

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

LABORATOIRE PRISME de Bourges

THÈSE présentée par :

Duy-Hung DUONG

soutenue le : **23 mars 2012**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : Mécanique - Energétique

**Etude de la vulnérabilité de structures cylindriques
soumises à une forte explosion externe**

THÈSE dirigée par :

Patrice BAILLY
Laurent DAUDEVILLE
Jean-Luc HANUS

Professeur à l'ENSI de Bourges
Professeur à l'Université Joseph Fourier
Maitre de conférences à l'ENSI de Bourges

RAPPORTEURS :

Ernesto SALZANO

Ahmed MEBARKI

Directeur de recherche
Institute of Research on Combustion INRC (Italy)
Professeur à l'Université Paris-Est
Marne La Vallée

JURY (*y reporter tous les membres de jury présents à la soutenance*):

Mame WILLIAM-LOUIS

Ernesto SALZANO

Ahmed MEBARKI

Patrice BAILLY

Laurent DAUDEVILLE

Jean-Luc HANUS

Mathieu REIMERINGER

Professeur à l'Université d'Orléans

Président du jury

Directeur de recherche

Institute of Research on Combustion INRC (Italy)

Professeur à l'Université Paris-Est

Professeur à l'ENSI de Bourges

Professeur à l'Université Joseph Fourier

Maitre de conférences à l'ENSI de Bourges

Ingénieur à INERIS

Table des matières

Liste des Figures	ix
Liste des tableaux	xii
Liste des symboles	xv
Introduction	1
1 Onde de choc issue d'une explosion et interaction avec un cylindre	5
1.1 L'explosion	5
1.2 Différents régimes d'explosion	6
1.2.1 Déflagration	6
1.2.2 Détonation	7
1.2.3 Énergie d'amorçage	7
1.2.4 Détermination du régime d'explosion	7
1.3 Énergie libérée par l'explosion	8
1.4 Caractéristiques d'une onde de choc issue d'une détonation	9
1.4.1 Caractéristiques de l'onde	9
1.4.2 Sphéricité de l'onde de choc	10
1.4.3 Similitude entre onde de choc à échelle réelle et onde de choc à échelle réduite .	11
1.4.3.1 Similitude de Hopkinson	11
1.4.3.2 Similitude de Sachs	11
1.4.4 Modélisation des pressions incidentes	12
1.4.4.1 Évolution spatio-temporelle de la pression	12
1.4.4.2 Détermination des paramètres des modélisations spatio-temporelles de la pression	15
1.4.5 Équivalent TNT	22
1.4.5.1 Équivalences énergétiques	22
1.5 Interaction de l'onde de choc avec une structure rigide	23
1.5.1 Onde réfléchie avec une incidence normale	23
1.5.1.1 Discontinuités des grandeurs au travers du front de l'onde	23
1.5.1.2 Surpression réfléchie normalement sur un plan	24
1.5.2 Onde réfléchie avec une incidence oblique	26
1.5.2.1 Réflexion régulière	26
1.5.2.2 Réflexion de Mach	28
1.5.3 Caractérisation des paramètres de l'onde réfléchie sur un plan	28
1.5.4 Interaction d'un cylindre avec une onde de choc issue d'une explosion à l'air libre	30
1.5.4.1 Diffraction	30
1.5.4.2 Pression dynamique : effet du souffle	32

1.5.4.3	Évolution temporelle de la pression sur un cylindre parcouru par une onde de choc	33
1.5.4.4	Modèle empirique de Lindberg en champ lointain	38
1.5.4.5	Evolution spatiale empirique du chargement sur un cylindre en champ proche	39
1.6	Conclusions	42
2	Réponse structurale des réservoirs à une explosion externe	43
2.1	Observations tirées de l'expérience	43
2.2	Valeurs seuil de surpression	46
2.3	Diagramme adimensionnel	48
2.4	Modélisation mécanique du flambage d'un réservoir	51
2.4.1	Instabilité de l'équilibre	51
2.4.2	Effet des imperfections	53
2.4.3	Flambage des coques	53
2.4.3.1	Théorie générale des coques minces de Kirchhoff-Love	53
2.4.3.2	Modèle de Donnell	54
2.4.4	Equations de Donnell perturbées	56
2.4.5	Flambage élastique d'une coque surbaissée	56
2.4.5.1	Charge critique de flambage statique	57
2.4.5.2	Flambage dynamique	57
2.4.6	Solutions asymptotiques : flambage élastique et plastique	59
2.5	Conclusions	61
3	Définition et conception des dispositifs d'essais à échelle réduite	63
3.1	Typologie des réservoirs et des sollicitations	63
3.1.1	Caractéristiques des réservoirs de stockage industriels	63
3.1.1.1	Géométries caractéristiques des réservoirs à l'échelle 1	64
3.1.1.2	Matériau constitutif des réservoirs à l'échelle 1	64
3.1.2	Caractéristiques des explosions gazeuses	65
3.2	Essais à échelle réduite : choix des facteurs de similitude	65
3.2.1	Similitude structurelle	65
3.2.1.1	Nombre adimensionnel : coefficient d'aspect	65
3.2.1.2	Nombre adimensionnel : comportement du matériau	66
3.2.1.3	Nombre adimensionnel : période propre de vibration	66
3.2.1.4	Nombre adimensionnel : charge critique de flambage	67
3.2.1.5	Synthèse du modèle réduit	67
3.2.2	Couplage entre la similitude sur l'explosion et la similitude structurelle	67
3.2.3	Choix des facteurs de similitude	68
3.2.4	Découplage entre caractérisation de l'onde de choc et caractérisation de la réponse des réservoirs	69
3.3	Dispositif expérimental retenu	70
3.3.1	Détonation d'une charge de gaz	70
3.3.1.1	Source d'explosion	70
3.3.1.2	Confinement initial	71
3.3.1.3	Dispositif d'amorçage	71
3.3.2	Mesures des pressions	72
3.3.2.1	Dispositif d'acquisition des signaux	72
3.3.2.2	Contrôle de l'énergie de chaque tir	72
3.3.3	Mesures du champ de pression incident : propagation en espace libre	72

3.3.4	Mesures du champ de pression réfléchi : interaction avec un cylindre rigide . .	73
3.3.4.1	Géométrie et fixation des maquettes de réservoir en PVC	73
3.3.5	Caractérisation de la réponse des réservoirs métalliques	77
3.3.5.1	Conception des maquettes métalliques	77
3.3.5.2	Mesures effectuées pendant les essais	81
3.3.5.3	Détermination du mode de flambage	83
3.4	Conclusions	84
4	Résultats et discussions	85
4.1	Caractérisation de l'onde incidente	85
4.2	Caractérisation de l'onde réfléchi sur un réservoir rigide	88
4.2.1	Évolution spatio-temporelle du chargement	88
4.2.2	Lois de chargement sur le pourtour du cylindre	91
4.2.3	Abaques des coefficients de réflexion à une pression constante	97
4.3	Caractérisation de la réponse des réservoirs métalliques	103
4.3.1	Non influence de la déformation sur le signal de surpression	103
4.3.2	Résultats des essais de flambage	106
4.3.3	Prédiction de l'apparition du flambage dynamique	109
4.3.3.1	Détermination de la taille critique de défaut	109
4.3.3.2	Prédiction de l'apparition du flambage	110
4.3.3.3	Limitations théoriques au dépouillement	111
4.3.3.4	Prédiction du mode de flambage	111
4.3.4	Diagrammes pression-impulsion : courbes critiques de flambage	115
4.4	Conclusions	118
	Conclusion	119
	Bibliographie	127

Table des figures

1.1	Propagation de l'onde de choc issue d'une détonation	7
1.2	Évolution de surpression au passage de l'onde issue d'une détonation	10
1.3	Similitude d'Hopkinson [Hopkinson 1915]	11
1.4	Modèle 1 de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc	13
1.5	Modèle 2 de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc	13
1.6	Modèle 3 ([Friedlander 1954]) de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc	13
1.7	Modèle 4 (trilinéaire) de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc	14
1.8	Modèle 5 ([Delaroche 1983]) de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc	14
1.9	Comparaison des modèles de l'évolution spatio-temporelle de l'onde réfléchie avec $R_o=4$ cm ; $d=57$ cm ; $t_r^+ = 0,23ms$; $k_{Delaroche} = 0,75$ et $k_{Friedlander} = 1$	15
1.10	Comparaison des polynômes de l'onde incidente ($X=\frac{\Delta P_i^+}{P_o}, \frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}}, \frac{t_i^+}{\sqrt[3]{E}}, \frac{t_i^-}{\sqrt[3]{E}}$).	17
1.11	Comparaison de modélisation de la surpression incidente issue de la détonation d'une charge de TNT	19
1.12	Caractéristiques de l'onde incidente pour une détonation de TNT ([Baker 1983])	20
1.13	Comparaison de détonation de TNT ([Baker 1983]) avec celle de gaz ([Brossard 1985])	21
1.14	Onde de choc se propageant de gauche à droite	23
1.15	Réflexion normale d'une onde de choc	25
1.16	Réflexion oblique régulière	27
1.17	Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence ([Glasstone 1962])	27
1.18	Phénomène de Mach sur un plan (I : choc incident ; R : choc réfléchi ; M : front de Mach)	28
1.19	Angle d'incidence maximum en fonction du nombre de Mach ([Kinney & Graham 1985])	29
1.20	Réflexion de l'onde de choc plane sur un cylindre ([Huang 1991])	31
1.21	Diffraction de l'onde de choc plane derrière un cylindre ([Huang 1991])	32
1.22	a) Définition des surfaces projetées. b) Évolution temporelle de la pression sur la face avant	35
1.23	Évolution temporelle de la pression moyenne sur la face latérale du cylindre lors du passage de l'onde de choc.	35
1.24	Évolution temporelle de la pression moyenne sur la face arrière du cylindre lors du passage de l'onde de choc	36
1.25	Schéma de l'interaction entre l'onde de choc et la deuxième géométrie cylindrique	36
1.26	Évolution temporelle de la pression à un point sur le cylindre lors du passage de l'onde de choc	37
1.27	Variation des rapports de pression, du coefficient de traînée et des durées en fonction de la position angulaire ([Glasstone 1962])	37
1.28	Comparaison entre les données expérimentales de surpression normalisée $[\Delta P_r(\theta)/\Delta P_r(0)]$ de [Lindberg 1965], son modèle empirique et l'abaque de Glasstone.	39
1.29	Dispositif expérimental de [Trélat 2006].	39
1.30	Comparaison entre les résultats d'essais de [Trélat 2006] et le modèle de [Lindberg 1965].	41

2.1	Renversement d'un réservoir vide (AZF 2001).	44
2.2	Flexion de deux réservoirs élancés (AZF 2001).	45
2.3	flambage circonférentiel sur toute la hauteur (AZF 2001).	45
2.4	Toit de réservoir enfoncé.	46
2.5	Diagramme Pression-Impulsion de [Schneider 2000]	50
2.6	Instabilité par bifurcation [Maquoi 2009]	52
2.7	Instabilité par point limite [Maquoi 2009]	52
2.8	Ecart entre les charges critiques déduites d'essais et leurs valeurs pour un cylindre en compression axiale en fonction du rapport rayon sur épaisseur [Arbocz 1995]	53
2.9	Restriction aux modes de flambage [Lindberg 1983].	54
2.10	Synthèse des moments et efforts s'appliquant sur la coque mince.	55
2.11	Décomposition modale des imperfections, comparaison mesures et modélisation	59
2.12	Représentation schématique des courbes critiques de flambage [Lindberg 1983]	60
3.1	Schéma du dispositif expérimental retenu	70
3.2	Dispositif expérimental : mesure de la pression incidente avec $R_o=2,75$ cm ou 4 cm	73
3.3	Dispositif expérimental : mesure de la pression incidente avec $R_o=7,75$ cm	73
3.4	Caractéristiques d'une maquette de réservoir en PVC	74
3.5	Section du bouchon inférieur pour le système de fixation	75
3.6	Dispositif expérimental retenu en 3D	76
3.7	Reproductibilité de la surpression réfléchie à 0° pour des essais sur les trois réservoirs rigides (bulle de 6 cm à 40 cm)	76
3.8	Géométrie initiale (cercle) et finale (cône) du toit	79
3.9	Raidisseur du réservoir sous forme d'une cornière	79
3.10	Schéma de calcul d'un raidisseur circulaire	80
3.11	Dispositif expérimental des maquettes métalliques (vue latérale et de dessus)	81
3.12	Réservoir métallique et capteurs de pression (couleur bleue).	82
3.13	Schématisation du flambage suivant un ou deux modes simultanés	83
4.1	Surpressions incidentes issues de la détonation d'un mélange gazeux	87
4.2	Impulsions positives réduites incidentes issues de la détonation d'un mélange gazeux	87
4.3	Durées positives réduites incidentes issues de la détonation d'un mélange gazeux	88
4.4	Évolution spatio-temporelle de la pression autour du réservoir 1 avec $d=40$ cm ; $R_o=6$ cm	89
4.5	Variation des caractéristiques de la surpression et de la dépression (reportée en valeur absolue) réfléchies en fonction de la position angulaire : capteur situé à la base du réservoir 1 avec $d=40$ cm ; $R_o=6$ cm	89
4.6	Variation des caractéristiques des temps positifs et négatifs réduits de l'onde réfléchie en fonction de la position angulaire : capteur à la base du réservoir 1 avec $d=40$ cm ; $R_o=6$ cm	90
4.7	Évolution temporelle du chargement sur le réservoir 1 avec $d=40$ cm ; $R_o=6$ cm	90
4.8	Comparaison entre les résultats de notre essai, le modèle de [Lindberg 1965] et la courbe de [Glasstone 1962]	91
4.9	Surpression positive réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 120 degrés)	92
4.10	Impulsion positive réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 120 degrés)	93
4.11	Dépression réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 105 degrés)	93
4.12	Impulsion négative réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 105 degrés)	94

4.13	Angle d'incidence α et position angulaire θ	97
4.14	Comparaison de l'évolution du coefficient de réflexion de la surpression positive entre un cylindre et un mur	98
4.15	Comparaison de l'évolution du coefficient de réflexion de l'impulsion positive entre un cylindre et un mur	98
4.16	Évolution du coefficient de réflexion de la durée de la phase positive sur un cylindre .	99
4.17	Variation de la position angulaire pour un même angle d'incidence (valant 90°). 1 : $\Delta P_i = 300 \text{ mbar}$, $\theta = 75^\circ$ - Cas 2 : $\Delta P_i = 2 \text{ bar}$, $\theta = 60^\circ$	Cas 100
4.18	Évolution du coefficient de réflexion de la dépression sur un cylindre	101
4.19	Évolution du coefficient de réflexion de l'impulsion de la phase négative sur un cylindre	101
4.20	Évolution du coefficient de réflexion de la durée de la phase négative sur un cylindre .	102
4.21	Variation de la position angulaire de la zone d'ombre pour les trois réservoirs pour des configurations de tirs identiques	102
4.22	Vue isométrique du maillage ALE (Arbitrairement Lagrangien Eulérien)	103
4.23	Surpression à différentes positions angulaires des simulations rigide et déformable . .	105
4.24	Réponse mécanique du réservoir 1 avec un rayon de bulle $R_o=6 \text{ cm}$ et $d=14 \text{ cm}$	107
4.25	Amplification maximale pour les différents essais réalisés (charge de rayon R_o à un distance d) pour les différents réservoirs ([R1],[R2],[R3]) et type d'état après essai ([D] : Damaged (Flambé) ; [S] : Safe (Sain))	110
4.26	Réservoir 1 avec $R_o=4\text{cm}$ et $d=10\text{cm}$	112
4.27	Réservoir 1 avec $R_o=6\text{cm}$ et $d=14\text{cm}$	112
4.28	Réservoir 1 avec $R_o=8\text{cm}$ et $d=18\text{cm}$	113
4.29	Réservoir 1 avec $R_o=10\text{cm}$ et $d=40\text{cm}$	113
4.30	Réservoir 2 avec $R_o=6\text{cm}$ et $d=14\text{cm}$	114
4.31	Réservoir 3 avec $R_o=6\text{cm}$ et $d=40\text{cm}$	114
4.32	Courbes critiques de flambage élastique des réservoirs	116
4.33	Comparaison entre les courbes critiques de flambage de nos simulations et celles issues des formules simplifiées modifiées de [Lindberg 1983].	117

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques de l'onde de choc issue d'une détonation.	10
1.2	Paramètres adimensionnels de la similitude de Sachs.	12
1.3	Coefficients des polynômes de l'onde incidente	16
1.4	Comparaison de deux séries de courbes, celles de [Baker 1983] concernant des détonations de TNT, avec celles de [Brossard 1985] concernant des explosions gazeuses avec une même valeur de surpression maximale.	21
1.5	Comparaison de deux séries de courbes, celles de [Baker 1983] concernant des détonations de TNT, avec celles de [Brossard 1985] concernant des explosions gazeuses avec une même valeur de l'impulsion réduite.	22
1.6	Coefficients des polynômes de l'onde réfléchie	30
1.7	Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $R_o=2.6\text{cm}$	40
1.8	Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $R_o=4.1\text{cm}$	40
2.1	Pression de seuil suggérée en fonction de la catégorie de dégâts	47
2.2	Seuils de pression issus de l'accidentologie et suggérés en fonction du type et de l'intensité des dommages des bacs atmosphériques [Cozzani & Salzano 2004a].	48
2.3	Coefficients ψ_p, ψ_i en fonction des conditions limites pour la flexion des poutres [Baker 1983]	49
2.4	Niveaux de dégâts définis par [Schneider 2000]	50
3.1	Caractéristiques des réservoirs à grande échelle	64
3.2	Analyse dimensionnelle des paramètres structuraux	66
3.3	Facteurs d'échelle	68
3.4	Caractéristiques des réservoirs à échelle réduite	68
3.5	Catalogue de niveaux de pression et de temps d'application à l'échelle 1	68
3.6	Catalogue de niveaux de pression et de temps d'application à échelle réduite	69
3.7	Énergie de l'explosion correspondante à un rayon de la bulle	71
3.8	Durée positive maximale en fonction du rayon à échelle réduite et à échelle 1	71
3.9	Géométrie des maquettes rigides en PVC	74
3.10	Distances et rayons de bulle des tirs pour le réservoir 1	75
3.11	Propriétés mécaniques de la tôle d'acier AISI 304	77
3.12	Diamètre retenu des raidisseurs des réservoirs	80
4.1	Coefficients des polynômes de l'onde incidente	86
4.2	Coefficients des polynômes des caractéristiques de la phase positive de l'onde réfléchie.	95
4.3	Coefficients des polynômes des caractéristiques de la phase négative de l'onde réfléchie.	96
4.4	Propriétés de l'acier constitutif du réservoir	104
4.5	Défauts initiaux mesurés sur les maquettes	106
4.6	Réponses mécaniques des réservoirs	108

4.7	Amplifications critiques associées aux défauts géométriques de nos maquettes de réservoir	109
4.8	Asymptotes horizontales et verticales déterminées par les formules de [Lindberg 1983].	116
4.9	Asymptotes horizontales et verticales issues de nos simulations numériques.	117

Liste des symboles

α	Angle d'incidence
α_n	Amplification du mode n
α_o, β_o	Paramètres adimensionnels du diagramme de Schneider
ΔH	Variation totale d'enthalpie
ΔP_a^+	Pression d'arrêt
ΔP_i^+	Surpression incidente
ΔP_i^-	Dépression incidente
ΔP_r^+	Surpression réfléchie
ΔP_r^-	Dépression réfléchie
ΔQ^+	Pression dynamique
δw_n^i	Défaut initial du réservoir
ϵ	Déformation
γ	Coefficient adiabatique
Λ	Nombre adimensionnel relatif au couplage de similitude
λ	Distance réduite calculée par l'énergie de l'explosion E
∇^4	Opérateur biharmonique
ν	Coefficient de Poisson
Ω_n	Période propre du réservoir
ω_n	Pulsation propre
Π	Nombre adimensionnel de similitude
ρ	Densité du matériau
ρ_i	Densité de l'air derrière le front de l'onde de choc
ρ_o	Densité de l'air avant le front de l'onde de choc
σ	Contrainte
θ	Position angulaire
a_i	Vitesse du son derrière le choc
a_o	Vitesse du son avant le choc
A_r, B_r, C_r, D_r	Coefficient du polynôme des paramètres adimensionnels de l'onde réfléchie

C_d	Coefficient de trainée
C_{ro}	Coefficient de réflexion
d	Distance entre le source d'explosion et le réservoir
E_o	Module d'Young
E_v	Energie volumique
I_i^+	Implusion positive incidente
I_i^-	Implusion négative incidente
I_r^+	Implusion positive réfléchie
I_r^-	Implusion négative réfléchie
k_i	Coefficient de décroissance exponentielle de l'onde incidente
k_r	Coefficient de décroissance exponentielle de l'onde réfléchie
P_E, I_E	Asymptotes horizontale et verticale du flambage élastique
P_o	Pression ambiante
P_T, I_T	Asymptotes horizontale et verticale du flambage plastique
p_{cr}	Charge critique de flambage
Q_n	Pression modale
R_o	Rayon de bulle de savon
T_a	Temps d'application
t_a	Temps d'arrivée
t_i^+	Durée positive incidente
t_i^-	Durée négative incidente
T_o	Température ambiante (avant le front de choc)
t_r^+	Durée positive réfléchie
t_r^-	Durée négative réfléchie
u_o	Célérité du front de l'onde
$u_p(t)$	Vitesse des particules
V_{mol}	Volume molaire
W_{min}	Module résistant élastique minimal
A, B, C, D_o	Coefficient du polynôme des paramètres adimensionnels de l'onde incidente
c	Vitesse de l'onde
D	Raideur de flexion du réservoir
E	Energie de l'explosion
e	Epaisseur du réservoir
F	Fonction d'Airy
g	Gravité

h	Hauteur du réservoir
m	Mode longitudinal
N	Contrainte de membrane
n	Mode circonférentiel
$p(t)$	Evolution temporelle de la pression
Q	Chargement externe
R	Constante des gaz parfaits
r	Rayon du réservoir
W	Masse de l'explosif
w	Déplacement radial
X	Paramètre de l'onde incidente
Y	Paramètre de l'onde réfléchie
z	Distance réduite calculée par la masse de l'explosif W
Z, k_θ	Paramètres de Batdorf

Introduction

Parmi les risques liés aux activités industrielles en pétrochimie existe celui de l'explosion, qui fait partie des préoccupations majeures des industriels et des autorités. Si une explosion peut, à elle seule, occasionner des dégâts catastrophiques pour l'entreprise et les riverains, elle peut aussi être à l'origine de ce qu'on appelle les effets dominos. Ceux-ci sont usuellement définis de la manière suivante :

"L'action d'un phénomène dangereux affectant une ou plusieurs installations d'un établissement qui pourrait déclencher un autre phénomène sur une installation ou un établissement voisin, conduisant à une aggravation générale des effets du premier phénomène".

Par conséquent, il est important de prévoir les effets dominos le mieux possible pour s'en protéger. Parmi les structures industrielles, une particulièrement vulnérable face aux effets dominos est le bac de stockage.

Historiquement, les plus grandes catastrophes industrielles ont été initiées par un événement primaire de faible ampleur qui s'est amplifié par réaction en chaîne jusqu'à atteindre des conséquences dramatiques pour l'homme d'une part puis pour l'environnement naturel et industriel d'autre part. En France, deux catastrophes aux conséquences dramatiques et initiées par des explosions restent en mémoire. Dans les années 60, la raffinerie de Feyzin est victime, à la suite d'une fuite de gaz, d'une explosion de nuage de vapeur non confiné (UVCE). Cette explosion déclenchera l'endommagement de plusieurs sphères de stockage de propane et un incendie généralisé de la zone débouchant quelques heures plus tard sur plusieurs BLEVE¹ de sphère. Dans les années 90, l'incendie généralisé qui affecte la raffinerie de La Mède est également consécutif à l'explosion d'un nuage de gaz. De multiples explosions secondaires auront lieu ravageant une grande partie du site. En ce qui concerne les effets dominos liés aux bacs atmosphériques, on recense de nombreux accidents similaires où une explosion primaire entraîne de nombreux effets secondaires, souvent dévastateurs. En Europe, l'accident le plus mémorable ces dernières années est probablement l'accident de Buncefield, lorsqu'une explosion dans un dépôt pétrolier transforme le site en brasier pendant plus de deux jours malgré les efforts des services de secours. L'incendie est le principal effet à craindre lorsqu'une onde de pression affecte un bac atmosphérique. Cependant, l'explosion de bac est également possible. A titre d'exemple, en 2004, dans un dépôt pétrolier à Skikda en Algérie, sous la violence d'une explosion de gaz, des réservoirs de substances inflammables sont endommagés. Les fuites qui en résultent provoquent l'extension de l'incendie en différents foyers et de nouvelles explosions entendues à plus de 10 km. Même sans inflammation la fuite de produits toxiques est une conséquence dramatique pour l'environnement. Elle peut être aggravée par la rupture brutale d'un réservoir créant un effet de vague du produit et favorisant son expansion en dehors des espaces de rétention. Cette effet a notamment pu être observé à plusieurs reprises lors de la rupture mécanique de bacs vieillissants comme par exemple à Floreffe aux Etats-Unis en 1988. Une vague déferlante s'est alors propagée dans l'environnement endommageant par ailleurs de nombreux réservoirs.

1. acronyme de Boiling Liquid Expanding Vapour Explosion : explosion de vapeur en expansion à partir de liquide en ébullition.

Ces quelques exemples illustrent le besoin de maîtriser les effets d'une explosion primaire, afin de réduire les risques d'effets dominos. En particulier, le passage de l'onde de pression sur les réservoirs atmosphériques engendre de nombreux effets dévastateurs tels que des explosions secondaires, des incendies et des fuites toxiques. Afin d'évaluer et de réduire les risques d'effets dominos sur les sites de l'industrie pétrochimique, il apparaît nécessaire d'identifier la réponse de réservoirs métalliques, contenant des produits pétrochimiques sous l'action d'une onde de souffle issue d'une explosion externe.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre des activités de recherche de l'INERIS en matière de sécurité des structures soumises à des événements d'origine accidentelle. Cette préoccupation rejoint celle du laboratoire PRISME de Bourges et du L3S-R de Grenoble qui s'intéressent également tous les deux à la vulnérabilité des structures soumises à des actions accidentelles. Ces travaux de recherche sont notamment conduits par ces trois partenaires dans le cadre d'un projet ANR intitulé VULCAIN (VULnérabilité des Constructions Aux Impacts et explosioNs). L'objectif de la thèse est d'apporter une base solide et précise de résultats expérimentaux. Ils doivent permettre d'une part de caractériser le chargement consécutif à une explosion externe autour d'un cylindre et d'autre part de valider un modèle de réponse d'un réservoir soumis à une explosion externe.

Ce travail, faisant état de modélisations numériques et d'expérimentations, est articulé autour de quatre chapitres principaux. Le premier concerne l'analyse bibliographique sur le thème de l'onde de choc et de son interaction avec un cylindre. Quelques rappels sur les mécanismes menant à l'explosion sont réalisés. Les lois de similitudes énergétiques et des modèles de description de l'onde de choc sont présentés. Ensuite, nous décrivons les interactions entre une onde de choc et un cylindre comme la diffraction et la réflexion. Quelques modèles de l'évolution spatio-temporelle du chargement sur un cylindre sont rappelés, ce qui permet de situer et guider notre recherche.

Par la suite, la réponse structurelle des réservoirs métalliques à une explosion externe est étudiée. Quelques éléments de la théorie des coques minces, des modèles et méthodes analytiques permettant de caractériser la réponse des réservoirs sous l'action du chargement dynamique sont décrits. Le modèle de [Donnell 1934], initialement développé pour l'étude du flambage statique des coques surbaissées, est étudié et développé dans le cas du flambage dynamique élastique. Ce modèle dynamique a été choisi comme outil prédictif en raison de sa simplicité d'usage. Il sera confronté aux résultats d'essais sur les réservoirs métalliques sous l'action d'une explosion externe.

Le troisième chapitre a pour but de décrire et de justifier les techniques et dispositifs expérimentaux développés et utilisés pour mesurer l'évolution spatio-temporelle du chargement et caractériser la réponse de réservoirs métalliques sous l'action de l'onde de choc issue de la détonation d'un mélange de gaz propane-oxygène en proportions stœchiométriques. Le couplage entre la similitude structurelle et la similitude d'Hopkinson permet d'étudier la réponse des réservoirs métalliques à échelle réduite. Sur la base de géométries réelles et de facteurs d'échelle déduits des lois de similitude, les caractéristiques géométriques des maquettes de réservoirs rigides et déformables sont détaillées. Le découplage supposé entre la déformation des réservoirs déformables et les mesures de pression nous conduit à réaliser deux campagnes d'essais distinctes : une sur des cylindres rigides et l'autre sur des réservoirs métalliques. Les techniques de mesure et de contrôle du chargement sur les cylindres rigides et de la réponse des maquettes déformables sont décrites de façon détaillée au cours de ce chapitre.

Le dernier chapitre présente les résultats expérimentaux sur les maquettes cylindriques rigides et déformables ainsi que les résultats issus des simulations numériques du modèle de flambage dynamique élastique. Des lois permettant de représenter l'onde incidente en champ libre et l'onde réfléchie sur des cylindres rigides sont proposées sous forme de polynômes ou d'abaques. Des abaques de coefficients

de réflexion à pressions constantes ont été construits. Ils permettent d'estimer les caractéristiques de l'onde réfléchie en fonction de l'angle d'incidence et de la surpression incidente. En ce qui concerne les réservoirs métalliques, la résolution numérique du modèle de flambage dynamique élastique utilisant le chargement mesuré expérimentalement et les mesures de défauts initiaux permet de prédire l'apparition du flambage et, le cas échéant, le mode primaire de flambage. La confrontation entre mesures expérimentales et simulations numériques a permis de valider l'approche proposée de prédiction de l'apparition du flambage lorsqu'un réservoir métallique est soumis à une explosion externe.

Chapitre 1

Onde de choc issue d'une explosion et interaction avec un cylindre

Dans ce premier chapitre nous étudions les caractéristiques d'une explosion gazeuse et du chargement qui en résulte lorsqu'elle rencontre une structure cylindrique. Nous commençons par définir les différents phénomènes physiques regroupés sous le terme générique d'explosion. Dans le cas d'une explosion chimique, nous analysons les différents régimes d'explosion qui peuvent être mis en œuvre. Nous décrivons ensuite le calcul de l'énergie associée à l'explosion et l'ensemble des caractéristiques utiles à la description d'une onde de choc issue d'une détonation. Enfin, nous finissons ce chapitre en étudiant comment ces caractéristiques sont modifiées lorsque l'onde de choc interagit avec une structure rigide et plus particulièrement avec un cylindre.

1.1 L'explosion

Nous commençons par donner ci-dessous trois définitions du phénomène physique nommé explosion.

La première définition est celle donnée par les encyclopédies : *"Une explosion est la transformation rapide d'une matière en une autre matière ayant un volume plus grand, généralement sous forme de gaz. Plus cette transformation s'effectue rapidement, plus la matière résultante se trouve en surpression ; en se détendant jusqu'à l'équilibre avec la pression atmosphérique, elle crée un souffle déflagrant ou détonant, selon sa vitesse"*

La seconde définition est celle proposée par les énergéticiens au sein du Groupement Français de Combustion : *"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"*

La dernière est celle proposée par [Baker 1983] dans un des ouvrages de référence sur les explosions : *"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"*

Le terme d'explosion apparaît donc attaché à ses effets mécaniques et thermiques violents et éventuellement destructeurs. Il faut également noter que ce terme recouvre des phénomènes dont l'origine peut être diverse. Les explosions peuvent ainsi être classées suivant le mode de génération de l'onde

de pression ([SNPE 1994]) :

- *Explosions dues à une réaction chimique de type décomposition ou combustion.*

Les matières à l'origine de la réaction peuvent être condensées, liquides ou solides. Leur décomposition violente, les produits de combustion étant des gaz, est à l'origine de l'explosion. Pour les explosions de gaz, il s'agit de la combustion plus ou moins rapide d'un pré-mélange de produits (combustible et comburant) qui conduit à une augmentation rapide de pression. L'explosion de gaz peut avoir lieu dans un espace libre, encombré ou confiné (à l'intérieur d'un bâtiment, dans un équipement de process, dans une tuyauterie...).

- *Explosions dues à une vaporisation ultra rapide.*

Il s'agit du "BLEVE" où la vaporisation spontanée au sein d'une grande quantité de liquide engendre un front de pression. Le BLEVE est l'acronyme pour l'expression anglo-saxonne : "Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion". La vaporisation explosive fait suite à une dépressurisation extrêmement rapide d'un liquide dont la température est supérieure à la température d'ébullition à la pression atmosphérique. Ce phénomène peut se produire dans un réservoir de gaz liquéfié lors d'une fuite importante ou consécutivement à un échauffement. Dans le cas où le produit mis en jeu est inflammable, le BLEVE est suivi par la formation d'une boule de feu (ou une colonne de feu) dont les effets thermiques sont généralement supérieurs aux autres effets physiques (onde de pression, projectiles).

- *Les explosions pneumatiques correspondant à une détente de gaz sous pression.*

Les causes potentielles de la rupture de l'enveloppe d'un réservoir sous pression peuvent être une explosion de gaz interne ou un emballement de réaction, une agression thermique externe, une faiblesse de l'enveloppe, un choc mécanique ou un remplissage excessif.

Tous les phénomènes cités précédemment peuvent aggraver des structures et se retrouver dans les études de danger. Dans la suite de l'étude, nous limiterons notre champ d'étude à celui donc des explosions résultant de réactions chimiques. Lors de telles explosions, les substances réactives peuvent être qualifiées d'explosif, de mélange explosif ou de charge explosive. Nous considérons principalement les explosions de gaz mais il sera établi des comparaisons avec l'explosif solide TNT (trinitrotoluène) qui est considéré comme l'explosif de référence en raison des très nombreux résultats d'essais existants ([Baker 1983] et [TM5-1300 2008]).

1.2 Différents régimes d'explosion

Quand une flamme se propage dans un gaz combustible, les gaz brûlés, en se dilatant, créent une onde de pression, dans les gaz frais. Suivant la cinétique de la réaction, on distingue deux régimes d'explosion : la déflagration et la détonation. L'onde de pression propagée par l'un ou l'autre de ces deux régimes dépend de la nature des réactifs, de la composition du mélange, des conditions initiales de pression et de température et de l'énergie d'amorçage. Nous décrivons ces deux régimes d'explosion et leurs énergies d'amorçage avant de choisir la détonation pour la suite de notre étude.

1.2.1 Déflagration

Dans le cas où cette onde de pression est faible, le front de combustion se propage de façon autonome à vitesse subsonique dans les gaz frais. Les produits de combustion se déplacent dans le sens opposé au front de l'onde de pression. La célérité du front de l'onde est faible et comprise entre 0,001 et 100 m/s ([Bailly 1988]). Il se produit une expansion du volume du mélange au cours de la réaction. L'onde de souffle externe consécutive à la déflagration est une onde de pression sonique. Le couplage

de la réaction chimique avec des phénomènes de transfert de chaleur et de matière est à l'origine de la propagation du front de combustion.

Lors d'une explosion accidentelle, le régime de déflagration est le plus probable en raison de la faible énergie d'amorçage ([Lannoy 1984]). L'onde de pression consécutive à la déflagration dépend de la nature de la déflagration (rapide ou lente), de la nature du mélange (riche ou pauvre). Il est à noter qu'aucune loi de similitude n'a été dégagée pour la déflagration en raison de l'absence de reproductibilité des explosions expérimentales. C'est pourquoi il est difficile de faire des calculs prévisionnels dans le cas des déflagrations.

1.2.2 Détonation

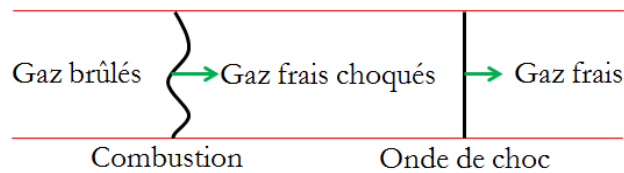


FIGURE 1.1 – Propagation de l'onde de choc issue d'une détonation

Dans le cas où l'onde de pression est forte, un choc et une combustion apparaissent derrière l'onde de choc (figure 1.1). L'onde de choc augmente la température et la pression des gaz frais. Le gaz frais est appelé "choqué". L'augmentation de la température et de la pression provoque une nouvelle réaction explosive sans qu'il y ait combustion. Celle-ci permet de dégager rapidement de l'énergie et d'entretenir l'onde de choc. Le front de flamme s'accélère et rattrape l'onde de choc. Le front de flamme et l'onde de choc sont alors intimement liés et le couple composé du front de flamme et de l'onde de choc se propage dans le mélange d'une façon autonome. Les produits de combustion (gaz brûlés) se dirigent dans le même sens que l'onde de choc. La célérité du front de l'onde de choc est élevée et comprise entre 1500 et 3500 m/s dans un milieu réactif gazeux, et peut atteindre 7000 à 9000 m/s pour un explosif solide. L'onde de choc consécutive à la détonation est supersonique. Il n'y a pas d'expansion du volume du mélange au cours de la réaction pour la détonation, contrairement la déflagration.

1.2.3 Énergie d'amorçage

L'apparition de l'un ou l'autre des deux régimes ci-dessus dépend de l'énergie d'amorçage. La détonation d'un mélange de gaz se produit lorsque l'énergie d'amorçage est supérieure à sa limite de détonabilité, qui est fonction de la nature du gaz ([Sochet 2000] et [Westbrook 1983]). La limite de détonabilité d'un mélange de propane-oxygène est de 0,53 J. Si l'énergie d'amorçage est inférieure à cette limite, il se produira une déflagration plus ou moins rapide. A titre d'exemple, pour des essais à échelle réduite d'un mélange de gaz, la déflagration est obtenue grâce à une étincelle piézo-électrique, qui dégage une énergie comprise entre 1 et 10 mJ. La détonation est amorcée par une décharge électrique dans un fil métallique, qui se vaporise et dégage une énergie de l'ordre de 20 J.

1.2.4 Détermination du régime d'explosion

Une étude de danger regroupe des informations qui permettent d'identifier les sources de risque, les scénarios d'accident envisageables et leurs effets sur les personnes et l'environnement, etc. Parmi les risques dangereux de cette étude, une explosion accidentelle est envisageable. Si certains paramètres

peuvent être estimés (quantité des produits ...). D'autres, comme l'énergie d'amorçage et les conditions initiales ne le sont pas. Le choix du régime d'explosion demeure un problème pour l'ingénieur en charge de telles études. Lorsque le choix du régime de détonation est fait, il s'appuie sur l'argument principal que ce régime induit des pressions plus élevées que le régime de déflagration ne le ferait.

Si on ne peut pas toujours démontrer que, au regard des effets mécaniques, le cas de la détonation constitue un "majorant", il n'en demeure pas moins une situation des plus sévères. Si l'hypothèse d'un régime de détonation est posée, il est possible d'utiliser les règles de similitude qui lui sont relatives. Nous y reviendrons par la suite.

1.3 Énergie libérée par l'explosion

Quelques notions chimiques sont présentées dans cette partie pour mieux comprendre l'influence du processus chimique sur la détonation d'un mélange de gaz. Nous prenons comme référence la détonation d'un mélange de gaz propane-oxygène en proportions stoechiométriques. La réaction chimique s'écrit :



L'énergie volumique s'exprime en fonction de la variation totale d'enthalpies générée par la réaction et le volume molaire sous la forme :

$$E_v = \frac{|\Delta H|}{n_1 \cdot V_{mol}} \quad (1.2)$$

Avec :

$|\Delta H|$, la variation totale d'enthalpie

V_{mol} , le volume molaire

n_1 , le nombre de moles du mélange ; pour une réaction chimique d'un mélange de gaz propane-oxygène en proportions stoechiométriques on a : $n_1=6$

Si l'on considère le mélange comme constitué de gaz parfaits, le volume molaire s'écrit :

$$V_{mol} = \frac{n_o R T_o}{P_o} \quad (1.3)$$

Avec :

n_o , la quantité de gaz (en mole) et $n_o=1$

R , la constante des gaz parfaits ; $R=8,315 \frac{J}{K.mol}$

$T_o(^{\circ}K)$, la température ambiante. Les essais en laboratoire sont réalisés à $T_o=20^{\circ}C$ ($293^{\circ}K$).

P_o , la pression ambiante ; $P_o=1,013.10^5$ Pa

En remplaçant V_{mol} dans la relation 1.2, l'énergie volumique est exprimée en fonction de la température et de l'enthalpie :

$$E_v = \frac{|\Delta H| P_o}{n_1 R T_o} \quad (1.4)$$

La variation totale d'enthalpie est égale à la somme des enthalpies des éléments obtenus à l'issue de la réaction, moins celle des produits de départ. Les valeurs des enthalpies intervenant dans la réaction

chimique d'un mélange de gaz propane-oxygène en proportions stoechiométriques sont égales à ([Lide 2004]) :

$$\Delta H_{C_3H_8} = -103847 \text{ J/mol}$$

$$\Delta H_{CO_2} = -393510 \text{ J/mol}$$

$$\Delta H_{H_2O} = -241826 \text{ J/mol}$$

$$\Delta H_{O_2} = 0 \text{ J/mol}$$

Soit une enthalpie de réaction :

$$\Delta H = 3\Delta H_{CO_2} + 4\Delta H_{H_2O} - \Delta H_{C_3H_8} = -2,044.10^6 \text{ J/mol}$$

En remplaçant cette valeur dans la formule 1.4 , on obtient :

$$E_v = \frac{4150}{T_o} \text{ MJ/m}^3 \quad (1.5)$$

Si la température ambiante égale à $273^\circ K$ ($0^\circ C$), l'énergie volumique vaut $E_v = 15,2 \text{ MJ/m}^3$. Les essais au laboratoire sont effectués à température ambiante ($20^\circ C$), l'énergie volumique correspondante est égale à $14,16 \text{ MJ/m}^3$. Cette différence de 7,3 % entre ces deux valeurs n'est pas négligeable. Nous utilisons l'énergie volumique égale à $14,16 \text{ MJ/m}^3$ pour déterminer l'énergie de l'explosion.

Dans le cadre d'une explosion en champ libre, l'énergie de l'explosion est la multiplication de l'énergie volumique par le volume des gaz réactifs. Dans le cas d'un volume sphérique de rayon R_o , l'énergie de l'explosion vaut :

$$E = E_v \cdot \frac{4}{3} \pi R_o^3 \quad (MJ) \quad (1.6)$$

qui devient dans le cas d'un mélange de gaz propane-oxygène :

$$E = 59,28 R_o^3 \quad (MJ) \quad (1.7)$$

Dans le cas d'essais à échelle réduite, ce volume est celui dans lequel le mélange gazeux est initialement confiné. De nombreux travaux ([Brossard 1985] et [Purnomo 1993]) ont permis de montrer que la symétrie hémisphérique dans un demi-espace est quasi-parfaitement équivalente à la symétrie totale sphérique dans l'espace tout entier. Le confinement peut ainsi être réalisé par l'injection d'un mélange gazeux dans une solution aqueuse d'oléate de sodium.

1.4 Caractéristiques d'une onde de choc issue d'une détonation

L'onde de choc issue d'une explosion en régime détonant peut produire des dégâts considérables. Afin de déterminer l'étendue des effets d'une détonation gazeuse, le signal de pression en champ libre autour du centre de l'explosion doit être caractérisé.

1.4.1 Caractéristiques de l'onde

L'onde de pression issue d'une détonation en espace libre est une onde de choc qui se propage initialement à une vitesse supersonique puis qui ralentit très rapidement vers la vitesse du son. La figure 1.2 présente l'évolution de la surpression $\Delta P_i(t)$ d'une onde de choc en espace libre. L'évolution temporelle de $\Delta P_i(t)$ débute par une montée brutale en pression (durée inférieure à $3 \mu s$), suivie d'une décroissance rapide en surpression puis d'une dépression [Baker 1983].

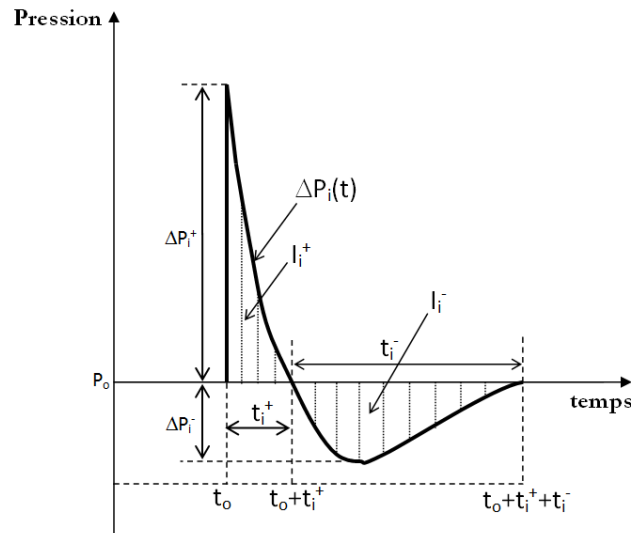


FIGURE 1.2 – Évolution de surpression au passage de l'onde issue d'une détonation

Les caractéristiques principales de l'onde de choc sont présentées dans le tableau 1.1 où l'indice i est relatif à une pression incidente, mesurée perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde de choc.

$\Delta P_i(t)$	Évolution temporelle de la surpression incidente
P_o	Pression ambiante (≈ 1 bar)
ΔP_i^+	Valeur maximale de la surpression
ΔP_i^-	Valeur maximale de la dépression
t_i^+	Durée de la surpression (ou durée positive)
t_i^-	Durée de la dépression (ou durée négative)
t_o	Instant d'arrivée de l'onde au point considéré
I_i^+	Impulsion positive ; $I_i^+ = \int_{t_o}^{t_o+t_i^+} \Delta P_i(t) dt$
I_i^-	Impulsion négative ; $I_i^- = \int_{t_o+t_i^+}^{t_o+t_i^++t_i^-} \Delta P_i(t) dt$

TABLE 1.1 – Caractéristiques de l'onde de choc issue d'une détonation.

1.4.2 Sphéricité de l'onde de choc

Géométriquement, l'onde de choc issue d'une détonation en champ libre est de nature sphérique. Lorsque l'on s'intéresse à l'action de l'onde de choc sur une structure, la question se pose de savoir si on doit tenir compte de sa sphéricité ou si on peut la considérer comme plane. La réponse dépend de l'angle sous lequel la structure est vue depuis le centre de l'explosion. Si cet angle est grand alors la pression appliquée sur une surface plane n'est pas uniforme à un instant donné. Le temps d'arrivée de l'onde de choc en différents points de la surface varie en fonction des distances entre ces points et la source d'explosion. La pression sur la surface doit ainsi être décrite par un champ spatio-temporel.

Si cet angle est petit, l'onde de choc peut être considérée plane ([Teng 1996]). Par conséquent, le champ de pression sur la surface plane peut être considéré comme uniforme et ne sera décrit que par une fonction du temps seule.

1.4.3 Similitude entre onde de choc à échelle réelle et onde de choc à échelle réduite

Afin de déterminer les caractéristiques d'une onde de choc consécutive à une détonation à l'échelle réelle en se basant sur des essais effectués à échelle réduite, on applique des lois de similitude. En détonique, deux lois de similitude ont été proposées par Hopkinson et Sachs. En ce qui concerne la similitude d'Hopkinson, les conditions atmosphériques (pression, température, densité et vitesse du son) sont supposées être identiques entre l'échelle 1 et l'échelle réduite. La similitude de Sachs est une généralisation de celle d'Hopkinson prenant en compte des modifications des conditions atmosphériques ([Baker 1983]).

1.4.3.1 Similitude de Hopkinson

La figure 1.3 présente les caractéristiques de la similitude d'Hopkinson. Un observateur situé à une distance d du centre de la source d'explosion, d'énergie E ayant un rayon R_o , sera soumis à une onde de choc avec les amplitudes ΔP_i^+ et ΔP_i^- , de durées positive et négative t_i^+ et t_i^- , d'impulsions positive et négative I_i^+ et I_i^- . La similitude d'Hopkinson montre qu'un observateur placé à une distance kd du centre de la source d'explosion, d'énergie $k^3 E$ ayant un rayon kR_o , sera soumis à une onde de choc avec les mêmes amplitudes ΔP_i^+ et ΔP_i^- , les durées positive et négative kt_i^+ et kt_i^- , les impulsions positive et négative kI_i^+ et kI_i^- . Les temps d'application et les distances sont multipliés par un même facteur d'échelle k . On introduit souvent comme paramètre de similitude la "distance réduite" : $\lambda = \frac{d}{\sqrt[3]{E}}$.

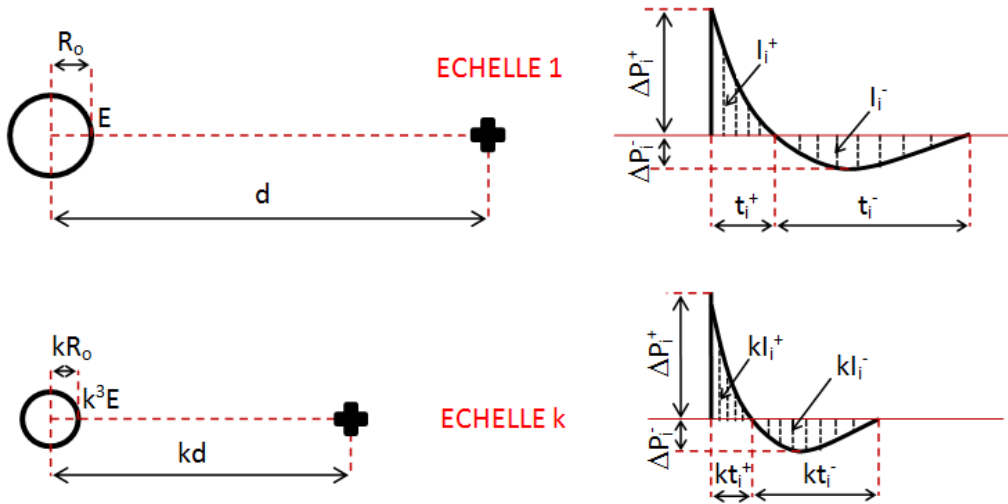


FIGURE 1.3 – Similitude d'Hopkinson [Hopkinson 1915]

1.4.3.2 Similitude de Sachs

Les règles de similitude peuvent être formulées avec des paramètres adimensionnels. Il s'agit de la similitude de Sachs qui prend en compte les paramètres de l'environnement : pression atmosphérique

P_o et vitesse du son a_o . Les caractéristiques d'une onde de choc à haute altitude peuvent ainsi être déterminées à partir d'essais à la surface de la terre en appliquant la similitude de Sachs. Les paramètres adimensionnels sont présentés dans le tableau 1.2

$\bar{d} = d \left(\frac{P_o}{E} \right)^{1/3}$	Distance adimensionnelle
$\bar{\Delta P} = \frac{\Delta P}{P_o}$	Pression adimensionnelle
$\bar{I} = \frac{I a_o}{E^{1/3} P_o^{2/3}}$	Impulsion adimensionnelle
$\bar{t} = t a_o \left(\frac{P_o}{E} \right)^{1/3}$	Temps adimensionnel

TABLE 1.2 – Paramètres adimensionnels de la similitude de Sachs.

Les explosions accidentelles considérées dans nos études génèrent une onde de choc se propageant dans l'air à la pression atmosphérique. Les variations de la pression atmosphérique à la surface de la terre sont négligeables devant ΔP^+ . En conséquence, c'est la similitude d'Hopkinson qui sera utilisée dans nos études.

1.4.4 Modélisation des pressions incidentes

L'élaboration d'un modèle simplifié de l'onde incidente permet de faciliter les calculs des effets d'une onde de choc en champ libre. L'évolution spatio-temporelle de la surpression incidente $\Delta P_i(\lambda, t)$ en fonction des caractéristiques de la phase positive et le cas échéant de la phase négative à une distance réduite λ donnée sera modélisée dans un premier temps. Ensuite, les paramètres caractéristiques de l'onde de choc (ΔP_i^+ , t_i^+ , t_i^-) sont déduits de formules empiriques établies à partir de résultats expérimentaux.

1.4.4.1 Évolution spatio-temporelle de la pression

Plusieurs modèles de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc issue d'une détonation ont été proposés. Les modèles 1 (figure 1.4) et 4 (figure 1.7) sont une fonction triangulaire avec un front raide et une décroissance linéaire ([Baker 1983]). Les modèles 2, 3 ([Friedlander 1954]) et 5 ([Delaroche 1983]) représentent une discontinuité de pression puis une décroissance exponentielle. Les deux premiers modèles ne considèrent que la phase de surpression tandis que les trois derniers modèles prennent en compte aussi la phase négative de l'onde de choc. L'expression de la surpression en fonction du temps et de la distance réduite du modèle [Delaroche 1983] est la suivante :

$$\Delta P_i(\lambda, t) = \Delta P_i^+ \frac{\sin[\pi(t - t_i^+)/t_i^-]}{\sin[\pi t_i^+/t_i^-]} \cdot e^{-k_i t/t_i^-} \quad \text{avec} \quad 0 \leq t \leq t_i^+ + t_i^- \quad (1.8)$$

k_i est le coefficient d'amortissement, qui dépend de la distance réduite λ .

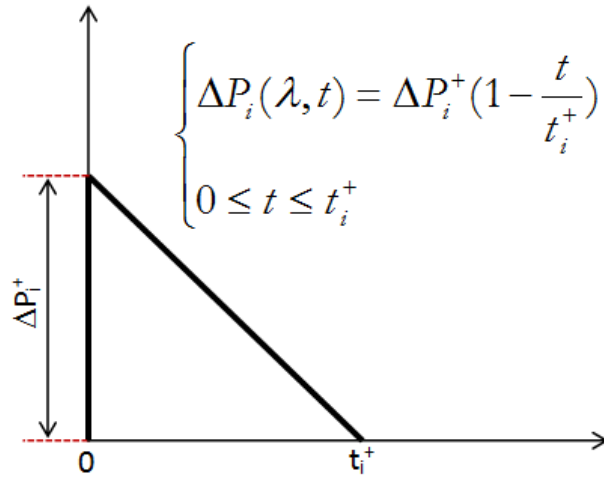


FIGURE 1.4 – Modèle 1 de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc

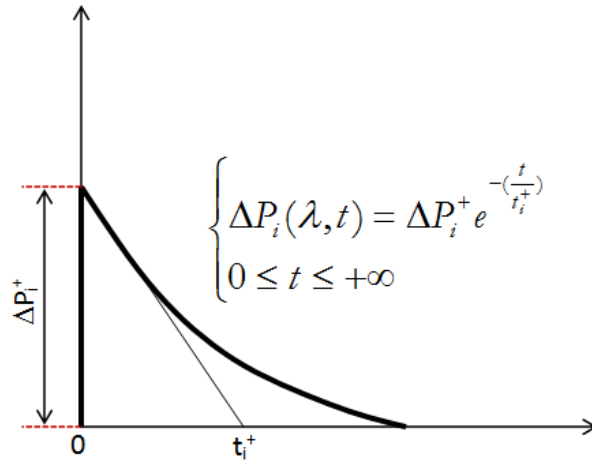


FIGURE 1.5 – Modèle 2 de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc

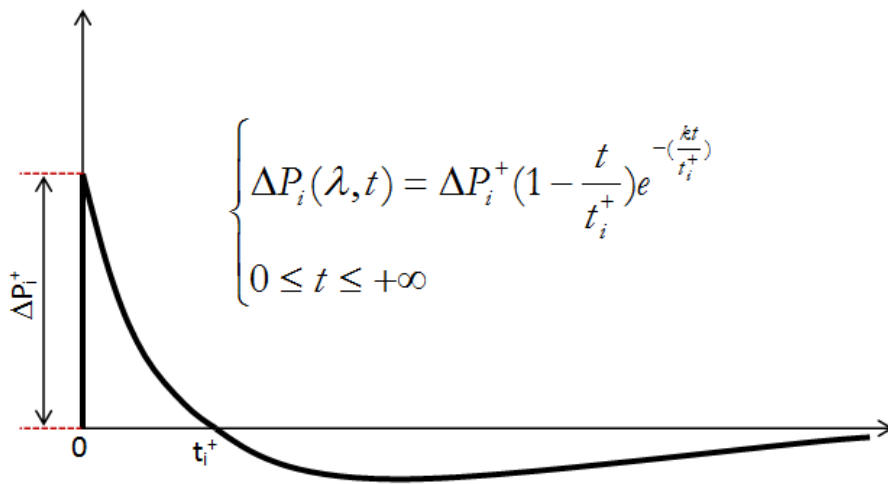


FIGURE 1.6 – Modèle 3 ([Friedlander 1954]) de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc

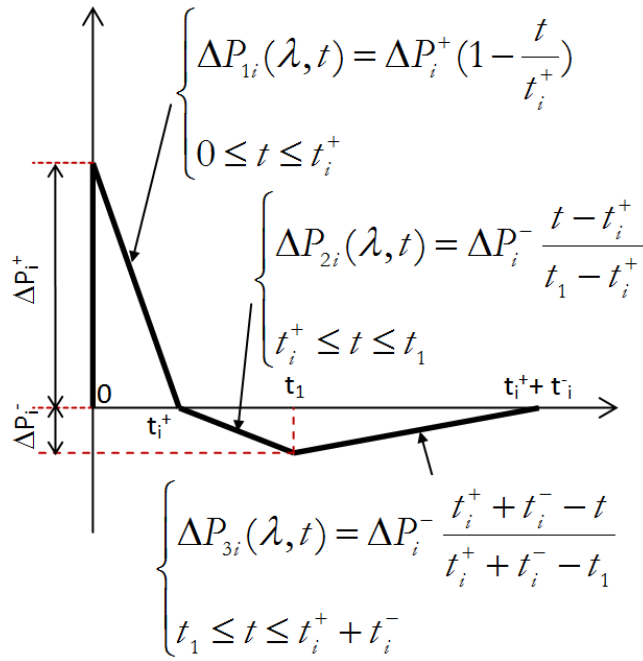


FIGURE 1.7 – Modèle 4 (trilinéaire) de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc

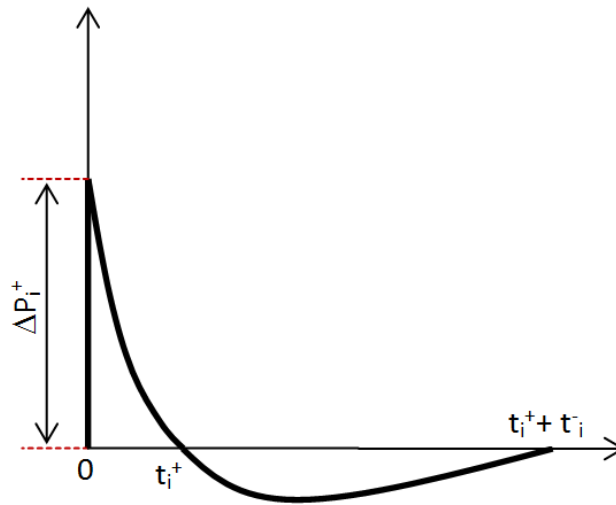


FIGURE 1.8 – Modèle 5 ([Delaroche 1983]) de l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc

La figure 1.9 présente la comparaison des données expérimentales avec les modèles trilinéaire, [Friedlander 1954] et [Delaroche 1983].

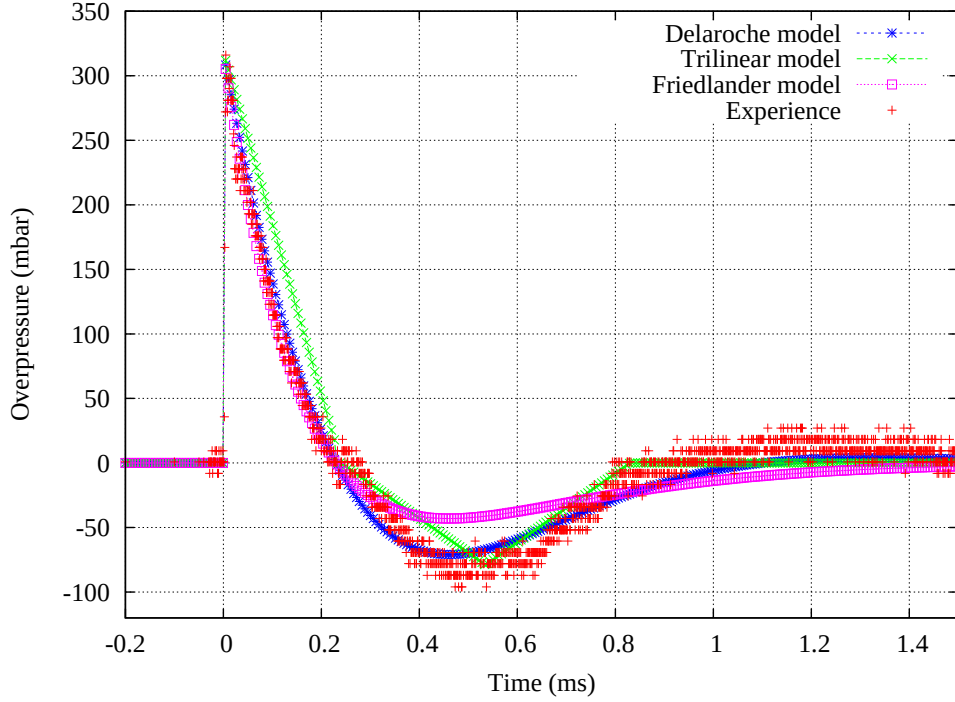


FIGURE 1.9 – Comparaison des modèles de l'évolution spatio-temporelle de l'onde réfléchie avec $R_o=4$ cm ; $d=57$ cm ; $t_r^+ = 0,23$ ms ; $k_{Delaroche} = 0,75$ et $k_{Friedlander} = 1$.

Sur cet exemple, le modèle de Delaroche est le plus apte à représenter les phases de surpression et de dépression.

1.4.4.2 Détermination des paramètres des modélisations spatio-temporelles de la pression

Explosion d'un mélange de gaz

De nombreux résultats sous formes graphiques ou polynomiales permettant de caractériser les paramètres de l'onde incidente issue d'une détonation d'un mélange gazeux ont été trouvés dans la littérature ([Lannoy 1984], [Brossard 1985], [Desrosier 1991], [Trélat 2006]). Les paramètres de différents modèles peuvent être déduits de ces représentations.

Les variations de la surpression, de l'impulsion, de la durée sont exprimées en fonction de la distance réduite. Elles sont présentées sous forme polynomiale :

$$\ln(X) = A(\ln\lambda)^3 + B(\ln\lambda)^2 + C(\ln\lambda) + D_o \quad (1.9)$$

Avec :

$$X \text{ représente } \frac{\Delta P_i}{P_o} \text{ ou } \frac{I_i}{\sqrt[3]{E}} \text{ ou } \frac{t_i}{\sqrt[3]{E}}$$

$$\lambda \text{ est la distance réduite ; } \lambda = \frac{d}{\sqrt[3]{E}} \text{ (en } m.MJ^{-1/3} \text{)}$$

d est la distance entre la source d'explosion et le point étudié.

A, B, C, D_o sont des coefficients du polynôme.

	$\lambda \left(\frac{m}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	[Lannoy 1984]	[Brossard 1985]	[Desrosier 1991]	[Trélat 2006]
$\frac{\Delta P_i^+}{P_o}$	$[\lambda_{min} \div \lambda_{max}]$	0,4 ÷ 25	0,65 ÷ 25,8	0,5 ÷ 12	0,3 ÷ 15,4
	A	-0,032	-0,032	0	0
	B	0,241	0,241	0,26	0,16
	C	-1,819	-1,82	-2,058	-1,768
	D_o	0,3527	0,356	0,299	0,132
$\frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{bar.ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	$[\lambda_{min} \div \lambda_{max}]$	0,4 ÷ 25	0,65 ÷ 25,8	0,5 ÷ 12	0,29 ÷ 4,27
	A	-0,0323	-0,0323	0	0
	B	0,0646	0,0648	0,037	0,19
	C	-0,9399	-0,94	-0,932	-0,869
	D_o	-0,8704	-0,868	-0,843	-1,146
$\frac{t_i^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	$[\lambda_{min} \div \lambda_{max}]$		0,65 ÷ 25,8	0,5 ÷ 12	0,29 ÷ 4,27
	A		0	0	0
	B		-0,1118	-0,026	0,029
	C		0,676	0,448	0,589
	D_o		-0,203	0,106	-0,0192
$\frac{t_i^-}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	$[\lambda_{min} \div \lambda_{max}]$			0,5 ÷ 12	
	A			0	
	B			-0,079	
	C			0,412	
	D_o			1,299	

TABLE 1.3 – Coefficients des polynômes de l'onde incidente

Les coefficients des polynômes sont présentés dans le tableau 1.3. Pour rendre les formules comparables, des conversions ont été réalisées. Les coefficients des polynômes proposés par [Brossard 1985] ont été déterminés en remplaçant le paramètre $\bar{d}$ ($\bar{d} = d/\sqrt[3]{\frac{E}{P_o}}$) par la distance réduite λ . Les polynômes de [Trélat 2006] ont été également corrigés en remplaçant l'énergie volumique, correspondante à une température de $0^\circ C$ ($E_{v(0^\circ C)} = 15,2 \frac{m}{\sqrt[3]{MJ}}$), par celle à température ambiante de $20^\circ C$ lors des essais ($E_{v(20^\circ C)} = 14,16 \frac{m}{\sqrt[3]{MJ}}$).

En ce qui concerne l'onde incidente, la formule de k_i du modèle [Delaroche 1983] est construite par [Desrosier 1991] sous la forme :

$$k_i = -0,001(\ln \lambda)^3 + 0,105(\ln \lambda)^2 - 0,356 \ln \lambda + 0,889 \quad (1.10)$$

Ces modèles simplifiés peuvent également être utilisés pour représenter avec d'autres paramètres l'onde réfléchie sur un mur. Nous y reviendrons dans le paragraphe 1.5.2

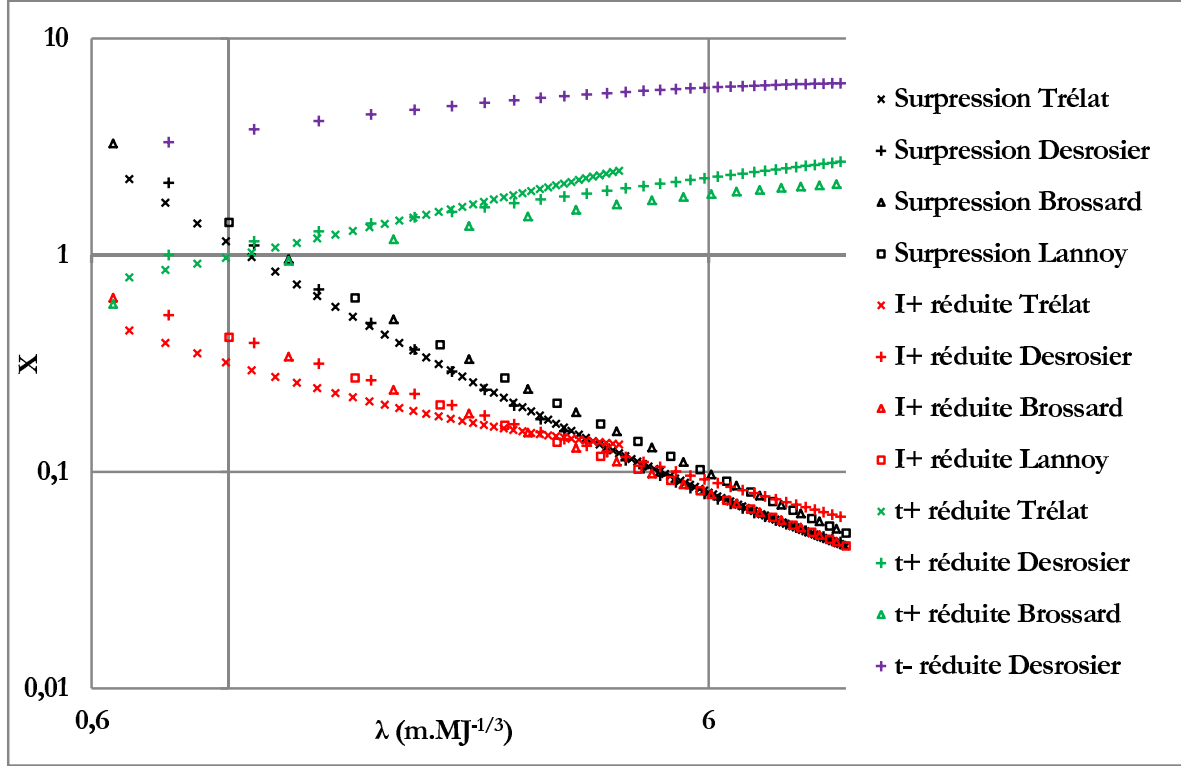


FIGURE 1.10 – Comparaison des polynômes de l'onde incidente ($X = \frac{\Delta P_i^+}{P_o}, \frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}}, \frac{t_i^+}{\sqrt[3]{E}}, \frac{t_i^-}{\sqrt[3]{E}}$).

Tous les polynômes sont tracés sur la figure 1.10. Les courbes sont globalement cohérentes ensemble. Pour la surpression, les résultats de [Brossard 1985] et de [Lannoy 1984] sont identiques et supérieurs à ceux de [Trélat 2006] et de [Desrosier 1991]. En ce qui concerne l'impulsion positive réduite, les résultats de [Trélat 2006] sont également inférieurs à ceux de [Brossard 1985], de [Lannoy 1984], de [Desrosier 1991]. Les durées positives réduites de [Trélat 2006] et de [Desrosier 1991] sont plus importantes que celles de [Brossard 1985] [figure 1.10].

Explosion d'une charge solide

Plusieurs modèles permettant de caractériser la surpression maximale générée par la détonation de charges solides (par exemple : TNT) en champ libre ont été établis sous forme d'équation dans la littérature ([Brode 1955], [Henrych 1979], [Kinney & Graham 1985], [Mills 1987]). La variation de la surpression incidente ou de la durée positive est exprimée en fonction de la distance réduite $z = \frac{d}{\sqrt[3]{W}}$ ($\frac{m}{\sqrt[3]{kg}}$) où W est la masse de charge explosive (kg).

Le modèle de [Brode 1955] est présenté sous la forme :

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = 1 + \frac{6,7}{z^3} \quad si \quad \Delta P_i^+ \geq 10 \text{ bars} \quad (1.11)$$

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = -0,019 + \frac{0,975}{z} + \frac{1,455}{z^2} + \frac{5,85}{z^3} \quad si \quad 0,1 \leq \Delta P_i^+ < 10 \text{ bars} \quad (1.12)$$

L'expression du modèle de [Newmark 1961] est :

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = 6784 \frac{W_o}{d^3} + 93 \left(\frac{W_o}{d^3} \right)^{1/2} \quad avec \quad \Delta P_i^+ \text{ en bars, } W_o \text{ en tonnes et } d \text{ en mètres} \quad (1.13)$$

$$\rightarrow \frac{\Delta P_i^+}{P_o} = \frac{6,784}{z^3} + \frac{2,94}{z^{3/2}} \quad avec \quad \Delta P_i^+ \text{ en bars} \quad (1.14)$$

Les équations du modèle de [Henrych 1979] sont comme suit :

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = \frac{14,072}{z} + \frac{5,54}{z^2} - \frac{0,357}{z^3} + \frac{0,00625}{z^4} \quad si \quad 0,05 \leq z \leq 0,3 \frac{m}{\sqrt[3]{kg}} \quad (1.15)$$

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = \frac{6,194}{z} - \frac{0,326}{z^2} + \frac{2,132}{z^3} \quad si \quad 0,3 \leq z \leq 1 \frac{m}{\sqrt[3]{kg}} \quad (1.16)$$

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = \frac{0,662}{z} + \frac{4,05}{z^2} + \frac{3,288}{z^3} \quad si \quad 1 \leq z \leq 10 \frac{m}{\sqrt[3]{kg}} \quad (1.17)$$

Le modèle de [Kinney & Graham 1985] est exprimé sous la forme :

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = \frac{808[1 + \left(\frac{z}{4,5}\right)^2]}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{0,048}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{0,32}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{1,35}\right)^2}} \quad avec \quad \Delta P_i^+ \text{ en bar } (10^5 \text{ Pa}) \quad (1.18)$$

$$\frac{t_i^+}{\sqrt[3]{W}} = \frac{980[1 + \left(\frac{z}{0,54}\right)^{10}]}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{0,02}\right)^3} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{0,74}\right)^6} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{6,9}\right)^2}} \quad avec \quad t_i^+ \text{ en ms} \quad (1.19)$$

L'équation établie par [Mills 1987] est :

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} = \frac{108}{z} - \frac{114}{z^2} + \frac{1772}{z^3} \quad avec \quad \Delta P_i^+ \text{ en } 10^3 \text{ Pa} \quad (1.20)$$

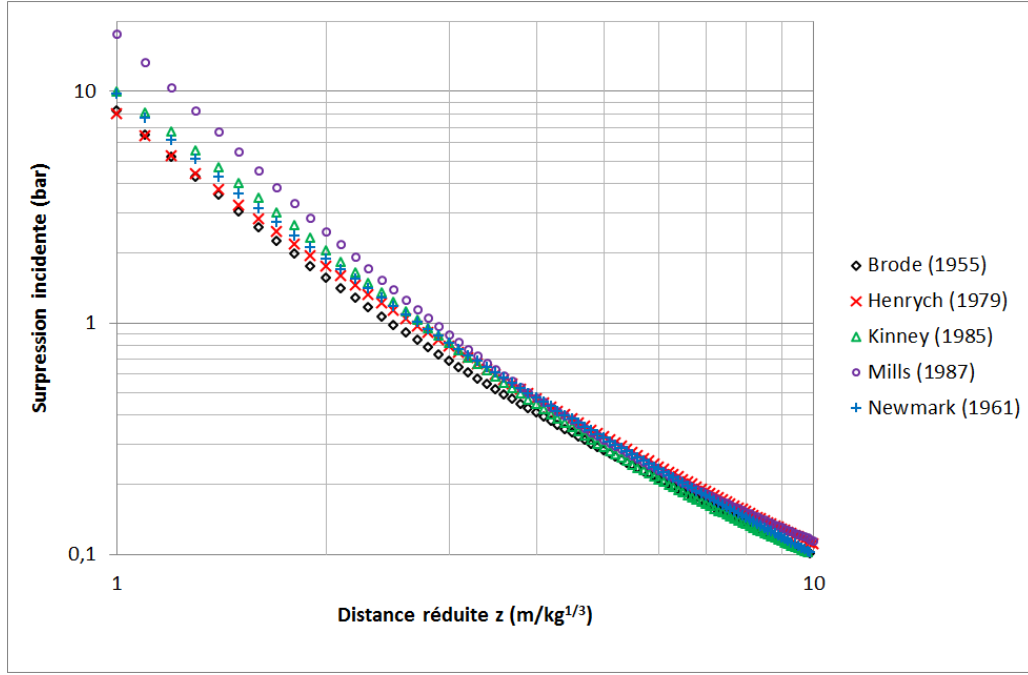


FIGURE 1.11 – Comparaison de modélisation de la surpression incidente issue de la détonation d'une charge de TNT

La figure 1.11 présente la comparaison de ces modèles. En champ suffisamment lointain ($z \geq 3 \frac{m}{\sqrt[3]{kg}}$), ces modèles sont très proches les uns des autres. En champ proche, plus la distance réduite diminue, plus l'écart entre le modèle de [Mills 1987] et les autres modèles est important. Les autres caractéristiques de l'onde incidente pour une explosion de TNT sont déterminées à l'aide de l'abaque de [Baker 1983] ou du [TM5-1300 2008] [figure 1.12]. Les unités de la surpression, de l'impulsion réduite et de la durée positive réduite utilisées dans l'abaque de [Baker 1983] sont Pa, $\frac{Pa.s}{\sqrt[3]{kg}}$ et $\frac{s}{\sqrt[3]{kg}}$.

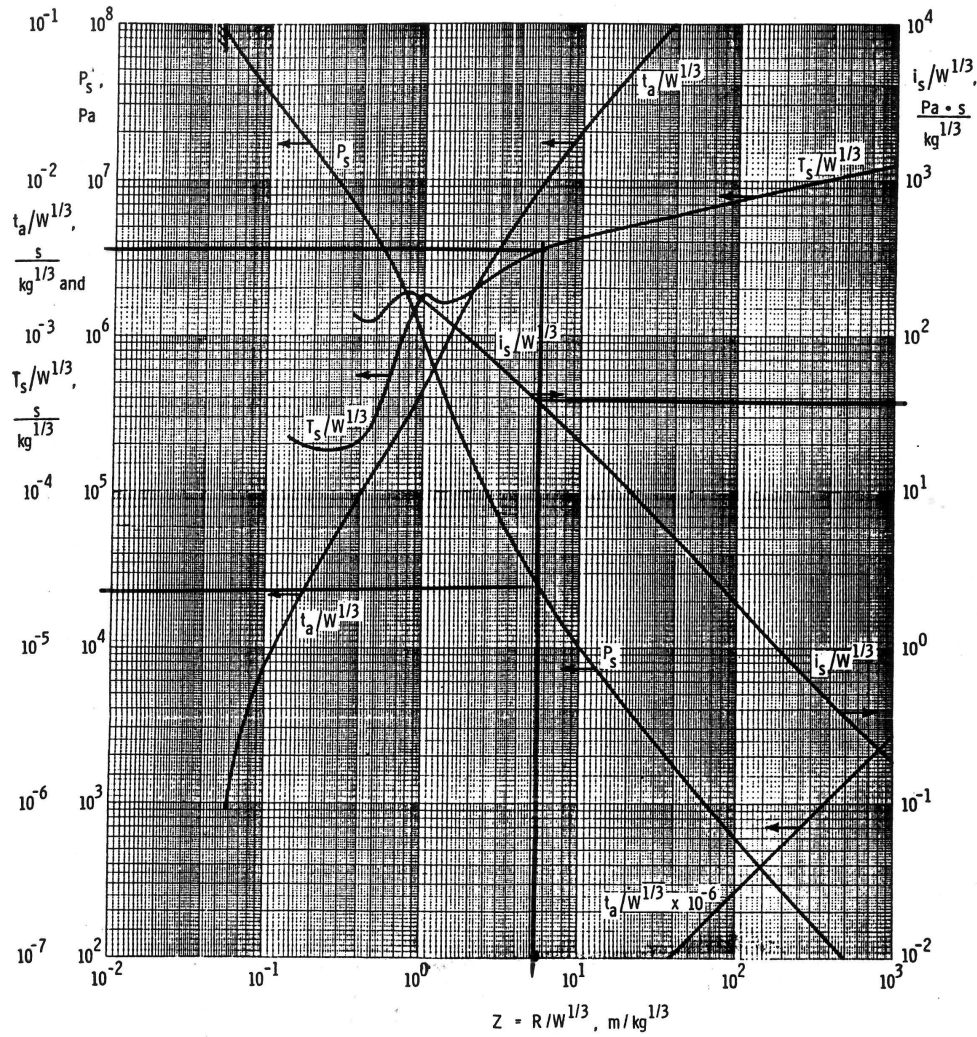


FIGURE 1.12 – Caractéristiques de l'onde incidente pour une détonation de TNT ([Baker 1983])

Comparaison des caractéristiques de la détonation de gaz avec celles de la détonation de TNT

La distance réduite utilisée pour une charge solide est $z \left(\frac{m}{\sqrt[3]{kg}} \right)$ dans l'abaque de [Baker 1983] alors que celle pour un mélange de gaz est $\lambda \left(\frac{m}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$. Pour passer de l'une à l'autre, il suffit de diviser z par la racine cubique de l'enthalpie massique du TNT qui vaut $4,69 \frac{MJ}{kg}$ ([Lannoy 1984]). Il y a entre les courbes des différences non négligeables (figure 1.13). Les durées réduites et les impulsions réduites de la détonation de gaz ([Brossard 1985]) sont globalement inférieures à celles de charges solides ([Baker 1983]) pour des valeurs de distances réduites supérieures à $0,4 \frac{m}{\sqrt[3]{MJ}}$.

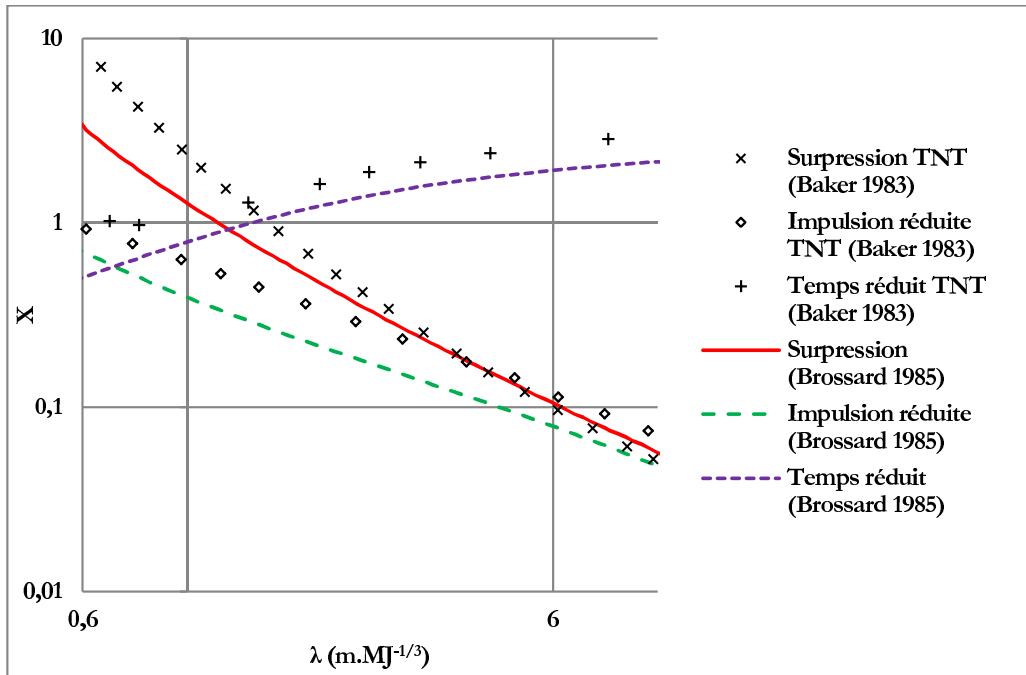


FIGURE 1.13 – Comparaison de détonation de TNT ([Baker 1983]) avec celle de gaz ([Brossard 1985])

	[Baker 1983]	[Brossard 1985]
ΔP_i^+ (bar)	2	2
$\frac{t_i^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	1,1	0,6
$\frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{bar.ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	0,58	0,52

TABLE 1.4 – Comparaison de deux séries de courbes, celles de [Baker 1983] concernant des détonations de TNT, avec celles de [Brossard 1985] concernant des explosions gazeuses avec une même valeur de surpression maximale.

Afin de juger de ces différences, nous prenons une valeur de surpression de 2 bars. La durée caractéristique correspondante $\frac{t_i^+}{\sqrt[3]{E}}$ issue de la détonation de TNT ([Baker 1983]) est 1,83 fois supérieure à celle issue de la détonation de gaz ([Brossard 1985]). Les impulsions $\frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}}$ sont éloignées de 10,3 % (tableau 1.4).

	[Baker 1983]	[Brossard 1985]
$\frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{\text{bar.ms}}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	0,4	0,4
ΔP_i^+ (bar)	0,85	1,33
$\frac{t_i^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{\text{ms}}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	1,46	0,77

TABLE 1.5 – Comparaison de deux séries de courbes, celles de [Baker 1983] concernant des détonations de TNT, avec celles de [Brossard 1985] concernant des explosions gazeuses avec une même valeur de l'impulsion réduite.

Si l'on considère des ondes dont les valeurs de l'impulsion réduite sont identiques $(0,4 \frac{\text{bar.ms}}{\sqrt[3]{MJ}})$ [tableau 1.5], nous remarquons que la surpression maximale de l'onde de choc issue de la détonation de TNT ([Baker 1983]) est 1,56 fois inférieure à celle issue de la détonation de gaz ([Brossard 1985]). La durée réduite déterminée par l'abaque de [Baker 1983] est 1,9 fois supérieure à celle déterminée par l'abaque de [Brossard 1985].

L'observation de ces résultats amène à s'interroger la notion "d'Equivalent TNT" très utilisée depuis les années 1970-1980 pour évaluer les effets des explosions des charges gazeuses. Cette notion d'équivalence est fondée sur l'égalité des valeurs des surpressions maximales (ΔP_i^+) ou des impulsions réduites ($\frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}}$). Cette méthode était par ailleurs souvent improprement utilisée pour représenter des phénomènes de déflagration avant d'être remplacée par la méthode multi-énergie ([Van Den Berg 1985]).

1.4.5 Équivalent TNT

Le principe de la méthode est de remplacer l'étude des effets de l'explosion d'un mélange de gaz par l'étude de ceux d'une charge de TNT énergétiquement équivalente. L'équivalent TNT se base sur la recherche d'une égalité des effets en surpressions maximales ou en impulsions réduites. Les exemples présentés précédemment nous montrent qu'il faut être vigilant à la notion d'équivalent TNT. La valeur d'équivalence TNT déterminée suivant des surpressions n'est pas la même avec celle déduite des impulsions réduites. Il n'est pas possible de définir un équivalent TNT universel pour chaque explosif parce que l'équivalent TNT varie en fonction de la distance réduite. Le fait de choisir une valeur moyenne d'équivalent TNT reste une approximation.

1.4.5.1 Équivalences énergétiques

Les travaux de [Lannoy 1984] à grande échelle pour les différents mélanges gazeux (propane-oxygène, propane-air, acétylène-air, éthylène-air) ont établi un équivalent TNT des gaz en se basant sur les surpressions maximales :

$$E_{vGaz} = 5E_{vTNT} \quad (1.21)$$

Les travaux de [Trélat 2006] à petite échelle pour deux mélanges gazeux (propane-oxygène, hydrogène-oxygène) ont proposé un autre équivalent TNT des gaz en s'appuyant sur deux valeurs moyennes des équivalences de ΔP_i^+ et de $\frac{I_i^+}{\sqrt[3]{E}}$:

$$E_{vGaz} = 2,35 E_{vTNT} \quad (1.22)$$

Ces deux exemples montrent à nouveau l'écart très important observé selon le critère retenu pour établir l'équivalent énergétique.

1.5 Interaction de l'onde de choc avec une structure rigide

Les propriétés et les caractéristiques de l'onde de choc en milieu libre ont été présentées en partie précédente. Ce paragraphe considère l'interaction de l'onde de choc avec une structure rigide. Cette interaction génère une onde réfléchie et une onde diffractée. Le chargement qui en résulte dépend de l'orientation, de la géométrie et de la taille de la structure.

1.5.1 Onde réfléchie avec une incidence normale

Lorsque l'onde de choc arrive à la surface d'un plan rigide dans la direction normale à celui-ci, des flux derrière l'onde sont stoppés et les pressions augmentent considérablement par rapport à celles en milieu libre. Pour l'étude des caractéristiques de la réflexion de l'onde de choc, il nous faut analyser plus en détail les variations des grandeurs au travers d'une onde de choc plane. Certaines variables comme la vitesse, la pression et la température sont discontinues au travers du front de l'onde de choc tandis que d'autres, comme la masse, la quantité de mouvement et l'énergie demeurent continues. D'un point de vue mathématique, l'onde de choc est considérée comme une surface de discontinuité se déplaçant à une vitesse supersonique dans le milieu environnant.

1.5.1.1 Discontinuités des grandeurs au travers du front de l'onde

On s'intéresse aux variations entre les caractéristiques amont et aval (fig. 1.14).

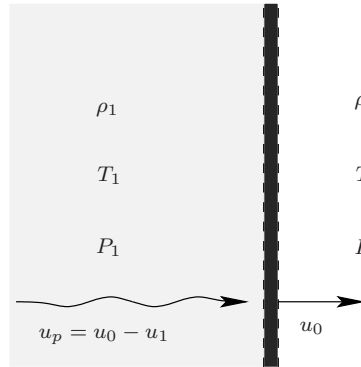


FIGURE 1.14 – Onde de choc se propageant de gauche à droite

On notera d'un indice 0 les grandeurs en amont du choc (gaz frais) et d'un indice 1 les grandeurs en aval du choc (gaz choqué), et d'un indice t pour les composantes tangentielles et n pour les composantes normales de la vitesse. La vitesse particulière u_p correspond à la vitesse du gaz choqué qui constitue le souffle de l'explosion.

L'écriture de la conservation de la masse au travers du front du choc nous donne :

$$\rho_0 u_{0n} = \rho_i u_{in} \quad (1.23)$$

Celle de la conservation de la quantité de mouvement, les deux relations suivantes :

$$\rho_0 u_{0n} u_{0t} = \rho_i u_{in} u_{it} \quad (1.24)$$

$$\rho_0 u_{0n}^2 + p_0 = \rho_i u_{in}^2 + p_i \quad (1.25)$$

Et celle de l'énergie :

$$\rho_0 u_{0n} \left(e_0 + \frac{(u_{0n} + u_{0t})^2}{2} \right) + p_0 u_{0n} = \rho_i u_{in} \left(e_i + \frac{(u_{in} + u_{it})^2}{2} \right) + p_i u_{in} \quad (1.26)$$

En combinant ces égalités, on trouve un ensemble d'équations dites de Rankine-Hugoniot ([Rankine 1870] ; [Hugoniot 1887, 1889]) :

$$u_{0t} = u_{it} \quad (1.27)$$

$$\rho_0 u_{0n} = \rho_i u_{in} \quad (1.28)$$

$$p_0 + \rho_0 u_{0n}^2 = p_i + \rho_i u_{in}^2 \quad (1.29)$$

$$e_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} u_{0n}^2 = e_i + \frac{p_i}{\rho_i} + \frac{1}{2} u_{in}^2 \quad (1.30)$$

Cet ensemble d'équations doit être complété par une loi d'état. Dans notre cas d'étude, l'onde de choc se propage dans l'air assimilé à un gaz parfait :

$$p = \rho R T = \rho (c_p - c_v) T \quad (1.31)$$

où R est la constante des gaz parfaits égale à la différence des valeurs de la chaleur spécifique à pression constante c_p et la chaleur spécifique à volume constant c_v . L'énergie interne s'écrit $e = c_v T = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}$ avec introduction de l'exposant isentropique $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Elle peut donc être éliminée des équations de Rankine-Hugoniot. L'équation (1.30) se réécrit :

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2} u_{0n}^2 = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_i}{\rho_i} + \frac{1}{2} u_{in}^2 \quad (1.32)$$

Dans la suite, on considère que l'onde de choc est droite ($u_{0t} = 0$).

1.5.1.2 Surpression réfléchie normalement sur un plan

L'étude de la réflexion normale d'une onde de choc sur une surface non déformable se fonde sur le fait que la vitesse particulaire change de signe au contact de la surface de réflexion (fig. 1.15).

On résout le système d'équations de Rankine-Hugoniot pour le choc incident et pour le choc réfléchi. Plutôt que de raisonner en masse volumique, on préfère souvent introduire la vitesse du son a qui dans le cas d'un gaz parfait vaut :

$$a = \sqrt{\gamma R T} = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \quad (1.33)$$

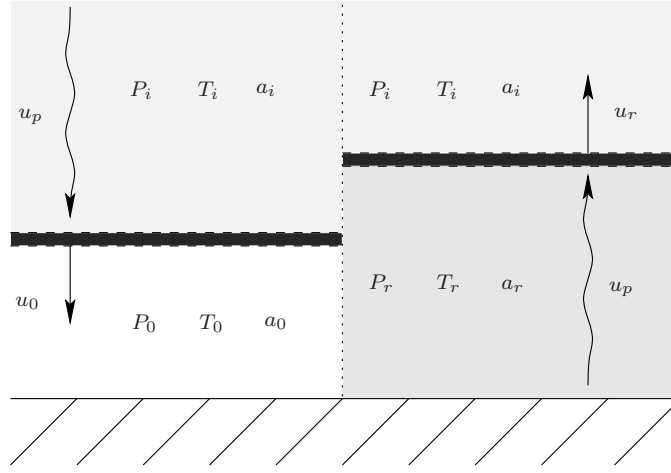


FIGURE 1.15 – Réflexion normale d'une onde de choc

- Choc incident :

Milieu (amont) dans l'état P_0, T_0 et une vitesse du son a_0 avant le choc et dans l'état P_i, T_i, a_i après le choc (aval), le front se déplaçant à une vitesse u_0 . Les particules ont après le passage de l'onde de choc une vitesse particulière u_p . Après des manipulations algébriques, on trouve que :

$$\left(\frac{u_p}{a_0}\right)^2 = \frac{\frac{2}{\gamma} \left(\frac{P_i}{P_0} - 1\right)^2}{(\gamma + 1) \frac{P_i}{P_0} + (\gamma - 1)} \quad (1.34)$$

$$\frac{T_i}{T_0} = \left(\frac{a_i}{a_0}\right)^2 = \frac{P_i}{P_0} \left(\frac{(\gamma - 1) \frac{P_i}{P_0} + (\gamma + 1)}{(\gamma + 1) \frac{P_i}{P_0} + (\gamma - 1)} \right) \quad (1.35)$$

On peut donc également écrire :

$$\left(\frac{u_p}{a_i}\right)^2 = \left(\frac{u_p}{a_0}\right)^2 \times \left(\frac{a_0}{a_i}\right)^2 \quad (1.36)$$

- Choc réfléchi :

Milieu (amont) dans l'état P_i, T_i et une vitesse du son a_i avant le choc et dans l'état P_r, T_r, a_r après le choc (aval), le front se déplaçant à une vitesse u_r . Les particules ont après le passage de l'onde de choc une vitesse particulière u_p . On trouve que :

$$\left(\frac{u_p}{a_i}\right)^2 = \frac{\frac{2}{\gamma} \left(\frac{P_r}{P_i} - 1\right)^2}{(\gamma + 1) \frac{P_r}{P_i} + (\gamma - 1)} \quad (1.37)$$

En imposant l'égalité des vitesses particulières relatives aux fronts de choc incident et réfléchi c'est à dire en écrivant l'égalité des rapports $\frac{u_p}{a_i}$ issus des équations (1.36) et (1.37). Il vient :

$$\frac{P_r}{P_0} = \frac{\frac{P_i}{P_0} \left[(3\gamma - 1) \frac{P_i}{P_0} - (\gamma - 1) \right]}{(\gamma - 1) \frac{P_i}{P_0} + (\gamma + 1)} \quad (1.38)$$

Que l'on préfère le plus souvent ré-exprimer sous la forme d'un coefficient de réflexion, rapport des

surpressions réfléchi et incidente :

$$\frac{\Delta P_r}{\Delta P_i} = \frac{(3\gamma - 1) \frac{P_i}{P_0} + (\gamma + 1)}{(\gamma - 1) \frac{P_i}{P_0} + (\gamma + 1)} = 2 + \frac{\Delta P_i}{(\gamma - 1) \Delta P_i + 2\gamma P_0} \quad (1.39)$$

Dans l'air $\gamma = 1.4$, l'expression peut donc se ré-écrire :

$$\frac{\Delta P_r}{\Delta P_i} = 2 \left(\frac{7P_0 + 4\Delta P_i}{7P_0 + \Delta P_i} \right) = \frac{8P_i + 6P_0}{P_i + 6P_0} \quad (1.40)$$

Ce coefficient tend vers 2 lorsque la surpression incidente est petite. Si on considère que γ demeure constant quelle que soit la surpression incidente, la limite supérieure du coefficient de réflexion prédite par la formule ci-dessus est de 8. En réalité, l'air s'ionise et se dissocie pour les surpressions incidentes importantes où γ n'est pas constant. Le coefficient de réflexion tend vers 13,92 ([Baker 1983]).

1.5.2 Onde réfléchi avec une incidence oblique

Dans le cas où l'angle d'incidence entre la direction de propagation de l'onde incidente et la normale du plan est différent de 0° , deux modes de réflexion peuvent se produire : la réflexion régulière ou la réflexion de Mach.

1.5.2.1 Réflexion régulière

Lors de l'interaction entre l'onde de choc et un plan, l'angle d'incidence peut varier de 0° à 90° . Le type de réflexion régulière dépend de l'angle d'incidence et de la puissance de l'onde de choc. La réflexion régulière se produit seulement si l'angle d'incidence est inférieur à un angle critique α_{cr} , dépendant du nombre de Mach du choc incident, qui est défini comme suit :

$$M_i = \frac{u_i}{a_i} \quad (1.41)$$

Avec :

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

a_i : vitesse du son derrière le front d'onde incident.

Les propriétés de la zone 2 (figure 1.16), derrière le front de l'onde incidente, sont celles de l'onde incidente en champ libre avec la vitesse du front de l'onde incidente u_o et l'angle d'incidence α_i . Lorsque l'onde incidente est en contact avec la surface, des flux derrière l'onde incidente changent de direction. L'angle réfléchi α_r est différent de l'angle d'incidence α_i .

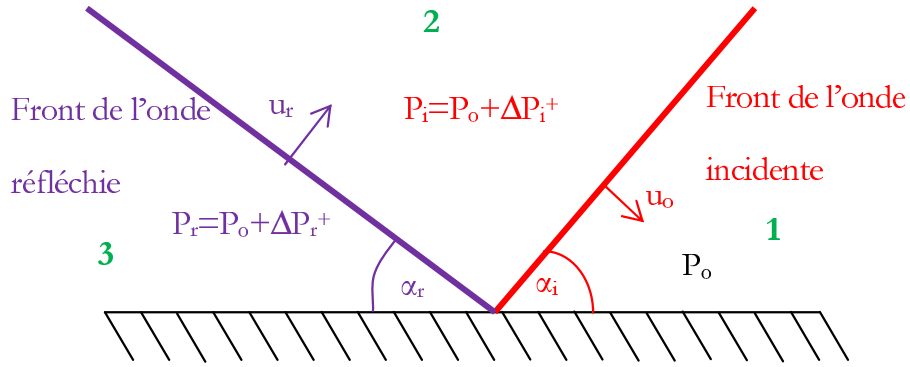


FIGURE 1.16 – Réflexion oblique régulière

L'angle réfléchi α_r peut être déterminé graphiquement par l'abaque de [Harlow & Amsden 1970] en fonction de l'angle d'incidence et du coefficient $\xi = \frac{P_o}{\Delta P_i^+ + P_o}$.

L'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence à des niveaux constants de pression a été établie par [Glasstone 1962] dans le cas du TNT (Figure 1.17) et par [Brossard 1993] pour une explosion de gaz.

Une autre abaque est également proposée dans [TM5-1300 2008] pour des pressions constantes, pouvant atteindre 344,59 bar.

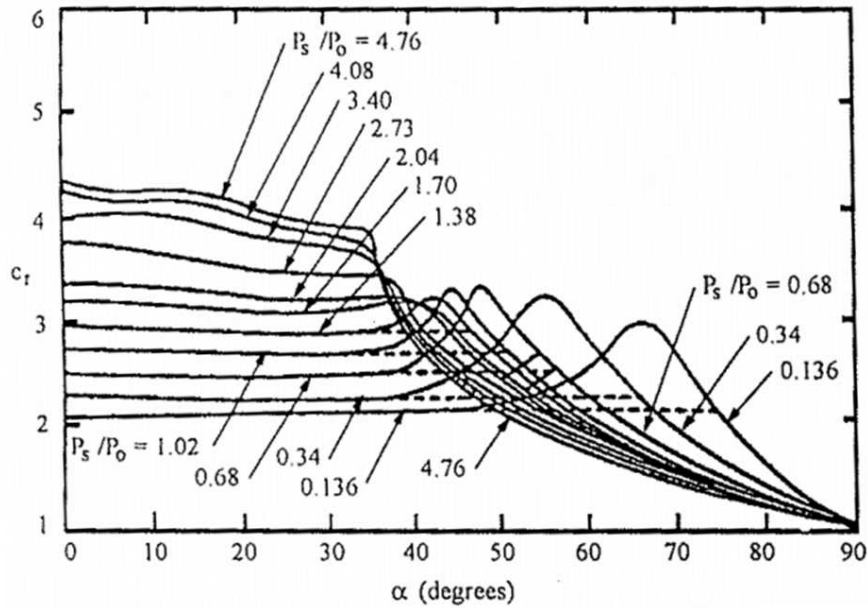


FIGURE 1.17 – Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence ([Glasstone 1962])

La figure 1.17 montre que le coefficient de réflexion varie très peu pour les angles d'incidence inférieurs à 35° pour un même niveau de pression. Le coefficient de réflexion oblique est presque identique à celui de la réflexion normale pour ces valeurs d'angles d'incidence.

1.5.2.2 Réflexion de Mach

Lorsque l'angle d'incidence α_i est supérieur à l'angle critique α_{cr} , la réflexion de Mach apparaît. L'interaction entre l'onde incidente et l'onde réfléchie forme l'onde de Mach (Figure 1.18). Ce phénomène est lié à l'incapacité de l'écoulement quittant le choc réfléchi à rester parallèle à la surface de l'obstacle. Le choc incident est progressivement rattrapé par le choc réfléchi. Les abréviations des ondes incidente, réfléchie et de l'onde de Mach sont I,R,M. Le point d'intersection T de ces trois fronts de l'onde est appelé "point triple". Lorsque l'angle d'incidence atteint la valeur critique α_{cr} , l'onde de Mach est générée à la surface du plan et se déplace le long du plan. Le point triple peut se déplacer d'une manière parallèle la surface du plan. Il est possible de distinguer les quatre zones (1,2,3,4) de la réflexion de Mach dont les caractéristiques sont différentes (Figure 1.18).

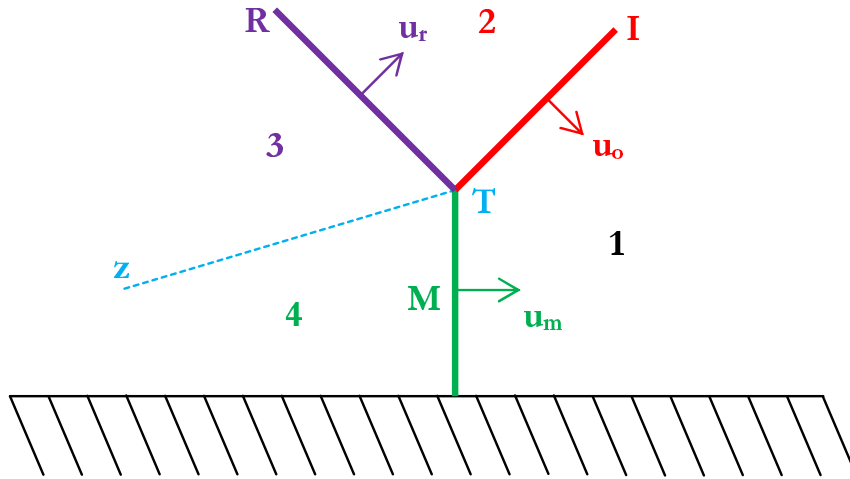


FIGURE 1.18 – Phénomène de Mach sur un plan (I : choc incident ; R : choc réfléchi ; M : front de Mach)

L'angle d'incidence critique α_{cr} du passage de la réflexion régulière à la réflexion de Mach dépend de l'intensité de l'explosion, autrement dit du nombre de Mach. La figure 1.19 présente la courbe limite des angles d'incidence qui distingue la réflexion régulière et la réflexion de Mach.

1.5.3 Caractérisation des paramètres de l'onde réfléchie sur un plan

La similitude d'Hopkinson utilisée en champ libre est encore valable pour les paramètres de l'onde réfléchie. Comme pour l'onde incidente, de nombreux résultats sous formes polynomiales permettant de caractériser des paramètres de l'onde réfléchie sur un plan ont été trouvés dans la littérature ([Brosard 1988], [Desrosier 1991], [Trélat 2006]).

Des paramètres adimensionnels de la surpression, de l'impulsion, de la durée sont exprimés en fonction de la distance réduite. Ils sont présentés sous forme polynomiale :

$$\ln(Y) = A_r(\ln\lambda)^3 + B_r(\ln\lambda)^2 + C_r(\ln\lambda) + D_r \quad (1.42)$$

$$Y \text{ représente } \frac{\Delta P_r}{P_o} \text{ ou } \frac{I_r}{\sqrt[3]{E}} \text{ ou } \frac{t_r}{\sqrt[3]{E}}$$

$$\lambda \text{ est la distance réduite ; } \lambda = \frac{d}{\sqrt[3]{E}}$$

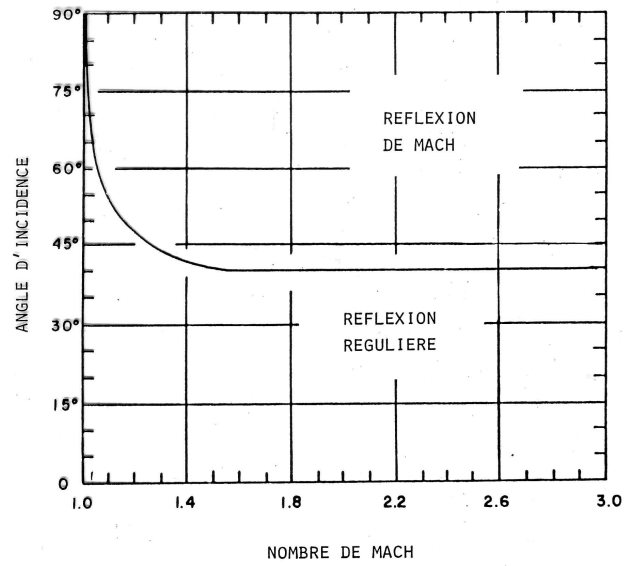


FIGURE 1.19 – Angle d'incidence maximum en fonction du nombre de Mach ([Kinney & Graham 1985])

d est la distance entre la source d'explosion et le point étudié.

A_r, B_r, C_r, D_r sont des coefficients des paramètres adimensionnels.

	$\lambda \left(\frac{m}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	[Brossard 1988]	[Desrosier 1991]	[Trélat 2006]
$\frac{\Delta P_r^+}{P_o}$	$\lambda_{min} \div \lambda_{max}$	0,75 ÷ 11,5	0,5 ÷ 12	0,43 ÷ 2,37
	A_r	0	0	0
	B_r	0,204	0,181	-0,29
	C_r	-2,116	-2,056	-1,91
	D_r	1,293	1,264	1,27
$\frac{I_r^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{bar.ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	$\lambda_{min} \div \lambda_{max}$	0,75 ÷ 11,5	0,5 ÷ 12	0,43 ÷ 2,37
	A_r	0	0	0
	B_r	0,027	0,045	-0,4
	C_r	-1,092	-1,033	-0,92
	D_r	0,011	-0,07	-0,2
$\frac{t_r^+}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	$\lambda_{min} \div \lambda_{max}$	0,75 ÷ 11,5	0,5 ÷ 12	0,43 ÷ 2,37
	A_r	0	0	0
	B_r	-0,074	-0,23	-0,22
	C_r	0,519	0,983	0,81
	D_r	0,182	-0,109	-0,15
$\frac{t_r^-}{\sqrt[3]{E}} \left(\frac{ms}{\sqrt[3]{MJ}} \right)$	$\lambda_{min} \div \lambda_{max}$	0,75 ÷ 11,5	0,5 ÷ 12	
	A_r	0	0	
	B_r	-0,113	-0,192	
	C_r	0,599	0,857	
	D_r	1,455	1,265	

TABLE 1.6 – Coefficients des polynômes de l'onde réfléchie

Les coefficients des polynômes sont présentés dans le tableau 1.6. Ces paramètres caractéristiques permettent d'établir l'évolution spatio-temporelle de la surpression réfléchie sur un mur en utilisant un modèle simplifié (paragraphe 1.4.4). Dans le cas du modèle de de [Delaroche 1983], le coefficient k_r , qui décrit la décroissance exponentielle en fonction du temps de l'onde réfléchie peut être déterminé par l'expression ([Desrosier 1991]) :

$$k_r = -0,048(\ln \lambda)^3 + 0,26(\ln \lambda)^2 - 0,554(\ln \lambda) + 0,978 \quad (1.43)$$

En ce qui concerne l'explosion de TNT, des abaques permettant de déterminer les valeurs caractéristiques de l'onde réfléchie en fonction de la distance réduite $z \left(\frac{m}{\sqrt[3]{kg}} \right)$ ont été représentées dans [TM5-1300 2008] ou par [Baker 1983].

1.5.4 Interaction d'un cylindre avec une onde de choc issue d'une explosion à l'air libre

Nous ne sommes intéressés jusqu'à présent qu'à l'interaction locale de l'onde de choc avec une surface plane. Le chargement généré par les effets d'une explosion dépend de la diffraction de l'onde de choc tout autour de l'objet étudié. Une analyse du phénomène de diffraction autour d'un cylindre et de ses conséquences sur le chargement est abordée de manière plus détaillée dans cette partie.

1.5.4.1 Diffraction

De nombreuses études expérimentales et numériques de la diffraction d'une onde de choc sur un cylindre ont été réalisées depuis les années 60, [Bryson & Gross 1961], [Heilig 1969], [Ben-Dor 1988], [Huang

1991], [Drikakis & Ofengeim 1997], [Zoltak 1998] et [Abe 2001]. Le cas d'étude simplifié retenu est celui d'une onde de choc plane entrant en collision avec un cylindre supposé infiniment long. Cette interaction génère des phénomènes complexes comme des ondes réfléchies, des systèmes de Mach, des tourbillons. De manière synthétique on peut observer la séquence suivante :

- Une réflexion régulière apparaît en premier temps. Lorsque l'onde de choc se propage l'angle d'incidence augmente jusqu'à un angle critique à partir duquel la réflexion régulière est transformée en réflexion de Mach. La figure 1.20 présente l'interaction entre l'onde de choc plane et le cylindre où $\vec{R}$ est l'onde réfléchie, $\vec{S}$ est l'onde incidente, T est le point triple, S est la ligne de glissement, MS est l'onde de Mach, RMS est l'onde de Mach réfléchie. La trajectoire des points triples T est appelée "le système de point triple supérieur".

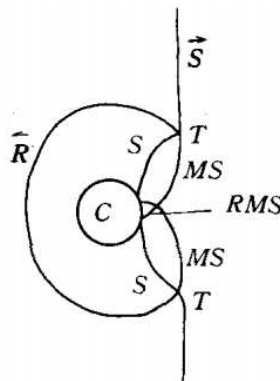


FIGURE 1.20 – Réflexion de l'onde de choc plane sur un cylindre ([Huang 1991])

En s'intéressant à l'évolution de la réflexion lorsque l'onde incidente parcourt le cylindre les auteurs ont mis en évidence que l'angle critique de transition de la réflexion régulière à la réflexion de Mach dépend de plusieurs paramètres tels que le diamètre du cylindre, l'intensité de l'onde incidente et le type de gaz dans lequel l'expérience est réalisée. Les études de [Bryson & Gross 1961] ont permis de valider et d'étendre au cas de la sphère et du cylindre la théorie de Whitham, initialement développée pour un cône, qui permet de déterminer la trajectoire du point triple et le contour du système de Mach pour un nombre de Mach incident fixé et des conditions critiques de transition de la réflexion régulière à la réflexion de Mach connues. [Heilig 1969] a mesuré expérimentalement cet angle critique de transition pour trois cylindres de rayons différents (1,2cm ; 7,5cm ; 10cm) et un nombre de Mach compris entre 1,04 et 2,2. Il met en évidence que la valeur de l'angle critique de transition est indépendante du rayon du cylindre et ne dépend que de l'intensité de l'onde incidente. Il met également en évidence que l'effet de Mach tend à accroître la valeur de la pression. Les résultats de [Ben-Dor 1988], pour des cylindres de 2 cm et 30 cm de rayon, sont en contradiction apparente avec ceux [Heilig 1969] puisqu'ils mettent en évidence une dépendance de l'angle critique au rayon du cylindre. Il montre ainsi que l'angle critique de transition dépend de quatre paramètres : le rayon du cylindre, le nombre de Mach incident, l'angle initial entre la tangente de la surface du cylindre et la direction de propagation de l'onde de choc plane et la rugosité de la surface du cylindre. Il est possible d'expliquer les résultats de [Heilig 1969] par le rayon du cylindre : pour de petits rayons les abaques proposés par [Ben-Dor 1988] et qui permettent de déterminer l'angle critique de transition ne mettent pas en évidence de dépendance au rayon.

- Dans un deuxième temps lorsque l'onde de choc continue à se propager derrière le cylindre, une deuxième onde de Mach, notée T'T' apparaît hors du premier système triple supérieur (Fig. 1.21).

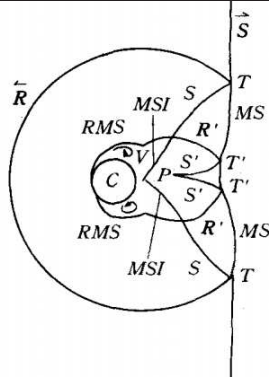


FIGURE 1.21 – Diffraction de l'onde de choc plane derrière un cylindre ([Huang 1991])

La trajectoire des points triples T' de cette deuxième onde de Mach est appelée "le système de point triple inférieur". S' est la deuxième ligne de glissement. L'onde réfléchi R' se propage le long de la surface du cylindre. Une autre onde RMS apparaît entre R' et le cylindre. Il apparaît également des tourbillons. Des résultats expérimentaux permettant de déterminer la trajectoire de ces deux systèmes de points triple ont également été établis par [Heilig 1969], [Ben-Dor 1988], [Huang 1991], [Abe 2001], pour différents nombres de Mach (compris entre 1,04 et 5) et différents rayons de cylindre (compris entre 0,5cm et 30cm).

A côté des études expérimentales effectuées, des simulations numériques avec des codes de dynamique des fluides ont été réalisées pour modéliser l'interaction de l'onde de choc avec un cylindre. Ces simulations numériques ont été réalisées avec des hypothèses de fluide visqueux ou de fluide parfait. Les simulations non-visqueuses se basent sur la résolution des équations d'Euler alors que les simulations visqueuses s'appuient sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Les écoulements visqueux stationnaires autour de cylindres infinis sont relativement bien connus [Bengt 1980] et mettent en évidence que la pression, le coefficient de traînée C_d , l'angle de séparation et la création de tourbillons sont fonction du nombre de Reynolds. Contrairement à ces études, les écoulements derrière l'onde de choc sont non-stationnaires. [Yang 1987] et [Zoltak 1998] ont étudié la réflexion de l'onde de choc non-stationnaire sur un cylindre en réalisant des simulations non-visqueuses des écoulements compressibles avec différents schémas numériques. [Zoltak 1998] compare les résultats obtenus par [Yang 1987] et les siens avec les résultats expérimentaux de [Bryson & Gross 1961]. Il met en évidence que les différents schémas numériques permettent d'obtenir une bonne estimation de l'évolution temporelle de pression sur la partie "avant" du cylindre. [Drikakis & Ofengeim 1997] étudient les effets de la viscosité sur les écoulements et leurs conséquences sur l'évolution spatio-temporelle de la pression en comparant les résultats de simulations visqueuses et non-visqueuses. Pour la première moitié du cylindre, la différence entre les deux types de simulations est négligeable. Sur la seconde moitié (arrière) du cylindre, des différences importantes apparaissent dans l'estimation des pressions. Ces différents travaux ont également montré la dépendance des réflexions de Mach derrière le cylindre au nombre de Mach incident.

1.5.4.2 Pression dynamique : effet du souffle

L'onde de choc est accompagnée d'un écoulement d'air qui se déplace dans la même direction nommé parfois "vent de l'explosion". Lors des premiers instants de l'interaction entre le front de l'onde de choc et un obstacle, une montée brutale en pression se produit. Dans un deuxième temps, la structure est soumise à la pression dynamique engendrée par l'air derrière l'onde de choc. La surpression consécutive au déplacement de l'air est déterminée par la formule ([Glasstone 1962]) :

$$\Delta Q = \frac{1}{2} \rho_i u_p^2 \quad (1.44)$$

Avec :

$\rho_i \left(\frac{kg}{m^3} \right)$ est la densité de l'air derrière le front de l'onde de choc
 $u_p \left(\frac{m}{s} \right)$ est la vitesse des particules (vitesse du vent).

La valeur de la surpression dynamique peut-être déduite des équations de Rankine-Hugoniot (voir paragraphe 1.5.1). On a en effet puisque $a^2 = \frac{\gamma P}{\rho}$:

$$\Delta Q = \frac{1}{2} \rho_i u_p^2 = \frac{1}{2} \frac{P_i}{P_0} \left(\frac{a_0}{a_i} \right)^2 \rho_0 a_0^2 \left(\frac{u_p}{a_0} \right)^2 \quad (1.45)$$

En tenant compte des équations (1.34) et (1.35) il vient :

$$\Delta Q = \frac{P_0 \left(\frac{P_i}{P_0} - 1 \right)^2}{(\gamma + 1) \frac{P_i}{P_0} + (\gamma - 1)} = \frac{\Delta P_i^2}{(\gamma - 1) \Delta P_i + 2 \gamma P_0} \quad (1.46)$$

La surpression réfléchie peut ainsi être décomposée en la somme d'une surpression réfléchie due au front de choc et d'une surpression réfléchie due à l'effet de souffle :

$$\Delta P_r = 2 \Delta P_i + (\gamma + 1) \Delta Q \quad (1.47)$$

La relation précédente n'est à nouveau valable que pour une surface plane perpendiculaire à l'onde de choc. Dans le cas d'une structure tridimensionnelle cubique, il est usuel d'introduire la charge de traînée $C_d \Delta Q$ où C_d est le coefficient de traînée. Cette notation permet de représenter le chargement de pression sur chacune des faces du parallélépipède en fonction de la valeur du coefficient de traînée. Nous présentons dans le paragraphe suivant l'application de ce type d'approche à une structure cylindrique proposée par [Glasstone 1962].

1.5.4.3 Évolution temporelle de la pression sur un cylindre parcouru par une onde de choc

[Glasstone 1962] étudie l'interaction d'une onde de choc issue d'une explosion à l'air libre avec un cylindre en se basant sur trois hypothèses suivantes : l'onde de choc est plane et idéale, la surpression incidente est inférieure à 3,45 bar et la pression dynamique est inférieure à 2,76 bar.

Deux géométries cylindriques ont été étudiées :

- Cylindre élancé : le diamètre du cylindre est petit par rapport à sa hauteur ($\frac{2r}{h} \ll 1$). La pression moyenne, agissant sur différentes surfaces projetées du cylindre, est déterminée. Les différentes surfaces projetées du cylindre sont dites : face avant, face latérale et face arrière (voir figure 1.22a).
- Cylindre trapu : le diamètre du cylindre n'est pas petit par rapport à sa hauteur. La pression en chaque point du cylindre est exprimée en fonction du temps.

L'évolution temporelle de la pression est détaillée dans cette partie pour chaque géométrie cylindrique étudiée :

Première géométrie ($\frac{2r}{h} \ll 1$) :

- La pression moyenne sur la face avant du cylindre est exprimée en fonction du temps comme la figure 1.22b avec $t_a = 0$. La surpression réfléchie ΔP_r^+ égale à deux fois la surpression incidente ΔP_i^+ à l'instant $t_1 = \frac{r}{u_o}$, où r est le rayon du cylindre et u_o est la célérité du front de l'onde. La célérité du front de l'onde de choc est déterminée par la relation issue des équations de Rankine-Hugoniot :

$$u_o = a_o \left(1 + \frac{(\gamma + 1)\Delta P_i^+}{2\gamma P_o} \right)^{1/2} \quad (1.48)$$

a_o (m/s) est la vitesse du son avant le front de choc. La pression d'arrêt s'établit à l'instant $t_2 = \frac{4r}{u_o}$ et terminée à l'instant $t_3 = t^+$. Le coefficient de traînée C_d de la face avant du cylindre vaut 0,8 ([Glasstone 1962]).

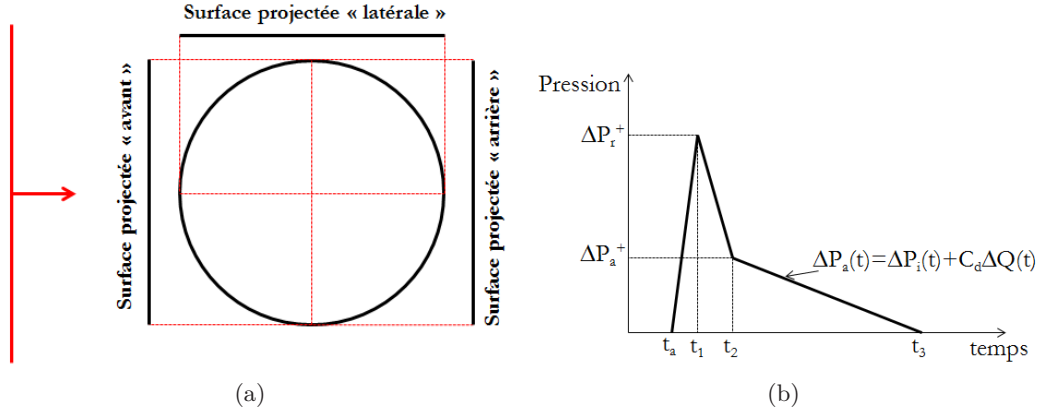


FIGURE 1.22 – a) Définition des surfaces projetées. b) Évolution temporelle de la pression sur la face avant

Lorsque l'onde de choc arrive à la face avant du cylindre à l'instant t_a , la pression augmente d'une façon linéaire de 0 à la surpression réfléchie ΔP_r^+ pendant une durée $t_1 - t_a$, qui est égale à 0 pour un plan. La pression diminue à la pression d'arrêt ΔP_a^+ à l'instant t_2 . La pression, qui est égale à la somme de la pression incidente $\Delta P_i(t)$ et de la pression de traînée $C_d \Delta Q(t)$ continue à diminuer entre t_2 et t_3 .

- La pression moyenne sur la face latérale du cylindre est présentée sur la figure 1.23 :

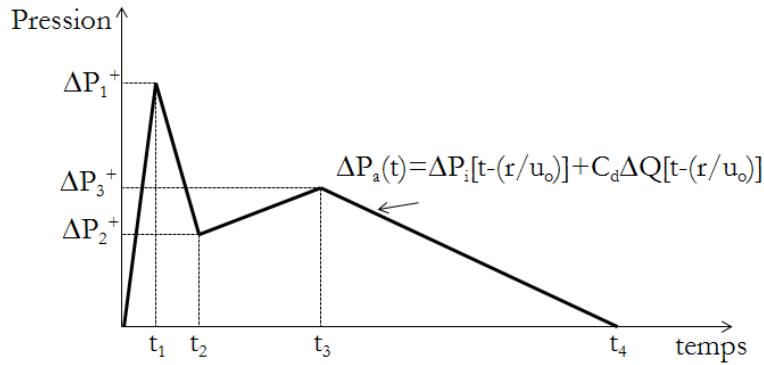


FIGURE 1.23 – Évolution temporelle de la pression moyenne sur la face latérale du cylindre lors du passage de l'onde de choc.

La surpression ΔP_1^+ est égale à la surpression incidente à l'instant $t_1 = \frac{2r}{u_o}$. La formation des tourbillons fait diminuer la pression moyenne à $\Delta P_2^+ = \frac{1}{2} \Delta P_i \left(\frac{3r}{u_o} \right)$ à l'instant $t_2 = \frac{3r}{u_o}$ avant l'augmentation de la pression moyenne jusqu'à $\Delta P_3^+ = \Delta P_i \left(\frac{8r}{u_o} \right) + C_d \Delta Q \left(\frac{8r}{u_o} \right)$, à l'instant $t_3 = \frac{9r}{u_o}$. Le coefficient de traînée de la face latérale du cylindre C_d est égal à 0,9 ([Glasstone 1962]).

- La pression moyenne sur la face arrière du cylindre est présentée sur la figure 1.24 :

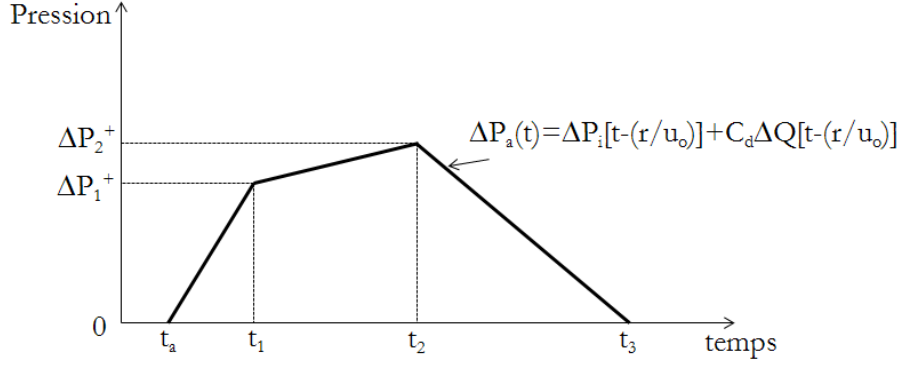


FIGURE 1.24 – Évolution temporelle de la pression moyenne sur la face arrière du cylindre lors du passage de l'onde de choc

L'onde de choc commence à agir sur la face arrière du cylindre à l'instant $t_a = \frac{r}{u_o}$. La surpression ΔP_1^+ est égale à la moitié de la surpression incidente à l'instant $t_1 = \frac{8r}{u_o}$. La pression moyenne continue à augmenter jusqu'à ΔP_2^+ à l'instant $t_2 = \frac{40r}{u_o}$. La pression moyenne appliquée sur la face arrière du cylindre diminue de ΔP_2^+ (à l'instant t_2) à 0 (à l'instant $t_3 = t_a + t^+$). Le coefficient de traînée de la face arrière du cylindre C_d est égal à -0,2 ([Glasstone 1962]).

Deuxième géométrie :

La figure 1.25 présente le schéma du problème étudié. L'évolution temporelle de la pression au point A est exprimée sur la figure 1.26. Le temps d'arrivée t_a de l'onde de choc au point A depuis le point O vaut $\frac{r(1 - \cos\theta)}{u_o}$.

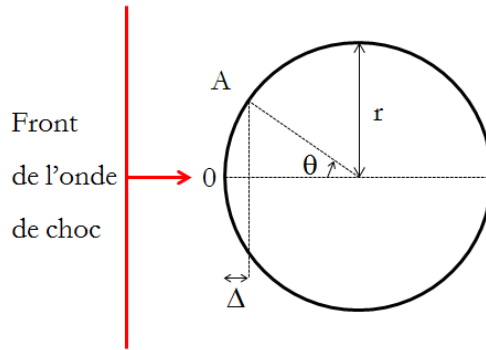


FIGURE 1.25 – Schéma de l'interaction entre l'onde de choc et la deuxième géométrie cylindrique

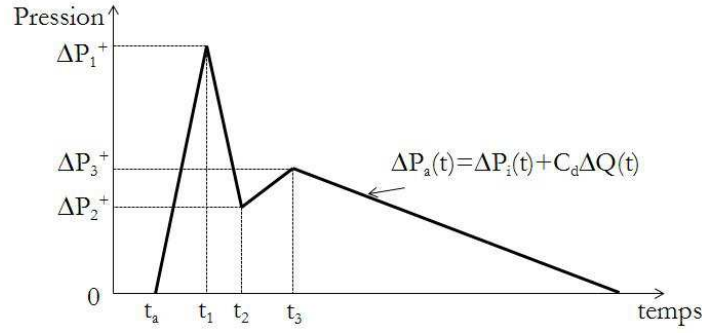


FIGURE 1.26 – Évolution temporelle de la pression à un point sur le cylindre lors du passage de l'onde de choc

La pression au point A augmente de 0 (à l'instant t_a) à ΔP_1^+ (à l'instant t_1). La phase de montée est nulle pour les positions angulaires comprises entre 0° et 90° ($t_1 - t_a = 0$). La pression diminue de ΔP_1^+ à ΔP_2^+ pour une durée de $t_2 - t_1$. Puis la pression augmente de ΔP_2^+ à ΔP_3^+ pour une durée de $t_3 - t_2$. Après l'instant t_3 , la pression diminue jusqu'à 0 à l'instant $t_a + t^+$ en fonction du temps et sous forme de la pression d'arrêt. Les durées $t_2 - t_a$ et $t_3 - t_a$ sont constantes lors de la variation de la position angulaire. Le coefficient de traînée C_d peut être positif ou négatif et dépend de la position angulaire du point considéré sur le cylindre. Le coefficient de traînée diminue de 1 à 0 lors de l'augmentation de la position angulaire de 0° à 53° . Pour les positions angulaires comprises entre 53° et 180° , le coefficient de traînée C_d est négatif et compris entre -0,6 et 0 avec un minimum dans la phase de 80° à 120° . La pression de traînée résultante $C_d \Delta Q(t)$ peut ainsi être positive ou négative selon (figure 1.27). [Glasstone 1962] propose un abaque permettant de déduire les différentes valeurs caractéristiques du signal ΔP_1^+ , ΔP_2^+ , C_d (figure 1.27).

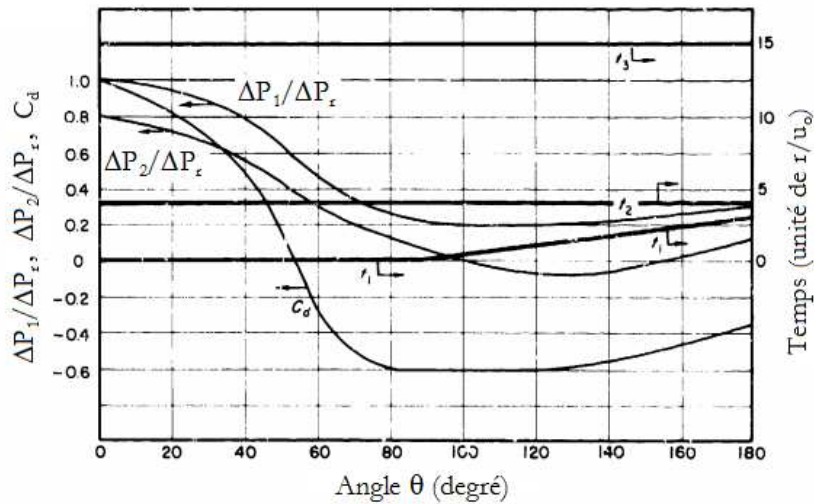


FIGURE 1.27 – Variation des rapports de pression, du coefficient de traînée et des durées en fonction de la position angulaire ([Glasstone 1962])

1.5.4.4 Modèle empirique de Lindberg en champ lointain

[Lindberg 1965] a établi un modèle simplifié qui exprime l'évolution spatiale de la pression en fonction de la position angulaire à partir des valeurs de surpressions incidente et réfléchie à 0° . Ce modèle est construit à partir de résultats d'essais d'explosion à l'air libre en champ lointain, où l'onde de choc est supposée plane. Ce modèle se compose de deux parties différentes :

- La première partie pour la face avant du cylindre est exprimée sous la forme :

$$\Delta P_r(\theta) = [\Delta P_r^+(0^\circ) - \Delta P_i^+(0^\circ)] \cos^2 \theta + \Delta P_i^+(0^\circ) \quad (1.49)$$

Avec :

ΔP_i^+ et ΔP_r^+ sont des surpressions incidente et réfléchie déterminées à 0° . [Lindberg 1965] montre que la surpression réfléchie sur un cylindre à 0° est plutôt proche de celle sur un mur.

θ est la position angulaire étudiée, $\theta(-90^\circ, 90^\circ)$.

- La deuxième partie pour la face arrière du cylindre est exprimée en fonction de la pression incidente :

$$\Delta P_r(\theta) = \Delta P_i^+(0^\circ) \quad (1.50)$$

On reporte sur la figure 1.28 une comparaison entre le modèle empirique proposé, des résultats d'essai et l'abaque de [Glasstone 1962]. Pour permettre une comparaison, les surpressions réfléchies sont normalisées par leur valeur à 0° . En raison du manque d'informations sur la valeur de $\Delta P_i^+(0^\circ)$ issue des essais de [Lindberg 1965], nous avons utilisé la valeur expérimentale $\Delta P_r^+(90^\circ)$ au lieu de $\Delta P_i^+(0^\circ)$. Nous avons donc travaillé avec une version modifiée du modèle de [Lindberg 1965] sous la forme :

$$\Delta P_r(\theta) = [\Delta P_r^+(0^\circ) - \Delta P_r^+(90^\circ)] \cos^2 \theta + \Delta P_r^+(90^\circ) \quad (1.51)$$

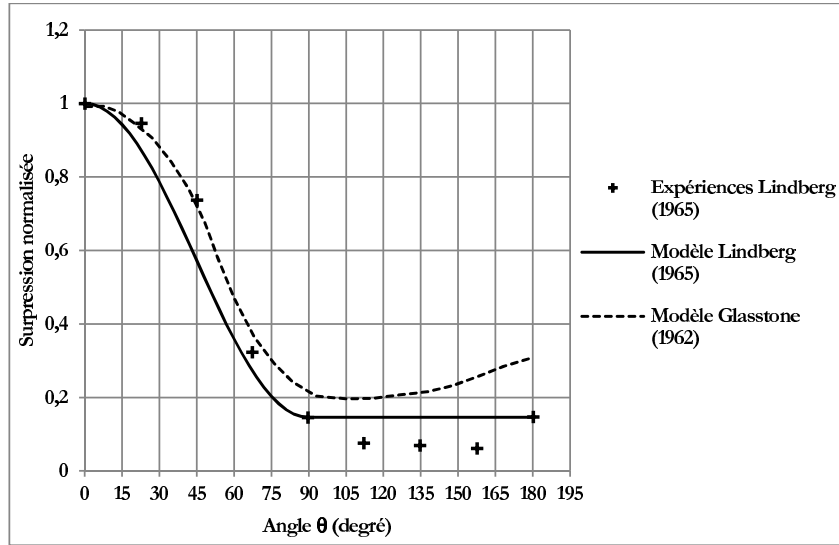


FIGURE 1.28 – Comparaison entre les données expérimentales de surpression normalisée $[\Delta P_r(\theta)/\Delta P_r(0)]$ de [Lindberg 1965], son modèle empirique et l’abaque de Glasstone.

Cette comparaison met en évidence que le modèle empirique et l’abaque proposés décrivent relativement bien la surpression réfléchiée sur la face éclairée par l’explosion du réservoir $\theta \in [-90^\circ; 90^\circ]$ mais au delà aucune des deux approches n’est satisfaisante.

1.5.4.5 Evolution spatiale empirique du chargement sur un cylindre en champ proche

[Trélat 2006] a proposé un modèle simplifié qui exprime l’évolution spatiale de la pression en fonction de la distance réduite sous forme exponentielle. Ce modèle est construit à partir d’essais de détonation d’un mélange gazeux à échelle réduite en champ proche, où l’onde de choc est sphérique. La variation de la distance réduite du modèle est résultante de la variation de la position angulaire, comprise entre 0° et 90° , de chaque capteur de pression à une distance de 10 cm entre la source d’explosion et le cylindre (figure 1.29).

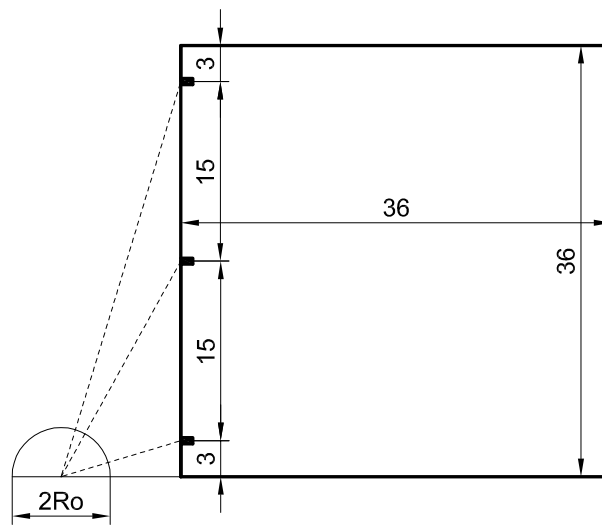


FIGURE 1.29 – Dispositif expérimental de [Trélat 2006].

Pour chaque énergie d'explosion, trois polynômes de surpression et trois d'impulsion sont établis pour les trois capteurs de pression situés sur une même génératrice. [Trélat 2006] a proposé deux familles de polynômes pour les deux tailles de confinement [$R_o=2,6\text{cm}$ (tableau 1.7) et $4,1\text{cm}$ (tableau 1.8)]

$\ln\left(\frac{\Delta P_r^+}{P_o}\right) = A_{rp} + B_{rp}\ln\lambda$ $\ln\left(\frac{\Delta I_r^+}{\sqrt[3]{E}}\right) = A_{ri} + B_{ri}\ln\lambda$			
$R_o=2,6\text{cm}$	capteur en haut $3,32 \leq \lambda \leq 4,05$ $\lambda (m.MJ^{-1/3})$	capteur au milieu $1,98 \leq \lambda \leq 3,15$ $\lambda (m.MJ^{-1/3})$	capteur en bas $1 \leq \lambda \leq 2,65$ $\lambda (m.MJ^{-1/3})$
$\frac{\Delta P_r^+}{P_o}$	$A_{rp}=3,61$ $B_{rp}=-3,951$	$A_{rp}=2,927$ $B_{rp}=-4,528$	$A_{rp}=1,513$ $B_{rp}=-3,632$
$\frac{\Delta I_r^+}{\sqrt[3]{E}}$ ($bar.ms.MJ^{-1/3}$)	$A_{ri}=5,542$ $B_{ri}=-5,838$	$A_{ri}=1,407$ $B_{ri}=-3,392$	$A_{ri}=-0,067$ $B_{ri}=-2,153$

TABLE 1.7 – Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $R_o=2.6\text{cm}$

$\ln\left(\frac{\Delta P_r^+}{P_o}\right) = A_{rp} + B_{rp}\ln\lambda$ $\ln\left(\frac{\Delta I_r^+}{\sqrt[3]{E}}\right) = A_{ri} + B_{ri}\ln\lambda$			
$R_o=4,1\text{cm}$	capteur en haut $2,1 \leq \lambda \leq 2,62$ $\lambda (m.MJ^{-1/3})$	capteur au milieu $1,25 \leq \lambda \leq 1,99$ $\lambda (m.MJ^{-1/3})$	capteur en bas $0,64 \leq \lambda \leq 1,68$ $\lambda (m.MJ^{-1/3})$
$\frac{\Delta P_r^+}{P_o}$	$A_{rp}=5,086$ $B_{rp}=-7,492$	$A_{rp}=1,552$ $B_{rp}=-4,573$	$A_{rp}=0,541$ $B_{rp}=-3,616$
$\frac{\Delta I_r^+}{\sqrt[3]{E}}$ ($bar.ms.MJ^{-1/3}$)	$A_{ri}=3,090$ $B_{ri}=-5,953$	$A_{ri}=-0,085$ $B_{ri}=-2,929$	$A_{ri}=-0,739$ $B_{ri}=-2,068$

TABLE 1.8 – Polynômes caractéristiques des surpressions et impulsions positives exprimées en fonction de la distance radiale réduite, paroi avant du cylindre, $R_o=4.1\text{cm}$

L'approche semble intéressante mais elle demeure limitée à deux tailles de confinement en champ proche. Les essais réalisés ne permettent pas de prendre en compte les variations de l'énergie de l'explosion et de la distance entre la source d'explosion. Ils ne sont pas directement utilisables en champ lointain.

Il nous a semblé judicieux de reprendre les résultats obtenus par [Trélat 2006] et d'en proposer une représentation différente. Plutôt que d'exprimer la variation de supression réfléchie en fonction de la position angulaire et de confronter cette représentation au modèle de [Lindberg 1965] (figure 1.30). La version modifiée du modèle de Lindberg (équation 1.51) a été utilisée pour construire des courbes en raison de l'absence de mesure de la valeur expérimentale de $\Delta P_i^+(0^\circ)$.

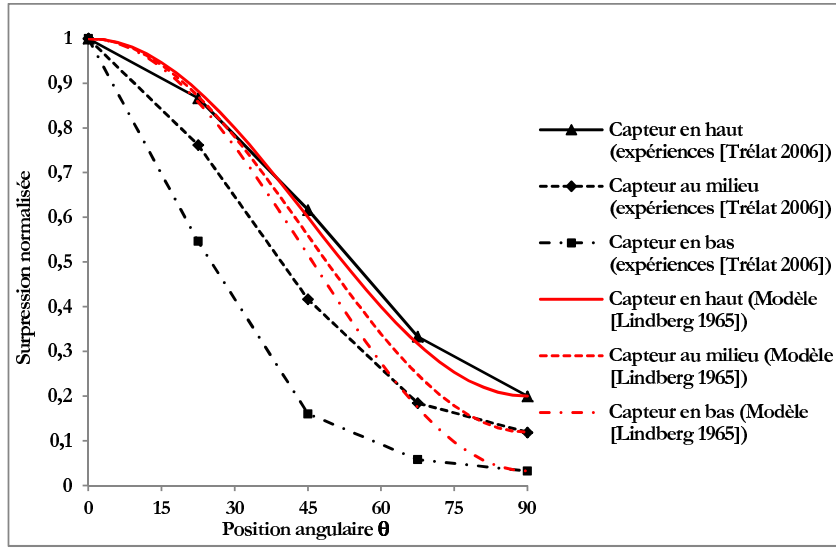
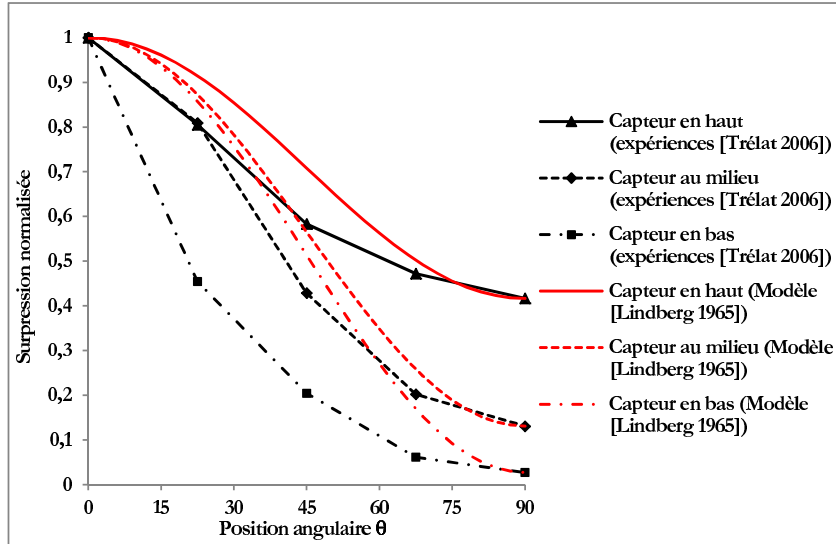
(a) $R_o = 4.1 \text{ cm}$ (b) $R_o = 2.6 \text{ cm}$

FIGURE 1.30 – Comparaison entre les résultats d'essais de [Trélat 2006] et le modèle de [Lindberg 1965].

Nous trouvons que le modèle de [Lindberg 1965] qui prédit une décroissance en $\cos^2$ ne décrit pas bien la répartition du chargement du capteur le plus proche de la source de l'explosion. Plus la distance entre le capteur et la source d'explosion est importante, plus le modèle simplifié de [Lindberg 1965] s'approche de la répartition du chargement en fonction de la position angulaire (figure 1.30). Ces observations nous laissent à penser que le modèle de [Lindberg 1965] pourrait être adapté à la description du chargement résultant d'une détonation gazeuse en champ lointain.

Pour en savoir plus, nous nous intéresserons par la suite à la répartition du chargement sur les faces éclairées (0° à $\approx 90^\circ$) et à l'ombre ($\approx 90^\circ$ à 180°) d'un cylindre en champs proche et lointain issus d'essais de détonation de gaz en nous plaçant dans la continuité des travaux de [Trélat 2006].

1.6 Conclusions

Ce premier chapitre nous a permis d'avoir une première base de connaissances sur les caractéristiques mécaniques du chargement généré par une onde de souffle issue d'une explosion gazeuse. Malgré une beaucoup plus faible probabilité d'occurrence, la détonation a été privilégiée pour la suite de cette étude pour les raisons suivantes :

- le régime de détonation est un des plus sévères rencontrés ;
- une déflagration peut se transformer en détonation ;
- les lois de similitude permettent de passer d'essais à échelle réduite aux configurations réelles.

Nous disposons ainsi pour la détonation, d'abaques permettant de caractériser à partir de la distance réduite le champ de surpression incident. Des modèles simplifiés permettent également de décrire la forme de l'onde.

S'il apparaît que l'onde de détonation incidente est bien connue, il n'en est pas de même du chargement généré par le passage de l'onde sur un cylindre. Les études rencontrées dans la littérature portent sur l'impact d'une onde de choc plane et non d'une onde de choc sphérique sur un cylindre. Cette onde plane n'est de plus pas issue d'une détonation de gaz mais de la rupture d'une membrane (cas du tube à choc) ou de la détonation de charges TNT ou explosion nucléaire. Ces études nous permettent toutefois d'avoir une première idée des phénomènes mis en oeuvre et du chargement résultant. Le chargement sur la face éclairée par l'explosion semble indépendant de la prise en compte ou non d'effets visqueux et paraît pouvoir être approché par une décroissance en $\cos^2$. Dans la zone d'ombre, il n'en est plus de même et il ne semble pas possible de déduire des tendances générales.

Pour en savoir plus et observer ce qui se passe dans le cas d'une onde de détonation impactant un cylindre, nous avons choisi de faire des essais sur des réservoirs à échelle réduite en champ lointain et même en champ proche. Nous pourrions ainsi caractériser le chargement issu de la détonation et fournir des aides précieuses pour l'évaluation et la quantification des effets mécaniques dans les études de dangers.

Chapitre 2

Réponse structurelle des réservoirs à une explosion externe

Dans le cadre du premier chapitre, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques mécaniques du chargement issu d'une explosion gazeuse. Nous allons dans ce second chapitre porter notre attention sur la réponse mécanique des réservoirs. Nous commençons par faire un inventaire des principaux modes de défaillance observés lors d'accidents sur des sites industriels. Nous analyserons ensuite les seuils de surpressions usuellement définis par les réglementations ou rencontrés dans la littérature. Puis nous verrons comment construire des diagrammes de réponse de type pression-impulsion par simulation numérique à partir de la quantification des déformations plastiques ou par approche semi-analytique à partir de l'étude du flambage dynamique des réservoirs.

2.1 Observations tirées de l'expérience

Sur la base des données d'accidentologie fournies par les partenaires du projet VULCAIN, différents modes de défaillance de réservoirs cylindriques sont mis en évidence. Ces modes de rupture sont fonction de la nature de la sollicitation, impact de projectiles ou onde de souffle, de son intensité et de sa durée. Dans le cas des chargements de type surpression générée par une onde de souffle, plusieurs catégories d'endommagement ont été identifiées :

- *Réponse globale du réservoir de type solide rigide.* On retrouve dans cette catégorie :

- le glissement du réservoir qui peut être simplement posé ou ancré.

Dans le cas d'un réservoir simplement posé, le mode de glissement dépend de la nature du contact entre le sol et le réservoir et des conditions de frottement. Lorsque le réservoir est ancré, ce glissement se produit suite à un cisaillement des ancrages. Ce cisaillement des ancrages est souvent favorisé par la présence de corrosion. Ce mouvement globale, si il n'est pas directement dommageable pour le réservoir, peut entraîner la rupture de canalisations annexes et ainsi provoquer la fuite de produit dangereux.

- le renversement du réservoir lorsque celui-ci est posé (figure 2.1).

Une des conséquences du renversement est la perte du produit stocké dans le réservoir. L'étude de ce type de réponse nécessite la prise en compte explicite du liquide dans le réservoir. Cette mise en mouvement du liquide sous sollicitation dynamique peut engendrer un phénomène complexe de ballotement. Ce type d'effet est souvent mis en évidence suite à une sollicitation sismique.



FIGURE 2.1 – Renversement d'un réservoir vide (AZF 2001).

- *Réponse globale du réservoir analogue à celle d'une poutre* (figure 2.2). Pour des réservoirs présentant un fort élancement, hauteur strictement supérieure au diamètre, il est parfois observé une flexion globale du réservoir. Pour un tel comportement, la rupture intervient par flambement axial dus aux efforts de compression dans la parois mince. Ce type de rupture est susceptible de produire une fuite sévère en partie basse du réservoir.



FIGURE 2.2 – Flexion de deux réservoirs élancés (AZF 2001).

- *Flambage du réservoir* (figure 2.3). Un réservoir étant une coque de faible épaisseur, on peut observer le flambage ou voilement de la virole. Ce flambage est généralement associé aux efforts latéraux provoqués par l'onde de souffle, il s'agit principalement de flambage circonférentiel. La rupture pouvant survenir est alors synonyme de fuite majeure pouvant engendrer des effets dominos dévastateurs (effet de vague, feu de nappe...).



FIGURE 2.3 – flambage circonférentiel sur toute la hauteur (AZF 2001).

- *Rupture du toit* (figure 2.4). Qu'il soit fixe, frangible ou flottant, le toit peut céder facilement et entraîner des effets dominos non-négligeables tels que, par exemple, les feux de bac. La rupture du toit est ainsi étudiée principalement en raison du risque de propagation de l'incendie après la rupture.



FIGURE 2.4 – Toit de réservoir enfoncé.

Les modes de rupture dépendent ainsi globalement de la géométrie du réservoir - notamment de son élancement et la manière dont ses parois sont renforcées -, des conditions aux limites - selon qu'il est ancré ou posé - et de son état - vide ou plein - lors de l'accident.

Même si cela s'éloigne de notre sujet, nous pouvons remarquer qu'il est possible de dresser un parallèle entre la réponse à un impact et la réponse à une onde de souffle. Dans le domaine de l'impact, deux types de modes de rupture sont ainsi distingués qualitativement : les modes locaux de perforation et les modes de réponse globale que l'on peut assimiler aux différents cas associés à une explosion et décrits ci-dessus.

Pour les réservoirs de faible élancement, le flambage est le phénomène le plus souvent relevé lors d'accidents industriels (AZF 2001, Buncefield 2005). Ces réservoirs présentant, de par leur forte contenance, le potentiel d'effet domino le plus conséquent, nos travaux se concentreront sur ce mode de dommage généré lors du passage d'une onde de souffle issue d'une détonation.

Le flambage étant le phénomène le plus souvent relevé lors d'accidents industriels mettant en jeu une explosion (AZF 2001, Buncefield 2005), nos travaux se concentreront sur ce mode de dommage généré par le passage d'une onde de souffle issue d'une détonation.

2.2 Valeurs seuil de surpression

Les approches classiques d'analyse de risque prennent souvent en compte des distances de sécurité ou des valeurs seuils de pression pour identifier les scénarios de réaction en chaîne.

Le tableau 2.1 donne quelques exemples des valeurs de surpression rencontrées dans la littérature

scientifique et technique.

Dégâts	Valeurs de surpression (mbar)	Source
Rupture du toit d'un réservoir	70	[TNO 1995]
Rupture de réservoirs aériens	200 à 500	[INRS 2004]
Rupture des réservoirs de stockage	250	[Lannoy 1984]
Rupture des réservoirs de stockage	205 à 275	[NC 1966]
Rupture des réservoirs de stockage	210 à 280	[Hirst 2002]

TABLE 2.1 – Pression de seuil suggérée en fonction de la catégorie de dégâts

De manière générale, nous retrouvons la valeur classique de 200 *mbar* reprise pour le seuil réglementaire de protection contre les effets dominos en France [Olin 2005]. Cette valeur généralisée ne permet pas de qualifier la dégradation du réservoir. En particulier, comme souligné par [Cozzani & Salzano 2004a], la défaillance d'un réservoir de stockage peut faire référence à la fois à l'endommagement mécanique de la structure et à la perte de confinement du produit contenu dans le réservoir.

Afin d'approfondir l'étude des effets dominos dus à la surpression sur des équipements industriels [Cozzani & Salzano 2004a] ont classé les défaillances des réservoirs de l'accidentologie selon deux critères :

- un premier critère, mécanique, séparant les cas de dégâts mineurs, tels que de petites fissures ou l'arrachement partiel de piquages, des cas de dégâts majeurs tels que la rupture sévère de la robe ou l'effondrement total du réservoir ;
- un second critère, cinétique, précisant la durée de vidange du contenu associée aux dégâts sur le réservoir. En se basant sur des critères temporels, Cozzani et Salzano classent ainsi le potentiel d'effets dominos associés aux effets de la surpression.

Ces critères permettent de retrouver trois seuils issus de l'accidentologie (tableau 2.2, colonne 3). Ces seuils de surpressions relativement faibles correspondent aux valeurs de surpression minimales rencontrés dans l'accidentologie. Cozzani et Salzano confrontent également ces valeurs avec une étude statistique des dégâts et effets dominos rencontrés dans l'accidentologie ([Salzano & Cozzani 2003]). Ils en concluent que certaines de ces valeurs sont trop pénalisantes et ils proposent des seuils statistiques plus représentatifs de l'ensemble des relevés post-accidentels (tableau 2.2, colonne 4).

Par la suite, [Cozzani & Salzano 2004b], généralisent la méthode statistique des probit¹ pour déterminer une probabilité d'endommagement d'un réservoir atmosphérique en fonction de la surpression incidente qu'il subit. Cette méthode est également appliquée à d'autres types d'équipement industriels sources de potentiels effets dominos.

Les travaux de Cozzani et Salzano permettent, dans une optique d'analyse des potentiels d'effet dominos, une analyse plus fine des dégâts de la surpression sur les réservoirs. Ces valeurs sont d'une grande utilité dans les méthodes d'évaluation quantitative du risque (QRA- Quantitative Risk Assessment) reprenant l'ensemble des scénarios d'accident pouvant survenir sur un site industriel ([Cozzani & Salzano 2004c]). La simplicité d'utilisations des résultats permet notamment d'analyser rapidement les chaînes d'accidents potentiels connaissant la position géographique des différents équipements sur

1. Abréviation de probability unit

Endommagement	Perte de confinement	Pression seuil (mbar)	
		accidentologie	suggérée
Dommages légers	Petite perte de confinement en plus de 10 minutes	50	70
Dommages importants (ruine du réservoir)	Déversement du contenu dans un intervalle de 1 à 10 minutes	100	160
Dommages importants (ruine du réservoir)	Déversement total du contenu en moins de 1 minute	200	200

TABLE 2.2 – Seuils de pression issus de l’accidentologie et suggérés en fonction du type et de l’intensité des dommages des bacs atmosphériques [Cozzani & Salzano 2004a].

un site.

Cette méthodologie globale s’affranchie cependant, par le biais des statistiques, de plusieurs éléments fondamentaux dans une analyse de comportement à la surpression d’un réservoir atmosphérique. Notamment on ne distingue pas la géométrie des réservoirs, les matériaux constitutants ou encore la signature complète de la sollicitation. Si de nombreuses géométries et matériaux peuvent être couverts par les statistiques d’accidents, il semble moins probable que l’ensemble des signaux de pression potentiels soient représentés. Or, [Noret 2012] montre, par le biais de modélisations dynamiques, que le comportement à la surpression des réservoirs est fortement lié à la signature de la surpression et en particulier à son temps d’application.

2.3 Diagramme adimensionnel

Afin d’intégrer la notion de sollicitation dynamique dans la réponse structurelle des réservoirs à la surpression, des diagrammes de surpression-impulsion sont souvent utilisés. Ils permettent pour une sollicitation connue de déterminer le type de réponse de la structure : impulsionnelle, quasi-statique ou dans le cas le plus général dynamique transitoire et de vérifier sa tenue. Sa construction repose sur le calcul de la réponse de la structure en faisant varier la sollicitation et en vérifiant l’atteinte ou non d’un *endommagement* critique prédéfini.

C’est dans ce cadre que [Schneider 1997, 1998, 2000] a étudié numériquement la réponse de réservoirs soumis à une explosion accidentelle externe. L’objectif de ses études est de générer par simulation numérique des courbes d’isodommage pour des réservoirs. Afin de gagner en généralité et limiter le recours à des simulations numériques coûteuses, ses abaques sont construites en fonction de deux paramètres adimensionnels α_o et β_o , qui représentent les effets de l’impulsion et de la pression externe :

$$\alpha_o = \frac{2Ir}{M_p} \sqrt{\frac{E_o I_c g}{\rho A_o}} \quad (2.1)$$

$$\beta_o = \frac{2Prh^2}{M_p} \quad (2.2)$$

Avec :

I est l'impulsion.

P est la pression.

g est la pesanteur.

r est le rayon du cylindre.

h est la hauteur du cylindre.

E_o est le module d'Young.

ρ est la densité du matériau.

I_c est le moment quadratique de la section transversale du cylindre.

A_o est la superficie circonférentielle du support du cylindre.

M_p est le moment plastique de la section transversale.

Il est à noter que ces deux paramètres sont en fait similaires à ceux développés par [Baker 1983] pour la flexion des poutres :

$$\alpha_p = \frac{Ib}{\psi_i \sigma_y Z_o} \sqrt{\frac{E_o I_p}{\rho A_o}} = \frac{Ib}{\psi_i M_y \sqrt{g}} \sqrt{\frac{E_o I_p g}{\rho A_o}} \quad (2.3)$$

$$\beta_p = \frac{PbL^2}{\psi_p \sigma_y Z_o} = \frac{PbL^2}{\psi_p M_y} \quad (2.4)$$

Avec :

b est la largeur de la poutre.

I_p est le moment quadratique de la section transversale de la poutre.

L est la longueur de la poutre.

M_y est le moment-seuil d'élasticité de la section transversale.

ψ_i et ψ_p dépendent des conditions limites (tableau 2.3).

Condition limite	ψ_p	ψ_i
Appui simple-Appui simple	10	0,913
Encastré-encastré	23,1	0,861
Encastré-Appui simple	15,83	0,885
Encastré-Libre	3,333	0,557

TABLE 2.3 – Coefficients ψ_p, ψ_i en fonction des conditions limites pour la flexion des poutres [Baker 1983]

Un critère de dégâts se basant sur la valeur maximale des déformations plastiques et l'étendue des zones plastifiées permet de caractériser le degré de dommages causés par une explosion externe. [Schneider 2000] propose 5 degrés de dommages qui sont représentés dans le tableau 2.4 :

L'évaluation de la valeur du critère repose sur la réalisation de simulations éléments finis dynamiques explicites de la réponse d'un réservoir à un signal de surpression idéalisé. Le niveau de surpression maximale est incrémenté pour permettre de décrire différents points du diagramme. Un exemple de diagramme pression-impulsion, prenant en compte trois géométries de réservoir, établi par [Schneider 2000] est présenté sur la figure 2.5 :

Le modèle de comportement retenu pour le matériau constitutif du réservoir est du type Cowper-Symonds : modèle élastoplastique à écrouissage isotrope avec prise en compte d'une sensibilité à la

Niveaux	Dommages observés
$D_1=0,1$ (dégâts minimaux)	Les déformations plastiques n'excèdent pas 0,1%.
$D_1=0,3$ (dégâts légers)	Quelques déformations sur la coque sont identifiées. Les déformations plastiques atteignent 25% de la ductilité du matériau.
$D_1=0,5$ (dégâts moyens)	La coque du réservoir est flambée, le toit est hors service. Les déformation plastiques atteignent 50% de la ductilité du matériau.
$D_1=0,7$ (dégâts lourds)	La coque possède de larges fissures, le toit est hors service. Les déformations plastiques atteignent 75% de la ductilité du matériau.
$D_1=0,9$ (effondrement total de la coque)	Le toit et la coque se sont effondrés.

TABLE 2.4 – Niveaux de dégâts définis par [Schneider 2000]

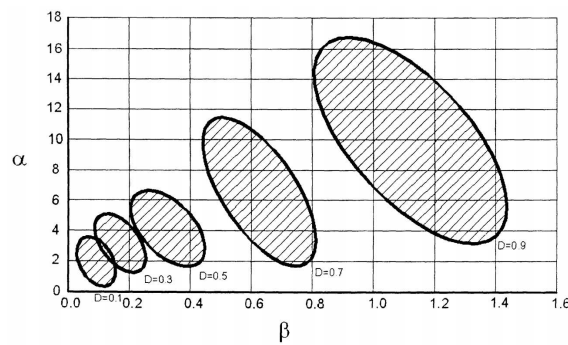


FIGURE 2.5 – Diagramme Pression-Impulsion de [Schneider 2000]

vitesse de déformation.

Une fois les diagrammes construits, la méthode est simple à mettre en œuvre. Par contre, la construction d'un diagramme est très lourde : pour construire la figure 2.5 plus de 300 simulations non linéaires et transitoires ont été réalisées. Il est à noter que plusieurs points importants viennent limiter la portée de cette méthode :

- le type de réservoir analysé est très précis (toit fixe sphérique), ce qui empêche toute généralisation de la méthode à l'ensemble de la typologie des réservoirs ;
- le signal de surpression retenu est un cas particulier de déflagration qui ne permet pas, sans vérification, d'étendre la méthode à des phénomènes de détonation ;
- nous ne savons pas si une détection du flambage existe ; la seule non-linéarité explicitement prise en compte semble être matérielle ;
- la démarche proposée n'a fait l'objet d'aucune confrontation avec des résultats tirés de l'expérience qui auraient permis de la valider.

En conséquence nous n'adopterons pas ce type d'approche pour la suite et nous préfererons nous tourner vers des approches semi-analytique de prédiction de l'apparition d'instabilités du type flambage qui nous permettront également de construire des diagrammes surpression-impulsion.

2.4 Modélisation mécanique du flambage d'un réservoir

Les réservoirs de stockage sur lesquels porte cette étude peuvent-être considérés comme des coques minces. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1, cette faible épaisseur fait qu'un des modes de ruine le plus souvent observé est de type flambage. On peut noter que ce type de phénomène est souvent déjà en partie pris en compte dans le dimensionnement des structures élancées ou minces.

2.4.1 Instabilité de l'équilibre

D'une manière générale, lors du chargement d'une structure de manière croissante depuis une valeur nulle, le comportement de la structure peut être décrit au moyen d'un diagramme charge-déplacement. Cette courbe constitue une trajectoire d'équilibre. L'instabilité de la structure correspond à la transition, sur cette trajectoire, entre deux configurations d'équilibre respectivement stable et instable. Cette instabilité peut être caractérisée par l'apparition :

- d'une bifurcation de l'équilibre, phénomène appelé dès lors instabilité par bifurcation (figure 2.6).
- d'un point limite où la trajectoire d'équilibre passe par un maximum. En ce point, toute augmentation de la charge fait passer la structure d'une configuration d'équilibre donnée à une autre configuration d'équilibre de manière brusque. Ce phénomène est appelé instabilité par point limite ou encore instabilité par claquement (figure 2.7).

D'un point vue physique, le flambage est un phénomène d'instabilité d'une structure qui se produit lorsqu'un léger accroissement du chargement entraîne des déformations importantes qui peuvent conduire à la ruine de la structure. Suite à l'apparition du flambage, les déformations ne peuvent plus être supposées infiniment petites et négligées. La charge limite où se produit le flambage est appelée *charge critique de flambage*. Pour un comportement élastique, cette charge critique est recherchée sur la branche fondamentale.

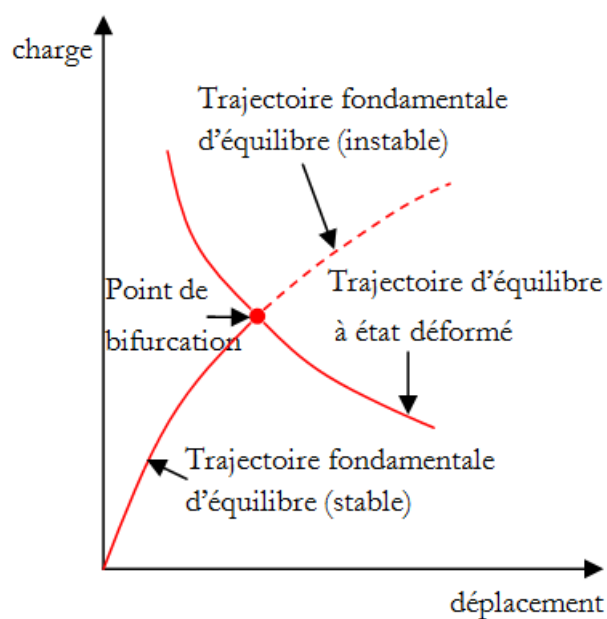


FIGURE 2.6 – Instabilité par bifurcation [Maquoi 2009]

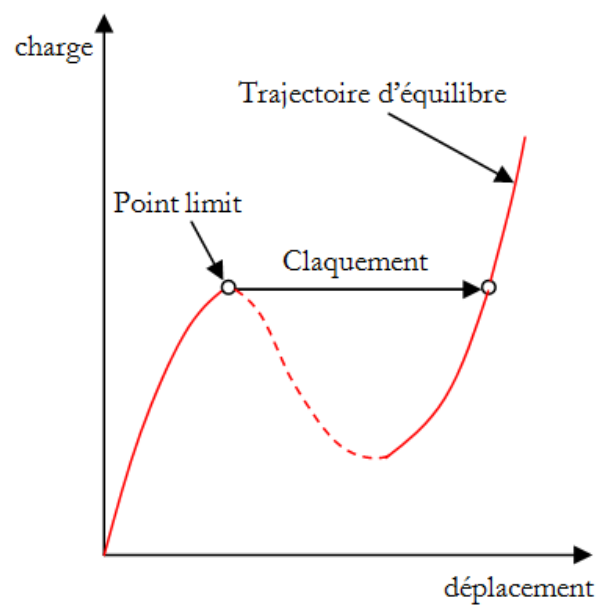


FIGURE 2.7 – Instabilité par point limite [Maquoi 2009]

2.4.2 Effet des imperfections

La confrontation des valeurs théoriques des charges critiques avec les résultats expérimentaux fait apparaître des écarts très significatifs. La charge limite observée est ainsi le plus souvent fortement réduite par rapport à la charge théorique (voir figure 2.8). Cet écart peut s'expliquer par les perturbations engendrées par la présence de défauts. Les trajectoires d'équilibre sont modifiées par les imperfections ; il n'y a plus de bifurcation mais seulement un point limite. Ces défauts ont plusieurs origines : imperfection du chargement [Greenberg 1995], imperfection du matériau, imperfection de la géométrie [Winterstetter 2002] ou encore imperfection des conditions aux limites [Hoff 1966], [Simitses 1983].

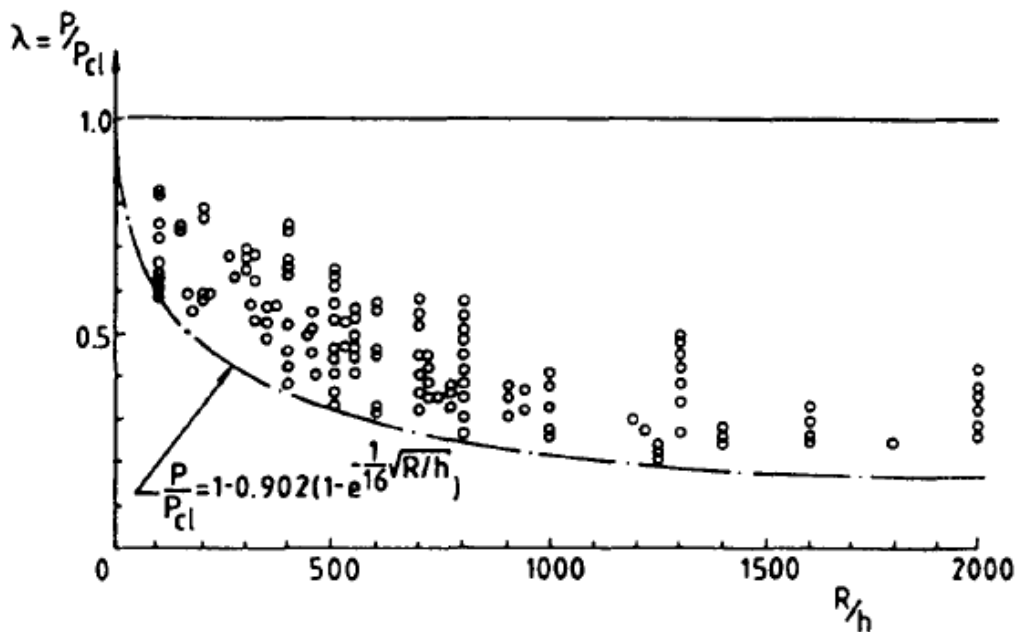


FIGURE 2.8 – Ecart entre les charges critiques déduites d'essais et leurs valeurs pour un cylindre en compression axiale en fonction du rapport rayon sur épaisseur [Arbocz 1995]

2.4.3 Flambage des coques

Une coque est une structure tridimensionnelle occupant un volume dont la forme peut être assimilée à une surface avec une épaisseur. Lorsque cette épaisseur est faible devant les deux autres dimensions, on parle de coque mince. Les réservoirs de stockage présentent une épaisseur très faible devant leur rayon et leur hauteur et pourront ainsi être assimilés à des coques minces. Nous étudierons donc le flambage des coques à partir des théories des coques minces. Nous commencerons par rappeler les diverses théories qui découlent de l'hypothèse de coque mince et qui se traduisent par une simplification du champ de déplacement pris en compte dans le calcul des déformations.

2.4.3.1 Théorie générale des coques minces de Kirchhoff-Love

En se basant sur la théorie des plaques proposée par Kirchhoff, Love (1888) a ajouté d'autres hypothèses pour établir une première approche cohérente de la théorie des coques. Les équations de comportement sont exprimées en se référant à la surface moyenne et en tirant partie de la minceur de

la structure. Les hypothèses principales de la théorie des plaques de Kirchhoff sont les suivantes :

- Les sections droites initialement normales au plan moyen, restent planes et normales à ce plan moyen. C'est à dire que la déformation en cisaillement transverse est négligée.
- Les contraintes normales à la surface moyenne sont négligeables devant les contraintes parallèles à la surface moyenne $\sigma_z \ll \sigma_x$ et $\sigma_z \ll \sigma_y$. Les effets se manifestant à travers l'épaisseur sont ignorés.

Les autres hypothèses ajoutées à celles de Kirchhoff par Love (1888) sont :

- La coque est mince. L'épaisseur de la coque est très petite par rapport à son rayon et à sa hauteur : $\frac{e}{r} \ll 1$ et $\frac{e}{h} \ll 1$.
- Les déformations sont petites $\varepsilon \ll 1$. La loi de Hooke de l'élasticité linéaire reste applicable. C'est à dire que les dilatations et surtout les rotations sont petites.

2.4.3.2 Modèle de Donnell

En négligeant les termes *de moindre importance*, c'est à dire les termes de degrés élevés présents dans les équations différentielles des déplacements, [Donnell 1934] a encore simplifié ces équations. Le modèle proposé par [Donnell 1934] n'est en fait valable que pour les coques dites *surbaissées* ce qui se traduira, dans le cadre d'une étude du flambage, par une restriction aux modes de flambages tels que le mode circonférentiel soit supérieur à 4 [Lindberg 1983] (figure 2.9).

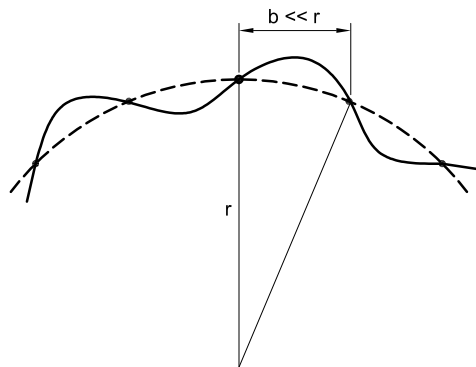


FIGURE 2.9 – Restriction aux modes de flambage [Lindberg 1983].

En repartant des hypothèses de Kirchhoff-Love, la simplification de [Donnell 1934] revient à ajouter les hypothèses supplémentaires, propres aux coques surbaissées, suivantes ce qui permet de simplifier les équations différentielles générales complexes :

- Les déplacements axial u et angulaire v sont infinitésimaux tandis que le déplacement radial w est du même ordre de grandeur que l'épaisseur du cylindre.
- En ce qui concerne l'hypothèse géométrique, les dérivées partielles du déplacement radial w sont faibles mais leurs dérivées partielles de deuxième ordre et le produit de deux dérivées partielles de premier ordre sont du même ordre de grandeur que la déformation.
- Pour l'hypothèse cinématique, les variations des courbures sont faibles et dépendent peu de u et v . C'est à dire qu'elles peuvent être exprimées d'une façon linéaire en fonction du déplacement radial w uniquement.

La figure 2.10 présente un bilan des forces et des moments s'appliquant sur un élément de coque mince en coordonnées cylindriques.

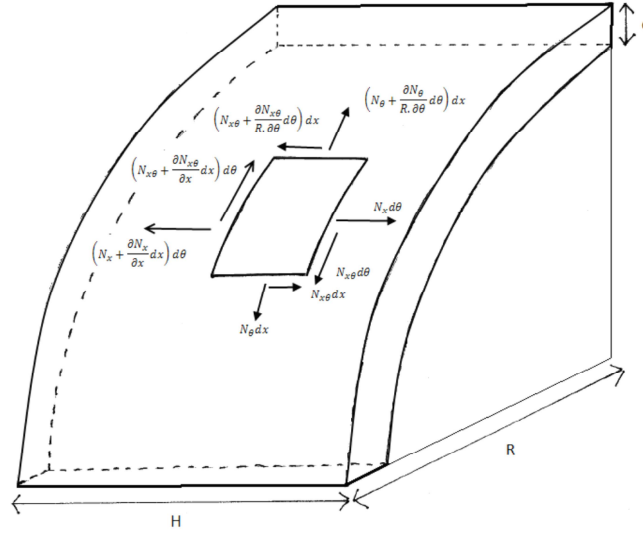


FIGURE 2.10 – Synthèse des moments et efforts s'appliquant sur la coque mince.

On s'intéresse aux équations de mouvement de la coque soumise à un chargement latéral uniforme de pression. En se basant sur les hypothèses précédentes, et en négligeant les forces d'inertie, les deux équations d'équilibre du plan sont :

$$\frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{x\theta}}{r \partial \theta} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial N_\theta}{r \partial \theta} + \frac{\partial N_{\theta x}}{\partial x} = 0 \quad (2.6)$$

L'équation décrivant les mouvements hors plan peut se mettre sous la forme :

$$D \nabla^4 w = p + N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2 \frac{N_{x\theta}}{r} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta \partial x} + \frac{N_\theta}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{N_\theta}{r} - \rho e \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

Avec :

N_x , N_θ et $N_{x\theta}$ les contraintes de membrane.

r, e sont le rayon et l'épaisseur du cylindre.

w est le déplacement radial.

p est la pression latérale externe.

D est la raideur de flexion : $D = \frac{E_o e^3}{12(1 - \nu^2)}$

∇^4 est l'opérateur biharmonique :

$$\nabla^4 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right)^2 \quad (2.8)$$

La résolution de cette équation d'équilibre peut être simplifiée par l'introduction de la fonction d'Airy des contraintes $F(x, \theta)$:

$$N_x = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2}, \quad N_\theta = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad N_{x\theta} = -\frac{1}{r} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial x} \quad (2.9)$$

Les équations d'équilibre dans le plan (2.5 et 2.6) sont alors automatiquement satisfaites.

En prenant en compte le comportement élastique de la coque, l'équation de compatibilité des déformations s'exprime en fonction de F par :

$$\nabla^4 F = \left(\frac{-E_o e}{r} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \left\{ \frac{1}{r} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \theta \partial x} \right)^2 - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \right\} \right) \quad (2.10)$$

2.4.4 Equations de Donnell perturbées

On s'intéresse aux effets de petits incréments de déplacement sur un état initial de membrane caractérisé par une déformation radiale uniforme w^o . La charge externe p est supposée demeurer constante pendant l'application de la perturbation. Pour faciliter l'écriture, la contrainte de membrane est écrite comme la somme de deux composantes : l'une issue de la charge initiale N^o et l'autre créée par les déformations de flexion δN . On soustrait aux équations d'équilibre écrites dans l'état initial, les équations d'équilibre écrites dans l'état perturbé. En négligeant les termes de degré supérieur, nous obtenons :

$$D \nabla^4 \delta w = N_x^o \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} + \delta N_x \frac{\partial^2 w^o}{\partial x^2} + 2 \frac{N_{x\theta}^o}{r} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial \theta \partial x} + 2 \frac{\delta N_{x\theta}}{r} \frac{\partial^2 w^o}{\partial \theta \partial x} + \frac{N_\theta^o}{r^2} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial \theta^2} + \frac{\delta N_\theta}{r^2} \frac{\partial^2 w^o}{\partial \theta^2} + \frac{\delta N_\theta}{r} - \rho e \frac{\partial^2 \delta w}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

$$\nabla^4 \delta F + \frac{E_o e}{r} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} = 0 \quad (2.12)$$

En négligeant la courbure initiale et en remplaçant la contrainte de membrane N_θ par son expression avec la fonction d'Airy (2.9), l'équation 2.11 peut être réécrite sous la forme :

$$D \nabla^4 \delta w = N_x^o \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} + 2 \frac{N_{x\theta}^o}{r} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial \theta \partial x} + \frac{N_\theta^o}{r^2} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \delta F}{r \partial x^2} - \rho e \frac{\partial^2 \delta w}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

2.4.5 Flambage élastique d'une coque surbaissée

A partir des équations de Donnell que nous venons de rappeler, nous allons pouvoir étudier le flambage d'une coque mince soumise à une surpression latérale. On suppose que l'état initial est tel que, sous l'action d'une pression latérale p , la seule contrainte de membrane non nulle est N_θ . En remplaçant la contrainte de membrane initiale $N_\theta^o = -p r$ dans l'équation 2.13, l'équation de Donnell permettant de déterminer le flambage élastique des coques surbaissées se simplifie en :

$$D \nabla^4 \delta w = -\frac{p}{r} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \delta F}{r \partial x^2} - \rho e \frac{\partial^2 \delta w}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

On suppose que la coque flambe avec m demi-longueurs d'onde dans la direction longitudinale et n longueurs d'onde dans la direction circonférentielle avec des conditions aux limites du type appui-simple ($w = \partial^2 w / \partial x^2 = 0$). Le déplacement hors plan w et la fonction d'Airy sont décomposés en séries de Fourier :

$$\delta w(x, \theta, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \delta w_{mn}(t) \sin\left(\frac{m\pi x}{h}\right) \sin(n\theta) \quad (2.15)$$

$$\delta F(x, \theta, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \delta F_{mn}(t) \sin\left(\frac{m\pi x}{h}\right) \sin(n\theta) \quad (2.16)$$

En remplaçant les formules 2.15 et 2.16 dans l'équation simplifiée 2.14 avec $\beta = \frac{n h}{\pi r}$, nous obtenons :

$$\left(\frac{D\pi^4}{h^4}(m^2 + \beta^2)^2 + \frac{m^4 E_o e}{r^2}(m^2 + \beta^2)^{-2} - \frac{p(t)}{r}n^2 \right) \delta w_{mn}(t) = -\rho e \delta \ddot{w}_{mn}(t) \quad (2.17)$$

2.4.5.1 Charge critique de flambage statique

Les valeurs de pression pour lesquelles le coefficient devant δw_{mn} s'annule correspondent aux modes de flambage statique. La charge critique de flambage est celle associée à la plus faible valeur de pression. Deux paramètres de [Batdorf 1947] sont introduits pour caractériser ces charges critiques :

$$Z = \frac{h^2}{r e} \sqrt{1 - \nu^2} \quad \text{et} \quad k_\theta = \frac{p r h^2}{D \pi^2}$$

La pression critique de flambage adimensionnelle k_θ vérifie :

$$k_\theta = \frac{(m^2 + \beta^2)^2}{\beta^2} + \frac{12Z^2}{\pi^4 \beta^2 m^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{m^2}\right)^2} \quad (2.18)$$

Cette valeur est minimale pour $m = 1$ de telle sorte que le mode flambage sollicité ne présentera qu'une demi-longueur d'onde dans la direction axiale. La valeur de β fonction de Z est obtenue en minimisant k_θ .

2.4.5.2 Flambage dynamique

L'apparition du flambage en dynamique repose sur l'étude de l'amplification de défauts géométriques initiaux. Une imperfection de forme est associée à chacun des modes circonférentiels n et les modes de flambage préférentiels sont déterminés en étudiant la croissance de ces défauts initiaux.

Les résultats expérimentaux font apparaître un mode de flambage longitudinal $m = 1$ et un mode circonférentiel $n \gg 1$ élevé (illustration figure 2.3). Dans ce cas on aura $1 + \beta^2 \approx \beta^2$ et l'équation 2.17 se simplifie en :

$$\left(\frac{Dn^4}{r^4} + \frac{E_o e}{r^2 n^4} \left(\frac{\pi r}{h} \right)^4 - \frac{p(t)}{r}n^2 \right) \delta w_n(t) = -\rho e \delta \ddot{w}_n(t) \quad (2.19)$$

Imperfection initiale

L'imperfection de la forme initiale de la coque est représentée par l'ajout au champ de déplacement $w(x, \theta, t)$ d'un déplacement radial initial $\delta w^i(\theta)$. Ce déplacement initial est également décomposé en série de Fourier :

$$\delta w^i(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \delta w_n^i \sin(n\theta) \quad (2.20)$$

Les équations de Donnell deviennent :

$$\left(\frac{Dn^4}{r^4} + \frac{E_o e}{r^2 n^4} \left(\frac{\pi r}{h} \right)^4 \right) \delta w_n(t) - \frac{p(t)}{r}n^2(\delta w_n(t) + \delta w_n^i) + \rho e \delta \ddot{w}_n(t) = 0 \quad (2.21)$$

On introduit la pression modale Q_n et la période propre Ω_n associées au mode n :

$$Q_n = \frac{Dn^2}{r^3} + \frac{E_o e}{rn^6} \left(\frac{\pi r}{h} \right)^4 \quad (2.22)$$

$$\Omega_n^2 = \frac{n^2 Q_n}{e \rho r} \quad (2.23)$$

L'équation 2.21 devient :

$$\left(1 - \frac{p(t)}{Q_n} \right) \delta w_n(t) - \frac{\delta w_n^i}{Q_n} p(t) + \frac{1}{\Omega_n^2} \delta \ddot{w}_n(t) = 0 \quad (2.24)$$

L'amplification du défaut initial s'écrit :

$$\alpha_n = \frac{\delta w_n}{\delta w_n^i} \quad (2.25)$$

L'équation 2.24 peut être réécrite en fonction de l'amplification α_n :

$$\frac{1}{\Omega_n^2} \ddot{\alpha}_n(t) + \left(1 - \frac{p(t)}{Q_n} \right) \alpha_n(t) - \frac{p(t)}{Q_n} = 0 \quad (2.26)$$

Puisque l'équation porte sur une grandeur adimensionnelle α_n sa solution ne dépend pas de la valeur du défaut initial. La résolution de cette équation linéaire, à coefficients variables dans le cas général, est réalisée de manière numérique.

Amplification critique

Le flambage est supposé se produire lorsque le défaut est amplifié jusqu'à une valeur critique. Cette valeur critique est souvent choisie de manière arbitraire par comparaison avec les données de l'expérience [Lindberg 1983]. Nous préférons considérer que le flambage devient effectif, i.e. irréversible, dès qu'un début de plastification est initié dans la coque. Pour le flambage en mode n , la plasticité est atteinte dans le réservoir lorsque la contrainte dans la fibre la plus tendue atteint la limite d'élasticité :

$$\sigma_y = \frac{E_o}{1 - \nu^2} \frac{e}{2r^2} \frac{\partial^2 \delta w_n}{\partial \theta^2} \quad (2.27)$$

On en déduit donc une amplification critique égale à :

$$\frac{\delta w_n}{\delta w_n^i} |_c = \frac{\sigma_y (1 - \nu^2) 2r^2}{e E_o \delta w_n^i n^2} \quad (2.28)$$

Cette amplification critique dépend du matériau, des caractéristiques géométriques mais aussi de l'imperfection géométrique. Il a été observé expérimentalement que les amplitudes modales des imperfections diminuent lors de l'augmentation du nombre du mode [Kirkpatric 1989]. Cette diminution peut être approchée par la relation suivante [Ruiz 1989] :

$$\delta w_n^i \cdot n^m = \text{constant} \quad \text{avec} \quad m \in [1 : 2] \quad (2.29)$$

On remarque qu'une valeur de $m = 2$ permet d'obtenir une amplification critique indépendante du mode et qu'elle correspond de manière satisfaisante aux résultats expérimentaux de [Kirkpatric 1989] (figure 2.11). Dans le cas d'essais en laboratoire cette valeur pourra être déduite de mesures d'écart à la circularité sur une maquette.

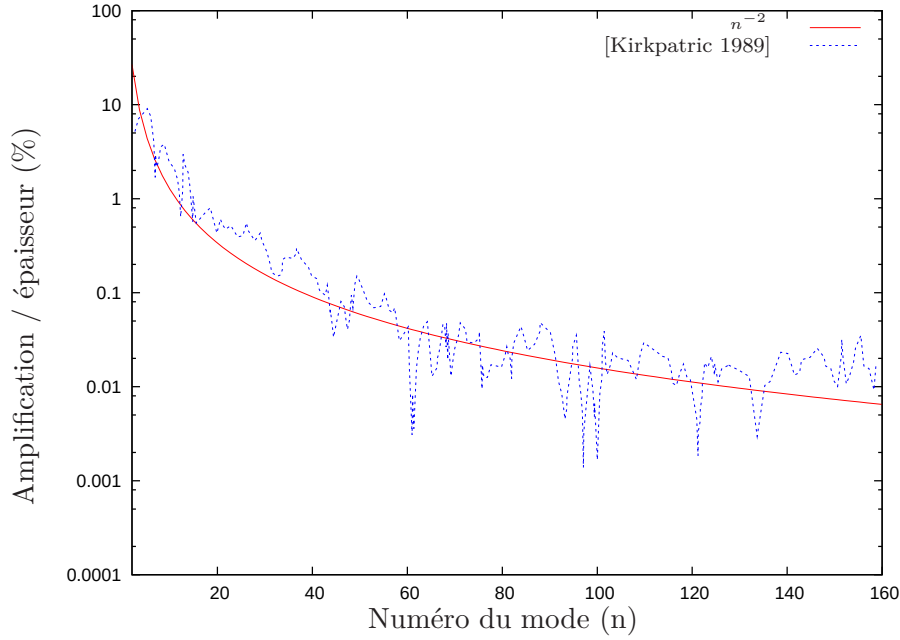


FIGURE 2.11 – Décomposition modale des imperfections, comparaison mesures et modélisation

2.4.6 Solutions asymptotiques : flambage élastique et plastique

[Lindberg 1983] a construit un modèle simplifié permettant de tracer des courbes critiques de flambage dans un diagramme pression-impulsion. Les flambages élastique et plastique dynamiques ont été étudiés avec la prise en compte d'un défaut initial. L'étude du flambage dynamique élastique se base sur la démarche précédemment décrite : écriture des équations d'équilibre statiques de [Donnell 1934] en ajoutant les termes dynamiques et le défaut initial. Le flambage dynamique plastique a été résolu avec la prise en compte du comportement plastique des matériaux en s'appuyant sur des équations de mouvement. Le flambage plastique n'est mis en évidence que pour des coques relativement plus épaisses avec un rapport rayon sur épaisseur maximum de $\frac{R}{e} \leq 200$ [Lindberg 1983]. Nous y reviendrons par la suite mais les réservoirs de stockage atmosphériques rencontrés sur les sites industriels ne satisfont pas ce critère.

En conséquence nous ne décrivons que très succinctement cette approche. Lors d'un flambage plastique dynamique, le cylindre commence par plastifier uniformément, ce qui se traduit par une diminution de son rayon avant de flamber. Le comportement retenu pour le matériau est plastique avec un écrouissage linéaire. La modélisation utilise une représentation d'une *tranche* de cylindre (anneau) soumise à une perturbation non plus sur le champ de déplacement mais sur le champ de vitesse. Chaque type de flambage dynamique est approché par une branche hyperbolique sur la figure 2.12.

Des formules simplifiées permettant de caractériser les asymptotes horizontales et verticales des hyperboles ont été établies en tenant compte d'une amplification maximale de 20. Le flambage du cylindre se produit lorsque le point déterminé par l'impulsion et la pression se situe au-dessus de la courbe critique de flambage. Des formules simplifiées, caractérisant les asymptotes de deux hyperboles plastique (module tangent) et élastique, sont exprimées sous la forme :

$$P_T = 0,75 \sigma_y \frac{e}{r} \quad (2.30)$$

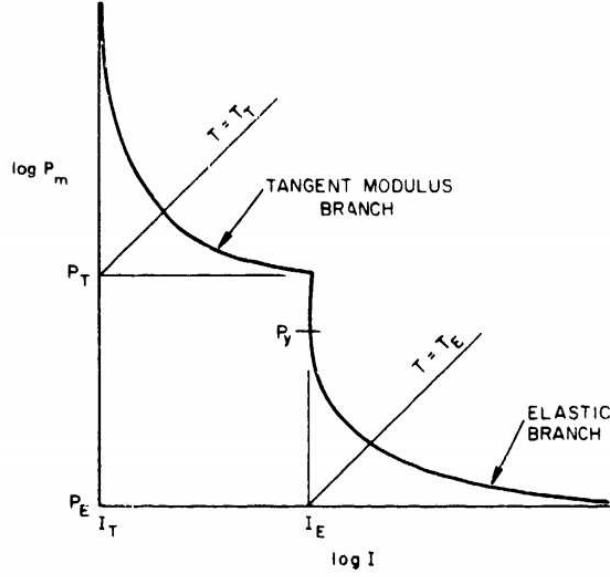


FIGURE 2.12 – Représentation schématique des courbes critiques de flambage [Lindberg 1983]

$$\begin{cases} I_T = 1,807 \rho c r \hat{D} \left(\frac{e}{r}\right)^{3/2} & \text{si } \frac{r}{e} \leq \frac{0,405}{\hat{D}^2} \end{cases} \quad (2.31)$$

$$\begin{cases} I_T = 1,15 \rho c r \left(\frac{e}{r}\right)^2 & \text{si } \frac{r}{e} \geq \frac{0,405}{\hat{D}^2} \end{cases} \quad (2.32)$$

$$P_E = 0,92 E_o \frac{r}{h} \left(\frac{e}{r}\right)^{5/2} \quad (2.33)$$

$$I_E = 3 \rho c r \left(\frac{e}{r}\right)^2 \quad (2.34)$$

Avec :

σ_y est la limite d'élasticité du matériau.

$\hat{D}$ est un paramètre du matériau prenant en compte le comportement élastoplastique

c est la célérité des ondes unidimensionnelles : $c = \sqrt{\frac{E_o}{\rho}}$

E_o est le module d'Young.

ρ est la masse volumique du matériau.

Les deux branches plastique et élastique de la courbe critique de flambage sont présentées sous forme de deux hyperboles avec leurs asymptotes déterminées par des formules ci-dessus. Les équations des hyperboles avec la prise en compte des asymptotes sont décrites comme suit :

$$\left(\frac{P}{P_x} - 1\right) \left(\frac{I}{I_x} - 1\right) = 1 \quad (2.35)$$

La pression de P_E du modèle de [Lindberg 1983] correspond à la pression critique associée au flambage statique élastique de la coque déterminée par minimisation de l'équation 2.18.

2.5 Conclusions

En se basant sur l'accidentologie, de nombreux modes de défaillances des réservoirs métalliques à l'onde pression ont été identifiés comme source potentielle de perte de confinement du produit contenu. En étudiant l'observation post-accidentelle d'événements majeurs sur des sites à risque, on remarque que les dégâts affectant les réservoirs sensibles, c'est à dire de contenance importante, sont majoritairement attribués au flambage circonférentiel de coque mince.

Cependant, il existe de nombreuses généralisations des observations post-accidentelles donnant naissance à des valeurs de pression maximale seuil au regard de l'effet domino sans distinction de l'endommagement mécanique. Des travaux plus récents distinguent plusieurs degrés endommagement mécanique et plusieurs cinétiques de perte de confinement. Cette discrétisation des dégâts observés permet de déterminer des valeurs seuils de surpressions maximales admissibles en lien avec une conséquence déterminée (phénomène dangereux déterminé explosion, incendie. . .). Ces valeurs ont été déterminées par des travaux statistiques débouchant sur une quantification des probabilités d'effet dominos. Ces méthodologies, issues du retour d'expérience post-accidentel ont l'avantage d'être applicable de façon systématique pour une analyse de risque sur un site industriel possédant de nombreuses sources potentielles d'explosion directe comme indirecte. Toutefois, le domaine de fiabilité de ces méthodes statistiques est lié au nombre d'accidents étudiés et de structures impactées (souvent limités). Il semble difficile de couvrir l'ensemble des scénarios potentiels d'effet domino sans intégrer à la méthodologie l'ensemble des paramètres physiques. En particulier, les caractéristiques intrinsèques des chargements dynamiques étudiés au premier chapitre sont représentées par la seule pression maximale. Afin d'intégrer l'aspect dynamique du comportement des réservoirs à la surpression dans un outil simple, certains auteurs se sont orientés sur des diagrammes pression-impulsion d'endommagement basés sur une série de simulations éléments finis non-linéaires transitoires. Cette approche poussée possède plusieurs inconvénients limitant sa généralisation et notamment celui d'être très couteux en temps de calcul.

Dans l'optique d'intégrer le comportement physique des réservoirs aux ondes de surpression dans un outil simple d'analyse, la seconde partie du chapitre détaille le comportement des coques minces en flambage circonférentiel du à une pression dynamique externe. En se basant sur la théorie des coques de Kirchhoff-Love modifiée par Donnell, une résolution modale des équations de mouvement du flambage élastique circonférentiel dynamique d'une coque mince imparfaite est proposée. La résolution numérique des équations de mouvement permet d'obtenir le déplacement latéral de la coque en fonction des imperfections initiales de la géométrie. La détermination de l'endommagement est basée sur une amplification critique des défauts géométriques initiaux associée à la limite d'élasticité du matériau considéré. Ce modèle permet de construire des diagrammes d'endommagement fonction de la pression maximale et de l'impulsion caractérisant une onde de pression. Des travaux complémentaires permettent de donner une solution asymptotique approchée pour la construction des diagrammes.

Cette méthodologie basée sur un modèle physique sera appliquée pour étudier les résultats des essais de résistance des maquettes de réservoirs à l'onde de pression issue d'une détonation.

Chapitre 3

Définition et conception des dispositifs d'essais à échelle réduite

Après une définition des caractéristiques des réservoirs de stockage industriels et d'une gamme de sollicitation accidentelles du type onde de choc caractérisée par une amplitude de surpression et une amplitude de durée de la phase positive, ce chapitre est dédié à la présentation des essais réalisés. Les lois de similitude qui nous permettent de reproduire à échelle réduite les phénomènes mis en évidence à l'échelle réelle sont présentées. Leur application nous amène à définir nos configurations d'essais de détonation de charges gazeuses. Celles-ci sont ensuite détaillées pour les deux campagnes réalisées : mesures de surpressions incidentes et réfléchies sur des maquettes rigide en PVC et étude de la réponse de maquettes métalliques déformables.

3.1 Typologie des réservoirs et des sollicitations

3.1.1 Caractéristiques des réservoirs de stockage industriels

Dans l'industrie pétrochimique, il existe quatre grandes familles de réservoirs : les sphères, les réservoirs horizontaux, les réservoirs verticaux ou réacteurs et les bacs. Il ne sera pas possible de s'intéresser dans le cadre de ce travail à un exemple de chaque famille. Nous faisons le choix, dans le cadre de ce travail, de ne nous intéresser qu'aux réservoirs de stockage sous pression proche de la pression atmosphérique. Ces réservoirs peuvent stocker des liquides inflammables ou des gaz. Nous avons choisi de plus de nous limiter à un type de géométrie, le réservoir cylindrique, mais également d'écarter les structures de stockage réfrigéré ou cryogénique. Compte-tenu de cette limitation du domaine d'étude il nous restera donc les structures suivantes : les bacs et les gazomètres.

Les bacs atmosphériques ont pour la plupart un grand diamètre et une capacité importante de stockage. Les produits stockés les plus répandus sont les hydrocarbures (gazoles, fiouls) et le réservoir moyen possède environ un diamètre de 25 m et une hauteur de 15 m . Il possède environ 6 ou 7 viroles et un fond d'épaisseur 7 mm . Il existe différents types de couverture pour ces réservoirs. Il y a des réservoirs sans toit, d'autres avec un toit flottant ou avec un toit fixe :

- Les réservoirs à toit flottant peuvent atteindre un volume de l'ordre de $100\,000\text{ m}^3$ et sont utilisés pour des liquides volatiles. Le toit est indépendant du reste de la structure qui est soudée.
- Les réservoirs à toits fixes, utilisés pour le stockage de produits peu volatils, sont soudés en une seule partie.
- Les réservoirs sans couverture sont destinés pour la plupart à contenir de l'eau. Ils sont également étudiés car les réserves d'eau ne doivent pas être défaillantes, surtout en cas d'incendie.

Les gazomètres, souvent verticaux, peuvent stocker jusqu'à $50\,000\text{ m}^3$ de gaz. Les gazomètres sont nombreux et utilisés aujourd'hui non plus pour le stockage du gaz mais pour la régulation des pressions.

La réalisation de ces réservoirs doit répondre à des codes de construction, on retiendra pour les plus utilisés :

- Le code CODRES (France) établi par le Syndicat National de la Chaudronnerie de la Tôlerie et de la tuyauterie industrielle (SNCT) et par l'Union des Chambres Syndicales de l'Industrie du pétrole (UCSIP) ;
- Le code API 650 (États Unis) développé par l'Américan Petroleum Institute ;
- Le code BS 2654 (Royaume Uni) rédigé par le British Standard Institution ;
- La norme DIN 4119 (Allemagne) rédigée par le Deutsch Institut für Normung.

Les réservoirs sont le plus souvent équipés de raidisseurs. Ces éléments structuraux sont essentiels puisqu'ils permettent aux réservoirs de résister aux actions du vent. Ils sont constitués d'éléments soudés (profilés, tôles planes ou pliées, ...).

Nous allons préciser ci-dessous les caractéristiques géométriques puis matérielles des réservoirs retenus.

3.1.1.1 Géométries caractéristiques des réservoirs à l'échelle 1

Afin d'étudier des configurations réalistes de réservoirs atmosphériques, une représentation discrète des stockages typiquement utilisés dans l'industrie pétrochimique a été construite sur la base des dimensions rencontrées dans les études de dangers des sites SEVESO. De façon générale, le volume stocké est lié au risque attribué à chaque produit ce qui correspond principalement à sa toxicité, ses caractéristiques d'évaporation et d'inflammation (i.e. : point éclair). Ainsi, trois réservoirs ont été choisis comme représentatif des différentes catégories de stockages identifiées : un réservoir de produit chimique (1500 m^3), un bac d'hydrocarbures légers ($10\,000\text{ m}^3$) et un bac d'hydrocarbure lourds ($100\,000\text{ m}^3$). Le tableau 3.1 récapitule les caractéristiques des réservoirs sélectionnés :

	Bac chimique	Bac hydrocarbure léger	Bac hydrocarbure lourd
Hauteur (m)	12	16	25
Diamètre (m)	12	28	70
Volume (m^3)	1357	9852	96211
Élancement	1	0,57	0,36
Épaisseur (mm)	≈ 5	≈ 9	≈ 14
Matériau	acier	acier	acier

TABLE 3.1 – Caractéristiques des réservoirs à grande échelle

L'étude se limite à trois réservoirs. Le deuxième peut également être considéré comme représentatif d'un gazomètre.

3.1.1.2 Matériau constitutif des réservoirs à l'échelle 1

La fabrication des réservoirs répond à la norme NF EN 12285 « Réservoirs métalliques fabriqués en ateliers et appareils chaudronnés ». En son paragraphe 6, et en son annexe B, le lecteur trouvera les spécifications des matériaux en fonction des liquides à stocker. Les matériaux utilisés sont définis

dans la norme EN 10025 pour les aciers de construction, EN 10028-2, pour les aciers destinés aux réservoirs sous pression et EN 10881 pour les aciers inoxydables. Les aciers au carbone conformes à l'EN 10025 ou les aciers austénitiques inoxydables, plus rares, conformes à l'EN 10088-1, peuvent être utilisés, si leurs propriétés mécaniques sont au moins équivalentes à celles de la nuance S 235JR (EN 10025).

En substance les caractéristiques minimales requises sont les suivantes :

- pour la résistance minimale à la rupture : 360 à 530 MPa ;
- pour la limite d'élasticité 235 à 355 MPa.

3.1.2 Caractéristiques des explosions gazeuses

Sur la base de l'analyse de données d'accidentologie comme celles de base ARIA¹ gérée par le BARPI² et d'études de dangers fournies par les partenaires industriels du projet VULCAIN, les caractéristiques potentielles suivantes ont été retenues pour les ondes de choc issues de détonations gazeuses : une surpression incidente pouvant être comprise entre 50 *hPa* (50 *mbar*) et 5000 *hPa* (5 *bar*) dans le cas d'un réservoir à faible distance de l'explosion et une durée caractéristique de la phase positive comprise entre 20 *ms* et 500 *ms*.

3.2 Essais à échelle réduite : choix des facteurs de similitude

Des essais seront réalisés au laboratoire à échelle réduite, dans des conditions standards de pression et de température, sur une table d'explosion de dimensions 2,5 *m* × 1,5 *m*. Ils sont dimensionnés en se basant sur des lois de similitude : énergétique pour l'explosion (similitude de Hopkinson voir paragraphe 1.4.3.1) et mécanique pour la structure. Lors de la partie 1.5, nous avons observé que l'interaction entre une onde de choc et une structure rigide était un phénomène complexe. Le cas d'une onde de choc issue d'une explosion interagissant avec un réservoir métallique le sera encore d'avantage puisque la structure pourra se déformer. Les propriétés mécaniques de la structure joueront donc vraisemblablement un rôle important dans la réponse des réservoirs métalliques. Le passage de l'échelle 1 à l'échelle réduite nous conduit à étudier la similitude structurelle et le couplage entre la similitude sur l'explosion et la similitude structurelle.

3.2.1 Similitude structurelle

L'étude concerne la réponse d'un réservoir métallique de stockage avec une épaisseur uniforme *e*, un diamètre 2*r* et une hauteur *h*. Les paramètres structurels des réservoirs métalliques sont la géométrie, les propriétés mécaniques et le chargement (tableau 3.2).

L'application du théorème de Vaschy-Buckingham II sur l'ensemble des paramètres conduit à définir 5 paramètres adimensionnels indépendants. Le choix de ces paramètres dépend du mécanisme de dommage étudié comme le renversement, la flexion globale, le flambage ...

3.2.1.1 Nombre adimensionnel : coefficient d'aspect

Un seul nombre adimensionnel associé aux dimensions est nécessaire. Il peut être choisi parmi les trois suivants :

$$\Pi_{11} = \frac{h}{2r} \quad \Pi_{12} = \frac{2r}{e} \quad \Pi_{13} = \frac{h}{e} \quad (3.1)$$

1. Analyse, Recherche et Information sur les Accidents

2. Bureau d'Analyse des risques et Pollutions Industriels de la Direction Générale de la Prévention des Risques du Ministère du développement durable

		Longueur	Masse	Temps	SI
h	hauteur	1	0	0	m
r	rayon	1	0	0	m
e	épaisseur	1	0	0	m
ρ	densité	-3	1	0	kgm^{-3}
E_o	module d'Young	-1	1	-2	$Pa = kgm^{-1}s^{-2}$
g	gravité	1	1	-2	ms^{-2}
T_a	temps	0	0	1	s
σ	contrainte	-1	1	-2	$Pa = kgm^{-1}s^{-2}$
Q	chargement externe	-1	1	-2	$Pa = kgm^{-1}s^{-2}$

TABLE 3.2 – Analyse dimensionnelle des paramètres structurels

3.2.1.2 Nombre adimensionnel : comportement du matériau

Un nombre associé avec le comportement élastique linéaire a été choisi :

$$\Pi_2 = \frac{\sigma}{E_o} \quad (3.2)$$

3.2.1.3 Nombre adimensionnel : période propre de vibration

Les périodes propres de vibration sont importantes pour représenter la réponse dynamique des réservoirs. On distingue deux types de comportement en fonction de l'élancement du réservoir :

- Pour le réservoir où le rapport entre la hauteur et le diamètre est grand devant 1 ($\frac{h}{2r} \gg 1$), le comportement observé du réservoir est assimilé à une poutre. Un nombre caractéristique du temps a été choisi d'une manière proportionnelle à la période propre de vibration de flexion d'une poutre équivalente. Les pulsations propres vérifient :

$$\omega_n^2 = \frac{\mu_n^4 E_o r^2}{2 \rho h^4} \quad (3.3)$$

Nous obtenons :

$$T_{vib} \propto \sqrt{\frac{\rho}{E_o} \frac{h^2}{2r}} = T_{ref} \quad (3.4)$$

Un nombre adimensionnel est choisi sous la forme :

$$\Pi_3^{poutre} = \frac{T_a}{T_{ref}} = T_a \frac{2r}{h^2} \sqrt{\frac{E_o}{\rho}} \quad (3.5)$$

- Pour un réservoir de plus faible élancement, cas général, le cylindre est modélisé comme une coque mince. Les pulsations propres sont égales à ([Bamberger 1997]) :

$$\omega_n^2 = \frac{D}{\rho e r^4} \frac{n^2(n^2 - 1)^2}{n^2 + 1} \quad (3.6)$$

Où D est la raideur de flexion $D = \frac{E_o e^3}{12(1 - \nu^2)}$

Nous obtenons :

$$T_{vib} \propto \frac{4r^2}{e} \sqrt{\frac{\rho}{E_o}} \sqrt{1 - \nu^2} = T_{ref} \quad (3.7)$$

Un nombre adimensionnel peut être choisi comme suit :

$$\Pi_3^{coque} = \frac{T_a}{T_{ref}} = T_a \frac{e}{4r^2} \sqrt{\frac{E_o}{\rho}} \frac{1}{\sqrt{1-\nu^2}} \quad (3.8)$$

Cette approche sera compatible avec l'étude du flambage élastique puisque les modes de flambage dynamiques sont associés à des modes propres de vibration.

3.2.1.4 Nombre adimensionnel : charge critique de flambage

Un cylindre soumis à une pression latérale uniforme avec des conditions limites appui simple-appui simple flambe longitudinalement suivant une demi-sinusoïde et circonférentiellement avec $2n$ demi-ondes. La charge critique élastique statique vaut au premier ordre (voir par exemple [Wang 2005]) :

$$p_{cr} = \frac{E_o e}{r(1-\nu^2)} \left[\frac{1-\nu^2}{(n^2-1) \left(1 + \frac{n^2}{\lambda_o^2}\right)} + \frac{e^2}{12r^2} \left(n^2 - 1 + \frac{2n^2 - 1 - \nu}{1 + \frac{n^2}{\lambda_o^2}} \right) \right] \quad (3.9)$$

$$\text{Avec } \lambda_o = \frac{\pi r}{h}$$

Le nombre adimensionnel de la charge critique de flambage est écrit sous la forme :

$$\Pi_4 = \frac{Q}{p_{cr}} \quad (3.10)$$

3.2.1.5 Synthèse du modèle réduit

La réalisation d'une maquette dans le même matériau ($\Pi_2^{maquette} = \Pi_2^{structure}$), avec un rapport k d'homothétie avec la structure réelle ($\Pi_1^{maquette} = \Pi_1^{structure}$), avec un même chargement que le chargement réel mais de durée à l'échelle k , permet d'assurer :

- la similitude des périodes de vibration du cylindre assimilé à une poutre ou à une coque ($\Pi_3^{maquette} = \Pi_3^{structure}$) ;
- des charges critiques de flambages identiques ($\Pi_4^{maquette} = \Pi_4^{structure}$) ;
- l'égalité des contraintes à l'encastrement.

Nous ne l'avons pas détaillée, mais la similitude de renversement n'est pas satisfaite pour notre étude. Ce phénomène est en fait exclu lors de nos essais puisque nos réservoirs seront un fixés sur la table d'explosion.

3.2.2 Couplage entre la similitude sur l'explosion et la similitude structurelle

Trois nombres adimensionnels sont établis pour coupler la longueur, le temps et le chargement :

$$\Lambda_1 = \frac{d}{h} \quad \Lambda_2 = \frac{t^+}{T_a} \quad \Lambda_3 = \frac{\Delta P}{Q} \quad (3.11)$$

Ces trois nombres adimensionnels doivent être constants lors du passage de l'échelle 1 à échelle réduite. Dans le but de représenter la réponse dynamique, y compris le flambage, d'un cylindre sous l'action d'une explosion externe, les facteurs d'échelle suivants sont utilisés pour nos essais à échelle réduite (tableau 3.3) :

t^+	durée positive	k
T_a	durée du chargement sur la structure	k
d	distance	k
h,e,r	dimensions	k
ΔP	pression	1
Q	chargement sur la structure	1

TABLE 3.3 – Facteurs d'échelle

3.2.3 Choix des facteurs de similitude

Les essais sont effectués à échelle réduite en se basant sur les lois de similitude précédemment définies et sur les géométries des réservoirs réels. Les facteurs d'échelle retenus sont de plus conditionnés par la taille de la table d'explosion et par les "matières premières" disponibles. Nous avons initialement envisagé de réaliser des essais à une échelle comprise entre 1/50 et 1/200 ; ce qui nous aurait permis d'avoir des maquettes avec un diamètre compris entre 24 et 35 cm. Devant la difficulté à trouver un fournisseur qui accepte de nous fournir de la tôle très fine en faible quantité nous avons choisi de réaliser toutes les maquettes avec la même tôle. Les maquettes possèdent donc une même épaisseur. Nous aurions également souhaiter travailler avec les aciers les plus utilisés pour la conception de bacs atmosphériques³, mais compte-tenu de l'absence de produit disponible sur le marché, présentant à la fois une faible épaisseur et une largeur importante, nous avons choisi un acier austénitique⁴ satisfaisant les conditions de résistance requises. Nous avons donc choisi des tôles en acier inoxydable AISI 304, ayant une épaisseur de 0.1 mm, pour construire des maquettes à échelle réduite.

Les facteurs de similitude sont déduits de l'épaisseur choisie des maquettes. Les dimensions et les facteurs d'échelle sont récapitulés dans le tableau 3.4 :

	Bac atmosphérique	Bac atmosphérique	Gazomètre	Bac atmosphérique
Facteur k	1/48	1/89	1/89	1/140
Hauteur (cm)	25	18	18	18
Diamètre (cm)	25	31,5	31,5	50
Élancement	1	0,57	0,57	0,36
Épaisseur (mm)	0,1	0,1	0,1	0,1
Matériau	acier AISI 304	acier AISI 304	acier AISI 304	acier AISI 304

TABLE 3.4 – Caractéristiques des réservoirs à échelle réduite

Les caractéristiques des ondes de choc issues des détonations retenues, déterminées par les données d'accidentologie sont rappelées dans le tableau 3.5 :

Surpression incidente (mbar)	[50 ÷ 5000]
Temps d'application (ms)	[10 ÷ 250]

TABLE 3.5 – Catalogue de niveaux de pression et de temps d'application à l'échelle 1

3. aciers de construction (NF EN 10 025)

4. Ceux-ci sont plutôt utilisés pour les chaudières et les appareils de pression (NF EN 10 028) ou pour les réservoirs cryogéniques (NF EN 10088-1)

En appliquant les lois de similitude de Hopkinson, les niveaux de pression incidente à échelle réduite sont identiques à ceux à l'échelle 1 mais les temps d'application doivent être multipliés par les facteurs d'échelle k . Le tableau 3.6 récapitule les niveaux de pression et les temps d'application qui devraient être obtenus pour des maquettes à échelle réduite où le réservoir 1 représente le premier bac atmosphérique, le réservoir 2 représente le deuxième bac atmosphérique et le gazomètre et le réservoir 3 représente le troisième bac atmosphérique :

	Réservoir 1	Réservoir 2	Réservoir 3
Facteur k	1/48	1/89	1/140
Surpression incidente (mbar)	[50 ÷ 5000]	[50 ÷ 5000]	[50 ÷ 5000]
Temps d'application (ms)	[0,208 ÷ 5,21]	[0,112 ÷ 2,81]	[0,0714 ÷ 1,786]

TABLE 3.6 – Catalogue de niveaux de pression et de temps d'application à échelle réduite

Puisque, à échelle réduite, nos explosions proviennent de la détonation d'un mélange de gaz propane-oxygène confiné en proportions stoechiométrique, il ne nous sera pas possible de satisfaire l'intégralité du catalogue de signaux proposé. Nous y reviendrons par la suite.

3.2.4 Découplage entre caractérisation de l'onde de choc et caractérisation de la réponse des réservoirs

Il n'est pas possible d'instrumenter des maquettes métalliques, ayant une épaisseur de 0.1 mm, en capteurs de pression. D'une part, l'instrumentation des maquettes en capteurs de pression modifie la réponse de la structure. D'autre part, la vibration de la structure lors de l'interaction entre l'onde de choc et une maquette perturbe l'enregistrement des signaux de pression des capteurs. Nous avons donc choisi de faire deux campagnes d'essais différentes :

- Une première campagne d'essais sur des cylindres indéformables en PVC, ayant les mêmes géométries que celles des maquettes métalliques mais avec une épaisseur de 10 mm, a été réalisée pour caractériser l'évolution spatio-temporelle de la pression sur l'ensemble du cylindre. Les cylindres en PVC ont préalablement été instrumentés en capteurs de pression. Cette première campagne d'essais de **caractérisation du chargement** a pour objectif de fournir une base solide de données expérimentales permettant de proposer ou de valider des modèles décrivant le chargement issu d'explosions de gaz. Ces résultats serviront également à alimenter en données d'entrée les modèles de réponse mécanique comme le modèle de flambage dynamique reposant sur une théorie des coques de Donnell (équation 2.26).
- Une deuxième campagne d'essais sur des maquettes métalliques avec les mêmes configurations d'essais que celles des cylindres indéformables est réalisée. Cette campagne d'essais de **caractérisation de la réponse mécanique** permettra de fournir des données de validation des modèles de flambage.

Cette contrainte expérimentale forte ne nous permettra pas de prendre en compte l'interaction *fluide-structure* entre la déformation de la maquette et l'onde de choc. D'un point de vue mécanique, la non prise en compte du couplage est plutôt conservative. En effet, l'interaction fluide-structure devrait avoir tendance à diminuer l'impulsion transmise à la structure.

3.3 Dispositif expérimental retenu

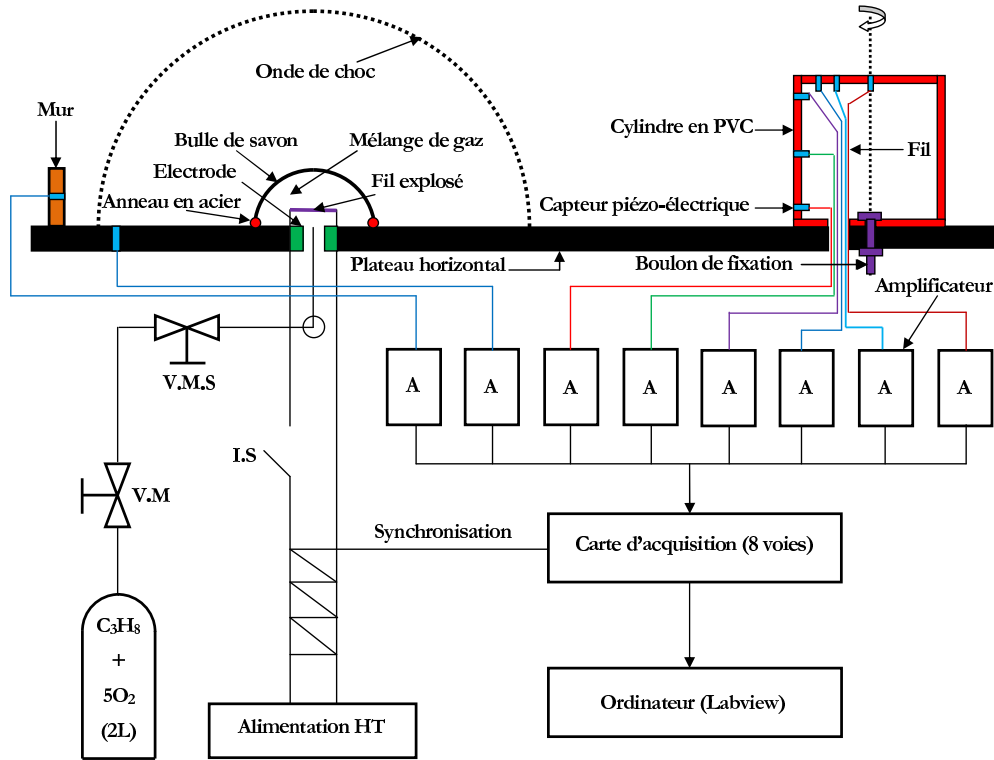


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental retenu

La figure 3.1 présente le dispositif expérimental retenu pour mesurer l'évolution spatio-temporelle de la pression en champ libre et réfléchi sur une maquette de réservoir. La confection des mélanges gazeux explosibles et la procédure expérimentale de tir, qui doivent être réalisées avec quelques précautions de base pour éviter tout accident, vont être présentées.

3.3.1 Détonation d'une charge de gaz

3.3.1.1 Source d'explosion

Le mélange gazeux retenu dans le cadre de nos essais est un mélange propane-oxygène en proportions stoechiométriques. Il est préparé dans un réservoir de 15 L sous une pression inférieure à 4 bars pour raison de sécurité. Le mélange gazeux est composé d'une part de propane et de cinq parts d'oxygène ($C_3H_8 + 5O_2$). L'injection de chaque gaz dans le réservoir est contrôlée par un manomètre électrique (Air Liquide CD420) qui mesure la pression partielle de chaque gaz introduit. Si nous voulons ajouter κ bars du mélange gazeux propane-oxygène dans le réservoir, il faut injecter $(\frac{1}{6}\kappa)$ bars de propane et $(\frac{5}{6}\kappa)$ bars d'oxygène. Le propane a été choisi comme gaz car cet hydrocarbure est très réactif et très utilisé dans le laboratoire PRISME depuis longtemps. Pour des raisons de sécurité et de facilité, une bouteille, ayant un volume de 2 L, a été utilisée comme stockage intermédiaire (figure 3.1). Cette bouteille est connectée au dispositif expérimental lors de la préparation de l'essai.

3.3.1.2 Confinement initial

Le confinement est une demi-bulle réalisée à partir d'une solution composée d'une poudre de savon (1,3 g) et de l'eau (100 g). Le confinement hémisphérique est formé par l'injection d'un mélange gazeux propane-oxygène en proportions stoechiométriques à travers la solution en limitant sa quantité par une vanne micrométrique V.M (figure 3.1). Le diamètre du confinement est limité à la base par un anneau métallique de rayon R_o . Ce cercle métallique est centré par rapport au fil explosé. Le rayon du confinement choisi est compris entre 4 cm et 10 cm. Nous avons montré au paragraphe 1.3 que l'énergie volumique d'un mélange de gaz propane-oxygène en proportions stoechiométriques est égale à 14,16 MJ/m³. Le tableau 3.7 présente les énergies correspondantes aux différentes tailles de confinement :

R_o (cm)	4	6	8	10
E (kJ)	3,8	12,8	30,4	59,3

TABLE 3.7 – Énergie de l'explosion correspondante à un rayon de la bulle

On se fixe comme objectif de vérifier la surpression incidente définie dans le catalogue de signaux expérimentaux (tableau 3.6). Le tableau 3.8 présente les durées positives maximales de nos essais en fonction du rayon de la source d'explosion. On observe que la durée positive est faible par rapport aux valeurs maximales du catalogue. En effet, plus la surpression incidente augmente, plus la durée positive diminue. La durée positive maximale dépend de l'énergie de l'explosion et donc du rayon de la source d'explosion qui demeure limité dans notre cas. La surpression incidente correspondante à ces durées positives maximales est de 53 mbar.

R_o (cm)	4	6	8	10
t_i^+ max (ms)	0,3	0,45	0,6	0,75
t_i^+ max réelle (réservoir 1) (ms)	14,4	21,6	28,8	36
t_i^+ max réelle (réservoir 2) (ms)	26,7	40,5	53,4	66,75
t_i^+ max réelle (réservoir 3) (ms)	42	63	84	105

TABLE 3.8 – Durée positive maximale en fonction du rayon à échelle réduite et à échelle 1

3.3.1.3 Dispositif d'amorçage

Le dispositif électrique du fil explosé a été retenu pour nos études en raison de sa facilité de mise en oeuvre. Le fil explosé en cuivre-nickelé est relié à deux électrodes en cuivre par une simple soudure à l'étain (figure 3.1). Les deux électrodes sont maintenues dans un bloc de Téflon, fixé à la table et muni d'un joint torique. Sous l'action d'une décharge électrique rapide de condensateurs, la vaporisation du fil électrique cause l'expansion brutale d'un plasma métallique, ce qui crée une onde de choc intense et amorce la détonation. Un *éclateur* à commande électronique déclenche le tir par la libération de l'énergie électrique. La tension de charge issue de l'alimentation à haute tension est réglée manuellement et fixée à 7,5 kV lors de l'essai (figure 3.1).

3.3.2 Mesures des pressions

Une fois que la demi-bulle de savon de rayon R_o est remplie du mélange gazeux, l'énergie électrique est libérée entre les deux électrodes, ce qui provoque la vaporisation du fil explosé et amorce 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.

3.3.2.1 Dispositif d'acquisition des signaux

La chaîne de mesure permettant de caractériser l'onde de choc consécutive à la détonation du confinement gazeux propane-oxygène est décrite dans ce paragraphe (figure 3.1). Huit capteurs piézo-électriques, de type Kistler 603B, isolés mécaniquement par du caoutchouc sont placés dans le plan de la table ou sur les parois des cylindres en PVC. Ces huit capteurs de pression sont connectés à 8 amplificateurs de charges de type Kistler 5011 B. Ces 8 amplificateurs sont reliés à 8 chaînes d'une carte d'acquisition National Instruments ultra-rapide NI PXI-5105 (12-Bit, 60 MS/s). Cette carte d'acquisition est ensuite connectée à un ordinateur. Le logiciel Labview installé sur l'ordinateur permet de visualiser et d'acquérir les signaux de pression amplifiés par des amplificateurs de charge. La synchronisation du temps entre le moment de déclenchement du tir et l'enregistrement des signaux par la carte d'acquisition permet de mesurer le temps d'arrivée de l'onde de choc à différents points de mesure. Un signal électrique (ligne "synchronisation" sur la figure 3.1) déclenche l'enregistrement de toutes les mesures de pression. Les durées positive et négative du signal de pression, issu de l'onde de choc, sont très brèves (tableau 3.8). En conséquence, la durée d'enregistrement des signaux de pression choisie est de 10 ms avec la fréquence d'échantillonnage la plus élevée, c'est à dire $1\text{ }\mu\text{s}$.

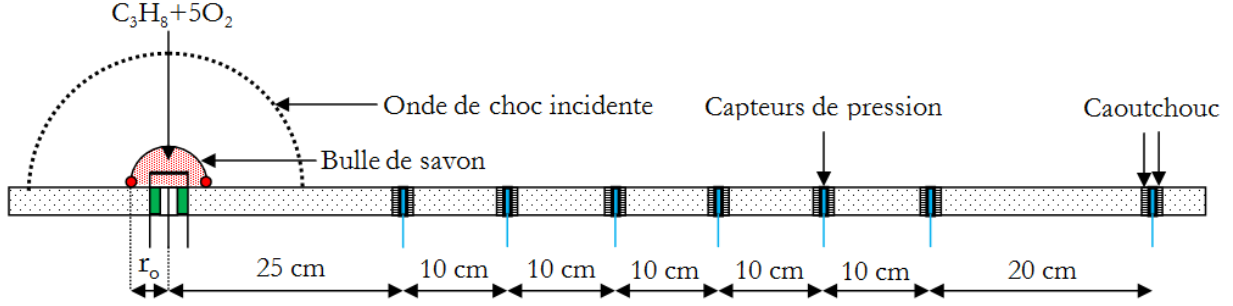
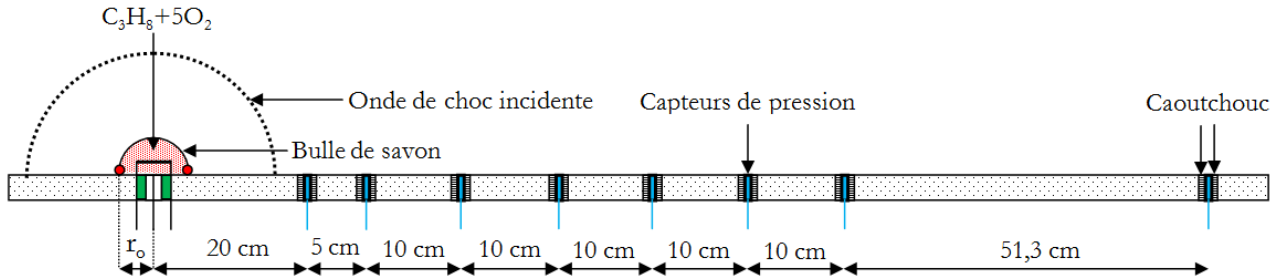
3.3.2.2 Contrôle de l'énergie de chaque tir

L'onde de choc issue de la détonation d'un mélange de gaz en proportions stoechiométriques, contenu dans une demie-sphère, est parfaitement reproductible pour un même volume de bulle. En réalité, il peut exister un petit écart entre les volumes de bulle de différents tirs pour un même rayon, ce qui peut engendrer une petite perturbation des résultats obtenus sur l'onde incidente et réfléchi. Dans le but de détecter et de corriger ces imperfections, deux capteurs de contrôle ont été disposés pour tous les tirs. Un premier capteur est placé sur le plateau d'essai à 35 cm du centre de l'explosion pour mesurer l'onde incidente et un deuxième capteur est disposé sur un plan rigide (petit mur) à 50 cm du centre de l'explosion pour mesurer l'onde réfléchi. Ces deux capteurs servent de référence et permettent de recalculer le volume réel de bulle (autrement dit l'énergie réelle) de chaque tir à l'aide des polynômes de l'onde incidente et réfléchi⁵. Les pressions incidentes et réfléchies mesurées par les capteurs de pression sur le plan et sur les cylindres peuvent donc être corrigées à partir de leurs énergies réelles calculées. Cette technique de contrôle du volume de bulle permet d'exploiter les résultats de tirs dont l'énergie s'éloigne légèrement de sa valeur théorique.

3.3.3 Mesures du champ de pression incident : propagation en espace libre

Pour caractériser la propagation de l'onde de choc en champ libre, huit capteurs piézo-électriques ont été placés sur la table à des distances radiales croissantes du centre d'explosion. La figure 3.2 présente la configuration expérimentale et les distances radiales pour des rayons de bulle de $2,75\text{ cm}$ et de 4 cm . La figure 3.3 présente la configuration expérimentale et les distances radiales pour un rayon de bulle de $7,75\text{ cm}$.

5. Ils seront détaillés dans le cinquième chapitre

FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental : mesure de la pression incidente avec $R_o=2,75$ cm ou 4 cmFIGURE 3.3 – Dispositif expérimental : mesure de la pression incidente avec $R_o=7,75$ cm

Pour chaque rayon de bulle, l'évolution spatio-temporelle de la pression de l'onde de choc issue de la détonation d'un mélange de gaz est mesurée. Trois tirs sont effectués qui garantissent l'obtention de résultats reproductibles. Les caractéristiques de l'onde incidente qui sont déduites de ces essais seront détaillées dans le cinquième chapitre.

3.3.4 Mesures du champ de pression réfléchi : interaction avec un cylindre rigide

La seconde série de mesures de pression vise à déterminer le chargement *enduré* par un réservoir *rigide* soumis à une détonation de gaz.

3.3.4.1 Géométrie et fixation des maquettes de réservoir en PVC

Comme discuté dans la partie 3.2.4, la géométrie des cylindres rigides est identique avec celle des maquettes déformables à l'exception de l'épaisseur prise égale à 1 cm. Les cylindres rigides sont constitués de trois éléments, représentés sur la figure 3.4 :

- un cylindre creux de hauteur $h_m=h-e_s$, de diamètre $2r$ et d'épaisseur $e_m=1$ cm.
- un bouchon supérieur de diamètre $d_s=2r-2e_m$, d'épaisseur $e_s=1$ cm.
- un bouchon inférieur de diamètre $2r$ et d'épaisseur $e_s=1$ cm.

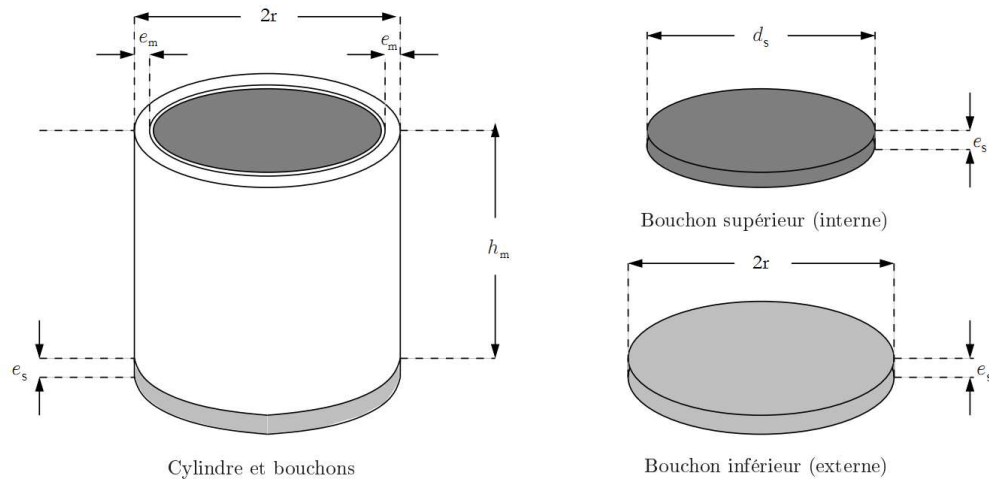


FIGURE 3.4 – Caractéristiques d'une maquette de réservoir en PVC

Le tableau ci-après récapitule la géométrie des cylindres rigides en PVC à échelle réduite :

	Réservoir 1	Réservoir 2	Réservoir 3
h_m (cm)	24	17	17
$2r$ (cm)	25	31,5	50
d_s (cm)	23	29,5	48
e_s (cm)	1	1	1
e_m (cm)	1	1	1

TABLE 3.9 – Géométrie des maquettes rigides en PVC

Les cylindres sont fixés sur la table d'explosion de telle manière que le cylindre puisse tourner autour de son axe. Les capteurs de pressions sont placés selon une génératrice du cylindre. En faisant tourner le cylindre, on fixe la position angulaire par rapport au front de choc ce qui permettra de caractériser le champ de pression sur l'ensemble du cylindre (figure 3.5).

Le bouchon inférieur est connecté avec le cylindre indéformable en utilisant des vis (figure 3.5). Deux trous de diamètre de 16 mm ont été percés au centre du bouchon inférieur et sur le plateau d'essai, ce qui permet non seulement de fixer le cylindre et le bouchon inférieur sur le plateau mais aussi de le faire tourner autour de son axe principal. Une glissière de largeur de 35 mm a été percée sur le bouchon inférieur, ce qui permet de faire passer des fils des capteurs de pression lors de la rotation du cylindre rigide. Un trou de diamètre de 35 mm a été fait sur le plateau et à une extrémité de la glissière pour faire passer des fils à travers le plateau d'essai (figure 3.1).

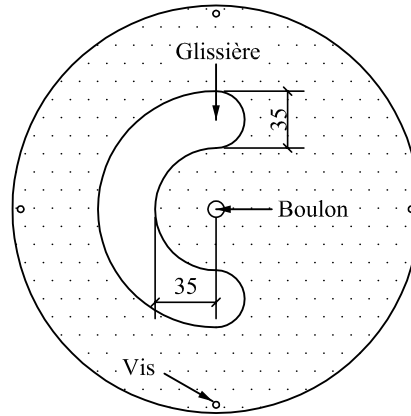


FIGURE 3.5 – Section du bouchon inférieur pour le système de fixation

La figure 3.1 présentait déjà une représentation 2D du dispositif et de l'instrumentation. La figure 3.6 propose une représentation 3D de la configuration expérimentale pour mesurer le champ de pression réfléchi sur des cylindres rigides. La charge hémisphérique de gaz est confinée dans une demie bulle de savon de rayon R_o ($R_o = 4, 6, 8, 10$ cm) formée au niveau du sol, à une distance d que l'on fait varier entre 10 cm et 164 cm du cylindre rigide en PVC. Le réservoir est instrumenté de six capteurs de pression :

- trois sont placés à trois hauteurs différentes sur une même génératrice du cylindre. Les hauteurs par rapport au sol des 3 capteurs de pression du réservoir 1 sont de 4,4 cm ; 13,1 cm ; 22 cm. Les hauteurs par rapport au sol des 3 capteurs de pression des réservoir 2 et 3 sont de 4 cm ; 9,5 cm ; 15 cm. Les hauteurs des trois capteurs ont été choisies pour mesurer des pressions en bas, à mi-hauteur et en haut de chaque réservoir, ce qui permet de mesurer non seulement des pressions circonférentielles autour du cylindre mais aussi des pressions longitudinales sur toute la hauteur du cylindre.
- trois autres capteurs sont disposés sur le couvercle supérieur du réservoir (figure 3.6). Les positions des 3 capteurs de pression sur le bouchon supérieur par rapport à son axe principal sont de 0 ; $\frac{d_s}{4}$; $\frac{3d_s}{8}$ (figure 3.4).

Pour chaque distance fixée entre le centre d'explosion et le cylindre, le cylindre est tourné autour de son axe principal tous les 15° ce qui permet d'étudier le champ de pression réfléchi sur l'ensemble du cylindre (θ variant de 0° à 180°).

R_o (cm)	4					6			8			10	
E (kJ)	3,8					12,8			30,4			59,3	
d (cm)	100	57	33,5	16,1	10	123	40	14	164	50	18	123	40
$\lambda(m.MJ^{-1/3})$	6,41	3,65	2,15	1,03	0,64	5,26	1,71	0,60	5,26	1,60	0,58	3,15	1,03
ΔP_i^+ (mbar)	71	148	319	1032	2380	91	453	2699	91	501	2885	182	1043
ΔP_r^+ (mbar)	162	319	878	3455	7808	197	1384	8621	193	1366	11086	407	3027

TABLE 3.10 – Distances et rayons de bulle des tirs pour le réservoir 1

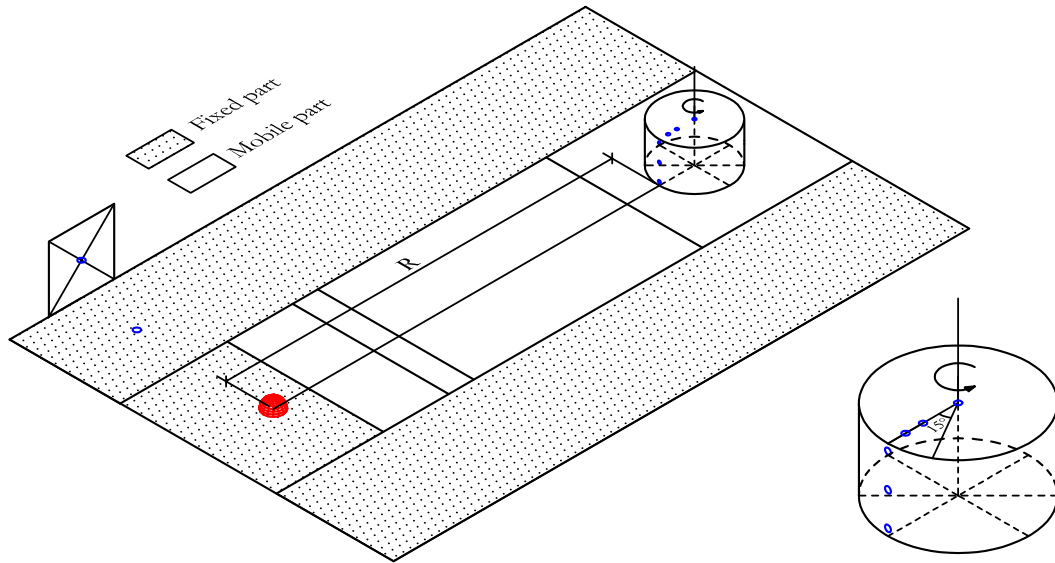
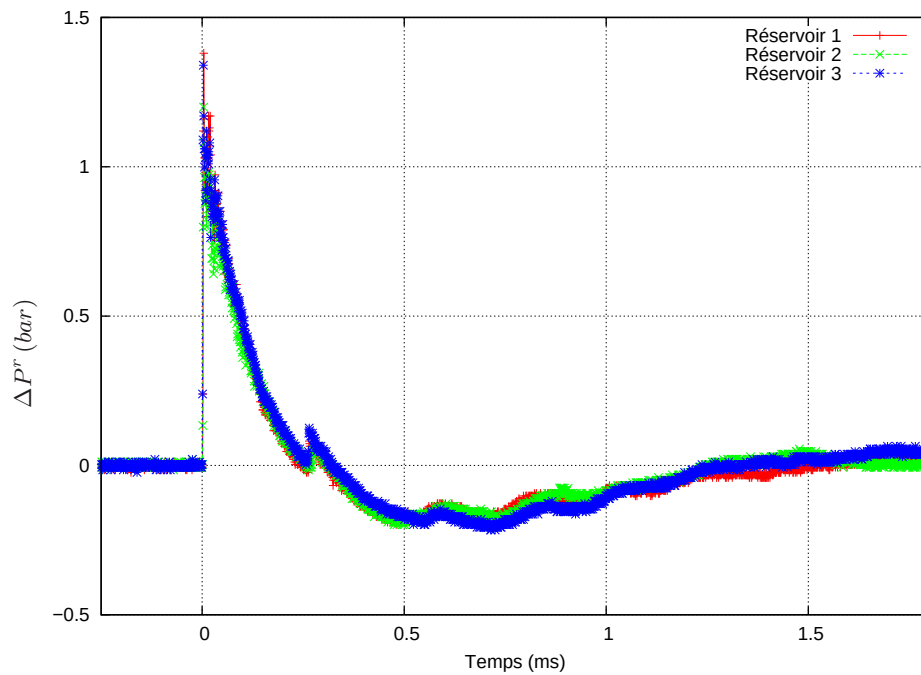


FIGURE 3.6 – Dispositif expérimental retenu en 3D

Le tableau 3.10 récapitule les distances, entre la source d'explosion et la génératrice du réservoir à 0° , et des rayons de bulle des tirs pour le réservoir 1. *Les tirs pour les réservoirs rigides 2 et 3 n'ont été effectués qu'avec un seul rayon de bulle de 6 cm aux mêmes distances.* Ces dispositifs expérimentaux permettent de caractériser l'évolution spatio-temporelle de la pression sur l'ensemble du périmètre du cylindre. La figure 3.7 illustre l'excellente reproductibilité des tirs lorsqu'on passe d'une maquette à une autre.

FIGURE 3.7 – Reproductibilité de la surpression réfléchie à 0° pour des essais sur les trois réservoirs rigides (bulle de 6 cm à 40 cm)

3.3.5 Caractérisation de la réponse des réservoirs métalliques

Dans cette partie, les expérimentations développées pour l'étude de la réponse des réservoirs métalliques soumises à l'action d'une onde de choc issue de la détonation d'un mélange de gaz sont présentées. Les essais sur maquettes métalliques sont réalisés selon les mêmes configurations (distance, énergie) que ceux sur les cylindres rigides en PVC. Cela nous permettra d'utiliser les résultats de l'évolution spatio-temporelle de pression sur les cylindres rigides comme données d'entrée des modèles mécaniques de prédiction du flambage.

Les essais se sont déroulés dans l'ordre de la position la plus éloignée du cylindre jusqu'à la position la plus proche par rapport à la source d'explosion. Nous changeons de maquette dès que des déformations irréversibles sont relevées. Avec cette méthode, nous déterminons facilement, pour une charge de gaz, la distance entre la source d'explosion et le réservoir où le flambage apparaît.

3.3.5.1 Conception des maquettes métalliques

Matériau

Le matériau retenu pour la réalisation des maquettes métalliques à échelle réduite est un acier austénitique : acier inoxydable AISI 304 (X5CrNi18-10). Cinq rouleaux d'acier AISI 304 de dimensions $5\text{ m} \times 30\text{ cm} \times 0,1\text{ mm}$ ont été choisis pour ces études. Les caractéristiques mécaniques de la tôle d'acier ont été identifiées lors d'essais de traction au laboratoire et présentées dans le tableau 3.11 :

ρ (kg.m^{-3})	7930
E_o (GPa)	200
σ_y (MPa)	235
σ_u (MPa)	635

TABLE 3.11 – Propriétés mécaniques de la tôle d'acier AISI 304

Conception du cylindre

La tôle d'acier AISI 304 est découpée avec un massicot à métal qui permet une découpe parfaite sans bavure et sans voilement de la tôle. La longueur de tôle utilisée pour chaque maquette est égale au périmètre du réservoir en ajoutant un jeu de 2 cm pour le collage. Le cylindre métallique est créé en enroulant la feuille d'acier sur le réservoir rigide en PVC de taille équivalente. Les deux extrémités de la feuille sont collées l'une sur l'autre. Quelques serre-joints permettent de fixer la feuille sur le cylindre rigide. Une barre en bois est placée entre le serre-joint et la feuille d'acier afin d'éviter la déformation de la tôle après le serrage. Un fil en caoutchouc tient immobile ce système (feuille d'acier, cylindre rigide, serre-joints) jusqu'au durcissement de la colle. La maquette peut être démontée du système après deux heures.

Si la maquette est équipée d'un raidisseur ou d'un toit, la maquette n'est pas démontée du système précédent après le durcissement de la colle. Le raidisseur, préalablement mis en forme, ou le toit sont assemblés avec le cylindre par collage.

Conception des toits

A l'échelle 1, le toit du réservoir 1 est fixe de type autoportant sans charpente pour contenir des liquides peu volatils et à faible tension de vapeur. Les toits des réservoirs 2 et 3 peuvent être flottants internes, flottant externe ou fixe autoportant avec charpente afin de contenir des liquides volatils comme des pétroles bruts, des naphas et autres carburants. Les formes des toits peuvent être coniques ou sphériques.

A l'échelle réduite, le toit conique aura une pente de $\frac{1}{5}$ et l'épaisseur de la tôle d'acier AISI 304 du réservoir 1. Les réservoirs 2 et 3 sont réalisés sans toit en raison de leurs importants diamètres par rapport à la largeur de la tôle (30cm).

Le toit conique est formé à partir d'un cercle plan initial ayant un diamètre $2r_i$ (figure 3.8). Le diamètre du toit conique doit être égal à celui du réservoir 1 ($2r$). Après avoir coupé le cercle initial suivant une ligne de dimension r et passant son centre (figure 3.8), les deux surfaces sont collées l'une sur l'autre afin de former un cône. La colle retenue est une colle à base de polymères modifiés silane (colle dite MS polymer) qui sera utilisée pour l'ensemble des collages réalisés dans ce travail. Il faut déterminer le rayon du cercle initial et la longueur de collage s pour faire un toit ayant un même rayon que le réservoir 1 et une pente $\chi = \frac{1}{5}$. Un système de deux équations de r_i et de s est exprimé sous la forme :

$$\begin{cases} r_i^2 - r^2 = (r\chi)^2 \\ \frac{2\pi r_i - s}{\pi} = 2r \end{cases} \quad (3.12)$$

En remplaçant la pente $\chi = \frac{1}{5}$ et le rayon du réservoir $r = 12,5cm$ dans les équations 3.12, nous obtenons :

$$r_i = 12,75cm \quad \text{et} \quad s = 1,55cm$$

Nous avons ajouté quelques pattes de forme triangulaire (figure 3.8) et de largeur de 1 cm afin de fixer le toit sur le réservoir 1 par collage. Les paramètres du cercle plan initial valent :

$$\begin{cases} r_{io} = r_i + 1 = 13,75cm \\ s_o = s \frac{r_{io}}{r_i} = 1,67cm \end{cases} \quad (3.13)$$

Conception des raidisseurs

Tous les réservoirs n'ont pas besoin de raidisseurs pour renforcer leur tenue. Les réservoirs à toit fixé sur la structure peuvent ainsi être considérés comme suffisamment raidis au sommet de la coque par la structure du toit et il n'est pas nécessaire d'utiliser un raidisseur primaire ([Eurocode3 2002]). A l'inverse, il convient de renforcer les réservoirs à sommet ouvert d'un collet primaire placé au sommet ou près du sommet de la virole supérieure ([Eurocode3 2002]).

Il y aura un seul raidisseur circonférentiel en tête du réservoir. Le calcul des raidisseurs se base sur le calcul d'une rigidité minimale (module résistant élastique) ([Eurocode3 2002]). Le module résistant élastique est la fraction entre le moment d'inertie de la section calculée et la distance maximale de l'axe neutre au point le plus loin de la section. A l'échelle réelle, les raidisseurs ont la forme d'une

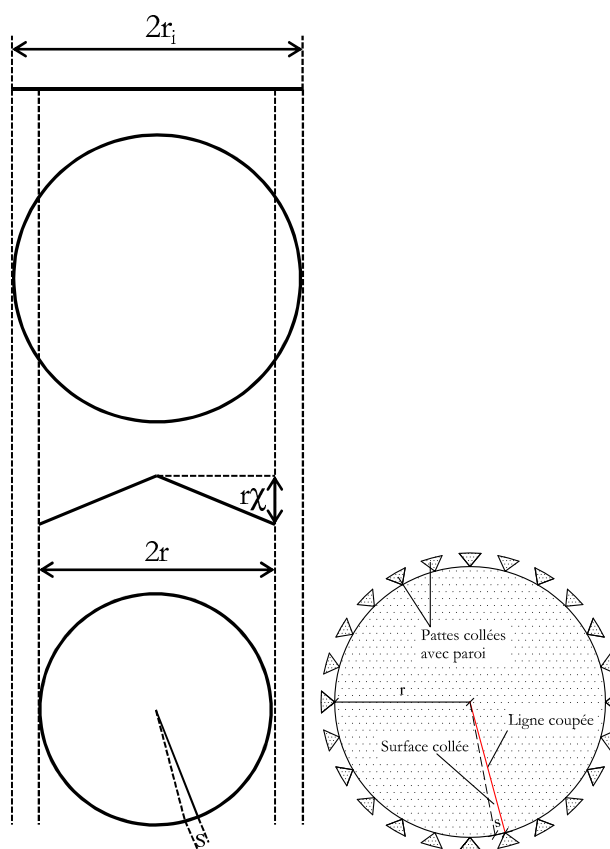


FIGURE 3.8 – Géométrie initiale (cercle) et finale (cône) du toit

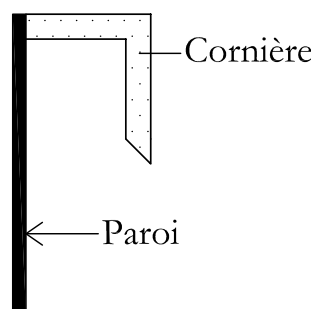


FIGURE 3.9 – Raidisseur du réservoir sous forme d’une cornière

cornière soudée à la paroi du réservoir (figure 3.9).

A échelle réduite, nous avons choisi de réaliser des raidisseurs avec une section circulaire équivalent du point de vue de la rigidité apportée aux raidisseurs en forme de cornières. Ce choix est à nouveau dicté par des problèmes de faisabilité de raidisseurs en cornière.

L'évaluation du module résistant élastique réel W_e du raidisseur par rapport à l'axe neutre vertical inclut les parties de la coque du réservoir qui sont comprises dans une distance de 16 fois de l'épaisseur du réservoir (figure 3.10) :

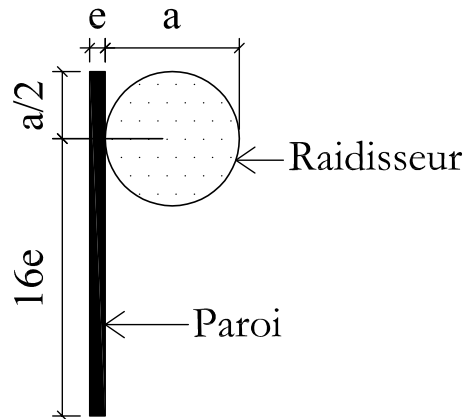


FIGURE 3.10 – Schéma de calcul d'un raidisseur circulaire

Le module résistant élastique réel W_e doit être supérieur ou égal à W_{min} ([Eurocode3 2002]) :

$$W_{min} = \frac{hr^2}{4300000} \quad (m^3)$$

h et r sont la hauteur et le rayon du réservoir.

Nous pouvons donc déterminer les valeurs minimales admissibles du diamètre des raidisseurs pour nos différents réservoirs. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau ci-après :

	Réservoir 1	Réservoir 2	Réservoir 3
a (mm)	2	3	3

TABLE 3.12 – Diamètre retenu des raidisseurs des réservoirs

Le raidisseur circulaire est collé sur la paroi du réservoir. Trois configurations sont retenues pour le réservoir 1 : avec toit, avec raidisseur ou sans toit ni raidisseur. Nous avons également réalisé des essais sur les réservoirs 2 et 3 équipés d'un raidisseur.

Système de fixation des maquettes métalliques

La fixation d'une maquette métallique sur le plateau d'essais a été faite à l'aide du bouchon inférieur (figure 3.5) et d'un anneau métallique. La base de la maquette métallique a été placée entre le bouchon inférieur et l'anneau métallique qui est serré à ses extrémités par boulonnage. La fixation de ce système (bouchon inférieur, maquette, anneau métallique) avec le plateau d'essais a été effectuée par un boulon (figure 3.5).

3.3.5.2 Mesures effectuées pendant les essais

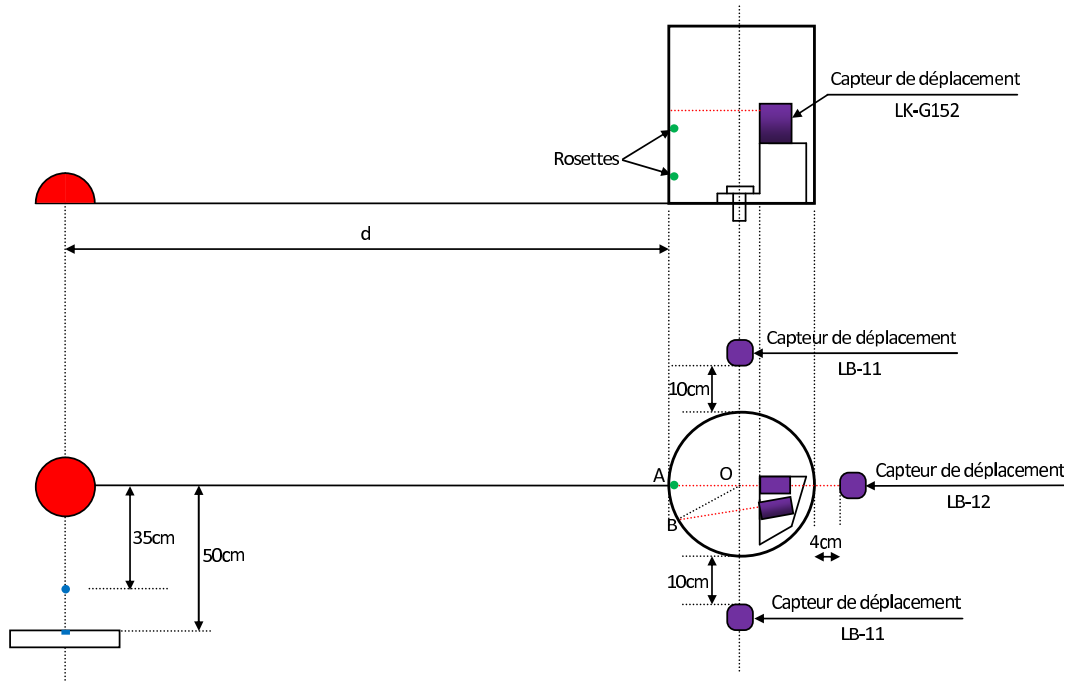


FIGURE 3.11 – Dispositif expérimental des maquettes métalliques (vue latérale et de dessus)

Quatre mesures de déformation, cinq mesures de déplacement et deux mesures de pression ont été relevées pour chaque tir (figure 3.11). Le système d'acquisition des signaux se compose d'une carte d'acquisition de 8 voies de type NI PXI-5105 et d'un oscilloscope de 4 voies. Les deux capteurs de déplacement à l'intérieur de la maquette sont de type LK-G152 de KEYENCE (distance de fonctionnement $15\text{cm} \pm 4\text{cm}$). Les trois capteurs de déplacement à l'extérieur du réservoir se composent de deux capteurs de type LB-11 (distance de fonctionnement $10\text{cm} \pm 2\text{cm}$) et d'un capteur de type LB-12 (distance de fonctionnement $4\text{cm} \pm 1\text{cm}$) (figure 3.11). Les trois capteurs de déplacement à l'extérieur sont connectés à trois contrôleurs qui sont reliés à trois voies de l'oscilloscope. Les quatre mesures de déformation dont deux verticales et deux horizontales, correspondantes à deux rosettes KYOWA, sont reliées à 4 ponts amplificateurs de type SEDEME TS 205, connectés à 4 voies de la carte d'acquisition NI PXI-5105. Les deux capteurs de pression, qui contrôlent l'énergie réelle de chaque tir, sont reliés à deux amplificateurs de charges, connectés à deux voies de la carte d'acquisition (figure 3.12). Le nombre total de voies du système d'acquisition des signaux est de 11.

Le logiciel, qui permet de régler les paramètres de deux capteurs à l'intérieur du réservoir et de visualiser les résultats de déplacements, est LK-Navigator. Les résultats de déplacements des 3 capteurs à l'extérieur du réservoir sont visualisés directement par l'oscilloscope. Le reste des mesures est

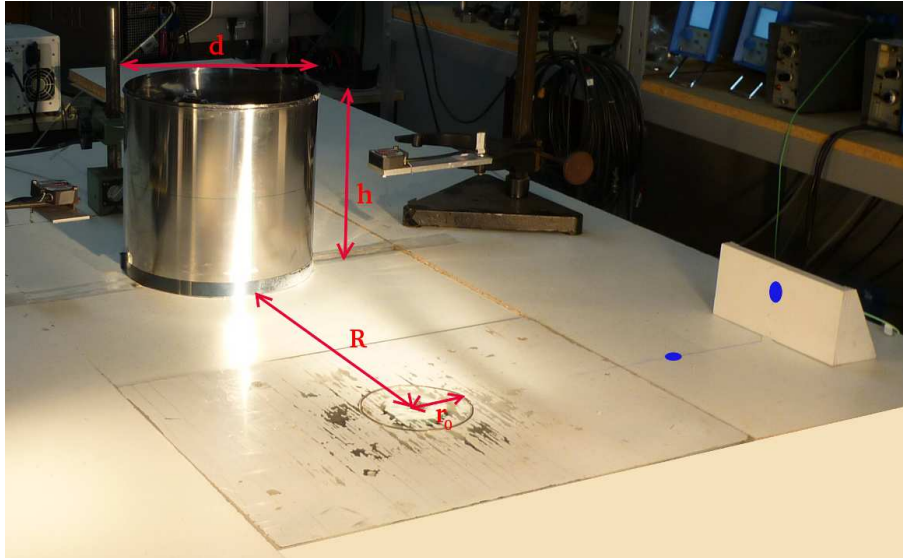


FIGURE 3.12 – Réservoir métallique et capteurs de pression (couleur bleue).

contrôlé par le logiciel Labview installé sur l'ordinateur.

Nous allons maintenant préciser chacune des mesures.

Mesures de pressions

Deux mesures de pression sont obtenues au moyen de deux capteurs de pression dont l'un est disposé sur le plateau d'essais à 35 cm de la source d'explosion et l'autre est placé sur un petit mur à 50 cm de la source d'explosion. Ces deux capteurs de pression mesurent la pression incidente et réfléchiée de chaque tir, ce qui permet d'obtenir par correction de l'énergie réelle (voir paragraphe 3.3.2.2).

Mesures de déplacement

Cinq mesures de déplacement ont été effectuées lors des essais. Les deux capteurs de déplacement à l'intérieur mesurent les déplacements en deux points A et B sur la paroi du réservoir. L'angle formé par ces deux points et le centre du réservoir $\widehat{AOB}$ est de 30° (figure 3.11). Les hauteurs des mesures de déplacements sont de 13 cm pour le réservoir 1 et de $8,5\text{ cm}$ pour les réservoirs 2 et 3. Les trois capteurs à l'extérieur du réservoir mesurent les déplacements à 90° , 180° , 270° et à mi-hauteur du réservoir. Les cinq capteurs de déplacement sont positionnés au centre de leur plage de mesures (figure 3.11) et centrés autour de la mesure lorsque l'affichage LED initial est vert.

Mesures de déformation

Sur chaque maquette métallique, deux rosettes de jauges biaxiales de type KYOWA sont collées à l'intérieur de la maquette pour la mesure de déformations longitudinales et circonférentielles sur la génératrice qui fait face à l'explosion (figure 3.11) :

- soit à 0° et 30° pour une même hauteur de $11,5\text{ cm}$ soit pour une même position angulaire de 0° mais à deux hauteurs différentes de $11,5\text{ cm}$ et 4 cm pour le réservoir 1 ;

- soit pour une même position angulaire de 0° mais à deux hauteurs différentes 7.5 cm et 4 cm pour les réservoirs 2 et 3.

Les quatre ponts amplificateurs sont réglés pour que la conversion d'unité standard de tous les ponts soit égale à 20 mV. Si la valeur mesurée par Labview en tension est de ι (mV), la déformation est déduite de la formule :

$$\epsilon = \frac{\iota \cdot 10^{-4}}{41,8} \quad (3.14)$$

Mesures de déformées résiduelles

Les déplacements résiduels radiaux sont mesurés à trois hauteurs différentes par rapport au sol ont été mesurées par deux capteurs de déplacement de type LK-G152. La maquette déformée est mise en rotation autour de son axe principal de 0° à 360° . Un capteur de déplacement vise la base du réservoir pour corriger un éventuel mauvais centrage du système lors de la rotation et une potentielle ovalisation initiale du réservoir. Un deuxième capteur de déplacement vise la paroi du réservoir à une hauteur précise, où les déplacements résiduels paraissent importants. La différence de mesures des deux capteurs de déplacement nous donne la variation des déplacements résiduels radiaux autour du réservoir déformé. Ce type de mesure a été réalisé à trois hauteurs différentes pour toutes les maquettes déformées.

3.3.5.3 Détermination du mode de flambage

Les modes circonférentiels de flambage sont déterminés en décomptant le nombre de *lobes* apparents en en déterminant sur quelle longueur ils sont présents. Plusieurs modes sont parfois mis en évidence lors des essais. Nous les nommerons mode primaire (le mode le plus bas détecté) et mode secondaire (figure 3.13).

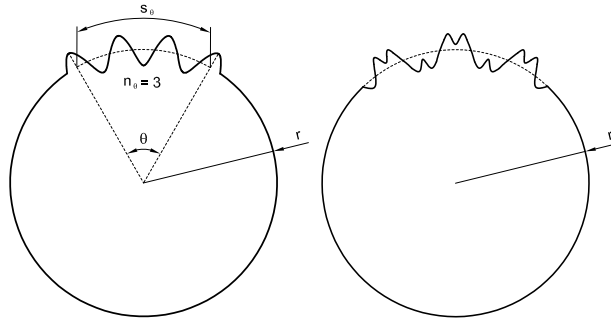


FIGURE 3.13 – Schématisation du flambage suivant un ou deux modes simultanés

Ces modes ont été déterminés par la formule :

$$n = \frac{2\pi n_\theta r}{s_\theta} \quad (3.15)$$

Où n est le mode total de flambage autour du réservoir déformé, n_θ est le nombre de lobes identifiés sur le réservoir déformé pour un angle θ , r est le rayon du réservoir et s_θ est la l'abscisse curviligne de la zone déformée, correspondante à un angle θ du réservoir.

3.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail les configurations et les techniques utilisées pour mesurer à échelle réduite l'évolution spatio-temporelle des pressions incidentes et réfléchies sur un cylindre rigide ainsi que la réponse des réservoirs métalliques sous l'action d'une onde de choc issue de la détonation d'un mélange gazeux.

Le passage de l'échelle réelle à l'échelle réduite repose pour l'onde de souffle sur la similitude de Hopkinson (égalité des distances réduites $\lambda = \frac{r}{\sqrt[3]{E}}$ où r représente la distance au centre de l'explosion et E l'énergie de l'explosion), qui conduit à un facteur 1 sur les niveaux de surpression, k sur les distances, les temps d'application et les impulsions et k^3 sur les énergies. Pour la structure, nous avons montré que la réalisation d'une maquette dans le même matériau, présentant un rapport k d'homothétie avec la structure réelle, sollicitée par un chargement de même intensité que le chargement réel mais de durée à l'échelle k , permettra d'assurer la similitude des périodes de vibration du cylindre qu'il soit assimilé à une poutre ou à une coque mince, des charges critiques de flambage et des contraintes à l'encastrement. Nous serons donc en mesure de reproduire les modes de défaillances dominants observés.

Trois réservoirs types, présentant un élancement différent, ont été choisis comme représentatifs des bacs atmosphériques et gazomètres rencontrés sur les sites industriels pétrochimiques. En tenant compte de contrainte techniques sur la disponibilité des tôles minces en acier, trois facteurs de similitude différents ont été retenus pour les trois réservoirs. Sous l'hypothèse de découplage entre la déformation du réservoir et la sollicitation par l'onde de choc, nous avons réalisé deux campagnes d'essais différentes : l'une sur des cylindres rigides en PVC d'épaisseur de 10 mm pour mesurer les surpressions incidentes et réfléchies et l'autre sur des maquettes métalliques d'épaisseur 0,1 mm pour identifier et quantifier leurs réponses sous l'action de l'onde de choc.

Si les techniques de réalisation, d'instrumentation ainsi que les méthodes de dépouillement ont été décrites, les résultats obtenus et leur analyse font l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Résultats et discussions

Ce chapitre consiste à présenter les résultats obtenus lors de nos essais, à les comparer avec ceux de la littérature et à les confronter aux estimations des simulations numériques. Les caractéristiques de l'onde incidente se propageant en champ libre, et de l'onde réfléchie sur le cylindre sont exprimées sous forme de polynômes ou d'abaques. Nous exprimons la valeur des coefficients de réflexion de l'onde de choc en fonction de l'angle d'incidence et de la surpression incidente. La comparaison entre la méthode semi-analytique et les résultats expérimentaux des amplifications maximales est détaillée. La comparaison des courbes critiques de flambage, déterminées par les approches simplifiées et par des simulations numériques, avec les points expérimentaux permet de valider notre modèle dynamique élastique de la réponse des réservoirs métalliques à une explosion externe.

4.1 Caractérisation de l'onde incidente

Dans ce paragraphe, les caractéristiques des signaux de pression associées à l'onde incidente issues de la détonation d'un mélange gazeux propane-oxygène en proportions stoechiométriques sont décrites. La configuration expérimentale pour mesurer l'onde incidente a été présentée dans la partie 3.3.2. Nous présentons des résultats concernant tous les paramètres de l'onde de choc, c'est à dire :

- temps d'arrivée de l'onde au point de mesure :

$$\frac{t_a}{E^{1/3}} \left(\frac{ms}{MJ^{1/3}} \right)$$

- surpression, impulsion et durée pour la phase de surpression

$$\frac{\Delta P_i^+}{P_o} (bar), \quad \frac{I_i^+}{E^{1/3}} \left(\frac{bar.ms}{MJ^{1/3}} \right), \quad \frac{t_i^+}{E^{1/3}} \left(\frac{ms}{MJ^{1/3}} \right)$$

- surpression, impulsion et durée pour la phase de dépression :

$$\frac{\Delta P_i^-}{P_o} (bar), \quad \frac{I_i^-}{E^{1/3}} \left(\frac{bar.ms}{MJ^{1/3}} \right), \quad \frac{t_i^-}{E^{1/3}} \left(\frac{ms}{MJ^{1/3}} \right)$$

Ces paramètres sont exprimés sous forme des polynômes (formule 1.9) en fonction de la distance réduite $\lambda = \frac{d}{E^{1/3}} \left(\frac{m}{MJ^{1/3}} \right)$.

Les coefficients des polynômes sont déterminés par la méthode des moindres carrés et un algorithme de Levenberg-Marquat. Le tableau 4.1 récapitule tous les coefficients des polynômes identifiés à partir de nos données expérimentales.

	$\frac{t_a}{E^{1/3}}$	$\frac{\Delta P_i^+}{P_o}$	$\frac{I_i^+}{E^{1/3}}$	$\frac{t_i^+}{E^{1/3}}$
λ	$0,68 \div 8,21$	$0,68 \div 8,21$	$0,68 \div 8,21$	$0,68 \div 8,21$
A	0	0	-0,102	0
B	-0,126	0,125	0,118	-0,161
C	1,57	-1,703	-0,754	0,675
D_o	0,259	0,085	-1,207	-0,053
$S_N(\%)$	8,24	10,8	10,8	12,76

(a) Phase positive

	$\frac{\Delta P_i^-}{P_o}$	$\frac{I_i^-}{E^{1/3}}$	$\frac{t_i^-}{E^{1/3}}$
λ	$0,68 \div 8,21$	$0,68 \div 8,21$	$0,68 \div 8,21$
A	0	0	0
B	-0,135	-0,257	-0,049
C	-0,613	-0,509	0,025
D_o	-1,9	-0,974	1,654
$S_N(\%)$	15,4	12,7	14

(b) Phase négative

TABLE 4.1 – Coefficients des polynômes de l'onde incidente

S_N est l'écart-type empirique relatif entre nos expériences et nos interpolations, déterminé par la formule 4.1 en remplaçant les caractéristiques de l'onde réfléchie (Y) par celles de l'onde incidente (X). L'écart-type empirique relatif (formule 4.1) des caractéristiques de l'onde incidente est compris entre 8,24% et 15,4%.

Les figures 4.1, 4.2, 4.3, présentent les comparaisons des caractéristiques de la phase positive de l'onde de choc entre nos expériences avec les résultats préalablement établis par [Brossard 1985] et [Trélat 2006]. Les résultats restent globalement cohérents. La figure 4.1 représente la surpression incidente en champ libre en fonction de la distance réduite. Nous constatons que nos résultats expérimentaux collent bien avec ceux de [Trélat 2006]. En ce qui concerne l'impulsion et la durée positives réduites (figures 4.2, 4.3), nos résultats collent bien avec ceux de [Trélat 2006] pour les distances réduites comprises entre $0,68$ et $2 \text{ m.MJ}^{-1/3}$. Pour les distances réduites supérieures à $2 \text{ m.MJ}^{-1/3}$, plus la distance réduite augmente, plus nos résultats et ceux de [Trélat 2006] diffèrent. La durée et l'impulsion positives réduites de [Trélat 2006] sont plus importantes que celles de nos expériences dans cette plage de distances réduites.

Nos résultats et ceux de [Trélat 2006] présentent toujours un écart avec ceux de [Brossard 1985]. Cette différence peut s'expliquer par la nature du mélange gazeux. En effet, les essais réalisés par [Lannoy 1984] et [Brossard 1985] l'ont été à grande échelle sur le site du CESTA avec des volumes sphériques ou hémisphériques de gaz compris entre $1,6$ et 510 m^3 . Les mélanges gazeux mis en jeu sont divers : propane (C_3H_8)-oxygène, propane (C_3H_8)-air, acétylène (C_2H_2)-air, éthylène (C_2H_4)-air en proportions stoechiométriques, et leurs résultats sont donc des moyennes pour des gaz différents. Toutefois, malgré ces différences, la surpression et l'impulsion positive réduite de nos expériences sont au plus inférieures de 12% à 32% à celles de [Brossard 1985].

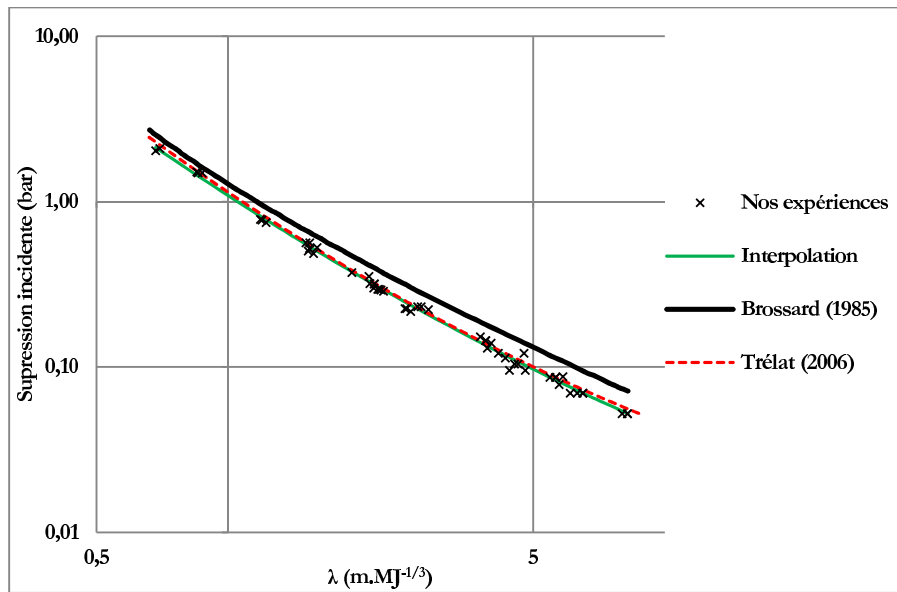


FIGURE 4.1 – Surpressions incidentes issues de la détonation d'un mélange gazeux

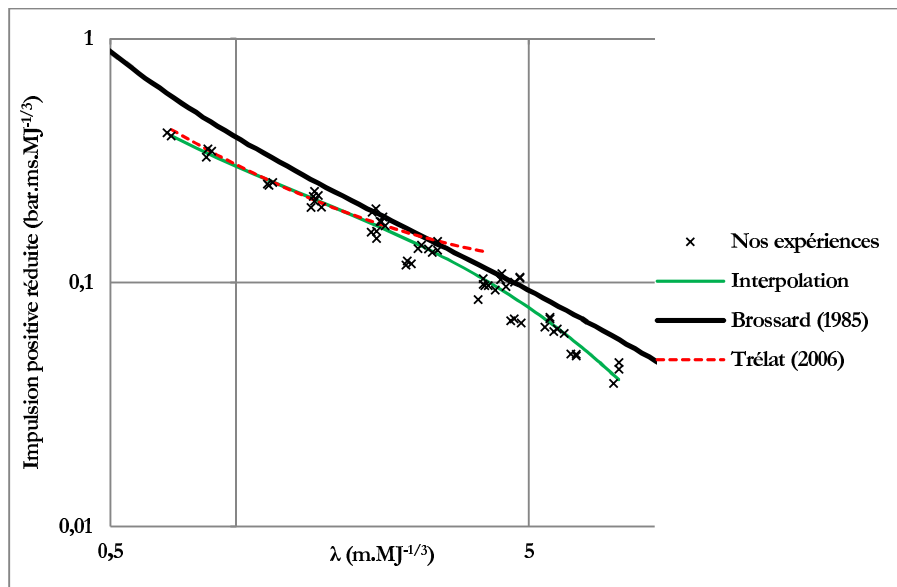


FIGURE 4.2 – Impulsions positives réduites incidentes issues de la détonation d'un mélange gazeux

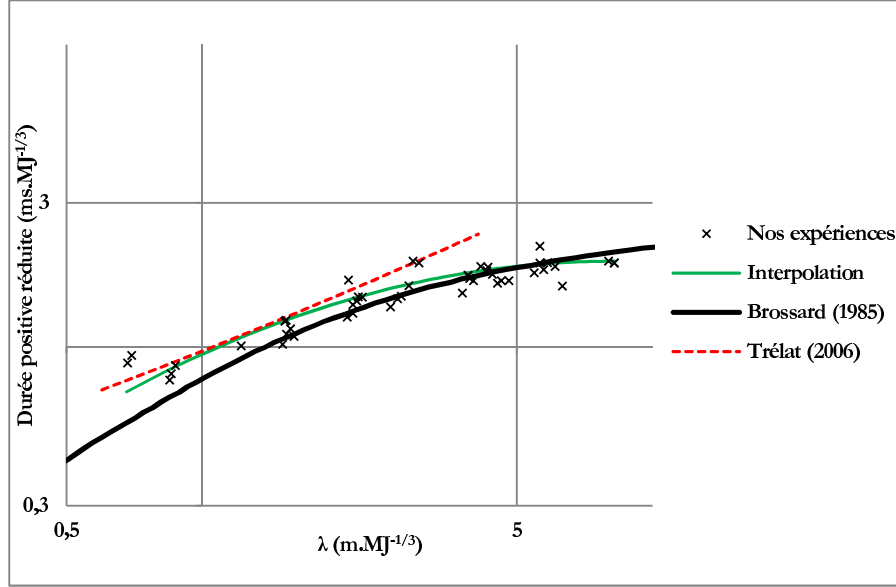


FIGURE 4.3 – Durées positives réduites incidentes issues de la détonation d'un mélange gazeux

4.2 Caractérisation de l'onde réfléchiée sur un réservoir rigide

Les caractéristiques du champ de pression consécutif à une détonation gazeuse, au passage de l'onde incidente ont été présentées dans le paragraphe précédent. La présence d'un cylindre perturbe ce champ incident. Nous présentons maintenant la répartition des pressions sur le premier cylindre placé dans ce champ incident lors de la détonation d'un mélange gazeux propane-oxygène au niveau du sol.

4.2.1 Évolution spatio-temporelle du chargement

Avant de nous intéresser aux résultats que l'on peut tirer de l'ensemble des essais réalisés, nous allons en choisir un pour mettre en évidence quelques faits saillants. Cet essai correspond à la détonation d'une bulle de 6 cm de rayon située à 40 cm du réservoir. Elle génère une surpression incidente sur le réservoir de 490 mbar (à $\theta = 0$). La figure 4.4 représente l'évolution spatio-temporelle de la pression mesurée par le capteur situé à la base de la maquette.

Nous observons, ce qui est conforme avec la propagation de l'onde sphérique, que dans la zone éclairée ($\theta \leq 76^\circ$) plus la position angulaire augmente, plus la surpression et la dépression diminuent. Elles continuent ensuite de diminuer avant de stagner ou recroître (figure 4.5). Le profil du signal est de plus fortement altéré et ne ressemble plus à celui de l'onde de choc pour les angles supérieurs à 120° (figure 4.4). La surpression est importante sur la face avant du réservoir en raison de la réflexion de l'onde de choc lors de l'interaction. Les surpressions sur les faces latérales et arrière du réservoir sont plus faibles que celles sur la face avant, ce qui s'explique par le fait que ces faces sont non directement exposées à l'explosion car situées dans la zone d'ombre. La surpression à 0° est 17,6 fois plus importante que celle à 180° . La dépression à 0° est 3,4 fois plus importante que celle à 180° . Le temps d'arrivée augmente logiquement avec l'accroissement de l'angle (figure 4.6). On peut calculer un coefficient de réflexion pour la surpression incidente, on trouve : $C_r^{\Delta P^+} = 2,8$.

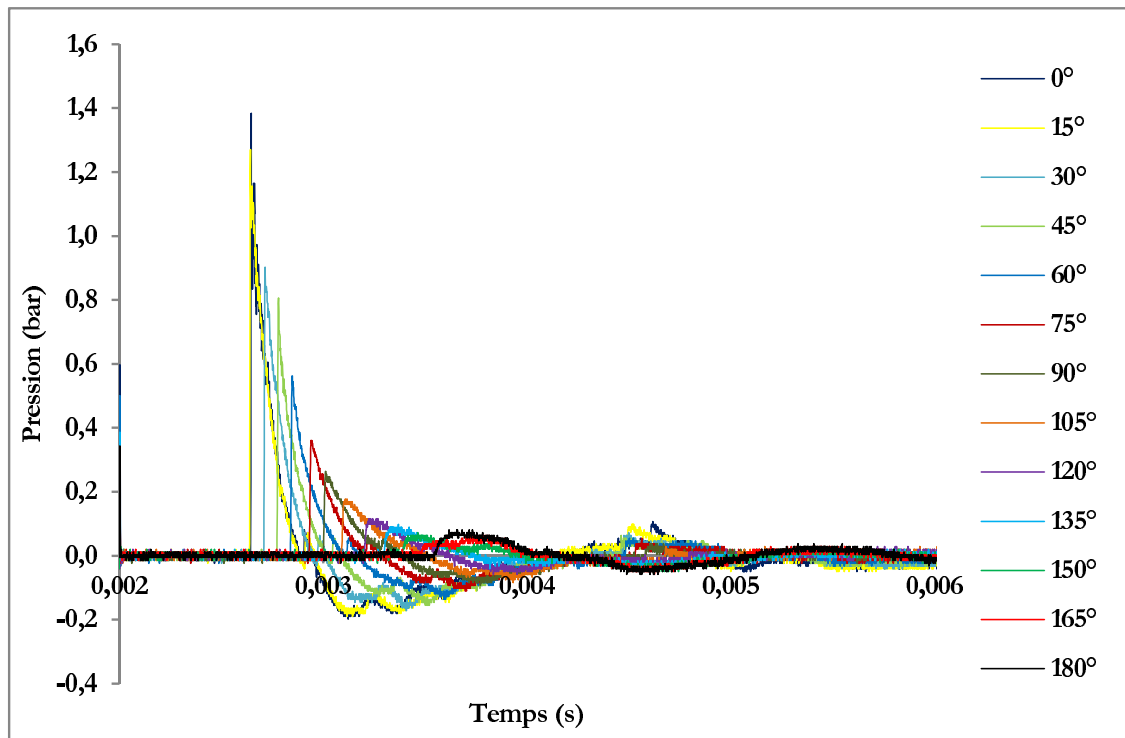


FIGURE 4.4 – Évolution spatio-temporelle de la pression autour du réservoir 1 avec $d=40\text{cm}$; $R_o=6\text{cm}$

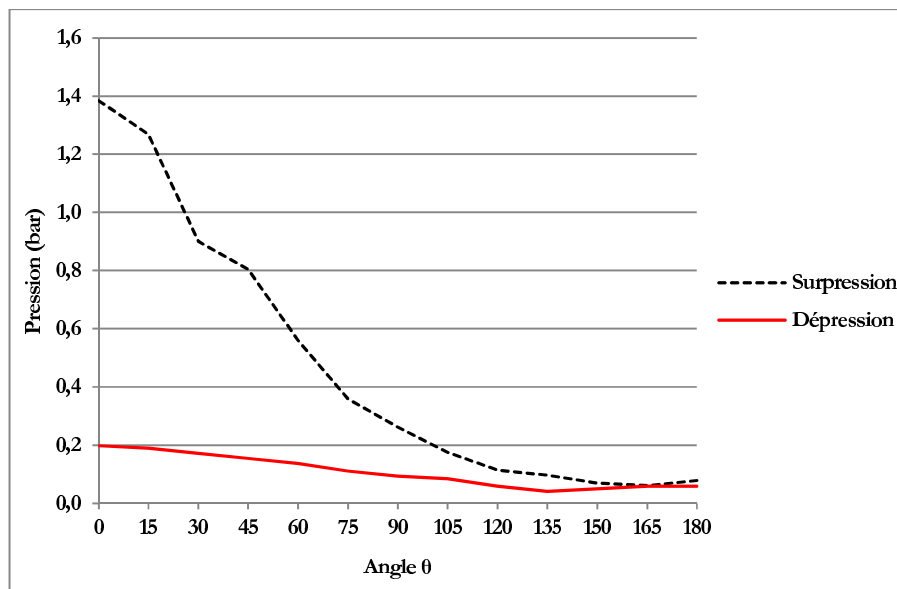


FIGURE 4.5 – Variation des caractéristiques de la surpression et de la dépression (reportée en valeur absolue) réfléchies en fonction de la position angulaire : capteur situé à la base du réservoir 1 avec $d=40\text{cm}$; $R_o=6\text{cm}$

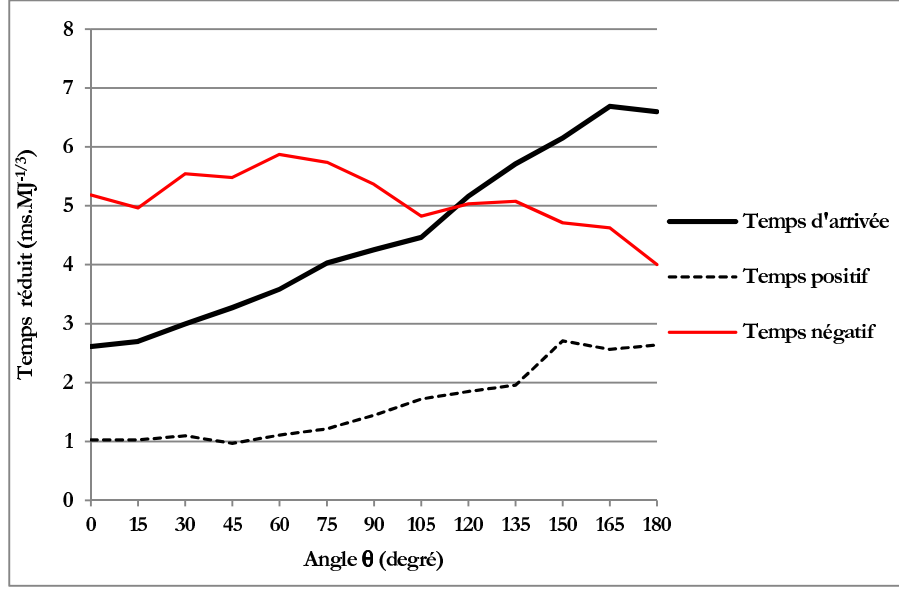


FIGURE 4.6 – Variation des caractéristiques des temps positifs et négatifs réduits de l’onde réfléchi en fonction de la position angulaire : capteur à la base du réservoir 1 avec $d=40\text{cm}$; $R_o=6\text{cm}$

La figure 4.6 présente également l’évolution des durées positive et négative réduites en fonction de l’angle. Un premier constat est que les variations sur les temps réduits sont beaucoup plus faibles que celles sur la surpression. La durée positive réduite augmente de 1 à $2,64 \text{ ms.MJ}^{-1/3}$ lorsque l’angle varie entre 0° et 180° . Elle ne varie cependant que très faiblement dans la zone éclairée. La durée négative réduite varie de manière plus chaotique autour d’une valeur de $5 \text{ ms.MJ}^{-1/3}$. La durée négative réduite augmente de 5,2 (0°) à $5,87 \text{ ms.MJ}^{-1/3}$ (60°) avant de diminuer jusqu’à $4 \text{ ms.MJ}^{-1/3}$ (180°). On peut également calculer un coefficient de réflexion pour le temps réduit positif : $C_r^{t^+} = 0.9$. *Il apparaît ainsi que le temps réduit réfléchi ne varie pas significativement sur le réservoir mais également qu’il est peu différent du temps réduit incident.*

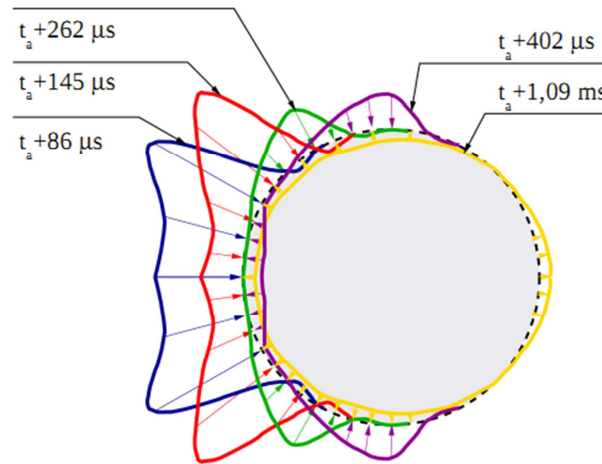


FIGURE 4.7 – Évolution temporelle du chargement sur le réservoir 1 avec $d=40\text{cm}$; $R_o=6\text{cm}$

Une autre représentation, « plus visuelle », de l'évolution temporelle et spatiale du chargement sur le réservoir, est proposée sur la figure 4.7. Le temps d'arrivée au réservoir t_a de l'onde de choc est égal à $0,638 \text{ ms}$. A l'instant $t_a + 86 \mu\text{s}$, les surpressions à 0° , 15° et 30° sont de $0,57 \text{ bar}$; $0,57 \text{ bar}$ et $0,82 \text{ bar}$. La surpression diminue lors de l'augmentation du temps de $t_a + 86 \mu\text{s}$ à $t_a + 262 \mu\text{s}$. La dépression ne se produit pas encore jusqu'à l'instant $t_a + 262 \mu\text{s}$. Aux instants $t_a + 402 \mu\text{s}$ et $t_a + 1,09 \text{ ms}$, le chargement se compose de deux phases différentes : la surpression et la dépression. Les niveaux de pression de ces derniers instants ont beaucoup diminué par rapport à ceux des premiers instants. L'onde de choc continue à se propager jusqu'à la disparition du chargement sur le cylindre. Au total, l'onde de choc met $2,47 \text{ ms}$ pour passer le réservoir. Il apparaît très clairement sur la figure 4.4 que *la surpression pourra être considérée comme sensiblement constante pour des angles compris entre -15° et 15°* . Nous nous servirons de cette constatation pour justifier le recours aux résultats théoriques de la partie 2.4.3 lors de l'étude du flambage dynamique élastique.

Nous terminons ce paragraphe par une comparaison de l'évolution de notre signal expérimental de surpression réfléchi avec la modélisation en $\cos^2$ proposée par [Lindberg 1965]. Nous observons qu'effectivement celle-ci permet de représenter de manière satisfaisante l'évolution du signal sur la face avant du réservoir ($\theta \in [0 : 90^\circ]$).

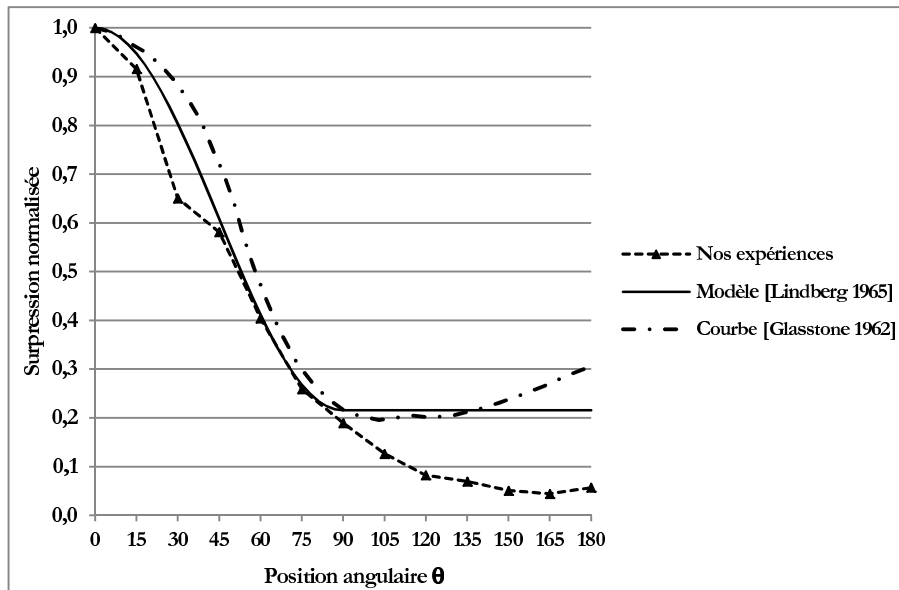


FIGURE 4.8 – Comparaison entre les résultats de notre essai, le modèle de [Lindberg 1965] et la courbe de [Glasstone 1962]

4.2.2 Lois de chargement sur le pourtour du cylindre

Les effets d'une explosion dépendent non seulement du niveau de la pression mais aussi de la durée et de l'impulsion. Pour caractériser le chargement autour du réservoir 1, nous avons établi des lois de chargement sous forme de polynômes en suivant une démarche identique à celle utilisée pour décrire une onde de pression venant se réfléchir sur un plan (formule 1.42). Pour chaque position angulaire du capteur sur le réservoir 1, des lois de surpression, de dépression, d'impulsion réduite et de durée d'application en fonction de la distance réduite sont déduites de l'ensemble des données expérimentales.

Les coefficients des polynômes sont déterminés par la méthode des moindres carrés et un algorithme de Levenberg-Marquat.

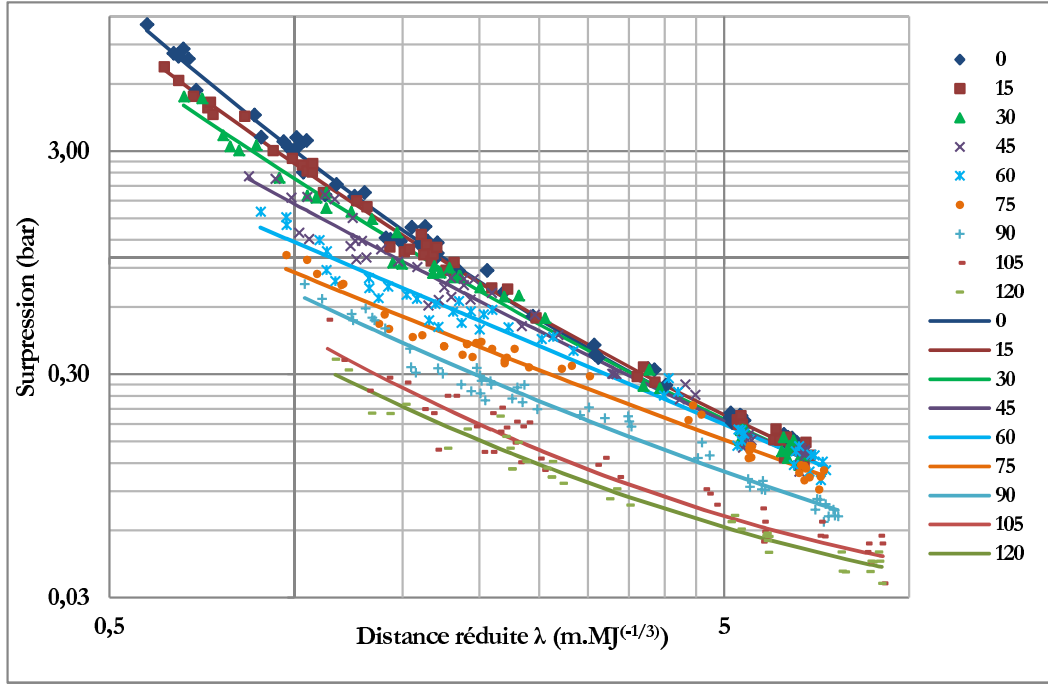


FIGURE 4.9 – Surpression positive réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 120 degrés)

Ces lois de chargement sont présentées sous forme d'abaques en coordonnées log-log avec tous les points expérimentaux pour les angles inférieurs à 120° pour la phase positive (figures 4.9, 4.10) et à 105° pour la phase négative (figures 4.11, 4.12). Nous observons que pour des angles inférieurs à 120° (ou 105°), tous les capteurs situés sur une même génératrice présentent des réponses similaires. Pour les angles supérieurs à 120° (ou 105°), la surpression enregistrée en haut du réservoir est plus importante que celles mesurées par les capteurs en bas et au milieu. Cette observation, cohérente avec les constats effectués au chapitre I, peut s'expliquer par les turbulences générées lors du contournement du réservoir par l'onde de choc. Une loi spécifique peut être déterminée pour le capteur en haut (tableaux 4.2 et 4.3). Les tableaux 4.2 et 4.3 présentent les coefficients a,b,c obtenus pour les deux phases positive et négative de l'onde de choc à chaque position angulaire. Il est à noter qu'à nouveau et ce pour l'ensemble des essais effectués, la durée de la surpression positive réduite ne semble pas être affectée par la position angulaire pour le capteur le plus bas et non affectée par la position angulaire pour un angle inférieur à 105° pour tous les capteurs. Ces résultats sont cohérents avec les observations préalablement réalisées par [Brossard 1993] et renouvelées par [Trélat 2007b] lors de l'étude de la réflexion d'une onde de choc issue d'une détonation de gaz sur une surface plane. Les écarts-types empiriques relatifs entre nos expériences et nos interpolations S_N (formule 4.1) varient entre 4,8% et 25,8%.

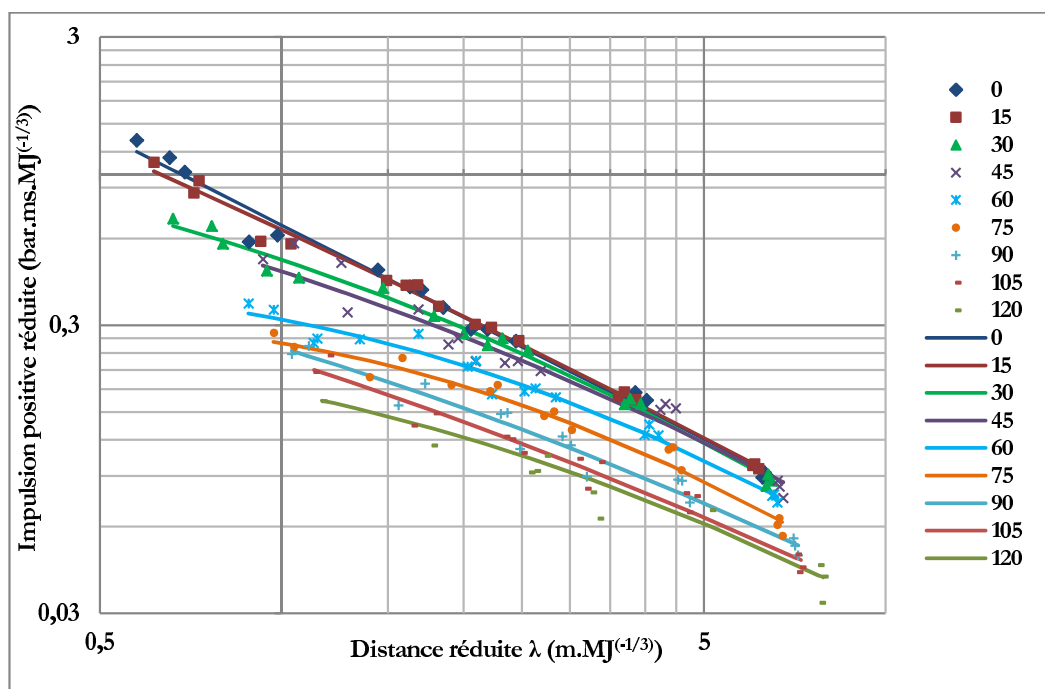


FIGURE 4.10 – Impulsion positive réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 120 degrés)

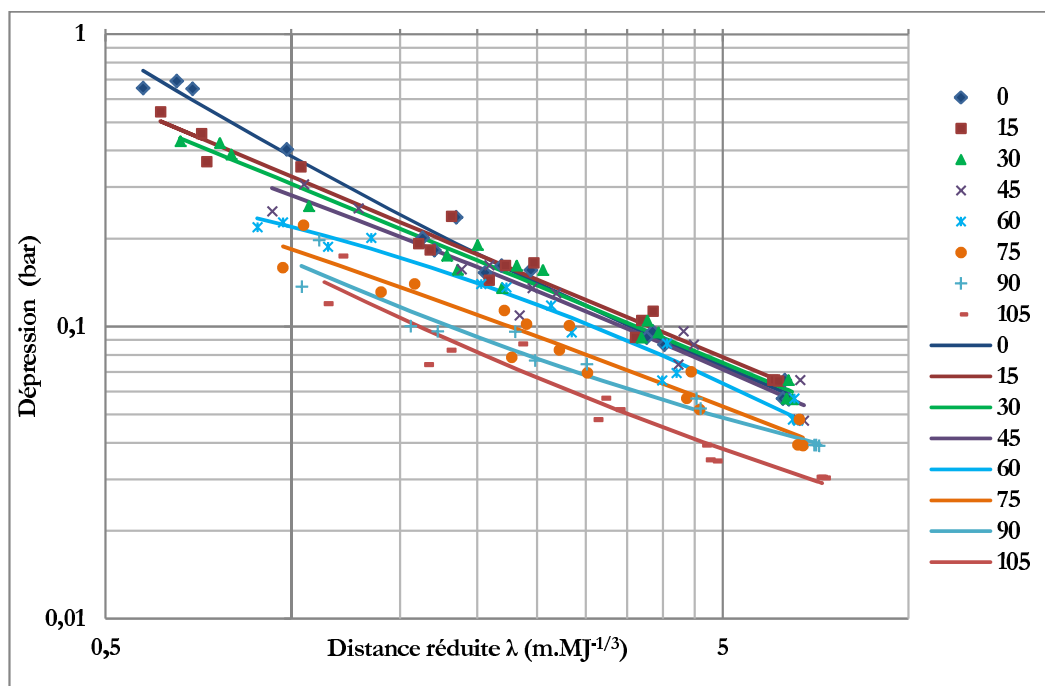


FIGURE 4.11 – Dépression réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 105 degrés)

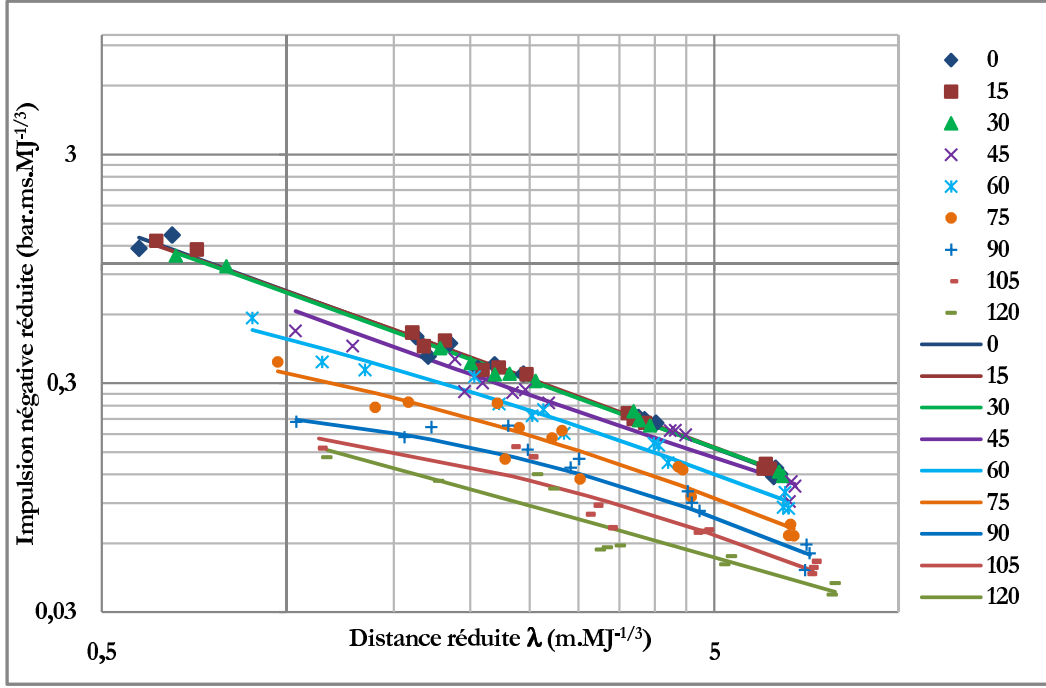


FIGURE 4.12 – Impulsion négative réfléchie en fonction de la distance réduite (position angulaire inférieure à 105 degrés)

Ces écarts-types entre nos expériences et nos interpolations sont définis par la formule :

$$S_N = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{Y_{exp} - Y_{cal}}{Y_{cal}} \right)^2} \quad (4.1)$$

N est le nombre de points expérimentaux étudiés.

Y_{exp} est la valeur expérimentale des caractéristiques de l'onde réfléchie.

Y_{cal} est la valeur calculée par des polynômes des tableaux 4.2 et 4.3.

Les polynômes proposés dans cette partie permettent de déterminer complètement l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc sur le pourtour du cylindre en fonction de la distance, entre la source d'explosion et le cylindre, et de l'énergie de l'explosion. Si les résultats présentés sont issus des essais sur le réservoir 1, ceux-ci demeurent applicables sans restriction au réservoir 2. Par contre ils ne sont plus valables que sur la face éclairée par l'explosion pour le réservoir 3.

Les polynômes caractéristiques de l'onde réfléchie associés à ceux préalablement déterminés pour l'onde incidente permettent également d'identifier les coefficients de réflexion sur un cylindre pour une pression incidente constante comprise entre 50 mbars et 2,15 bars. C'est ce à quoi nous allons nous attacher dans le paragraphe suivant.

	Capteurs bas, milieu, haut									Capteurs bas,milieu	Capteur haut
θ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	$135^\circ \div 180^\circ$	$135^\circ \div 180^\circ$
λ_{min}	0,57	0,61	0,66	0,84	0,88	0,97	1,04	1,13	1,16	1,31	1,44
λ_{max}	6,66	6,9	6,75	6,77	7,32	7,26	7,66	9,06	9,02	9,57	9,64
A_r	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
B_r	0,274	0,176	0,136	0,0546	0,0029	0,0393	0,103	0,224	0,189	0,224	0,177
C_r	-2,116	-1,895	-1,765	-1,481	-1,172	-1,135	-1,311	-1,55	-1,414	-1,169	-1,557
D_r	1,102	0,97	0,815	0,553	0,16	-0,154	-0,366	-0,753	-0,996	-1,836	-0,754
Écart type (%)	11,64	7,8	9,4	13,7	15,9	14,22	13,2	19,7	20,6	9,6	5

(a) Suppression réfléchie

	Capteurs bas, milieu, haut									Capteurs bas,milieu	Capteur haut
θ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	$135^\circ \div 180^\circ$	$135^\circ \div 180^\circ$
λ_{min}	0,58	0,61	0,66	0,93	0,88	0,97	1,04	1,13	1,17	1,27	2,18
λ_{max}	6,39	6,16	6,48	6,77	6,62	6,74	7,16	7,24	7,88	7,6	7,68
A_r	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
B_r	-0,0012	-0,0352	-0,128	-0,103	-0,183	-0,208	-0,0853	-0,07	-0,141	0,0105	-0,0371
C_r	-1,06	-0,974	-0,702	-0,684	-0,404	-0,351	-0,634	-0,671	-0,428	-0,893	-1,247
D_r	-0,405	-0,442	-0,68	-0,774	-1,158	-1,348	-1,385	-1,478	-1,736	-1,706	-0,78
Écart type (%)	8	5,65	6,02	14,4	7,47	9,48	13,3	9,4	20,2	23	13

(b) Impulsion positive réfléchie réduite

	Capteurs bas, milieu, haut	Capteurs bas,milieu	Capteur haut
θ	$0^\circ \div 90^\circ$	$105^\circ \div 180^\circ$	$105^\circ \div 180^\circ$
$\lambda_{min} \div \lambda_{max}$	$0,58 \div 7,79$		$1,54 \div 7,88$
Interpolation	$\ln \left(\frac{t_r^+}{E^{1/3}} \right) = 0,144 (\ln \lambda)^3 - 0,625 (\ln \lambda)^2 + 0,99 \ln \lambda - 0,132$		$\ln \left(\frac{t_r^+}{E^{1/3}} \right) = -0,016 (\ln \lambda)^2 + 0,154 \ln \lambda + 0,711$
Écart type (%)	12,32		6,2

(c) Durée positive réfléchie réduite

TABLE 4.2 – Coefficients des polynômes des caractéristiques de la phase positive de l'onde réfléchie.

	Capteurs bas, milieu, haut								Capteurs bas,milieu	Capteur haut
θ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	$120^\circ \div 180^\circ$	$120^\circ \div 180^\circ$
λ_{min}	0,58	0,61	0,66	0,93	0,88	0,97	1,04	1,13	1,17	2,16
λ_{max}	6,39	6,16	6,48	6,77	6,62	6,74	7,16	7,24	7,79	7,88
A_r	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
B_r	0,0866	0,0032	-0,0049	-0,0419	-0,136	-0,0273	0,1	0,089	0,098	1,085
C_r	-1,171	-0,89	-0,868	-0,785	-0,545	-0,726	-0,926	-1,039	-0,985	-4,314
D_r	-0,96	-1,119	-1,178	-1,269	-1,516	-1,693	-1,79	-1,827	-2,093	0,589
Écart type (%)	12,8	13,6	12,5	16,3	19,2	19,2	23,9	25,8	14,25	13,2

(a) Dépression réfléchie

	Capteurs bas, milieu, haut									Capteurs bas,milieu	Capteur haut
θ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135° ÷ 180°	135° ÷ 180°
λ_{min}	0,58	0,61	0,66	0,93	0,88	0,97	1,04	1,13	1,17	1,31	2,9
λ_{max}	6,25	6,02	6,34	6,63	6,49	6,62	7,03	7,12	7,75	7,59	7,61
A_r	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
B_r	-0,009	-0,017	-0,002	0,032	-0,084	-0,135	-0,219	-0,174	-0,011	-0,233	0,997
C_r	-0,969	-0,95	-0,967	-0,988	-0,71	-0,563	-0,266	-0,352	-0,721	-0,438	-5,29
D_r	-0,271	-0,274	-0,291	-0,442	-0,756	-1,099	-1,558	-1,714	-1,764	-1,707	2,303
Écart type (%)	7,23	5	3,6	14,7	9,55	15,2	18,4	15,9	18	16,3	16

(b) Impulsion négative réfléchie réduite

	Capteur bas	Capteurs milieu, haut
θ	$0^\circ \div 180^\circ$	$0^\circ \div 180^\circ$
$\lambda_{min} \div \lambda_{max}$	0,65 $\div$ 7,48	2,4 $\div$ 7,59
Interpolation	$\ln \left(\frac{t_r^-}{E^{1/3}} \right) = 0,026 (\ln \lambda)^2 - 0,233 \ln \lambda + 1,872$	$\ln \left(\frac{t_r^-}{E^{1/3}} \right) = -0,189 (\ln \lambda)^3 + 0,865 (\ln \lambda)^2 - 1,269 \ln \lambda + 1,985$
Écart type (%)	12,1	11,44

(c) Durée négative réfléchie réduite

TABLE 4.3 – Coefficients des polynômes des caractéristiques de la phase négative de l'onde réfléchie.

4.2.3 Abaques des coefficients de réflexion à une pression constante

Les études de comportement de structures face à une onde de souffle font largement intervenir des coefficients de réflexion pour déterminer les paramètres caractéristiques de l'onde réfléchie à partir de ceux de l'onde incidente supposée connue. C'est pourquoi nous avons également établi les abaques du coefficient de réflexion d'un réservoir en fonction de l'angle d'incidence pour les différents niveaux de pression. Un coefficient de réflexion est défini de la manière suivante :

$$C_{ro} = \frac{Y}{X} \quad (4.2)$$

X représente la valeur de la caractéristique étudiée pour l'onde incidente.

Y représente la valeur de la caractéristique étudiée pour l'onde réfléchie.

Ce type d'abaques, fournissant les coefficients de réflexion de la surpression ou de l'impulsion, est disponible dans la littérature pour un mur, dans le cas de la détonation d'explosifs solides ([Glasstone 1962], [TM5-1300 2008] ou [TNO 1995]) mais également dans le cas de la détonation de gaz [Brossard 1993]. En se basant sur les représentations polynomiales des caractéristiques des ondes incidente et réfléchie définies précédemment, les coefficients de réflexion à une pression incidente constante en fonction de l'angle d'incidence ont été déterminés pour un cylindre. L'angle d'incidence est l'angle qui est formé par la normale de la surface et la direction de propagation de l'onde de choc. Il est égal à la somme de la position angulaire θ et de l'angle qui est formé par la direction de propagation de l'onde de choc et la normale à $\theta = 0^\circ$ (voir figure 4.13).

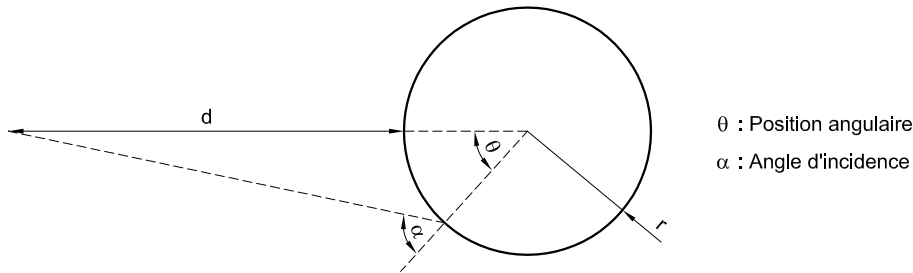


FIGURE 4.13 – Angle d'incidence α et position angulaire θ

La comparaison des évolutions des coefficients de réflexion sur un cylindre avec ceux du [TM5-1300 2008] sur un mur sont présentées sur les figures 4.14 et 4.15. En ce qui concerne la surpression (figure 4.14), le premier constat global est que nos résultats d'essais ne mettent pas en évidence d'amplification de la surpression réfléchie par effet de Mach. Cette différence entraîne que les coefficients de surpression sur un cylindre sont globalement inférieurs à ceux sur un mur pour les angles inférieurs à 48° et supérieurs à ceux sur un mur pour les angles compris entre 48° et 90° . Nous observons ensuite que les courbes des coefficients de réflexion sur un cylindre sont sensiblement identiques pour la valeur à 0° puis deviennent inférieures à celles du [TM5-1300 2008] sur un mur pour les angles compris entre 0° et 48° . Ce résultat nous semble cohérent avec de simples considérations d'aérodynamiques de ces objets ; un cylindre étant plus aérodynamique qu'un mur. Pour un angle d'incidence égal à 90° , les coefficients de réflexion sur un cylindre peuvent prendre une valeur plus grande que 1. Cette différence avec un mur, pour lequel la valeur vaut 1, peut paraître surprenante mais elle s'explique par le fait que

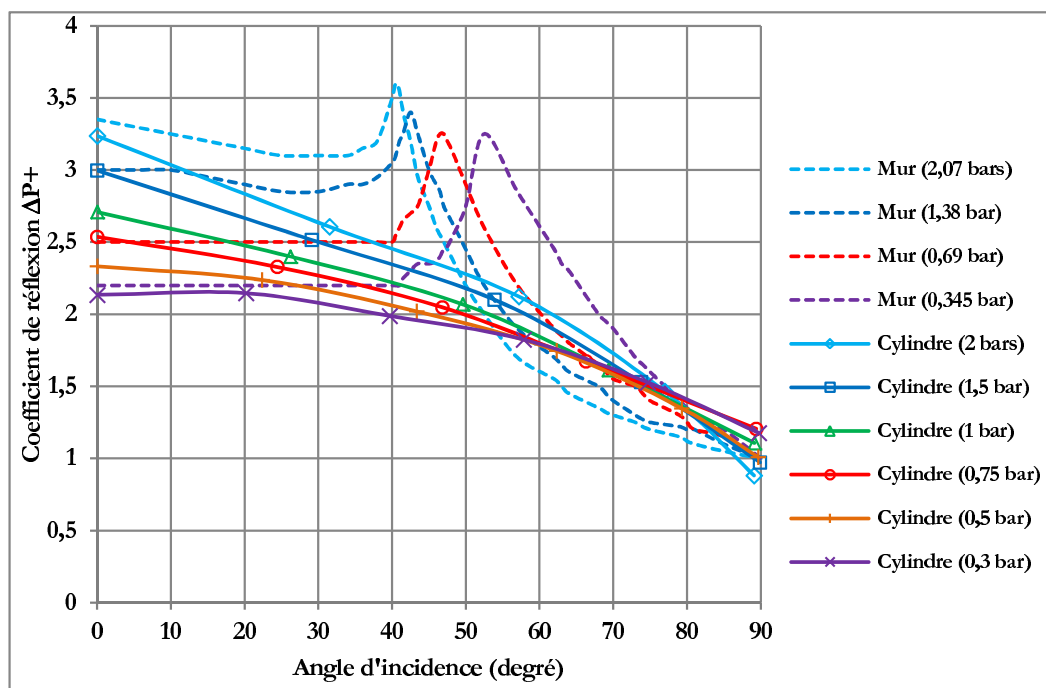


FIGURE 4.14 – Comparaison de l'évolution du coefficient de réflexion de la surpression positive entre un cylindre et un mur

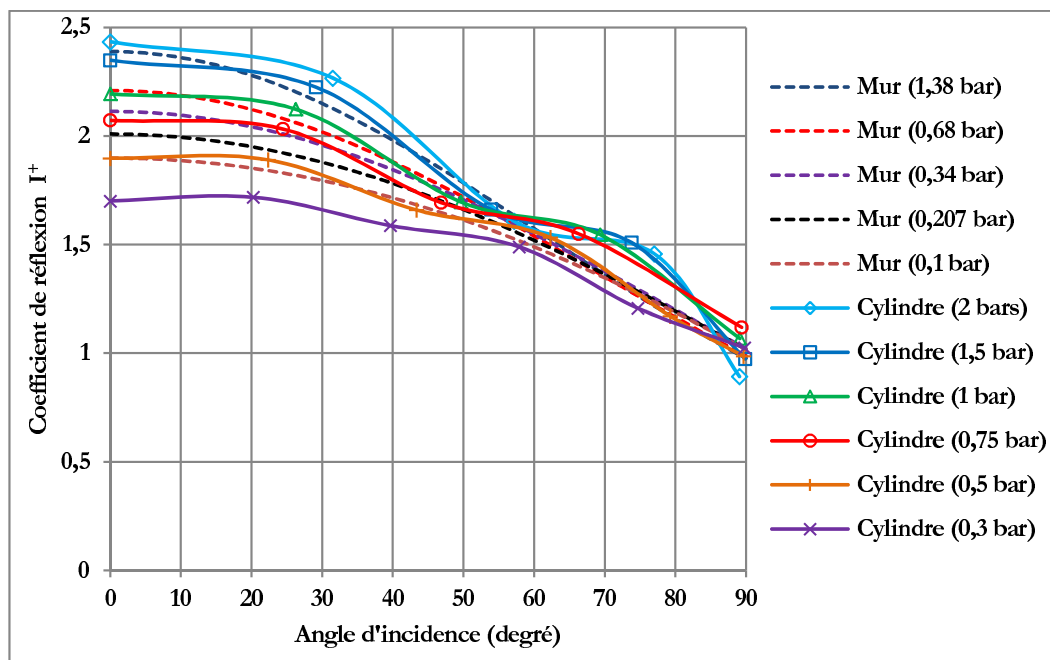


FIGURE 4.15 – Comparaison de l'évolution du coefficient de réflexion de l'impulsion positive entre un cylindre et un mur

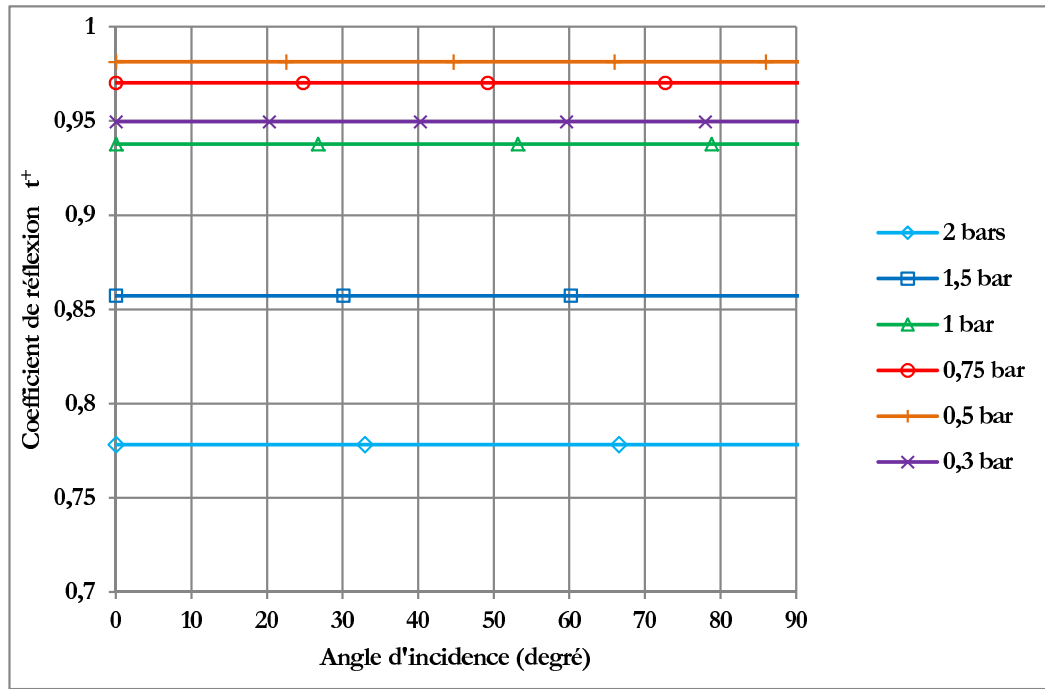


FIGURE 4.16 – Évolution du coefficient de réflexion de la durée de la phase positive sur un cylindre

dans le cas de l'interaction d'une onde sphérique avec un cylindre, la position angulaire correspondant à un angle d'incidence de 90° est variable en fonction de la distance de l'explosion au réservoir et peut varier pour les cas étudiés entre 60° et 75° (voir figure 4.17). De ce fait l'élément de surface impacté est encore situé en face de l'explosion. A l'inverse, pour un mur soumis à une onde plane, la surface est perpendiculaire à l'onde de choc, ce qui est équivalent à un mur latéral, et on retrouve donc nécessairement une onde réfléchie identique à l'onde incidente. On observe enfin, pour un cylindre, comme pour un plan, que plus le niveau de pression est élevé, plus le coefficient de réflexion est important. Ce résultat est cohérent avec les équations de réflexion d'une onde plane (chapitre I).

Les coefficients de réflexion de la surpression sont de 1,23 à 1,33 fois supérieurs à ceux de l'impulsion à 0° , ce qui est expliqué par la décroissance de l'onde réfléchie plus rapide que celle de l'onde incidente. Cela veut également dire que, dans le cas d'une modélisation du type Friedlander ou Delaroche (chapitre I paragraphe 1.4.4), la valeur du coefficient de décroissance k de l'onde réfléchie est supérieure à celle de l'onde incidente. D'une manière globale les évolutions du coefficient de réflexion sur un plan ou un cylindre sont assez proches. On observe à nouveau, et pour les mêmes raisons, que les coefficients de réflexion de l'impulsion à 90° sur un cylindre peuvent prendre des valeurs plus grandes que 1.

Pour la durée positive (figure 4.16), les coefficients de réflexion sont supposés égaux à 1 dans le cas d'un mur ([TM5-1300 2008]) alors qu'ils sont toujours trouvés inférieurs à 1 pour un cylindre. Cela veut dire que la durée positive réfléchie sur un cylindre est inférieure à celle incidente en champ libre pour une même distance réduite. Ce résultat est une autre raison permettant d'expliquer pourquoi les coefficients de l'impulsion positive sont inférieurs à ceux de la surpression. Pour les pressions incidentes comprises entre 0,5 bar et 2 bars, le coefficient de réflexion de la durée positive augmente de 0,78 à 0,98 lorsque la pression incidente diminue de 2 bars à 0,5 bar. Lorsque la pression incidente est inférieure

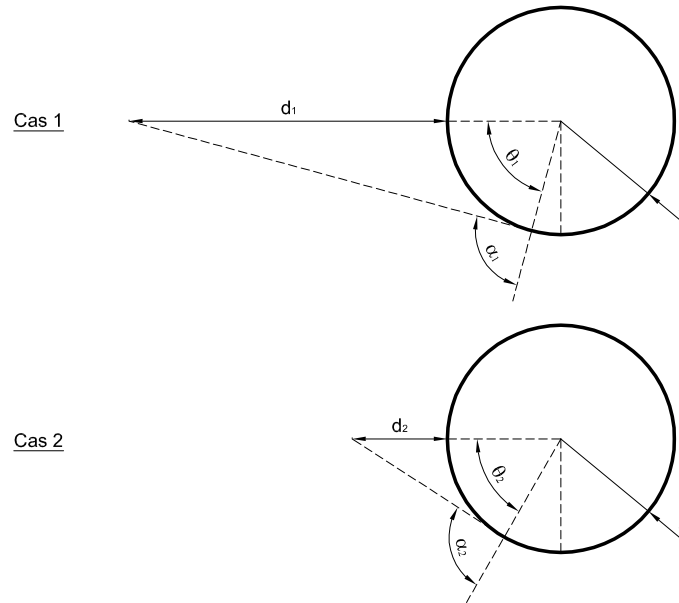


FIGURE 4.17 – Variation de la position angulaire pour un même angle d'incidence (valant 90°).
Cas 1 : $\Delta P_i = 300 \text{ mbar}$, $\theta = 75^\circ$ - Cas 2 : $\Delta P_i = 2 \text{ bar}$, $\theta = 60^\circ$

à 0,5 bar, le coefficient de réflexion de la durée positive diminue avec le niveau de pression. Les écarts entre les coefficients de réflexion de la durée positive sont environ 4% pour les pressions incidentes inférieures à 0,5 bar.

Des abaques des coefficients de réflexion de la phase négative ont également été construites (figures 4.18, 4.19 et 4.20), ce qui permet de déterminer le profil complet de l'onde réfléchie en fonction de l'angle d'incidence. Les coefficients de réflexion de la phase négative évoluent globalement de manière identique à ceux de la phase positive. Les coefficients de la dépression sont également de 1,1 à 1,3 fois supérieurs que ceux de l'impulsion négative. Par contre, on notera que contrairement aux coefficients de la durée positive qui sont toujours inférieurs à 1, les coefficients de la durée négative sont eux toujours supérieurs à 1. Plus le niveau de pression incidente augmente, plus le coefficient de la durée négative est important ce qui est un comportement inverse de celui observé pour la phase positive. Les coefficients de la durée négative varient entre 1,03 et 1,37 lorsque le niveau de pression est compris entre 0,3 bar et 2 bars.

Les abaques des coefficients de réflexion ont été construite avec l'ensemble des résultats obtenus sur le réservoir 1. Elles sont à nouveau directement applicables au réservoir 2. Pour le réservoir 3, la plage d'utilisation est limitée à un angle d'incidence inférieur à environ 70° soit une position angulaire variable en fonction de la distance comprise entre 60° en champ lointain (faibles niveaux de surpression incidente) et 45° en champ proche (forts niveaux de surpression incidente) (voir figure 4.21).

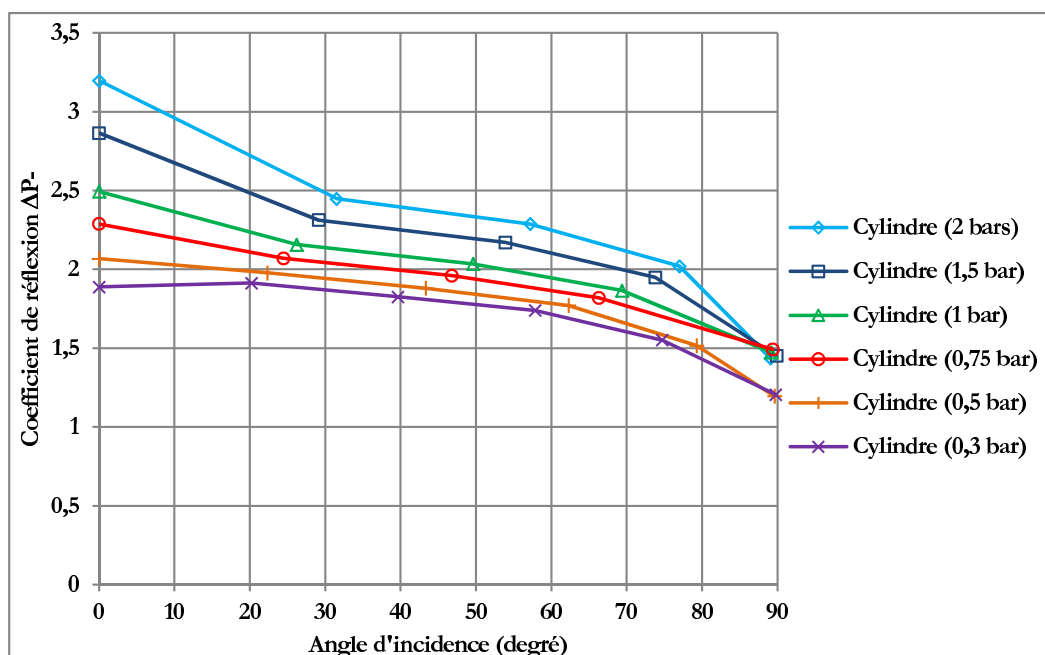


FIGURE 4.18 – Évolution du coefficient de réflexion de la dépression sur un cylindre

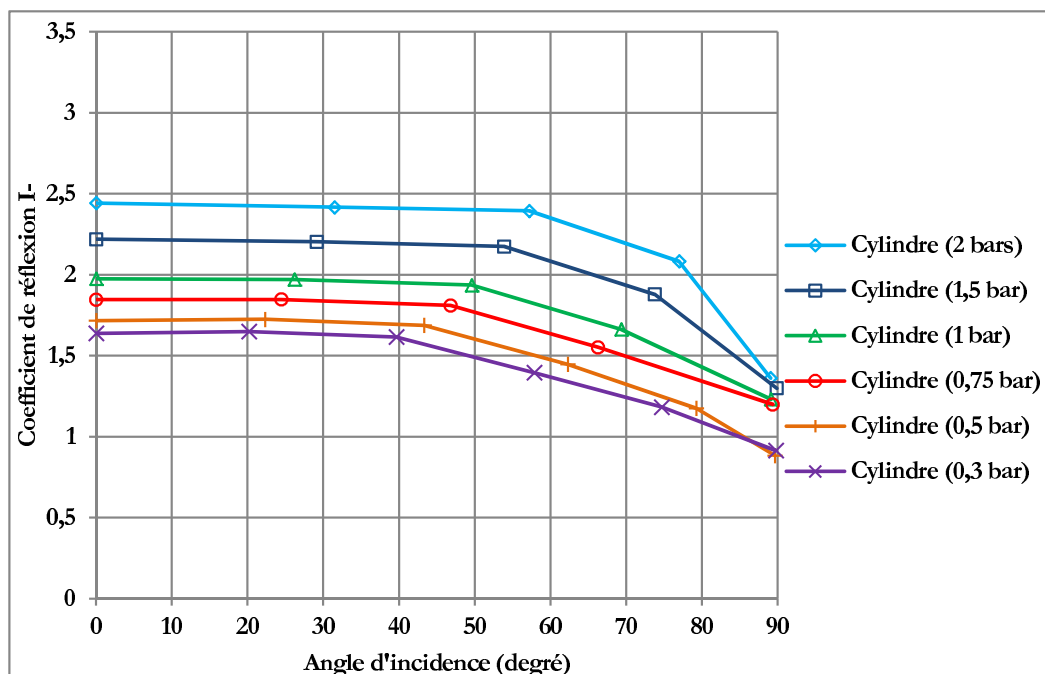


FIGURE 4.19 – Évolution du coefficient de réflexion de l'impulsion de la phase négative sur un cylindre

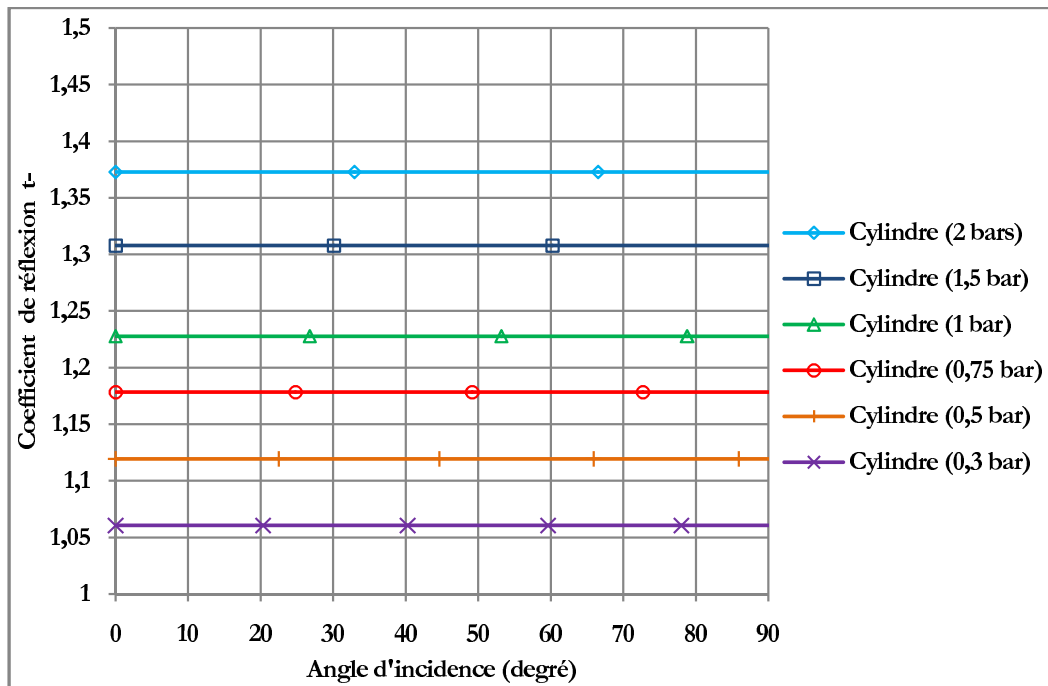


FIGURE 4.20 – Évolution du coefficient de réflexion de la durée de la phase négative sur un cylindre

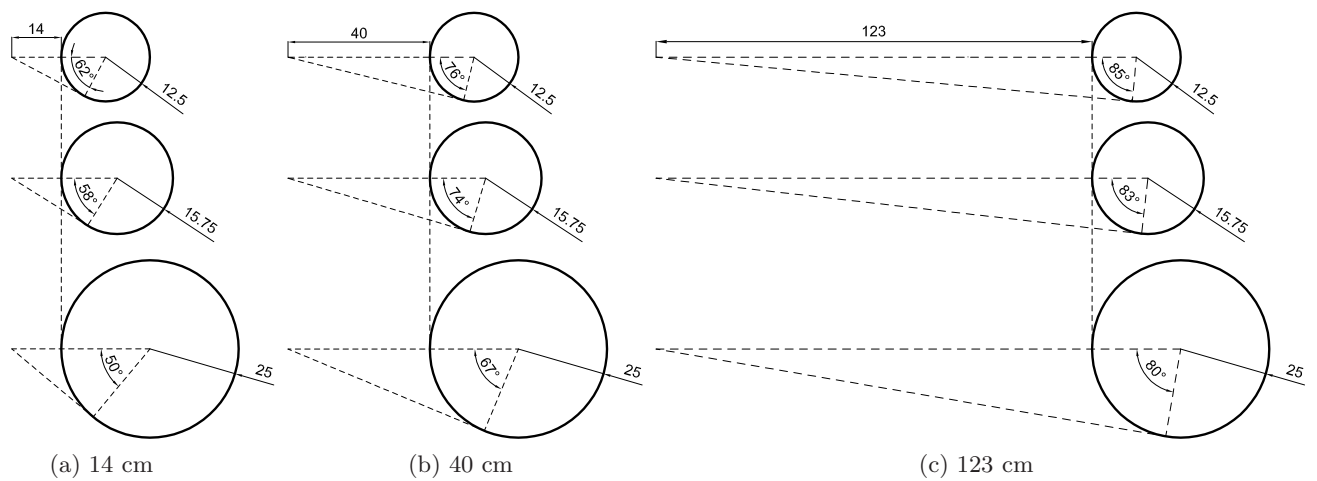


FIGURE 4.21 – Variation de la position angulaire de la zone d'ombre pour les trois réservoirs pour des configurations de tirs identiques

4.3 Caractérisation de la réponse des réservoirs métalliques

Après avoir caractérisé le champ de surpression incidente et le champ de surpression réfléchi sur un réservoir rigide issu d'une détonation gazeuse, nous allons dans cette partie nous intéresser à la réponse des réservoirs métalliques à ces sollicitations. Nous commençons par des simulations numériques préliminaires pour tenter de confirmer notre hypothèse d'effets d'interaction fluide structure négligeables. Cette hypothèse est d'importance puisque c'est elle qui justifie la possibilité d'utiliser les signaux de pression mesurés sur les cylindres rigides comme données d'entrée de nos modèles de prédiction du flambage dynamique élastique des réservoirs métalliques.

4.3.1 Non influence de la déformation sur le signal de surpression

Dans le paragraphe 3.2.4, nous avons discuté du découplage entre la déformation du réservoir et l'onde de choc. Dans le but d'évaluer l'importance de ce couplage potentiel sur l'évolution spatio-temporelle du champ de pression, nous reportons les résultats d'une simulation numérique réalisée avec le code de dynamique des fluides LS-DYNA et un explosif solide TNT [Duong 2012b]¹. Pour limiter la taille des calculs, une simplification a été faite avec l'hypothèse de la *cylindricité* de l'onde choc. Par conséquent, une seule section du problème 3D a été étudiée. Le résultat de la simulation sera ainsi à rapprocher des mesures réalisées par le capteur positionné en bas des maquettes.

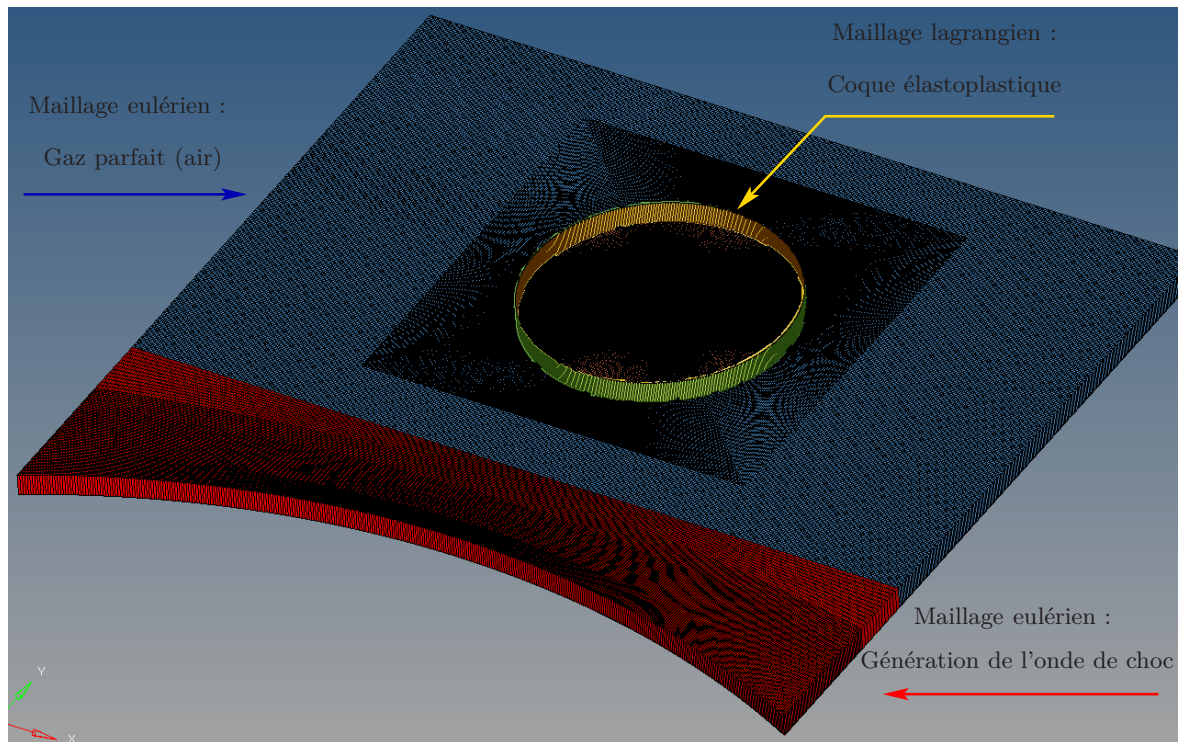


FIGURE 4.22 – Vue isométrique du maillage ALE (Arbitrairement Lagrangien Eulérien)

1. Ces calculs ont été réalisés par Julien Moriceau de SAFRAN SME au Centre de recherche du Bouchet

Le cas test choisi est réalisé à l'échelle 1 et correspond à l'explosion d'une tonne de TNT à une distance de 40 m du réservoir qui génère une surpression incidente de l'ordre de 400 mbar.

La modélisation mécanique de l'explosif demande un maillage très fin pour représenter correctement la montée brutale du profil de l'onde de choc. La taille des éléments autour de l'explosif doit être approximativement de 1 mm. Par conséquent, une deuxième simplification consiste à introduire l'onde de choc comme un flux : les valeurs de la célérité sont *mappées* dans le maillage 3D. Ces célérités sont calculées par la libération de pression à partir d'un ballon comprimé ([Larcher 2010]). Une formulation multi-matérielle ALE (Arbitrairement Lagrangienne Eulérienne) a été choisie ([Alia 2006]). Le maillage de la zone de calcul est ainsi divisé en quatre parties :

- une zone de génération de l'onde de choc ;
- une zone de propagation de l'onde de choc en champ libre ;
- une zone correspondant à la section transversale du cylindre ;
- une zone correspondant à l'intérieur du cylindre.

Le maillage total se décompose en :

- 196000 éléments hexaèdres pour le maillage eulérien ;
- 632 éléments coque de Hughes-Liu pour le maillage lagrangien.

Deux simulations ont été conduites : l'une avec un réservoir déformable et l'autre avec un réservoir rigide. Dans le cas de la simulation avec un réservoir déformable, le réservoir est en acier pour lequel on suppose un comportement élastoplastique parfait (tableau 4.4).

Masse volumique ($kg\ m^{-3}$)	Module d'Young GPa	Coefficient de Poisson	Limite d'élasticité MPa
7800	200	0,3	235

TABLE 4.4 – Propriétés de l'acier constitutif du réservoir

La figure 4.23 présente la comparaison des profils de pression sur la face avant du réservoir. L'erreur, en négligeant l'interaction fluide-structure du pic de surpression réfléchi, est inférieure à 5% autour du réservoir jusqu'à l'angle de séparation et inférieure à 1% dans la région la plus sollicitée ($\theta \leq 45^\circ$). Ces simulations numériques confirment sur un exemple que l'interaction fluide-structure a une très faible influence sur le signal de surpression.

Ces résultats permettent également de mettre en évidence la difficulté de représenter par simulation numérique la description correcte du front d'une onde de choc : le signal de surpression issu de la simulation est moins raide que le signal expérimental et sa forme s'éloigne également de celle de nos essais (voir par exemple figure 3.7).

Nous pouvons enfin constater qu'à 90° la surpression réfléchi est supérieure à la surpression incidente ce qui est cohérent avec nos observations sur l'évolution du coefficient de réflexion déterminé à partir des mesures expérimentales.

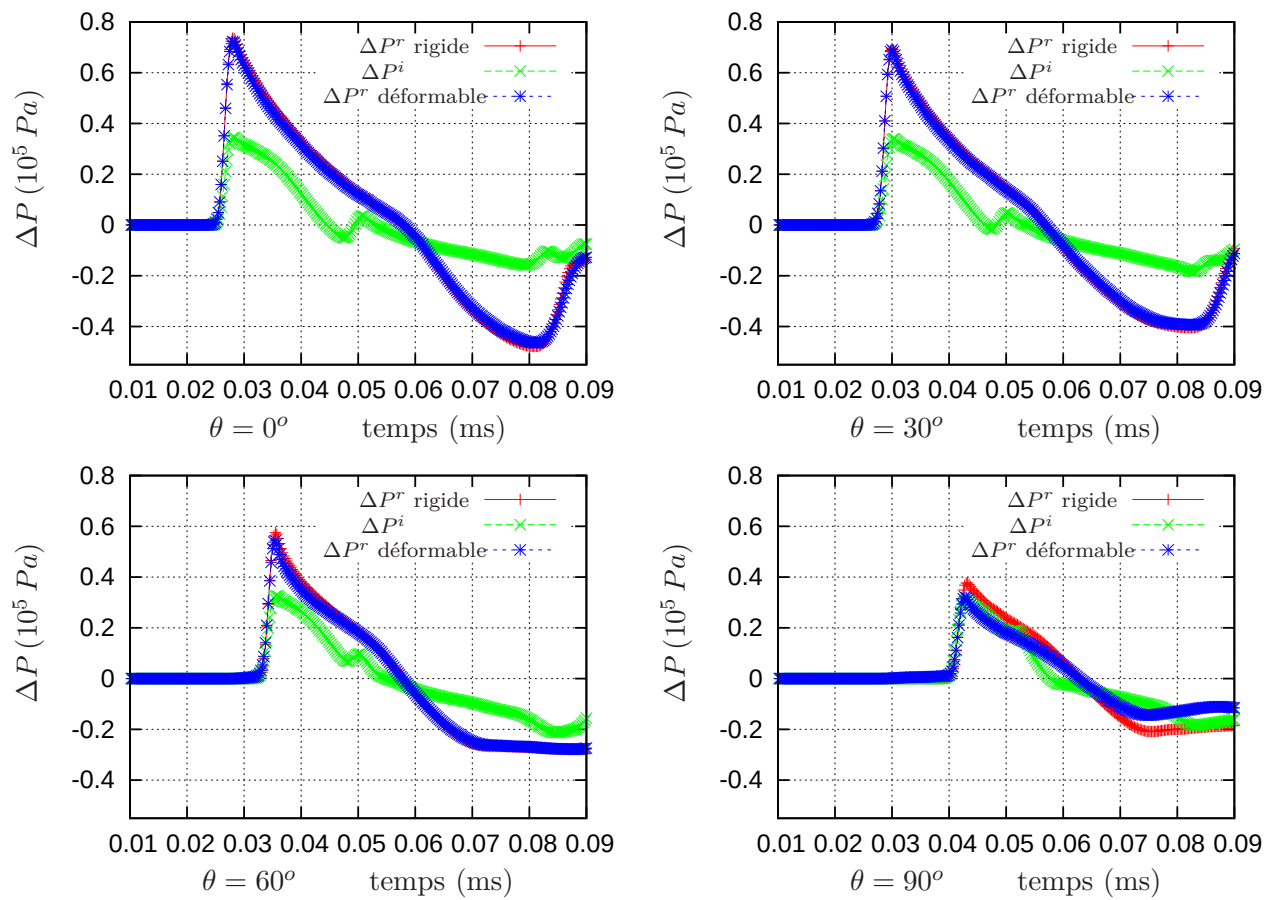


FIGURE 4.23 – Suppression à différentes positions angulaires des simulations rigide et déformable

4.3.2 Résultats des essais de flambage

Les tableaux 4.6(a), 4.6(b) et 4.5 dressent la synthèse de notre campagne d'essais sur maquettes déformable. Nous avons reporté dans le tableau 4.6(a) :

- les caractéristiques de l'essai de détonation réalisé : taille de la bulle de gaz (R_o), distance entre la bulle et la maquette (d), distance réduite (λ), caractéristiques de la phase positive de la surpression incidente et caractéristiques de la phase positive de la surpression réfléchie.
- les caractéristiques de la réponse mécanique de la maquette : a-t-elle flambé ?

Avant de réaliser un tir nous avons à chaque fois analysé les défauts de forme de la maquette. Les résultats sont reportés dans le tableau 4.5.

	Réservoir 1	Réservoir 2	Réservoir 3
δw_n^i (mm)	0,1 ÷ 0,15	0,15 ÷ 0,25	0,36 ÷ 0,66

TABLE 4.5 – Défauts initiaux mesurés sur les maquettes

Il est important de souligner que tous les essais sur les réservoirs déformables ont été réalisés dans les mêmes configurations que les essais sur réservoirs rigides (mêmes dimensions de réservoirs, mêmes distances entre la source d'explosion et le réservoir, mêmes volumes de bulle). Ils ont été conduit dans l'ordre suivant : de la position la plus éloignée jusqu'à la position la plus proche de la source d'explosion pour déterminer la première configuration, pour un niveau d'énergie donné, où le flambage se produit. Les réservoirs 1 et 2 flambent à une distance de 10cm ($R_o=4$ cm), de 14cm ($R_o=6$ cm), de 18cm ($R_o=8$ cm), de 40cm ($R_o=10$ cm) de la source d'explosion. Le troisième réservoir flambe à une distance de 40cm ($R_o=6$ cm).

La figure 4.24 présente la déformée du réservoir 1 à une distance de 14 cm de la source d'explosion avec un rayon de bulle de 6 cm. Nous pouvons identifier des lobes circonférentiels primaires et secondaires. Les lobes secondaires sont situés à l'intérieur des lobes primaires en bas du réservoir (figure 4.24). Les modes de flambage de tous les réservoirs présentant une déformation résiduelle sont récapitulés dans le tableau 4.6(b).



FIGURE 4.24 – Réponse mécanique du réservoir 1 avec un rayon de bulle $R_o=6$ cm et $d=14$ cm.

R_o (cm)	4					6			8			10	
d (cm)	100	57	33,5	16,1	10	123	40	14	164	50	18	123	40
λ ($m.MJ^{-1/3}$)	6,41	3,65	2,15	1,032	0,641	5,257	1,709	0,598	5,257	1,603	0,577	3,154	1,026
ΔP_i^+ (mbar)	71	148	319	1032	2380	91	453	2699	91	501	2885	182	1043
I_i^+ (bar.ms)	9E-3	1,72E-2	2,69E-2	4,56E-2	6,74E-2	1,74E-2	4,76E-2	1,11E-1	2,32E-2	6,64E-2	1,49E-1	4,92E-2	1,14E-1
t_i^+ (ms)	0,3	0,27	0,226	0,151	0,106	0,437	0,304	0,15	0,582	0,392	0,194	0,65	0,376
ΔP_r^+ (mbar)	162	319	878	3455	7808	197	1384	8621	193	1366	11086	407	3027
I_r^+ (bar.ms)	1,43E-2	2,58E-2	4,77E-2	1,29E-1	2,066E-1	2,3E-2	1E-1	3,05E-1	3E-2	1,22E-1	4,25E-1	6,17E-2	2,73E-1
t_r^+ (ms)	0,269	0,213	0,189	0,135	0,087	0,353	0,242	0,114	0,438	0,314	0,143	0,436	0,296
Réservoirs	Réservoir 1 avec raidisseur					Réservoirs 1 et 2 avec raidisseur Réservoir 1 avec toit Réservoir 2 sans toit ni raidisseur			Réservoir 1 avec raidisseur				
État mécanique	sain	sain	sain	sain	flambé	sain	sain	flambé	sain	sain	flambé	sain	flambé
Réservoirs						Réservoir 3 avec raidisseur Réservoir 3 sans toit ni raidisseur							
État mécanique						sain	flambé						

(a) Caractéristiques des essais et états mécaniques des maquettes

Équipement	Réservoir 1					Réservoir 2		Réservoir 3	
	Raidisseur				Toit	Raidisseur	ni toit ni raidisseur	Raidisseur	ni toit ni raidisseur
R_o (cm)	4	6	8	10	6	6	6	6	6
d (cm)	10	14	18	40	14	14	14	40	40
Modes primaire, secondaire en bas des réservoirs	43,83	30,78	22,72	9,39	28,*	34,*	33,*	60,*	32,*

(b) Modes de flambage

TABLE 4.6 – Réponses mécaniques des réservoirs

Pour le réservoir 1, nous trouvons que plus l'énergie augmente, plus le mode à l'origine du flambage est bas. Ce résultat est expliqué par l'augmentation de la durée positive lors de l'accroissement de l'énergie de l'explosion. Outre la surpression, la durée positive ou son corollaire l'impulsion associées à l'onde de choc jouent donc un rôle très important dans la réponse mécanique des réservoirs métalliques. Pour une même distance ($d=14$ cm) et un même rayon de bulle ($R_o=6$ cm), le mode primaire du réservoir 2 est légèrement supérieur à celui du réservoir 1. Pour un même rayon de bulle ($R_o=6$ cm), le troisième réservoir est flambé à une distance de 40 cm, qui est plus importante que celle des deux premiers réservoirs (14 cm). Cela veut dire que plus le rayon du réservoir est important, plus la probabilité du flambage des réservoirs est élevée. Pour les réservoirs 2 et 3, la présence d'un raidisseur permet de renforcer le réservoir contre l'explosion et de réduire la profondeur des lobes. La présence d'un raidisseur augmente également le mode de flambage (34 contre 33 pour le deuxième réservoir et 60 contre 32 pour le troisième réservoir).

En se basant sur l'analyse précédente, le flambage du réservoir sous l'action de l'explosion dépend donc des éléments suivants : la surpression et l'impulsion de l'onde de choc (autrement dit de la distance entre la source d'explosion d et l'énergie de l'explosion E), les dimensions du réservoir (h, r, e) et les conditions aux limites. D'autres facteurs qui pourraient jouer un rôle sur un site industriel sont ici contrôlés : tailles des défauts initiaux du même ordre de grandeur pour toutes les maquettes et propriétés matérielles du matériau constitutif du réservoir identiques.

4.3.3 Prédiction de l'apparition du flambage dynamique

Puisque nous avons parfaitement caractérisé le chargement issu de la réflexion de l'onde de choc sur un réservoir, nous pouvons donc l'utiliser comme donnée d'entrée d'un calcul mécanique associé à la recherche d'apparition d'une instabilité de flambage. Nous avons proposé au chapitre 2 d'adopter un modèle de coque de Donnell (paragraphe 2.4.3.2) et d'associer l'apparition du flambage à l'amplification de défauts géométriques initiaux décomposés sur les modes de flambage circonférentiel (paragraphe 2.4.5.2) jusqu'à une taille critique.

4.3.3.1 Détermination de la taille critique de défaut

Cette taille critique associée à l'apparition de la plasticité peut être déterminée (relation 2.28) en fonction des caractéristiques géométriques, mécaniques et des défauts initiaux des réservoirs δw_n^i (préalablement mesurés cf tableau 4.5). Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 4.7 :

	Réservoir 1	Réservoir 2	Réservoir 3
δw_n^i (mm)	0, 1 $\div$ 0, 15	0, 15 $\div$ 0, 25	0, 36 $\div$ 0, 66
Amplification critique	565 $\div$ 835	530 $\div$ 884	506 $\div$ 928
Amplification critique moyenne	700	707	717

TABLE 4.7 – Amplifications critiques associées aux défauts géométriques de nos maquettes de réservoir

4.3.3.2 Prédiction de l'apparition du flambage

La procédure de recherche du flambage dynamique pour une maquette est la suivante :

- ★ on boucle sur les modes ($n \in [2 : 300]$) ;
l'évolution temporelle du signal de pression enregistré par le capteur situé en bas de la maquette rigide pour une position angulaire face à l'explosion ($\theta = 0$) est utilisée comme chargement $p(t)$;
 - on boucle sur le temps
on recherche à chaque pas de temps la valeur de l'amplification du défaut initial par résolution de l'équation 2.26 rappelée ci-dessous

$$\frac{1}{\Omega_n^2} \ddot{\alpha}_n(t) + \left(1 - \frac{p(t)}{Q_n}\right) \alpha_n(t) - \frac{p(t)}{Q_n} = 0$$

- ★ on enregistre pour chaque mode l'amplification maximale observée.

La figure 4.25 présente les amplifications modales calculées pour tous les essais réalisés avec le seuil de flambage déterminé précédemment comme étant égal à une amplification de 700.

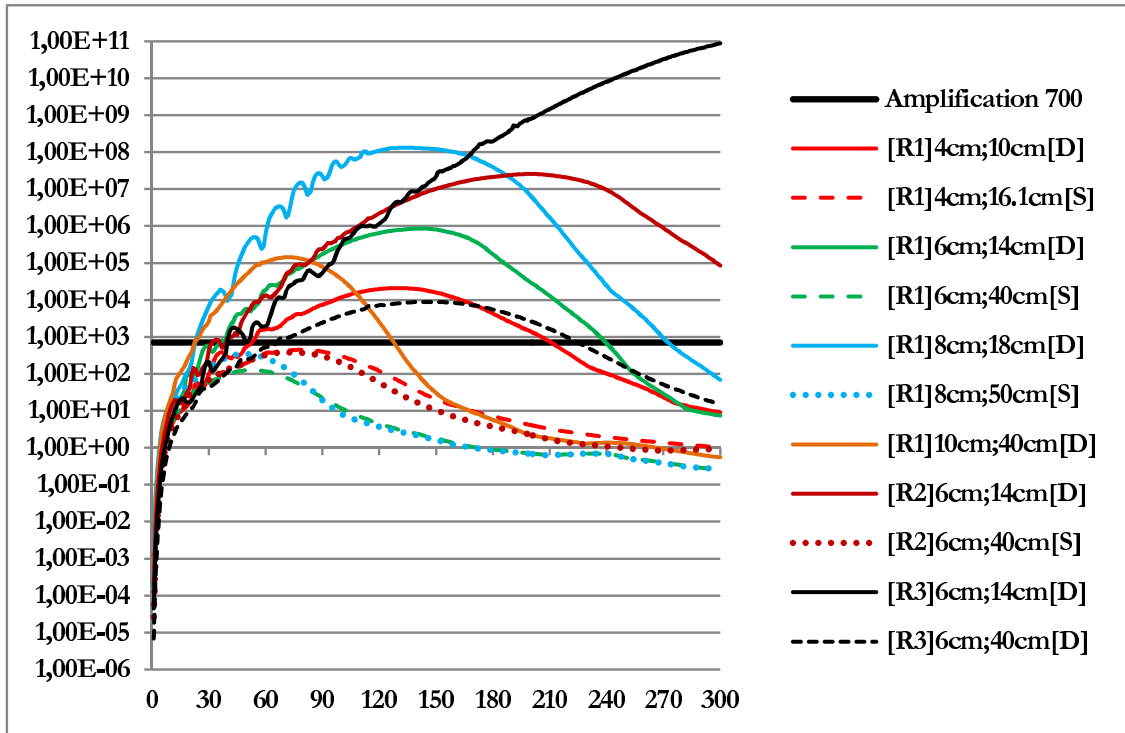


FIGURE 4.25 – Amplification maximale pour les différents essais réalisés (charge de rayon R_o à une distance d) pour les différents réservoirs ([R1],[R2],[R3]) et type d'état après essai ([D] : Damaged (Flambé) ; [S] : Safe (Sain)).

Nous pouvons constater que l'approche retenue fournit les résultats espérés : nous sommes en mesure de prédire l'apparition ou non du flambage pour toutes les géométries de maquettes et tous les essais réalisés.

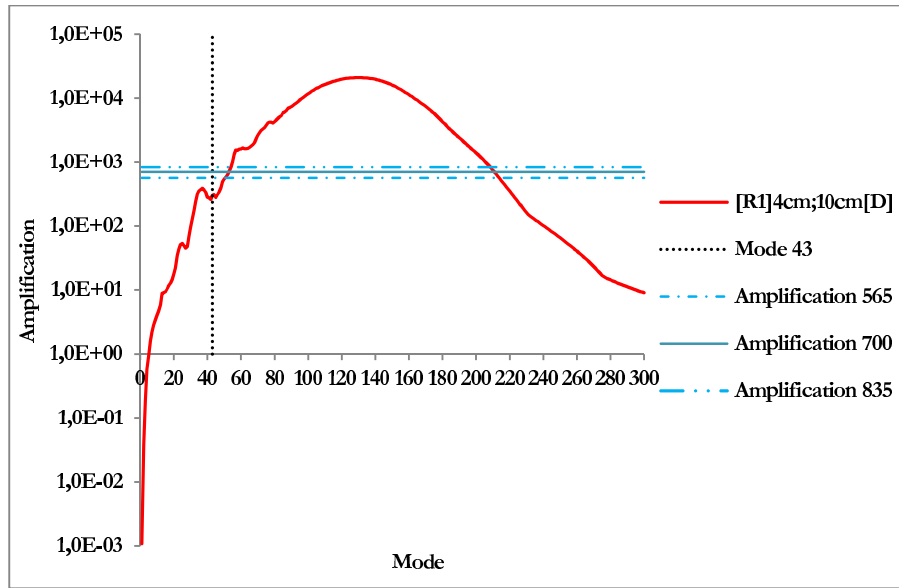
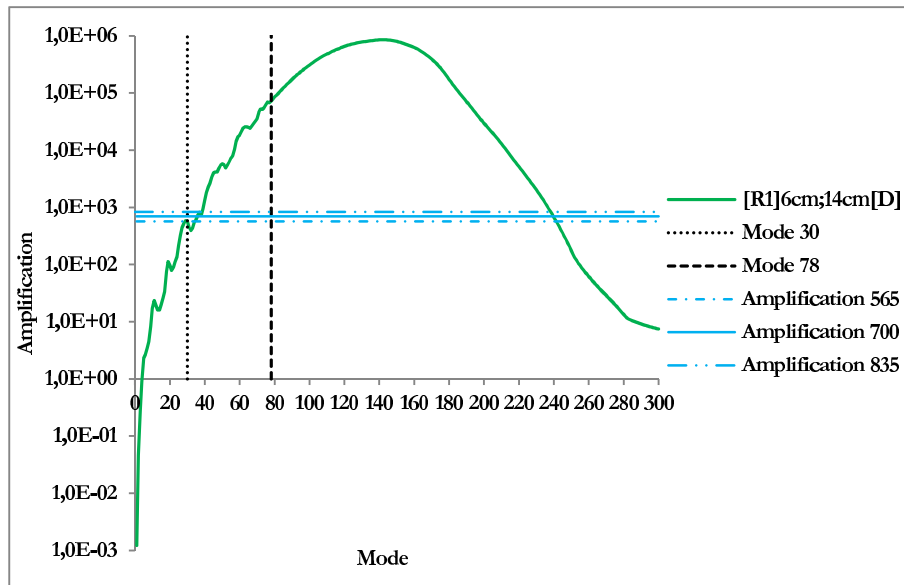
4.3.3.3 Limitations théoriques au dépouillement

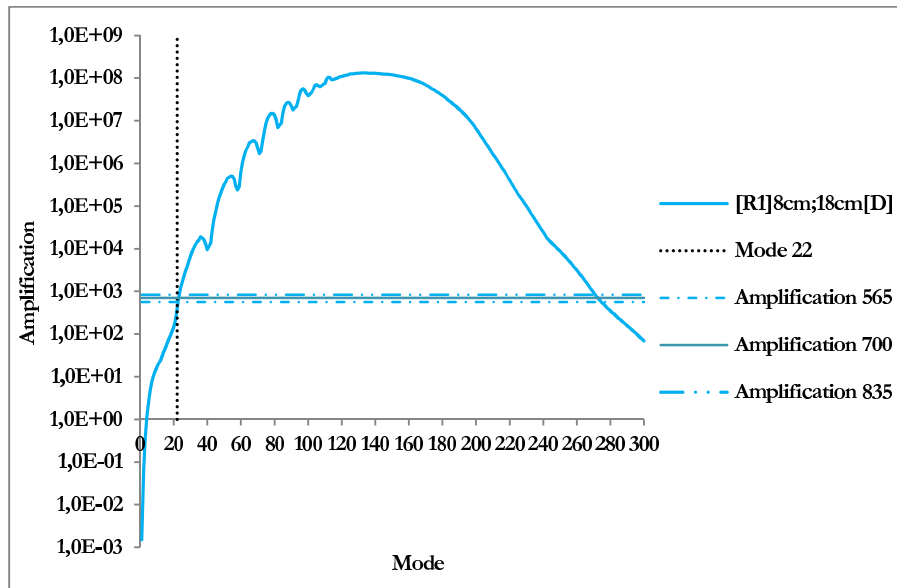
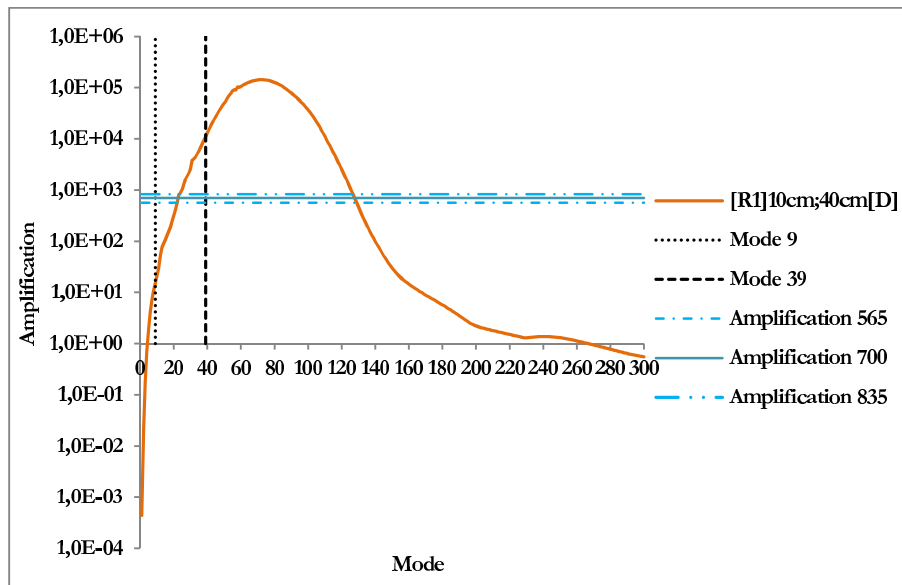
La démarche proposée repose sur plusieurs hypothèses fortes que nous allons discuter :

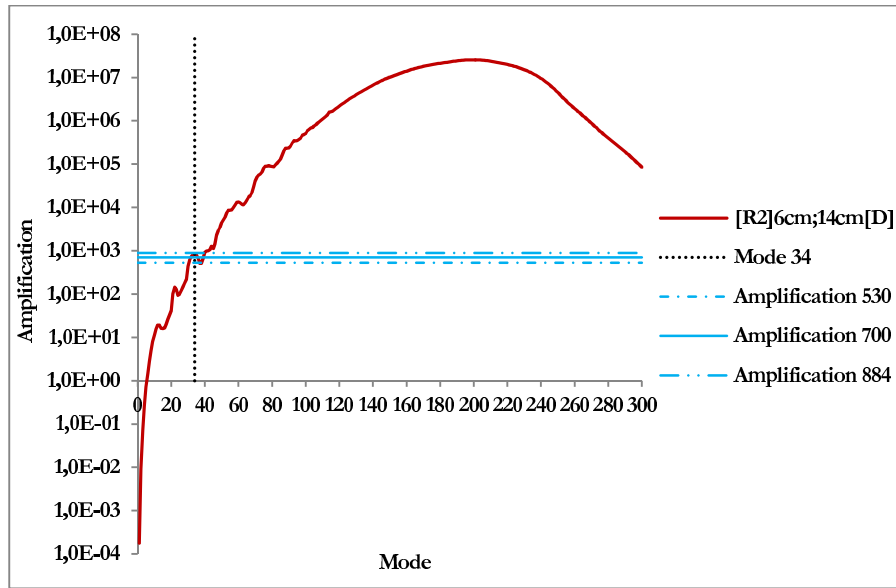
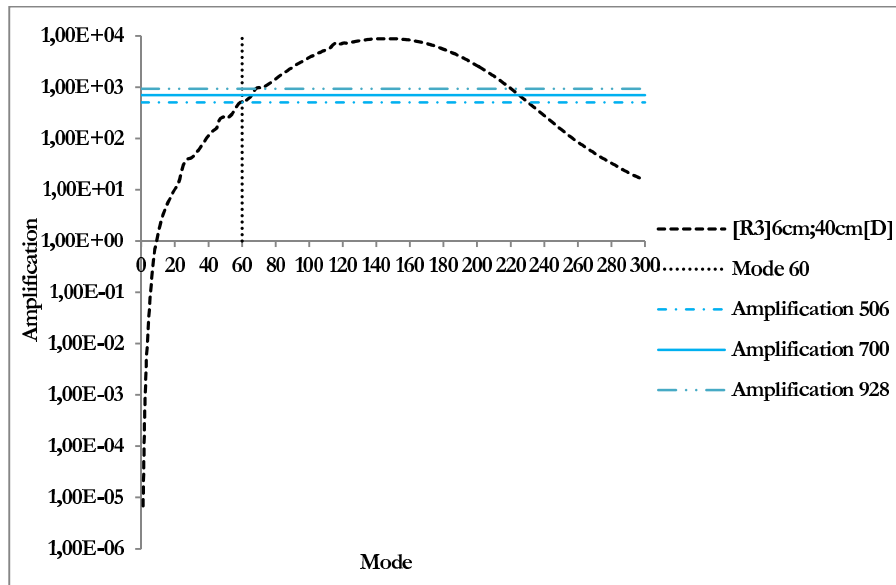
- ✓ La coque est une coque surbaissée donc le mode de flambage observé doit être suffisamment élevé. Nous avons retenu $n > 4$ comme critère pour le mode circonférentiel et le mode le moins élevé observé vaut 9. *La condition est donc satisfaite.*
- ✓ Le chargement de pression est uniforme sur toute la circonférence de la coque cylindrique (axisymétrique). Cette hypothèse n'est clairement pas satisfaite ! En fait cette hypothèse était trop restrictive. Le flambage de nos réservoirs n'est pas réparti sur toute la circonférence mais seulement sur une portion située sur la face éclairée par l'explosion. Puisque les modes observés sont plutôt élevés, ils suffit que sur une étendue correspondant à plusieurs modes le chargement puisse être considéré comme constant. Nous avons fait la remarque que le chargement pouvait être considéré comme sensiblement constant sur la plage $\theta \in [-15^\circ : 15^\circ]$. Si nous nous donnons comme critère d'observer au moins 3 modes sur cette plage angulaire, l'approche sera valide pour un mode $n \geq 18$. *La condition alternative est satisfaite* sauf pour un essai qui n'aurait pas du être analysé ($n = 9$ réservoir 1, $R_o = 10\text{ cm}$ et $d = 40\text{ cm}$).

4.3.3.4 Prédiction du mode de flambage

Dans ce paragraphe, les modes de flambement observés expérimentalement (tableau 4.6), sont comparés avec les valeurs théoriques déduites des courbes d'amplification simulées numériquement. Nous nous intéressons aux réservoirs avec un raidisseur puisque leurs conditions limites sont les plus cohérentes avec celles théoriques du type appui simple-appui simple associées à la résolution des équations de coque de [Donnell 1934]. Nous analysons ci-dessous les trois essais pour lesquels le flambage est mis en évidence avec une bulle de 6 cm de rayon. Le mode théorique est défini comme le mode pour lequel l'amplification atteint la valeur critique pour la première fois. Les modes primaires observés des réservoirs avec raidisseur sont [R1] 30, [R2] 34 et [R3] 60 (tableau 4.6). Les figures 4.26, 4.27, 4.28, 4.30, 4.31 montrent que les amplifications correspondantes à ces modes primaires sont situées dans la plage de l'amplification critique de 700 (tableau 4.7). La prédiction du mode de flambage n'est pas valable dans le cas du réservoir 1 avec $R_o = 10\text{ cm}$ et $d = 40\text{ cm}$ en raison d'une faible valeur du mode primaire ($n = 9$) [figure 4.29]. Notre modèle permet de déterminer non seulement l'apparition du flambage mais aussi le mode primaire du flambage.

FIGURE 4.26 – Réservoir 1 avec $R_o=4\text{cm}$ et $d=10\text{cm}$ FIGURE 4.27 – Réservoir 1 avec $R_o=6\text{cm}$ et $d=14\text{cm}$

FIGURE 4.28 – Réservoir 1 avec $R_o=8\text{cm}$ et $d=18\text{cm}$ FIGURE 4.29 – Réservoir 1 avec $R_o=10\text{cm}$ et $d=40\text{cm}$

FIGURE 4.30 – Réservoir 2 avec $R_o=6\text{cm}$ et $d=14\text{cm}$ FIGURE 4.31 – Réservoir 3 avec $R_o=6\text{cm}$ et $d=40\text{cm}$

4.3.4 Diagrammes pression-impulsion : courbes critiques de flambage

A partir du modèle de prédiction d'apparition du flambage dynamique et d'une modélisation simplifiée du signal de pression² nous pouvons construire des courbes critiques de flambage dans un diagramme pression-impulsion. Le modèle retenu ici pour décrire le profil de l'onde de choc est la version suivante du modèle de [Friedlander 1954] :

$$\Delta P(t) = \Delta P^+ \left(1 - \frac{t}{t^+}\right) \exp(-t/t^+) \quad (4.3)$$

Ce modèle a été choisi pour sa bonne concordance avec les résultats expérimentaux et sa simplicité d'utilisation. L'impulsion associée à la phase positive vaut :

$$I^+ = \int_0^{t^+} \Delta P(t) dt = \frac{\Delta P^+ t^+}{\exp(1)} \quad (4.4)$$

Nous avons construit les courbes critiques de flambage sur le domaine d'étude prédéfini $\Delta P^+ \in [50 \text{ mbar} : 5 \text{ bar}]$ et $I^+ = t^+ \frac{\Delta P^+}{e} \in [0.01 \text{ bar ms} : 1 \text{ bar ms}]$. Pour chaque mode de flambage, nous avons fait varier les paramètres du modèle (ΔP^+ et t^+) afin de déterminer les différents couples ΔP^+ , I^+ tels que l'amplification calculée soit égale à la valeur critique déterminée pour nos maquettes (700). Ces couples permettent de construire une courbe critique de flambage associée à un mode particulier. L'enveloppe des courbes de critique de tous les modes permet de construire la courbe critique de flambage du réservoir étudié.

Les courbes critiques des trois réservoirs ont été construites et sont présentées sur la figure 4.32. Tous les points correspondants à nos essais expérimentaux (tableau 4.6) ont été reportés sur le diagramme.

Le flambage du réservoir se produit lorsque le point courant de coordonnées I-P se situe au-dessus de la courbe critique de flambage. Pour un rayon de bulle fixé (4 cm, 6 cm, 8 cm, 10 cm), plus la distance d entre la source d'explosion et le réservoir est petite, plus le point I-P se situe en haut du diagramme. Cela s'explique par le fait que la surpression réfléchiée et l'impulsion réfléchiée augmentent lorsque la distance réduite diminue. Pour une distance fixée, plus le rayon de bulle est important, plus les points I-P sont situés à droite des courbes critiques de flambage car la durée positive et donc l'impulsion positive augmentent avec l'accroissement de l'énergie de l'explosion.

Nous trouvons que plus le rapport entre le rayon et l'épaisseur du réservoir est important, plus la courbe critique de flambage est située en bas, ce qui s'explique par la diminution de deux asymptotes du diagramme lors de l'augmentation du rapport $\frac{r}{e}$. La courbe critique de flambage du deuxième réservoir est donc intermédiaire entre celle du premier réservoir et celle du troisième réservoir.

Nous avons également ajouté sur la même figure une comparaison avec les courbes critiques de flambage élastiques simplifiées proposées par [Lindberg 1983] (présentées au chapitre 2 paragraphe 2.4.6). Les asymptotes horizontales et verticales déterminées par le modèle de [Lindberg 1983] sont récapitulées dans le tableau 4.8 :

2. Différents modèles ont été présentés au chapitre I paragraphe 1.4.4.1.

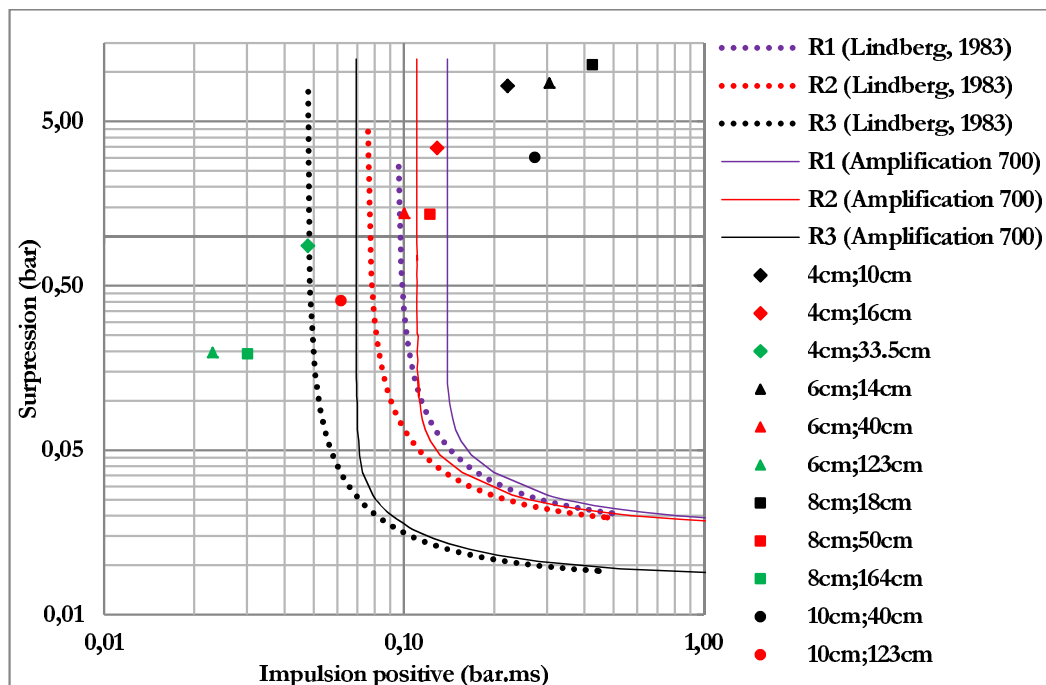


FIGURE 4.32 – Courbes critiques de flambage élastique des réservoirs

	Réservoir 1	Réservoir 2	Réservoir 3
P_E (bar)	0,01665	0,01635	0,008223
I_E (bar.ms)	0,0954	0,0757	0,0477

TABLE 4.8 – Asymptotes horizontales et verticales déterminées par les formules de [Lindberg 1983].

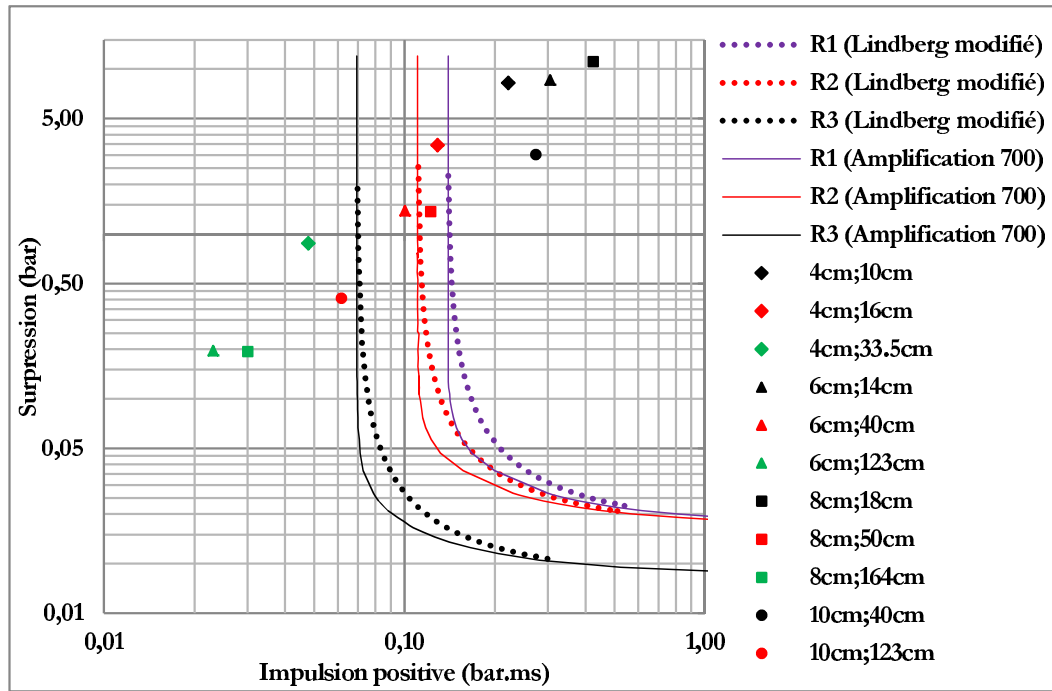


FIGURE 4.33 – Comparaison entre les courbes critiques de flambage de nos simulations et celles issues des formules simplifiées modifiées de [Lindberg 1983].

D'une manière globale, les courbes critiques de flambage construites à l'aide des formules simplifiées de [Lindberg 1983] sont à peu près satisfaisantes même si quelques couples P-I posent problème. Ainsi les deux premiers réservoirs flamberaient dans les quatre cas suivants [$R_o=4$ cm ; $d=16.1$ cm], [$R_o=6$ cm ; $d=40$ cm] et [$R_o=8$ cm ; $d=50$ cm] (réservoir 1) et [$R_o=6$ cm ; $d=40$ cm] (réservoir 2) selon la méthode simplifiée de [Lindberg 1983], ce qui est contraire à nos expériences (tableau 4.6). Cela est expliqué par le fait que l'amplification choisie par [Lindberg 1983] pour construire l'asymptote verticale est égale à 20, qui est une valeur considérablement inférieure à celle critique de 700 que nous avons déterminée. Plus l'amplification utilisée est importante, plus les deux asymptotes du diagramme sont élevées.

Nos courbes critiques de flambage sont cohérentes avec l'ensemble des points expérimentaux (tableau 4.6), ce qui valide une nouvelle fois l'amplification critique retenue et égale à 700. Les asymptotes des courbes critiques de flambage sont déduites de nos simulations et récapitulées dans le tableau 4.9 :

	Réservoir 1	Réservoir 2	Réservoir 3
P_E (bar)	0,01665	0,01635	0,008223
I_E (bar.ms)	0,139	0,1103	0,0694

TABLE 4.9 – Asymptotes horizontales et verticales issues de nos simulations numériques.

Nos asymptotes horizontales sont identiques avec celles de [Lindberg 1983] et déterminées par la formule 2.33, issue du flambage statique des coques surbaissées. Nous constatons par contre un facteur de 1,457 entre nos asymptotes verticales I_E et celles de [Lindberg 1983]. Cet écart s'explique

par l'augmentation de l'amplification critique de 20 à 700. Par conséquent, l'asymptote verticale de [Lindberg 1983] (formule 2.34) est modifiée et multipliée par 1,457 afin de déterminer les courbes critiques de flambage pour l'amplification égale à 700 :

$$I_E = 4,37\rho cr \left(\frac{e}{r}\right)^2 \quad (4.5)$$

Sur la figure 4.33, les courbes critiques de flambage, déterminées par les formules modifiées de [Lindberg 1983] pour une amplification de 700, sont globalement cohérentes avec celles issues de nos simulations numériques. Pour la plage de couples correspondant à nos essais et pour lesquels le type de réponse mis en évidence est quasi-impulsif, il n'y aurait pas d'inconvénient à utiliser l'approche simplifiée. Par contre les courbes modifiées de [Lindberg 1983] sont supérieures, de 1.15 à 2.23 fois, à celles de nos simulations numériques, notamment dans la zone d'intersection des deux asymptotes. Cette zone correspond aux chargements qu'il n'est ni possible de qualifier de quasi-impulsifs, ni de quasi-statiques. En conséquence, *les courbes modifiées de [Lindberg 1983] permettant de simplifier les calculs doivent être donc utilisées avec précaution pour évaluer le flambage dynamique élastique de réservoirs métalliques sous l'action d'explosions dont l'origine peut être diverse.*

4.4 Conclusions

Nous avons présenté en détail dans ce chapitre les résultats issus de nos campagnes d'essais. Les propriétés de l'onde incidente en champ libre ont ainsi été établies sous forme de polynômes en fonction de la distance réduite. Deux modèles empiriques ont été construits pour déterminer les caractéristiques de l'onde réfléchie sur un réservoir. Pour le premier modèle empirique, les paramètres de l'onde réfléchie sont exprimés sous forme de polynômes, en fonction de la distance réduite et de la position angulaire. En se basant sur les propriétés de l'onde incidente en champ libre un deuxième modèle a été établi qui propose des résultats sous forme d'abaques. Ces courbes iso-pression des coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence ont été établies pour les deux phases positive et négative de l'onde réfléchie.

Dans un deuxième temps nous nous sommes intéressés aux résultats de notre deuxième campagne d'essais qui portait sur des maquettes métalliques déformables. Des simulations numériques préliminaires nous ont permis d'appuyer notre hypothèse de faible influence du couplage fluide-structure sur la valeur de l'onde réfléchie sur la partie la plus sollicitée du réservoir. Cette observation a légitimé l'utilisation des mesures de pression sur les cylindres rigides comme chargement d'entrée pour notre modèle de flambage dynamique élastique d'un réservoir métallique. La valeur de l'amplification critique de flambage déduite des mesures expérimentales, nous a permis de prédire correctement l'apparition du flambage et le mode primaire observé. Le modèle simplifié de [Friedlander 1954] et l'amplification critique de 700 ont été choisis pour construire les courbes critiques de flambage des trois réservoirs. La confrontation entre mesure expérimentale, simulation numérique et modèle de [Lindberg 1983] nous a permis de valider notre modèle dynamique élastique de flambage et de proposer une modification des formules simplifiées de [Lindberg 1983] pour une amplification critique de 700.

Conclusion

L'ensemble des travaux présentés au cours de ce mémoire est consacré à l'étude du comportement de réservoirs métalliques face à une onde de souffle issue de la détonation d'un mélange de gaz propane-oxygène en proportions stœchiométriques. Plus précisément, nous nous sommes intéressés à la caractérisation du chargement du type onde de choc et à la prédiction de l'apparition d'un flambage sous ce chargement transitoire.

Ce travail comporte trois aspects :

- **Une étude bibliographique**, au cours de laquelle nous avons effectué une recherche dans la littérature de modèles appropriés. Malgré une plus faible probabilité d'apparition que la déflagration lors d'une explosion accidentelle, nous avons choisi la détonation pour nos études en raison de sa sévérité et du fait de son excellente reproductibilité. Ce choix nous a permis de réaliser des essais à échelle réduite en appliquant des lois de similitude. Plusieurs modèles pour l'évolution spatio-temporelle d'une onde de choc plane issue d'une explosion nucléaire ou de la détonation d'une charge de TNT sur un cylindre ont été rappelées, notamment ceux de [Glasstone 1962] et de [Lindberg 1965]. Ces modèles ne prennent en compte que la phase positive de l'onde de choc plane en champ lointain. Il manque donc des modèles décrivant l'évolution spatio-temporelle de l'onde de choc sphérique issue de la détonation d'un mélange de gaz et rencontrant un cylindre en champ proche ou lointain. Des modèles simplifiés du profil de pression en fonction du temps ont été choisis comme les modèles linéaire, de [Friedlander 1954] ou de [Delaroche 1983]. Leurs paramètres caractéristiques peuvent être déterminées par des polynômes ou des abaques. En ce qui concerne la prédiction de la réponse mécanique des réservoirs métalliques, le modèle de coque surbaissée de [Donnell 1934] a été retenu dans le cas du chargement dynamique transitoire issu de la détonation d'un mélange de gaz. L'étude de la croissance d'un défaut géométrique initial jusqu'à une taille critique associée à l'apparition de la plasticité nous a permis de développer un modèle de prédiction du flambage dynamique élastique de réservoirs métalliques. Ce modèle suppose des conditions aux limites de type appui simple-appui simple et n'est valable que lorsque le chargement peut être considéré comme uniforme sur une plage angulaire réduite (30°) et le mode primaire de flambage activé suffisamment élevé ($n \geq 18$). Un modèle simplifié du flambage élastique et plastique des réservoirs métalliques a été proposé par [Lindberg 1983] sous forme de deux hyperboles en prenant une amplification critique de flambage égale à 20. La charge critique associée au flambage statique élastique correspond à l'asymptote horizontale la plus basse du modèle de [Lindberg 1983].
- **Des campagnes expérimentales**, avec la mesure de l'évolution spatio-temporelle du chargement sur le pourtour de cylindres rigides et la mesure de la réponse de cylindres métalliques déformables sous l'action d'une onde de choc issue de la détonation d'un mélange de gaz. L'étude des conditions de similitude structurelle nous a amené à réaliser nos maquettes dans le même matériau que le réservoir réel, avec un rapport d'homothétie k avec la structure réelle et à les solliciter avec la même intensité que celle du chargement réel mais avec une durée à l'échelle k . Le couplage entre la similitude énergétique et la similitude structurelle nous conduit à réaliser

des essais à échelle réduite en utilisant un facteur k sur la distance, les dimensions du réservoir, la durée positive, l'impulsion et un facteur 1 sur la pression. Sur la base de données d'accidentologie, quatre géométries de réservoirs représentatifs ont été sélectionnées. Le choix des facteurs d'échelle des réservoirs a été imposé par l'épaisseur minimale des tôles disponibles sur le marché (0.1 mm). Puisqu'il n'a pas été possible d'instrumenter des maquettes métalliques d'aussi faible épaisseur avec des capteurs de pression, nous avons réalisé deux campagnes d'essais différentes. La première nous a permis de mesurer l'évolution spatio-temporelle de la pression sur le pourtour de maquettes cylindriques indéformables et la seconde d'observer la réponse des réservoirs métalliques déformables. Les dispositifs expérimentaux retenus permettent non seulement de mesurer le champ de pression et la réponse mécanique des réservoirs mais aussi de vérifier l'énergie réelle de chaque tir et le cas échéant de la corriger. Les résultats expérimentaux obtenus pour l'onde incidente sont cohérents avec ceux préalablement obtenus par [Trélat 2006]. Quelques modèles empiriques d'estimation des caractéristiques de l'onde réfléchie sur un réservoir rigide ont été construits sous forme de polynômes ou d'abaques.

- **Des études numériques**, avec discrétisation et résolution du modèle de prédiction du flambage dynamique élastique. Nous montrons, sur un exemple précis, que le couplage entre la mesure de pression et la déformation du réservoir demeure très limité, ce qui nous autorise à utiliser les résultats des mesures de pression sur les cylindres rigides comme des données d'entrée des simulations numériques sur les réservoirs métalliques. En suivant les travaux de [Kirkpatrick 1989] et [Ruiz 1989] nous avons été amenés à adopter une amplitude critique égale à 700, différente de celle proposée dans le modèle simplifié de [Lindberg 1983] et égale à 20. La confrontation entre les mesures expérimentales et les simulations numériques nous a permis de valider cette approche prédictive du flambage dynamique et de mettre en évidence qu'elle nous permettait également de prédire le mode primaire de flambage activé. Ils nous a ensuite été possible de définir des courbes critiques de flambage pour chacune des géométries de réservoir sélectionnées.

L'ensemble des résultats présentés, numériques et expérimentaux, fait partie d'un travail réalisé dans la cadre d'une démarche sécuritaire, apportant une meilleure connaissance de la réponse des réservoirs métalliques à une explosion externe. Ces résultats pourront, à terme, constituer des aides précieuses pour une évaluation et une quantification pertinente des effets dominos dans le cadre des études de danger (EDDs).

Suite à ce travail, les perspectives envisageables sont :

- *Étude pour des temps d'application plus importants*
En effet, les temps d'application de l'explosion étudiés dans le cadre de cette étude sont inférieurs à 50 ms. Il reste donc à explorer la zone [50 ms : 250 ms]. Par ailleurs sur cette zone, les effets de la partie négative de l'onde peuvent s'avérer non négligeables.
- *Prévision de la rupture des réservoirs et incidence du chargement autour du réservoir.*
Les expériences menées s'arrêtent à la détection de l'apparition des phénomènes de flambage sans qu'il y ait réellement rupture du réservoir. Il conviendrait donc de pousser les expériences et les modélisations pour atteindre la rupture. Même si les simulations numériques par la méthode des éléments finis du post-flambage sont très complexes puisqu'elles coupleraient, du seul point de vue structural, dynamique rapide et non linéarités géométriques et matérielles, elles seraient très intéressantes à réaliser puisque nous disposons des données d'entrée et de mesures (déformations et déplacements) qui permettraient de les valider. La connaissance précise du chargement complet autour du réservoir pourrait alors se révéler primordiale.

- *Recherche de la réponse des réservoirs métalliques contenant du liquide.*

Nous avons, au cours de ce travail, étudié la réponse de réservoirs vides. L'étude de réservoir partiellement ou totalement remplis nous permettrait d'évaluer les effets induits l'interaction entre le liquide et le réservoir et les effets potentiels des vagues sur la réponse de structures cylindriques soumises à une explosion externe.

- *Recherche de la réponse des réservoirs métalliques face à une déflagration externe à échelle réduite.*

Notre modèle doit désormais être adapté à la déflagration qui est le phénomène prépondérant rencontré dans les études de sécurité. Les essais réalisés par [Guibert-Duplantier 1993] nous permettraient déjà de disposer de la sollicitation.

- *Détermination de l'évolution du chargement par la seule connaissance de l'onde incidente.*

Une loi «physique», permettant de prendre en compte les phénomènes de réflexion et de diffraction, pourrait être recherchée de manière à prédire l'évolution complète du chargement. Celle-ci n'a en effet été décrite dans ce travail que par des relations empiriques.

Bibliographie

- [Abe 2001] Abe A., Takayama K., Itoh K. : *Experimental and numerical study of shock wave propagation over cylinders and spheres*, Transactions on modelling and simulation vol 30, ISSN 1743-355X, 2001.
- [Alia 2006] Alia A., Souli M. : *High explosive simulation using multi-material formulations*, Applied thermal engineering, vol 26, p.1032-1042, 2006.
- [Arbocz 1995] Arbocz J., Hol J.M.A.M. : *Collapse of axially compressed cylindrical shells with random imperfections*, Thin-Walled Structures, Vol. 23, pp. 131-158, 1995.
- [Bailly 1988] Bailly P. : *Effets des explosions sur les constructions - chargement et réponse de la structure*, Thèse de doctorat, Université d'orléan, 1988.
- [Baker 1983] Baker W.E , Cox P.A , Westine P.S , Kuelesz J.J and Strehlow R.A : *Explosion hazards and evaluation*, Elsevier Scientific Publishing Company, 1983.
- [Bamberger 1997] Bamberger Y. : *Mécanique de l'ingénieur*, Tome 3 - Solides déformables, Hermann, Paris, 273 p., 1997.
- [Batdorf 1947] Batdorf S.B. : *Simplified methode of elastic stability analysis for thin cylindrical shells*, Report no.874, 1947.
- [Ben-Dor 1988] Ben-Dor G. : *Steady, pseudo-steady and unsteady shock wave reflections*, Prog. Aerospace Sci. Vol 25, p.329-412, 1988.
- [Bengt 1980] Bengt Fornberg : *A numerical study of steady viscous flow past a circular cylinder*, Journal Fluid Mech. Vol 98 part 4, p.819-855, 1980.
- [Brode 1955] Brode H.L. : *Numerical solution of spherical blast waves*, J. Appl. Phys, 1955.
- [Brossard 1985] Brossard J. et al. : *Air Blast Unconfined Gaseous Detonations*, Dynamics of Shock Waves, Explosions, and Detonation, Vol.94 of Progress in Astronautics and Aeronautics, 1985.
- [Brossard 1988] Brossard J., Bailly P., Desrosier C., Renard J. : *Overpressures Imposed by a Blast Wave*, Dynamics of Explosions, Vol.114 of Progress in Astronautics and Aeronautics, 1988.
- [Brossard 1993] Brossard J., Desrosier C., Purnomo H., Renard J. : *Pressure loads on plane surface submitted to an explosion*, 19th Int. Symp. on shock waves, 26-30 juin 1993.
- [Brown 2000] 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, Shock Waves, 2000.
- [Bryson & Gross 1961] Bryson A.E., Gross R.W. : *Diffraction of strong shocks by cones, cylinders and spheres*, Journal Fluid Mech 10, 1961.
- [Cozzani & Salzano 2004a] Cozzani V., Salzano E. : *Threshold values for domino effects caused by blast wave interaction with process equipment*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries 17, p.437-447, 2004.
- [Cozzani & Salzano 2004b] Cozzani V., Salzano E. : *The quantitative assessment of domino effect caused by overpressure Part I. Probit models*, Journal of Hazardous Materials A107, p.67-80, 2004.

- [Cozzani & Salzano 2004c] Cozzani V., Salzano E. : *The quantitative assessment of domino effect caused by overpressure Part II. Case studies*, Journal of Hazardous Materials A107, p.81-94, 2004.
- [Delaroche 1983] Delaroche C. : *Détonation en milieu libre de mélanges gazeux air - hydrocarbure en géométrie sphérique : étude de la phase négative et résultats de synthèse*, Bulletin Direction Etude et Recherche EDF, 1983.
- [Desrosier 1991] Desrosier C., Reboux A., Brossard J. : *Effect of asymmetric ignition on the vapor cloud spatial blast*, Vol.134 of progress in astronautics and aeronautics, ISBN 0-930403-98-3, 1991.
- [Donnell 1934] Donnell L. : *A new theory for the buckling of thin cylinders under axial compression and bending*, Transaction of the ASME vol 56, p.795-806, 1934.
- [Drikakis & Ofengeim 1997] Drikakis D., Ofengeim D. : *Computation of non-stationary shock wave/cylinder interaction using adaptive-grid methods*, Journal of fluids and structures 11, p.665-691, 1997.
- [Duong 2012a] Duong D.H., Hanus J.L., Bouazaoui L., Pannetier O., Moriceau J., Prod'homme G., Reimeringer M. : *Response of a tank under blast loading - part I : experimental characterization of blast loading arising from a gas explosion*, European Journal of Environmental and Civil Engineering (EJECE), 2012.
- [Duong 2012b] Duong D.H., Hanus J.L., Bouazaoui L., Régat X., Prod'homme G., Noret E., Yalamas T., Reimeringer M., Bailly P., Pannetier O. : *Response of a tank under blast loading - part II : experimental structural response and simplified analytical approach*, European Journal of Environmental and Civil Engineering (EJECE), 2012.
- [Duplantier 1998] Duplantier C. : *Effets mécaniques des explosions aériennes sur des réservoirs de stockage de gaz*, Rapport final de Laboratoire Propagation et Effets Explosions, 1998.
- [Eurocode3 2002] Brozzetti et al : *Calcul des structures en acier. Partie 4-2 : Silos, réservoirs et canalisation*, AFNOR, pp39-40, 2002.
- [Eurocode8 1998] Eurocode 8 : *Conception et dimensionnement des structures pour la résistance aux séismes- Partie 4 : silos, réservoirs et canalisations*, Comité Européen de Normalisation ENV 1998-4, 1998.
- [Friedlander 1954] Friedlander F. G. : *Diffraction of pulses by a circular cylinder*, Communications on Pure and Applied Mathematics, vol. 7, p. 705-732, 1954.
- [Glasstone 1962] Glasstone S. : *The effects of nuclear weapons*, US Government Printing Office Revised Ed., 1962.
- [Greenberg 1995] Greenberg J.B., Stavsky Y. : *Buckling of composite orthotropic cylindrical shells under non-uniform axial loads*, Composite structures 30 p.399-406, 1995.
- [Guibert-Duplantier 1993] Guibert-Duplantier C. : *Etude des effets mécaniques des explosions de gaz sur des structures de formes simples*, Thèse de doctorat, ENSMA Poitiers, 1993.
- [Harlow & Amsden 1970] Harlow F.H., Amsden A.A. : *Fluid dynamics : An introductory text*, Los Alamos Scientific Lab., University of California, 1970.
- [Heilig 1969] Heilig W.H. : *Diffraction of a shock wave by a cylinder*, The physics of fluids supplement I, p.154-157, 1969.
- [Henrych 1979] Henrych J.M. : *The dynamics of explosion and its use*, Elsevier, Amsterdam, 1979.
- [Hirst 2002] Hirst J. , Jagger S.F., Thyer A.M. : *Bund overtopping - the consequence of catastrophic tank failure*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries 15, 2002.
- [Hoff 1966] Hoff N.J. : *The perplexing behavior of thin circular cylindrical shells in axial compression*, Department of Aeronautics and Astronautics, Stanford University, 1966.

- [Hopkinson 1915] Hopkinson B. : *British Ordonance Board Minutes*, 13565, 1915
- [Huang 1991] Huang Wensheng, Onodera O., Takayama K. : *Unsteady interaction of shock wave diffracting around a circular cylinder in air*, Acta mechanica sinica vol 7, ISSN 0567-7718, 1991.
- [Hugoniot 1887] ugoniot P. H. : *Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et ples spécialement dans les gaz parfaits*, 1e Partie, J. Ecole Polytech. (Paris), 57, pp. 3-97, 1887.
- [Hugoniot 1889] ugoniot P. H. : *Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits*, 2e Partie, J. Ecole Polytech. (Paris), 58, pp.1-125, 1889.
- [INRS 2004] Petit J.M., Poyard J.L. : *Les mélanges explosifs*, INRS, 2004.
- [Kinney & Graham 1985] Kinney G.F , Graham K.J : *Explosive shocks in air*, Second edition Springer Verlag Berlin, 1985.
- [Kirkpatrick 1989] Kirkpatrick S. W., Holmes B. S. : *Effect of Initial Imperfections on Dynamic Buckling of Shells*, Journal of Engineering Mechanics, vol. 115, p. 1075-1093, 1989.
- [Lannoy 1983] Lannoy A. : *Méthodes probabilistes et déterministes d'estimation du risque industriel appliquées à la prévision des effets des explosions non confinées air-hydrocarbure*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1983.
- [Lannoy 1984] Lannoy A. : *Analyse des explosions air-hydrocarbures en milieu libre : Etudes déterministe et probabiliste du scénario d'accident. Prévision des effets de surpression*, Bulletin direction Etudes et Recherches EDF, 1984.
- [Larcher 2010] Larcher M., F. C. : *Explosions in complex geometries - A comparaison of several approaches*, International journal of protective structures, vol 1, p.169-196, 2010.
- [Lide 2004] Lide D.R. : *Handbook of chemistry and physics*, CRC Press LLC, 2004.
- [Lindberg 1965] Lindberg H.E., Anderson D.L., Firth R.D., Parker L.V. : *Response of reentry vehicle-type shells to blast loads*, Hardening Technology Studies, 1965.
- [Lindberg 1983] Lindberg H.E., Florence A.L. : *Dynamic pulse buckling - Theory and experiment*, DTIC, 1983.
- [Maquoi 2009] Maquoi R. : *Instabilités structurales-principes généraux*, Technique Ingénieur, 2009.
- [Mills 1987] Mills C.A. : *The design of concrete structures to resist explosions and weapons effects*, Pros. Ist Int. Conference for Hazard Protection, Edinburgh, 1987.
- [NC 1966] NC : *Effets des armes nucléaires*, Laboratoire central de l'armement, 1966.
- [Newmark 1961] Newmark N.M, Hansen R.J : *Design of blast resistant structures*, Shock and vibration Handbook, vol 3, Eds. Harris and Crede. McGraw-Hill, New York, 1961.
- [Noret 2012] Noret E., Prod'homme G., Yalamas T., Reimeringer M., Hanus J-L, Duong D-H. : *Safety of atmospheric storage tanks during accidental explosions*, European Journal of Environmental and Civil Engineering, 2012.
- [Ofengeim & Drikakis 1997] Ofengeim D., Drikakis D. : *Simulation of blast wave propagation over a cylinder*, Shock wave, p.305-317, 1997.
- [Olin 2005] Olin Nelly : *Arrêté relatif à l'évaluation et à la prise en compte de la probabilité d'occurrence, de la cinétique, de l'intensité des effets et de la gravité des conséquences des accidents potentiels dans les études de dangers des installations classées soumises à autorisation*, 2005.
- [Purnomo 1993] Purnomo H. : *Comportement dynamique des interfaces explosions-structures*, Université d'Orléans, 1993.
- [Rankine 1870] Rankine, W. J. M. : *On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance*, Phil. Trans. Roy. Soc. London, 160, pp. 277-286, 1870.
- [Rankine 1870a] Rankine, W. J. M. : *supplement to "On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance"*, Phil. Trans. Roy. Soc. London, 160, pp. 287-288, 1870

- [Ruiz 1989] Ruiz C., Salvatorelli-d'angelo F., Thompson V.K. : *Elastic response of thin wall cylindrical vessels to blast loading*, Computers and structures vol 32, p.1061-1072, 1989.
- [Salzano & Cozzani 2003] Salzano E., Cozzani V. : *The use of probit functions in the quantitative risk assessment of domino accidents caused by overpressures*, Proc. Eur. Conf. Safety and Reliability, Lisse, Netherlands, p.1365-1373, 2003.
- [Schneider 1997] Schneider P. *Limit states of process equipment components loaded by a blast wave*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Volume 10, Issue 3, May 1997, Pages 185-190, 1997.
- [Schneider 1998] Schneider P. : *Predicting damage of slender cylindrical steel shells under pressure wave load*, Journal of Loss Prevention, p.223-228, 1998.
- [Schneider 2000] Schneider P., Alkhaddour A.M. : *Survivability study on vertical cylindrical steel shell structures under blast load*, Structures under Shock and Impact VI, WIT press, ISBN 1-85312-820-1, 2000.
- [Simitses 1983] Simitses G.J., Shaw D., Sheinman I., Giri J. : *Impeccation sensitivity of fiber-reinforced, composite, thin cylinders*, Compos Sci Tech 22 p.259-276, 1983.
- [Simitses 1986] Simitses G.J. : *Buckling and postbuckling of imperfect cylindrical shells : A review*, Appl Mech Rev vol 39, 1986.
- [PRA] www.risques.auvergne.developpement-durable.gouv.fr/extras/glossaire/evenements-et-accidents/index.html
- [Smith 1994] Smith P.D., Hetherington J.G. : *Blast and ballistic loading of structures*, Oxford, Boston, 1994.
- [SNPE 1994] SNPE ingénierie : *Guide de sécurité pour la conception de salles de contrôle résistant à l'explosion dans les raffineries de pétrole et sur les sites petrochimiques*, 1994.
- [Sochet 1993] Sochet I. : *Diffusion et détonabilité de mélanges gazeux non-uniformes*, Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, 1993.
- [Sochet 2000] Sochet I., Lamy T., Brossard J. : *Experimental investigation on the detonability of non-uniform gaseous mixtures*, Shock Waves, 2000.
- [Teng 1996] Teng T.L, Liang C.C, Liao C.C : *Transient dynamic large-deflection analysis of panel structure under blast loading*, JSME Int. J., vol 39, pp.591-597, 1996.
- [TM5-1300 2008] TM5-1300, Departments of the Army, the Navy, and the Air Force : *Structures to resist the effects of accidental explosions*, Technical Manual, 2008.
- [TNO 1995] TNO Green Book : *Methods for the determination of possible damage to people and objects resulting from releases of hazardous materials*, The Netherlands Organisation of Applied Scientific Research, 1995.
- [Trélat 2006] Trélat S. et al. : *Impact de fortes explosions sur les bâtiments représentatifs d'une installation industrielle*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2006.
- [Trélat 2007a] Trélat S., Sochet I., Autrusson B., Cheval K., Loiseau O. : *Impact of a shock wave on a structure on explosion at altitude*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries 20, pp. 509-516, 2007.
- [Trélat 2007b] Trélat S., Sochet I., Autrusson B., Loiseau O., Cheval K. : *Strong explosion near a parallelepipedic structure*, Shock Waves, vol. 16, p. 349-357, 2007b. 10.1007/s00193-006-0069-3.
- [Van Den Berg 1985] Van Den Berg A.C. : *The multi-energy method : A framework for vapour cloud explosion blast prediction*, Journal of Hazardous Materials, Volume 12, Issue 1, December 1985.
- [Wang 2005] Wang C.M., Wang C.Y., Reddy J.N. : *Exact solutions for buckling of structural members*, CRC series in computational mechanics and applied analysis, CRC press, 2005.

- [Westbrook 1983] Westbrook : *Chemical kinetics of propane oxidation in gaseous detonation*, 9th IC-DERS Poitiers, P.151, 1983.
- [Winterstetter 2002] Winterstetter T.A., Schmidt H. : *Stability of circular cylindrical steel shell under combined loading*, Thin-wall structures 40 p.893-909, 2002.
- [Woznica 2001] Woznica K., Pennetier O., Renard J. : *Experiments and Numerical Simulations on Thin Metallic Plates Subjected to an Explosion*, Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 123, n° 2, p. 203-209, 2001.
- [Yamaki 1984] Yamaki N. : *Stability of circular cylindrical shells*, North Holland Series in Applied Mathematics and Mechanics v.27, 1984.
- [Yang 1987] Yang J., Liu Y., Lomax H. : *Computation of shock wave reflection by circular cylinders*, AIAA Journal Vol 25, p.683-689, 1987.
- [Zoltak 1998] Zoltak J., Drikakis D. : *Hybrid upwind methods for the simulation of unsteady shock wave diffraction over a cylinder*, Comput. methods appl. mech. engrg. 162, p.165-185, 1998.
- [Zyskowski 2004] Zyskowski 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, vol. 17, n° 4, p. 291 - 299, 2004.

Duy-Hung DUONG

Etude de la vulnérabilité de structures cylindriques soumises à une forte explosion externe

Résumé :

Ce travail s'inscrit dans le contexte de l'évaluation et de la prévention des risques d'effets dominos suite à une explosion sur un site industriel. Il s'intéresse plus précisément à la vulnérabilité de réservoirs de stockage soumis à une onde de souffle. Le mode d'explosion étudié est celui de la détonation gazeuse. L'objectif est double. Il consiste d'une part à caractériser le chargement auquel est soumis le réservoir et d'autre part à prédire la réponse du réservoir à ce chargement. Des expérimentations ont été réalisées à échelle réduite, pour trois géométries caractéristiques de réservoirs, satisfaisant des conditions de similitudes énergétiques et mécaniques. Des essais sur maquettes de réservoirs rigides ont permis de caractériser le chargement issu d'une détonation : répartition spatio-temporelle de la surpression et de l'impulsion et détermination de coefficients de réflexion. Des essais sur maquettes métalliques déformables ont permis de déterminer le niveau de chargement nécessaire pour endommager la structure par flambage. Une approche semi-analytique du flambage dynamique basée sur une modélisation simplifiée du chargement de surpression de type Friedlander associée à un modèle de coque élastique surbaissée de Donnell et à la croissance d'imperfections géométriques jusqu'à une taille critique a été développée. Son application permet la construction des courbes critiques de flambage des réservoirs métalliques dans des diagrammes pression-impulsion. La confrontation entre les résultats expérimentaux et les prédictions numériques souligne l'intérêt et la pertinence de la démarche proposée.

Mots clés : Effet domino, Explosion, Onde de choc, Cylindre, Chargement, Flambage, Diagrammes P-I, Essais à échelle réduite.

Study of the vulnerability of cylindrical structures subjected to strong external explosion

Summary :

This work is a contribution to the assessment and prevention of potential domino effects caused by an explosion in an industrial area. It focuses specifically on the vulnerability of storage tanks subjected to a blast wave. Within this context, we investigate the effects of gaseous detonation. The objective is twofold: on one hand, to characterize the blast loading and, on the other, to predict the structural response. Three representative atmospheric chemical tanks were selected. Experiments were conducted at small scale satisfying Hopkinson-Cranz and structural scaling laws. A first campaign was performed on rigid instrumented cylinders to quantify the loading in terms of time and space pressure distribution. A second campaign was performed on flexible cylinders to quantify the structural response in terms of dynamic buckling damage. Simplified semi-analytical models were developed to provide damage predictions. They are based on a Friedlander pressure-time history pulse description, shallow-shell (Donnell's) equations and critical shape imperfection amplification thresholds. These models are used to construct pressure-impulse buckling damage diagrams for atmospheric tanks subjected to blast loading. The comparison between experimental results and numerical predictions highlights the interest and the relevance of the proposed approach.

Keywords : Domino effect, Explosion, Shock wave, Cylinder, Loading, Buckling, P-I diagrams, Small Scale Experiments.



PRISME de Bourges.
63, av. de Lattre de Tassigny

