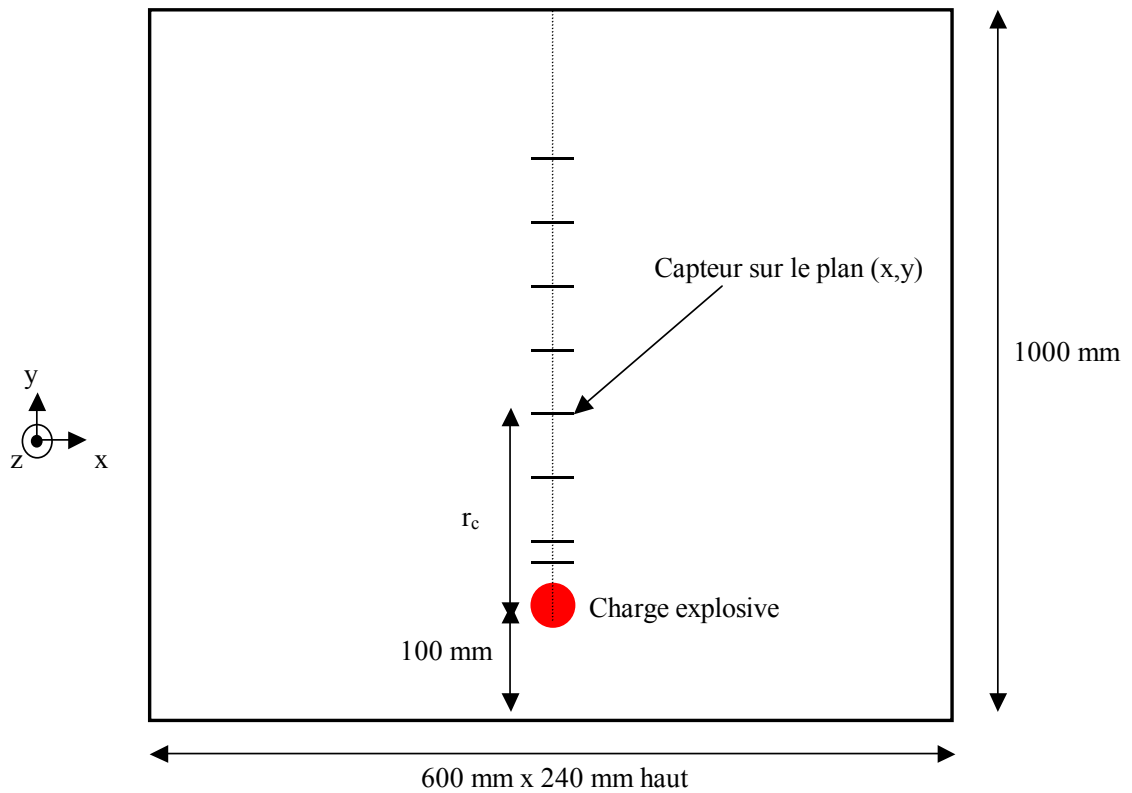


FIG. 3.3: Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse tridimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc en champ libre (sans obstacle) (1152000 éléments); abscisse radiale des capteurs $r_c = 0,07 - 0,8$ m.

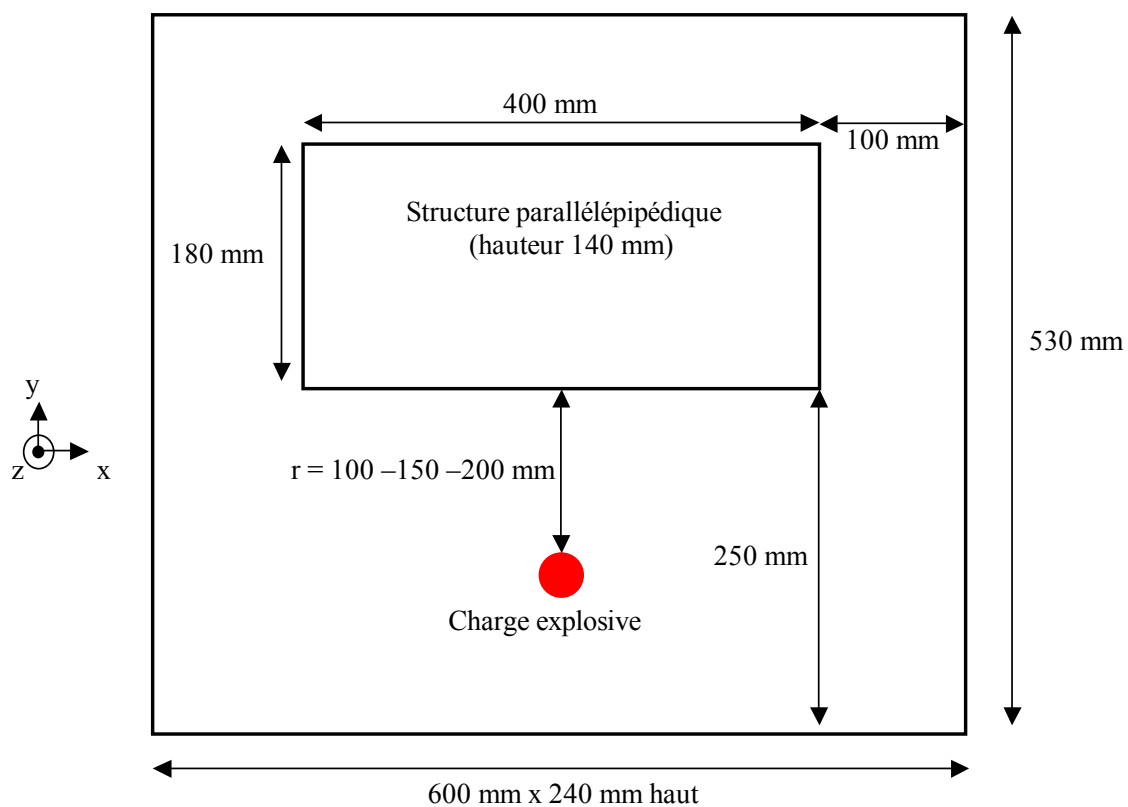


FIG. 3.4: Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse tridimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc en champ perturbé par un obstacle parallélépipédique (610560 cellules : 120 x 106 x 48).

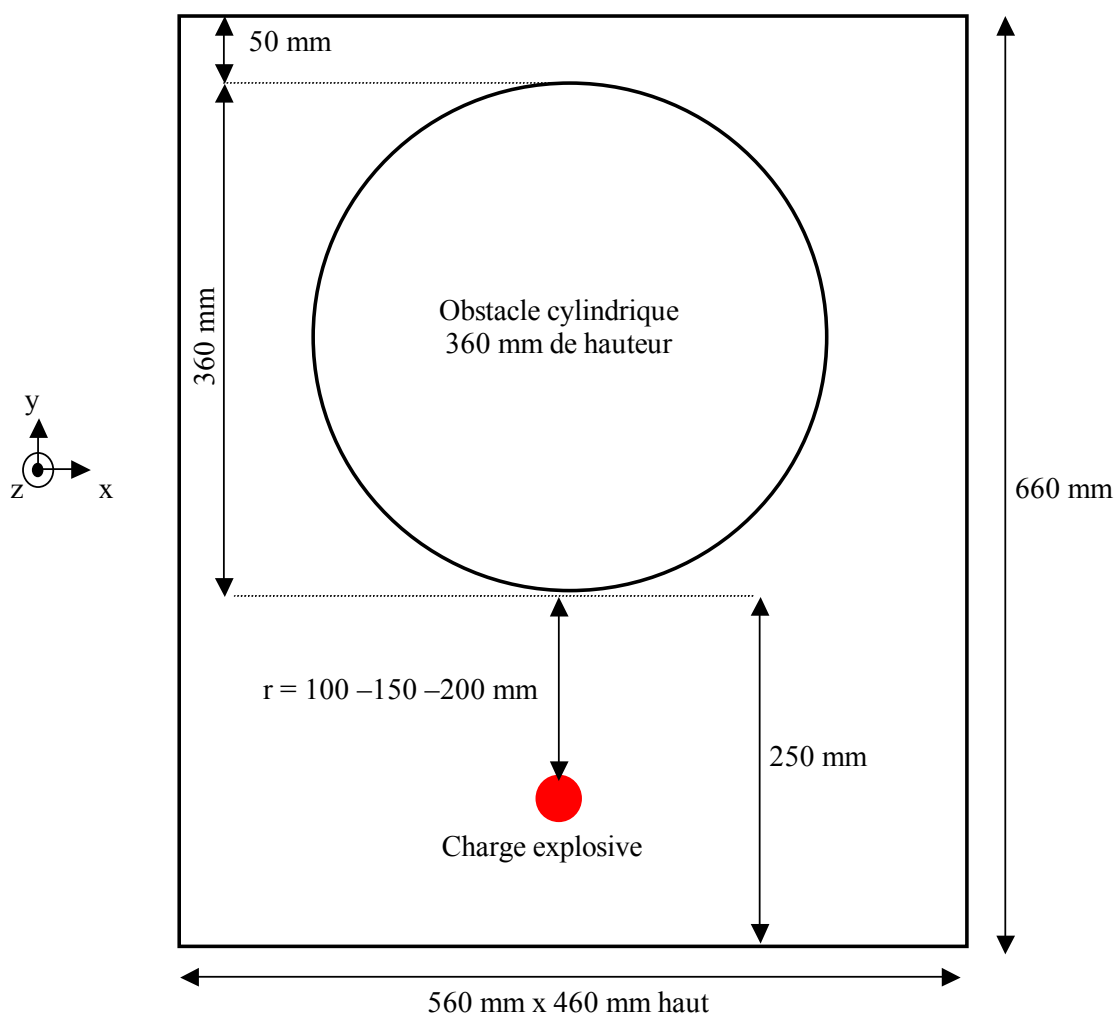


FIG. 3.5: Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse tridimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc en champ perturbé par un obstacle cylindrique (1360128 éléments).

non compressibles et présentant des discontinuités (comme c'est le cas pour l'étude de la propagation d'une onde de choc), il existe d'autres méthodes plus sophistiquées, comme par exemple la méthode du flux et transport corrigé (FCT). En effet, l'algorithme d'Euler-FCT (Flux-Corrected Transport) est optimisé pour des applications à des problèmes de fortes discontinuités. C'est pourquoi il est recommandé lors des analyses de propagation d'un choc. Cette technique FCT est une méthode monotone non-linéaire, qui permet d'intégrer les équations, et dont le but est de limiter la diffusion numérique grâce à un terme non linéaire dit « d'anti-diffusion ». Cette méthode possède en particulier les atouts suivants :

- il s'agit d'une méthode qui incorpore des limiteurs de flux qui sont une technique efficace pour contrôler à la fois la dispersion et la diffusion numérique (Candel, 1990);
- la qualité du schéma pour le calcul de la propagation d'ondes de choc dans les écoulements a été prouvée (Birnbaum et al. 1996 - Sorin, 2005 – Zyskowsky, 2005);
- de plus, tous les modules nécessaires pour construire un code de simulation en utilisant la méthode FCT pour une géométrie cartésienne sont déjà disponibles (DeVore, 1991), ce qui minimise considérablement le temps de développement et les sources d'erreurs. Il reste ensuite à mettre en oeuvre les conditions limites.

Cependant, cette méthode bien qu'adaptée pour représenter les ondes de choc, présente une limitation : elle ne peut être employée que dans le cas où un seul matériau est modélisé (l'air comme gaz parfait ici). C'est pourquoi la première phase de calcul (figure 3.2) a été conduite selon un schéma d'Euler du premier ordre (plus souvent utilisé pour

décrire le comportement de fluides ou de gaz). Le critère relatif au rapport d'expansion élevé du TNT stipule que le volume de gaz produit doit être dix fois supérieur au volume initial du matériau explosif (Birnbaum et al., 2000) (Autodyn, Remap Tutorial, 2005), ainsi la satisfaction de ce critère mène à simplifier l'expression de JWL (3.1) et la remplacer par l'équation des gaz parfaits dans notre modèle 3D (3.3). Cette simplification rend alors possible l'utilisation du schéma Euler-FCT dans les étapes postérieures à la propagation de l'onde dans l'espace 3D.

3.3.3 Conditions aux limites et précisions sur les calculs

Nous avons défini des conditions « outflow » sur les parois extérieures des modèles 1D et 3D ; cela signifie que le gaz peut s'étendre en dehors du modèle étudié comme s'il n'y avait pas de frontière.

Les structures (parallélépipède et cylindre) sont dites « rigides » ; cela implique que la vitesse normale à la paroi est égale à 0. Elles sont considérées comme indéformables.

Un certain nombre de jauges sont placées soit sur le sol pour étudier la propagation de l'onde de choc en champ libre (modèle de la figure 3.3) soit sur les parois des structures afin d'enregistrer les profils de pression tout autour de l'obstacle. Les configurations géométriques et la place des capteurs sont définis de manière à reproduire exactement les configurations expérimentales décrites dans le chapitre 2. La figure 3.6 représente un graphe de comparaison entre un profil de pression calculé numériquement et un profil de pression expérimental relevé au centre la face avant F du parallélépipède directement exposée à l'explosion d'une charge gazeuse de rayon $R_0 = 0,06$ m située à une distance $r = 0,15$ m du parallélépipède.

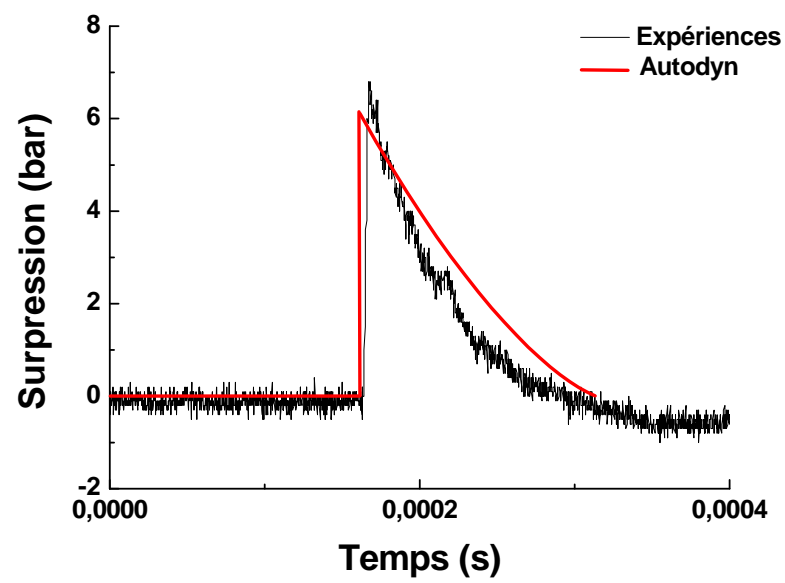


FIG. 3.6: Signal de pression réfléchi : expérience et modèle numérique (capteur situé au centre la face avant F du parallélépipède directement exposée à l'explosion, $R_0 = 0,06$ m, $r = 0,15$ m, échelle réduite).

3.4 Modèles existants caractérisant la surpression dans le cas de détonation de charges solides

Suivant les auteurs, il existe dans la littérature plusieurs modèles permettant de caractériser la surpression incidente maximale dans le cas de détonation de charges solides (TNT pour notre étude), ou surpression dite en champ libre. Nous allons comparer les résultats de ces modèles avec les résultats obtenus sur Autodyn Version 6 concernant la détonation de la masse de TNT de 1,27 g sur la plage de distances réduites suivante :

$$2 \leq Z \text{ (m.kg}^{-1/3}\text{)} \leq 28,8$$

Ceci revient à nous situer sur la plage de distances réduites relatives à l'énergie :

$$1,2 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)} \leq 17,3$$

Nous pouvons citer les modèles de :

- Brode (1955) :

$$\frac{\Delta P_i}{P_0} = 1 + \frac{6,7}{Z^3} \quad \text{si : } \Delta P_i \geq 10 \text{ [bar]}$$

$$\frac{\Delta P_i}{P_0} = -0,019 + \frac{0,975}{Z} + \frac{1,455}{Z^2} + \frac{5,85}{Z^3} \quad \text{si : } 0,1 \leq \Delta P_i \leq 10 \text{ [bar]}$$

- Henrych (1979) :

$$\frac{\Delta P_i}{P_0} = \frac{14,072}{Z} + \frac{5,540}{Z^2} - \frac{0,357}{Z^3} + \frac{0,00625}{Z^4} \quad \text{si : } 0,05 \leq Z \leq 0,30 \quad [\text{m.kg}^{-1/3}]$$

$$\frac{\Delta P_i}{P_0} = \frac{6,194}{Z} - \frac{0,326}{Z^2} + \frac{2,132}{Z^3} \quad \text{si : } 0,3 \leq Z \leq 1 \quad [\text{m.kg}^{-1/3}]$$

$$\frac{\Delta P_i}{P_0} = \frac{0,662}{Z} + \frac{4,05}{Z^2} + \frac{3,288}{Z^3} \quad \text{si : } 1 \leq Z \leq 10 \quad [\text{m.kg}^{-1/3}]$$

Une approche plus générale est donnée par l'abaque de Baker et al. (1983) :

$$\frac{\Delta P_i}{P_0} = \frac{808 \left[1 + \left(\frac{Z}{4,5} \right)^2 \right]}{\left(1 + \left(\frac{Z}{0,048} \right)^2 \right)^{0,5} \cdot \left(1 + \left(\frac{Z}{0,32} \right)^2 \right)^{0,5} \cdot \left(1 + \left(\frac{Z}{1,35} \right)^2 \right)^{0,5}}$$

avec ΔP_i [10⁵ Pa]

et par l'équation de Mills (1987) :

$$\frac{\Delta P_i}{P_0} = \frac{108}{Z} - \frac{114}{Z^2} + \frac{1772}{Z^3} \quad \text{avec } \Delta P_i \text{ [10}^3 \text{ Pa]}$$

En champ proche, c'est-à-dire pour des distances réduites inférieures à 4 m.kg^{-1/3}, la surpression incidente chute rapidement (voir figure 3.7), puis au-delà elle diminue progressivement quand la distance réduite augmente. Les graphiques résultant des équations des auteurs ci-dessus (Brode, 1955), (Henrych, 1979), Baker et al., 1983) et (Mills, 1987) se superposent quasiment avec les résultats obtenus sous Autodyn version 6 pour des distances réduites supérieures à 4,7 m.kg^{-1/3}, cependant cette observation n'est pas valable dans le domaine des faibles distances réduites : en effet, pour $Z = 2$ m.kg^{-1/3} par exemple, les pressions données par Brode (1995) et Henrych (1979) sont presque trois fois plus grandes que celles calculées sous Autodyn ; quant à la formulation de Mills (1987), elle donne une pression quasiment quatre fois plus grande que celle d'Autodyn. Ceci peut être expliqué par

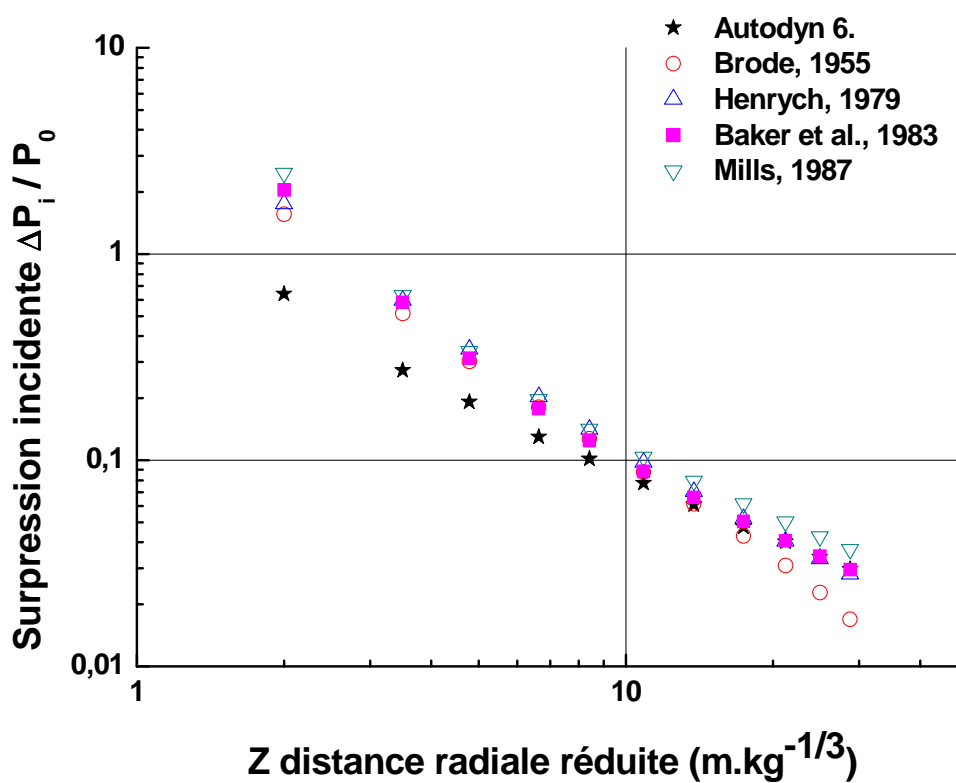


FIG. 3.7: Surpression incidente en fonction de la distance réduite $Z = \frac{r}{m^{1/3}}$.

le fait que l'équation des gaz parfaits n'est pas bien adaptée pour décrire les variations de pression dans ce domaine de distances réduites où les transferts thermiques sont relativement importants. Ainsi, nous pensons que le code Autodyn peut être appliqué correctement en ce qui concerne la propagation d'une onde de choc en milieu aérien dans le domaine des distances réduites supérieures à $4,7 \text{ m.kg}^{-1/3}$.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux et discussions

Lorsqu'un obstacle est placé au sein d'un champ de pression, cela modifie ce champ. Afin de pouvoir quantifier cette modification, nous devons comparer ces deux champs de pression : le champ de pression perturbé et le champ de pression non perturbé dit champ incident. Nous allons présenter dans un premier temps les résultats de mesures de pression incidente sans obstacle, puis dans un second temps les résultats de mesures de pression sur les parois des différents obstacles dans les mêmes conditions. Enfin, nous comparons nos résultats à ceux déjà publiés par d'autres auteurs ainsi qu'à nos résultats numériques et proposons une série d'abaques.

4.1 Les propriétés de l'onde de pression incidente, échelle de laboratoire

Dans ce paragraphe, nous décrivons les propriétés de l'onde de pression incidente, c'est-à-dire les caractéristiques des signaux de pression induite par la détonation d'un mélange gazeux propane-oxygène et d'un mélange gazeux hydrogène-oxygène en proportions stœchiométriques au passage de l'onde incidente, qui sont les suivantes :

- l'amplitude maximale de surpression ΔP^+ ;
- le temps d'arrivée de l'onde t_0 ;
- la durée de la phase positive t^+ en aval du choc ;
- l'impulsion statique liée à cette phase positive $I^+(t) = \int_{t_0}^{t_0+t^+} P(t)dt$.

Pour ce faire, nous rappelons que nous disposons de huit capteurs piézo-électriques, leur face sensible affleurant au plan de la table à des distances radiales r_c du centre d'explosion ($r_c = 7, 10, 20, 30, 40, 50, 60$ et 70 cm). La figure 4.1 schématise cette configuration expérimentale.

Ces capteurs permettent donc de mesurer la pression en champ libre, c'est-à-dire au passage de l'onde de choc incidente lancée dans l'air par l'explosion de la charge gazeuse de rayon R_0 , R_0 variant de 3 à 7 cm. Une fois que le confinement hémisphérique est formé (c'est-à-dire que notre demi-bulle de savon est remplie du mélange gazeux), l'énergie électrique est libérée entre les deux électrodes au centre de la charge, ce qui engendre l'explosion du fil « explosé », amorce de la détonation du mélange gazeux. L'onde de choc induite par la détonation, se propage alors de manière quasi-sphérique le long de la surface de la table. Ces expériences sont réalisées à altitude nulle et dans des conditions ambiantes.

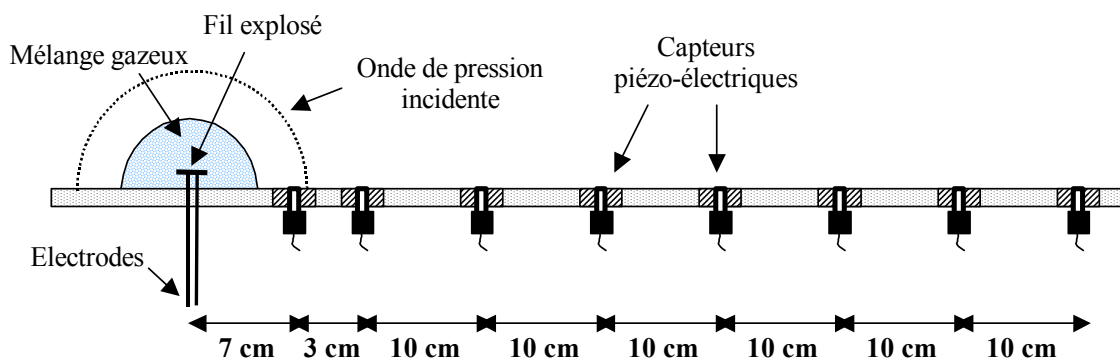


FIG. 4.1: Répartition des capteurs sur la table expérimentale : mesure de la pression au passage de l'onde incidente.

Les points expérimentaux présentés sur les pages suivantes sont le fruit de plusieurs expériences réitérées cinq fois et dont les mesures ont été moyennées.

Le graphe de la figure 4.2 présente les diagrammes de marche (distance r (m) parcourue par l'onde de choc, i.e entre le centre de l'explosion et le point de mesure en fonction du temps d'arrivée de l'onde t_0 (s) à ce point de mesure) des ondes de choc consécutives à la détonation de charges hémisphériques gazeuses de rayons : $R_0 = 4,1 - 5$ et 6 cm. A partir de ces diagrammes de marche, nous pouvons connaître les évolutions temporelles de la vitesse de propagation de l'onde de choc ce que nous avons résumé dans le tableau 4.1. Nous observons que la vitesse de l'onde de choc varie selon la taille de la charge explosive, en effet plus le rayon de la charge augmente (i.e. plus la masse d'explosif est grande), plus l'onde de choc est rapide. De plus, sa célérité diminue rapidement en fonction de la distance parcourue, ce qui s'explique par le fait que l'onde de choc, dès lors qu'elle est lancée dans l'environnement à partir de la limite de la charge combustible, n'est plus entretenue par la zone de combustion, ainsi sa célérité de même que son amplitude de pression diminuent

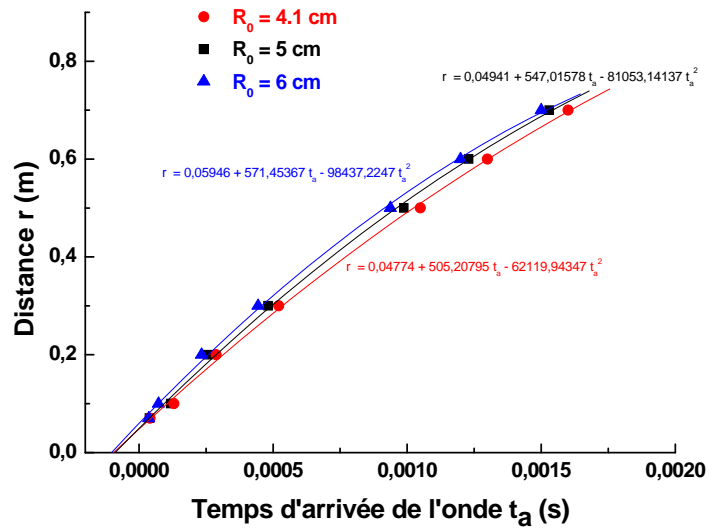


FIG. 4.2: Diagrammes de marche en champ libre pour différentes tailles de confinement propane-oxygène.

avec la distance parcourue. Le terme fréquemment utilisé "onde de souffle" ("blast wave" en anglais) est alors utilisé pour désigner l'onde de choc aérienne consécutive à la détonation de la charge explosive.

Nos mesures portent sur le champ de pression à des distances r_c atteignant jusqu'à 23 fois le rayon de la charge R_0 . Les analyses, dont les résultats sont reportés ci-dessous, concernent le pic de surpression positive ΔP_i^+ , la durée t_i^+ de la phase positive ainsi que l'impulsion positive I_i^+ correspondante. Nous adoptons la variable $\lambda = \frac{r_c}{E^{1/3}}$ de la similitude au sens de Sachs-Hopkinson où :

- r_c est l'abscisse radiale du front de choc,
- E est l'énergie libérée par la détonation du mélange réactif en volume sphérique.

distance (m)	vitesse (m.s ⁻¹) / temps (s)		
	R ₀ = 4,1 cm	R ₀ = 5 cm	R ₀ = 6 cm
0,07	1682,7 / 4,16.10 ⁻⁵	1776,6 / 3,94.10 ⁻⁵	1881,7 / 3,72.10 ⁻⁵
0,1	763,4 / 1,31.10 ⁻⁴	840,3 / 1,19.10 ⁻⁴	1379,3 / 7,25.10 ⁻⁵
0,2	694,4 / 2,88.10 ⁻⁴	779,7 / 2,56.10 ⁻⁴	854,7 / 2,34.10 ⁻⁴
0,3	575,8 / 5,21.10 ⁻⁴	622,4 / 4,82.10 ⁻⁴	675,7 / 4,44.10 ⁻⁴
0,5	476,2 / 1,05.10 ⁻³	505,8 / 9,885.10 ⁻⁴	533 / 9,38.10 ⁻⁴
0,6	461,5 / 1,3.10 ⁻³	487,8 / 1,23.10 ⁻³	500 / 1,2.10 ⁻³
0,7	437,5 / 1,6.10 ⁻³	457,5 / 1,53.10 ⁻³	466,7 / 1,5.10 ⁻³

TAB. 4.1: Influence du rayon de la charge hémisphérique gazeuse R_0 sur l'évolution temporelle de la vitesse de l'onde de choc aérienne en champ libre, consécutive à la détonation de cette charge explosive.

Que la charge explosive soit sphérique ou hémisphérique, l'énergie E considérée est toujours celle de la sphère correspondante. En effet, la détonation de l'hémisphère dans un demi-espace est équivalente à celle de la sphère dans l'espace complet (Purnomo, 1993).

La durée t_i^+ de la surpression positive en aval du front de choc est rapportée à la racine cubique de l'énergie $E^{1/3}$. Les valeurs sont en ms.MJ^{-1/3}. L'impulsion de la surpression positive I_i^+ est aussi rapportée à $E^{1/3}$ et les valeurs sont en bar.ms.MJ^{-1/3}.

Tous les résultats expérimentaux en champ libre sont résumés sur les figures 4.3, 4.4 et 4.5.

On rappelle que l'étude de champ incident a déjà fait l'objet de discussion lors de la recherche d'une équivalence TNT dans le paragraphe 2.6.2.

La figure 4.3 ($\frac{\Delta P_i^+}{P_0}$ en fonction de $\lambda = \frac{r_c}{E^{1/3}}$) présente les évolutions de pression concernant le mélange propane-oxygène et le mélange hydrogène-oxygène en fonction de la distance radiale réduite. Une approximation polynômiale de ces points peut être formulée par :

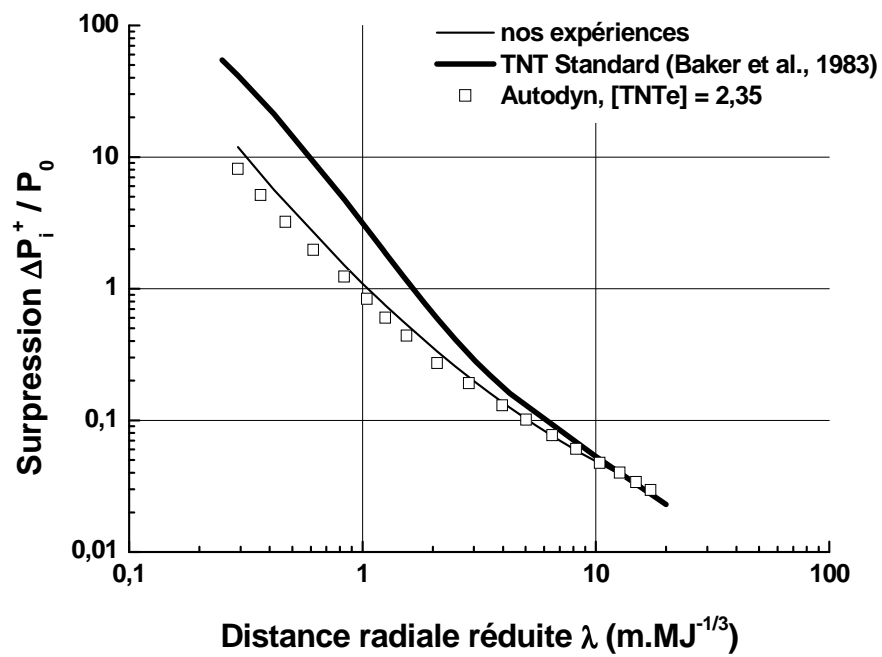


FIG. 4.3: Pic de surpression positive incidente en fonction de la distance radiale réduite pour différentes expériences, en champ libre. Comparaison avec les résultats obtenus sur Autodyn.

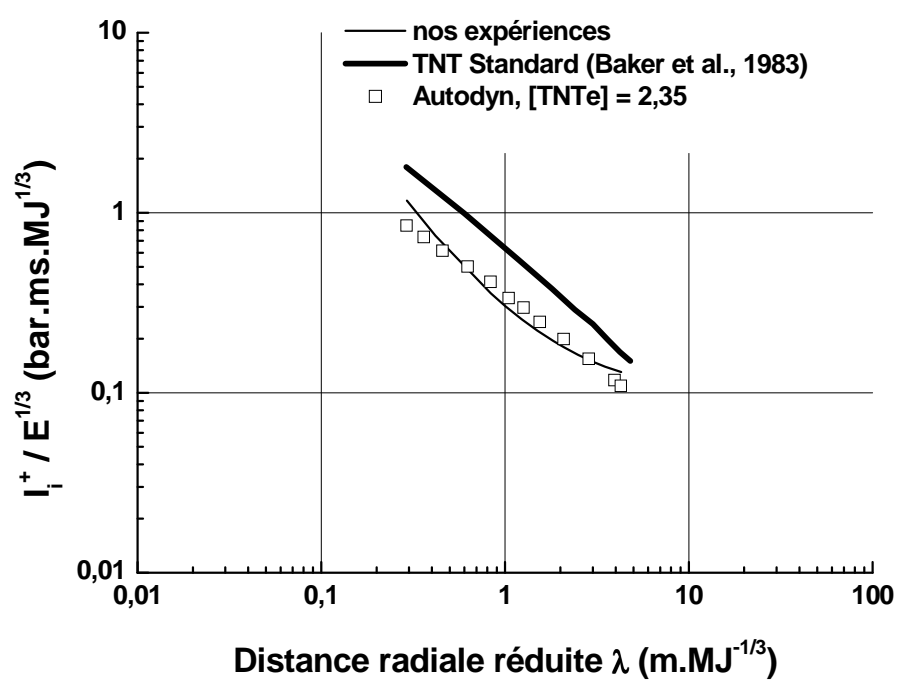


FIG. 4.4: Impulsion positive incidente en fonction de la distance radiale réduite pour différentes expériences, en champ libre. Comparaison avec les résultats obtenus sur Autodyn.

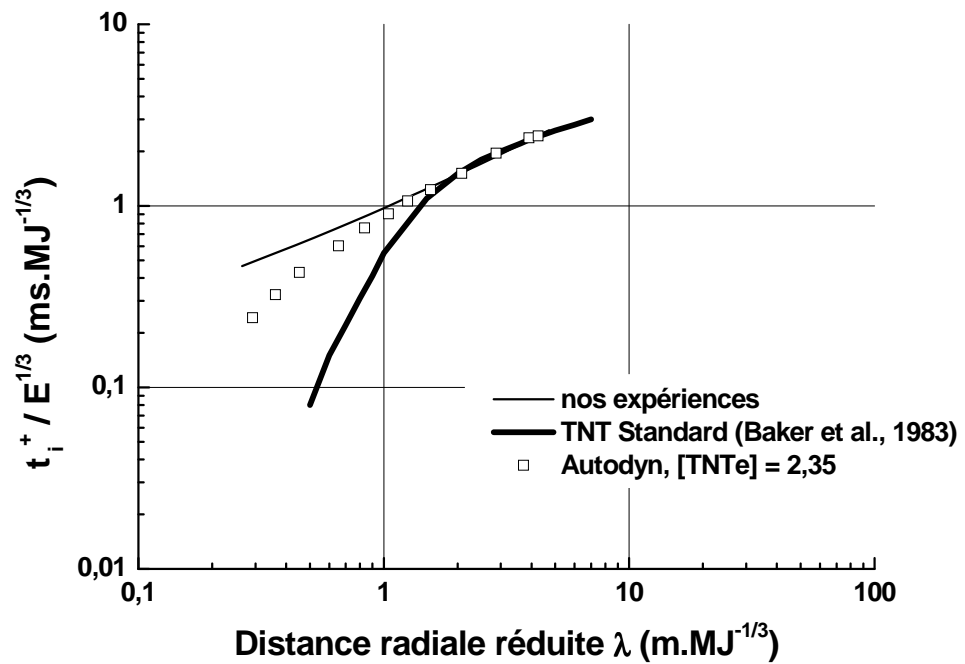


FIG. 4.5: Durée de la phase positive incidente en fonction de la distance radiale réduite pour différentes expériences, en champ libre. Comparaison avec les résultats obtenus sur Autodyn.

$$\ln \left(\frac{\Delta P_i^+}{P_0} \right) = 0,090 - 1,760 (\ln \lambda) + 0,160 (\ln \lambda)^2 \quad (4.1)$$

considérée comme représentative dans le domaine $0,29 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 15$ et pour des mélanges gazeux propane-oxygène et hydrogène-oxygène en proportions stoechiométriques.

En ce qui concerne l'impulsion positive (figure 4.4) et la durée de phase positive (figure 4.5), nos résultats aboutissent aux polynômes des moindres carrés suivants :

$$\ln \left(\frac{I_i^+}{E^{1/3}} \right) = -1,190 - 0,860 (\ln \lambda) + 0,190 (\ln \lambda)^2 \quad (4.2)$$

$$\ln \left(\frac{t_i^+}{E^{1/3}} \right) = -0,029 + 0,590 (\ln \lambda) + 0,029 (\ln \lambda)^2 \quad (4.3)$$

considérés comme représentatifs dans le domaine $0,29 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 4,27$ et pour des mélanges gazeux propane-oxygène en proportions stoechiométriques.

Si nous observons de plus près le graphique de la figure 4.5 représentant la durée de la phase positive en champ libre $\frac{t_i^+}{E^{1/3}}$ en fonction de la distance radiale réduite, nous constatons que notre loi expérimentale et la loi donnée par Baker et al. (1983) diffèrent nettement pour des distances radiales comprises entre 0,5 et 1,43 m.MJ^{-1/3} : les durées de phase positive des signaux de pression consécutive aux détonations gazeuses sont fortement supérieures à celles des signaux de pression consécutive aux détonations de charges solides ; en revanche, à partir de $\lambda = 1,43 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ jusqu'à notre distance réduite limite $\lambda = 4,27 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ (limite imposée par l'expérience), elles semblent se confondre.

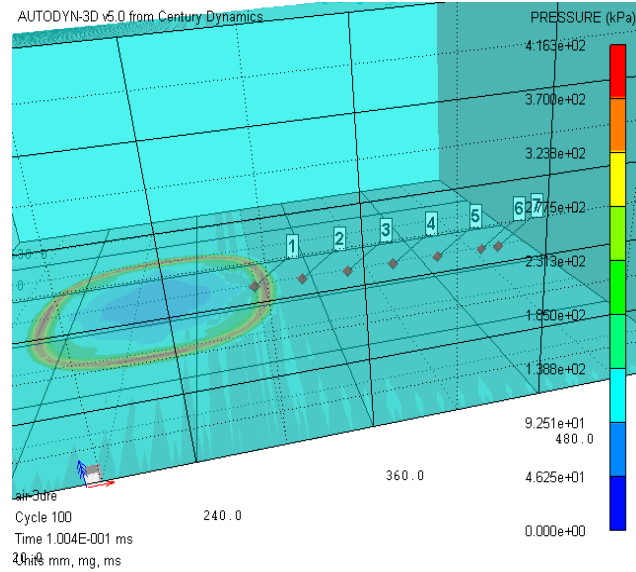


FIG. 4.6: Visualisation de la propagation de l'onde de choc avec le logiciel Autodyn en champ libre.

Remarque 5 *Notre loi expérimentale de surpression a été validée en champ incident pour les mélanges gazeux propane-oxygène et hydrogène-oxygène en proportions stoechiométriques sur la plage de distances radiales réduites $0,29 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 15$, en revanche nos lois d'impulsion positive et de durée de phase positive sont validées sur le domaine $0,29 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 4,27$ et pour le seul mélange gazeux propane-oxygène en proportions stoechiométriques.*

Les calculs numériques réalisés avec le logiciel Autodyn Version 6 (figure 4.6), compte tenu de l'utilisation de l'équivalence énergétique TNT de 2,35 ($E_{gaz} = 2,35 E_{TNT}$), donnent des résultats globalement satisfaisants en comparaison avec nos résultats expérimentaux. Les pics de pression calculés numériquement varient de 27 % en-dessous de la moyenne expérimentale pour $\lambda = 0,29 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, c'est-à-dire en champ proche, pour évo-

luer vers une parfaite cohésion avec nos résultats expérimentaux en champ lointain, à partir de $\lambda = 2,87 \text{ m.MJ}^{-1/3} = 4,8 \text{ m.kg}^{-1/3}$ (sachant que l'énergie E_{TNT} du TNT vaut $4,6 \text{ MJ.kg}^{-1}$), ce qui est cohérent avec notre conclusion du paragraphe 3.4 qui attestait de la fiabilité du logiciel Autodyn dans notre domaine d'application pour des distances réduites supérieures à $4,7 \text{ m.kg}^{-1/3}$.

4.2 Explosion au niveau du sol : étude des sollicitations de pressions induites par la détonation, sur la paroi des structures, échelle de laboratoire

Dans le paragraphe précédent, nous avons déterminé les caractéristiques du champ de pression consécutif à une détonation gazeuse, au passage de l'onde incidente. Cependant, dans la réalité, sur un site industriel par exemple, ou dans un environnement urbain, ce cas n'est pas adapté, car la présence de bâtiments vient perturber ce champ incident. Nous allons donc maintenant chercher à connaître la répartition des pressions sur un obstacle placé dans ce champ incident dans le cas d'un amorçage à altitude nulle en premier lieu. Le cas de l'amorçage en altitude sera étudié dans le paragraphe suivant. Nous disposons pour cela de deux obstacles de formes et tailles différentes : un parallélépipède et un cylindre (dont les dimensions sont données dans le paragraphe 2.8 du chapitre 2). Le cas du parallélépipède (obstacle à face plane) est discuté d'abord, puis celui du cylindre (obstacle à surface convexe).

Le schéma de la figure 4.7 représente la configuration expérimentale permettant de comparer deux enregistrements de pression : un relevé en espace libre à une distance radiale $r_1 = 10$ cm de l'explosion, et l'autre sur la paroi avant de l'obstacle parallélépipédique à une distance égale. Cette comparaison, représentée sur le graphe de la figure 4.8, montre que les variations de pression sont constituées en champ libre comme sur la face avant du parallélépipède d'une phase positive suivie d'une phase négative négligeable par rapport à la phase positive. Le temps d'arrivée de l'onde est le même dans les deux cas, ce qui nous

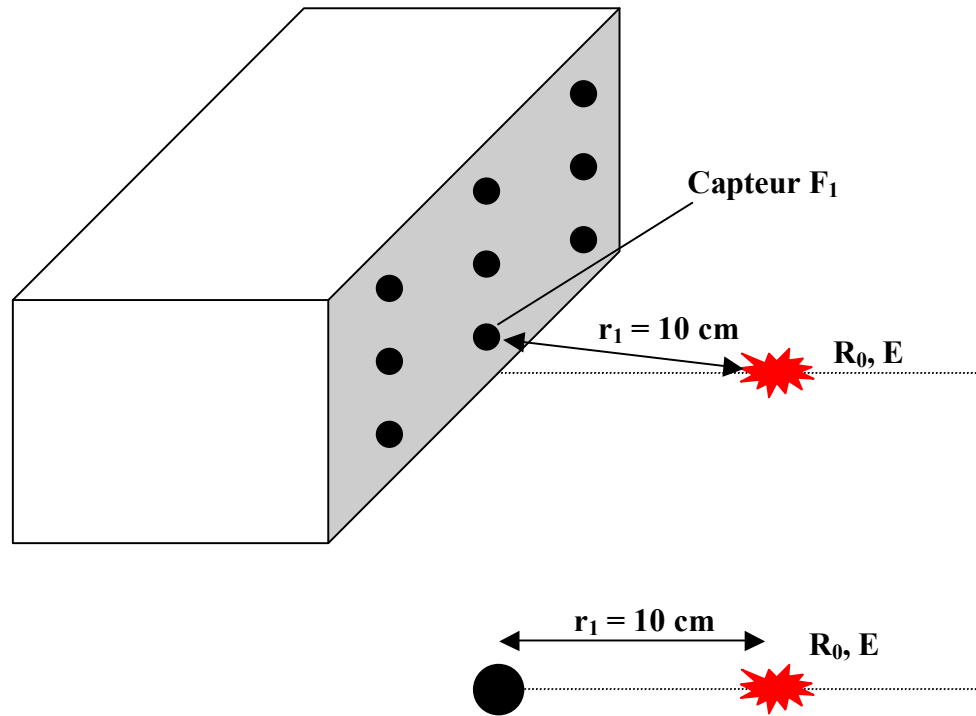


FIG. 4.7: Configuration expérimentale visant à comparer le champ de pression incident (en champ libre) et le champ de pression réfléchi. La charge explosive de rayon $R_0 = 0,06$ m (contenant une énergie E de 13,75 kJ) est située à une distance $r_1 = 10$ cm du capteur de pression.

paraît logique puisque les capteurs sont placés à distances égales du centre de l'explosion. Cependant les amplitudes maximales de pression sont différentes : en effet, sur la face avant du parallélépipède, la surpression maximale vaut 12,93 bar, alors qu'en champ libre elle vaut 4,73 bar soit 2,73 fois moins. Ce facteur 2,73 est défini communément comme le coefficient

de réflexion $\Lambda_r = \frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+}$.

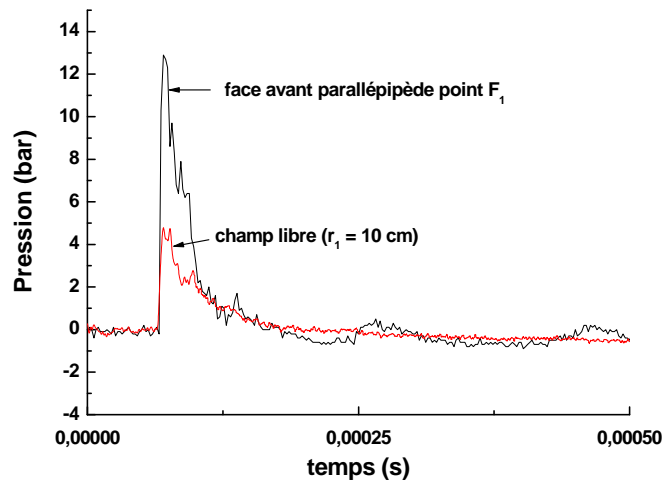


FIG. 4.8: Enregistrements de pression en espace libre et au point F_1 de la face avant du parallépipède. La charge explosive de rayon $R_0 = 0,06$ m (contenant une énergie E de 13,75 kJ) est située à une distance $r_1 = 10$ cm du capteur de pression.

4.2.1 L'obstacle parallépipédique

Répartition du champ de pression réfléchi par la face avant du parallépipède perpendiculaire à la direction de l'écoulement

La configuration expérimentale mise en place pour évaluer la répartition du champ de pression réfléchi par la face avant du parallépipède est schématisée sur la figure 4.9. L'onde de pression incidente est générée par une charge hémisphérique ($3 \leq R_0 \leq 6$ cm) de propane et d'oxygène en proportions stoechiométriques. L'énergie chimique contenue dans la bulle sphérique de même rayon est le premier paramètre de l'étude. Les capteurs de pression sont placés sur la face avant F du parallépipède selon la configuration décrite au chapitre 2 (distances radiales r_i entre le capteur F_i et le centre de l'explosion). La distance

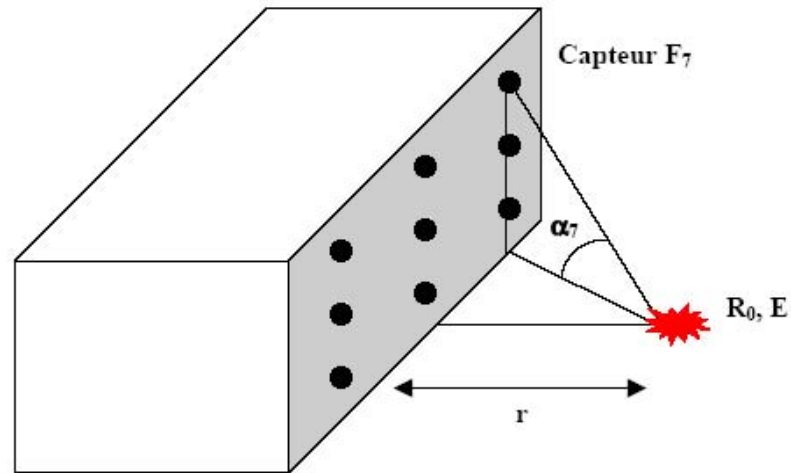


FIG. 4.9: La face avant du parallélépipède directement exposée à la détonation d'une charge hémisphérique gazeuse de rayon R_0 , contenant une énergie E , et située à une distance normale r du parallélépipède.

radiale réduite ($\lambda = \frac{r_i}{E^{1/3}}$) est le deuxième paramètre de l'étude. Le parallélépipède est placé à une distance normale r du centre de l'explosion, r varie de 10 à 20 cm ($r = 10 - 15 - 20$ cm). Les valeurs minimales et maximales de r_i sont respectivement 10,44 et 28,46 cm. L'angle d'incidence α_i varie de $8,65^\circ$ pour le capteur F_2 situé dans le plan de symétrie du parallélépipède passant par le centre de l'explosion, à $47,26^\circ$ pour le capteur le plus éloigné F_5 , à la distance normale de l'obstacle minimale $r = 10$ cm. Les valeurs minimales et maximales des distances radiales réduites sont $\lambda = 0,43 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ et $\lambda = 2,37 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ respectivement. Les résultats expérimentaux de surpression positive, impulsion positive et durée de phase positive, sont rassemblés dans les figures 4.10, 4.11 et 4.12 et sont représentés en fonction de la distance radiale réduite ($\lambda = \frac{r_i}{E^{1/3}}$) ($\text{m.MJ}^{-1/3}$). Ces résultats regroupent les deux types de réflexion : normale et oblique (régulière ou de Mach). Une approximation

polynômiale de nos résultats (figure 4.10) peut être écrite pour la surpression ainsi :

$$\ln \left(\frac{\Delta P_r^+}{P_0} \right) = 1,270 - 1,910 (\ln \lambda) - 0,290 (\ln \lambda)^2 \quad (4.4)$$

considérée comme représentative dans le domaine $0,43 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 2,37$ et pour des mélanges gazeux propane-oxygène en proportions stoechiométriques. De même, en ce qui concerne l'impulsion positive (figure 4.11) et la durée de phase positive (figure 4.12), nous établissons les polynômes suivants définis sur la plage de distances radiales $0,43 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 2,37$:

$$\ln \left(\frac{I_r^+}{E^{1/3}} \right) = -0,200 - 0,920 (\ln \lambda) - 0,400 (\ln \lambda)^2 \quad (4.5)$$

$$\ln \left(\frac{t_r^+}{E^{1/3}} \right) = -0,150 + 0,810 (\ln \lambda) - 0,220 (\ln \lambda)^2 \quad (4.6)$$

Nous comparons nos résultats avec les résultats présentés par Brossard et al. (1988). Ces essais ont été réalisés pour obtenir des ondes de choc sphériques, divergentes, à faible courbure et issues de la détonation de mélanges combustibles gazeux à base de propane et d'oxygène en proportions stoechiométriques confinés dans des bulles de savon de rayon compris entre 2,5 et 12 cm. Les essais de Brossard et al. (1988) ont mené aux relations suivantes :

$$\ln \left(\frac{\Delta P_r^+}{P_0} \right) = 1,293 - 2,116 (\ln \lambda) + 0,204 (\ln \lambda)^2$$

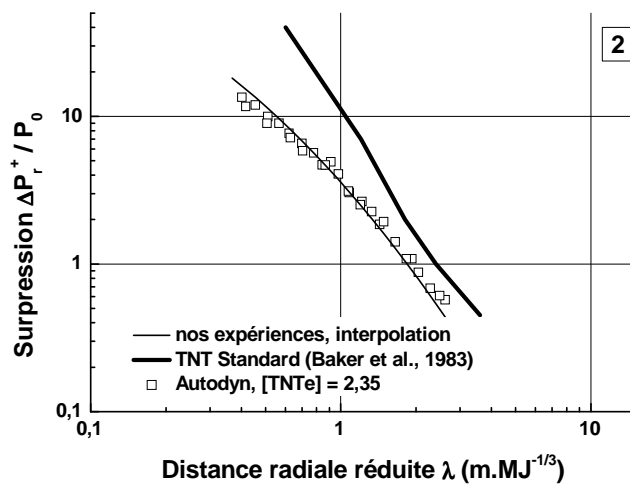
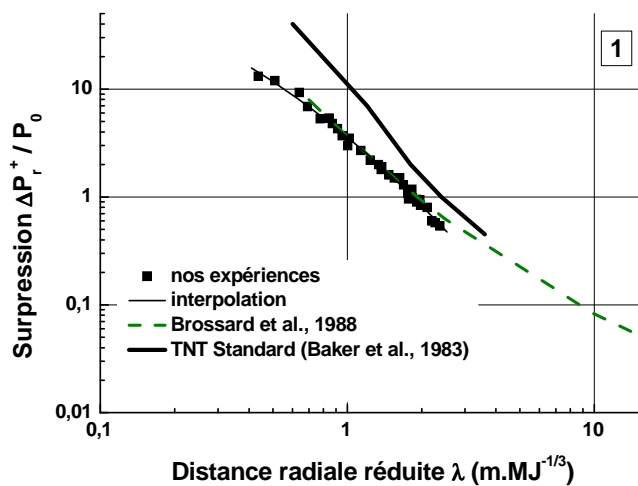


FIG. 4.10: Surpression positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur la face avant du parallélépipède, seule soumise directement à l'explosion. Comparaison avec résultats obtenus sous Autodyn.

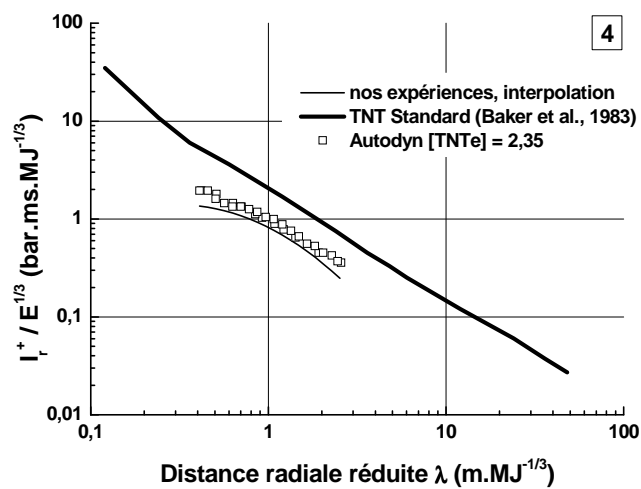
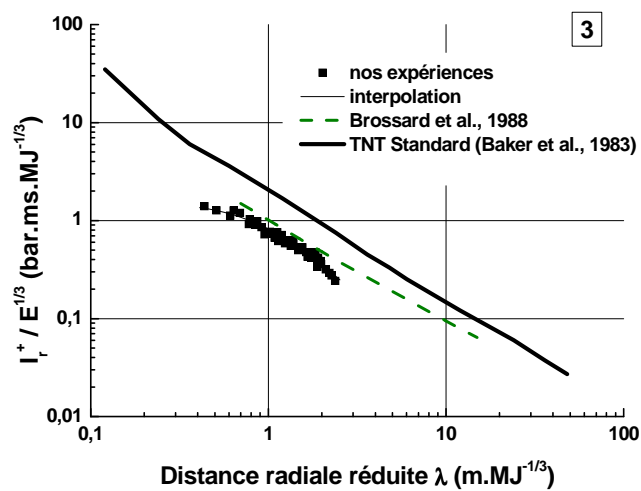


FIG. 4.11: Impulsion positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur la face avant du parallélépipède, seule soumise directement à l'explosion. Comparaison avec résultats obtenus sous Autodyn.

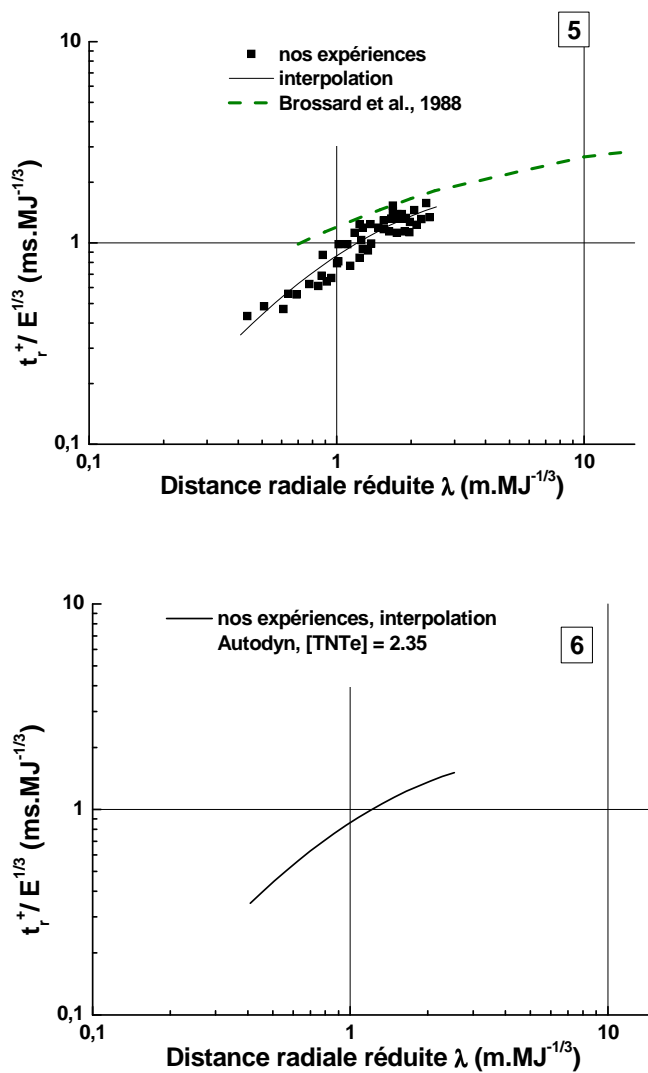


FIG. 4.12: Durée de phase positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur la face avant du parallélépipède, seule soumise directement à l'explosion. Comparaison avec résultats obtenus sous Autodyn.

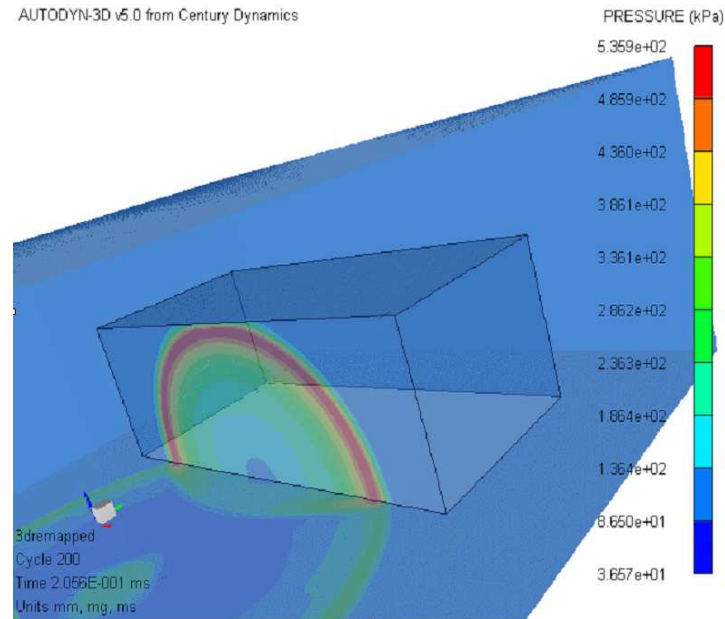


FIG. 4.13: Visualisation de la propagation de l'onde de choc sur la face avant du parallélépipède avec le logiciel Autodyn.

$$\ln \left(\frac{I_r^+}{E^{1/3}} \right) = 0,011 - 1,092 (\ln \lambda) + 0,027 (\ln \lambda)^2$$

$$\ln \left(\frac{t_r^+}{E^{1/3}} \right) = 0,182 + 0,519 (\ln \lambda) - 0,074 (\ln \lambda)^2$$

pour des valeurs de λ comprises entre 0,5 et 20 m.MJ^{-1/3}. Les résultats de surpression réfléchie issus de nos expériences concordent très bien avec ceux de Brossard, en revanche, les impulsions positives et les durées de phase positive de nos signaux de pression réfléchie sont de 10 à 15 % inférieures à celles de Brossard.

Les calculs numériques réalisés avec le logiciel Autodyn Version 6 (figure 4.13), compte tenu de l'utilisation de l'équivalence énergétique TNT de 2,35 ($E_{gaz} = 2,35 E_{TNT}$) donnent des résultats en concordance avec nos résultats expérimentaux. Les pics de pression calculés numériquement sont assez proches de la moyenne expérimentale, ce qui n'est pas

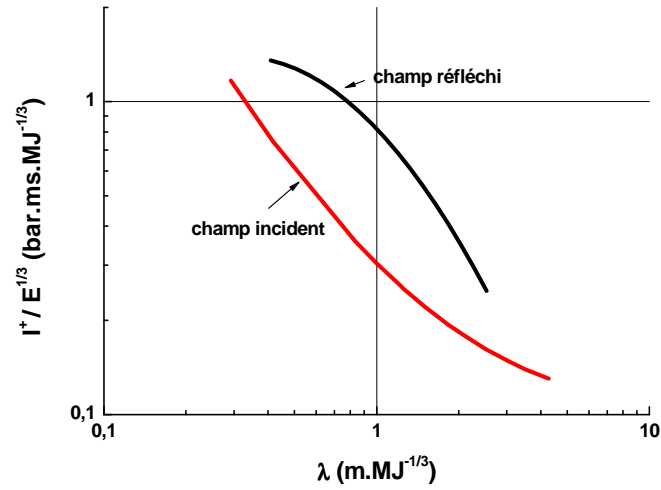


FIG. 4.14: Comparaison de l'impulsion positive du signal de pression en champ incident et en champ réfléchi : valeurs issues de nos expériences et tenant compte de l'angle d'incidence formé par le choc incident et la face avant du parallélépipède.

forcément le cas pour les impulsions positives et les durées de phase positive : les impulsions calculées par l'expérience sont en moyenne 20 % supérieures à celles obtenues sous Autodyn, et les durées de phase positive obtenues via l'expérience varient de 18 % au-dessus à 16,5 % en-dessous de celles calculées avec Autodyn. Ces différences réelles entre expérience et calcul numérique pour l'impulsion et les durées semblent se compenser puisque la comparaison des pics de surpression s'avère satisfaisante.

Maintenant il est intéressant de comparer les caractéristiques de ces signaux de pression réfléchi avec ceux de pression incidente étudiés dans le paragraphe 4.1. Tout d'abord, d'après la figure 4.14 sur laquelle nous avons reporté nos résultats expérimentaux d'impulsion en champ incident exposés dans le paragraphe 4.1 ainsi que ceux en champ réfléchi par la face avant F du parallélépipède obtenus dans le paragraphe 4.2.1, nous ob-

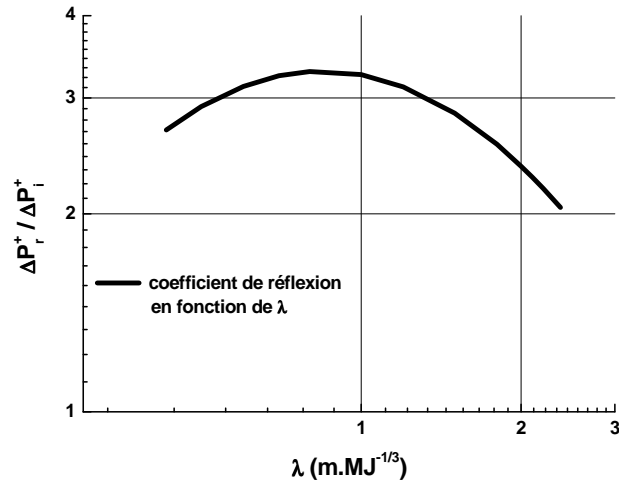


FIG. 4.15: Coefficient de réflexion défini par le rapport $\left(\frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+}\right)$ en fonction de la distance radiale réduite λ : valeurs issues de nos expériences.

servons que l'impulsion de la phase positive $\frac{I_r^+}{E^{1/3}}$ (ramenée à la racine cubique de l'énergie E contenue dans la charge explosive) du signal réfléchi est plus grande que l'impulsion de la phase positive du signal relevé en champ incident $\frac{I_i^+}{E^{1/3}}$ d'un facteur allant de 1,65 pour $\lambda = 2,37 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ à 2,70 pour $\lambda = 0,95 \text{ m.MJ}^{-1/3}$. Ensuite, nous comparons le pic de surpression ΔP_r^+ du front de choc réfléchi avec le pic de surpression ΔP_i^+ du choc incident en traçant le rapport $\frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+}$ en fonction de la distance radiale réduite λ (figure 4.15). Pour une même expérience et pour une valeur donnée de la distance radiale réduite $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$, le coefficient de réflexion défini par le rapport $\left(\frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+}\right)$ est globalement inférieur à la valeur théorique de Glasstone (1962) (voir paragraphe 1.3.2, figure 1.16) d'environ 10 à 20 %, et, en champ lointain et pour les plus grandes valeurs de λ autour de $2,3 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, tend vers la valeur limite (= 2). De manière plus générale, la comparaison des deux courbes (ΔP_r^+)

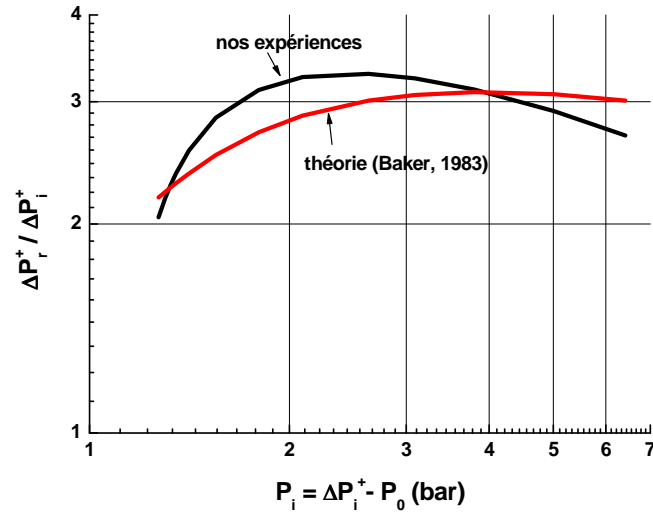


FIG. 4.16: Comparaison du coefficient de réflexion déduit de nos lois expérimentales avec le coefficient de réflexion établie par Baker et al. (1983).

(figure 4.10) et (ΔP_i^+) déduites de nos expériences (figure 4.3) et reportées sur la figure 4.16 conduit à la relation polynômiale :

$$\ln \left(\frac{\Delta P_r^+}{\Delta P_i^+} \right) = 1,180 - 0,150 (\ln \lambda) - 0,450 (\ln \lambda)^2 + 9,632 \cdot 10^{-6} (\ln \lambda)^3$$

du rapport des surpressions et valable dans la plage de distances radiales suivante :

$$0,43 \leq \lambda(m.MJ^{-1/3}) \leq 2,37$$

Nos valeurs expérimentales sont jusqu'à 12 % supérieures aux valeurs théoriques établies

par Baker et al. (1983) :

$$\frac{P_r}{P_i} = \frac{8P_i - P_0}{P_i + P_0} \text{ (Baker et al., 1983) avec } P_r = \Delta P_r^+ - P_0 \text{ et } P_i = \Delta P_i^+ - P_0$$

et P_0 : pression ambiante atmosphérique ($= 1,013.10^5 Pa$)

pour des pressions incidentes comprises dans l'intervalle $1,31 \leq P_i$ (bar) $\leq 3,99$ et ensuite pour des pressions incidentes comprises entre 4 et 6,43 bar (figure 4.16), nos coefficients de réflexion deviennent inférieurs à la valeur théorique avec un maximum de 11 % pour $P_i = 6,43$ bar.

Cette comparaison entre (ΔP_r^+) et (ΔP_i^+) (figures 4.15 et 4.16) doit être considérée avec précaution puisque la surpression réfléchie ΔP_r^+ est fonction de deux paramètres, l'angle d'incidence α_i (formé par le centre de l'explosion, le sol et le point de mesure F_i) et l'amplitude de la surpression incidente ΔP_i^+ , qui sont exprimés à l'aide d'un seul paramètre, la distance radiale réduite λ . En dépit de la non-parfaite concordance des valeurs observées du coefficient de réflexion avec la valeur théorique, la cohérence des résultats obtenus est préservée et conduit en l'occurrence à un certain nombre de courbes pratiques utiles aux ingénieurs pour la prédiction des dommages sur la face plane d'une structure parallélépipédique.

Répartition du champ de pression réfléchi par la face avant du parallélépipède inclinée d'un angle de 45° par rapport à la direction de l'écoulement

Lorsqu'une explosion se produit à proximité d'un bâtiment, les paramètres caractéristiques de l'onde de choc consécutive à l'explosion tels que la pression, l'impulsion et la

durée de phase positives, sont dépendants de la taille de la charge explosive, de la géométrie du bâtiment, mais aussi surtout de la position de l'explosion par rapport à ce bâtiment. En effet la propagation du choc sur la structure ne va pas être la même si la charge explosive est proche ou non des murs de la structure, ou bien si elle est située face à un coin ou face à une paroi plane de l'obstacle parallélépipédique. Ainsi, après avoir étudié la répartition du champ de pression réfléchi par la face avant du parallélépipède lorsque celle-ci est seule soumise directement à l'explosion, nous allons ici présenter les résultats que nous avons obtenus concernant la répartition du champ de pression réfléchi par les parois du parallélépipède directement exposées à l'explosion, celle-ci se produisant face à un coin de l'obstacle.

La figure 4.17.a. présente la configuration expérimentale réalisée pour observer la propagation de l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse de rayon R_0 et contenant une énergie E , placée à une distance r du "coin" formé par les faces F et L_g du parallélépipède. Le rayon R_0 varie de 3 à 6 cm et la distance r de 10 à 20 cm. Les capteurs de pression sont disposés sur les faces F et L_g (voir figure 2.14 du chapitre 2). Nous avons reporté sur le graphe de la figure 4.17.b. nos résultats de surpression obtenus sur les deux faces F et L_g directement exposées à l'explosion (carrés noirs pour la face F et ronds vides pour la face L_g) ainsi que les résultats de la simulation sur Autodyn correspondante (courbe en pointillés). Les résultats des travaux de Fairlie et al. (2000) sont ajoutés sur cette figure de manière à les comparer avec nos propres résultats. Les tests expérimentaux de Fairlie et al. (2000) concernent la détonation d'une charge équivalente à 13 g de TNT au centre d'une géométrie type carrefour, comme le schématise la figure

4.17.c. La largeur des rues est fixée à 30 cm et leur longueur à 100 cm. Le centre O de la charge explosive est placé au centre du carrefour. La droite reliant le point O à chaque coin de rue forme un angle de 45° , même angle que dans notre configuration expérimentale. Les quatre coins de rue représentent quatre angles droits. Chaque expérience est répétée trois fois, en vérifiant systématiquement que la disposition des éléments est la même. Les capteurs de pression G_1 , G_2 , G_3 et G_4 (figure 4.17.c) sont positionnés sur la bordure d'une rue de telle sorte que $OG_1 = 30,016$ cm, $OG_2 = 44,6$ cm, $OG_3 = 59,9$ cm et $OG_4 = 75,5$ cm. Les résultats de surpression de Fairlie et al. (2000) relevés par les quatre capteurs pour les trois tirs consécutifs sont reportés sur la figure 4.17.b. Nous observons une dispersion considérable dans les résultats expérimentaux de Fairlie et al. (2000) : en effet, d'un tir à l'autre et pour un même capteur, les pics de pression varient de 30 % au-dessus à 30 % en-dessous de la valeur moyenne des trois, ce qui signifie que la reproductibilité des essais n'est pas bonne. Ce résultat est étonnant étant donné qu'il s'agit de détonations, cependant l'auteur Fairlie G.E. ne donne pas d'interprétation à ce sujet. D'autre part, les valeurs de pression sont largement supérieures à nos résultats. Les expériences de Fairlie et al. (2000) sont également réalisées à échelle de laboratoire, cependant elles mettent en jeu une masse d'explosif plus de dix fois plus grande que celle de nos expériences, ceci explique peut-être la moins bonne reproductibilité et la non-cohérence avec nos résultats. Contrairement aux résultats de l'auteur Fairlie, nos points expérimentaux représentatifs de la surpression réfléchie (ΔP_{ro}^+) mesurée sur les faces du parallélépipède directement exposées à l'explosion réalisée face à un coin de l'obstacle parallélépipédique, peuvent être corrélés sous la forme

distance radiale réduite (m.MJ ^{-1/3})	erreur entre nos expériences et Autodyn (%)
0,51	27,2
0,66	22,9
0,86	18,6
1,11	14,5
1,44	10,5
1,86	6,7
2,41	3,2
3,12	9,8.10 ⁻²
4,04	3,1
4,60	4,45
	⟨11,2 %⟩

TAB. 4.2: Erreur moyenne calculée entre nos valeurs expérimentales de surpression réfléchie et les valeurs obtenues avec Autodyn dans le cas d'une explosion face à un coin du parallélépipède.

d'un polynôme des moindres carrés en fonction de la distance réduite λ , comme suit :

$$\ln\left(\frac{\Delta P_{ro}^+}{P_0}\right) = 1,1957 - 2,1131(\ln \lambda) + 0,2603(\ln \lambda)^2$$

pour des valeurs de λ comprises entre 0,62 et 4,85 m.MJ^{-1/3}.

Enfin, à partir de la figure 4.17.b, nous avons calculé et reporté dans le tableau 4.2 l'erreur entre les résultats de la simulation sous Autodyn à la même échelle que nos expériences (figure 4.18) avec nos résultats de surpression. Pour les faibles distances réduites allant de 0,51 à 1,4 m.MJ^{-1/3}, nos expériences donnent des résultats de surpression supérieurs à ceux de la simulation avec une erreur décroissant de 27,2 à 10,5 % (cf tableau 4.2). La concordance devient très bonne à partir des distances réduites autour de 1,4 m.MJ^{-1/3} avec une erreur inférieure à 10 %.

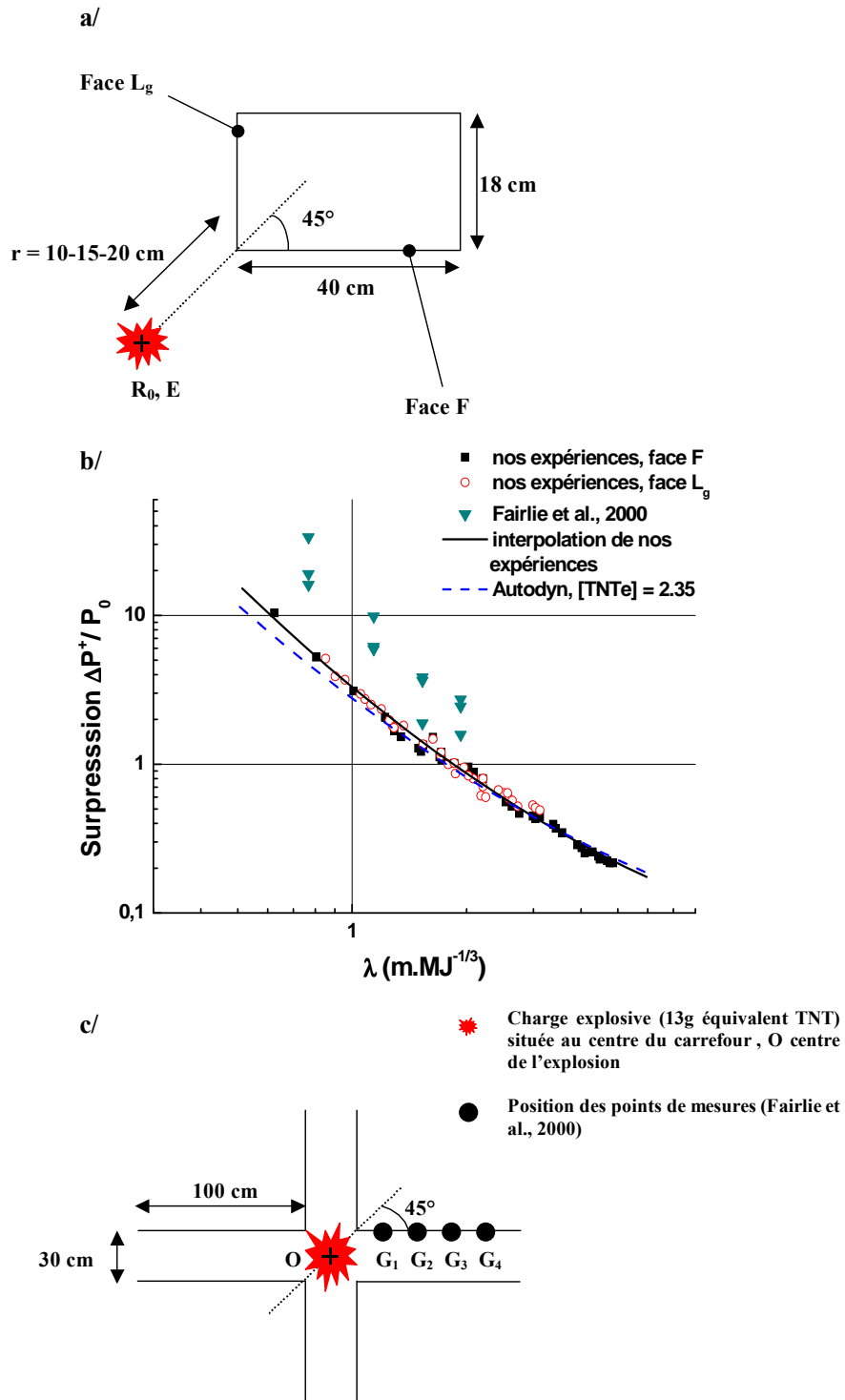


FIG. 4.17: a/ Les faces F et L_g du parallélépipède directement exposées à la détonation d'une charge hémisphérique gazeuse de rayon R_0 , contenant une énergie E, et située à une distance r du parallélépipède - b/ Résultats de surpression en fonction de la distance radiale réduite λ - c/ Configuration expérimentale (Fairlie et al., 2000).

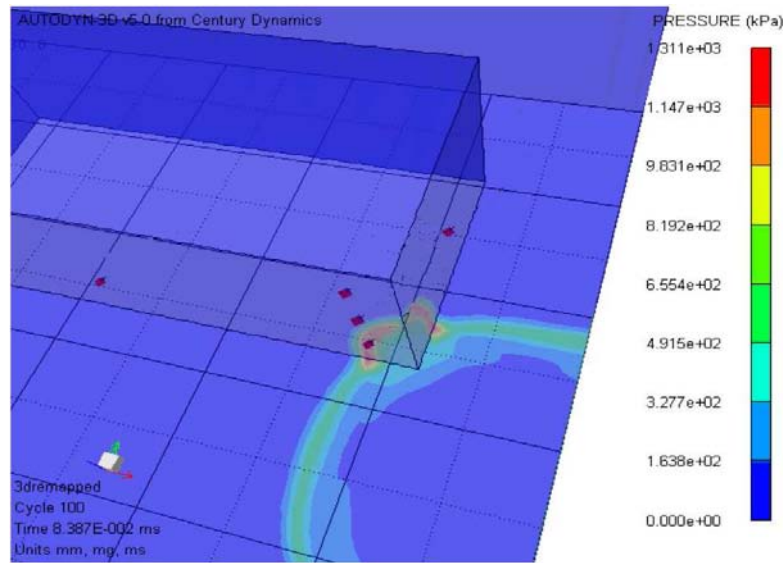


FIG. 4.18: Visualisation de la propagation de l'onde de choc avec le logiciel Autodyn.

Répartition du champ de pression réfléchi par la faces du parallélépipède directement exposées à l'explosion, lorsque la charge est placée à différents angles autour de l'obstacle

Les caractéristiques des signaux de pression consécutive à une détonation de charge gazeuse sont dépendantes de plusieurs paramètres tels que le volume de la charge, ou bien sa masse, ou encore l'énergie contenue dans celle-ci, et la position de la charge par rapport à la structure. C'est pourquoi dans notre étude nous avons choisi de réaliser des expériences en déplaçant la source de l'explosion sur le sol autour de l'obstacle parallélépipédique. Les différentes positions du centre de l'explosion dans le plan de la table d'expérimentation sont données sur la figure 4.19. Nous avons défini un angle θ tel que la droite (Δ) et la face L_d (figure 4.19) se coupent selon l'angle θ . La charge explosive, contenant une énergie E (MJ), est placée à une distance r (cm) du coin du parallélépipède formé par les faces F et

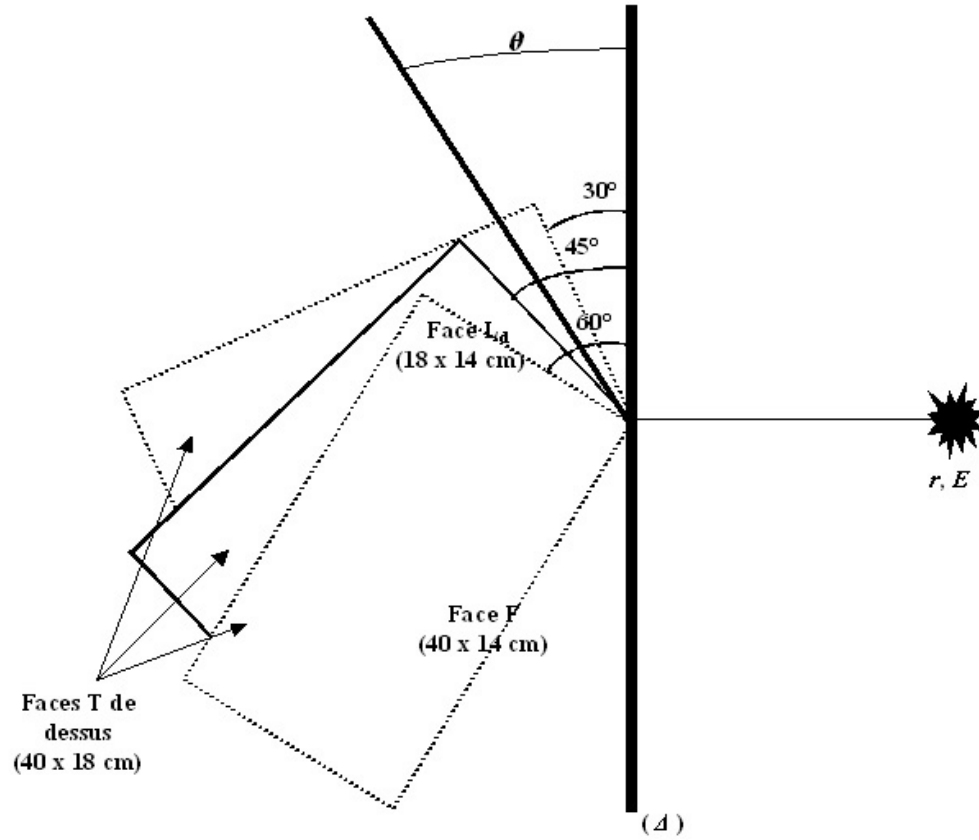


FIG. 4.19: Vue de dessus de la structure parallélépipédique : positions de la charge explosive définies avec l'angle θ .

L_d , comme l'indique le schéma de la figure 4.19. Nous travaillons avec deux valeurs de E (1,12 kJ et 4,4 kJ) et pour des distances r variant de 10 à 15 cm. Les résultats obtenus pour l'angle $\theta = 45^\circ$ ont été présentés dans la sous-section précédente. Ici, nous présentons les résultats de surpression mesurée sur les faces F et L_d pour les angles $\theta = 30$ et 60° (voir figure 4.20). Ces résultats de surpression réfléchie ($\frac{\Delta P_{r\theta}^+}{P_0}$) sont corrélés sous forme de polynômes des moindres carrés en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ^{-1/3}), comme suit :

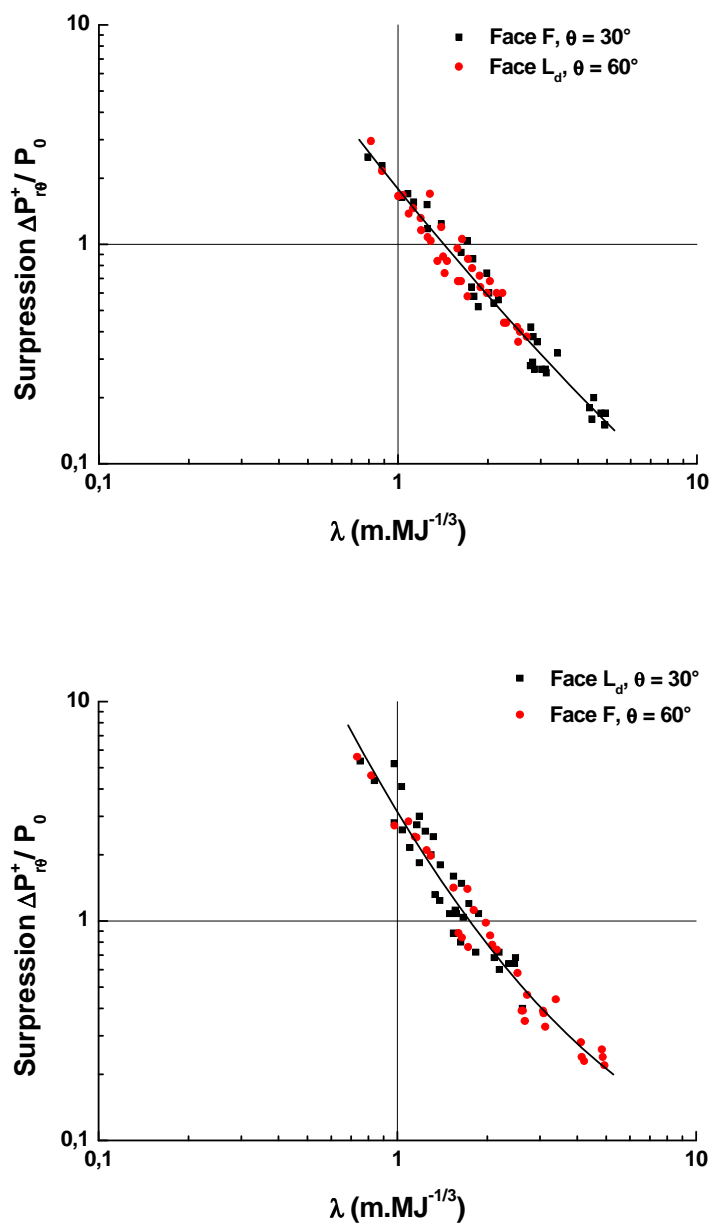


FIG. 4.20: Surpression positive des signaux de pression réfléchi en fonction de la distance radiale réduite, mesurée sur les faces directement exposées à l'explosion, lorsque la charge est placée à différents angles θ autour du parallélépipède.

$$\ln \left(\frac{\Delta P_{r\theta}^+}{P_0} \right) = 0,584 - 1,69 (\ln \lambda) + 0,10 (\ln \lambda)^2 \quad (\text{F}, \theta = 30^\circ - \text{L}_d, \theta = 60^\circ)$$

pour des valeurs de λ comprises entre 0,8 et 4,94 m.MJ^{-1/3}.

$$\ln \left(\frac{\Delta P_{r\theta}^+}{P_0} \right) = 1,14 - 2,25 (\ln \lambda) + 0,36 (\ln \lambda)^2 \quad (\text{F}, \theta = 60^\circ - \text{L}_d, \theta = 30^\circ)$$

pour des valeurs de λ comprises entre 0,74 et 5,01 m.MJ^{-1/3}.

Onde de pression de contournement (faces latérales, dessus et arrière) pour l'obstacle parallélépipédique

Concernant le parallélépipède, nous avons déjà étudié les paramètres caractéristiques des ondes de pression impactant sur ce que nous avons appelé les faces « directement » exposées à l'explosion, perpendiculaires ou non à la direction de l'écoulement. Il nous reste donc à étudier les caractéristiques des ondes de contournement : l'objectif est donc ici d'observer et d'analyser les signaux de pression obtenus sur les faces latérales, de dessus et arrière, c'est-à-dire sur les faces « à l'ombre » ou « non-directement » exposées à l'explosion. Ainsi, cela nous permettra de mieux comprendre comment l'onde de souffle résultant d'une forte explosion va interagir avec la structure parallélépipédique et de qualifier et quantifier les paramètres qui dans l'environnement vont influencer sur la gravité des dommages.

Nous avons schématisé sur la figure 4.21 la configuration expérimentale réalisée pour étudier le contournement de l'onde de pression sur la face latérale L_g du parallélépipède. L'explosion a lieu face à la face F comme l'indique le schéma de la figure 4.21, à une distance de 10 cm du parallélépipède ; la charge explosive contient une énergie (relative à la symétrie

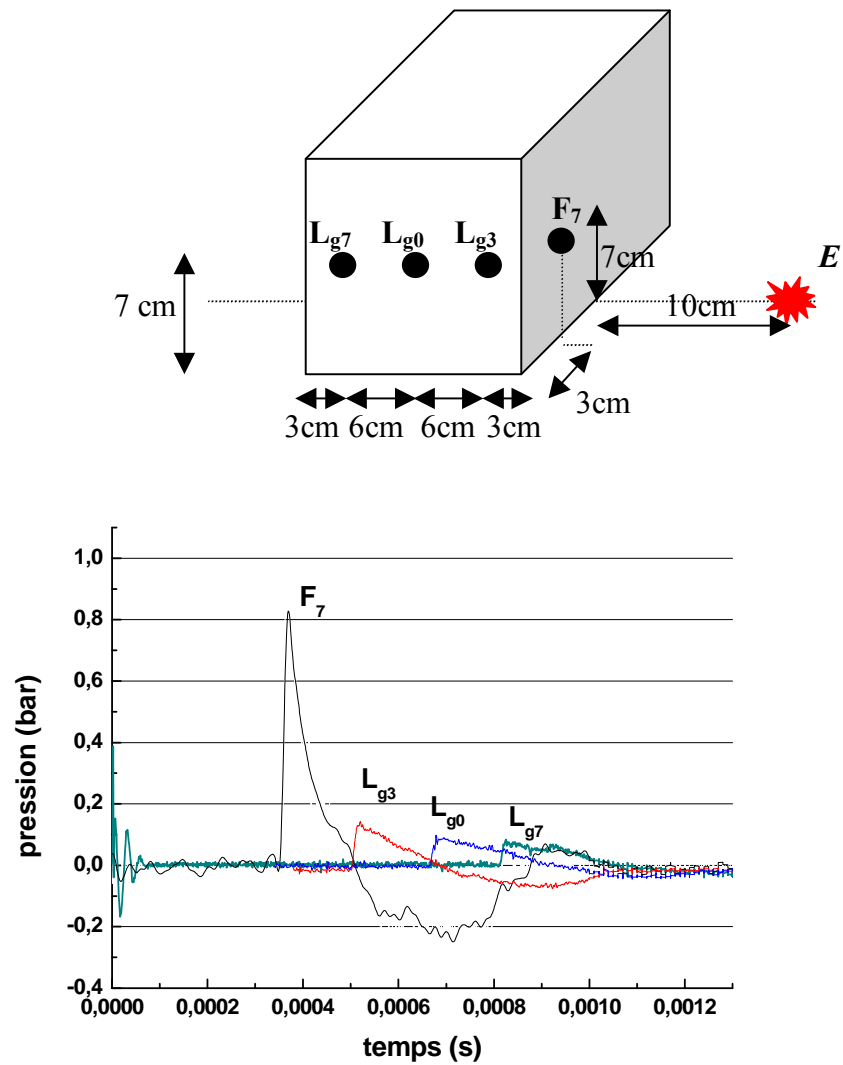


FIG. 4.21: Configuration expérimentale permettant d'étudier les signaux de pression sur la face latérale L_g du parallélépipède, $E = 1,72$ kJ.

	ΔP^+ (bar)	t_0 (s)	t^+ (s)
Capteur			
F₇	0,82	$3,53.10^{-4}$	$1,52.10^{-4}$
L_{g3}	0,13	$5,1.10^{-4}$	$1,78.10^{-4}$
L_{g0}	0,084	$6,7.10^{-4}$	$2,35.10^{-4}$
L_{g7}	0,077	$8,32.10^{-4}$	$2,39.10^{-4}$

TAB. 4.3: Caractéristiques des signaux de pression pour l'étude du contournement de la face latérale du parallélépipède.

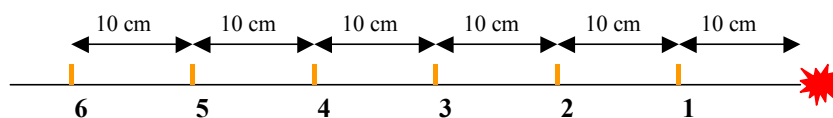
sphérique) de 1,72 kJ.

Le signal de pression relevé en F₇, capteur situé sur la face F directement exposée à l'explosion, est un signal de pression réfléchi. Le capteur L_{g3} situé sur la face latérale L_g, mesure une surpression positive plus de six fois inférieure à celle mesurée en F₇, l'onde de pression en ce point n'est plus une onde réfléchi mais une onde de contournement. Ensuite, le long de la face L_g, les surpressions diminuent au fur et à mesure que l'onde se propage jusqu'aux capteurs L_{g0} et L_{g7}. Afin de déterminer la durée $\Delta t(L_{g3}L_{g0})$ que met l'onde pour parcourir la distance L_{g3}L_{g0} sur la face latérale L_g, nous lisons les temps d'arrivée des signaux relevés par L_{g0} et L_{g3} sur la figure 4.21 (et cf tableau 4.3), nous obtenons :

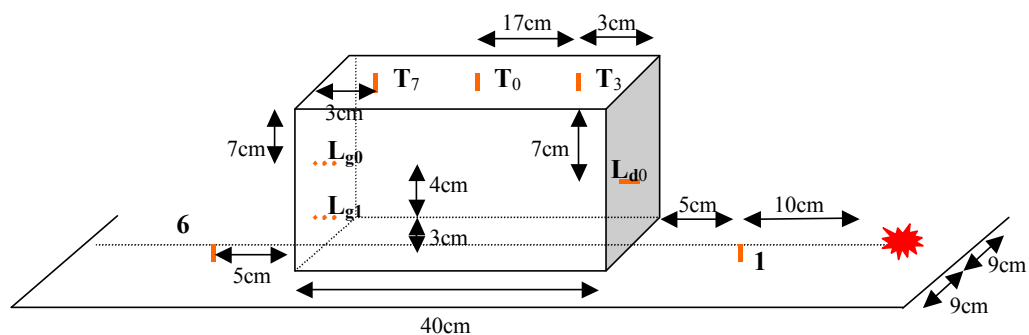
$$\Delta t(L_{g3}L_{g0}) = t_0(L_{g3}) - t_0(L_{g0}) = 1,6.10^{-4} \text{ s}$$

or connaissant la distance $L_{g3}L_{g0} = 6 \text{ cm}$, nous en déduisons la vitesse moyenne de l'onde entre L_{g3} et L_{g0} qui est de 375 m.s^{-1} . Nous procédons de la même manière entre L_{g0} et L_{g7} (tableau 4.3), ce qui nous donne une vitesse de l'onde entre L_{g0} et L_{g7} de 370 m.s^{-1} . Une fois qu'elle a contourné la face L_g directement exposée à l'explosion, l'onde est donc non seulement très atténuée vu les surpressions qu'elle engendre mais aussi par conséquent fortement ralentie.

Configuration 1



Configuration 2



Configuration 3

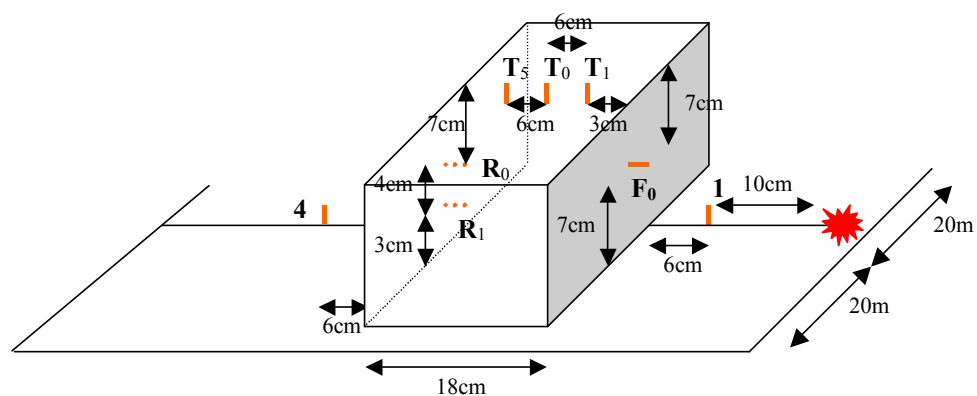


FIG. 4.22: Schéma des différentes configurations expérimentales permettant d'observer le contournement du parallélépipède par l'onde de choc.

La figure 4.22 représente les différentes configurations expérimentales mises en oeuvre afin d'étudier le contournement sur les faces de dessus et arrière. La configuration 1 a pour objectif de quantifier le champ de pression incident (en champ libre) : six capteurs sont disposés à 10 (capteur 1), 20 (capteur 2), 30 (capteur 3), 40 (capteur 4), 50 (capteur 5) et 60 (capteur 6) cm du centre de la charge explosive. Ce champ incident a déjà été caractérisé dans le paragraphe 4.1 du chapitre 4. Dans la configuration 2, nous avons placé le parallélépipède à une distance $r = 15$ cm du centre de l'explosion, l'obstacle recouvre donc les capteurs 2, 3, 4 et 5, la face L_d (de dimensions 18 cm x 14 cm) est directement exposée à l'explosion c'est-à-dire que la direction de l'écoulement est perpendiculaire à la face L_d . Le plan perpendiculaire à la table et passant par le centre de la charge et par le centre du parallélépipède est alors plan de symétrie de l'obstacle. Les deux faces latérales sont ici les faces F et R, la face arrière est ici la face L_g et la face de dessus la face T selon les notations définies dans le chapitre 2. Enfin, dans la configuration 3, le parallélépipède est placé à $r = 16$ cm du centre de l'explosion, la face F (de dimensions 40 cm x 14 cm) étant celle qui est directement exposée à l'explosion. Toutes les expériences de la figure 4.22 sont réalisées avec une charge hémisphérique gazeuse de rayon $R_0 = 4,1$ cm (énergie $E = 4,4$ kJ relative à la symétrie sphérique). Les signaux de pression relevés dans les configurations 2 et 3 sont présentés sur les figures 4.23, 4.24, 4.25 et 4.26.

Afin d'évaluer, quantifier et qualifier le contournement de l'onde de choc issue d'une détonation autour de l'obstacle parallélépipédique, nous commençons par commenter la configuration 2, puis nous commentons la configuration 3, pour enfin comparer ces deux configurations avec la première, représentative de la propagation de l'onde de choc en champ

libre.

Configuration 2 Le signal de pression relevé en L_{d0} , capteur situé au centre de la face L_d directement exposée à l'explosion, est un signal de pression réfléchi, ce qui explique que la surpression mesurée en ce point soit supérieure à celle mesurée au niveau du capteur (1) qui bien que plus proche de l'explosion mesure une pression incidente. Le capteur T_3 situé sur la face de dessus, mesure une surpression positive plus de dix fois inférieure à celle mesurée en L_{d0} , l'onde de pression en ce point n'est plus une onde réfléchi mais une onde de contournement. Ensuite, le long de la face T , les surpressions diminuent au fur et à mesure que l'onde se propage jusqu'aux capteurs T_0 et T_7 . Afin de déterminer la durée $\Delta t(T_3T_0)$ que met l'onde pour parcourir la distance T_3T_0 sur la face de dessus T , nous lisons les temps d'arrivée des signaux relevés par T_0 et T_3 sur la figure 4.23, nous obtenons :

$$t_0(T_3) = 3,27.10^{-4} s \text{ et } t_0(T_0) = 7,74.10^{-4} s$$

ainsi :

$$\Delta t(T_3T_0) = t_0(T_0) - t_0(T_3) = 4,47.10^{-4} s$$

or connaissant la distance $T_3T_0 = 17 \text{ cm}$, nous en déduisons la vitesse moyenne de l'onde entre T_3 et T_0 qui est de 380 m.s^{-1} . Nous procédons de la même manière entre T_0 et T_7 :

$$\Delta t(T_0T_7) = t_0(T_7) - t_0(T_0) = 1,23.10^{-3} - 7,74.10^{-4} = 4,56.10^{-4} s$$

ce qui nous donne, connaissant $T_0T_7 = 17$ cm, une vitesse de l'onde entre T_0 et T_7 de 372 m.s^{-1} . Une fois qu'elle a contourné la face L_d directement exposée à l'explosion, l'onde est donc non seulement très atténuée mais aussi par conséquent fortement ralentie (comme c'était le cas ci-dessus avec la face latérale L_g) et tend même à devenir une onde acoustique.

Enfin, les signaux de pression relevés en L_{g0} et L_{g1} c'est-à-dire sur la face arrière du parallélépipède par rapport à l'explosion n'ont plus la forme typique d'un signal d'onde résultant d'une détonation (figure 4.23). Ces signaux sont difficiles à exploiter. Nous pouvons lire que la surpression sur la face arrière est comprise entre 40 et 75 mbar, nous observons plusieurs pics consécutifs qui peuvent peut-être s'expliquer par le fait que plusieurs ondes viennent se superposer au niveau de la face arrière L_g , à savoir la partie diffractée (appelée D sur la figure 1.27 du chapitre 1 d'après Brown et al. (2000)) des ondes provenant des deux faces latérales F et R et de la face de dessus T d'une part, et la partie réfléchi sur le sol (appelée RD sur la figure 1.27 du chapitre 1 d'après Brown et al. (2000)) de cette partie diffractée D.

Configuration 3 En ce qui concerne la configuration 3, l'évolution des signaux de pression est sensiblement la même, nous avons juste pivoté le parallélépipède de telle sorte que la face F soit seule soumise directement à l'explosion. De plus le parallélépipède n'est plus situé à 5 cm mais à 6 cm du centre de l'explosion, ce qui explique que le temps d'arrivée de l'onde au capteur F_0 soit plus grand dans la configuration 3 que le temps d'arrivée au capteur L_{d0} dans la configuration 2. Nous déterminons de même que pour la configuration 2 la durée $\Delta t(T_1T_0)$ que met l'onde pour parcourir la distance T_1T_0 sur la face de dessus T, nous lisons les temps d'arrivée des signaux relevés par les capteurs T_0 et T_1 sur la figure

4.24, nous obtenons :

$$t_0(T_1) = 3,64.10^{-4} s \text{ et } t_0(T_0) = 5,22.10^{-4} s$$

or connaissant la distance $T_1T_0 = 6$ cm, nous en déduisons la vitesse moyenne de l'onde entre T_1 et T_0 qui est de 379 m.s^{-1} . Et enfin, entre T_0 et T_5 , nous écrivons :

$$\Delta t(T_0T_5) = t_0(T_5) - t_0(T_0) = 6,86.10^{-3} - 5,22.10^{-4} = 1,64.10^{-4} s$$

ce qui nous donne, connaissant $T_0T_5 = 6$ cm, une vitesse de l'onde entre T_0 et T_5 de 366 m.s^{-1} . Ces vitesses moyennes mesurées sur la face de dessus sont sensiblement identiques à celles mesurées sur la face de dessus de la configuration 2. Enfin, les profils de pression relevés sur la face arrière par les capteurs R_0 et R_1 sont de formes similaires à ceux de la configuration 2, nous observons également plusieurs pics consécutifs difficilement exploitables pour notre étude.

Remarque 6 *Il est important de remarquer que si ces chargements sur la face arrière semblent négligeables par rapport à ceux appliqués sur les autres faces, ce ne serait pas le cas si un second obstacle était placé derrière la structure, le chargement serait alors au contraire sous-estimé du fait des réflexions possibles sur le nouveau bâtiment (Remennikov et al., 2005).*

Comparaison des configurations 1, 2 et 3 Sur les graphes de la figure 4.25, nous comparons les signaux de pression mesurés sur la face arrière du parallélépipède au niveau des capteurs L_{g0} et R_0 pour les configurations 2 et 3, ainsi qu'au niveau des capteurs L_{g1} et R_1 pour les configurations 2 et 3 (voir figure 4.22). Ceci va nous permettre de mieux comprendre comment l'onde se propage autour d'un obstacle parallélépipédique afin d'atteindre sa face arrière. D'après la figure 4.25, nous pouvons comparer les temps d'arrivée pour les configurations 2 et 3 sur la face arrière de l'obstacle et nous observons que :

$$t_0(R_0, \text{config.3}) < t_0(L_{g0}, \text{config.2})$$

et

$$t_0(R_1, \text{config.3}) < t_0(L_{g1}, \text{config.2})$$

Ainsi, l'onde met moins de temps pour atteindre les capteurs R_0 et R_1 de la face arrière du parallélépipède en configuration 3 que pour atteindre les capteurs L_{g0} et L_{g1} de la face arrière du parallélépipède en configuration 2. Cela signifie que l'onde semble contourner le parallélépipède plus rapidement lorsque celui-ci a sa grande face F directement face à l'explosion (configuration 3) que lorsqu'il est placé de telle sorte que la petite face R_i soit directement face à l'explosion (configuration 2), et ceci bien que dans la configuration 3 la charge explosive soit située à 16 cm de l'obstacle et dans la configuration 2 elle soit placée à 15 cm de l'obstacle.

Le graphe de la figure 4.26 présente les signaux de pression relevés par les capteurs (4) et (6) (situés respectivement à 40 et 60 cm du centre de l'explosion, cf figure

4.22) dans les configurations 1, 2 et 3. Nous voyons que la présence de l'obstacle modifie complètement la forme du signal de pression, le signal relevé en champ libre au point de mesure (4)-configuration 1 ou celui relevé au point de mesure (6)-configuration 1 est un signal typique de détonation, le fait de placer l'obstacle parallélépipédique dans ce champ de pression modifie la forme du signal qui ne ressemble plus à celui d'une détonation. La présence du parallélépipède modifie les paramètres caractéristiques de l'onde de pression (Remennikov, 2004) : par exemple, la surpression passe de 0,275 bar en champ libre (capteur (4)-configuration 1) à 0,05 bar (soit six fois moins) pour le capteur (4) de la configuration 2 en présence du parallélépipède, et de 0,165 bar en champ libre (capteur(6)-configuration 1) à 0,04 bar (soit quatre fois moins) pour le capteur (6) de la configuration 3 en présence du parallélépipède. De plus, l'ajout de l'obstacle augmente considérablement les temps d'arrivée de l'onde, ce qui s'explique par le fait que l'onde doit contourner le parallélépipède, et par conséquent elle met plus de temps pour atteindre le point (4) et le point (6) qu'en champ libre. En effet, nous observons un décalage entre le signal de pression enregistré au point de mesure (4)-configuration 1 et le signal de pression enregistré au point de mesure (4)-configuration 3. Ce décalage en temps entraîne le déséquilibre de pression. L'information reçue par la face avant de l'obstacle est transmise le long de la structure, ce contournement s'effectue en un temps t_d que l'on peut appeler temps de contournement. Le temps nécessaire à la transmission de la perturbation (onde diffractée) le long de l'obstacle, ou encore le temps que met l'onde pour contourner l'obstacle dans le cas de la configuration 3 est égal à :

$$t_0(T_4, \text{config.1}) - t_0(T_4, \text{config.3}) = 1,82.10^{-4} \text{ s}$$

Et le temps que met l'onde pour contourner l'obstacle dans le cas de la configuration 2 est égal à :

$$t_0(T_6, \text{config.1}) - t_0(T_6, \text{config.2}) = 2,57.10^{-4} \text{ s}$$

En conclusion, l'onde semble donc mettre plus de temps à contourner le parallélépipède dans la configuration 2 (grand côté parallèle à la direction de propagation de l'onde) que dans la configuration 3 (grand côté perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde). De plus, lorsqu'elle contourne le parallélépipède, nous pouvons dire que l'onde est non seulement très atténuée (jusqu'à plus de dix fois en termes de surpression) sur les faces "à l'ombre" (latérales et de dessus) mais aussi par conséquent fortement ralentie ; elle tend même à devenir une onde acoustique. Enfin, les résultats obtenus sur les faces arrières s'avèrent difficilement exploitables étant données la faiblesse des signaux d'une part et d'autre part leur forme complexe qui ne ressemble plus à la forme typique d'un signal de détonation. En effet, ces signaux présentent plusieurs pics qui s'expliquent certainement par le fait que plusieurs ondes viennent se superposer au niveau de la face arrière, à savoir la partie diffractée des ondes provenant des deux faces latérales et de la face de dessus d'une part, et la partie réfléchiée sur le sol de cette partie diffractée D.

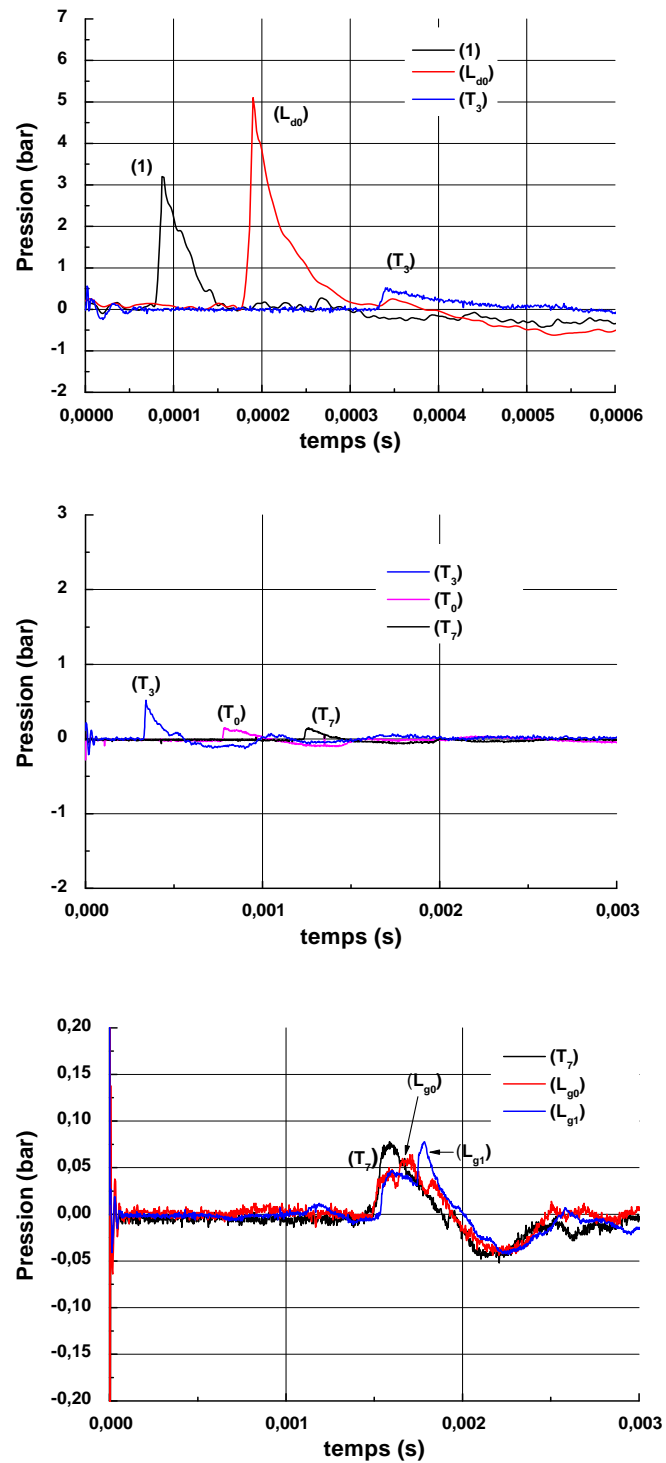


FIG. 4.23: Signaux de pression enregistrés par les capteurs (1), (L_{d0}), (T₃), (T₀), (T₇), (L_{g0}), (L_{g1}), configuration 2, contournement du parallélépipède par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.

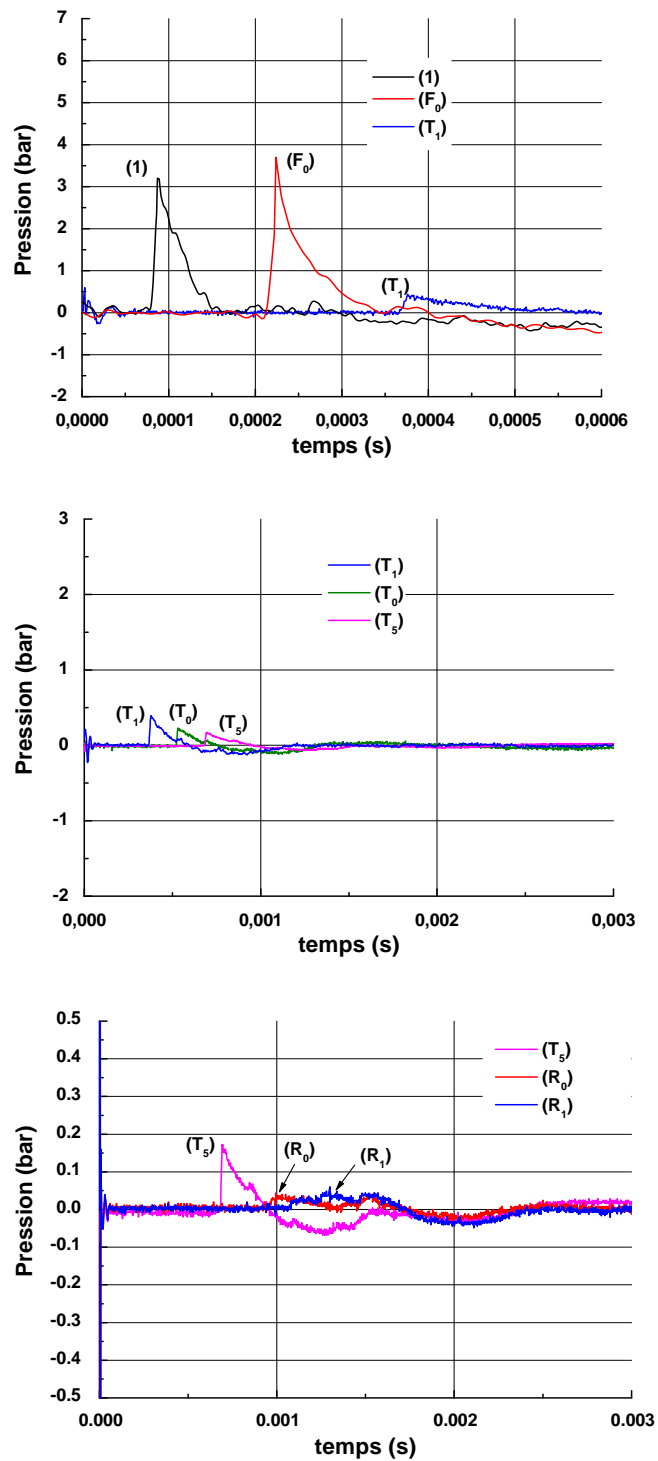


FIG. 4.24: Signaux de pression enregistrés par les capteurs (1), (F₀), (T₁), (T₀), (T₅), (R₀), (R₁), configuration 3, contournement du parallélépipède par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.

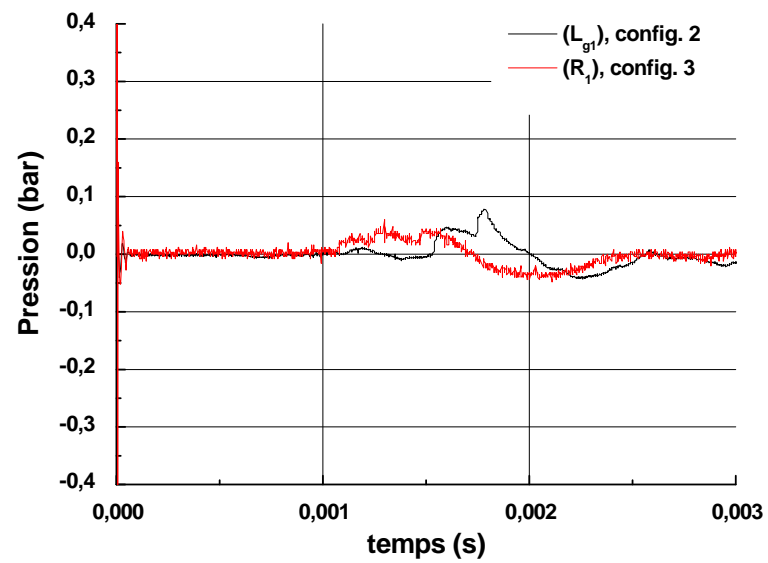
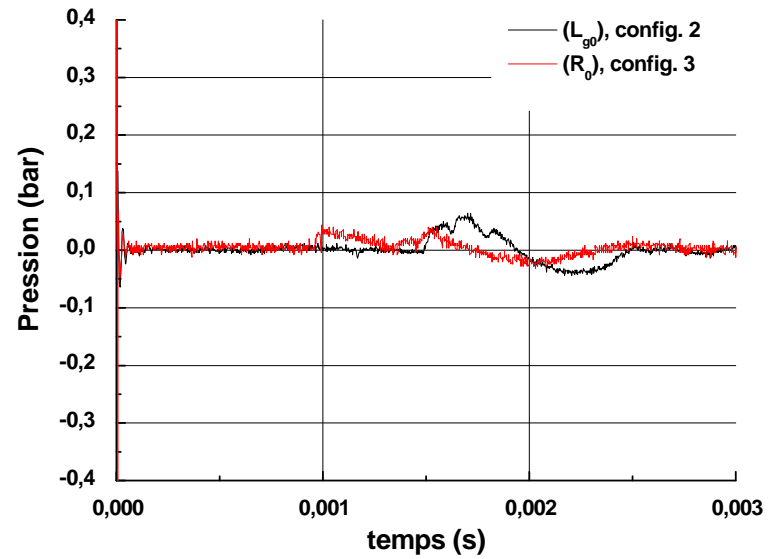


FIG. 4.25: Comparaison des signaux de pression mesurés sur la face arrière du parallélépipède pour les configurations 2 et 3.

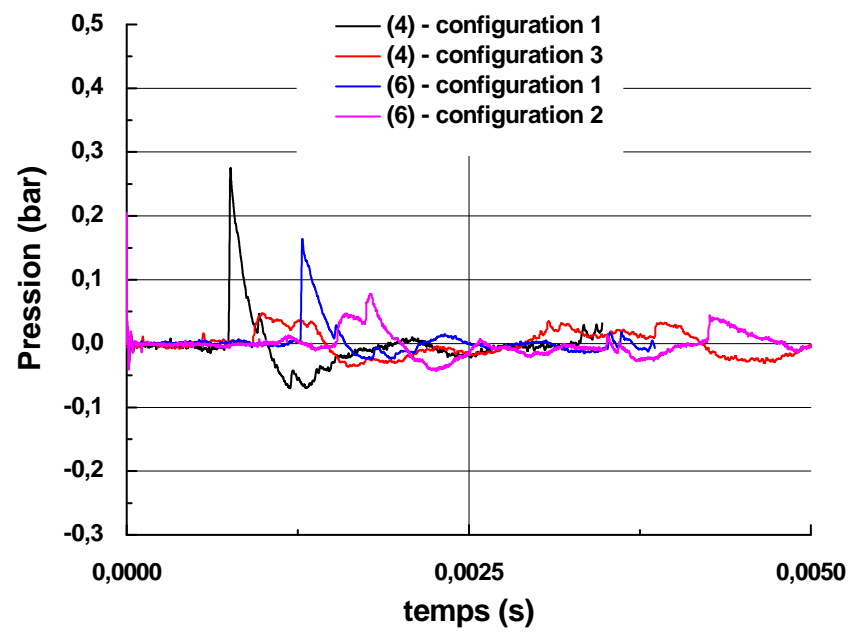


FIG. 4.26: Signaux de pression enregistrés par les capteurs (4) et (6) dans les configurations 1, 2 et 3 : contournement du cylindre par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.

4.2.2 L'obstacle cylindrique

Répartition du champ de pression réfléchi par la partie "avant" du cylindre

L'obstacle étudié dans ce paragraphe est de type cylindrique, sa particularité est que sa hauteur est égale à son diamètre et vaut 36 cm. C'est un cylindre régulier. Le cylindre est une forme d'obstacle peu rencontrée dans les travaux existants à ce jour sur l'interaction d'une onde de choc avec une structure, nous supposons que la propagation de l'onde de souffle autour de ce type d'obstacle se fera différemment que celle autour d'un parallélépipède, la forme de la paroi étant incurvée. Sur ce cylindre, nous avons disposé trois capteurs de pression F_1 , F_2 et F_3 comme l'indique la schéma de la figure 4.27. F_2 est situé à mi-hauteur du cylindre, c'est-à-dire à 18 cm du sol, et $F_2F_3 = F_2F_1 = 15$ cm (cf chapitre 2). L'angle β est l'angle de rotation du cylindre, il est défini par rapport à la génératrice centrale du cylindre passant par T_0 . Par exemple, les capteurs F_1 , F_2 et F_3 visibles sur la figure 4.27 correspondent à un angle β égal à 0.

Décrivons comment sont réalisées les expériences : une première expérience consiste à faire détoner une charge hémisphérique gazeuse de rayon R_0 située à $r = 10$ cm du cylindre, ce qui nous permet d'enregistrer les signaux de pression aux points de mesure F_1 , F_2 et F_3 (pour $\beta = 0$) ; ensuite nous pivotons le cylindre d'un angle $\beta = -\pi/8$, et nous réitérons le processus de détonation, ce qui nous permet d'enregistrer les signaux de pression aux points de mesure F_1 , F_2 et F_3 (pour $\beta = -\pi/8$). Cette expérience est répétée pour $\beta = -\pi/4$, $\beta = -3\pi/8$ et $\beta = -\pi/2$. Ceci va donc nous permettre d'étudier la répartition du champ de pression réfléchi par toute "la face avant" de ce cylindre, qui est directement exposée à l'explosion. Les paramètres que l'on fait varier sont le rayon de la charge explosive R_0 , et

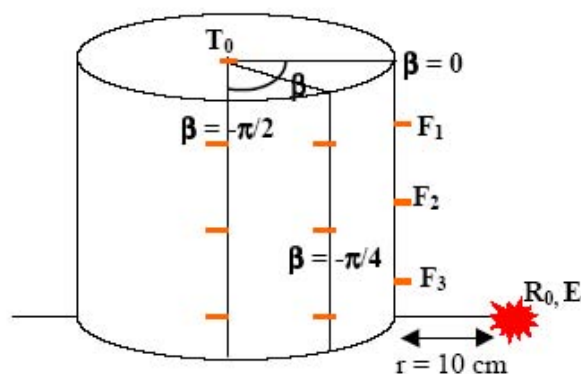


FIG. 4.27: La face avant du cylindre directement exposée à la détonation d'une charge hémisphérique gazeuse de rayon R_0 .

donc par conséquent l'énergie contenue par la charge, la distance radiale réduite λ et l'angle β . Nos résultats sont résumés sur les figures 4.28 et 4.29 et 4.30.

Nos trois capteurs sont disposés de telle manière qu'une rotation d'angle $-\beta$, β variant de 0 à $(-\pi/2)$, du cylindre nous permettra de balayer toute la surface de la paroi avant du cylindre directement exposée à l'explosion. F_1 est situé à une hauteur de 33 cm, F_2 à une hauteur de 18 cm et F_3 à une hauteur de 3 cm. En pivotant le cylindre d'un angle $-\beta$, nous allons donc pouvoir établir à partir des signaux enregistrés par F_1 , F_2 et F_3 , trois évolutions de pression sur trois lignes directrices situées respectivement à 33, 18 et 3 cm suivant la paroi du cylindre et parallèles au plan de la table. Ces évolutions de pression sont représentées sur la figure 4.28 en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ $^{-1/3}$). La figure 4.29 présente de même les trois évolutions de l'impulsion (rapportée à la racine cubique de l'énergie E contenue dans la charge explosive) en fonction de la distance radiale réduite pour les trois capteurs, c'est-à-dire le long de la paroi du cylindre à

trois hauteurs différentes : 33 cm, 18 cm et 3 cm. Nous observons que les évolutions des pics de surpression et des impulsions sont de formes similaires pour chacun des capteurs, celles de forme logarithmique. Les résultats de ces expériences peuvent alors être corrélés de la manière suivante (tableaux 4.4 et 4.5) :

$$\begin{aligned}
 Y &= \exp [a + b (\ln x)] \\
 Y &= \frac{\Delta P^+}{P_0} \text{ ou } Y = \frac{I^+}{E^{1/3}} \text{ (bar.ms.MJ}^{-1/3}\text{)} \\
 x &= \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}
 \end{aligned}$$

pour chacun des paramètres surpression et impulsion, et pour deux tailles de confinement ($R_0 = 2,6$ cm et $E = 1,12$ kJ - $R_0 = 4,1$ cm et $E = 4,4$ kJ). En annexe D, nous avons reporté les résultats expérimentaux des surpressions (mesurées en bar) positives et des impulsions positives (mesurées en bar.ms.MJ^{-1/3}) obtenues au niveau des capteurs F₁, F₂ et F₃ situés sur la paroi arrondie du cylindre, en les comparant aux résultats obtenus avec Autodyn, pour la détonation de deux tailles de confinement hémisphérique gazeux (rayon $R_0 = 2,6$ cm et $R_0 = 4,1$ cm), ayant lieu au sol à une distance $r = 10$ cm du cylindre. L'erreur entre les deux types de résultats (expérimentaux ou numériques) est calculée et reportée dans les tableaux D.1, D.2, D.3 et D.4 de l'annexe. Nous pouvons constater que les résultats de nos expérimentations sont en excellente corrélation avec les résultats numériques, compte tenu d'une erreur comprise entre 7,5 et 11,1 %.

Nous allons maintenant interpréter ces résultats de manière à mieux comprendre comment l'onde de choc se propage le long de la paroi du cylindre. Nous voyons que pour

chaque capteur, ou pour chaque ligne parallèle au plan d'expérimentation suivant la paroi du cylindre, l'amplitude de la surpression et l'impulsion décroissent quand la distance radiale réduite λ augmente. Or ceci n'est pas vrai si l'on observe la répartition des surpressions et des impulsions en balayant la paroi du cylindre toute entière, en effet par exemple le point de mesure $(F_3, \beta = -\pi/4)$ a une distance radiale réduite inférieure à celle du point de mesure $(F_2, \beta = 0)$ et pourtant la plus grande surpression et l'impulsion la plus élevée sont celles relevées en $(F_2, \beta = 0)$. De plus, si l'on observe le graphe de la figure 4.30 qui représente le temps d'arrivée t_0 de l'onde de choc en fonction de la distance radiale réduite, nous notons que le temps d'arrivée de l'onde de choc au point de mesure $(F_2, \beta = 0)$ est supérieur au temps d'arrivée de l'onde de choc au point de mesure $(F_3, \beta = -\pi/4)$: donc en résumé, l'onde de choc met moins de temps pour atteindre le point $(F_3, \beta = -\pi/4)$ que pour atteindre $(F_2, \beta = 0)$, cependant le dommage subi par la structure est plus conséquent en $(F_2, \beta = 0)$. Le point de mesure situé en $(F_2, \beta = 0)$ est directement en face de l'explosion. Le contournement de la paroi incurvée par l'onde de choc amoindrit donc les effets de l'explosion sur la structure.

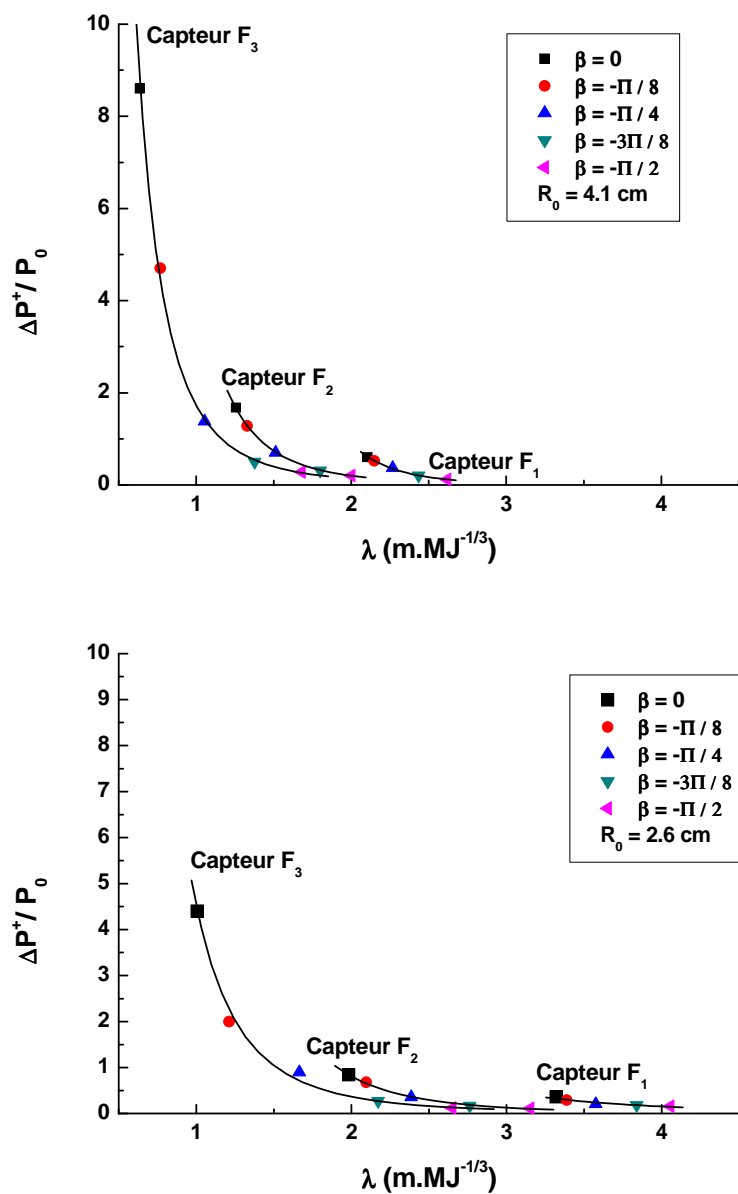


FIG. 4.28: Pic de surpression positive $\frac{\Delta P^+}{P_0}$ réfléchi par la face avant du cylindre en fonction de la distance radiale réduite $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$ pour deux tailles de confinement ($R_0 = 4,1 \text{ cm}$ - $E = 4,4 \text{ kJ}$ et $R_0 = 2,6 \text{ cm}$ - $E = 1,12 \text{ kJ}$).

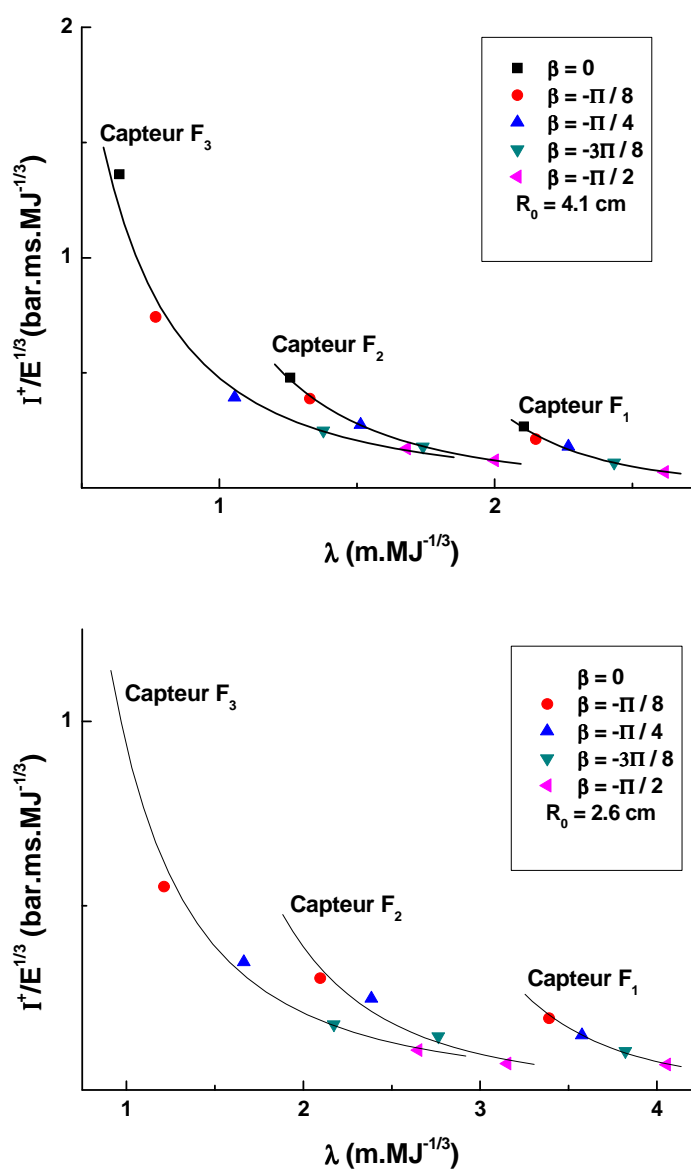


FIG. 4.29: Impulsion positive $\frac{I^+}{E^{1/3}}$ réfléchi par la face avant du cylindre en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ^{-1/3}) pour deux tailles de confinement ($R_0 = 4,1$ cm - $E = 4,4$ kJ et $R_0 = 2,6$ cm - $E = 1,2$ kJ).

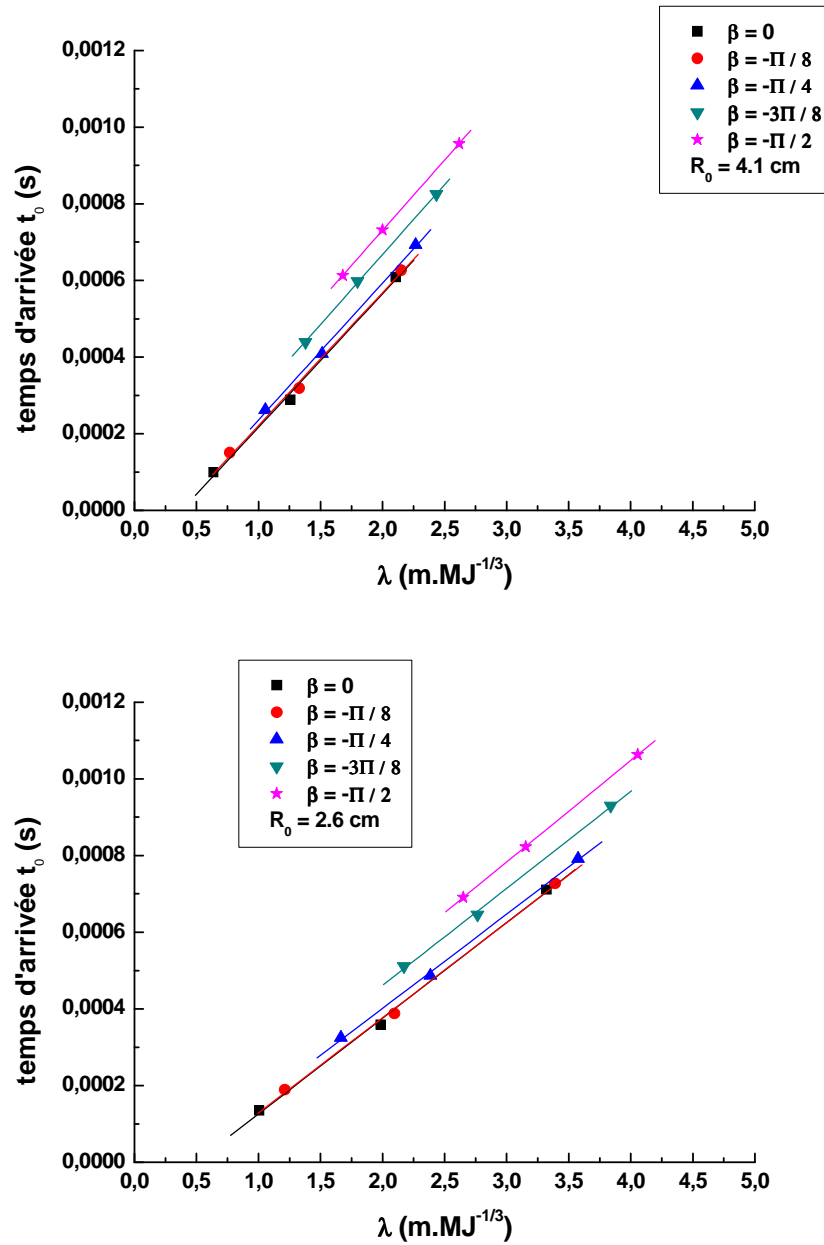


FIG. 4.30: Diagrammes représentant les temps d'arrivée en fonction de la distance radiale réduite.

$\frac{\Delta P^+}{P_0} = \exp [a + b (\ln \lambda)]$			
$\frac{I^+}{E^{\frac{1}{3}}} = \exp [A + B (\ln \lambda)]$			
$R_0 = 4,1 \text{ cm}$ $E = 4,4 \text{ kJ}$	Capteur F_1 $2,10 \leq \lambda \leq 2,62$ $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$	Capteur F_2 $1,25 \leq \lambda \leq 1,99$ $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$	Capteur F_3 $0,64 \leq \lambda \leq 1,68$ $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$
$\frac{\Delta P^+}{P_0}$	$a = 5,086$ $b = -7,492$	$a = 1,552$ $b = -4,573$	$a = 0,541$ $b = -3,616$
$\frac{I^+}{E^{\frac{1}{3}}}$ <i>(bar.ms.MJ^{-1/3})</i>	$A = 3,090$ $B = -5,953$	$A = -0,085$ $B = -2,929$	$A = -0,739$ $B = -2,068$

TAB. 4.4: Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $E = 4,388 \text{ kJ}$

$\frac{\Delta P^+}{P_0} = \exp [a + b (\ln \lambda)]$			
$\frac{I^+}{E^{\frac{1}{3}}} = \exp [A + B (\ln \lambda)]$			
$R_0 = 2,6 \text{ cm}$ $E = 1,12 \text{ kJ}$	Capteur F_1 $3,32 \leq \lambda \leq 4,05$ $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$	Capteur F_2 $1,98 \leq \lambda \leq 3,15$ $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$	Capteur F_3 $1 \leq \lambda \leq 2,65$ $\lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}\text{)}$
$\frac{\Delta P^+}{P_0}$	$a = 3,610$ $b = -3,951$	$a = 2,927$ $b = -4,528$	$a = 1,513$ $b = -3,632$
$\frac{I^+}{E^{\frac{1}{3}}}$ <i>(bar.ms.MJ^{-1/3})</i>	$A = 5,542$ $B = -5,838$	$A = 1,407$ $B = -3,392$	$A = -0,067$ $B = -2,153$

TAB. 4.5: Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $E = 1,12 \text{ kJ}$

Configuration 4

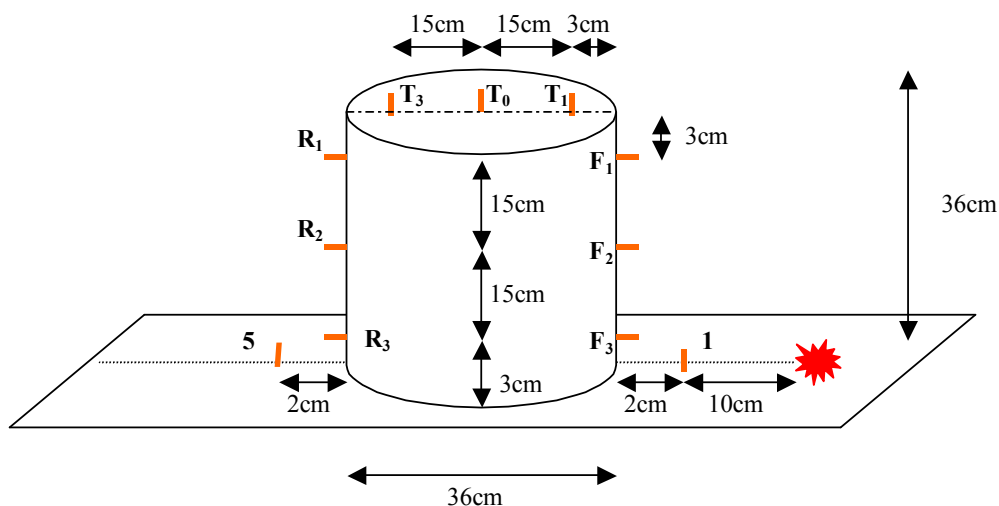


FIG. 4.31: Schéma de la configuration expérimentale permettant d'observer le contournement du cylindre par l'onde de choc.

Ondes de pression de contournement pour l'obstacle cylindrique

Comme pour le parallélépipède dans le paragraphe 4.2.1, nous allons étudier les caractéristiques des ondes de contournement pour l'obstacle cylindrique : l'objectif est donc ici d'observer et d'analyser les signaux de pression obtenus sur les faces de dessus et arrière, c'est-à-dire sur les faces « à l'ombre » ou « non-directement » exposées à l'explosion. Ainsi, cela nous permettra de mieux comprendre comment l'onde de souffle résultant d'une forte explosion va interagir avec la structure cylindrique.

Nous avons schématisé sur la figure 4.31 la configuration expérimentale 4 réalisée pour cette étude. Dans cette configuration, le cylindre est placé à une distance de 12 cm du centre de l'explosion, l'obstacle recouvre donc les capteurs 2, 3 et 4 de la configuration 1, les

capteurs F_1 , F_2 et F_3 sont directement exposés à l'explosion c'est-à-dire que la direction de l'écoulement est perpendiculaire à la droite formée par F_1 , F_2 et F_3 . Le plan perpendiculaire à la table passant par le centre de la charge et par F_1 , F_2 , F_3 est plan de symétrie de l'obstacle. Les expériences sont réalisées avec une charge hémisphérique gazeuse de rayon $R_0 = 4,1$ cm (énergie $E = 4,4$ kJ). Les signaux de pression relevés dans la configuration 4 sont présentés sur les figures 4.32 et 4.33.

Le signal de pression relevé en F_3 , capteur situé au pied du cylindre face à l'explosion, est un signal de pression réfléchi, ce qui explique que la surpression mesurée en ce point soit supérieure à celle mesurée au niveau du capteur (1) qui bien que plus proche de l'explosion mesure une pression incidente. Le signal (1) présente un second pic, immédiatement derrière le premier pic, ce second pic est dû à la réflexion de l'onde de choc sur le cylindre, le capteur (1) étant très proche du cylindre (2 cm), il reçoit l'information de cette réflexion. L'atténuation des surpressions est très rapide si l'on observe les trois signaux des capteurs situés sur le cylindre face à l'explosion F_1 , F_2 , F_3 . La surpression mesurée en F_2 est 3,8 fois plus faible que celle relevée en F_3 ; et la surpression relevée en F_1 est 3,2 fois plus faible que celle relevée en F_2 . Donc de F_3 à F_1 , la surpression est environ douze fois amoindrie. Le capteur T_1 situé sur la face de dessus, mesure une surpression positive de 0,13 bar soit environ cinq fois inférieure à celle mesurée en F_1 et 17 fois inférieure à celle mesurée au niveau du capteur (1) situé sur le sol à 10 cm du centre de l'explosion et à 2 cm du cylindre. L'onde de pression en ce point T_1 n'est plus une onde réfléchi mais une onde de contournement. En comparant ces résultats avec les résultats obtenus sur le parallélépipède, nous remarquons que la surpression mesurée au niveau du capteur T_3 -configuration 2 (figure

4.22) est 6,5 fois inférieure à celle mesurée au niveau du capteur (1) de la configuration 2 (figure 4.22) situé sur le sol à 10 cm du centre de l'explosion et à 5 cm du parallélépipède. Or le cylindre est un bâtiment dont la hauteur (valant 36 cm) est plus de deux fois plus grande que celle du parallélépipède (14 cm) ; la hauteur du bâtiment est donc un facteur influant sur l'atténuation des surpressions engendrées par l'onde de choc sur les parois de la structure. Afin d'étudier plus précisément l'influence de ce facteur hauteur, il faudrait disposer de deux bâtiments maquette de même forme (parallélépipédique par exemple) mais de hauteurs différentes, et étudier les caractéristiques résultantes de l'onde de choc consécutive à une détonation d'une charge d'explosif à même distance des deux bâtiments (Smith et al., 2000).

Ensuite, le long de la face T, les surpressions diminuent au fur et à mesure que l'onde se propage jusqu'aux capteurs T_0 et T_3 . Afin de déterminer la durée $\Delta t(T_3T_0)$ que met l'onde pour parcourir la distance T_3T_0 , nous lisons les temps d'arrivée des signaux relevés par T_0 et T_3 sur la figure 4.32, nous obtenons :

$$t_0(T_3) = 1,59.10^{-3} \text{ s et } t_0(T_0) = 1,17.10^{-3} \text{ s}$$

ainsi :

$$\Delta t(T_3T_0) = t_0(T_3) - t_0(T_0) = 4,2.10^{-4} \text{ s}$$

or connaissant la distance $T_3T_0 = 15 \text{ cm}$, nous en déduisons la vitesse moyenne de l'onde entre T_3 et T_0 qui est de 404 m.s^{-1} . Nous procédons de la même manière entre T_0 et T_1 :

$$\Delta t(T_0 T_1) = t_0(T_0) - t_0(T_1) = 1,18.10^{-3} - 7,41.10^{-4} = 4,39.10^{-4} \text{ s}$$

ce qui nous donne, connaissant $T_0 T_1 = 15 \text{ cm}$, une vitesse de l'onde entre T_0 et T_1 de 387 m.s^{-1} .

Enfin, les signaux mesurés par les capteurs R_1 , R_2 et R_3 n'ont plus la forme d'un signal de pression issue d'une détonation, ils ont une forme qui se rapproche plutôt de celle d'un signal de pression qui pourrait résulter d'une explosion de type déflagration (phase positive aussi marquée que la phase négative), comme il a été observé sur la face arrière du parallélépipède. Il semble que l'onde atteigne plus rapidement le capteur R_3 situé sur la face arrière au pied du cylindre que les autres capteurs R_2 et R_1 situés au-dessus sur la face arrière. Ainsi, l'onde contournerait l'obstacle cylindrique plus rapidement en suivant le chemin de la paroi arrondie, plutôt qu'en le contournant par la face de dessus.

Remarque 7 *A ce stade de l'étude, il aurait été intéressant de comparer la décroissance de la pression en fonction du temps pour une pression normale réfléchiée par un plan (considéré comme infini) et une pression normale réfléchiée par la face avant du cylindre, la forme nettement plus aérodynamique du cylindre ayant certainement une influence sur cette phase de décroissance de la pression en fonction du temps.*

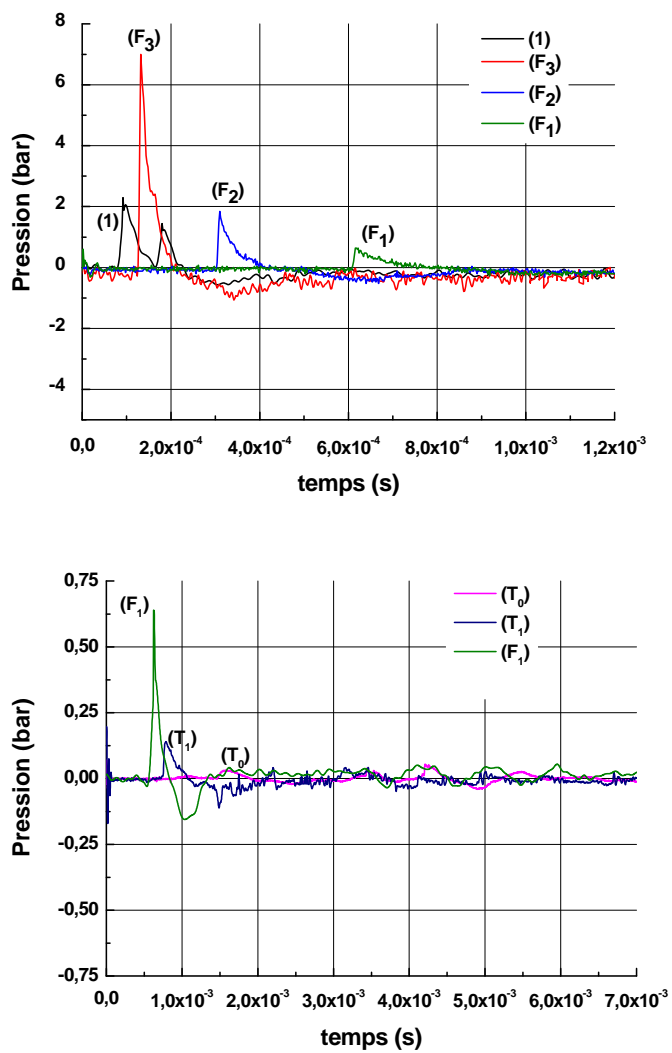


FIG. 4.32: Signaux de pression enregistrés par les capteurs (1), (F₃), (F₂), (F₁), (T₁), (T₀) situés sur le cylindre, configuration 4, contournement du cylindre par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.

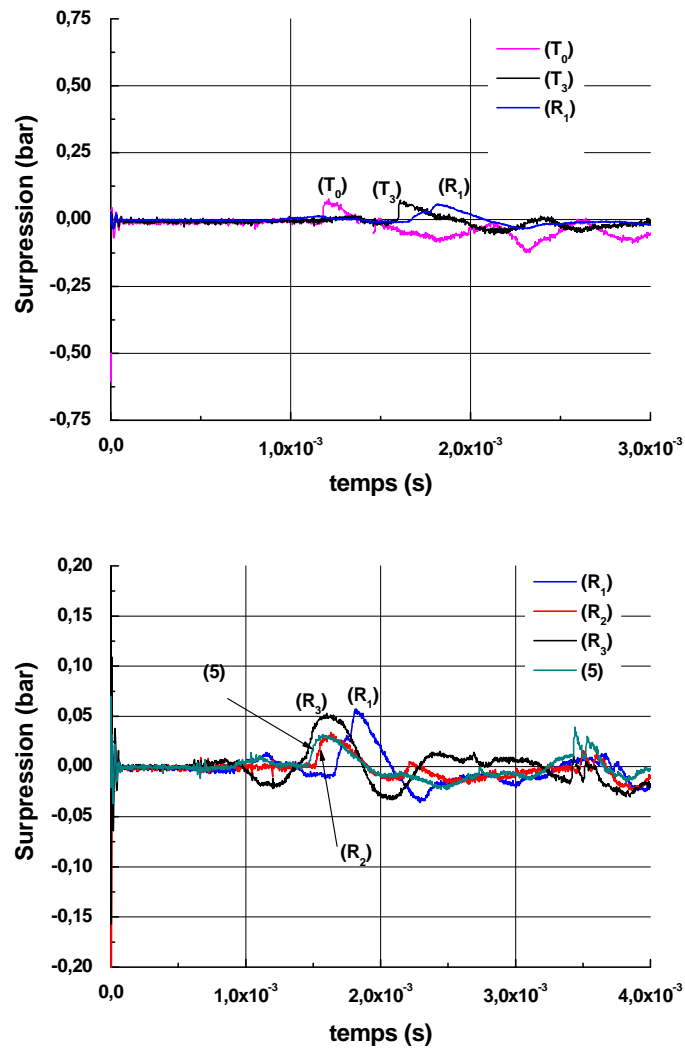


FIG. 4.33: Signaux de pression enregistrés par les capteurs (T_0) , (T_3) , (R_1) , (R_2) , (R_3) et (5) , configuration 4, contournement du cylindre par l'onde de choc consécutive à la détonation d'une charge gazeuse contenant une énergie $E = 4,4$ kJ.

4.3 Explosion en altitude : étude des sollicitations de pressions induites par la détonation sur la paroi des structures ou sur le sol directement, échelle de laboratoire

4.3.1 Introduction : description de la problématique

Le travail présenté dans cette section s'inscrit dans le cadre des études relatives à la vulnérabilité des structures face à la détonation de substances explosives. En raison du nombre croissant des explosions impliquant différents bâtiments à travers le monde entier, il devient aujourd'hui incontournable de maîtriser les risques d'explosion à proximité d'un bâtiment lorsque cette explosion a lieu en altitude afin de pouvoir prévenir le danger. Notre travail ci-contre doit être un point de départ visant à aider les ingénieurs à optimiser la protection de sites industriels ou urbains. En effet, à titre d'exemple, un avion survolant un site industriel à risque tel qu'un site militaire présente une menace considérable. Ceci est un exemple qui permet de comprendre l'intérêt et l'importance de l'étude réalisée dans ce paragraphe.

L'objectif est de proposer des outils afin de prédire les chargements appliqués aux structures. Cet objectif est poursuivi à travers la réalisation d'essais menés en laboratoire. Ces essais simulent une forte explosion ayant lieu en altitude. Le travail de thèse consiste donc en premier lieu à recueillir des données expérimentales sur les effets de pression d'ondes de choc rencontrant des obstacles. Un point important de la problématique de la thèse est, on le rappelle, la détermination d'une équivalence entre le TNT et le gaz utilisé dans les expériences, afin de permettre au final de modéliser par le biais d'explosion de gaz à petite

échelle des explosions de TNT à échelle réelle.

4.3.2 Présentation des travaux antérieurs utilisés

Plusieurs études concernant les dommages causés par une onde de souffle sur un bâtiment ont été réalisées ces dernières années, cependant à ce jour il reste beaucoup de phénomènes à étudier dans le domaine des explosions en altitude, qui est un phénomène complexe à caractériser (Reichenbach et al. - 1990 - Dewey et al., 2000). L'étude présentée ici qui consiste à simuler expérimentalement et numériquement la propagation et l'interaction d'une onde de choc consécutive à la détonation d'une charge explosive en altitude avec une structure, est originale par le fait que les expériences sont réalisées à petite échelle et avec un explosif gazeux (contrairement aux études de Reichenbach et al., 1990 et Dewey et al., 2000 qui ont travaillé avec des explosifs solides).

La théorie des deux chocs de Von Neuman prédit une augmentation significative de la pression juste avant la transition entre réflexion régulière et réflexion de Mach. Cependant ce phénomène a été à ce jour peu confirmé par les mesures expérimentales; par exemple, les tests de Reichenbach et al. (1990) ont échoué à montrer cette augmentation de pression à la transition avec une détonation de 0,5 g de charges NP détonant au dessus de surfaces rigides planes... Cependant plus récemment les travaux de Dewey et al. (2000) prouvent cette augmentation de pression par le biais de simulations réalisées sous le logiciel Airblast. La taille de la charge explosive ainsi que la sensibilité du système de détection semblent être des facteurs importants pour observer ce phénomène puisque les simulations de Dewey mettent en jeu des grandes quantités de TNT avec une résolution très fine de la grille de calcul. Les expériences de Reichenbach semblent utiliser une charge trop petite et des

capteurs de pression de face sensible trop large (5 mm) pour détecter l'augmentation de pression à la transition.

Quant aux travaux de Brossard et al. (1995), ils ont été effectués à échelle de laboratoire avec du gaz confiné dans des bulles de savon (de rayon R_0 compris entre 0,02 et 0,07 m) et rapportent des résultats sur la réflexion du front de choc sphérique sur le sol, lié à la détonation d'une charge gazeuse de rayon R_0 centrée à l'altitude HOB (Height of Burst ou Hauteur d'Explosion).

L'objectif de cette partie est double : d'une part il s'agit de présenter les résultats expérimentaux (Trélat et al., 2006) obtenus à partir d'expériences réalisées à échelle de laboratoire et prenant en compte le procédé de détonation d'une charge gazeuse à une hauteur HOB (Height of Burst ou Hauteur d'Explosion) au-dessus d'une structure rigide de forme et dimension connues, et de les comparer avec ceux de Brossard et al. (1995); d'autre part, il s'agit de mettre au point un dispositif expérimental permettant d'observer et caractériser différemment de Reichenbach et al. (1990) ou Dewey et al. (2000), le phénomène de Mach.

Deux paramètres importants de cette étude sont la distance radiale réduite λ ($\text{m.MJ}^{-1/3}$) et l'angle du choc incident α ($^\circ$). Tous les résultats sont corrélés sous forme de polynômes du second ordre et concernent les surpressions positives, les durées de phase positive et les impulsions positives du choc réfléchi. Le type d'onde réfléchie est discuté et le phénomène de Mach est caractérisé.



FIG. 4.34: Montage expérimental.

4.3.3 Description du montage expérimental

Description générale du montage pour effectuer les tirs en altitude

Le programme expérimental est réalisé à l'échelle de laboratoire dans les conditions ambiantes. Le gaz détonant (mélange stœchiométrique propane-oxygène) est confiné dans un ballon mince (rayon $0,03 \leq R_0 \leq 0,07$ m) fixé à un portique (comme le montrent les figures 4.34 et 4.35) à une altitude *HOB* (Height of Burst ou Hauteur d'Explosion) au-dessus du sol ou de l'obstacle (cf figure 4.36). La détonation est initiée à l'aide d'un système d'amorçage constitué de deux électrodes situées au centre de la charge explosive (C.E) et d'un dispositif haute tension H.T. Les capteurs de pression (C.P_r - Kistler 603B) sont disposés sur le sol ou sur les structures (croix noires sur la figure 4.36) à une distance radiale r du centre de l'explosion ($0,07 \leq r \leq 0,7$ m). Des oscilloscopes numériques (Tektronix TDS 3034 B) permettent de visualiser et d'acquérir les signaux de pression amplifiés par les amplificateurs de charge (A_i - Kistler 5011 B) reliés aux capteurs. Les signaux de pression enregistrés peuvent ensuite être traités par voie informatique.

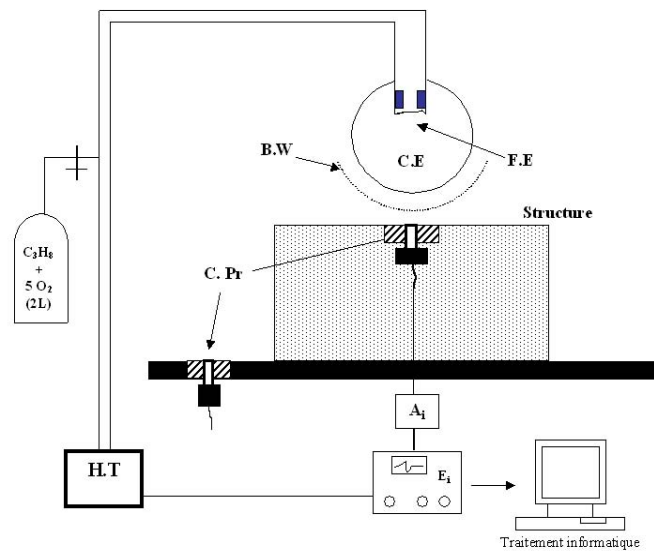


FIG. 4.35: Schéma détaillé du montage. B.W : Blast Wave ou onde de souffle, C.E : charge explosive, F.E : fil explosif, H.T : haute-tension, C.P_r : capteur piézo-électrique, A_i : amplificateur de charge relié au capteur de pression, E_i : voie i de l'oscilloscope.

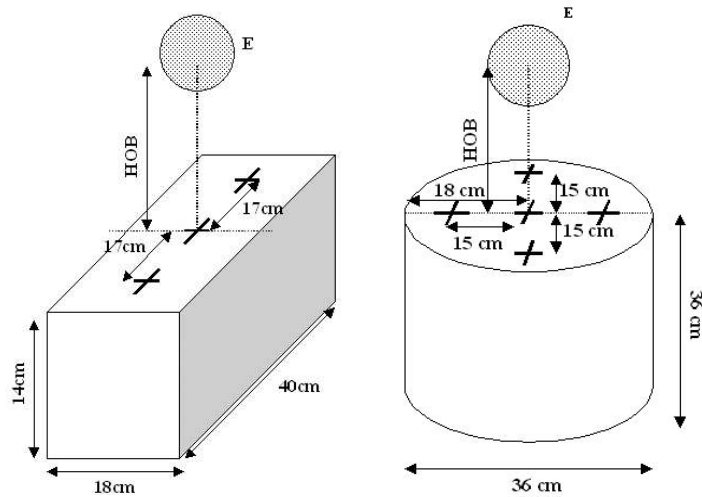


FIG. 4.36: L'obstacle parallélépipédique et l'obstacle cylindrique.

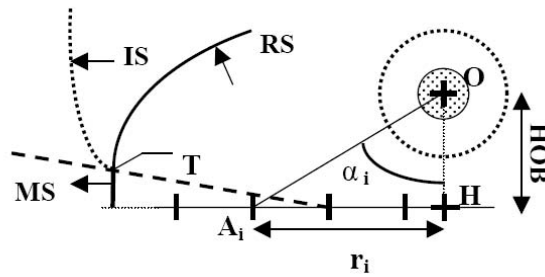


FIG. 4.37: Schéma de la configuration expérimentale sans structure. *HOB* : Height of Burst ou hauteur d'explosion, IS : choc incident, RS : choc réfléchi, MS : onde de Mach, T : point triple, A_i : capteurs de pression, O : centre de l'explosion.

Le premier objectif de l'étude étant de mettre en évidence expérimentalement l'onde de Mach, des capteurs sont disposés dans les différentes régions (figure 4.37) de réflexion de l'onde de souffle. La position des capteurs provient de la définition théorique de la transition entre les deux types de réflexions.

Pour ce faire, il est nécessaire de rappeler les modes de réflexion existants. Lorsqu'une explosion se produit à une hauteur *HOB* au-dessus du sol (figure 4.37), le front de choc incident, qui atteint une paroi indéformable suivant un angle d'incidence α , peut se réfléchir soit selon une réflexion régulière (RS) soit selon une réflexion de Mach (MS) avec l'existence d'un point "triple" T à la jonction des ondes incidente, réfléchie et de Mach. L'onde de Mach est alors normale à la paroi (Baker, 1983). La figure 4.37 illustre le fait que la réflexion sur le sol est d'abord régulière puis de Mach : au fur et à mesure que l'onde de souffle se propage, l'angle d'incidence α entre le choc incident (IS) et le sol augmente, la pression incidente varie et il y a alors une transition vers la réflexion de Mach (MS). On rappelle qu'il existe, en fonction du nombre de Mach de l'onde incidente M_i , un angle limite

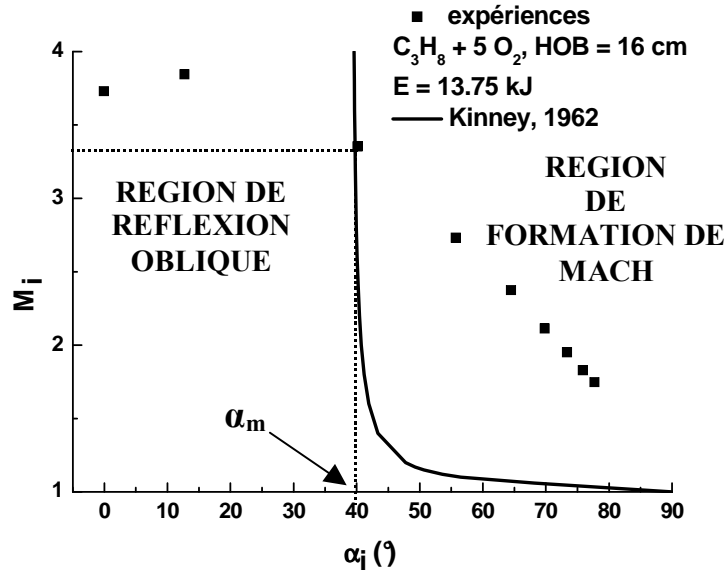


FIG. 4.38: Détermination de l'angle d'incidence à la transition α_m (Kinney, 1962) en fonction du nombre de Mach. Expériences avec le mélange $C_3H_8 + 5O_2$, $HOB = 16$ cm, $E = 13,75$ kJ.

α_m caractérisant la transition d'un type de réflexion à l'autre ; l'évolution de cet angle limite peut être représentée par une équation hyperbolique (Kinney et al., 1962) représentée en trait plein sur la figure 4.38, de type :

$$\alpha_m = \frac{1,75}{M_i - 1} + 39 \quad (M_i > 1)$$

Mais une question se pose alors : comment l'angle de transition α_m peut-il être vérifié à partir de nos expériences et de la courbe de Kinney (1962) ?

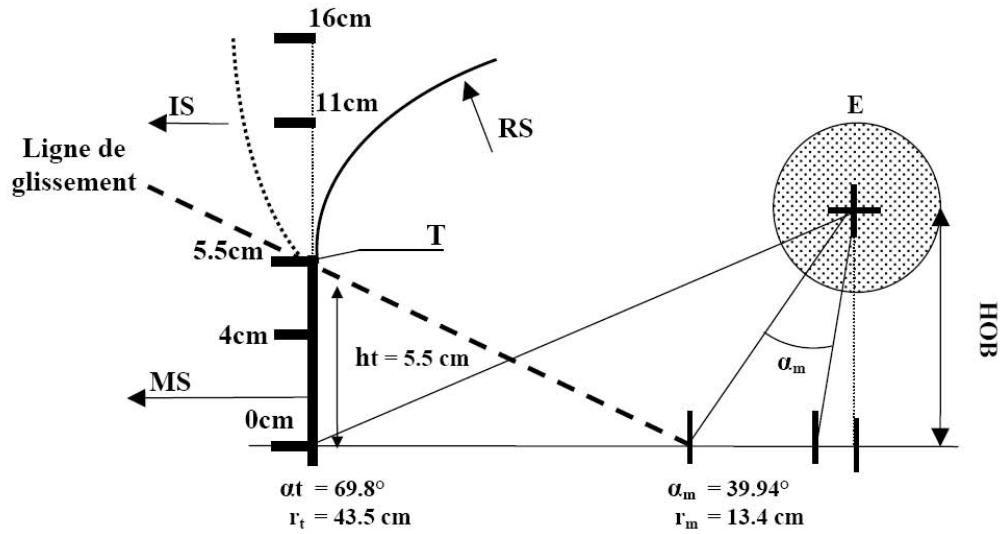


FIG. 4.39: Propagation de l'onde de Mach. $C_3H_8 + 5O_2$, $HOB = 16$ cm, $E = 13,75$ kJ.

Description du dispositif expérimental de mise en évidence de l'onde de Mach

A partir d'expériences (détonation de charges gazeuses contenant une énergie E) réalisées pour une hauteur d'explosion HOB connue, la surpression est mesurée à une série de distances r_i du point $\alpha = 0^\circ$ au sol, au moyen de capteurs de pression au sol et de capteurs de pression montés en altitude ($HOB = 16$ cm ici pour cette étude) sur une tige en acier de diamètre de 4 mm (voir figure 4.39). La valeur de la surpression, et ainsi le nombre de Mach du choc incident M_i ($M_i = \frac{u_i}{a_i}$ où u_i est la vitesse du front de choc incident et a_i la vitesse du son dans la région du choc incident) sont donc déduits du signal pression-temps enregistré au niveau de chaque capteur. Connaissant ce nombre de Mach M_i , on peut déterminer l'angle d'incidence à la transition en utilisant la courbe (figure 4.38) évoquée ci-dessus de Kinney (1962).

Le point de transition pour une explosion à $HOB = 16$ cm (figure 4.38) au-dessus

du sol se situe à l'intersection de la courbe noire de Kinney (1962) et de celle formée par nos points expérimentaux (carrés noirs de la figure 4.38) soit à environ :

$$\alpha_m = 39,94^\circ \text{ et } M_i = 3,36$$

Il a été observé empiriquement, que si l'on mesure la hauteur du pied de Mach par rapport à la hauteur d'explosion (*HOB*), en fonction de la distance limite horizontale pour la formation d'un pied de Mach, une seule courbe (figure 4.40) permet, approximativement, de couvrir toutes les situations expérimentales. Cette courbe a été obtenue à l'aide d'observations sur l'explosion de charges sphériques.

La corrélation que l'on trouve sur cette figure 4.40 peut aussi être décrite de manière algébrique par la relation :

– pour $\frac{r_i}{r_{i0}} > 0$:

$$\begin{aligned} \frac{h_m}{HOB} = & -0,33155 + 1,00109 \frac{r_i}{r_{i0}} - 1,24835 \left(\frac{r_i}{r_{i0}} \right)^2 + 0,80629 \left(\frac{r_i}{r_{i0}} \right)^3 \\ & - 0,26845 \left(\frac{r_i}{r_{i0}} \right)^4 + 0,04347 \left(\frac{r_i}{r_{i0}} \right)^5 - 0,0024 \left(\frac{r_i}{r_{i0}} \right)^6 \end{aligned}$$

– pour $\frac{r_i}{r_{i0}} = 0$:

$$\frac{h_m}{HOB} = 0$$

où :

h_m : la hauteur du pied de Mach

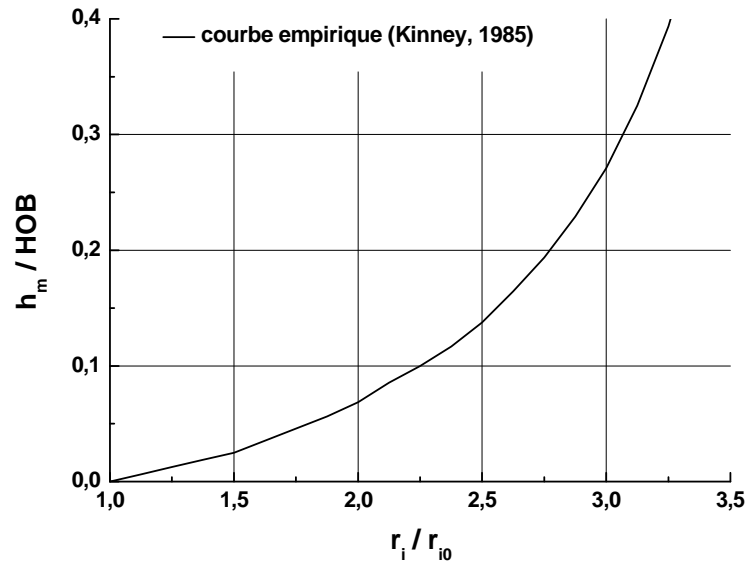


FIG. 4.40: Courbe de hauteur $\frac{h_m}{HOB}$ en fonction de la distance $\frac{r_i}{r_{i0}}$, courbe empirique (Kinney, 1985).

HOB : la hauteur de l'explosion

r_i : la distance à la projection sur le sol du centre d'explosion

r_{i0} : la distance de formation du pied de Mach

Cette courbe de hauteur en fonction de la distance permet aussi d'établir la trajectoire du point triple en fonction du temps. En effet, nous lisons sur cette courbe $\frac{h_m}{HOB}$ en fonction de $\frac{r_i}{r_{i0}}$; nous reportons les valeurs dans le tableau 4.6. Puis connaissant $\alpha_m = 39,94^\circ$ et $HOB = 16$ cm, nous calculons la distance de formation (figure 4.41) du pied de Mach r_{i0} :

$$r_{i0} = \tan \alpha_m \times HOB = \tan 39,94 \times HOB = 13,4 \text{ cm}$$

Par exemple, on choisit $r_i = 43,5$ cm tel que $r_i > r_{i0}$, on a donc :

$$\frac{r_i}{r_{i0}} = 3,24$$

Ensuite, nous en déduisons la hauteur du pied de Mach h_m en utilisant l'abaque de la figure 4.40 :

$$\frac{h_m}{HOB} = 0,34 \text{ soit } h_m = 5,5 \text{ cm}$$

Ce qui nous permet de tracer h_m en fonction de r_i sur le graphe de la figure 4.42, courbe représentant la trajectoire du point triple pour une explosion d'une charge contenant une énergie $E = 13,75$ kJ, à une altitude $HOB = 16$ cm au-dessus du sol.

4.3.4 Description et analyse des résultats obtenus

Profils de l'onde de Mach

Dans ce paragraphe, notre but est de parvenir à observer expérimentalement et avec nos moyens du laboratoire le phénomène dit de Mach.

$\frac{r_i}{r_{i0}}$	$\frac{h_m}{HOB}$	h_m (cm)	13,75	E (kJ)
			13,4	r_{i0} (cm)
1	0	0	13,4	
1,5	0,026	0,416	20,1	
2	0,07	1,12	26,8	
2,5	0,138	2,208	33,5	
3	0,27	4,32	40,2	
3,5	0,576	9,216	46,9	
			r_i (cm)	

TAB. 4.6: Altitude h_m du point triple en fonction de la distance d ; $HOB = 16$ cm

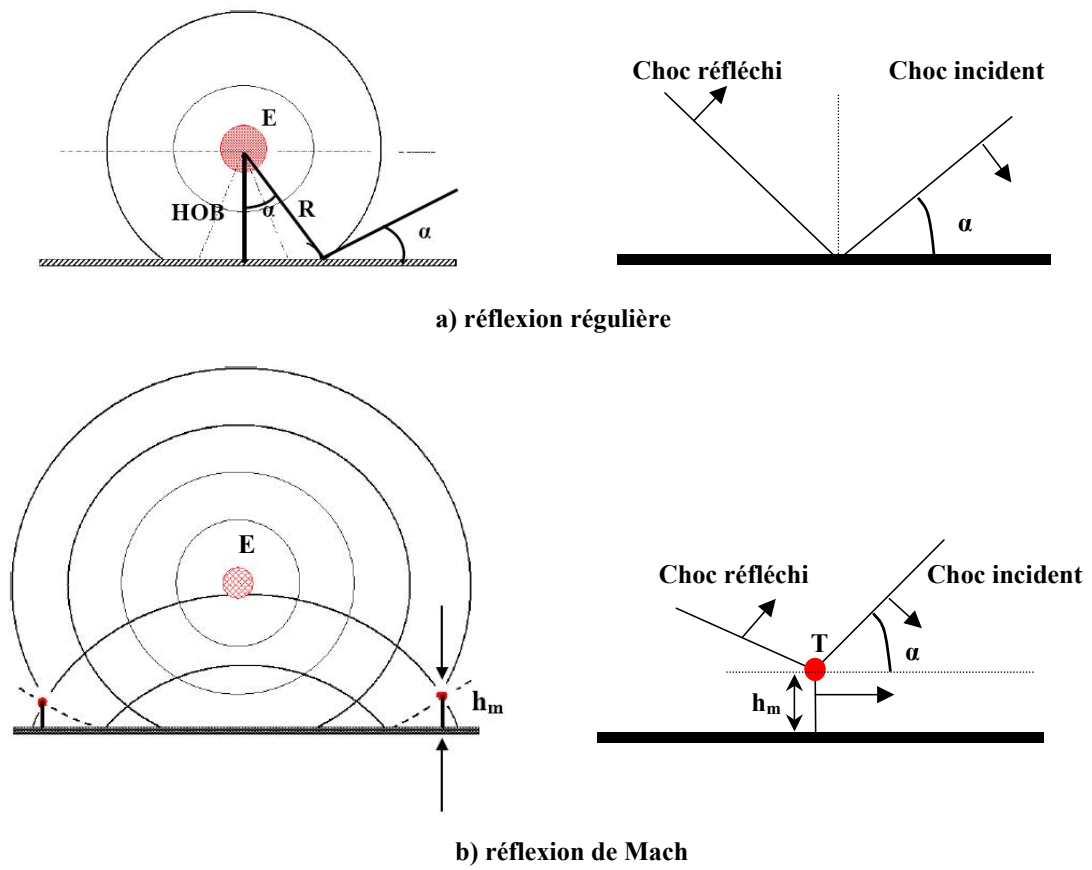


FIG. 4.41: Réflexion régulière et réflexion de Mach.

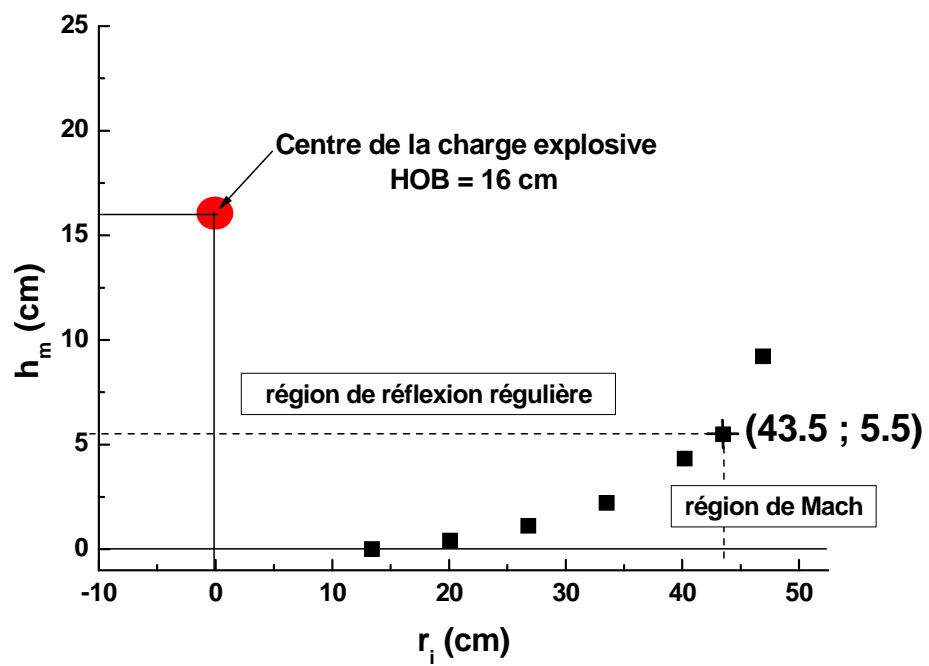


FIG. 4.42: Trajectoire du pied de Mach pour une explosion d'une charge contenant une énergie $E = 13,75$ kJ, à une altitude $HOB = 16$ cm au-dessus du sol.

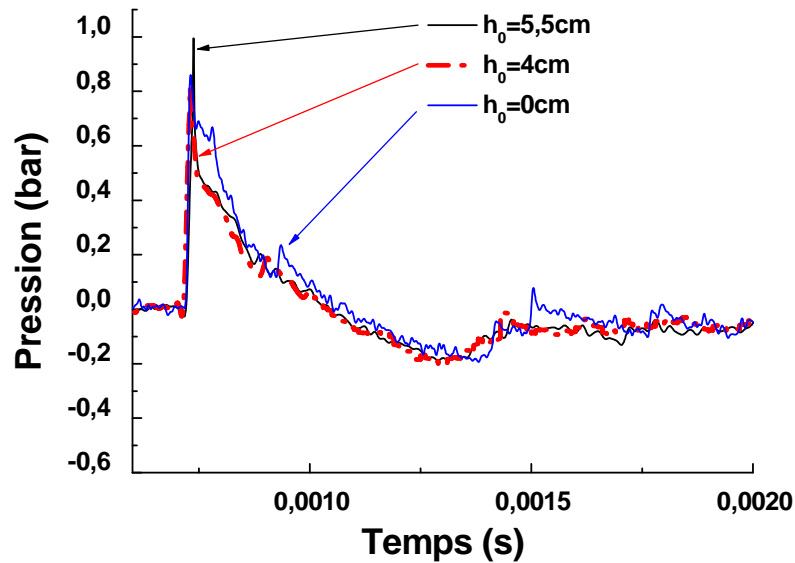


FIG. 4.43: Enregistrements de signaux de pression à plusieurs distances au-dessus du sol, dans la région de Mach. $C_3H_8 + 5O_2$, $HOB = 16$ cm, $E = 13,75$ kJ.

Soit une distance r_t (distance au sol à partir du projeté sur le sol du centre de l'explosion) où la région de Mach n'est pas trop petite, $r_t = 43,5$ cm. A cette distance $r_t = 43,5$ cm, la hauteur du pied de Mach h_t (la hauteur du point triple) est estimée théoriquement à 5,5 cm. Ainsi, afin de pouvoir observer ce phénomène dit de Mach, des capteurs de pression sont disposés dans la région environnante de ce point triple de coordonnées ($r_t = 43,5$ cm ; $h_t = 5,5$ cm) : un capteur à même le sol (0 cm au-dessus du sol), et quatre capteurs montés sur des tiges en acier à des altitudes (4-5,5-11 et 16 cm) au-dessus du sol. Le capteur situé à une hauteur de 5,5 cm au-dessus du sol correspond au point triple, par conséquent les capteurs (0 cm) et (4 cm) sont situés dans la zone de Mach et les capteurs (11 cm) et (16 cm) sont situés dans la zone où se propagent le choc incident et le choc réfléchi. Les figures

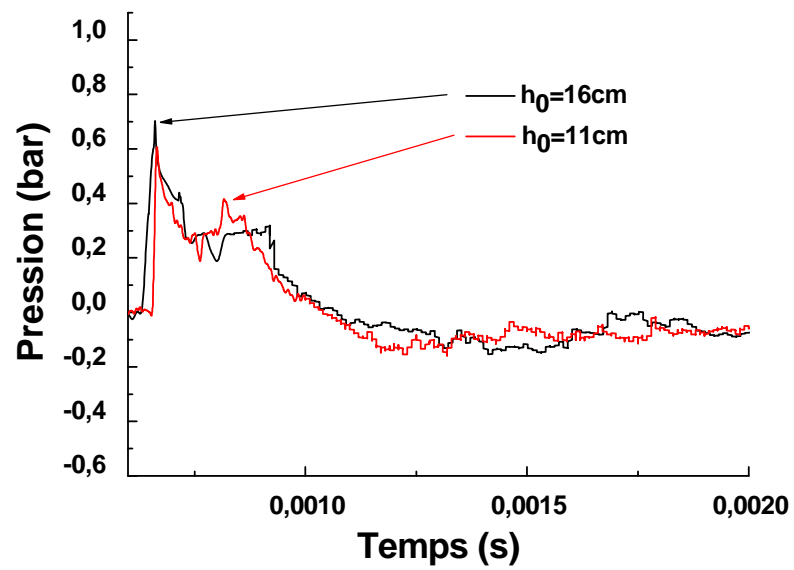


FIG. 4.44: Enregistrements de signaux de pression à plusieurs distances au-dessus du sol, dans la région de propagation du choc incident et du choc réfléchi. $C_3H_8 + 5O_2$, $HOB = 16\text{ cm}$, $E = 13,75\text{ kJ}$.

4.43 et 4.44 montrent les signaux de pression enregistrés à partir de ces cinq capteurs. Les signaux ont des profils différents selon la zone de réflexion (de Mach (figure 4.43) ou bien régulière (figure 4.44)) dans laquelle les capteurs se situent : les trois capteurs (0 cm - 4 cm - 5,5 cm) placés dans la zone de Mach (voir figure 4.43) donnent en effet des signaux de formes similaires, il en est de même pour les deux capteurs placés en zone de réflexion régulière (voir figure 4.44). Nous pouvons par conséquent affirmer que le phénomène dit de Mach a une influence sur la forme du signal de pression. La présence d'un second pic (voire d'un plateau sur la figure 4.44) pour les deux signaux dans la phase de décroissance de la pression est justifiée par la présence du choc réfléchi ; en effet, le premier pic caractérise ainsi le passage de l'onde incidente, et le second le passage de l'onde réfléchie par le sol.

Parallèlement, ces expériences ont fait l'objet de simulations réalisées avec le logiciel Autodyn présenté au chapitre 3. La figure 4.45 est une visualisation obtenue sous Autodyn du front de l'onde de choc dans la région de Mach : cette image met clairement en évidence ce phénomène dit de Mach, en effet nous observons bien la présence des trois chocs (pied de Mach, choc incident et choc réfléchi) qui se croisent en un seul et même point, le point triple situé à une distance de 5,5 cm au-dessus du sol.

Enfin, il apparaît clairement que la région où est obtenue la surpression la plus élevée est la région de réflexion de Mach, et en particulier celle au niveau du point triple.

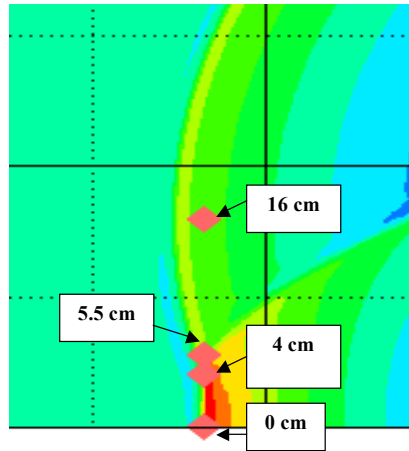


FIG. 4.45: Propagation de l'onde de souffle : explosion d'une charge de TNT équivalente à une charge gazeuse de rayon 6 cm, à une altitude de 16 cm au-dessus du sol.

Tirs en altitude au-dessus des structures, comparaison avec Brossard et al. (1995).

La figure 4.46 présente deux signaux typiques de pression pour deux valeurs différentes de l'angle du choc incident α ($\alpha = 9,5^\circ$ et $\alpha = 56^\circ$), mais pour la même distance radiale réduite $\lambda = 1,18 \text{ m.MJ}^{-1/3}$. Ces signaux de pression sont mesurés sur le sol au-dessus duquel se produit une détonation d'une charge sphérique gazeuse contenant une énergie E à l'altitude HOB . Ce graphique nous permet de voir l'influence de l'angle du choc incident sur la surpression mesurée à différentes distances radiales r_c (distance radiale séparant le centre de l'explosion du capteur) : réflexion quasi-normale avec $\alpha = 9,5^\circ$, $r_c = 0,21 \text{ m}$, $E = 5,8 \text{ kJ}$ et $HOB = 20 \text{ cm}$, et après la transition avec $\alpha = 56^\circ$, $r_c = 0,29 \text{ m}$, $E = 13,75 \text{ kJ}$ et $HOB = 16 \text{ cm}$. Le pic de surpression décroît lorsque l'angle du choc incident augmente. Cette remarque nous conduit alors à orienter notre étude de l'onde de souffle en utilisant les deux paramètres α et λ .

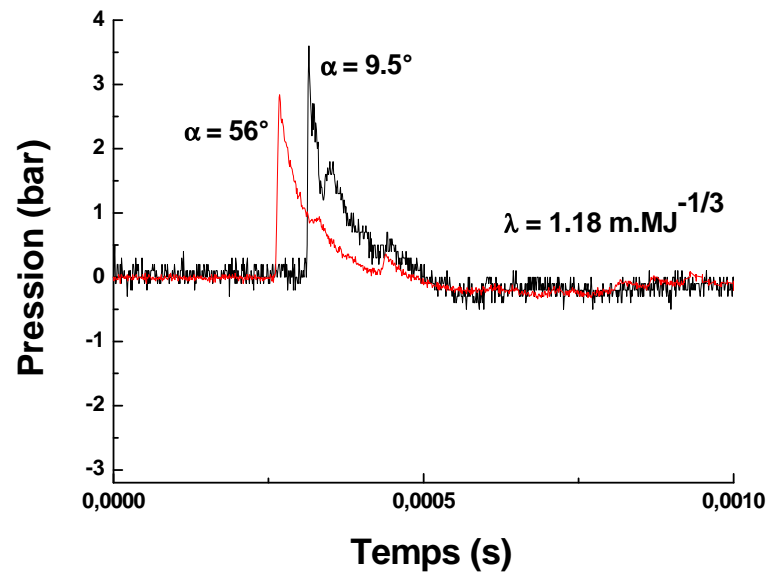


FIG. 4.46: Enregistrements typiques de signaux de pression d'un mélange propane-oxygène en proportions stoechiométriques avec la même distance radiale réduite $\lambda = 1,18 \text{ m.MJ}^{-1/3}$.

Remarque 8 *Nous observons un second pic moins important sur le signal de pression de la figure 4.46 pour $\alpha = 9,5^\circ$; nous supposons que ce pic est dû à la réflexion de l'onde de choc sur le portique ou bien à l'éclatement du ballon.*

Les signaux de pression enregistrés par les capteurs sont caractérisés par la surpression positive $\frac{\Delta P^+}{P_0}$, l'impulsion et la durée de phase positives $\frac{I^+}{E^{1/3}}$ et $\frac{t^+}{E^{1/3}}$ et le temps d'arrivée t_0 où E (MJ) est l'énergie contenue dans la charge sphérique gazeuse (de rayon R_0). Tous ces résultats sont corrélés en fonction du paramètre λ (m.MJ $^{-1/3}$). L'étude expérimentale est réalisée pour des distances radiales réduites λ comprises entre 0,66 et 4,03 m.MJ $^{-1/3}$, et pour des valeurs de α variant de 0 à 80°.

Les pics de surpression positive $\frac{\Delta P^+}{P_0}$ sont représentés en fonction de la distance radiale réduite λ et de l'angle du choc incident α sur la figure 4.47. Les pics de surpression positive sont corrélés en fonction de λ (m.MJ $^{-1/3}$) par le moyen de polynômes de degré 2 dépendant également de α , tandis que les résultats expérimentaux de la durée de phase positive $\frac{t^+}{E^{1/3}}$, de l'impulsion de la phase positive $\frac{I^+}{E^{1/3}}$ et du temps d'arrivée t_0 semblent ne pas être sensibles à α :

– Avec α ($^\circ$) $\leq 48,2$ et $0,66 < \lambda$ (m.MJ $^{-1/3}$) $\leq 1,66$:

$$\ln \left(\frac{\Delta P^+}{P_0} \right) = 1,35 - 2,89 (\ln \lambda) + 0,44 (\ln \lambda)^2 \quad (4.7)$$

– Avec $48,2 < \alpha$ ($^\circ$) $\leq 80^\circ$ et $1,18 < \lambda$ (m.MJ $^{-1/3}$) $\leq 4,03$:

$$\ln \left(\frac{\Delta P^+}{P_0} \right) = 1,49 - 2,78 (\ln \lambda) + 0,55 (\ln \lambda)^2 \quad (4.8)$$

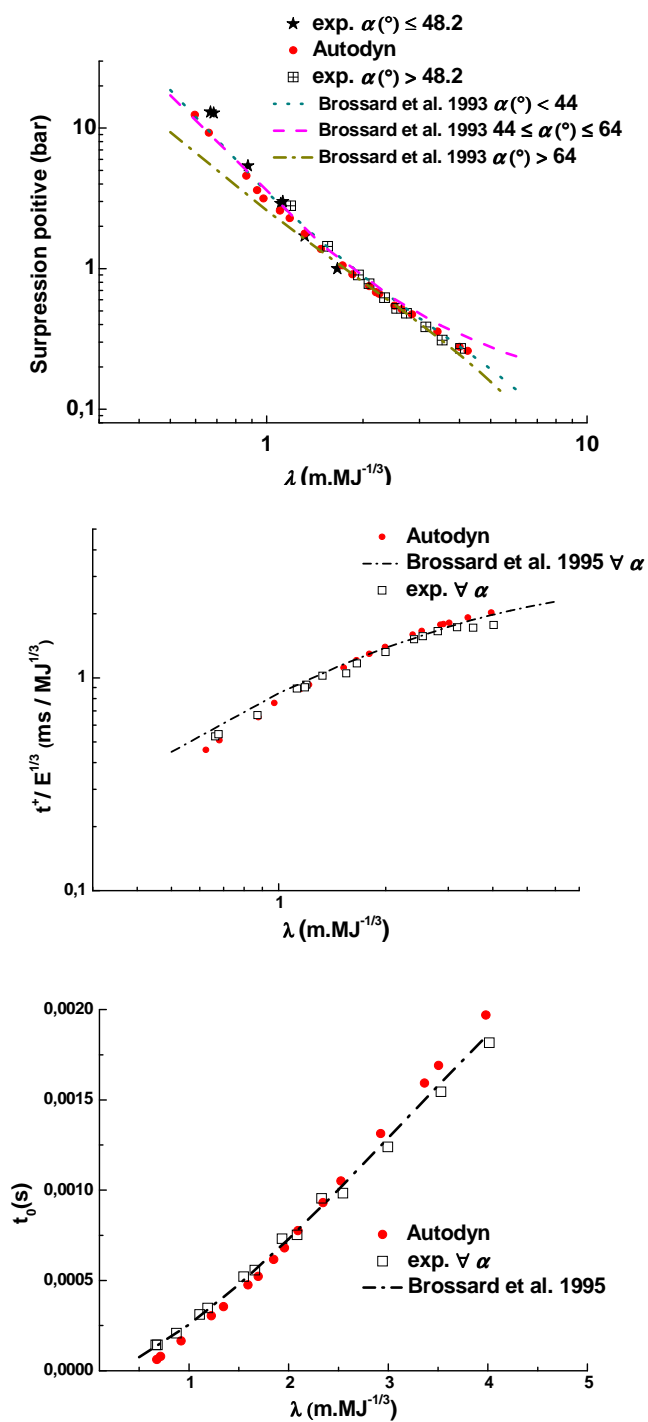


FIG. 4.47: Influence de l'angle du choc incident sur les pics de surpression, durée de la phase positive réfléchie et temps d'arrivée de l'onde de choc en fonction de la distance radiale réduite ($C_3H_8 + 5 O_2$).

– $\forall \alpha$ et $0,66 < \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 4,03$:

$$\ln \left(\frac{t^+}{E^{1/3}} \right) = -0,24 + 0,91 (\ln \lambda) - 0,22 (\ln \lambda)^2 \quad (4.9)$$

$$\ln \left(\frac{I^+}{E^{1/3}} \right) = -0,12 - 1,54 (\ln \lambda) + 0,20 (\ln \lambda)^2 \quad (4.10)$$

$$t_0 = -1,42.10^{-4} + 3,90.10^{-4}\lambda + 2,44.10^{-5}\lambda^2 \quad (4.11)$$

La réflexion du front de choc sphérique sur le sol, lié à la détonation d'une charge gazeuse de rayon R_0 centrée à l'altitude HOB ayant déjà été étudiée au LEES par Brossard et al. (1995), les graphes de la figure 4.47 regroupent les résultats obtenus dans ce papier avec ceux de Brossard.

Dans ses travaux, le but de Brossard et al. (1995) est de mettre en place plusieurs courbes utiles en fonction de ces deux paramètres (λ et α) dans le domaine d'application $0,53 \leq \lambda \text{ (m.MJ}^{-1/3}) \leq 12$: ces résultats concernent similairement à notre étude la détonation de charges gazeuses à la différence qu'ils prennent en compte les signaux de pression de l'onde réfléchie par une large surface plane. Ces signaux de pression caractérisent le chargement imposé par l'onde de souffle sur le sol. L'onde de souffle est générée par la détonation d'une charge sphérique gazeuse (rayon $0,02 \leq R_0 \leq 0,07$ m) contenant un mélange stœchiométrique propane-oxygène confiné dans une bulle de savon. Les deux principales différences entre les travaux de Brossard et ceux de cette étude sont l'utilisation d'une bulle de gaz dans un cas et d'un ballon pour confiner le gaz en altitude dans l'autre, ainsi que la plage des distances réduites étudiées : il apparaît donc appréciable que nos résultats soient en très bon accord avec ceux de cet auteur. Les résultats de S. Trélat (figure 4.47) font apparaître deux

intervalles dépendant de l'angle α pour l'expression de la surpression positive en fonction de la distance radiale réduite, alors que ceux de Brossard en faisaient apparaître trois. Les expériences menées à ce jour ne permettent pas d'expliquer cette différence dans les observations, aussi des travaux complémentaires pourront être envisagés afin d'éclaircir ce point.

Remarque 9 *Nous rappelons que l'onde réfléchie sur le sol est d'abord régulière puis de Mach : en effet, au fur et à mesure que l'onde de souffle se propage, l'angle d'incidence α entre le choc incident et le sol augmente, et il y a alors une transition vers la réflexion de Mach aux alentours de $\alpha = 40^\circ$, mais ceci n'est pas détecté ici par la simple observation de l'évolution des surpressions de la figure 4.47 comme il a été fait par Dewey (2000) (cf figure 1.26), certainement en raison de la petite masse d'explosif utilisée lors de nos expériences (masse équivalente de TNT de 1,27 g) par rapport à celle d'1 kg de TNT utilisée par Dewey (2000).*

La configuration expérimentale de la figure 4.48 permet d'observer la propagation de l'onde de choc dans un champ qui est obstrué par une structure parallélépipédique (longueur 0,40 m, largeur 0,18 m et hauteur 0,14 m) ou une structure cylindrique (diamètre 0,36 m, hauteur 0,36 m).

Deux capteurs de pression (T_0 et T_3 sur le parallélépipède, T_0 and T_1 sur le cylindre) sont placés sur la face du dessus de chaque structure, l'explosion étant centrée au-dessus de la structure à une altitude HOB ; la pression mesurée par ces capteurs est alors une pression réfléchie. Nous avons donc reporté sur un seul et même graphe (figure 4.48) les résultats de surpression obtenus au niveau de ces capteurs ainsi que les résultats de surpression (4.7) et (4.8) et nous observons que les données obtenues pour l'explosion située au-dessus de la structure parallélépipédique ou cylindrique suivent bien la loi de surpression établie précédemment pour une explosion localisée au-dessus du sol. Les réflexions sur le sol donnent alors des résultats similaires aux réflexions sur la paroi plane d'une structure. En particulier, sur la figure 4.48, si l'on s'intéresse aux résultats de surpression des deux points de mesure T_0 et T_3 situés sur la face de dessus du parallélépipède de distances radiales réduites $\lambda = 1,64$ and $1,72$ m.MJ^{-1/3} ($E = 1,72$ kJ, $HOB = 10$ cm) et correspondant respectivement à un angle de choc incident $\alpha = 59,5^\circ$ et $\alpha = 61^\circ$: ces deux points sont effectivement bien placés sur la courbe caractérisée par le polynôme (4.8) établi pour $48,2 < \alpha$ ($^\circ$) $\leq 80^\circ$, ce qui est tout à fait cohérent.

Les figures 4.49 et 5.50 présentent respectivement les signaux de pression mesurés au niveau des capteurs situés sur le parallélépipède et le cylindre, consécutivement à la détonation d'une charge sphérique gazeuse (contenant une énergie E) centrée à une altitude

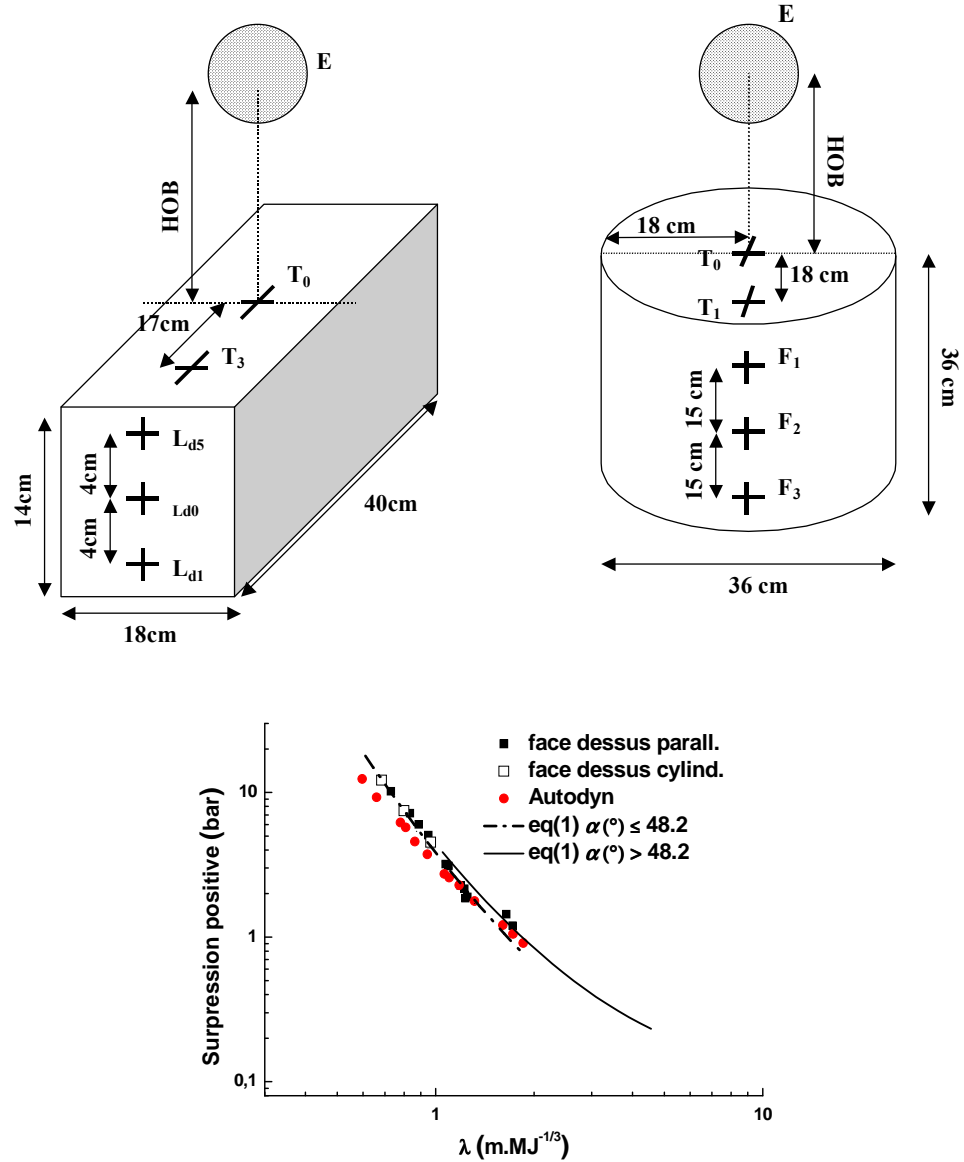


FIG. 4.48: La structure parallélépipédique et la position des capteurs de pression ($C_3H_8 + 5 O_2$, $HOB = 10-15-20$ cm ; $E = 1,72$ kJ) - La structure cylindrique et la position des capteurs de pression ($C_3H_8 + 5 O_2$, $HOB = 15$ cm ; $E = 10,59$ kJ) - Surpression positive réfléchie $\Delta P^+ / P_0$ en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ^{-1/3}) mesurée sur les faces de dessus des deux obstacles.

HOB au-dessus de la structure. Les capteurs nommés L_{d5} , L_{d0} et L_{d1} situés sur la petite face latérale L_d du parallélépipède et les capteurs F_1 , F_2 et F_3 situés sur la face "latérale" du cylindre ne sont pas directement exposés à l'explosion. L'onde de choc contourne la face de dessus pour se propager jusqu'à eux. Ce contournement atténue largement les surpressions, puisque celles-ci sont largement inférieures (d'un facteur 10 entre T_0 et L_{d5} pour le parallélépipède et entre T_0 et F_1 sur le cylindre) aux pressions réfléchies mesurées sur la face du dessus. Nous remarquons la présence d'un second pic dans les signaux de pression des capteurs situés sur la face latérale des obstacles, ce second pic se rapproche d'autant plus du premier pic que le capteur est proche de la table, nous supposons que ce second pic provient de la réflexion de l'onde sur la surface de la table d'expérimentation.

4.3.5 Conclusion partielle et perspectives éventuelles

Les résultats de Brossard et al. (1995) sont un point de départ à l'étude décrite dans cette section. Les résultats obtenus sont corrélés sous forme de polynômes du second ordre et concernent les surpressions positives, les durées de phase positive, les impulsions positives et les temps d'arrivée du choc réfléchi sur la face de dessus plane d'une structure parallélépipédique et d'une structure cylindrique, lorsque l'explosion a lieu en altitude au-dessus de cette structure. Le type d'onde réfléchie est discuté et le phénomène de Mach est mis en évidence de manière expérimentale (à échelle de laboratoire) par observation de la forme des signaux de pression. La visualisation de la propagation des ondes à l'aide d'une caméra rapide, permettrait à l'ingénieur en charge de la sécurité des sites industriels ou urbains, de comprendre plus précisément le comportement de l'onde de choc lors du contournement des structures ; en effet ce serait un moyen d'observer comment les ondes

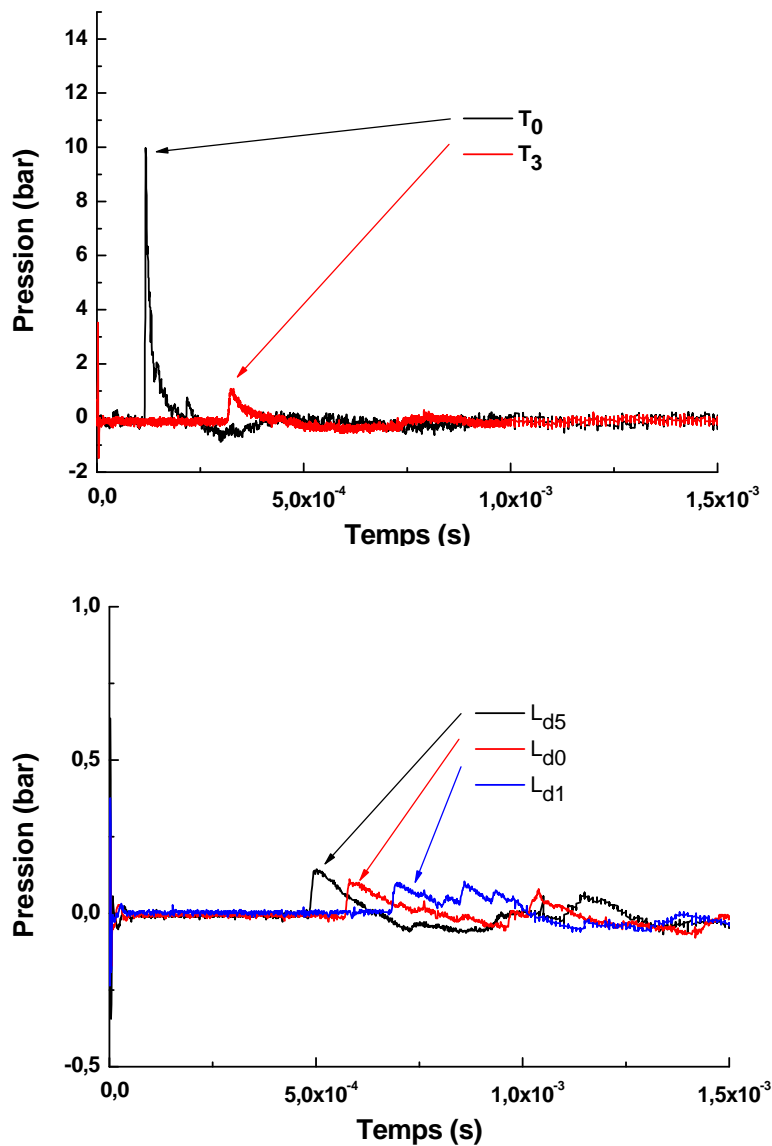


FIG. 4.49: Signaux de pression, capteurs T_0 et T_3 situés sur la face de dessus du parallélépipède, et capteurs L_{d5} , L_{d0} et L_{d1} sur la face latérale droite du parallélépipède $C_3H_8 + 5 O_2$, $HOB = 10$ cm, $E = 1,72$ kJ.

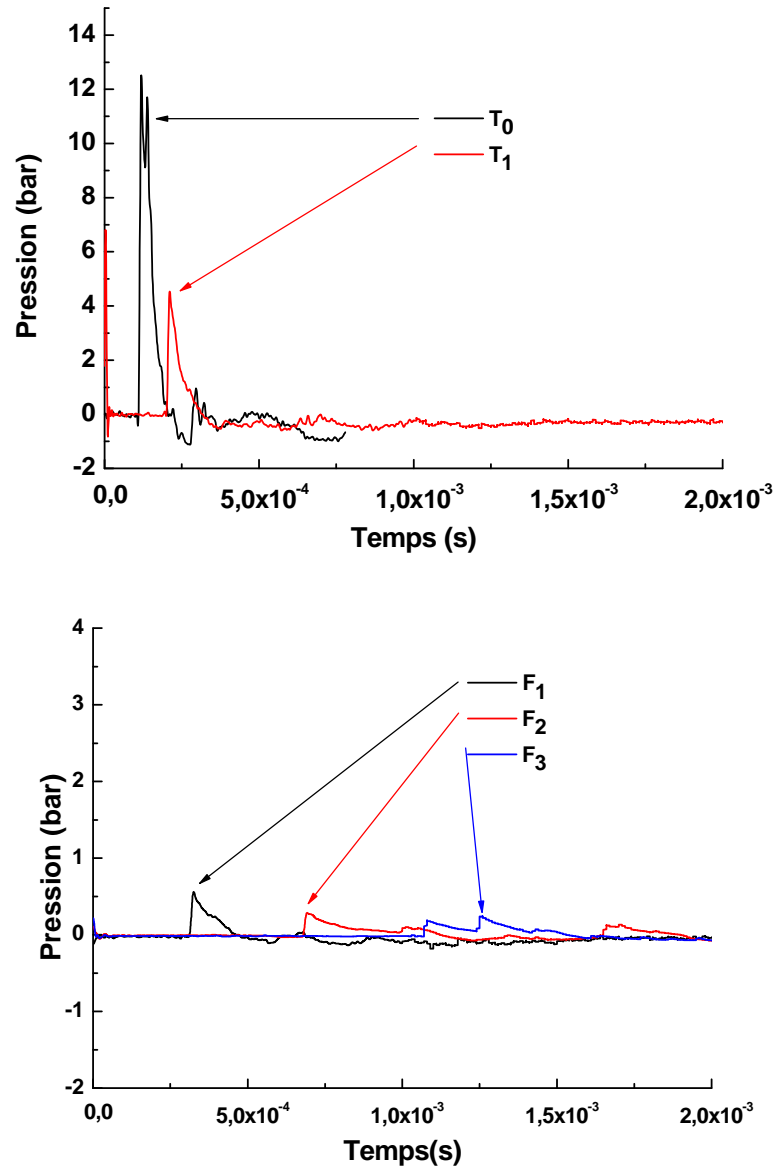


FIG. 4.50: Signaux de pression, capteurs T_0 et T_1 situés sur la face de dessus du cylindre, et capteurs F_1 , F_2 et F_3 sur la face latérale du cylindre $C_3H_8 + 5 O_2$, $HOB = 15$ cm, $E = 10,59$ kJ.

de diffraction, de raréfaction se propagent autour de la structure, phénomène complexe à caractériser par la simple observation des signaux de pression. Ceci serait alors un apport significatif à cette étude.

4.4 Comparaison des différentes lois établies au sol et en altitude

La figure 4.51 présente un récapitulatif des principales lois de surpression établies en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ^{-1/3}) lors de notre étude en vue de les comparer et de qualifier la situation la plus dommageable pour les structures : la loi de surpression estimée en champ réfléchi par une surface plane lorsque l'explosion se fait à altitude nulle, la loi de surpression décrivant le champ réfléchi par les faces de l'obstacle parallélépipédique lorsque l'explosion se fait à altitude nulle face au coin formé par ces faces, les lois de surpression à altitude nulle obtenues sur le cylindre (courbes en trait fin sur la figure 4.51) et les lois de surpression du champ réfléchi par une surface plane lorsque l'explosion se fait en altitude. Nous constatons que le cas majorant (le plus grave) (figure 4.51) concerne l'explosion en altitude pour les distances réduites inférieures à 1 m.MJ^{-1/3}, la situation la plus dommageable étant celle où les points de mesure sont situés directement en face du centre de l'explosion, c'est-à-dire avec un angle d'incidence se rapprochant de 0 : nous pensons au capteur F₁ situé sur la face avant F du parallélépipède, capteur au niveau duquel l'angle d'incidence α vaut 16,69° lorsque l'explosion se produit à 10 cm de l'obstacle. Mais le cas le plus dommageable reste irrévocablement celui où l'angle d'incidence est nul, nous rencontrons ce cas lors de nos expériences dans le paragraphe 4.3 lors des expériences de tirs en altitude au-dessus du sol ou au-dessus d'une structure puisque nous avons des capteurs placés directement en-dessous du centre de l'explosion, formant un angle d'incidence nul avec le choc incident. Ainsi le cas le plus dommageable est celui des pressions réfléchies régulières non obliques, avec l'obstacle parallélépipédique ou cylindrique, ou sans obstacle

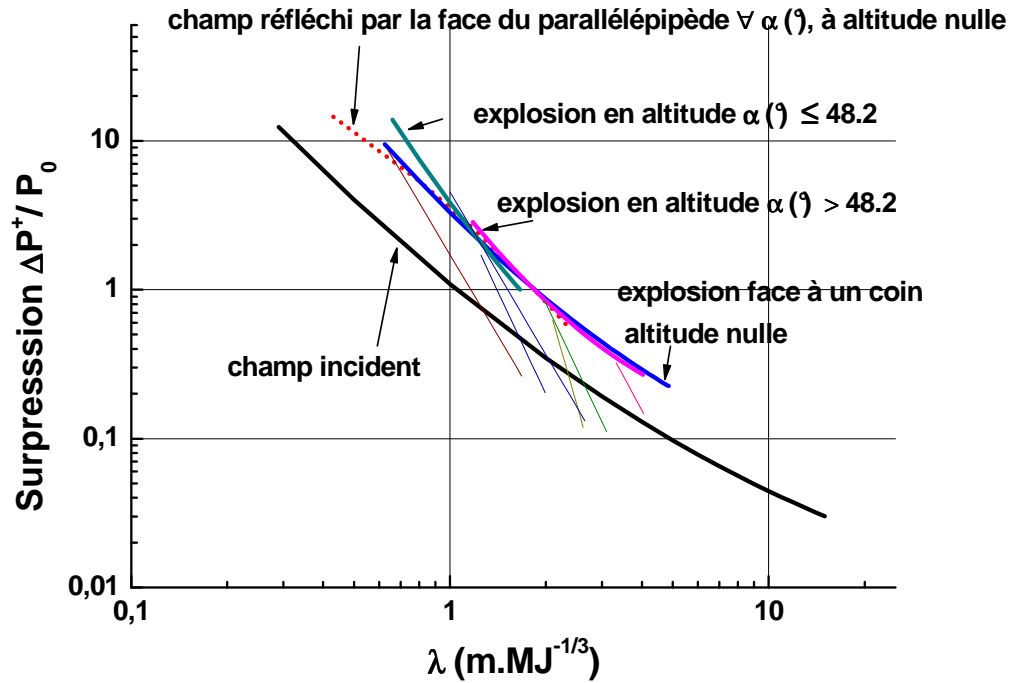


FIG. 4.51: Comparaison des principales lois expérimentales de surpression établies lors de notre étude. Les courbes en trait fin représentent les lois de surpression obtenues sur la face du cylindre exposée à l'explosion.

dans le cas des tirs en altitude.

Nous avons également vu que les effets de l'explosion sont fortement atténués sur les faces non-directement exposées à l'explosion dites faces à l'ombre (faces de dessus, latérale et arrière des obstacles), ceci dans le cas où la structure est isolée, car cela n'est plus le cas si d'autres structures sont à proximité, ces autres structures pouvant être à l'origine de réflexions et focalisations d'ondes de choc.

4.5 Estimation à échelle 1

L'objectif de ce paragraphe est de réaliser un calcul sous Autodyn à échelle réelle ou échelle 1 et de le comparer, en tenant compte de la similitude de Hopkinson présentée en 1.2.1, avec les résultats expérimentaux et numériques réalisés à échelle de laboratoire.

Pour cela, nous avons choisi de modéliser à échelle réelle, le cas d'une détonation d'une charge explosive de propane-oxygène en proportions stoechiométriques de rayon $R_0 = 6$ cm, ayant lieu à une altitude de 10 cm au-dessus du sol. En effet, les lois de surpression et d'impulsion pour des explosions de gaz ayant lieu en altitude ont d'ores et déjà été établies dans le paragraphe 4.3 et ces lois ont été validées par des calculs réalisés sous Autodyn à la même échelle que les expériences.

Revenons à la description d'un exemple numérique qui a été réalisée dans le chapitre 3 (paragraphe 3.2 et 3.3) : une telle charge sphérique gazeuse (composée de propane-oxygène en proportions stoechiométriques et de rayon $R_0 = 6$ cm) a une masse équivalente de TNT égale à $m_{eq(TNT)} = 1,27$ g. Si nous plaçons un capteur à une distance r du centre d'explosion de la source d'énergie sphérique E et de masse m , celui-ci sera soumis à une onde de souffle d'amplitude ΔP^+ durant un temps t^+ (impulsion I^+). La similitude d'Hopkinson stipule alors qu'un second capteur situé à la distance kr de la source d'explosion de même nature mais d'énergie $k^3 E$ et de masse $k^3 m$ subira une onde de souffle (de forme analogue) de même amplitude mais pendant un temps kt^+ (impulsion kI^+). Le coefficient d'échelle étant égal à k (ce qui signifie que les expériences en laboratoire sont menées à l'échelle $1/k^{ème}$), la similitude d'Hopkinson stipule que si la détonation d'une charge de TNT de masse 1,27 g engendre une onde de souffle d'amplitude ΔP^+ durant un temps t^+

(impulsion I^+) à une distance de 10 cm (correspondant à une distance radiale réduite de $0,42 \text{ m.MJ}^{-1/3}$) par exemple, alors la détonation d'une charge de TNT de masse $1,27k^3 \text{ g}$ va engendrer une onde de souffle de même amplitude ΔP^+ durant un temps kt^+ (impulsion kI^+) à une distance de $10k \text{ cm}$.

Comme il a été évoqué dans le chapitre 3, chaque analyse de la propagation d'une onde de choc est réalisée en deux étapes : tout d'abord, nous modélisons la détonation de la charge de TNT et la propagation initiale de l'onde de choc consécutive à cette détonation en 1D avant que l'interaction avec le sol ne se produise. Ensuite, la seconde étape applique la technique du « remapping » permettant à l'utilisateur d'utiliser les solutions du calcul initial effectué en 1D et de les « imposer » à toutes les régions ou à une région particulière d'un second modèle 2D ici.

4.5.1 Etapes initiales de cette propagation

Nous souhaitons modéliser la détonation d'une charge de TNT d'une masse de quelques tonnes. La géométrie du modèle 1D est représentée sur la figure 4.52. Ce modèle considère une détonation d'une charge de TNT de $1,27k^3 \text{ g}$ dans l'air aux conditions ambiantes. Les matériaux sont modélisés par l'équation du gaz parfait pour l'air (3.3) et par l'équation de type JWL (3.1). Les paramètres de ces deux équations d'état ont été résumés dans les tableaux 3.2 et 3.3 (Century Dynamics Inc, 2005) du chapitre 3. Afin de représenter la phase de détonation avec une précision suffisante, nous avons choisi de discrétiser la charge en 13120 éléments, ainsi comme le rayon de la charge de quelques tonnes de TNT vaut 0,82 m sur le modèle 1D (voir figure 4.52), la taille d'une cellule est alors de $\frac{0,82}{13120} = 0,0625 \text{ mm}$. Ce qui nous donne un nombre total d'éléments de 80000 pour le modèle entier de la

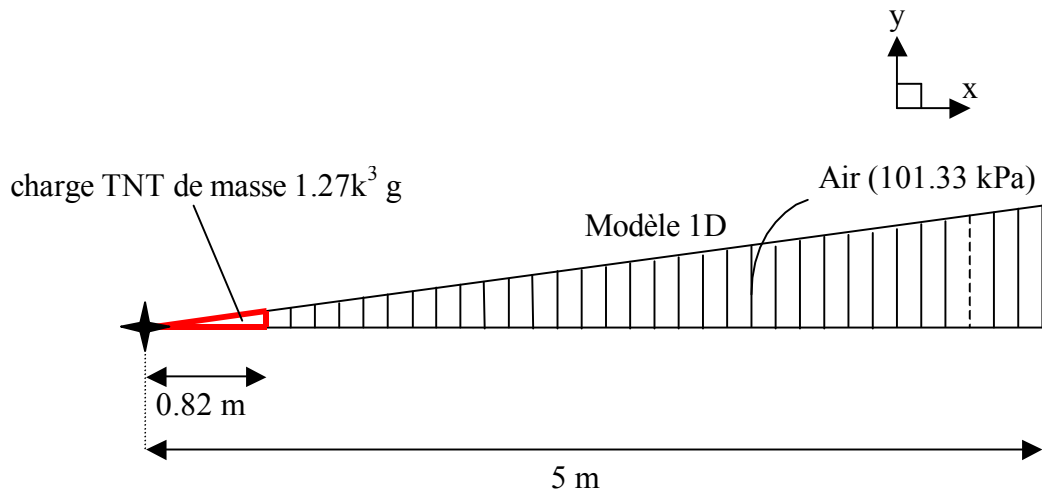


FIG. 4.52: Modèle 1D, symétrie sphérique, échelle 1.

figure 4.53. Le point d'initiation de la détonation est placé à $(x; y) = (0; 0)$.

Dans ce modèle 1D, la phase initiale de propagation de l'onde de souffle est donc calculée unidimensionnellement. Lorsque l'onde de souffle atteint la « fin » du maillage 1D, les états finaux des cellules de ce modèle unidimensionnel (à savoir les états densité, énergie, vitesse et pression) sont sauvegardés et sont ensuite imposés ou « remappés » dans le maillage bidimensionnel (figure. 4.53) en tant que condition initiale de ce nouveau modèle.

4.5.2 Interaction entre l'onde de choc et le sol lors de l'explosion en espace non confiné, échelle 1

Nous avons vu que la discrétisation du modèle unidimensionnel a été réalisée suivant la quantité d'explosif utilisée. Nous avons choisi de prendre 80000 cellules pour ce modèle. La taille des cellules dans ce modèle 1D était de 0,0625 mm. Quant au modèle bidimensionnel schématisé sur la figure 4.53, il est réalisé avec un maillage moins fin; la

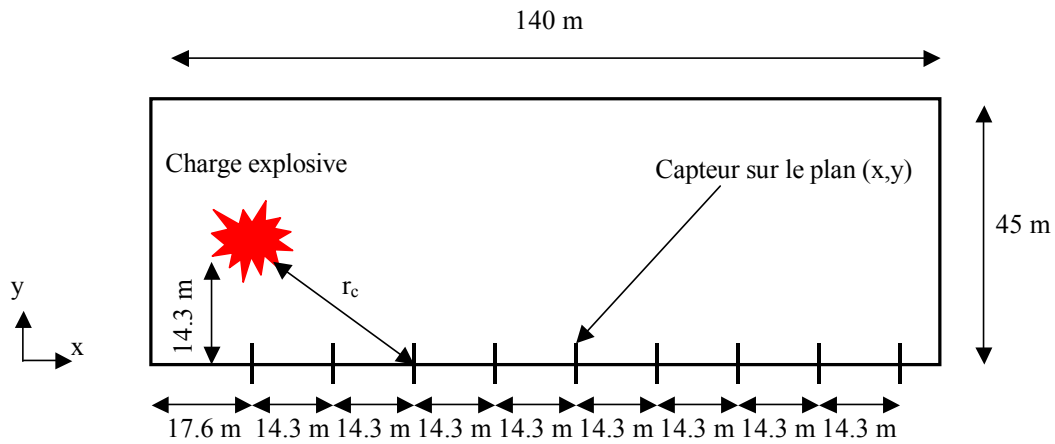


FIG. 4.53: Géométrie du modèle numérique utilisé pour l'analyse bidimensionnelle, étude de la propagation de l'onde de choc (252×10^6 éléments) ; abscisse radiale des capteurs $r_c = 14,3 - 115,3$ m.

taille des éléments a été fixée à 5×5 mm ce qui donne 252×10^6 éléments quadrilatères pour le modèle. Dans tous les cas, les cellules sont uniformément distribuées. Nous avons défini des conditions « outflow » sur les parois extérieures des modèles 1D et 2D ; cela signifie que le gaz peut s'étendre en dehors du modèle étudié comme s'il n'y avait pas de frontière. Un certain nombre de jauges sont placées sur le sol (modèle de la figure 4.53). La configuration géométrique et la place des capteurs sont réalisées de manière à reproduire au mieux la configuration expérimentale réalisée à échelle réduite. La figure 4.53 montre que neuf jauges sont disposées sur le sol, une directement en-dessous de l'explosion à une distance de $r_c = 14,3$ m ; les distances r_c entre le centre de l'explosion et les points de mesure s'étendent de $14,3$ m à $115,3$ m, ce qui veut dire que la plage de distances radiales réduites λ ($\text{m.MJ}^{-1/3}$) s'étend de $0,55$ à $4,49 \text{ m.MJ}^{-1/3}$ (l'énergie E contenue dans la charge explosive valant 17066 MJ).

Sur les graphes de la figure 4.54, nous avons reporté les résultats de surpression et de durée de phase positive obtenus avec Autodyn à échelle 1, nous avons également reporté les lois expérimentales (présentées dans le paragraphe 4.3) déduites de nos expériences (échelle de laboratoire, et donc ici échelle $1/k^{ème}$), pour une détonation d'une charge sphérique de propane-oxygène en proportions stoechiométriques, ainsi que les résultats d'Autodyn à la même échelle pour la masse équivalente de TNT. L'intérêt de confronter tous ces résultats est de valider le passage de l'équivalence gaz-TNT ainsi que le passage de l'échelle réduite à l'échelle réelle par le biais de la similitude d'Hopkinson. Les résultats de surpression montrent une bonne concordance de l'expérience avec la modélisation sous Autodyn, à échelle réduite comme à échelle réelle. En revanche, concernant les durées de phase positive (figure 4.54) et les impulsions positives (figure 4.55), les résultats d'Autodyn à échelle réelle (compte tenu du passage de la similitude d'Hopkinson avec le coefficient k) sont supérieurs à ceux obtenus à l'échelle réduite, d'une moyenne de 15%. Cet écart s'explique par le choix de la taille du maillage du modèle réel qui n'est pas bien adapté : en effet, la même taille de mailles a été choisie pour le modèle réel que pour le modèle réduit.

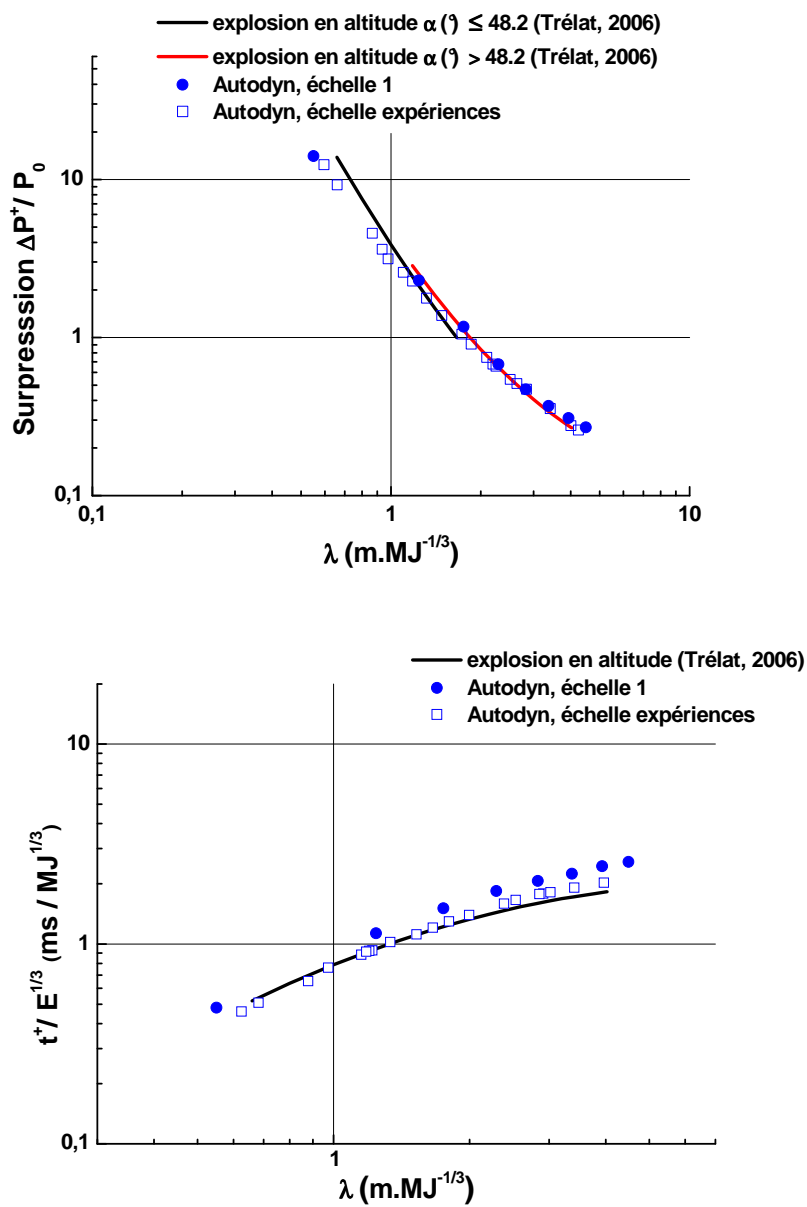


FIG. 4.54: Pic de suppression positive et durée de phase positive en fonction de la distance radiale réduite : comparaison des lois expérimentales établies dans notre étude, des calculs réalisés avec Autodyn à échelle réduite et à échelle 1.

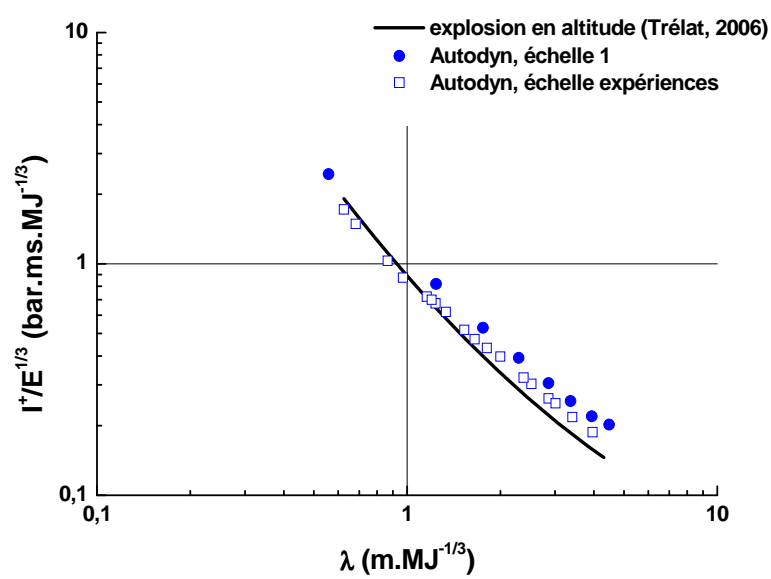


FIG. 4.55: Impulsion de la phase positive en fonction de la distance radiale réduite : comparaison des lois expérimentales établies dans notre étude, des calculs réalisés avec Autodyn à échelle réduite et à échelle 1.

Conclusion générale

Dans cette conclusion, nous allons préciser les principaux apports de notre travail, ainsi que ses limites, et suggérer de nouvelles perspectives d'étude.

Nous avons au cours de ce mémoire abordé un certain nombre de situations nécessaires à l'estimation des chargements appliqués sur deux types de structures, parallélépipédique et cylindrique, soumises à une onde de souffle et fréquemment rencontrées dans un environnement industriel. Nous avons donc essayé de cerner les phénomènes physiques intervenant dans cette estimation, à savoir les phénomènes de réflexion d'une onde de choc sur une surface plane, sur une surface convexe, réflexion régulière, oblique ou de Mach, contournement de l'onde de choc autour de structures.

Pour atteindre ces objectifs, il nous fallait caractériser les effets d'une détonation de TNT, susceptible de provoquer la ruine des structures à proximité des murs mais pas à leur contact. Cependant, vu le coût de tels essais, nous avons choisi de réaliser des essais de détonation à petite échelle utilisant un autre explosif : un explosif gazeux, et de déterminer une équivalence entre l'explosif gazeux et le TNT. Ainsi, connaissant la masse de TNT mise en jeu, nous avons pu calculer la masse équivalente d'explosif gazeux, et par le biais des lois de similitude de Hopkinson, nous avons ainsi réalisé les essais en laboratoire, ce qui a

permis de faire une étude paramétrique.

Pour cela, nous avons d'abord mis au point un dispositif expérimental permettant de simuler, en toute sécurité, les effets d'une détonation de gaz survenant au niveau du sol d'une part, et en altitude d'autre part. A l'aide de ce dispositif expérimental, nous avons tout d'abord caractérisé la propagation de l'onde de pression issue d'une détonation en milieu aérien sans présence d'obstacle à échelle de laboratoire (échelle $1/k^{\text{ème}}$), puis après avoir complètement défini les caractéristiques de l'onde incidente, nous avons étudié l'interaction de l'onde de choc avec des structures sur toute leur surface (maquettes parallélépipédique et cylindrique à l'échelle $1/k^{\text{ème}}$) placées dans le champ de l'explosion, en prenant soin de faire varier la position de l'explosion au niveau du sol, de même qu'en altitude au-dessus du sol ou des obstacles, ce qui fait l'originalité de cette étude.

Un certain nombre de lois exprimant les paramètres caractéristiques d'une onde de choc, surpression positive $\frac{\Delta P^+}{P_0}$, impulsion réduite positive $\frac{I^+}{E^{1/3}}$ et durée réduite de la phase positive $\frac{t^+}{E^{1/3}}$, ont alors été établies en fonction de la distance radiale réduite λ (m.MJ $^{-1/3}$). Ces relations établies pour certaines plages de distances réduites et validées à petite échelle à l'aide du code Autodyn, permettent de déterminer dans ces domaines de validité la propagation d'une onde de souffle en champ libre d'une part et son interaction sur une structure en fonction de la position de la charge explosive dans différentes configurations : champ de pression réfléchi par les faces avant d'un obstacle parallélépipédique et cylindrique de dimensions connues, explosion ayant lieu sur le sol tout autour des obstacles, étude du contournement des obstacles, explosions ayant lieu en altitude au-dessus du sol et au-dessus des structures, pouvant modéliser une explosion provenant d'un avion survolant

les bâtiments en question. La solution numérique menée en parallèle sur Autodyn Version 6 a été validée par nos résultats expérimentaux, cependant il a été montré dans le chapitre 3, en comparant les résultats d'Autodyn avec les résultats d'autres auteurs sur la détonation de charges solides, que le code Autodyn peut être appliqué correctement en ce qui concerne la propagation d'une onde de choc en milieu aérien dans le domaine des distances réduites supérieures à $4,7 \text{ m.kg}^{-1/3}$, c'est-à-dire supérieures à $2,82 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, ce qui serait un début d'explication concernant les différences obtenues entre l'expérience et la simulation en champ proche.

Le paragraphe 4.4 présente un récapitulatif des principales lois de surpression établies en fonction de la distance radiale réduite λ ($\text{m.MJ}^{-1/3}$) lors de notre étude en vue de les comparer et de qualifier la situation la plus dommageable pour les structures. Nous constatons que le cas majorant concerne le cas de l'explosion en altitude, au niveau des points de mesure où l'angle d'incidence formé par le choc incident et le sol est égal à 0 (qui correspond au cas typique de réflexion régulière normale). En outre, l'étude concernant les explosions en altitude montre que la région de réflexion autour du point triple (région de réflexion oblique de Mach) engendre des surpressions plus élevées que la région de réflexion oblique régulière, à une même distance du centre de la charge explosive. Toutefois cette étude prévisionnelle ne prend pas en compte précisément l'effet des diffractions et des tourbillons, au niveau des coins des structures ; elle permet en revanche de prévoir l'effet des détonations sur une grande surface plane, sur une surface convexe et autour de deux types d'obstacles, l'un parallélépipédique l'autre cylindrique.

Au cours de notre travail, nous avons fait une hypothèse simplificatrice concernant

les structures considérées : nous avons en effet supposé que celles-ci sont constituées de parois infiniment rigides ; il s'agit d'une hypothèse pertinente puisqu'il a été vu que dans le cas d'une paroi de plus faible rigidité, la pression réfléchie peut être réduite de 5 % (Zyskowsky, 2005). Ainsi, notre hypothèse est plus sécurisante, puisqu'elle envisage le cas le plus dommageable.

Il est important de souligner que ce travail n'avait pas pour ambition d'être exhaustif sur les résultats à fournir aux ingénieurs en vue de protéger leurs installations, certains problèmes tels que les explosions en milieu confiné (à l'intérieur d'une structure cylindrique) par exemple n'ont pas été abordés ici, mais il présente une démarche structurée et cohérente.

Enfin ce mémoire présente un travail de recherche qui reste un début d'études. Il peut être approfondi dans les directions suivantes :

- visualisation des phénomènes à l'aide d'une caméra rapide,
- nouvelles expériences avec des nouvelles structures plus complexes,
- explosions en milieu confiné (à l'intérieur d'une structure cylindrique),
- estimation de la propagation de l'onde de choc dans un environnement dans lequel sont présentes plusieurs structures de formes identiques ou différentes, les unes à côté des autres, avec étude des multiples réflexions, des effets dominos (Cozzani et al., 2004), des phénomènes de focalisation d'ondes de choc.

Annexe A

Annexe A - Rappels théoriques sur la théorie de la détonation

La théorie énergétique de Chapman-Jouguet et le modèle de Zeldovitch, Von Neuman et Döring (ZND)

Les éléments de la théorie la plus simple de la détonation, celle de Chapman-Jouguet, ont été énoncés à la fin du 19^{ème} et au début du 20^{ème} siècle par Chapman (Chapman, 1899) et Jouguet (Jouguet, 1917). Selon cette théorie, l'onde de détonation plane autonome et stationnaire de célérité constante D est assimilée à une surface de discontinuité sans épaisseur, perpendiculaire à l'écoulement, séparant une région amont (0) d'une région aval (CJ) : cette discontinuité transforme instantanément le mélange réactif (milieu des gaz frais, noté état initial 0) en gaz brûlés (milieu à l'arrière de l'onde de détonation, noté état final CJ). Le mouvement de l'onde est dit en translation uniforme de vitesse D . L'onde peut avoir une courbure quelconque.

Les grandeurs thermodynamiques pression P , température T , densité ρ et vitesse matérielle v subissent, au travers de la discontinuité, un saut d'un état initial, avec composition chimique figée et métastable (se dit d'un système qui n'est pas stable en théorie, mais qui paraît tel en raison d'une vitesse de transformation très faible), à un état final chimiquement stable en équilibre thermodynamique et chimique. La zone de réaction est ignorée en tant que telle. La figure A.1 représente l'onde de détonation selon la théorie de Chapman-Jouguet se propageant dans les gaz frais initialement au repos dans le référentiel de l'onde. Les grandeurs P , T , $v_i = D - u_i$ et ρ_i représentent la pression, la température, la vitesse relative du gaz par rapport à l'état i (avec D la vitesse du front de discontinuité et u_i la vitesse absolue du gaz par rapport à l'état i) et la masse volumique.

Remarque 10 *En général, le gaz frais est au repos, soit $u_0 = 0$ (et donc $v_0 = D$).*

Nous pouvons alors appliquer à l'onde les relations de conservation classiques (de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale) établies pour une onde de choc, à savoir :

$$\rho(D - u) = \rho_0 D \text{ (conservation de la masse)}$$

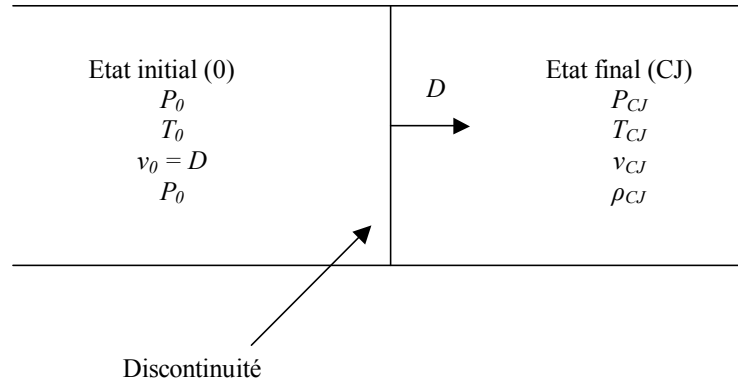


FIG. A.1: Représentation de l'onde de détonation, selon la théorie de Chapman-Jouguet, se propageant dans les gaz frais initialement au repos dans le référentiel de l'onde.

$$P_0 + \rho_0 v_0^2 = P + \rho v^2 \text{ (conservation de la quantité de mouvement)}$$

$$U_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}v_0^2 = U + \frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}v^2 \text{ (conservation de l'énergie totale)}$$

où U_0 est l'énergie interne par unité de masse d'explosif dans l'état (ρ_0, v_0, T_0) et U l'énergie interne par unité de masse des produits de détonation à l'équilibre dans l'état (ρ, v, T) .

L'hypothèse de la discontinuité de l'état chimique revient à considérer les réactions chimiques comme instantanées, ou la largeur de réaction comme nulle.

Dans la théorie de Zeldovitch, Von Neuman et Döring (ZND), qui a été établie indépendamment par Zeldovitch, Von Neuman et Döring dans les années 1940-1943, les hypothèses sont les suivantes : l'onde de détonation est ici supposée plane, de vitesse D constante; elle est constituée d'un front de choc suivi d'une zone de réaction de largeur finie (figure A.2). La théorie ZND arrive à la même conclusion que la théorie de Jouguet, à savoir qu'il n'existe qu'une seule onde qui respecte toutes les hypothèses ci-dessus, et que cette onde est l'onde idéale, ou onde explosive définie par Jouguet.

En raison de ces hypothèses, tous les plans parallèles au front et représentant un certain degré α d'avancement des réactions se propagent à la même vitesse D . Par conséquent, les relations de conservation écrites précédemment sont valables, non seulement

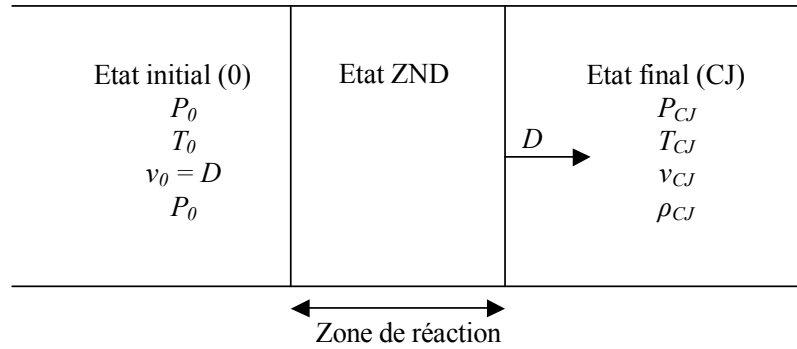


FIG. A.2: Structure de l'onde de détonation dans le modèle ZND.

pour l'état au front de détonation, mais en tout point de la zone de réaction, y compris l'état de détonation.

Dans ces conditions, en combinant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, nous obtenons :

$$-\rho_0^2 v_0^2 = -\rho_0^2 D^2 = \frac{P - P_0}{\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0}}$$

Il s'agit de l'équation d'une droite connue sous le nom de Rayleigh-Michelson (voir figure A.3). Cette droite passe par l'état initial des gaz frais (0), sa pente est négative et est proportionnelle au carré de la vitesse des gaz dans l'état final.

Partant de l'équation de la conservation de l'énergie et en utilisant aussi les deux premières, l'équation d'Hugoniot généralisée se déduit :

$$h\left(P, \frac{1}{\rho}, T, \alpha\right) - h_0\left(P_0, \frac{1}{\rho_0}, T_0, \alpha_0 = 0\right) = \frac{1}{2}(P - P_0)\left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0}\right)$$

Dans cette équation, le terme h représente l'enthalpie du milieu gazeux, qui peut être exprimée en fonction des constantes thermodynamiques P, T, ρ et du terme α représentant le degré d'avancement global de la réaction chimique. La valeur de α est alors comprise entre 0 dans le cas d'une onde de choc pure (adiabatique d'Hugoniot), et 1 en fin de réaction chimique (adiabatique de Crussard). L'adiabatique d'Hugoniot correspond au choc de tête. L'évolution de l'état thermodynamique du mélange réactif s'effectue sur la droite de Rayleigh-Michelson indiquée sur la figure A.3 par les points (0), (1) et (C). Le milieu (0) subit une compression adiabatique sous l'effet d'une onde de choc de célérité D qui met le milieu dans l'état ZND (C). Le mélange comprimé va réagir après un temps (appelé temps d'induction) et conduire à l'état (1) CJ pour la détonation autonome.

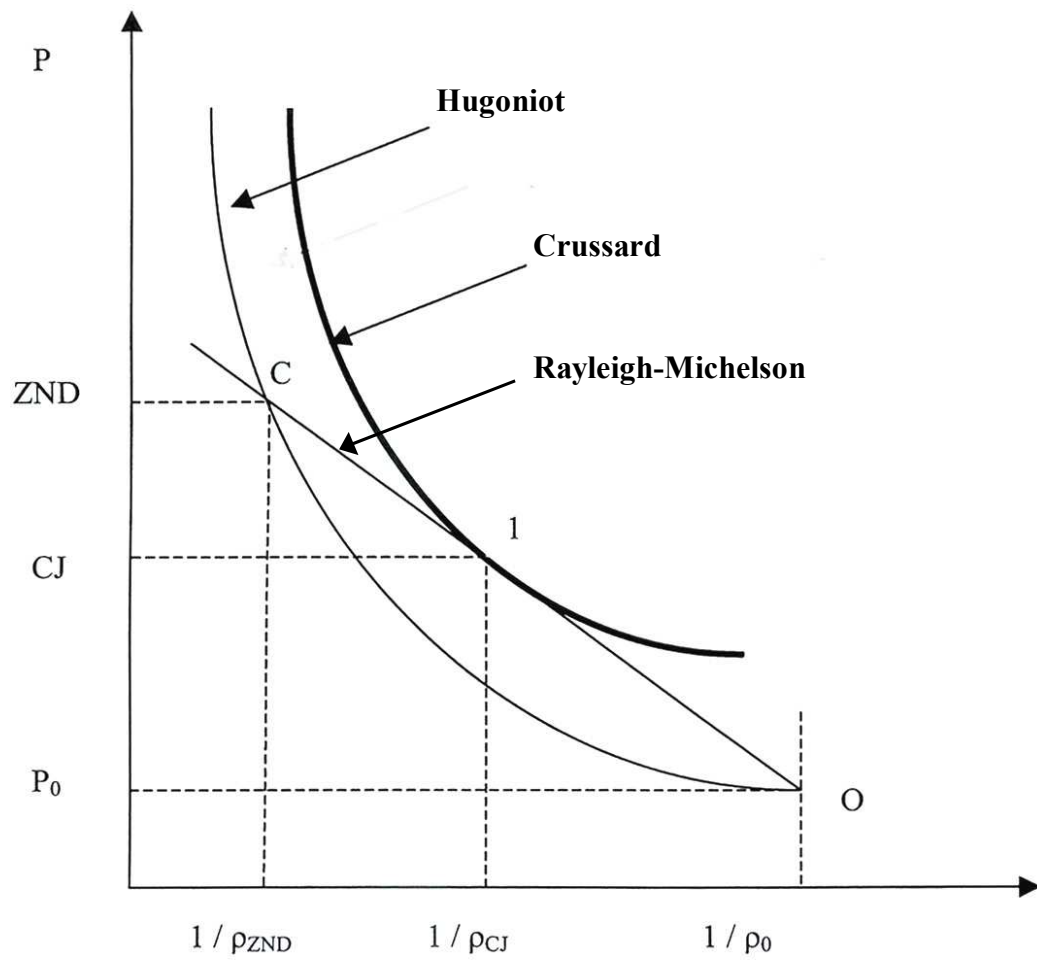


FIG. A.3: Représentation du modèle ZND dans le plan $(P, 1/\rho)$.

La loi exprimant le degré d'avancement α de la réaction en fonction du temps derrière le choc est donnée par :

$$\frac{d\alpha}{dt} = f(P, T, \alpha)$$

où f est la loi de production qui peut être intégrée pour connaître $\alpha(t)$.

En appliquant maintenant l'hypothèse des gaz parfaits :

$$\frac{P}{\rho} = \frac{\Re T}{m}$$

où P est la pression, ρ la masse volumique, T la température, m la masse du mélange et \Re la constante molaire des gaz parfaits ($\Re = 8,32 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$), la célérité du son est alors donnée par :

$$a = \sqrt{\frac{\gamma \Re T}{m}}$$

et sachant aussi que : $h - h_0 = \int_{T_0}^T C_P dT$, la chaleur spécifique à pression constante, C_P , du mélange (et par conséquent γ le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants) varie donc avec la température. Nous pouvons alors écrire pour chaque espèce chimique k du mélange :

$$C_P = \sum C_{Pk} \text{ avec } C_{Pk} = \frac{\gamma_k}{\gamma_k - 1} \frac{\Re T}{m_k}$$

C_{Pk} pouvant être calculé à partir d'une expression polynômiale telle que :

$$C_{Pk} = a_{0k} + a_{1k}T + a_{2k}T^2 + a_{3k}T^3 + a_{4k}T^4 + \dots$$

où $a_{0k}, a_{1k}, a_{2k}, a_{3k}, a_{4k}$ sont des constantes.

Nous pouvons alors poser : $h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} + \alpha Q = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\Re T}{m} + \alpha Q$ où Q est la quantité de chaleur spécifique libérée par la réaction à la température T , c'est-à-dire :

$$Q = h_{(\alpha=1)} - h_{(\alpha=0)}$$

L'équation d'Hugoniot généralisée peut alors s'écrire :

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\Re T}{m} - \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \frac{\Re T_0}{m_0} + \alpha Q = \frac{1}{2} (P - P_0) \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right)$$

Cas de l'onde de choc pure

Si nous partons des relations précédentes, dans le cas de l'onde de choc pure (Thouvenin, 1997), il n'existe pas de réaction chimique au sein des gaz frais, donc $\alpha = 0$. De plus, si nous supposons que $\gamma = \gamma_0 =$ constante et qu'il n'y a aucune dissociation, l'expression

des rapports entre l'état (0) et l'état (1) des gaz choqués s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\frac{P_1}{P_0} &= \frac{2\gamma}{\gamma+1}M_0^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \\ \frac{\rho_1}{\rho_0} &= \frac{(\gamma+1)M_0^2}{2+(\gamma-1)M_0^2} \\ \frac{T_1}{T_0} &= \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1}M_0^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right) \left(\frac{2}{(\gamma+1)M_0^2} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right) \\ \frac{v_1}{v_0} &= \frac{2+(\gamma-1)M_0^2}{(\gamma+1)M_0^2} \\ \frac{a_1}{a_0} &= \sqrt{\frac{T_1}{T_0}}\end{aligned}$$

où M_0 est le nombre de Mach de l'écoulement dans le milieu (0) des gaz frais et est défini par : $M_0 = \frac{v_0}{a_0} = \frac{D}{a_0}$.

Dans le cas d'un choc fort (quand $\frac{P_1}{P_0} > 50$, comme c'est le cas dans les conditions ZND), $M_0 \gg 1$ et $P \gg P_0$, les expressions précédentes deviennent alors :

$$\begin{aligned}\frac{P_{ZND}}{P_0} &\approx \frac{2\gamma}{\gamma+1}M_0^2 \\ \frac{\rho_{ZND}}{\rho_0} &\approx \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \\ \frac{T_{ZND}}{T_0} &\approx \frac{2\gamma(\gamma-1)M_0^2}{(\gamma+1)^2} \\ \frac{v_{ZND}}{v_0} &\approx \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \\ a_{ZND} &\approx \frac{\sqrt{2\gamma(\gamma-1)}D}{\gamma+1} \\ u_{ZND} &\approx \frac{2D}{\gamma+1}\end{aligned}$$

Etat Chapman-Jouguet de l'onde de détonation

Lorsque l'onde de détonation se propage à l'état Chapman-Jouguet, l'avancement de la réaction est total ($\alpha = 1$) ; si de plus nous supposons que :

$$\begin{aligned}
\gamma &= \gamma_0 = cte \\
M_0^2 &> > 1 \\
P_{CJ} &> > P_0 \\
h_{CJ} &> > h_0 \\
\text{et } \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\Re T}{m} &> > \frac{\gamma_0}{\gamma_0-1} \frac{\Re T_0}{m_0}
\end{aligned}$$

alors les relations établies pour une onde de choc s'écrivent :

$$\begin{aligned}
P_{CJ} &\cong P_0 \frac{D_{CJ}^2}{\gamma+1} \\
\rho_{CJ} &\cong \rho_0 \frac{\gamma+1}{\gamma} \\
T_{CJ} &\cong T_0 \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{\rho_0 D_{CJ}^2}{P_0(\gamma+1)} \\
a_{CJ} &\cong \frac{\gamma D_{CJ}}{\gamma+1} \\
D_{CJ} &\cong \sqrt{2(\gamma^2-1)Q} \\
u_{CJ} &\cong \frac{D_{CJ}}{\gamma+1}
\end{aligned}$$

Dans ces conditions, nous obtenons : $P_{ZND} \cong 2P_{CJ}$, $T_{ZND} \cong \frac{T_{CJ}}{2}$ et $u_{ZND} \cong 2u_{CJ}$.

Annexe B

Annexe B - Fiches techniques

B.1 Fiche technique A : alimentation H.T. (haute tension) pour fils explosés, affichage tension de charge

- Affichage numérique 3 1/2 digits (résolution 10V)
- Déclenchement du tir : bouton poussoir en face avant et sur télécommande
- Tension de charge : 9 kV max
- Capacités de stockage d'énergie : 8,14 μF
- Sortie impulsion synchrone du tir "H.V. SYNCHRO."
- Amplitude : 15 V max. sur 50 Ω .
- La figure B.1 est un oscillogramme du profil de l'impulsion "SYNCHRO." avec la sortie H.T. connectée à une résistance de 1 Ω et pour une tension de charge de 7 kV.
- La figure B.2 est un oscillogramme du profil de l'impulsion "SYNCHRO." avec la sortie H.T. connectée à un "fil explosé" (fil de cuivre étamé ϕ 0,15 mm \times \approx 13 mm) et pour une tension de charge de 7 kV.
- La figure B.3 est un signal de "fil explosé", relevé à une distance de 6,5 cm du centre des électrodes, pour une tension de charge délivrée dans le fil de cuivre-nickelé de 7 kV.

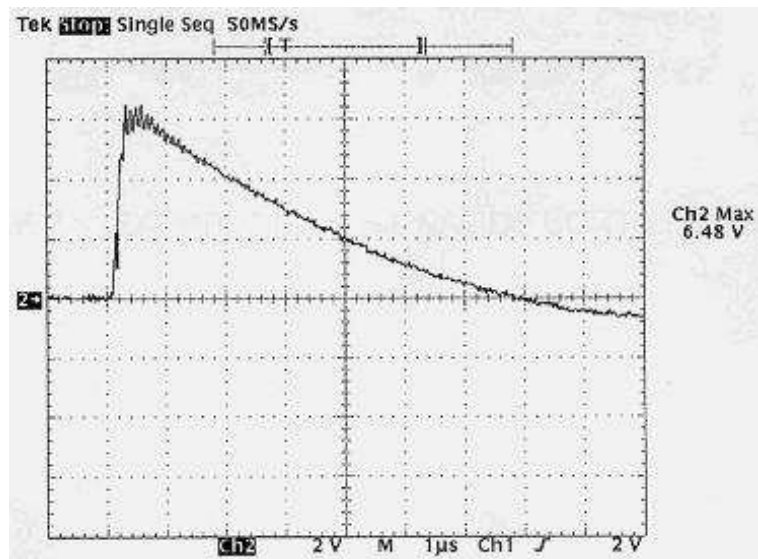


FIG. B.1: Exemple 1 d'un signal de sortie "SYNCHRO."

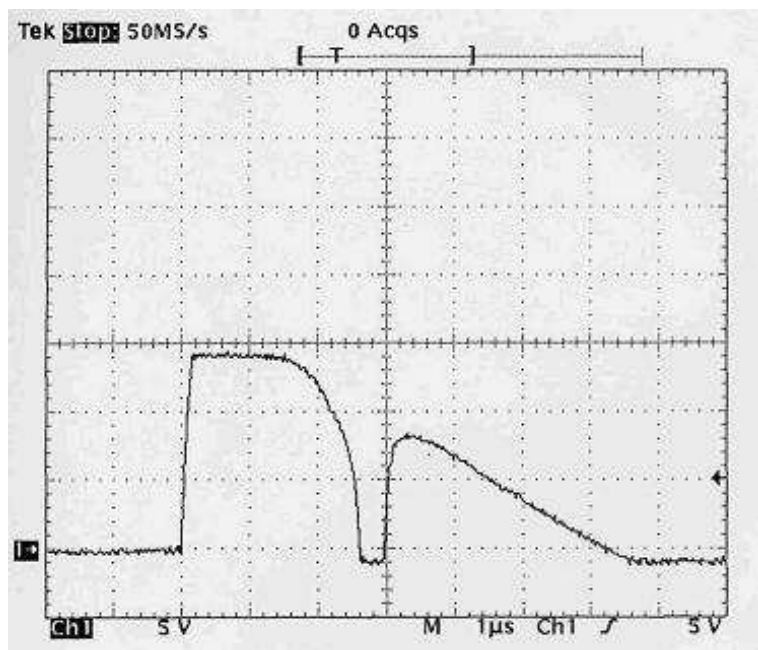


FIG. B.2: Exemple 2 d'un signal de sortie "SYNCHRO."

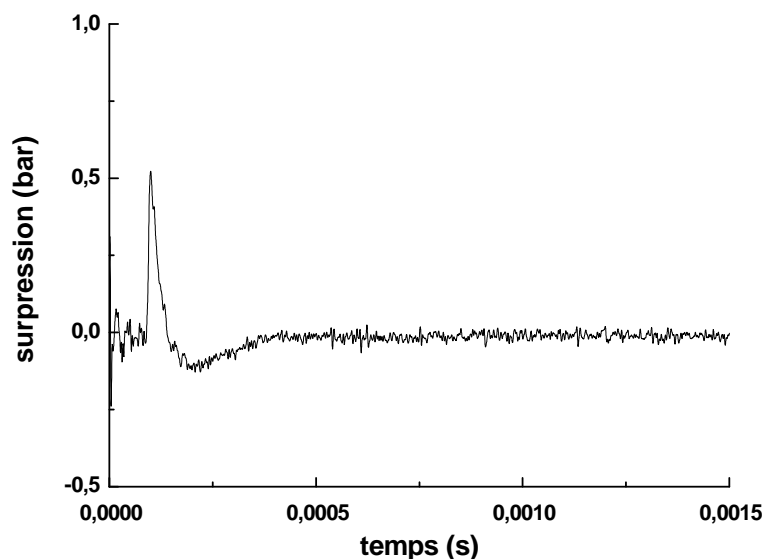


FIG. B.3: Signal de "fil explosé", relevé à une distance de 6,5 cm du centre des électrodes, pour une tension de charge délivrée dans le fil de cuivre-nickelé de 7 kV.

B.2 Fiche technique B : caractéristiques de la chaîne de mesure

1. Caractéristiques des capteurs de pression Kistler 603 B :

- Gamme de mesure (bar) : 0 — 200
- Surcharge (bar) : 200
- Sensibilité (pC/bar) : $\approx -5,5$
- Temps de montée (μ s) : ≈ 1
- Fréquence propre (kHz) : ≈ 400
- Sensibilité aux accélérations (bar/g) : $< 0,0001$
- Gamme de température d'utilisation ($^{\circ}$ C) : -196 — 200

2. Caractéristiques des amplificateurs de charge Kistler 5011 B :

- Gamme de mesure (pC) : ± 10 — ± 999000
- Sensibilité du capteur (pC/M.U.) : 0,01 — 9990 (M.U. = unités mécaniques)
- Gamme de fréquence (-3dB) : 0 — 200 kHz
- Erreur (%) :
 - $< \pm 100$ pC FS (max./typ.) : $< \pm 3$ % / $< \pm 2$ %
 - $> \pm 100$ pC FS (max./typ.) : $< \pm 1$ % / $< \pm 0,5$ %

3. Caractéristiques des oscilloscopes TDS 3034 B :

- Bande passante (MHz) : 300
- Taux d'échantillonnage (Géech/s) : 2,5
- Longueur d'enregistrement par voie : 10000
- Nombre de voies : 4
- Résolution verticale : 9 bits
- Sensibilité verticale : 1 mV jusque 10 V/div
- Base de temps : 2 ns — 10 s/div

B.3 Fiche technique C : spécification des gaz employés

GAZ	Impuretés (ppm mole)							Pureté (%)
	H ₂ O	O ₂	CO	CO ₂	C _n H _m	N ₂	C ₃ H ₆	
Azote	< 3	< 2			< 0,5			> 99,999
Propane N35	≤ 5	≤ 10		≤ 10	≤ 200	≤ 40	≤ 200	> 99,5
Oxygène	≤ 5				≤ 0,5			> 99,999

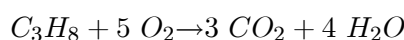
TAB. B.1: Caractéristiques des gaz employés

Annexe C

Annexe C - Energie de réaction du mélange propane-oxygène en proportions stoechiométriques

C.1 Equation globale la plus couramment utilisée

Nous rappelons l'expression de l'équation globale du mélange de gaz propane-oxygène à la stoechiométrie :



L'enthalpie molaire de la réaction ΔH_R^* est définie par :

$$\Delta H_R^* = \left[\sum_k x_k H_{fk}^* \right]_{\text{gaz brûlés}} - \left[\sum_k x_k H_{fk}^* \right]_{\text{gaz frais}} = 3H_{CO_2}^* + 4H_{H_2O}^* - H_{C_3H_8}^* - 5H_{O_2}^*$$

où $H_{CO_2}^*$ est l'enthalpie molaire de formation du dioxyde de carbone, $H_{H_2O}^*$ l'enthalpie molaire de formation de l'eau, $H_{O_2}^*$ l'enthalpie molaire de formation du dioxygène et $H_{C_3H_8}^*$ l'enthalpie molaire de formation du propane à la température de référence T^* (Handbook of Chemistry and Physics, 78th edition). La valeur de l'enthalpie molaire de la réaction de combustion d'une mole de propane avec cinq moles de dioxygène dans l'état de référence est alors égale à :

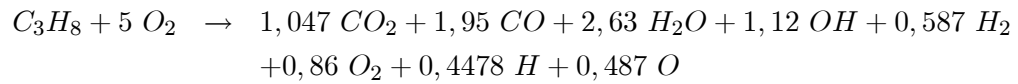
$$\Delta H_R^* = -2,044 \text{ MJ}$$

Cette équation est celle que nous rencontrons le plus fréquemment dans les travaux existants (Brossard et al., 1988 - Desrosier et al., 1991 - Sochet, 1993 - Lamy, 199 - Zyskowsky, 2005) afin de caractériser le mélange gazeux à base de propane et d'oxygène en proportions stoechiométriques. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de l'utiliser également dans notre étude. Cependant, dans l'onde de souffle consécutive à la détonation

de notre mélange gazeux, l'énergie est libérée au point Chapman-Jouguet (CJ). Ainsi, les conditions Chapman-Jouguet devraient être calculées et ensuite l'effet thermique de la réaction chimique mettant en jeu une mole de propane et cinq moles de dioxygène sous les conditions Chapman-Jouguet devrait être évalué. Ceci pourrait être réalisé en utilisant un programme de thermodynamique tel que Quartet. Ainsi, l'enthalpie de la réaction chimique calculée ci-dessus, n'est pas réellement représentative de la détonation.

C.2 Equation équilibrée (réactifs et produits de détonation dans les conditions Chapman-Jouguet)

L'expression de E, énergie spécifique pour le mélange constituant la charge explosive et qui doit être représentative du système qui génère l'onde de souffle, peut alors être définie à partir des paramètres thermodynamiques de l'onde de détonation, et en particulier celle de Chapman-Jouguet. Et pour être spécifique à l'onde de détonation, l'équation de la réaction entre une mole de propane et cinq moles de dioxygène est écrite en prenant les espèces dans les conditions Chapman-Jouguet (données recueillies à l'aide du logiciel Quartet) :



L'enthalpie molaire de cette réaction ΔH_R prise dans les conditions de température et de pression Chapman-Jouguet ($P_{CJ} = 36,29$ bars et $T_{CJ} = 3800$ K) est définie par :

$$\Delta H_R = \left\{ \sum_k (x_k H_{fk}^* + x_k H_{fk}]_*^{3800})_{gaz\ br\ul{u}l\acute{e}s} \right\} - \left\{ \sum_k (x_k H_{fk}^* + x_k H_{fk}]_*^{3800})_{gaz\ frais} \right\}$$

$$\begin{aligned} \Delta H_R = & \{ 1,047 (H_{CO_2}^* + H_{CO_2}]_*^{3800}) + 1,95 (H_{CO}^* + H_{CO}]_*^{3800}) \\ & + 2,63 (H_{H_2O}^* + H_{H_2O}]_*^{3800}) + 1,12 (H_{OH}^* + H_{OH}]_*^{3800}) \\ & + 0,587 (H_{H_2}^* + H_{H_2}]_*^{3800}) + 0,86 (H_{O_2}^* + H_{O_2}]_*^{3800}) \\ & + 0,4478 (H_H^* + H_H]_*^{3800}) + 0,487 (H_O^* + H_O]_*^{3800}) \} \\ & - \{ (H_{C_3H_8}^* + H_{C_3H_8}]_*^{3800}) + 5 (H_{O_2}^* + H_{O_2}]_*^{3800}) \} \end{aligned}$$

$$\Delta H_R = -1,256 \text{ MJ}$$

Espèce k	H_{fk}^* (kJ.mol ⁻¹)	$H_{fk}^{\uparrow 3800}$ (kJ.mol ⁻¹)
C_3H_8	-103,85	614,08
O_2	0	130,79
CO_2	-393,5	-190,69
CO	-110,5	12,963
H_2O	-241,82	-67,836
OH	39,03	159,39
H_2	0	119,11
O	247,5	322,818
H	0	130,79

TAB. C.1: Enthalpies de formation des différentes espèces

C.3 Calcul de la masse équivalente de TNT avec les deux énergies E_1 et E_2

Nous exprimons maintenant, à partir des deux enthalpies de réaction calculées précédemment, l'énergie volumique correspondante libérée par unité de volume :

$$E_1 = \frac{|\Delta H_R^*|}{n_T V_{1,mol}} = \frac{2,044}{6 \times 22,4 \cdot 10^{-3}} = 15,2 \text{ MJ.m}^{-3}$$

$$E_2 = \frac{|\Delta H_R^*|}{n_T V_{2,mol}} = \frac{1,256}{6 \times 8,41 \cdot 10^{-3}} = 24,9 \text{ MJ.m}^{-3}$$

$$\text{en effet, } V_{2,mol} = \frac{\Re T_{CJ}}{P_{CJ}} = \frac{8,314 \times 3800}{36,29 \times 1,013 \cdot 10^5} = 8,41 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$$

Les équivalences énergétiques entre les courbes résultant des expériences sur les mélanges gazeux et celles concernant le TNT sont obtenues par superposition entre les deux séries. Il en résulte une équivalence énergétique moyenne en λ . Cela signifie que pour les deux types d'explosions, les mêmes effets mécaniques (c'est-à-dire la même surpression $\frac{\Delta P^+}{P_0}$) correspondront aux valeurs :

d'une part :

$$\lambda_2 = \left(\frac{r}{E_2^{1/3}} \right)_{gaz} \text{ et } \lambda_3 = \left(\frac{r}{E_{TNT}^{1/3}} \right)_{TNT}$$

et d'autre part :

$$\lambda_1 = \left(\frac{r}{E_1^{1/3}} \right)_{gaz} \text{ et } \lambda_3 = \left(\frac{r}{E_{TNT}^{1/3}} \right)_{TNT}$$

et les abscisses radiales seront identiques si :

$$1 = \frac{r_{gaz}}{r_{TNT}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \left(\frac{E_1}{E_{TNT}} \right)^{1/3} = \frac{\lambda_2}{\lambda_3} \left(\frac{E_2}{E_{TNT}} \right)^{1/3}$$

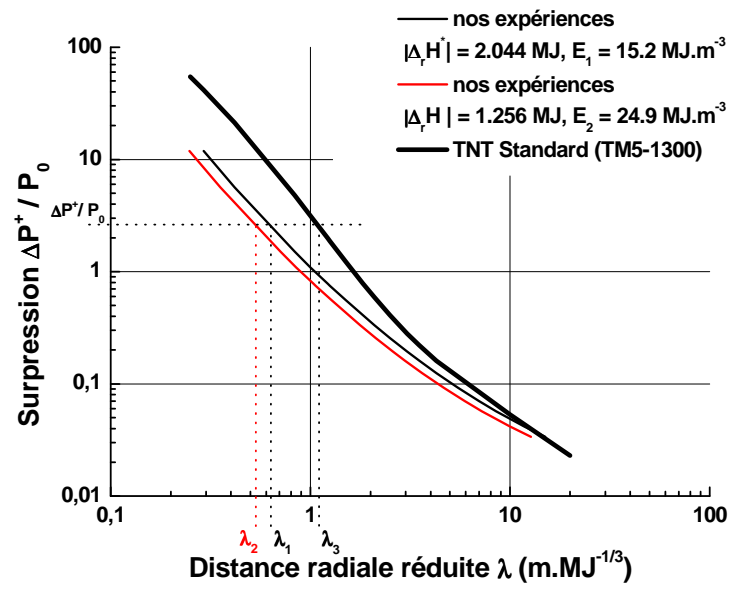


FIG. C.1: Surpression positive incidente en fonction de la distance radiale réduite, avec deux énergies de réaction calculées.

ce qui conduit à établir deux équivalents TNT α_1 et α_2 , selon l'énergie choisie E_1 ou E_2 :

$$E_1 = \alpha_1 \cdot E_{TNT} = \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} \right)^3 \cdot E_{TNT}$$

$$E_2 = \alpha_2 \cdot E_{TNT} = \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_2} \right)^3 \cdot E_{TNT}$$

Ces expressions signifient, nous le rappelons, que les mêmes effets mécaniques ont lieu aux mêmes abscisses radiales si l'énergie de la charge gazeuse est α_1 ou α_2 (selon l'énergie choisie) fois plus grande que celle de la charge de TNT.

Ainsi, nous avons :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} \right)^3 \cdot E_{TNT}}{\left(\frac{\lambda_3}{\lambda_2} \right)^3 \cdot E_{TNT}} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^3$$

et

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\left(\frac{\lambda_3}{\lambda_2} \right)^3}{\left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} \right)^3} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^3$$

Exprimons maintenant la masse équivalente de TNT correspondant à une charge sphérique de mélange gazeux de rayon R_0 , pour chacun des cas 1 (E_1) et 2 (E_2) :

$$m_{1,eqTNT} = \frac{4}{3} \Pi R_0^3 \cdot E_1 \cdot \frac{1}{\alpha_1 \cdot E_{TNT_{mass}}}$$

et :

$$m_{2,eqTNT} = \frac{4}{3} \Pi R_0^3 \cdot E_2 \cdot \frac{1}{\alpha_2 \cdot E_{TNT_{mass}}}$$

d'où :

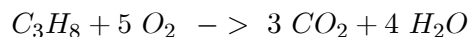
$$\frac{m_{1,eqTNT}}{m_{2,eqTNT}} = \frac{E_1 \alpha_2 \cdot E_{TNT_{mass}}}{E_2 \alpha_1 \cdot E_{TNT_{mass}}} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^3 \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^3 = 1$$

ce qui nous conduit donc à la même masse équivalente de TNT, quelque soit le choix de l'énergie.

C.4 Conclusion

L'objectif de cette annexe était de discuter le calcul de l'énergie spécifique de notre mélange gazeux à base de propane et d'oxygène en proportions stoechiométriques. Notre

choix s'est porté sur l'utilisation de la première méthode, à savoir le calcul de l'énergie chimique de la réaction globale :



Nous justifions doublement ce choix :

- d'une part, les deux méthodes aboutissent au final à la même masse équivalente de TNT, et nous le rappelons, le but de notre étude est de caractériser les détonations d'explosion de TNT par des détonations gazeuses, et donc c'est ce paramètre "équivalent TNT" qui nous intéresse le plus ;
- d'autre part, la seconde raison est de s'inscrire dans la continuité des travaux existants au laboratoire.

Ainsi pour éviter les confusions quant à cette énergie spécifique, il serait plus simple certainement pour la suite d'exprimer tous les résultats en fonction d'une autre distance radiale réduite (Kinney, 1962) relative à la masse d'explosif et non plus à l'énergie spécifique incluse dans la charge explosive :

$$Z = \frac{r}{m^{1/3}} \text{ (m.kg}^{-1/3}\text{)}$$

où r est la distance au centre de l'explosion et m la masse de la charge explosive.

Annexe D

Annexe D - Résultats expérimentaux comparés aux résultats numériques, explosion au sol à proximité du cylindre

Dans cette annexe, nous reportons les résultats expérimentaux de surpressions (mesurées en bar) positives et d'impulsions positives (mesurées en bar.ms.MJ^{-1/3}) obtenus au niveau des capteurs F_1 , F_2 et F_3 situés sur la paroi arrondie du cylindre, pour une détonation de deux tailles de confinement hémisphérique gazeux (rayon $R_0 = 2,6$ cm et $R_0 = 4,1$ cm), ayant lieu au sol à une distance $r = 10$ cm du cylindre. Ces résultats sont comparés avec ceux calculés sur Autodyn pour la même géométrie expérimentale, l'erreur entre les deux types de résultats (expérimental ou numérique) est calculée et reportée dans les tableaux D.1, D.2, D.3 et D.4 ci-dessous. Nous pouvons constater que les résultats de nos expérimentations sont en excellente corrélation avec les résultats numériques, compte tenu d'une erreur comprise entre 7,5 et 11,1 %.

β (rad)	F_1	$F_1^{Aut.}$	erreur (%)	F_2	$F_2^{Aut.}$	erreur (%)	F_3	$F_3^{Aut.}$	erreur (%)
0	0,60	0,53	0,117	1,68	1,51	0,101	8,60	7,71	0,103
$-\Pi/8$	0,52	0,47	0,096	1,28	1,19	0,070	4,70	4,29	0,087
$-\Pi/4$	0,37	0,343	0,073	0,70	0,65	0,071	1,38	1,28	0,072
$-3\Pi/8$	0,20	0,19	0,050	0,31	0,278	0,103	0,50	0,464	0,072
$-\Pi/2$	0,12	0,115	0,042	0,20	0,187	0,065	0,28	0,26	0,071
			<0,075>			<0,082>			<0,081>

TAB. D.1: Surpressions positives pour une charge gazeuse de rayon 4,1 cm explosant au sol à une distance $r = 10$ cm du cylindre

β (rad)	F_1	$F_1^{Aut.}$	erreur (%)	F_2	$F_2^{Aut.}$	erreur (%)	F_3	$F_3^{Aut.}$	erreur (%)
0	0,36	0,31	0,139	0,84	0,8	0,048	4,40	4,11	0,066
$-\Pi/8$	0,29	0,25	0,138	0,68	0,66	0,029	2,00	2,09	0,045
$-\Pi/4$	0,21	0,19	0,095	0,36	0,32	0,111	0,90	0,68	0,244
$-3\Pi/8$	0,17	0,16	0,059	0,17	0,19	0,118	0,27	0,265	0,018
$-\Pi/2$	0,15	0,14	0,067	0,11	0,09	0,182	0,12	0,11	0,083
			<0,099>			<0,097>			<0,091>

TAB. D.2: Suppressions positives pour une charge gazeuse de rayon 2,6 cm explosant au sol à une distance $r = 10$ cm du cylindre

β (rad)	F_1	$F_1^{Aut.}$	erreur (%)	F_2	$F_2^{Aut.}$	erreur (%)	F_3	$F_3^{Aut.}$	erreur (%)
0	0,267	0,24	0,102	0,479	0,41	0,145	1,361	1,25	0,082
$-\Pi/8$	0,212	0,19	0,105	0,388	0,32	0,175	0,743	0,66	0,111
$-\Pi/4$	0,181	0,165	0,088	0,275	0,23	0,165	0,394	0,344	0,128
$-3\Pi/8$	0,110	0,091	0,171	0,180	0,165	0,083	0,249	0,22	0,118
$-\Pi/2$	0,070	0,061	0,130	0,121	0,11	0,089	0,172	0,157	0,085
			<0,119>			<0,131>			<0,105>

TAB. D.3: Impulsions positives pour une charge gazeuse de rayon 4,1 cm explosant au sol à une distance $r = 10$ cm du cylindre

β (rad)	F_1	$F_1^{Aut.}$	erreur (%)	F_2	$F_2^{Aut.}$	erreur (%)	F_3	$F_3^{Aut.}$	erreur (%)
0	0,239	0,208	0,129	0,388	0,33	0,150	0,957	0,819	0,144
$-\Pi/8$	0,196	0,177	0,095	0,304	0,27	0,112	0,552	0,49	0,113
$-\Pi/4$	0,150	0,137	0,085	0,249	0,222	0,109	0,348	0,313	0,101
$-3\Pi/8$	0,106	0,093	0,126	0,146	0,135	0,076	0,178	0,16	0,103
$-\Pi/2$	0,070	0,062	0,116	0,073	0,067	0,077	0,109	0,099	0,095
			<0,110>			<0,105>			<0,111>

TAB. D.4: Impulsions positives pour une charge gazeuse de rayon 2,6 cm explosant au sol à une distance $r = 10$ cm du cylindre

Annexe E

Annexe E - Résultats de Wharton et al. (2000)

Les travaux de Wharton et al. (2000) s'inscrivent dans une étude entreprise au Laboratoire de Santé et Sécurité (HSL) pour étudier les propriétés des ondes de souffle produites par un certain nombre de matériaux explosifs en milieu non confiné et examiner si les équivalents TNT peuvent être déterminés de manière satisfaisante avec ces explosifs dont la vitesse de détonation est significativement inférieure à celle du TNT (égale à 6900 m.s^{-1}) : les explosifs étudiés sont le PE4, le super Dopex (de vitesses de détonation supérieures à celle du TNT), la Nitroguanidine, le Powergel 700, le Driftex, le super Dopex et le Penobel 2 (de vitesses de détonation inférieures à celle du TNT).

Les valeurs d'équivalence TNT ($[\text{TNTe}]_{\Delta P_{\max}}$ et $[\text{TNTe}]_I$) déterminées en comparant les distances réduites auxquelles les mêmes valeurs de surpression et d'impulsion sont obtenues sont présentées dans le tableau E.1. Cette équivalence ($[\text{TNTe}]_{\Delta P_{\max}}$ par la surpression, exprimée en % dans le tableau E.1) signifie que si la même surpression se produit à une distance R_{TNT} d'une explosion d'une charge de masse m_{TNT} (kg) de TNT et d'énergie E_{TNT} (MJ) et à une distance R_{expl} d'une explosion d'une charge de masse m_{expl} (kg) et d'énergie E_{expl} (MJ) d'un autre explosif "expl", l'équivalence TNT de cet explosif est

Explosif	$[\text{TNTe}]$ par surpression < moyenne > (%)	$[\text{TNTe}]$ par impulsion < moyenne > (%)
PE4	135	130
Super Dopex	105	98
Nitroguanidine	76	76
Powergel 700	56	53
Driftex	55	50
Penobel 2	17	16

TAB. E.1: Equivalents TNT de quelques explosifs commerciaux d'après Wharton et al. (2000).

donnée par :

$$[TNTe]_{\Delta P_{\max}} = \frac{R_{\text{expl}}}{R_{TNT}} = \left(\frac{m_{\text{expl}}}{m_{TNT}} \right)^{1/3}$$

Il s'avère que les deux méthodes de détermination de l'équivalence TNT (par la surpression et par l'impulsion) donnent des valeurs moyennes similaires pour les six explosifs étudiés.

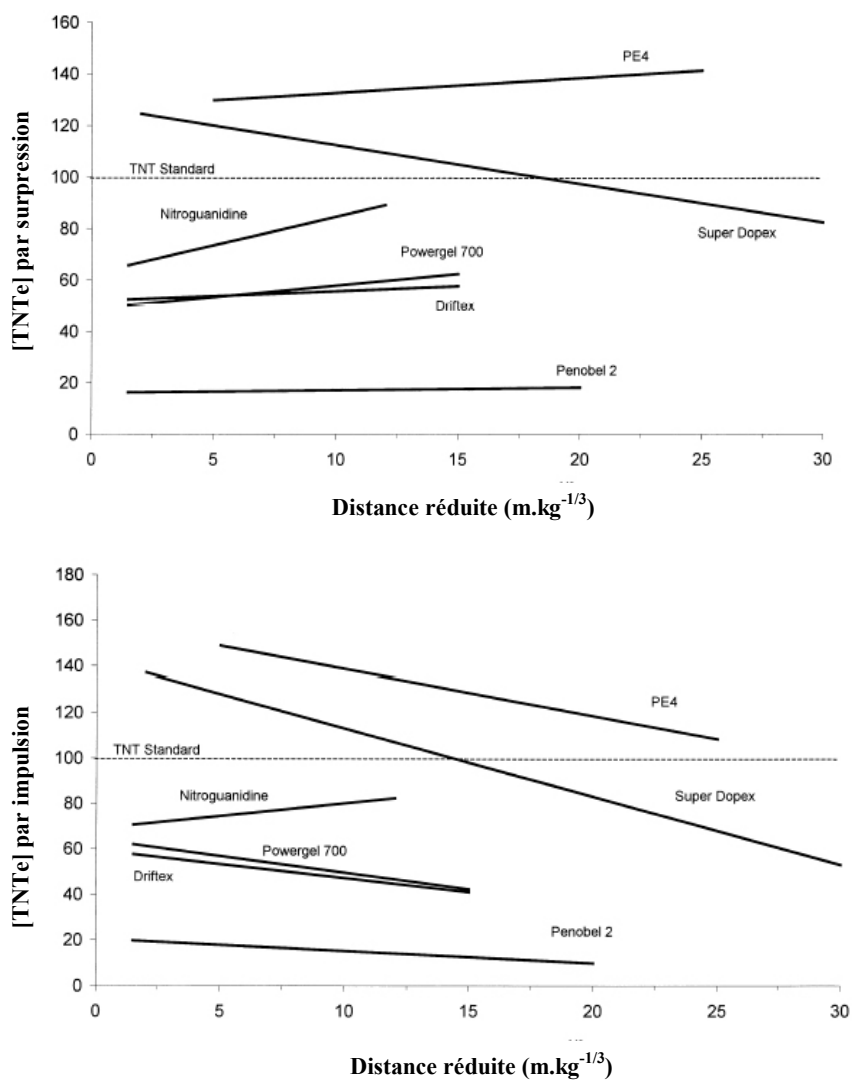


FIG. E.1: Dépendance de l'équivalence TNT avec la distance réduite.

Bibliographie

- [1] Al'tshuler et al. : Soviet Physics JETP, 14, 986. (1962)
- [2] AUTODYN. Interactive non-linear dynamic analysis software, version 6, user's manual. Century Dynamics Inc. (2005)
- [3] AUTODYN. Remap Tutorial, version 6, user's manual. Century Dynamics Inc. (2005)
- [4] Bailly P. : Effets des explosions sur les constructions : chargement et réponse de la structure. Thèse de Doctorat - Université d'Orléans (1988)
- [5] Baker W.E. : Explosions in Air. Austin, University of Texas Press (1973)
- [6] Baker W.E., Cox P.A., Westine P.S., Kulesz J.J., and Strehlow R.A. : Explosion hazards and evaluation. Fundamental Studies in Engineering. Elsevier, New-York, Elsevier (1983)
- [7] Bazhenova T.V., Gvozdeva I.G., Komarov V.S., Sukhov B.G. : Pressure and Temperature Change on the Wall Surface in Strong Shock Wave Diffraction. *Astronautica Acta*. Vol. 17, pp. 659-666. Pergamon Press (1972)
- [8] Ben-Dor G., Takayama K. : The phenomena of shock wave reflection - a review of unsolved problems and future research needs, *Shock Waves*, pp. 211-233 (1992)
- [9] Birnbaum N.K., Clegg R.A., Fairlie G.E., Hayhurst C.J., Francis N.J. : Analysis of Blast Loads on Buildings. Preprint from Structures Under Extreme Loading Conditions (1996)
- [10] Birnbaum N.K., Fairlie G.E., Xiangyang Q. : Coupled Fluid-Structure Analysis of High Explosive Detonations in Masonry Structures. 29th DOD Explosives Safety Seminar, New Orleans, USA (2000)
- [11] Borisov A.A., Gelfand B.E., Tsyganov S.A. : On modelling of pressure waves formed by detonation and combustion of gas mixtures. *J. Phys. Combust. and Explos.* (Russian Acad. of Sci.) 2 :90 (1985)
- [12] Brode H.L. : Numerical solution of spherical blast waves. *J. Appl. Phys.*, 26, 766 (1955)
- [13] Brode H.L. : Blast Wave on a Spherical Charge. *The Physics of Fluids*, Vol. 2, Number 2, pp. 217-229 (1958)
- [14] Brode, H. L. : Height of Burst Effects at High Overpressures, Rand, RM-6301-DASA, DASA 2506 (1970)
- [15] Brossard J. : Les essais AMEDE 2/8 et premiers résultats de synthèse. ENSMA, Poitiers, France. Note technique EA 79. 15. (1982)

- [16] Brossard J. : Explosions aériennes de mélanges gazeux. Contrat n° 79046 EDF - SEP-TEN / IRSTCO (1982)
- [17] Brossard J., Leyer J.C., Desbordes D., Garnier J.L., Hendrickx S., Lannoy A., Perrot J. and Saint Cloud J.L. : Experimental analysis of unconfined explosions of air-hydrocarbon mixtures. Characterization of the pressure field. 4th Symposium International on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. European Fed. of Chem. Eng. Event no. 290, D 10-19 (1983)
- [18] 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. Vol.94, pp. 556-566 of Progress in Astronautics and Aeroronautics (1985)
- [19] Brossard J., Bailly P., Desrosier C., Renard J. : Overpressures imposed by a blast wave. Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol.114, pp.329-400 (1988)
- [20] Brossard J., Desrosier C., Purnomo H., Renard J. : Pressure loads on plane surface submitted to an explosion. Shock Waves, pp. 388-392 (1995)
- [21] Brown C.J., Thomas G.O. : Experimental studies of ignition and transition to detonation induced by the reflection and diffraction of shock waves. Department of Physics, University of Wales, Aberystwyth, Ceredigion, SY23 3BZ, U.K., Shock Waves (2000)
- [22] Candel S. : Mécanique des fluides. Dunod, Paris (1990)
- [23] Chace W.G. and Moore H.K. : Exploding Wires. Tomes I et II. Plemm. Press, Inc, New-York (1959-1962)
- [24] Chapman D.L. : On the state of explosion in gases. Philos. Mag, 47, pp.90-104 (1899)
- [25] Cooper P.W. : Explosives Engineering. Wiley, New York (1997)
- [26] Cozzani V., Salzano E. : Threshold Values for domino effects caused by blast waves interaction with process equipment. Journal of Loss Prevention in the Process Industries 17, pp. 437-447 (2004)
- [27] Cranz C. : Lehrbuch der Ballistik. Springer Verlag, Berlin (1926)
- [28] Desbordes D. : Aspects stationnaires et transitoires de la détonation dans les gaz : relation avec la structure cellulaire du front. Thèse de Doctorat - Université de Poitiers (1990)
- [29] Desrosier C., Reboux A., Brossard J. : Effect of asymmetric ignition on the vapor cloud spatial blast. Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 134, pp. 21-37 (1991)
- [30] DeVore C. : Flux-corrected transport techniques for multidimensional compressible magnetohydrodynamics. J. Comp. Phys., 92, pp. 142-160 (1991)
- [31] Dewey J.M. : The air velocity in blast waves from TNT explosions. Proc Roy Soc A 279 : pp. 366-385 (1964)
- [32] Dewey J.M., Mc Millin D.J. : An analysis of the particle trajectories in spherical blast waves reflected from real and ideal surfaces. Can. J. Phys., 59, pp. 1380-1390 (1981)
- [33] Dewey J. M., Mc Millin D. J. : Observation and analysis of the Mach reflection of weak uniform plane shock waves. Part 1. Observations. J. Fluid. Mech, vol. 152, pp. 49-66 (1985)

- [34] Dewey J. M., van Netten A.A. : Height-of-burst Curves revisited. 16th Int. Symp. Mil. Asp. Blasts and Shocks, pp. 185-192 (2000)
- [35] Dewey J.M. : Expanding Spherical Shocks (Blast Waves). Dans : Ben-Dor G., Igra O., Elperin T. (eds.) Handbook of Shock Waves, Vol. 2, Academic Press, chap.13.1, pp. 441-481 (2001)
- [36] Dewey J.M. : TNT equivalency of explosive sources. 18th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock, New York (2004)
- [37] Dorofeev S.B., Sidorov V.P., Alekseev V.I. : Air-Blast Parameters from Detonation of Gaseous, Heterogeneous and Fuel Rich Fuel-Air Explosives. State Research Program "Safety" Report SRDO IRIS-91/1.6.08, Moscow (1991)
- [38] Dorofeev S.B., Sidorov V.P., Dvoinishnikov A.E, Alekseev V.I., Kyznetsov M.S. : Experimental study of air blast parameters from fuel rich mixtures detonation. In : 14th Int Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS), 2/E1.4.1 (1993)
- [39] Dorofeev S.B. : Blast Effects of Confined and Unconfined Explosions. Proceedings of the 20th Int. Symp. on Shock Waves, Vol. 1, pp. 77-86, Pasadena, California (1995)
- [40] Fairlie G.E., Livingstone I.H.G. : Analysis of fragment throw distances from high explosive detonations in masonry structures. 9th Int. Symp. Interaction of the Effects of Munitions with Structures, Berlin, Germany. (1999)
- [41] Fairlie G.E., Johnson N.F., Moran K.C. : Validated numerical simulations of blast loads on structures. 16th International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock (2000)
- [42] Fishburn B.D. : Some aspects of blast from fuel-air explosives. Acta Astronautica, 3 :1049 (1976)
- [43] Geiger W. : Generation and propagation of pressure waves due to unconfined chemical explosions and their impact on nuclear power plant structures. Nuclear Engineering and Design n°27 – pp. 189-198 (1974)
- [44] Gelfand B.E., Gubin C.A., Mikhalkin V.N., Shargatov V.A. : Computation of shock wave parameters by detonation of combustible gaseous mixtures of a variable composition. J. Phys. Combust. Explos. (Russian Acad. of Sci.) 3 :92 (1985)
- [45] GFC : Groupement Français de la Combustion, Dictionnaire des Mots de la Combustion, site internet "<http://www.gfcombustion.asso.fr>"
- [46] Glasstone S. : The effects of Nuclear Weapons – US Government Printing Office Revised Ed, Shock Waves, pp. 445-451 (1962)
- [47] Guelon F. : Déflagration de nuages H₂/O₂ présentant un gradient de concentration. Thèse de Doctorat - Université d'Orléans (2003)
- [48] Guibert-Duplantier C. : Etude des effets mécaniques des explosions de gaz sur des structures de formes simples - thèse ENSMA - Université de Poitiers (1993)
- [49] Gujan K. : Unconfined Vapor Cloud Explosions. Gulf Publishing Company (1978)
- [50] Handbook of Chemistry and Physics, 78th Edition, CRC Press, Boca Raton, New-York (1997 - 1998)

- [51] Harlow F.H., Amsten A.A. : Fluid dynamics. An introductory text. Los Alamos Scientific Laboratory. University of California, Los Alamos, Mexico (1970)
- [52] Henrych J.M. : The dynamics of explosion and its use. Amsterdam, Elsevier (1979)
- [53] Heuzé O. : Contribution au calcul des caractéristiques de détonation de substances explosives gazeuses ou condensées - Université de Poitiers (1985)
- [54] Hopkinson B., British Ordnance Board Minutes, 13565 (1915)
- [55] Jouguet E. : La Mécanique des explosifs. Doin, Paris (1917)
- [56] JWL Equations of State Coeffs. for High Explosives Lee Finger & Collins. UCID-16189 (1973)
- [57] Kerry M.P., Riddle P.E., Bibby B.J. : Blast propagation modifications caused by regular and irregular multiple object arrays. 16th Int. Symp. Mil. Asp. Blasts and Shocks, pp. 177-184 (2000)
- [58] Kinney G.F. : Explosive shocks in air. MacMillan, London (1962)
- [59] Kinney G.F., Graham K.J. : Explosive Shocks in Air. Springer Verlag, Berlin (1985)
- [60] Kleine H., Dewey J.M., Ohashi K., Mizukaki T., Takayama K. : Studies of the TNT equivalence of silver azide charge, Shock Waves, pp. 123-138 (2003)
- [61] Kogarko S.M., Adushkin V.V., Ljamin A.G. : Investigation of spherical detonations in gas mixtures. Combust. Explos. Shock Waves, USSR 1 2 :22 (1965)
- [62] Lannoy A. : Analyse des explosions air-hydrocarbure en milieu libre : Etudes déterministe et probabiliste du scénario d'accident. Prévission des effets de suppression. Bulletin Direct. Etudes et Recherches EDF. A4 (1984)
- [63] Luccioni B.M., Ambrosini R.D., Danesi R.F. : Analysis of building collapse under blast loads. Engineering Structure 26, pp. 63-71 (2004)
- [64] Mills C.A. : The design of concrete structures to resist explosions and weapon effects. Pros. Ist Int. Conference for Hazard Protection, Edinburgh (1987)
- [65] Porterie B. : Modélisation de la phase d'allumage d'une charge propulsive en balistique intérieure. Thèse de Doctorat - Université d'Aix-Marseille I (1988)
- [66] Purnomo H. : Comportement dynamique des interfaces explosions-structures - Université d'Orléans (1993)
- [67] Reichenbach H., Kuhl A. : HOB curves for 0,5g NP charges, Ernst Mach Inst., E10/90. (1990)
- [68] Remennikov A.M. : Evaluation of blast loads on buildings in urban environment. 8th Int. Conf. on Structures under Shock and Impact, pp. 73-82 (2004)
- [69] Remennikov A.M., Rose T.A. : Modelling blast load on buildings in complex city geometries. Computers and Structures 83, pp. 2197-2205 (2005)
- [70] Renard J., Desrosier C., Bailly P., Brossard J. : Réponses dynamiques de structures du génie civil. Mécanique Matériaux Electricité, n° 427, pp. 60-64 (1988)
- [71] Robertson N.J., Hayburst C.J., Fairlie G.E. : Numerical simulation of explosion phenomena. Int. J. of Computer Applications in Technology, Vol.7. Nos 3-6, pp. 316-329

- [72] Sanderman R.J. : A simple physical theory of weak Mach reflection over plane surfaces. Department of Physics, Faculty of Science, Australian National University, ACT 0200, Australia, *Shock Waves* pp.103-112 (2000)
- [73] Sklavounos S., Rigas F. : Computer simulation of shock waves transmission in obstructed terrains. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 17, pp. 407-417 (2004)
- [74] Smith P.D., Rose T.A. : Influence of urban geometry on blast wave resultants. 16th Int. Symp. Mil. Asp. Blasts and Shocks, pp. 121-128 (2000)
- [75] Sochet I. : Diffusion et détonabilité de mélanges gazeux non-uniformes. Thèse de Doctorat - Université d'Orléans (1993)
- [76] Sorin R. : Etude et optimisation de la Transition Déflagration Détonation en tube des mélanges stoechiométriques $H_2/O_2/N_2$ et $(CH_4, C_2H_2, C_2H_4, C_3H_8)/O_2/N_2$ et de sa Transmission à un espace de plus grande dimension. Thèse de Doctorat - Université de Poitiers (2005)
- [77] Thouvenin J. : Détonique. Collection du Commissariat à l'Energie Atomique, Eyrolles, Paris (1997)
- [78] TM5-855 : Fundamentals of Protective Design for Conventional Weapons. Department of the Army, Technical Manual (1986)
- [79] TM5.1300, Departments of the Army, the Navy and the Air Force. : Structures to resist the effects of accidental explosions. Technical Manual, NAFVAC-P397 / AFM88 (1969)
- [80] Trélat S. : Impact de fortes explosions sur des bâtiments proches. Stage de DEA. Collaboration du LEES et IRSN, département DEND/SATE (2003)
- [81] Trélat S., Sochet I., Autrusson B., Cheval K., Loiseau O. : Strong Explosion near a Parallelepipedic Structure, Proc. 20th Int. Symp. Colloquium on the Dynamics of Explosion and Reactive Systems, Montréal, Canada (2005)
- [82] Trélat S., Sochet I. : Impact of a shock wave on a structure. Explosion at altitude levels. Communication orale, 6th Colloque International Symposium of Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions. Halifax, Canada (2006)
- [83] Vaglio C. : Validation à l'échelle de laboratoire de modèles d'ondes de souffle - prévision sécuritaire. Thèse de Doctorat - Université d'Orléans (1998)
- [84] Van Netten A.A., Carpenter J., Dewey J.M., : Pressure Charges at Transition from Regular to Mach Reflection, Proc. 15th Int. Symp. Mil. Aspects of Blast and Shocks, Defense Res. Est. Suffield, III, pp. 163-174. (1997)
- [85] von Neumann J. : Oblique Reflection of Shocks, Explos. Res. Rep. 12, Navy Dept., Bureau of Ordnance, Washington, DC, USA (1943)
- [86] von Neumann J. : Refraction, Intersection and Reflection of Shock Waves, NAVORD Rep. 203-45, Navy Dept., Bureau of Ordnance, Washington, DC, USA (1943)
- [87] web : <http://www.dres.dnd.ca>. Site Internet de RDDC, Recherche et Développement pour la Défense Canada, Suffield.
- [88] web : <http://www.irsn.fr>. Site Internet de l'IRSN, Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire.

- [89] Wharton P.K., Formby S.A., Merrifield R. : Airblast TNT equivalence of commercial blasting explosives. *Journal of hazardous Materials A* 79, pp. 31-39 (2000)
- [90] Yan H., Adelgren R., Elliott G., Knight D., Beutner T. : Effect of energy addition on MR \rightarrow RR transition. *Shock Waves* 13, pp. 113-221 (2003)
- [91] Zhdan S.A. : Calculation of gas mixture explosion with regard to shift of chemical equilibrium products. *J. Phys. Combust. Explos. (Russian Acad. of Sci.)* 1 :131 (1983)
- [92] Zintilis G.M., Fairlie G.E. : Protection of Commercial Building against Blast and Ballistic Threats. 7th International Symposium on Interaction of the Effects of Munitions with Structures, Mannheim (1995)
- [93] Zyskowsky A., Sochet I., Mavrot G., Bailly P., Renard J. : Study of the explosion process in a small scale experiment - structural loading. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 17, pp. 291-299 (2004)
- [94] Zyskowsky A. : Méthodes et modèles pour l'évaluation des conséquences de la rupture d'une structure en béton armé sous l'action d'un souffle. Thèse de Doctorat - Université d'Orléans (2005)

Résumé

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre des études relatives à la vulnérabilité des structures face à la détonation de substances explosives. L'objectif est de proposer des outils afin de prédire les chargements appliqués aux structures. Cet objectif est poursuivi à travers la réalisation d'essais menés en laboratoire. Ces essais simulent une forte explosion d'un mélange stœchiométrique propane-oxygène ayant lieu au sol ou en altitude.

L'étude consiste donc en premier lieu à recueillir des données expérimentales sur les effets de pression d'ondes de choc rencontrant des obstacles. Deux types d'obstacles rencontrés fréquemment sur un site industriel sont étudiés : un obstacle de forme parallélépipédique et un obstacle de forme cylindrique, tous deux de dimensions connues.

Enfin, un point important de la problématique de la thèse est la détermination d'une équivalence énergétique entre le TNT et le gaz utilisé dans les expériences, afin de permettre au final de modéliser par le biais d'explosion de gaz à petite échelle des explosions de TNT à échelle réelle.

Abstract

The goal of this study is to focus on the analysis of blast wave damage to structures when blast wave is consequence of explosive charge detonation. The objective is to propose useful tools to predict charges on structure. All experiences are realized in laboratory. The experimental investigation consists in simulating a detonation of a stoichiometric propane-oxygen mixture at ground level or at higher altitude.

The study is going to give us experimental data on blast wave effects on a structure. For that, two types of structures frequently found on industrial site are going to be used: a parallelepipedic structure and a cylindrical structure, both with known dimensions.

Finally, the important point of the problem is to determine an energetic equivalence between TNT and gas used in the experiments, in order to model TNT explosions at full scale by gaseous explosions at reduced scale.

Discipline : Mécanique – Energétique

Mots clés :

Explosion, détonation, interaction onde de choc-structure, champ de pression incident, champ de pression réfléchi, onde de Mach, échelle réduite, échelle réelle, Autodyn.

Laboratoire Energétique Explosion Structures, 88 bvd Lahitolle, 18020 Bourges Cedex, France