



INSTITUT NATIONAL DE L'ENVIRONNEMENT INDUSTRIEL ET DES RISQUES

Guide des méthodes d'évaluation des effets d'une explosion de gaz à l'air libre

Rapport final

*Direction des Risques Accidentels
Unité thématique Phénoménologie*

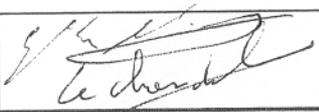
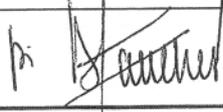
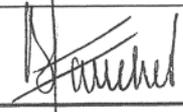
JUILLET 1999

Guide des méthodes d'évaluation des effets d'une explosion de gaz à l'air libre

Rapport final

PERSONNES AYANT PARTICIPE A L'ETUDE

Ce document comporte 166 pages (hors couverture).

	Rédaction	Vérification	Approbation
NOM	Y. MOUILLEAU J.F. LECHAUDEL	D. GASTON	B.FAUCHER
Qualité	Ingénieurs à la Direction des Risques Accidentels	Délégué scientifique à la Direction des Risques Accidentels	Directeur de la Direction des Risques Accidentels
Visa			

PREAMBULE

Le présent document a été établi :

- Au vu des données scientifiques et techniques disponibles ayant fait l'objet d'une publication reconnue ou d'un consensus entre experts,
- Au vu du cadre légal, réglementaire ou normatif applicable.

Il s'agit de données et informations en vigueur à la date de l'édition du document en juillet 1999.

Le présent document comprend des propositions ou des recommandations. Il n'a en aucun cas pour objectif de se substituer au pouvoir de décision du ou des gestionnaire(s) du risque ou d'être partie prenante.

TABLE DES MATIERES

PREAMBULE	2
1. INTRODUCTION	6
2. Déroulement d'une explosion accidentelle de gaz	8
2.1. Généralités	8
2.2. La propagation des flammes	10
2.2.1. Les différents régimes de combustion - L'influence de la présence d'obstacles et de la turbulence	10
2.2.2. L'influence de la source d'inflammation	16
2.2.3. L'influence de la composition du nuage inflammable	21
2.2.4. L'influence du confinement	24
2.3. Conséquences mécaniques et thermiques associées à la propagation des flammes	26
2.3.1. Conséquences mécaniques	26
2.3.2. Conséquences thermiques	30
2.4. Analyse succincte d'accidents passés	32
2.4.1. Durée entre le début de la formation du nuage explosible et l'inflammation	32
2.4.2. Caractéristiques des sources d'inflammation accidentelles	32
2.4.3. Effets des explosions accidentelles	33
3. Recensement et présentation générale des méthodes simples de calculs des surpressions aériennes	36
3.1. Introduction	36
3.2. Méthodes basées sur l'équivalence TNT	37
3.2.1. Principes généraux	37
3.2.2. Variantes	38
3.3. Modélisation analytique des déflagrations sphériques à vitesse de flamme constante ou variable	39
3.3.1. Généralités	39
3.3.2. Modélisations analytiques des surpressions engendrées par les déflagrations à vitesse de flamme constante	40
3.3.3. Modélisations analytiques des surpressions engendrées par les déflagrations à vitesse de flamme variable	42
3.4. La méthode Multi-énergie	43
3.5. La méthode de Baker-Strehlow	45
3.6. La méthode CAM	47
4. Détermination de l'énergie d'explosion	49
4.1. Généralités	49
4.2. Procédures de calcul existantes	50
4.3. Conclusions	57
5. Aptitude des différentes méthodes à l'estimation des surpressions aériennes maximales en champ proche	58

5.1.	Introduction	58
5.2.	Les méthodes basées sur l'équivalence TNT	58
5.3.	Les modélisations analytiques des surpressions engendrées par les déflagrations sphériques	61
5.4.	La méthode Multi-Energie	63
5.4.1.	Selon (v.d. Berg, 1984)	64
5.4.2.	Selon (Kinsella, 1993)	65
5.4.3.	Selon (TNO,1997)	68
5.4.4.	Recommandations tirées de GAME et GAMES	69
5.5.	La méthode de Baker Strehlow	74
5.6.	La méthode CAM	78
5.7.	Conclusions	80
6.	<i>Aptitude des différentes méthodes au calcul de la décroissance des ondes de surpressions aériennes</i>	84
6.1.	Introduction	84
6.2.	Identification du centre d'explosion	85
6.2.1.	Cas des nuages explosibles dérivant	85
6.2.2.	Cas des nuages explosibles de forme « allongée »	87
6.3.	Evolution des surpressions aériennes depuis le centre de l'explosion	87
6.3.1.	Calcul de la décroissance de la surpression $\Delta P+$	88
6.3.2.	Calcul des évolutions des autres caractéristiques des ondes de pression	102
6.4.	Prise en compte des compositions éventuelles d'ondes de pression	106
6.4.1.	Cas d'espèce	106
6.4.2.	Remarques générales	108
6.4.3.	Approches disponibles pour le calcul des compositions d'ondes	109
6.4.4.	Conclusion	114
7.	<i>Méthodes pour le calcul des effets thermiques</i>	115
7.1.	Introduction	115
7.2.	Présentation du modèle de Raj et al. (1975)	115
7.3.	Applications aux cas d'inflammations de nuages propane ou butane - air	119
7.4.	Discussions des calculs et résultats relatifs aux effets thermiques	121
7.4.1.	Remarques générales	121
7.4.2.	Remarques relatives au modèle de Raj et al. (1975)	123
7.5.	Conclusion	128
8.	<i>Synthèse</i>	129
8.1.	Présentation générale du phénomène d'explosion de gaz et analyse d'accidents	130
8.2.	Recensement des méthodes existantes	130
8.3.	Présentation et Evaluation des méthodes recensées	131
8.4.	Recommandations	132
9.	<i>References Bibliographiques</i>	135
1.	<i>Déflagrations turbulentes en mode axial</i>	146

2.	<i>Déflagrations turbulentes en mode radial</i>	154
3.	<i>Déflagrations turbulentes en mode sphérique</i>	155
4.	<i>Comparaison des surpressions engendrées suivant le mode de propagation des flammes</i>	162
5.	<i>Conclusions</i>	164
6.	<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	165

1. INTRODUCTION

L'explosion accidentelle d'un nuage de gaz inflammables à l'air libre, phénomène souvent désigné par l'acronyme V.C.E., tiré de l'anglais « Vapour Cloud Explosion », peut conduire à des pertes en vies humaines et à des dégâts matériels extrêmement importants. A cet égard, les explosions accidentelles survenues en Angleterre à Flixborough en 1974 et en France à La Mède en 1992 sont des exemples particulièrement marquants.

Dès lors, la maîtrise des risques technologiques passe notamment par une évaluation des conséquences potentielles des risques d'explosions de gaz. De nombreux travaux ont été entrepris de par le monde dans ce sens et à ce jour le nombre de méthodes qui peuvent être employées pour quantifier le risque d'explosion de gaz est de l'ordre de quelques dizaines (CCPS, 1994) si toutes les variantes des principales méthodes sont dénombrées.

En France, jusqu'à présent, la méthode principalement employée était celle de l'équivalent TNT telle que préconisée par Lannoy (Lannoy, 1984). Toutefois, avec l'évolution des connaissances et les publications détaillées d'autres méthodes, la tendance de ces 10 dernières années environ va dans le sens d'une plus grande diversité. Dès lors, le besoin a été ressenti d'établir un guide, objet du présent document, pour :

- recenser les différentes méthodes disponibles,
- les décrire,
- les analyser,
- et enfin dégager quelques recommandations pratiques quant à leur utilisation.

De plus, il doit être noté dès à présent que n'ont été considérées que les méthodes dites « simples » d'évaluation des conséquences des explosions de gaz. Le qualificatif « simple » est ici employé pour désigner les méthodes qui ne nécessitent pas d'expérimentation ou de calculs dont la durée dépasse quelques minutes. Autrement dit, le champ de recensement a été volontairement limité aux méthodes qui pour être mises en œuvre ne nécessitent que l'application de principes généraux et l'emploi d'abaques ou de programmes de calcul utilisables rapidement et sur n'importe quel ordinateur de type PC par exemple.

Ensuite, d'un point de vue pratique, outre la présente introduction (chapitre 1), ce rapport est organisé en 6 chapitres. Le chapitre 2 est consacré à une présentation générale du déroulement d'une explosion accidentelle de gaz, cette présentation étant centrée sur les phénomènes physiques observés et leurs interactions. De ce chapitre, Il ressort notamment que l'occurrence d'une explosion de gaz conduit à des effets mécaniques et thermiques qui doivent respectivement leurs origines :

- à la formation et la propagation d'ondes de pression aériennes,
- et aux transferts de chaleur depuis les flammes vers l'environnement.

Les méthodes simples d'évaluation des conséquences des explosions ne sont jamais prévues pour traiter à la fois des aspects à la fois mécaniques (ondes de pression) et thermiques. Ainsi, les méthodes dédiées aux calculs des ondes de pression, relativement nombreuses, sont présentées et analysées tout au long des chapitres 3 à 6. Le chapitre 7 est ensuite réservé aux méthodes de calculs des transferts thermiques observés en cas d'explosion.

Enfin, des recommandations quant à l'utilisation de toutes ces méthodes sont reportées au chapitre 8.

2. DEROULEMENT D'UNE EXPLOSION ACCIDENTELLE DE GAZ

2.1. GENERALITES

Les explosions accidentelles de gaz à l'air libre, ou VCE, constituent un des événements les plus redoutés dès lors qu'est considérée la sécurité des activités associées aux gaz inflammables. Ce type d'accident comprend généralement la succession d'étapes suivantes :

- rejet dans l'atmosphère d'un produit combustible, le produit étant en phase gaz ou en phase liquide ; les combustibles liquides rejetés peuvent rester en suspension (formation d'aérosols) ou se disperser au sol pour former une flaque qui en s'évaporant conduit à son tour à un rejet diffus de gaz,
- mélange avec l'oxygène de l'air pour former un volume inflammable,
- de manière concomitante, dispersion et advection du nuage de gaz dont une partie du volume reste inflammable,
- inflammation de ce volume,
- propagation d'un front de flamme au travers de la ou des parties inflammables du nuage ; ce front de flamme agit à la manière d'un piston sur les gaz environnant et peut être à l'origine de la formation d'une onde de pression aérienne si sa vitesse de propagation est suffisante ou si les gaz sont confinés ; dans tous les cas, la propagation des flammes s'accompagne d'une expansion des gaz brûlés qui passent par des températures de plusieurs centaines de °C et jusqu'à 2000 °C environ ;
- enfin, le cas échéant, mélange avec l'air et combustion des parties du nuage qui étaient initialement trop riches en combustible pour être inflammables.

La succession d'étapes décrites ci-avant est aussi illustrée en figure 1 suivante.

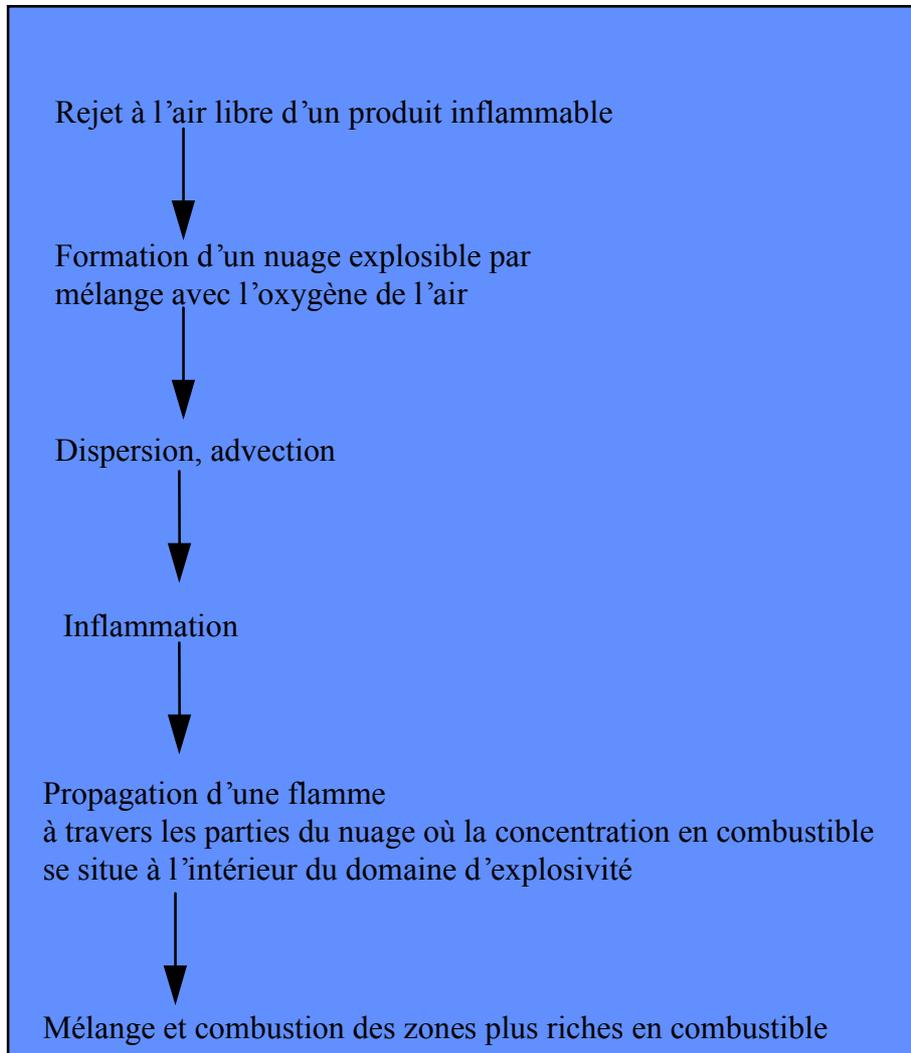


Figure 1 : Principales étapes dans le déroulement d'une explosion accidentelle de gaz

Différents moyens de calcul existent pour déterminer les conséquences de chacune des étapes présentées ci-avant. Ainsi, il existe notamment des méthodes ou modèles pour la détermination des débits de fuite ou le calcul de la dispersion atmosphérique des gaz inflammables. Toutefois, il est à noter dès à présent que les travaux décrits dans ce rapport ont été exclusivement consacrés aux méthodes utiles à l'estimation des conséquences des VCE à partir d'un nuage explosible de volume, de forme et de composition totalement déterminés par ailleurs. Les outils de calcul des conditions de fuite ou de dispersion ne sont donc pas considérés ultérieurement. Pour mémoire, des informations sur ces outils sont disponibles dans (Langard et al., 1995, TNO, 1997a, Hanna et al., 1987, Riou, 1989, Mouilleau, 1991) par exemple.

Par ailleurs, vis-à-vis du scénario accidentel de la figure 1, il convient de retenir que les effets thermiques comme mécaniques (consécutifs à la formation des ondes de pression) doivent leurs origines à la propagation d'un front de flamme au travers du nuage inflammable formé. Les différents facteurs qui gouvernent la propagation des flammes sont présentés au sous chapitre 2.2 suivant. Les conséquences, sur les plans mécaniques et thermiques, associées à la propagation des flammes sont ensuite succinctement abordées au sous chapitre 2.3. Enfin, des remarques générales sur les circonstances et les effets des VCE sont reportées au sous chapitre 2.4 sur la base de l'analyse d'accidents passés.

2.2. LA PROPAGATION DES FLAMMES

L'inflammation d'un prémélange gazeux entraîne la formation d'une zone de réaction exothermique, appelée onde de combustion ou plus simplement « flamme ». Dans cette zone, les réactifs sont transformés en produits brûlés et l'énergie chimique est transformée en chaleur. Selon la cinétique de cette transformation, deux régimes de propagation des flammes sont possibles :

- la déflagration, qui est généralement obtenue lorsque la source d'inflammation est de faible énergie (quelques millijoules) ; dans ce cas, la vitesse de propagation des flammes est subsonique¹,
- ou la détonation, qui requiert pour son amorçage direct un apport d'énergie important, la vitesse de propagation des flammes étant dans ce cas supersonique², de l'ordre de 1000 à 2000 m/s.

Le cas des déflagrations est traité en détail dans ce rapport, le cas des détonations ou plutôt de la transition déflagration-détonation n'y est que brièvement évoqué.

2.2.1. Les différents régimes de combustion - L'influence de la présence d'obstacles et de la turbulence

Lors d'une déflagration, plusieurs régimes de combustion des gaz sont susceptibles d'être observés successivement au cours du temps. Le cas présenté en figure 2 peut être considéré pour illustrer la succession de ces régimes. Il s'agit de l'inflammation d'un mélange gazeux initialement au repos et contenu dans un cylindre ouvert à une extrémité et fermé à l'autre. L'inflammation est supposée se produire au centre de la section fermée. Par ailleurs, il est aussi supposé que des obstacles sont disposés à l'intérieur du cylindre, au sein du mélange inflammable initialement au repos.

¹ C'est-à-dire inférieure à la vitesse du son dans les gaz frais.

² C'est-à-dire supérieure à la vitesse du son dans les gaz frais.

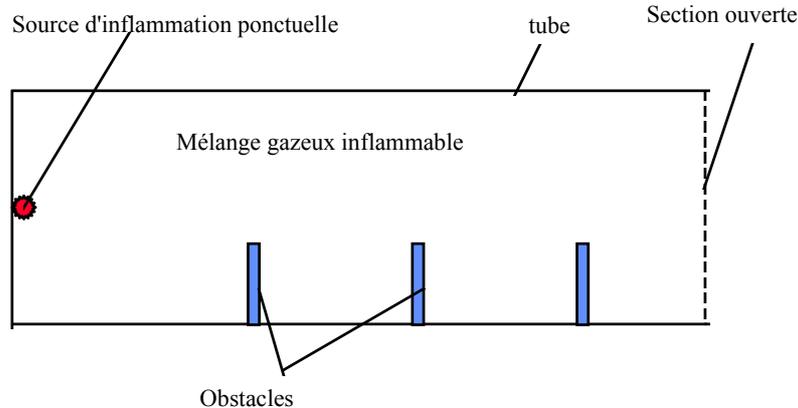


Figure 2: Inflammation d'un mélange gazeux dans un cylindre ouvert à une extrémité et fermé à l'autre

a) La déflagration laminaire

Juste après l'inflammation, le régime de combustion des gaz est généralement laminaire et un front de flamme se développe sphériquement autour du point d'allumage (voir figure 3). Ce front de flamme est lisse et caractérisé par une épaisseur relativement faible (de l'ordre de 0,1 mm) de sorte qu'il peut être assimilé à une interface réactive transformant les gaz réactifs frais en gaz brûlés. Ces derniers ont une densité moindre (d'un facteur 8 environ dans le cas des mélanges hydrocarbures-air) que le mélange gazeux initial. En se détendant, ils provoquent une expansion volumétrique brusque capable de mettre en mouvement les gaz frais, situés en aval, devant les flammes. En fait, ces dernières agissent comme un piston sur les gaz réactifs et provoquent leur écoulement.

Tant que le régime de combustion est laminaire, la vitesse relative du front de flamme par rapport au gaz frais, appelée vitesse fondamentale de combustion et le plus souvent désignée par S_u ou S_l , est comprise entre 0,4 et 0,5 m/s pour des mélanges hydrocarbure-air (Lewis et Von Elbe, 1987). La vitesse de combustion, S_u , dépend de la réactivité du mélange inflammable mais aussi des conditions de pression-température comme le traduit la relation ci-après proposée par Andrews et al. (Andrews et al., 1972) :

$$S_{u_1} = S_{u_0} \times \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^a \times \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^b \quad \text{Equation 1}$$

où les indices 0 et 1 sont employés pour repérer deux couples de conditions pression-température,

P_0 et P_1 sont des pressions en Pa,

T_0 et T_1 des températures en K,

Su_1 est la vitesse de combustion laminaire en m/s dans les conditions de pression-température P_1-T_1

Su_0 est la vitesse de combustion laminaire en m/s dans les conditions de pression-température P_0-T_0

a et b étant des constantes telles que $-0,5 < a < 0$ et $b \sim 1,5$ dans le cas des mélanges hydrocarbures-air.

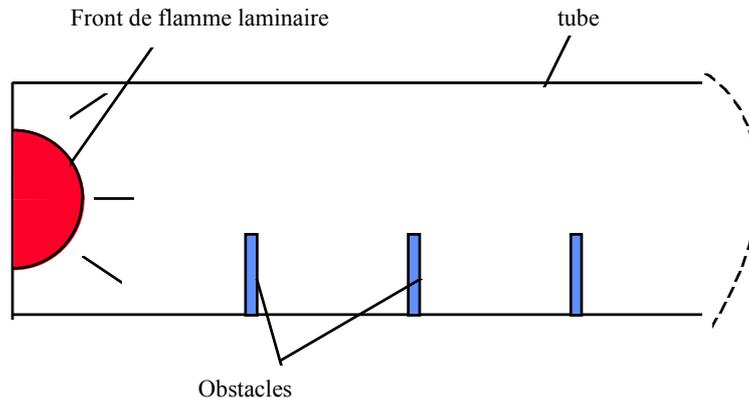


Figure 3: Propagation d'un front de flamme laminaire

La vitesse absolue (dans un repère fixe), V_f , du front de flamme correspond dans ce cas au rapport d'expansion des gaz (environ 8) multiplié par Su et est donc de l'ordre de quelques m/s.

b) Stabilité de la déflagration laminaire

D'après Leyer (1969), il est établi qu'un front de flamme laminaire est très sensible aux perturbations de son environnement :

- variations de la vitesse des gaz,
- propagation d'ondes de pression,
- fluctuations locales de la composition,
- etc ...

L'un des effets de ces perturbations est de faire naître une structure particulière du front laminaire : la structure cellulaire. L'interface lisse prend alors la forme indiquée en figure 4. Ce phénomène, lié à l'instabilité du front laminaire a été étudié en détail (Markstein, 1964 et Zeldovich, 1980). Dans ce cas la « densité » de surface de flamme qui est aussi la surface de réaction est sensiblement augmentée. Ainsi, dès que ce régime de combustion est observé, la vitesse « apparente » de combustion ne correspond plus à Su mais à une vitesse de combustion dont la valeur varie entre $1,5 \times Su$ à $3 \times Su$. La vitesse absolue, V_f des flammes devient donc proche de la dizaine de m/s.

En pratique, l'apparition d'une structure cellulaire n'est qu'une transition vers le régime de combustion turbulente.

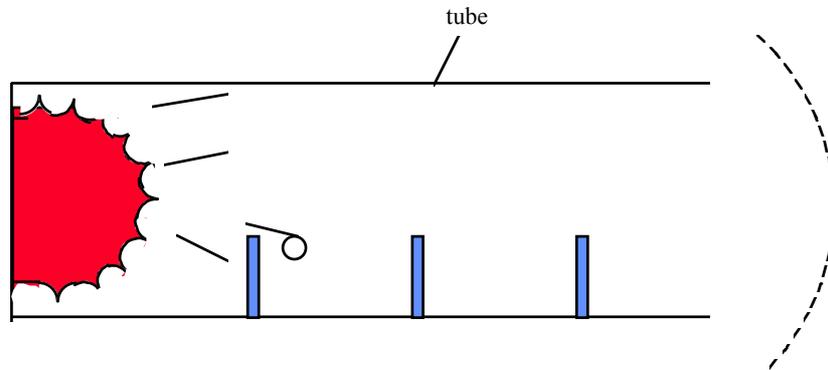


Figure 4 : Représentation d'un front de flamme cellulaire

c) La déflagration turbulente

En présence d'obstacles ou de parois, l'écoulement de « chasse » des gaz inflammables créé par le front de flamme devient généralement turbulent. L'interaction entre la turbulence de l'écoulement réactif et le régime de combustion est complexe. De nombreux chercheurs (notamment Abdel-Gayed et al., 1987, Bray, 1990, Gülder, 1990) ont cherché à établir des corrélations, le plus souvent empiriques, donnant la vitesse de combustion turbulente St (grandeur « analogue » à la vitesse de combustion laminaire Su) en fonction des caractéristiques des écoulements gazeux réactifs. En résumé, il semble (Bray, 1990) que St dépend au moins de la vitesse de combustion laminaire Su , de l'intensité de turbulence u' et dans une moindre mesure de l'échelle intégrale de turbulence Lt . Plusieurs situations sont à distinguer mais toutes concourent généralement à l'accélération du front de flamme.

- Si l'échelle Lt des tourbillons est du même ordre de grandeur ou inférieure à l'épaisseur de la flamme laminaire, cette dernière n'est pas sensiblement déformée mais la vitesse de combustion peut être accrue d'un ordre de grandeur car la diffusion des espèces chimiques est favorisée par la turbulence.
- Si Lt est supérieure à l'épaisseur de la flamme laminaire, celle-ci devient plissée ou encore « convoluée » par la turbulence. Localement, la vitesse de combustion peut être toujours proche de Su , mais la surface réactive augmente. En conséquence, le flux de conversion des gaz frais en gaz brûlés augmente, la combustion est donc accélérée.
- Enfin, si la vitesse périphérique des tourbillons, u' , est supérieure à Su , le front de flamme devient « épais », voire discontinu comme illustré en figure 5. Dans ce cas, la vitesse de combustion turbulente, St , peut être supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la vitesse de combustion laminaire Su .

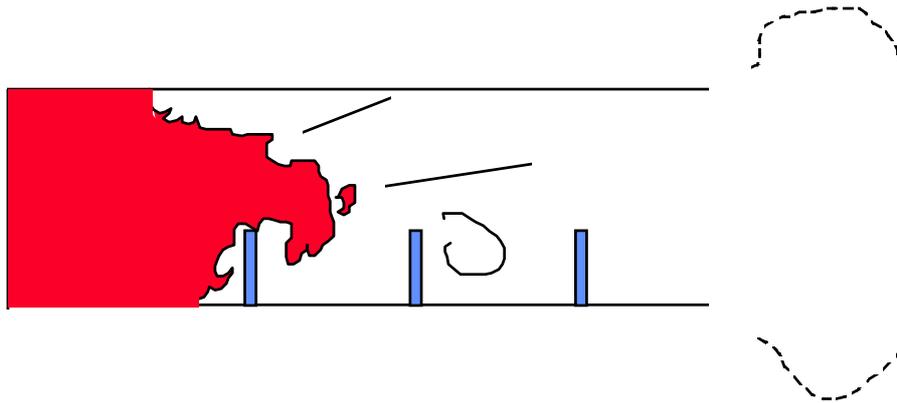


Figure 5 : Représentation d'un front de flamme turbulent

Ainsi, lorsque l'écoulement des gaz réactifs devient turbulent, la combustion est accélérée et l'effet « piston » exercé par les flammes sur les gaz frais est accentué. Ce qui, en présence d'obstacles, conduit à intensifier encore la turbulence. Ce mécanisme, schématisé en figure 6, est instable et il conduit, dans certains cas, à une accélération continue des flammes tant qu'il est entretenu. Dès lors, il est aussi clair que plus la flamme parcourt une distance importante dans une zone encombrée d'obstacles, plus cette accélération peut se développer, toutes autres choses égales par ailleurs. Pour cette raison, la distance L_p sur laquelle les flammes se propagent est un paramètre important.

De plus, si des vitesses de déflagration importantes sont atteintes, des ondes de pression, voire des ondes de choc sont engendrées en avant du front de flamme. En conséquence, les gaz frais sont préchauffés par ces ondes avant d'être brûlés. Or, la vitesse fondamentale de combustion laminaire (qui a une influence sur la valeur de la vitesse de combustion turbulente) augmente rapidement avec la température des gaz frais d'après l'équation 1. Ceci contribue donc encore à l'auto-accélération des déflagrations turbulentes.

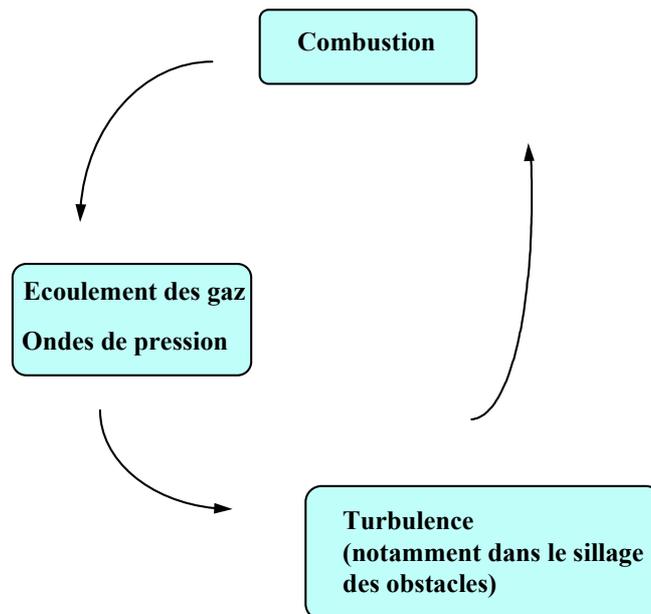


Figure 6 : Interactions entre la combustion et la dynamique de l'écoulement des gaz en présence d'obstacles

d) La transition du régime de la déflagration à celui de la détonation.

Comme mentionné précédemment, pour une vitesse de déflagration suffisamment élevée, une onde de choc se forme en avant du front de flamme. L'amplitude de cette onde est d'autant plus élevée que la vitesse absolue des flammes V_f est rapide et accélérée. Au-delà d'une valeur critique de la vitesse V_f , de l'ordre d'au moins 500 m/s d'après Proust (1996), l'onde de choc formée peut compresser les gaz frais jusqu'à leur température d'auto-inflammation.

Dès lors, la transition vers le régime de la détonation peut être possible.

Même si le mécanisme détaillé de la transition déflagration-détonation est encore mal connu, il a été montré expérimentalement que suite au processus d'auto-accélération d'une déflagration, une détonation naît généralement à partir d'un « point chaud » soit à proximité d'une paroi (où les ondes de pression sont réfléchies) soit tout près du front de flamme (Gelfand et al., 1991). La vitesse de propagation des flammes et les surpressions produites en régime de détonation peuvent être estimées à partir des caractéristiques d'une détonation stable dite de Chapman-Jouguet (Cf. Lewis et Von Elbe, 1987).

e) En résumé ...

En cas d'inflammation d'un mélange gazeux occupant un espace encombré d'obstacles, différents régimes de propagation des flammes sont susceptibles d'être successivement observés. Si l'inflammation est ponctuelle, une déflagration d'abord laminaire et sphérique est observée. Puis, il a été montré que différents phénomènes concourent à accélérer la combustion et donc les vitesses de flammes. A cet égard, les obstacles semblent jouer un rôle prépondérant dans l'entretien de la rétroaction positive observée entre la dynamique d'écoulement des gaz réactifs et le régime de combustion.

Pour mémoire, certains des mécanismes décrits dans ce chapitre sont illustrés par des résultats expérimentaux reportés en annexe et extraits de (Mouilleau, 1996).

2.2.2. L'influence de la source d'inflammation

Vis-à-vis de l'influence de la source d'inflammation, deux aspects au moins sont à distinguer. Il convient de considérer :

- l'énergie de la source d'inflammation,
- et la position de la source d'inflammation dans le nuage explosible.

a) *Influence de l'énergie d'inflammation*

Toutes choses égales par ailleurs, il est généralement admis que les vitesses de flamme peuvent augmenter lorsque l'énergie³ d'inflammation croît. Toutefois, en l'état des connaissances actuelles, il est difficile de dégager des règles quantitatives précises quant à l'influence de l'énergie d'inflammation. En revanche, qualitativement et en référence au mécanisme présenté en figure 6, il peut être retenu que le couplage entre la dynamique d'écoulement des gaz réactifs et le régime de combustion s'amorce d'autant plus vite que la vitesse initiale des flammes est importante. Ainsi, lorsque l'énergie d'inflammation est augmentée :

- la vitesse de propagation des flammes peut être d'emblée importante,
- le mécanisme instable présenté en figure 6 est enclenché plus tôt,
- et à longueur de parcours des flammes identique, ceci peut conduire à des vitesses de propagation relativement élevées par rapport à ce qui serait observé avec une énergie d'inflammation plus faible.

De plus, si l'augmentation de l'énergie d'inflammation conduit d'emblée à des vitesses de déflagration plus importantes, l'amorçage direct d'un régime de détonation est aussi possible. A cet égard, il convient de citer notamment les travaux de Brossard et al. (1983, 1985) ainsi que ceux de Bull (1983) dont les résultats sont présentés de manière très synthétique en figure 7. Les courbes reportées sur cette figure montrent que :

- pour la plupart des mélanges gaz combustible-air, l'énergie d'inflammation (exprimée ici par la masse d'explosif tétryl) nécessaire à l'amorçage d'une détonation est minimale lorsque les gaz sont en proportions proches de la stœchiométrie,
- cette énergie d'inflammation augmente généralement de façon significative lorsque la composition n'est plus stœchiométrique (sauf dans le cas de l'acétylène),
- et que dans l'absolu, cette énergie varie entre quelques g de tétryl pour les gaz les plus réactifs (hydrogène, acétylène, ...) et une vingtaine de kg environ pour le gaz le moins réactif, à savoir le méthane.

³ Il est probable que le flux d'énergie qu'une source d'inflammation est capable de libérer soit une variable plus pertinente que l'énergie d'inflammation. Toutefois, en pratique, il est plus courant de se référer à l'énergie d'inflammation.

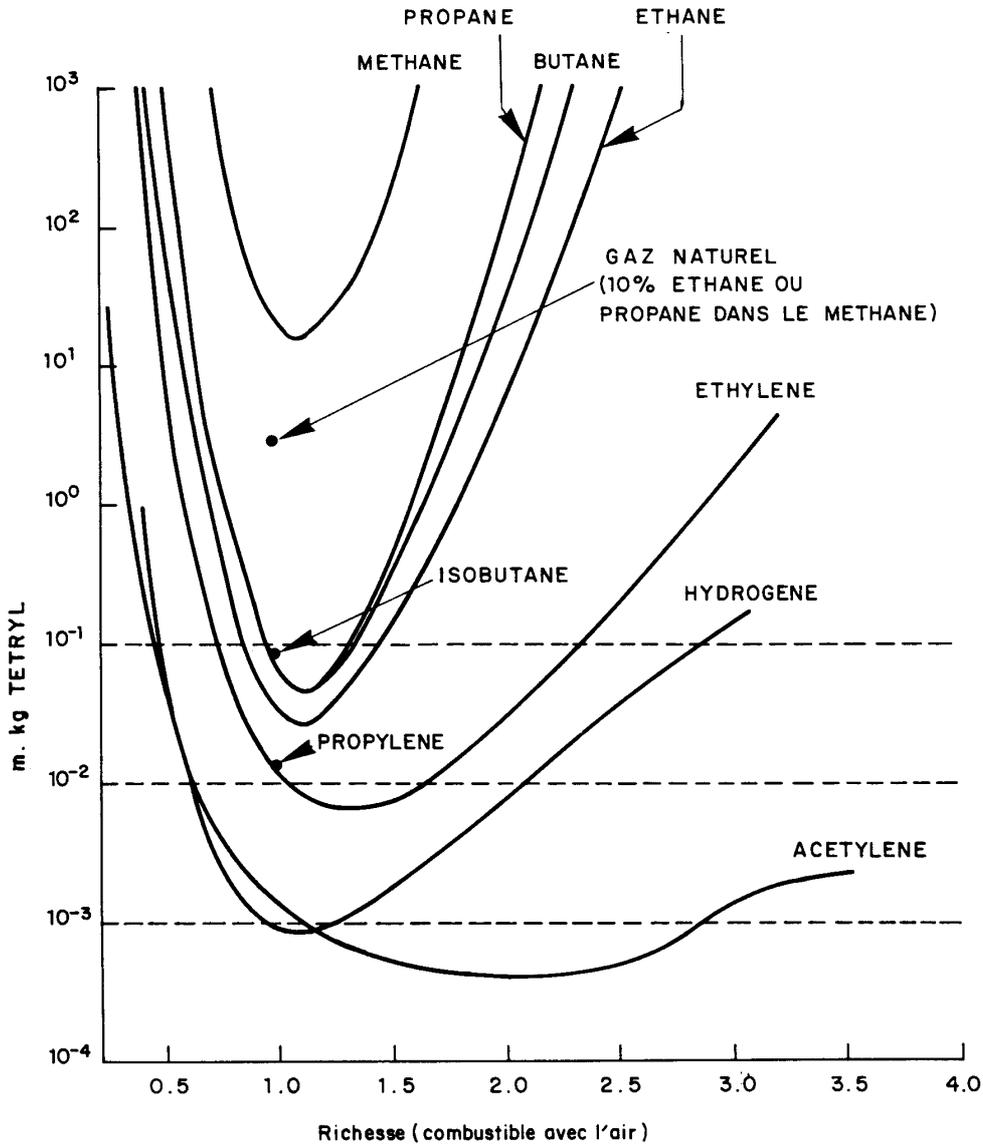


Figure 7: Masse d'explosif Tetryl nécessaire à l'amorçage d'une détonation dans différents mélanges hydrocarbures-air.

Pour mémoire, la richesse (variable en abscisse du graphe précédent) correspond au rapport entre la concentration en combustible et la concentration stœchiométrique de ce combustible dans le mélange.

Pour mémoire, l'énergie délivrée par l'explosion d'un g de tetryl est de l'ordre de 4000 J. En pratique, les sources d'inflammation accidentelles (électricité statique, surfaces chaudes, ...) les plus fréquentes délivrent des énergies plutôt de l'ordre du J environ. Cette comparaison simple entre les énergies d'inflammation courantes et celles nécessaires à l'amorçage d'une détonation (de quelques kJ au minimum) suffit à expliquer le caractère improbable d'un amorçage direct d'une détonation accidentelle de gaz à l'air libre.

Toutefois, il faut garder à l'esprit que l'inflammation d'un nuage à l'air libre peut être due à une source d'inflammation elle-même à l'air libre mais aussi éventuellement à une explosion interne (dans un bâtiment par exemple). Dans ce cas, l'explosion interne peut être à l'origine :

- d'une onde de choc, capable de compresser les gaz du nuage externe jusqu'à leur température d'auto-inflammation,
- ou d'un jet de gaz brûlés à l'extérieur qui devient alors la source d'inflammation du nuage.

L'amorçage d'une détonation ou tout du moins d'une déflagration très rapide (vitesse de flamme d'au moins 100 m/s) apparaît alors plausible (Cf Moen et al., 1989).

b) Influence de la position de la source d'inflammation

D'emblée, deux cas sont à distinguer :

- soit la source d'inflammation est observée au cœur du volume inflammable (Cf figure 8),
- soit la source d'inflammation se trouve en périphérie du nuage (Cf figure 9).

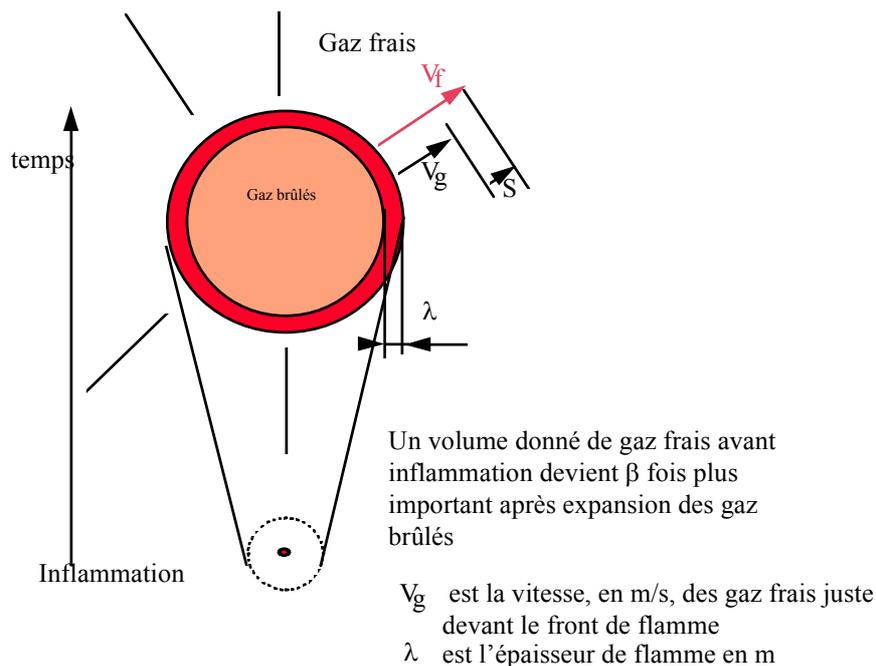


Figure 8 : Inflammation au cœur d'une charge gazeuse

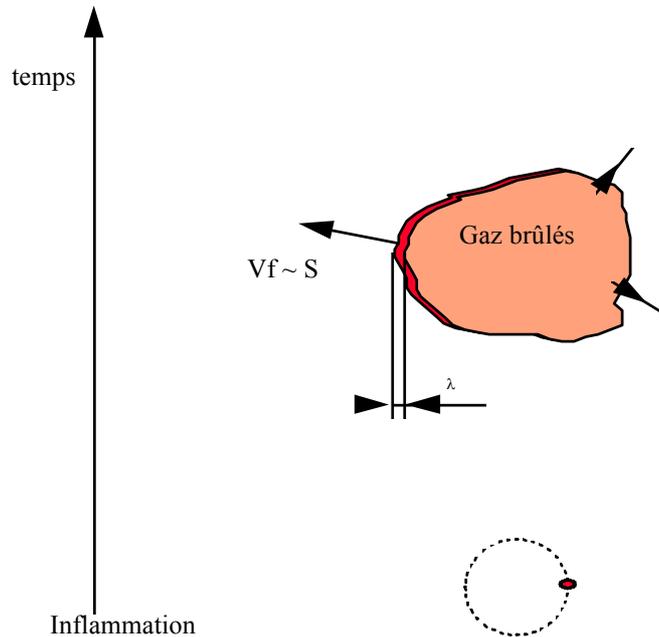


Figure 9 : Inflammation en périphérie d'une charge gazeuse

Dans le cas illustré en figure 8, un front de flamme sphérique se propage du point d'inflammation vers la limite de la charge gazeuse. Ce front de flamme peut être assimilé en première approximation à une interface réactive séparant les gaz frais des produits brûlés. Or, la loi de conservation de la masse appliquée de part et d'autre de cette interface permet d'écrire :

$$V_f \times \rho_b = S \times \rho_f \text{ ou autrement dit } V_f = \beta \times S \quad \text{Equation 2}$$

où V_f et S sont exprimées en m/s et correspondent respectivement aux vitesses de flamme et de combustion explicitées en figure 8,

ρ_f et ρ_b sont respectivement les masses volumiques des gaz frais et brûlés en kg/m^3 ,

β représentant le rapport ρ_f/ρ_b encore appelé rapport d'expansion.

Dans le cas illustré en figure 9, le front de flamme n'enferme pas les gaz brûlés et ces derniers peuvent se détendre sans nécessairement « pousser » le front de flamme. Dans ce cas, aux limites, il peut être admis que :

$$V_f \approx S \quad \text{Equation 3}$$

⁴ S correspond à Su (vitesse de combustion laminaire) ou à St (vitesse de combustion turbulente) selon le régime de combustion à considérer.

Pour mémoire, β est de l'ordre de 7 à 8 pour la plupart des mélanges stœchiométriques air-hydrocarbures. En conséquence, toute autre chose égale par ailleurs, la position de l'inflammation dans la situation de la figure 8 conduit à des vitesses de flamme qui peuvent être environ 7 à 8 fois supérieures à celles observées dans la situation de la figure 9. De plus, si l'inflammation au cœur des nuages favorise l'observation de vitesses de flamme initiales plus élevées, cela conduit dès lors à aussi favoriser le mécanisme d'accélération de flamme présenté en figure 6 qui est amorcé de façon plus efficace. L'inflammation au cœur des nuages semble donc être de nature à conduire aux vitesses de flammes les plus élevées. Il est à noter que cette dernière remarque a été confirmée par des expériences en laboratoire (Leyer, 1980, 1982).

Toutefois, vis-à-vis de l'influence de la position de la source d'inflammation, il convient d'être prudent avant de retenir une conclusion définitive. En effet, en reprenant des configurations analogues à celles présentées en figures 8 et 9, il est possible de faire apparaître les longueurs de parcours L_p des flammes telles qu'illustrées en figures 10 et 11. Dans le cas de la figure 11, le mécanisme instable d'accélération de flamme présenté en figure 6, peut être observé sur une distance éventuellement plus grande que dans le cas de la figure 10 et conduire à terme à des vitesses de flamme plus importantes.

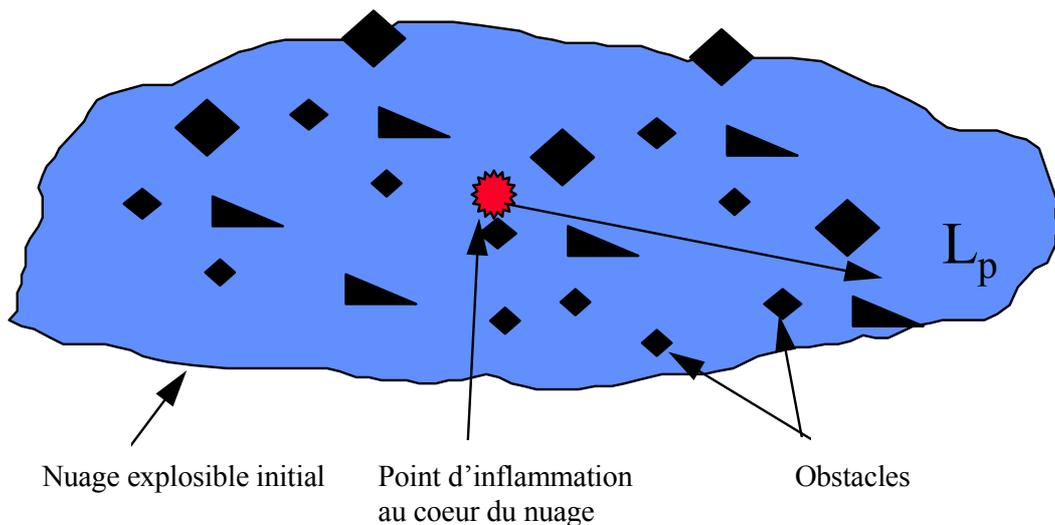


Figure 10 : Longueur de parcours L_p des flammes après inflammation « au cœur » d'un nuage

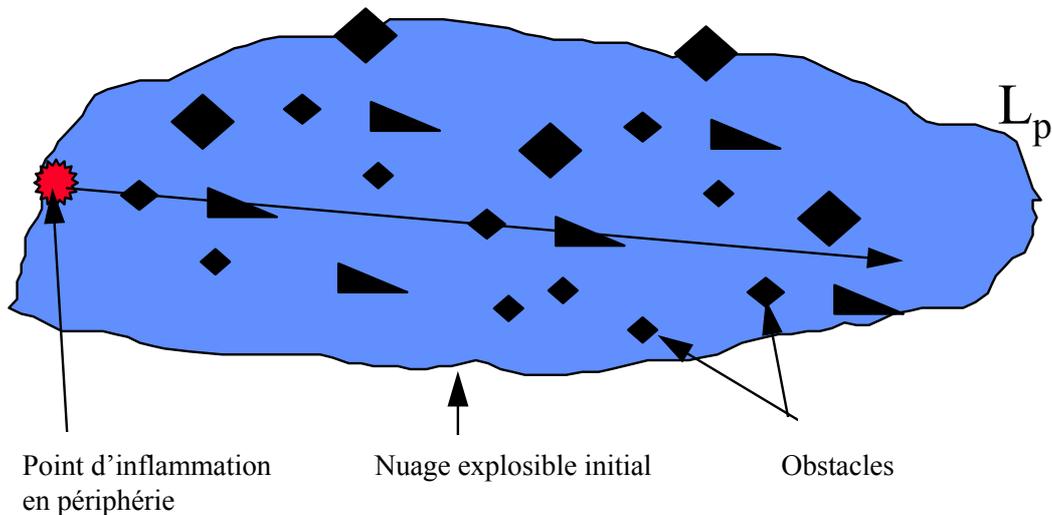


Figure 11 : Longueur de parcours L_p des flammes après Inflammation en périphérie d'un nuage

Ainsi, tenant compte de l'ensemble des remarques formulées dans le présent sous chapitre, il est difficile d'identifier avec certitude la situation qui est susceptible de conduire aux vitesses de flammes les plus élevées parmi celles présentées en figures 10 et 11.

Vis-à-vis de la position de l'inflammation, des effets antagonistes existent de sorte qu'il peut être retenu qu'une inflammation au cœur du nuage conduit généralement aux vitesses de flammes les plus grandes sans que cela puisse être admis comme une règle absolue.

2.2.3. L'influence de la composition du nuage inflammable

La composition du nuage inflammable a une influence sur les vitesses de propagation de flamme car :

- les combustibles n'ont pas tous la même réactivité,
- et car la réactivité d'un combustible donné dépend aussi de sa concentration dans le mélange avec l'air.

Pour quantifier la réactivité des combustibles, il est pertinent de se référer aux valeurs de la vitesse de combustion laminaire S_u déjà définie dans ce rapport. A cet égard, les vitesses maximales de combustion laminaire⁵ de quelques combustibles gazeux courants sont reportées dans le tableau 1 suivant, tiré principalement de (Harris, 1983).

⁵ La vitesse de combustion laminaire est aussi appelée « vitesse de fondamentale de combustion ».

Gaz combustible mélangé à de l'air en proportion généralement un peu supérieure à la stœchiométrie. (-)	Vitesse maximum de combustion laminaire S_u (m/s)
Hydrogène	3,5
Méthane	0,45
Ethane	0,53
Propane	0,52
Butane	0,5
Pentane	0,52
Hexane	0,52
Heptane	0,52
Acétylène	1,58
Ethylène	0,83
Propylène	0,66
Butylène	0,57
Benzène	0,62
Cyclohexane	0,52
Ammoniac ⁶	0,07

Tableau 1 : Vitesse de combustion de différents combustibles gazeux en proportion stœchiométrique avec l'air

Des valeurs de vitesses de combustion reportées dans le tableau précédent, il peut être notamment retenu que méthane et hydrogène sont des combustibles dont les réactivités sont extrêmes, l'hydrogène étant le gaz le plus réactif, le méthane étant l'un des moins réactifs.

Ensuite, vis-à-vis de l'influence de la proportion de mélange entre le combustible et le comburant (de l'air le plus souvent), les résultats expérimentaux aussi tirés de (Harris, 1983) et reportés en figure 12 montrent, comme cela est attendu physiquement, que la vitesse de combustion est maximum pour une concentration en combustible dans le mélange proche de la stœchiométrie et diminue sensiblement lorsque les limites d'explosibilité sont approchées. A cela, et toujours vis-à-vis de l'influence des proportions de mélange combustible/air

⁶ Dans le cas de l'ammoniac, la valeur de la vitesse de combustion laminaire est tirée de (Zakaznov et al., 1978)

comburant, il convient d'ajouter que le rapport d'expansion β , déjà évoqué dans ce rapport, suit une loi d'évolution rappelée en figure 13 qui est analogue dans sa forme à celle suivie par la vitesse de combustion.

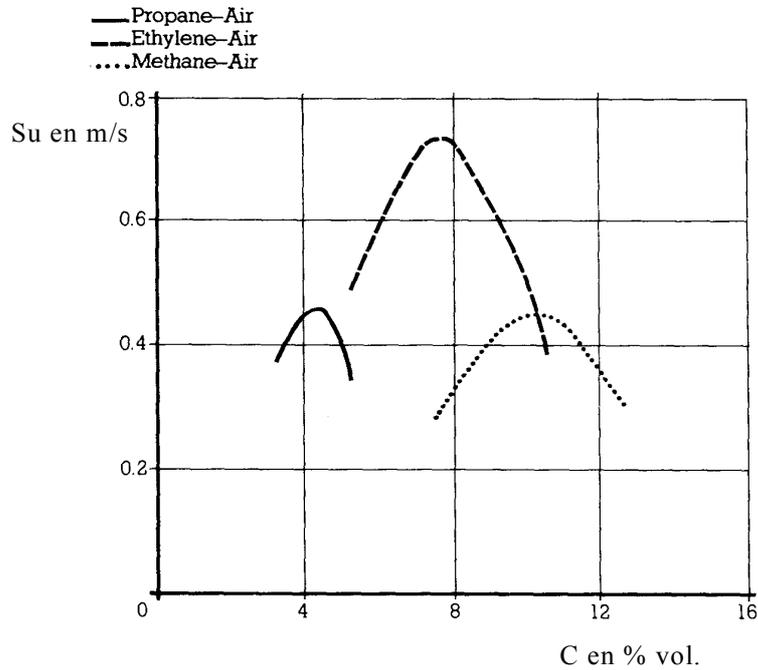


Figure 12 : Evolutions, en fonction de la concentration volumique C en gaz combustible, de la vitesse de combustion de quelques mélanges gazeux explosibles supposés par ailleurs se trouver à pression et température standards.

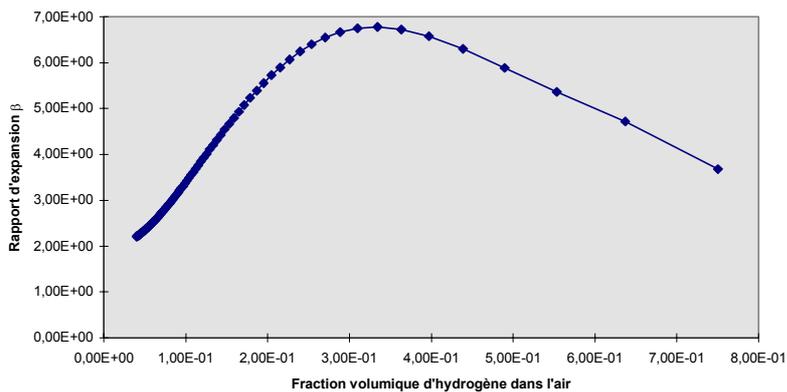


Figure 13 : Evolution du rapport d'expansion β en fonction de la concentration en hydrogène dans un mélange hydrogène-air (cette courbe a été obtenue au moyen des résultats d'un code de calcul thermodynamique)

Remarque : l'évolution de β en fonction de la concentration en combustible est analogue pour d'autres gaz

Ainsi, 2 charges gazeuses sphériques, de même diamètre, allumées toutes deux en leur centre par le même type d'inflammation mais dont l'une serait à concentration stœchiométrique et l'autre proche d'une des limites d'explosivité seront brûlées par des fronts de flamme se propageant à des vitesses très différentes. Dans tous les cas, la vitesse V_f des flammes peut être estimée au moyen d'une équation comme celle notée 2. Ainsi, V_f sera d'autant plus forte que les valeurs de β et Su seront importantes. En conséquence V_f observée dans le premier cas sera sensiblement plus élevée que dans le second.

Enfin, il convient de noter qu'en pratique, les nuages explosibles sont souvent caractérisés par une composition non uniforme de sorte que Su comme β varient dans l'espace.

2.2.4. L'influence du confinement

Le confinement (ou plutôt le semi-confinement) imposé au gaz inflammables par la géométrie des sites où les fuites accidentelles de gaz peuvent être observées, a une influence sur le mode de propagation des flammes. Le terme « mode de propagation » est ici employé pour désigner la forme géométrique et la direction prises par le front de flamme au cours d'une explosion de gaz. Même si la réalité s'en écarte parfois, les trois principaux modes de propagation sont :

- le mode axial,
- le mode radial,
- et le mode sphérique.

Ces trois modes de propagation sont respectivement illustrés en figures 14, 15 et 16.

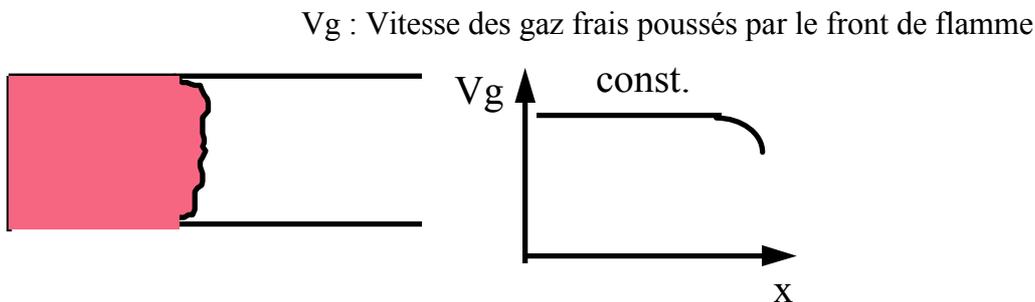


Figure 14 : Propagation en mode axial

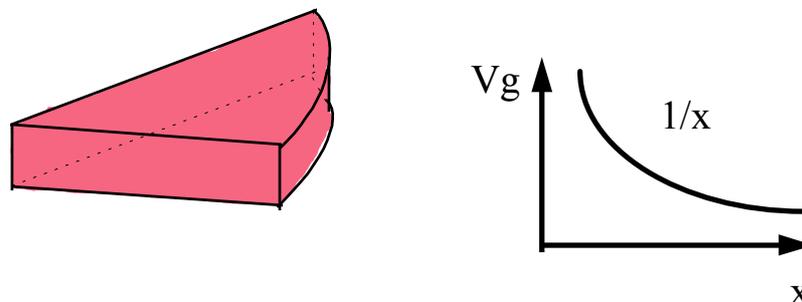


Figure 15 : Propagation en mode radial

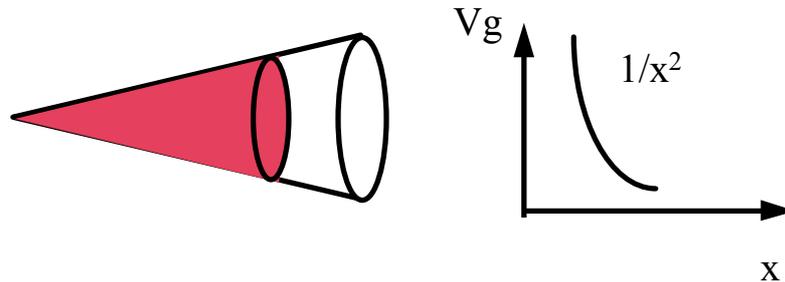


Figure 16: Propagation en mode sphérique

Le mode de propagation axial peut être observé lorsqu'une explosion se déroule dans un volume (un local, un réservoir, un réacteur,...) caractérisé par un ratio longueur sur diamètre caractéristique important et lorsque ce volume n'est ouvert qu'aux extrémités. Dans ce cas, la section offerte à l'écoulement de chasse des gaz frais est constante. En conséquence, les vitesses V_g d'écoulement du mélange inflammable tout le long d'une ligne entre le front de flamme et la section ouverte sont aussi quasi-constantes et peuvent être importantes.

Le mode de propagation radial (ou cylindrique) peut être observé lorsque le front de flamme se propage entre deux plans formés par exemple par le sol et un plafond. Dans ce cas, la section offerte à l'écoulement de chasse des gaz frais croît avec la distance depuis le front de flamme. En conséquence, les vitesses d'écoulement des gaz réactifs en aval des flammes sont moindres que dans le cas précédent.

Le mode de propagation sphérique peut être observé dès lors qu'aucune paroi n'est en mesure de canaliser la propagation des flammes. Dans ce cas, la section offerte à l'écoulement de chasse des gaz frais croît comme la distance au carré depuis le front de flamme. En comparaison des deux cas précédents les vitesses d'écoulement des gaz réactifs, devant le front de flamme, sont plus faibles.

En outre, ce qui a été écrit dans les trois paragraphes précédents sur l'évolution du champ de vitesses des gaz frais en avant du front de flamme s'applique aussi qualitativement pour le champ de pression induit par l'explosion. Une onde de pression émise en géométrie axiale sera à quelque distance du front de flamme très peu atténuée en comparaison de ce qui peut être observé en géométrie radiale ou sphérique.

En conséquence, les perturbations (de vitesses, de pression,...) qui enclenchent le processus d'auto-accélération des flammes sont a priori actives d'autant plus tôt et avec une amplitude d'autant plus élevée que le mode de propagation, imposé par le confinement, est axial.

Ce point se révèle particulièrement important dans le contexte des explosions accidentelles observées en pratique. En effet, une charge explosive gazeuse est toujours limitée dans l'espace à la frontière à partir de laquelle la concentration en combustible est inférieure à la limite inférieure d'explosibilité (souvent désignée par l'acronyme L.I.E). Le front de flamme se propage dans l'espace compris entre le lieu d'inflammation et cette frontière. Et, à longueur de parcours identique, le processus de rétroaction positive décrit au chapitre 2 étant enclenché

plus tôt lorsque le mode de propagation est axial, les vitesses de flamme atteintes et les surpressions engendrées sont a priori plus importantes que lorsque la propagation des flammes est radiale ou a fortiori sphérique.

Toutefois, quel que soit le mode de propagation de flamme, pour une explosion se déroulant dans un milieu homogène (concentration uniforme, distribution uniforme et régulière d'obstacles,...) si la longueur de parcours L_p évoquée précédemment est infiniment longue, a priori:

- soit le régime de propagation de flamme atteint est celui d'une déflagration turbulente rapide mais devenant stationnaire⁷ du fait de la saturation des effets engendrés par la dynamique (turbulence en particulier) des gaz frais,
- soit le régime de la détonation est atteint et la vitesse des flammes est donnée par les relations de Chapman-Jouguet.

Enfin et pour mémoire, l'influence des modes de propagation de flamme, imposés notamment par le confinement et décrite dans ce chapitre est illustrée par des résultats expérimentaux reportés en annexe.

2.3. CONSEQUENCES MECANQUES ET THERMIQUES ASSOCIEES A LA PROPAGATION DES FLAMMES

2.3.1. Conséquences mécaniques

Comme évoqué à plusieurs reprises au sous chapitre précédent, les flammes des déflagrations agissent à la manière d'un piston sur les gaz environnant. L'écoulement de chasse de ces gaz est en fait consécutif à la propagation des ondes de pression engendrées au droit des fronts de flammes. Dans le cas des déflagrations à vitesses de flamme inférieures à 140 m/s environ, les surpressions engendrées juste devant les fronts de flammes évoluent en fonction du temps tel qu'indiqué en figure 17 suivante.

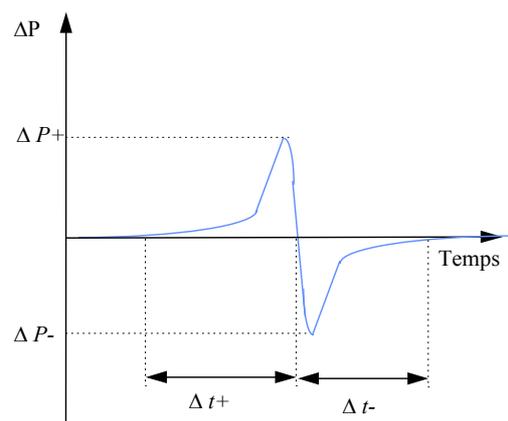


Figure 17 : Onde de pression engendrée au droit d'une déflagration à vitesse de flamme modérée

⁷ Cette remarque est illustrée par la présentation de résultats expérimentaux en annexe.

Le profil de l'onde de pression simplifié représenté en figure précédente est caractérisé dans chaque cas particulier par les valeurs relatives que prennent les diverses variables aussi notées sur cette figure.

Lorsque la vitesse de déflagration dépasse la valeur critique de 140 m/s environ, le profil d'onde observé au droit des flammes prend la forme présentée en figure 18 suivante.

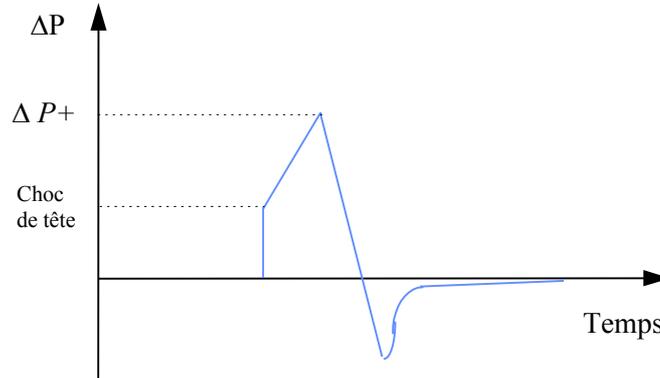


Figure 18 : Onde de pression engendrée au droit d'une déflagration à vitesse de flamme supérieure à 140 m/s environ

Le choc qui apparaît en tête⁸ de l'onde est dû à la poussée devenue suffisamment importante des flammes. Si cette poussée augmente encore comme dans le cas des déflagrations très rapides (plusieurs centaines de m/s) ou des détonations, le profil d'onde observé prend la forme d'une onde de choc idéale telle que représentée en figure 19.

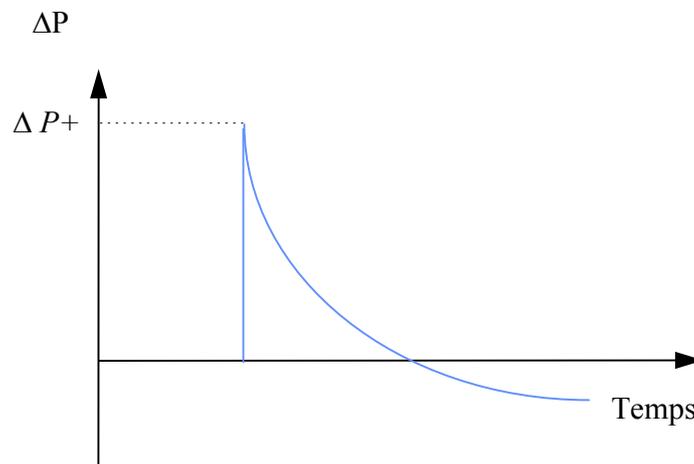


Figure 19: Onde de pression dite « onde de choc »

⁸ La position du choc est dite « en tête » d'onde car ce choc correspond à la première variation de pression due au passage de l'onde

Le niveau de surpression maximal atteint, noté $\Delta P+$ peut varier de quelques kPa dans le cas de la figure 17 (déflagrations à vitesses de flamme modérées) à quelques 1500 à 1800 kPa dans le cas de la figure 19 (éventuellement détonation). En fait, $\Delta P+$ dépend essentiellement de la vitesse des flammes. Dans le cas des déflagrations, de façon très simplifiée et en toute première approximation, il peut être retenu que $\Delta P+$ varie comme la vitesse de flamme au carré.

Ensuite, quel que soit le profil d'onde considéré, le niveau maximal de surpression atteint diminue en fonction de la distance comptée depuis l'espace au droit des flammes et en s'éloignant de l'épicentre d'explosion tel qu'indiqué qualitativement en figure 20. Au fur et à mesure de cette atténuation de la surpression maximale, le profil d'onde évolue aussi tel qu'indiqué en figure 21. Ainsi, quel que soit le profil d'onde au droit des flammes, il existe toujours une distance à partir de laquelle le profil observé correspond à celui d'une onde de choc.

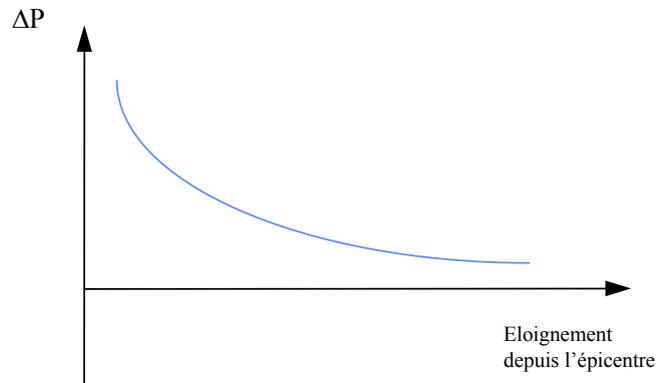


Figure 20: Evolution des surpressions dans l'espace

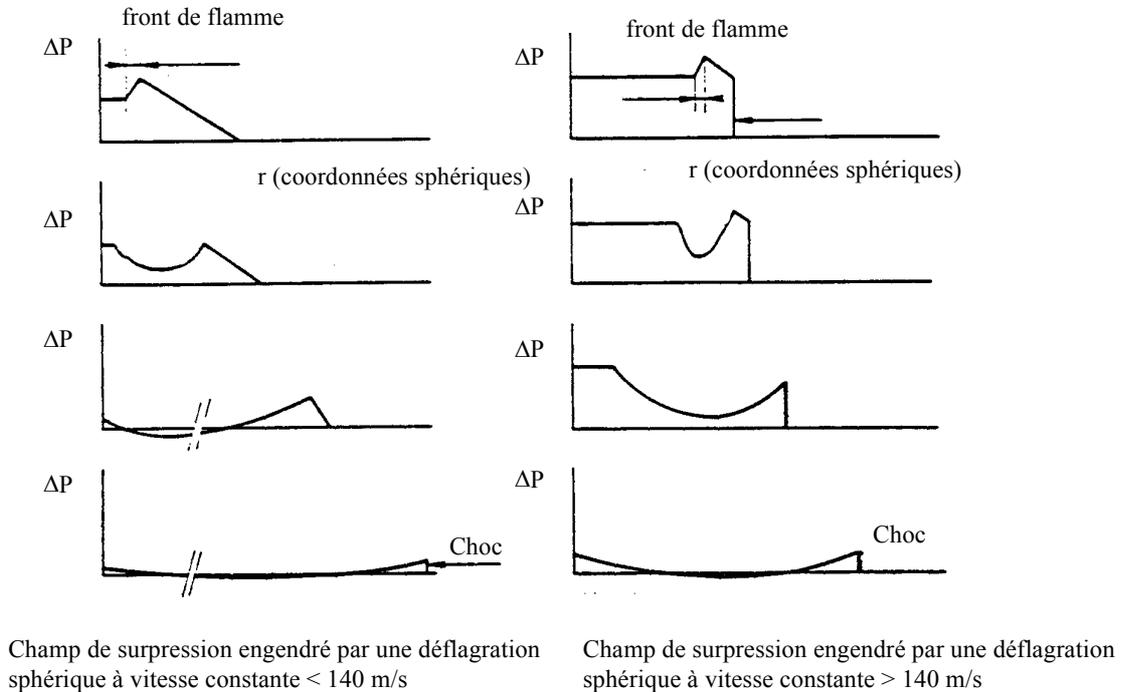


Figure 21 : Evolutions de profils d'onde dans l'espace et au cours du temps - tirée de (v.d. Berg, 1984)

Les conséquences associées à la propagation des ondes telles que présentées ci-avant sont l'application de forces qui peuvent conduire :

- pour l'homme, à des effets directs et indirects ; au titre des effets directs peuvent être cités la rupture des tympanes ou le blast pulmonaire pour les surpressions les plus élevées ; au titre des effets indirects, il s'agit de considérer la mise en mouvement (projection) avec le risque de percuter des éléments qui seraient restés fixes ou d'être frappés par un débris ; ce sont ces derniers effets (indirects) qui sont pris en compte dans le cas des seuils de 14 et 5 kPa correspondant respectivement à l'apparition, à faible probabilité, de l'effet léthal et d'effets significatifs sur la santé,
- pour des structures à une destruction totale ou partielle engendrant éventuellement la projection de débris,
- et pour le sol à la propagation d'une onde de pression souterraine, elle même éventuellement susceptible d'engendrer des dommages.

Pour mémoire, des indications quant aux seuils de surpressions au delà desquels des dommages typiques aux structures sont observés sont par exemple reportées dans (Lannoy, 1984) ou (TNO, 1989)

2.3.2. Conséquences thermiques

Les températures adiabatiques de flamme des mélanges inflammables air - hydrocarbures sont comprises entre quelques centaines de °C pour les mélanges dont la composition est proche des limites d'explosivité et 1500~2000°C pour les mélanges stœchiométriques. Ces températures sont de l'ordre de grandeur des températures observées en pratique dans les gaz brûlés et conduisent à des flux de chaleur importants dans l'environnement proche.

S'agissant des effets sur les structures, des indications quant à des valeurs seuils par exemple peuvent être tirées de (TNO, 1989) notamment.

S'agissant des effets sur l'homme, il peut être noté que dans le champ proche, c'est-à-dire pour les lieux de l'espace où les flammes sont susceptibles de se propager, les transferts de chaleur par convection et par rayonnement sont tels (Cf Goldwire et al., 1983) que l'effet léthal ne peut a priori être exclu.

Dans le champ plus lointain, c'est-à-dire pour les lieux de l'espace où les flammes ne sont pas susceptibles de se propager, les transferts de chaleur par rayonnement sont les plus importants.

Dans tous les cas, les effets sur l'homme sont difficiles à cerner car fonction de très nombreux facteurs, dont notamment la nature et l'importance des surfaces brûlées, l'âge des personnes exposées et la rapidité d'accès à des soins. De façon relativement simplifiée, il peut être retenu que les effets thermiques sur une population donnée dépendent de la charge thermique q donnée par :

$$q = t \times \phi^n \quad \text{Equation 4}$$

où t est la durée d'exposition en s,

ϕ est le flux thermique rayonné en kW/m²,

n est une constante généralement prise égale à 4/3.

Il existe différents travaux (Eisenberg, 1975, TNO, 1989, Hymes, 1983, Lees, 1994) portant sur les seuils d'effets relatifs à l'exposition d'une personne à un flux thermique. Ces approches s'attachent à définir des critères simples permettant d'évaluer un ordre de grandeur des distances où un effet donné sera susceptible d'être observé.

A ce titre, l'approche d'Eisenberg (1975) ne se réfère qu'aux effets létaux. Longtemps la seule employée, elle a été établie à partir d'observations statistiques sur les effets des tirs nucléaires. Elle revient à retenir un seuil de 1060 (kW/m²)^{4/3}.s pour le seuil de létalité à 1 % de la population exposée.

Dans son approche Hymes (1983) retient des seuils de 1200 et 1030 (kW/m²)^{4/3}.s respectivement pour le seuil de létalité à 1 % et le seuil des brûlures au deuxième degré. La plage correspondant à la formation de cloques sur la peau nue s'étend de 230 à 700 (kW/m²)^{4/3}.s environ.

L'approche de Lees (1994), plus récente, prend en compte notamment :

- le flux thermique effectif reçu,
- la protection apportée par les vêtements,
- l'éventuelle inflammation des vêtements,
- la sévérité des brûlures,
- le traitement médical des brûlures.

Cette approche conduit à des résultats qui sont dans l'absolu proches de ceux d'Eisenberg. La charge thermique correspondant au décès de 1 % de la population exposée est de 1000 (kW/m²)^{4/3}.s environ. De cette approche, globalement intéressante, il a été retenu en particulier la prise en compte de l'éventuelle inflammation des vêtements. A cet égard, une étude américaine réalisée entre 1961 et 1966 sur 179 personnes traitées pour des brûlures causées par l'inflammation des vêtements a mis en évidence un niveau sévère ou très sévère des brûlures (TNO, 1989). Dans le cas de l'inflammation d'un nuage de gaz, il est possible d'avoir une inflammation d'une partie importante de la surface des vêtements et en conséquence la surface de peau brûlée peut être suffisamment importante pour que l'individu exposé décède.

En résumé, dans le cadre de cette étude, les charges limites retenues correspondant au seuil d'apparition de la létalité au seuil de 1 % de la population exposée d'une part et aux effets significatifs d'autre part sont respectivement :

$$q_{1\% \text{ létalité}} = 1000 \text{ s.}(\text{kW/m}^2)^{4/3}$$

$$q_{\text{effets significatifs}} = 700 \text{ s.}(\text{kW/m}^2)^{4/3}$$

A défaut de consensus sur les valeurs à retenir, et par souci de prudence, ces deux valeurs limites ont été retenues sauf si l'inflammation des vêtements a été obtenue. Dans ce cas, il a été considéré que le seuil correspondant aux effets létaux était dépassé. Il convient de noter que l'identification d'effets significatifs s'appuie dans le cas présent sur la limite supérieure d'apparition des ampoules sur la peau nue et donc en deçà du seuil correspondant aux brûlures au deuxième degré.

Par ailleurs et pour mémoire, les seuils susmentionnés sont comparables en ordre de grandeur avec ceux identifiés dans (Langard et al., 1999) à partir d'une synthèse détaillée quant aux études des conséquences du rayonnement thermique sur la santé humaine.

2.4. ANALYSE SUCCINCTE D'ACCIDENTS PASSES

L'objet de ce sous chapitre n'est pas de présenter une analyse détaillée de certaines explosions accidentelles particulièrement marquantes. Pour mémoire, une telle analyse est disponible par exemple dans (CCPS, 1994). En fait, il s'agit plutôt de dégager quelques caractéristiques générales quant aux circonstances et aux conséquences de ces explosions en se basant notamment sur des analyses statistiques d'accidents présentées plus en détails dans (Lannoy, 1984, CCPS, 1994, Gugan, 1979) ou tirées de données disponibles dans la base ARIA du BARPI⁹. Ces caractéristiques générales sont présentées ci-après dans l'ordre chronologique du déroulement d'un VCE.

2.4.1. Durée entre le début de la formation du nuage explosible et l'inflammation

Eu égard aux travaux de Lannoy (Lannoy, 1982, 1984), il est généralement admis que l'inflammation accidentelle des nuages gazeux explosibles est observée dans la majorité des cas après un délai écoulé depuis la fuite inférieur à une minute. Toutefois, ces mêmes travaux montrent que la probabilité d'avoir un délai avant inflammation supérieur à une minute n'est pas négligeable car de l'ordre de 0,3. De plus, les analyses de Koshy et al. (Koshy et al., 1995), citées notamment dans (Hodin, 1996), indiquent que le délai le plus probable avant inflammation serait plutôt de l'ordre de quelques minutes. Enfin, les exemples d'explosions accidentelles pour lesquelles le délai avant inflammation a été voisin de la dizaine de minutes (Cf notamment Michaélis et al, 1995, CCPS, 1994) sont suffisamment nombreux pour que la plus grande prudence soit recommandée quant au choix d'une hypothèse sur le délai avant inflammation.

2.4.2. Caractéristiques des sources d'inflammation accidentelles

A nouveau, vis-à-vis de la source d'inflammation, il convient de considérer deux points :

- l'énergie d'inflammation d'une part,
- et la position ou le lieu d'inflammation d'autre part.

⁹ Acronymes pour Analyse Recherche et Information sur les Accidents du Bureau d'Analyse des Risques et des Pollutions Industrielles.

Vis-à-vis de l'énergie d'inflammation des nuages explosibles, comme cela a déjà été noté dans ce rapport (cf sous chapitre 2.2.2), l'énergie dissipée par les sources d'inflammation accidentelles (décharges d'électricité statique, surfaces chaudes, ...) est généralement limitée¹⁰, capable d'initier une déflagration mais pas une détonation. Les exceptions les plus importantes à cette règle concernent les inflammations accidentelles dues à des explosions « internes ». Dans ce cas, les flammes s'échappant de volumes initialement confinés sont animées d'une vitesse et d'une agitation turbulente importantes de sorte que le processus d'inflammation est particulièrement favorisé. De plus, une explosion interne est capable d'engendrer la propagation d'une onde de pression, voire de choc, vers l'extérieur, au sein du nuage explosible. La compression des gaz du nuage explosible peut ensuite favoriser l'apparition d'un régime de détonation. A cet égard, l'accident où ce type de phénomène a pu être observé le plus régulièrement cité (Cf Lannoy, 1982, 1984, Hodin, 1996) est sans doute celui survenu à Port Hudson en 1970.

Vis-à-vis du lieu d'inflammation, les rares statistiques disponibles (Lannoy, 1982, 1984) ne donnent pas d'indications suffisamment marquées pour privilégier un lieu particulier d'inflammation au sein des nuages explosibles.

2.4.3. Effets des explosions accidentelles

Le tableau 2 ci-après¹¹, extrait de (Gugan, 1979) reprend quelques combustibles courants impliqués dans une centaine d'accidents et pour lesquelles Gugan a fait la distinction entre :

- les « VCE », c'est-à-dire au sens de Gugan, les inflammations accidentelles de nuage qui ont effectivement conduit à des effets de pression aérienne,
- et ce que Gugan qualifie littéralement de « boule de feu » aux effets essentiellement thermiques.

¹⁰ Typiquement de l'ordre du Joule même si les sources d'inflammation dues à un défaut électrique par exemple peuvent délivrer une énergie plus importante.

¹¹ Ce tableau est aussi présenté dans (Lechaudel et al., 1996)

Combustible (-)	Nombre d'accidents (-)	Nombre de « VCE » au sens de Gugan (-)
GPL (propane, butane et autres constituants)	43	18
Butadiène, isobutylène et propylène comme produits purs	9	6
Hydrocarbures légers (dont pentanes)	8	4
Chlorure de vinyle	4	2
Hydrogène et naphta ou hydrocarbures lourds	3	3
Cyclohexane	3	2
Crude oil	2	0
Diméthyléther	1	1
Acroléine	1	1
Ethylène oxyde	1	1
Chlorure d'éthyle	1	1

Tableau 2 : Analyse de 100 inflammations accidentelles (Gugan, 1979)

Des résultats reportés dans le tableau précédent, il ressort que :

- le nombre de VCE où les GPL sont impliqués est important,
- ceci dit, la probabilité d'obtenir un VCE au sens de Gugan augmente dès lors que sont impliqués les combustibles les plus réactifs comme l'hydrogène.

Par ailleurs, les travaux de Gugan montrent que dans de nombreux cas, l'inflammation accidentelle des nuages explosibles a conduit à des effets essentiellement thermiques. A cet égard, il convient aussi de relever les résultats de l'analyse de 19 accidents, extraits de la base ARIA du BARPI et correspondant à des inflammations de nuages contenant essentiellement des GPL. De cette analyse, il ressort notamment que pour 70 % des cas, l'inflammation accidentelle des nuages formés a conduit à des effets sur l'homme essentiellement thermiques. Les effets constatés sont des brûlures plus ou moins graves ou des décès des suites de brûlures. Il convient de plus de noter que pour les 30 % restants, les informations disponibles sur les accidents ne permettent pas de se prononcer sur les types d'effets (brûlures ou chocs consécutifs à l'agression par une onde de pression).

Enfin, s'agissant des explosions accidentelles qui ont conduit à des effets de pressions notables, les analyses d'accidents font souvent état d'effets directionnels relativement marqués. A cet égard et à titre d'exemple, les analyses des explosions survenues à Flixborough en 1974 (Sadée et al., 1977) ou plus récemment à St Herblain en 1991 (Lechaudel et al., 1995) ou à La Mède en 1992 (Michaélis et al., 1995) montrent que :

- des dommages occasionnés aux structures dans certaines directions prises depuis le lieu supposé d'inflammation doivent leurs origines à des surpressions de plusieurs dizaines de kPa,
- alors qu'à une même distance de l'inflammation, dans d'autres directions, les dommages constatés prouvent que les surpressions n'ont pas dépassées quelques kPa.

De plus, il est à noter qu'au cours de certains accidents (présentés notamment dans CCPS, 1994), connus principalement en raison des niveaux importants de surpressions engendrés, des « feux¹² de nuage » n'engendrant que des effets thermiques ont été aussi observés.

Ainsi, au final, vis-à-vis des effets des explosions accidentelles de gaz à l'air libre, il convient de retenir que le spectre des surpressions aériennes engendrées peut être très large, tant d'ailleurs entre deux situations accidentelles données, que dans le cas d'un seul et même accident. Dans certains cas, localement au moins, des régimes de déflagration rapide (voire de détonation) occasionnant des surpressions voisines ou dépassant 100 kPa ont pu être observés. Dans d'autres cas, la qualification même « d'explosion » peut être discutée et éventuellement remplacée par « feux de nuage ».

Dans la suite de ce rapport, les méthodes simples employées pour caractériser les conséquences des explosions de gaz en termes de surpressions aériennes potentielles sont présentées et analysées du chapitre 3 au chapitre 6 suivants. Ensuite, les méthodes simples dédiées à l'estimation des effets thermiques des explosions de gaz ou « feux de nuage » ont fait l'objet d'un chapitre particulier, numéroté 7.

¹² L'expression « feux de nuage » correspond ici à une traduction possible du terme « flash-fire » employé dans des ouvrages comme (CCPS, 1994).

3. RECENSEMENT ET PRESENTATION GENERALE DES METHODES SIMPLES DE CALCULS DES SURPRESSIONS AERIENNES

3.1. INTRODUCTION

L'objet de ce chapitre n'est pas de fournir une revue totalement exhaustive des méthodes de calculs des surpressions aériennes. En revanche, il s'agit d'une part de présenter une vue complète des principaux types ou classes de méthodes simples existantes et d'autre part de considérer, pour le moins, les méthodes les plus largement répandues en France.

Ainsi, les méthodes considérées, et brièvement présentées au sein des sous chapitres suivants, sont respectivement :

- l'équivalent TNT, considéré selon diverses variantes,
- la modélisation analytique des déflagrations sphériques à vitesse de flamme constante ou variable,
- la méthode Multi-énergie,
- la méthode qui peut être appelée méthode de Strehlow-Baker, des noms de ses principaux auteurs,
- et enfin la méthode CAM (pour « Congestion Assessment Method ») retenue par la compagnie pétrolière Shell.

De plus, outre l'aspect recensement, l'objectif dans ce chapitre se limite à une présentation qui n'est que générale des méthodes identifiées. Le qualificatif de « général » est retenu dans le sens où ne sont présentés que les principes de base sur lesquels reposent les différentes méthodes et modélisations. Par la suite, une présentation plus détaillée et une évaluation des différentes méthodes sont proposées au sein des 3 chapitres suivants. Ce choix de présentation en 3 chapitres, a été retenu car lorsqu'il s'agit de calculer le champ de pressions aériennes qui peut être engendré par une explosion accidentelle de gaz, 3 problèmes distincts se posent régulièrement, à savoir :

- déterminer l'énergie d'explosion,
- déterminer la pression maximale susceptible d'être observée dans le champ proche de l'explosion, c'est-à-dire dans l'espace de propagation des flammes ou à proximité de cet espace,
- et déterminer ensuite l'atténuation de cette surpression maximale dans le champ plus lointain qui n'est concerné que par la propagation des ondes de pression.

L'aptitude des différentes méthodes à traiter ces 3 types de problème est respectivement analysée aux chapitres 4, 5 et 6.

3.2. METHODES BASEES SUR L'EQUIVALENCE TNT

3.2.1. Principes généraux

Ces méthodes sont incontestablement les premières utilisées de par le monde pour prévoir les conséquences de tout type d'explosion accidentelle. Elles reposent sur l'hypothèse selon laquelle, il doit être possible de reproduire le champ de surpression qui est engendré par une explosion donnée (de gaz, d'un explosif condensé, ...) en faisant exploser du TNT. Ainsi, l'équivalent TNT d'un mélange gazeux explosible correspond à la masse de TNT qui en explosant engendrerait le même champ de surpressions que celui engendré par l'explosion d'un kg du mélange explosible considéré. Cet équivalent TNT, noté par la suite M_{TNT} , est calculé au moyen de la relation ci-après.

$$M_{TNT} = a \times \frac{E_{gaz}}{E_{TNT}} \quad \text{Equation 5}$$

où E_{gaz} représente l'énergie que le combustible considéré peut libérer après combustion,

E_{TNT} représente l'énergie libérée par l'explosion d'un kg de TNT soit environ 4690 kJ, et a représente le « rendement » de l'explosion de gaz.

Le rendement a a différentes significations selon ce que représente exactement l'énergie E_{gaz} . En effet, E_{gaz} peut représenter l'énergie de combustion de :

- la totalité de la masse de combustible rejetée accidentellement (sachant qu'une partie seulement de cette masse sera dans les limites d'explosibilité),
- ou de la masse de combustible mélangée avec l'air en proportions explosibles.

Dans le premier cas, le rendement a est à considérer comme « global » dans le sens où il qualifie à la fois le rendement ou l'efficacité :

- du rejet et de sa dispersion pour former un mélange explosible,
- et de la propagation des flammes (explosion proprement dite) pour engendrer des ondes de surpression d'amplitude plus ou moins importante.

Dans le second cas, a représente un rendement qui qualifie la capacité des flammes à engendrer des surpressions. Il ne s'agit donc, dans ce cas, que d'un rendement « d'explosion ».

Ensuite, quel que soit le type de cas considéré, a est généralement déterminé à partir de l'analyse des accidents passés. Ces analyses sont le plus souvent statistiques et ont été réalisées avec différents objectifs de sorte qu'il en résulte différentes valeurs pour le rendement a correspondant par exemple :

- à une valeur de plus grande vraisemblance statistique,
- ou à une valeur plus ou moins maximale et donc majorante.

De plus, dans certains cas (HSE, 1986 ou CCPS, 1994), des valeurs différentes du rendement a sont distinguées selon la réactivité du gaz combustible considéré.

Les différentes valeurs de rendements ainsi déterminées auxquelles il faut associer les différentes significations données à l'énergie E_{gaz} sont les facteurs essentiels à l'origine de la variété des méthodes basées sur le principe de l'équivalence TNT. Certaines de ces variantes sont présentées au sous chapitre suivant.

3.2.2. Variantes

Tout d'abord, il peut être noté que si la totalité du combustible susceptible de former un nuage est retenue, sans prendre en considération le fait qu'elle se trouve intégralement ou partiellement mélangée avec l'air dans les limites d'explosibilité, les différentes analyses des explosions accidentelles ont conduit à recommander des rendements de l'ordre de 1 à 15 %.

Ainsi, Lannoy par exemple (Lannoy, 1984) a utilisé une démarche statistique basée sur l'analyse de 23 accidents représentatifs pour lesquels les données sont suffisantes pour entreprendre des calculs de rendement. Il est ressorti de son analyse statistique que :

- le rendement moyen d'une explosion accidentelle est de 4 % et la probabilité pour que le rendement a soit effectivement inférieur ou égal à 4 % est de 0,6,
- si le rendement considéré est de 10 % alors la probabilité pour que a soit effectivement inférieur ou égal à 10 % est de 0,97.

Compte tenu de cette dernière probabilité (qui représente aussi un niveau de confiance), Lannoy a proposé de retenir $a = 10\%$ dans le cadre des études de sécurité. Par ailleurs, le rapport E_{gaz}/E_{TNT} , considéré pour 1 kg de gaz, est pratiquement toujours voisin de 10 si le gaz considéré est un hydrocarbure. Dès lors, vu l'équation 5, retenir $a = 10\%$ revient à choisir un équivalent TNT de 1 kg de TNT pour 1 kg d'hydrocarbure rejeté.

Les différentes valeurs de rendements citées ci-avant sont relativement cohérentes avec celles préconisées par divers organismes ou auteurs cités de façon relativement complète dans (CCPS, 1994). A titre d'exemple, il peut être retenu que le HSE anglais recommande de retenir 3 % comme rendement, arguant que cette valeur couvre la plupart des explosions accidentelles mais en reconnaissant que des rendements supérieurs ont été occasionnellement observés.

Lorsque la masse de combustible considérée pour le calcul de E_{gaz} n'est plus la masse totale de combustible dans le nuage formé accidentellement mais la masse contenue dans le seul volume explosible contenu au sein de ce nuage, Lannoy (Lannoy, 1984) recommande de retenir 50 % pour le rendement. Dans ce cas, le rendement est à considérer comme un rendement « strict » d'explosion. Exprimé en équivalent TNT, dans le cas des hydrocarbures, vu l'équation 5, ceci revient à considérer 5 kg de TNT pour chaque kg de combustible mélangé avec l'air en proportions explosibles.

Enfin, pour en terminer avec la présentation générale des différentes méthodes d'équivalent TNT, il convient de consacrer quelques lignes à l'approche proposée par Harris et Wikens (1989) qui est relativement originale en ce sens qu'elle n'accorde qu'une importance relative à la masse rejetée de combustible. Selon ces auteurs, les recherches sur les explosions de gaz montrent que celles-ci sont largement influencées par les régimes de combustion et mode de propagation de flamme au sein des zones encombrées d'obstacles et de ce fait en partie confinées (Cf chapitre 2). Dès lors, ils proposent une méthode où il s'agit d'identifier parmi ces zones encombrées d'obstacles celles susceptibles de contenir accidentellement un mélange stœchiométrique air-méthane et de calculer les conséquences d'une explosion en retenant un rendement de 20 % sur l'énergie de ce mélange. Il est à noter que ce rendement de 20 % n'est préconisé par Harris et Wikens que lorsque le combustible est du méthane et que cette valeur peut être trop faible dans le cas de combustibles plus réactifs.

Comme cela sera montré par la suite, l'approche de Harris et Wikens, tout en faisant référence à l'équivalence TNT, est très similaire dans son principe aux méthodes du type Multi-énergie.

3.3. MODELISATION ANALYTIQUE DES DEFLAGRATIONS SPHERIQUES A VITESSE DE FLAMME CONSTANTE OU VARIABLE

3.3.1. Généralités

Comme cela est indiqué au sous chapitre 2.4, le retour d'expérience montre que les explosions accidentelles correspondent quasiment toujours à des déflagrations. Parallèlement à cela, l'expérience (Cf par exemple, Deshaies et al., 1981, Lind et al, 1977, Brossard et al., 1983, Mercx et al., 1993) montre que les champs de surpressions aériennes engendrés par les déflagrations gazeuses sont très différents de ceux engendrés par des flammes se propageant selon le régime de la détonation. Sans entrer dans plus de détails, il est notamment remarquable que l'amplitude des surpressions associées aux déflagrations est généralement bien inférieure à celles des ondes de choc observées après les détonations. De plus, il a aussi été montré expérimentalement (expériences décrites dans Lannoy, 1984) que les champs de surpressions engendrés par la détonation du TNT d'une part et des mélanges hydrocarbures-air d'autre part comportent des similitudes mais aussi quelques différences notables. Dès lors, il est manifeste que le principe d'équivalence TNT ne constitue pas la modélisation la plus adaptée des effets de pression associés aux déflagrations.

En fait, pour déterminer le champ de surpression engendré par une déflagration avec une précision tout à fait acceptable, une approche possible consiste à résoudre les équations dites d'Euler qui traduisent les lois de conservation de la physique (conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie) appliquées en supposant que :

- les fluides sont parfaits,
- et en négligeant les phénomènes à l'origine de processus irréversibles comme les frottements.

Les équations d'Euler bien que correspondant à des expressions déjà simplifiées des lois de conservation sont difficiles à résoudre. Sous certaines hypothèses simplificatrices supplémentaires, des solutions analytiques de ces équations ont toutefois été proposées

d'abord par Taylor (1946) puis par divers chercheurs. Dans le cadre de ce rapport, la présentation de ces solutions se limitera à celles considérées comme les plus commodes d'emploi, assimilables à des méthodes simples d'évaluation des conséquences des explosions au sens où cela a été défini au chapitre 1.

Par ailleurs, parmi ces méthodes, il convient de distinguer celles applicables aux cas des déflagrations à vitesses de flamme constante, considérées au sous chapitre 3.3.2 suivant et celles dédiées aux cas des déflagrations à vitesse de flamme variable présentées ensuite au sous chapitre 3.3.3.

3.3.2. Modélisations analytiques des surpressions engendrées par les déflagrations à vitesse de flamme constante

Tout d'abord, il convient de noter que ces modélisations concernent les déflagrations sphériques de gaz. Sur le plan mathématique, cette restriction facilite grandement les expressions des modèles. Sur le plan pratique, la restriction est toute relative dans la mesure où une large partie des situations accidentelles réelles sont susceptibles de conduire à des modes de propagation de flamme qui peuvent être considérés sphériques, au moins en première approximation.

Ensuite, l'écoulement induit par la déflagration d'une charge combustible sphérique de rayon initial R_0 peut être schématisé à un instant t fixé comme sur la figure 22. En partant du point d'inflammation, centre de symétrie de l'écoulement, cette représentation comprend quatre régions distinctes :

- la première région est celle des gaz brûlés, délimitée par le front de flamme sphérique de rayon R_f . Il s'agit, autrement dit, de la région qui concerne tout rayon R tel que $0 < R < R_f$. La pression dans cette région de l'espace est supposée sensiblement constante. Ces gaz ont de plus été portés à haute température à travers l'onde de combustion..
- La deuxième région correspond au front de flamme ($R=R_f$). Le dégagement d'énergie lié à la transformation chimique des espèces réactives et les mécanismes de transport de la chaleur et des espèces assurent la propagation de proche en proche de la zone réactive à travers ce front.
- La troisième région est occupée par des gaz frais. Elle correspond à la partie de l'espace où R est tel que $R_f < R < R_s$, R_s étant le plus grand rayon atteint à l'instant t par l'onde de surpression aérienne engendrée par la déflagration. Au sein de cette troisième région les gaz frais sont en expansion.
- Enfin, la quatrième et dernière région correspondant à R tel que $R > R_s$ est celle des gaz frais, dans les conditions initiales (et pas encore en expansion).

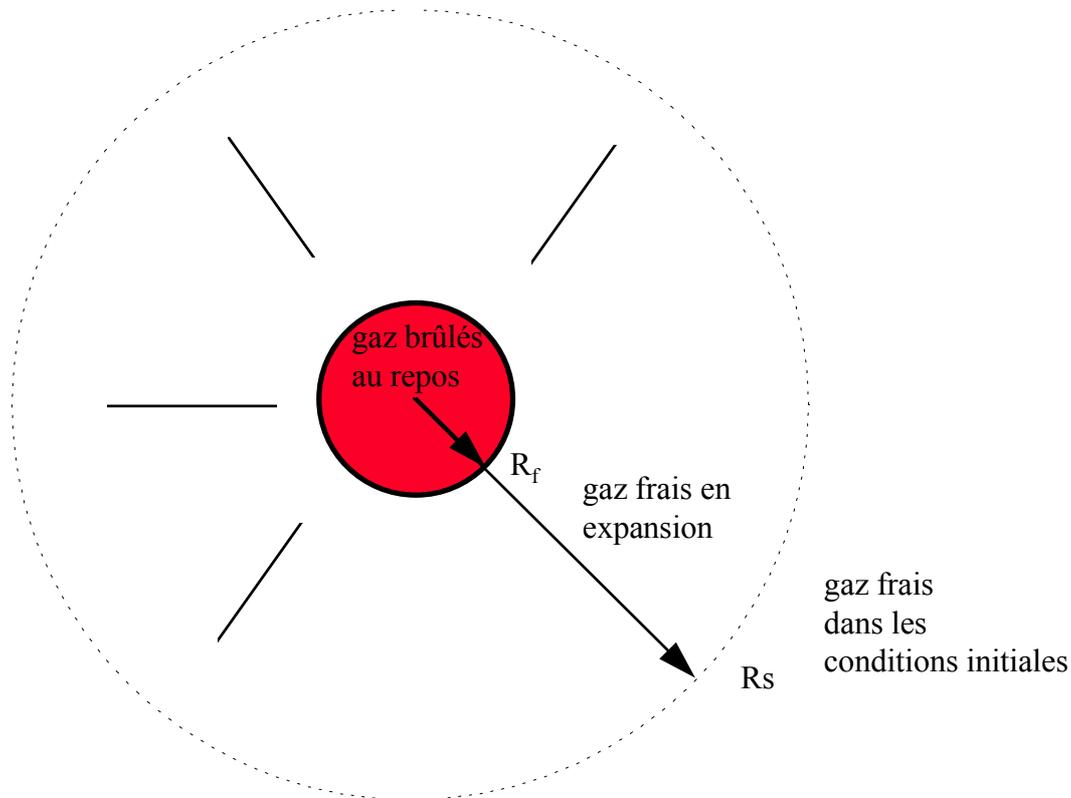


Figure 22 : Représentation des écoulements engendrés par une déflagration sphérique

Au cours du temps, le rayon R_f varie entre 0 et $\beta^{1/3} \times R_0$ tel qu'indiqué par l'équation 6. De son côté, le rayon R_s est tel que :

$$R_s = C \times t \quad \text{Equation 6}$$

où C est la vitesse du son dans les conditions atmosphériques en m/s,

lorsque la vitesse de flamme V_f est très inférieure¹³ à la célérité du son C dans le milieu initial (cas le plus courant des déflagrations). Lorsque la vitesse de flamme ou vitesse de déflagration devient plus importante, la discontinuité de type acoustique observée en R_s se transforme en choc et R_s peut être estimé par une équation analogue à 6 mais en injectant une vitesse de propagation d'onde plus élevée que C en raison de la compression des gaz frais due au choc.

¹³ $V_f < 120$ à 140 m/s environ.

Partant de là, des expressions analytiques simples permettant de déterminer les champs de pression dus aux déflagrations sphériques à vitesse constante ont notamment été proposées par Deshaies et al. (Deshaies et al., 1979). Ces expressions, reproduites ci-après, sont d'après leurs auteurs applicables pour autant que la vitesse constante de flamme considérée soit inférieure à 120 m/s environ.

$$\Delta P(R) = 2 \times \rho \times V_f^2 \times (1 - \beta^{-1}) \times \frac{R_f}{R} \times (1 - (1 - \beta^{-1}) \times (\frac{R_f}{R})^3 / 4) \quad \text{Equation 7}$$

$$\Delta P(R) = 2 \times \rho \times V_f^2 \times (1 - \beta^{-1}) \times (\frac{R_f}{R} - \frac{V_f}{C}) \quad \text{Equation 8}$$

où $\Delta P(R)$ est la surpression aérienne observée à la distance R comptée depuis le point d'inflammation

ρ est la masse volumique de l'air ambiant,

les autres variables gardant la même signification que dans les équations précédentes.

L'équation 7 est applicable lorsque $R \sim R_f$ c'est-à-dire dans la zone de l'espace proche du front de flamme, zone où les écoulements gazeux peuvent être considérés incompressibles. L'équation 8 est à appliquer dans la région dite « acoustique », lorsque $R > R_f$.

D'autres expressions analytiques, applicables cette fois aux cas des vitesses de flammes toujours constantes mais plus élevées ont été proposées notamment par Cambray et al (1979). Ces expressions, plus complexes, ont notamment conduit aux résultats présentés dans (Lannoy, 1984) ou (Leyer, 1982) sous forme d'abaques qui donnent :

- l'amplitude de la surpression aérienne engendrée sur le front de déflagration sphérique se propageant à vitesse constante,
- et la décroissance de cette surpression dans l'environnement.

Ces abaques constituent un outil simple pour l'évaluation des conséquences des explosions accidentelles de gaz. Les avantages et inconvénients de cet outil sont discutés en détail aux chapitres 4 à 6.

3.3.3. Modélisations analytiques des surpressions engendrées par les déflagrations à vitesse de flamme variable

De nombreuses expériences sur les déflagrations gazeuses (Mercx et al, 1993, Chaineaux, 1993, Chaineaux et al., 1995 par exemple) montrent qu'en pratique, la vitesse de propagation des flammes est souvent variable. Dès lors, l'une des questions qui se posent est notamment d'examiner l'influence des accélérations et décélérations de flamme sur le champ de surpressions induit.

Ce type d'examen a été réalisé notamment dans (Deshaies et al., 1981) ou (Clever et al. 1996), toujours dans le cas des déflagrations sphériques pour aboutir aux équations suivantes :

$$\Delta P(R) = \left[\frac{\gamma - 1}{C^2} \times (1 - \beta^{-1}) \times [A - B] + 1 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - P_{at} \quad \text{Equation 9}$$

$$\Delta P(R) = \frac{\rho}{R} \times (1 - \beta^{-1}) \times \left[2 \times V_f(\tau)^2 + Rf^2 \times \frac{dV_f}{d\tau} \right] \quad \text{Equation 10}$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques des gaz,

A et B sont des variables définies au moyen des équations suivantes,

$$A = 2 \times \frac{R_f}{R} \times V_f^2 + \frac{R_f^2}{R} \times \frac{dV_f}{d\tau} \quad \text{Equation 11}$$

$$B = \frac{1 - \beta^{-1}}{2} \times \frac{R_f^4}{R^4} \times V_f^2 \quad \text{Equation 12}$$

P_{at} est la pression atmosphérique,

et τ est un temps donné par :

$$\tau = t - \frac{R}{C} \quad \text{Equation 13}$$

t étant le temps compté depuis l'inflammation,

les autres variables gardant la même signification que dans les équations précédentes.

D'après (Cleaver et al., 1996), l'équation 9 peut être appliquée pour R proche de R_f et ce dans le cas de déflagrations pouvant atteindre jusqu'à 250 m/s. D'après (Leyer, 1982), l'équation 10 est applicable en zone acoustique, lorsque $R > R_f$.

Ces équations montrent essentiellement que les surpressions aériennes dépendent à la fois de la vitesse de flamme (terme en V_f) et de l'accélération de la flamme (terme en $\frac{dV_f}{d\tau}$). Elles peuvent être employées pour estimer les conséquences d'une explosion accidentelle de gaz pour autant que l'évolution de la vitesse de flamme V_f puisse être évaluée par ailleurs.

3.4. LA METHODE MULTI-ENERGIE

La méthode Multi-Energie a été développée par le TNO Prins Maurits Laboratory (V.d. Berg, 1984, V.d. Berg et al., 1991 et Wingerden et al., 1990). Les principes de base sur lesquels repose cette méthode sont directement inspirés des mécanismes qui gouvernent le déroulement des explosions de gaz. Ainsi, pour comprendre la méthode Multi-Energie, il convient tout d'abord de garder à l'esprit qu'une explosion de gaz n'est susceptible d'engendrer de fortes surpressions que si :

- les flammes atteignent une vitesse de propagation importante (plusieurs dizaines de m/s),
- ou si les gaz sont confinés par des parois solides.

Or, une flamme se propageant dans un mélange gazeux réactif accélère si le volume occupé par les gaz est caractérisé par la présence répétée d'obstacles et d'espaces partiellement confinés. Obstacles répétés et confinement « riment » donc avec vitesses de flamme et surpressions importantes. Sans présence d'obstacles et d'espaces confinés, l'inflammation accidentelle des mélanges gazeux conduit généralement à des surpressions de faibles amplitudes (quelques centaines de Pa ou mbar).

D'où finalement, si un nuage inflammable donné occupe un volume important au sein duquel se trouvent plusieurs zones encombrées¹⁴ séparées entre elles de zones libres, il est admis que les surpressions importantes seront engendrées par le passage des flammes au sein des zones encombrées. Le passage des flammes au travers des zones libres ne contribuant pour sa part que très faiblement à la genèse de surpressions. Des résultats expérimentaux à petites et grandes échelles (Zeeuwen et al., 1983, Harrison et al., 1987, Wingerden, 1989, Harris et al., 1989, Mercx et al., 1993) corroborent cette hypothèse. De plus, des exemples d'application dans le cas d'accidents réellement survenus sont présentés notamment dans (Wingerden et al., 1990, Lechaudel et al., 1995).

En fait, le « concept Multi-Energie » diffère des méthodes classiques en ce sens qu'une explosion de gaz n'est plus considérée comme une entité mais éventuellement comme un ensemble « d'explosions élémentaires » se déroulant chacune dans les diverses zones qui composent le nuage explosible.

En conséquence, pour appliquer la méthode, il est nécessaire :

- en premier lieu, de déterminer le nombre d'explosions élémentaires à retenir,
- puis, en second lieu et en second lieu seulement, de caractériser individuellement chaque explosion.

Pour cela, il convient de tenir compte des nombreux paramètres qui ont une influence sur la vitesse de propagation des flammes, parmi lesquels peuvent être cités :

- la densité d'obstacles,
- le degré de confinement,
- la forme et les dimensions du nuage inflammable,
- la réactivité du combustible,
- l'énergie et la position de la source d'inflammation,
- et la turbulence du mélange réactif avant allumage.

Dans le cadre d'une application de la méthode Multi-Energie, la « violence » de chaque explosion élémentaire peut ensuite être caractérisée par un indice compris entre 1 et 10. L'indice 10 correspond à une détonation, les indices intermédiaires correspondant à des déflagrations à vitesses de flammes d'autant plus rapides que l'indice est élevé. Vis-à-vis de ces indices, qualifiés plus haut d'indices de « violence » d'explosion, il est aussi possible de

¹⁴ Dans ce contexte, les termes « zones encombrées » désignent les lieux contenant à la fois des obstacles et des espaces qui peuvent être partiellement confinés.

dire qu'ils caractérisent la puissance avec laquelle l'énergie des gaz inflammables est consommée pour engendrer des surpressions aériennes. Les recommandations formulées par divers auteurs pour choisir les indices dans le cadre d'une application de la méthode Multi-énergie sont discutées en détail au chapitre 5.

Enfin, les niveaux maximum et les courbes d'atténuation de la surpression en fonction de la distance sont donnés, pour chaque indice, sur des abaques présentés au chapitre 6. Pour mémoire et à ce stade du présent rapport, il convient de noter que ces abaques ont été établis :

- en résolvant les équations d'Euler d'une part,
- et en considérant des explosions à vitesse constante de flamme de charges hémisphériques de gaz (typiques d'un mélange hydrocarbure-air en proportions stœchiométriques) d'autre part.

En revanche, les champs de surpressions aériennes engendrés dans l'environnement n'ont pas été calculés au moyen de méthodes analytiques comme présenté au sous chapitre précédent mais en utilisant les méthodes de résolutions numériques approchées incorporées dans le code baptisé « BLAST », décrit notamment dans (v.d. Berg, 1980).

Enfin, des recommandations sont fournies quant à la prise en compte, à une distance donnée du lieu de fuite par exemple, de l'ensemble des ondes de surpressions lancées dans l'environnement par chacune des explosions élémentaires préalablement identifiées.

3.5. LA METHODE DE BAKER-STREHLOW

La méthode dite de Baker-Strehlow (Baker et al., 1983, 1991, 1996) comporte plusieurs points communs avec la méthode Multi-Energie présentée au sous chapitre précédent. A cet égard, il est à nouveau admis que les conséquences d'une explosion accidentelle dépendent de l'énergie potentiellement mise en jeu au sein du nuage inflammable mais aussi des circonstances de l'accident et en particulier de la présence d'obstacles solides dans le champ de propagation des flammes.

Sans entrer trop dans les détails, la méthode de Baker-Strehlow est à appliquer en 2 temps :

- il convient tout d'abord de qualifier à nouveau la « violence » de l'explosion, ce qu'il est proposé de faire en estimant l'ordre de grandeur de la vitesse de propagation des flammes au moyen notamment de recommandations (discutées au sous chapitre 5.5) fournies avec la méthode,
- ensuite, cet ordre de grandeur quant à la vitesse de flamme, supposée dès lors constante, sert à sélectionner une courbe de décroissance de surpression aérienne parmi l'ensemble de celles établies par Strehlow et al. (1979).

Les courbes de décroissance de surpressions aériennes susmentionnées ont été établies à partir des résultats de calculs obtenus par Strehlow et al. au moyen d'un code permettant des simulations numériques de la propagation des ondes de pression (Cf Strehlow et al., 1979, Baker et al., 1983). Les simulations qui ont permis d'établir les courbes proposées par Strehlow ont été réalisées en supposant :

- un nuage explosible sphérique disposé dans un espace infini,
- une inflammation au centre de ce nuage,
- et une vitesse de propagation de flamme constante, comprise selon les simulations considérées entre quelques dizaines de m/s et 1800 m/s, soit en d'autres termes, depuis les déflagrations les plus lentes jusqu'au cas des détonations stables dites de Chapman-Jouguet.

De cette rapide présentation, il convient notamment de retenir que les explosions accidentelles sont à nouveau assimilées à des explosions sphériques à vitesses de flamme constante et que les champs de surpressions sont estimés à partir des résultats obtenus pour différentes valeurs de vitesse de flamme au moyen d'un code de calcul.

Ceci étant, deux remarques sont à retenir pour la suite.

Tout d'abord, la méthode de Baker-Strehlow suppose bien qu'une explosion accidentelle peut comporter différentes « sources » de surpression. Cela peut notamment être observé lorsque le nuage explosible couvre un volume contenant :

- des zones où les vitesses de flammes sont susceptibles d'être importantes,
- séparées de zones où au contraire vitesses de flamme et surpressions ne pourront être que faibles.

Toutefois, à notre connaissance, aucune recommandation n'est fournie quant à la prise en compte des effets de ces multiples explosions ou régimes d'explosion.

Ensuite, sur la base de résultats de simulations numériques, Strehlow et al. (1979) a conclu que les surpressions aériennes engendrées par une déflagration sphérique à vitesse de flamme variable sont inférieures ou au plus égales à celles engendrées par une déflagration sphérique à vitesse de flamme constante pour autant que celle-ci soit prise égale à la vitesse maximale susceptible d'être observée. Cette conclusion justifie dès lors totalement l'emploi de modèles à vitesse de flamme constante dans le cadre des méthodes simples d'estimation des risques d'explosion visées dans ce rapport. Toutefois, il est aussi à noter que ces résultats de Strehlow et al. sont en contradiction forte avec ceux obtenus par Deshaies et al. (1981) et présentés au sous chapitre 3.3.3 selon lesquels les surpressions engendrées par les déflagrations sphériques dépendent :

- de l'accélération des flammes,
- et même du lieu où cette accélération est observée,

comme l'équation 10 semble l'indiquer.

Cette contradiction entre différents résultats publiés a été étudiée au moyen de modèles numériques et est discutée de façon détaillée dans (v. Wingerden, 1984) où il apparaît notamment que :

- la conclusion de Strehlow et al. semble vérifiée pour le cas des déflagrations à fortes vitesses de flamme (>340 m/s)
- alors que ce sont les résultats de Deshaies et al. (1981) qui sont confirmés pour des vitesses de déflagration plus faibles.

3.6. LA METHODE CAM

La méthode CAM¹⁵, proposée par le pétrolier Shell, est elle aussi, assez comparable à la méthode Multi-Energie dans certains de ses principes de base. En particulier, cette méthode recommande d'identifier les zones de l'espace « congestionnées » par la présence d'obstacles arguant que vitesses de flammes et surpressions importantes seront observées dans ces zones en raison du mécanisme décrit en figure 6. Ensuite, le calcul des surpressions susceptibles d'être observées après une explosion accidentelle est réalisé en 3 étapes tel que présenté dans les 3 paragraphes qui suivent.

Tout d'abord, il s'agit de déterminer le niveau de surpression maximum qui pourrait être observé dans l'espace de propagation des flammes. Pour cela, la méthode propose l'utilisation d'un « arbre de décision », conçu initialement par Cates et al. (1991) et complété ensuite par Puttock (Puttock, 1995). Cet arbre de décision proposé pour l'estimation de la surpression maximale qui pourrait être observée est présenté et discuté en détail au chapitre suivant. Toutefois, il peut être noté dès à présent que l'emploi de cet arbre n'aboutit pas systématiquement à une évaluation quantitative de la surpression maximale susmentionnée mais conduit, dans certains cas, à recommander le conseil d'un spécialiste des explosions. De plus, lorsqu'une estimation quantitative de la surpression maximale d'explosion peut être tirée de l'arbre de décision de la méthode, cette estimation correspond implicitement à la surpression prévue si le combustible considéré est caractérisé par une réactivité proche de celle du propane.

Ensuite, en deuxième étape, il est proposé de corriger la valeur de surpression maximale déduite de l'arbre de décision en tenant compte d'un facteur correctif qui dépend de la nature du combustible. Les valeurs de ce facteur correctif sont données pour une quinzaine d'hydrocarbures courants allant du méthane pour le moins réactif à l'éthylène pour le plus réactif parmi ceux répertoriés dans (Puttock, 1995).

¹⁵ Acronyme tiré de l'anglais « Congestion Assessment Method ».

Enfin, la troisième étape consiste à calculer l'atténuation des ondes de pression dans l'environnement du lieu de l'explosion accidentelle au moyen d'abaques, présentées au chapitre 6. Ces abaques conduisent à des résultats qui sont, qualitativement au moins, comparables à ceux fournis par les 3 méthodes¹⁶ considérés dans les sous chapitres précédents. L'originalité de la méthode CAM réside essentiellement dans le fait que les lois d'atténuation des ondes de pression, traduites dans les abaques proposées, ne sont pas issues d'un calcul réalisé en supposant une propagation de flamme à vitesse constante mais ont été déduites des mesures faites durant le projet de recherche MERGE (Cf Merx, 1993, 1995). Pour mémoire et sans entrer dans plus de détail à ce stade du rapport, les ondes de pressions enregistrées pendant les essais du projet MERGE ont été engendrées par des déflagrations quasi-hémisphériques se propageant à vitesse variable.

Enfin, pour terminer cette présentation générale de la méthode CAM, il convient à nouveau de noter que même si cette méthode suppose implicitement l'occurrence éventuelle de plusieurs types d'explosions selon les caractéristiques de l'espace occupé par le nuage inflammable, aucune recommandation n'est, à notre connaissance, fournie quant à la prise en compte des contributions respectives de ces différentes explosions.

¹⁶ Pour mémoire, les 3 méthodes en question correspondent à :
la modélisation analytique approchée des champs de pression engendrés par les déflagrations sphériques ,
la méthode Multi-énergie,
et la méthode de Baker-Strehlow.

4. DETERMINATION DE L'ENERGIE D'EXPLOSION

4.1. GENERALITES

Il est généralement admis que les caractéristiques des ondes de surpression aérienne lancées par deux explosions de gaz se déroulant à des échelles différentes mais toutes choses égales par ailleurs, peuvent être représentées sur une même courbe pour autant que des échelles adaptées soient retenues. A titre d'exemple, s'agissant de l'amplitude ΔP des surpressions dans l'environnement d'une détonation sphérique d'une charge gazeuse de rayon R_0 , il est possible au moyen de :

- l'échelle adimensionnelle en R/R_0 ou en $R/(E_{gaz}/P_{at})^{1/3}$ en abscisse,
- et d'une échelle adimensionnelle des surpressions correspondant au rapport $\Delta P / P_{at}$ en ordonnée,

de montrer que les mesures de surpression ΔP , faites à plusieurs distances notées R du lieu d'inflammation et obtenues au cours de différents essais (Cf figure 23) peuvent être reliées sur une seule courbe avec une corrélation acceptable. En d'autres termes cela signifie qu'il y a une similitude en surpression aérienne pour toutes les détonations sphériques pour autant que l'on soit à R/R_0 ou $R/(E_{gaz}/P_{at})^{1/3}$ constant (Cf figure 23).

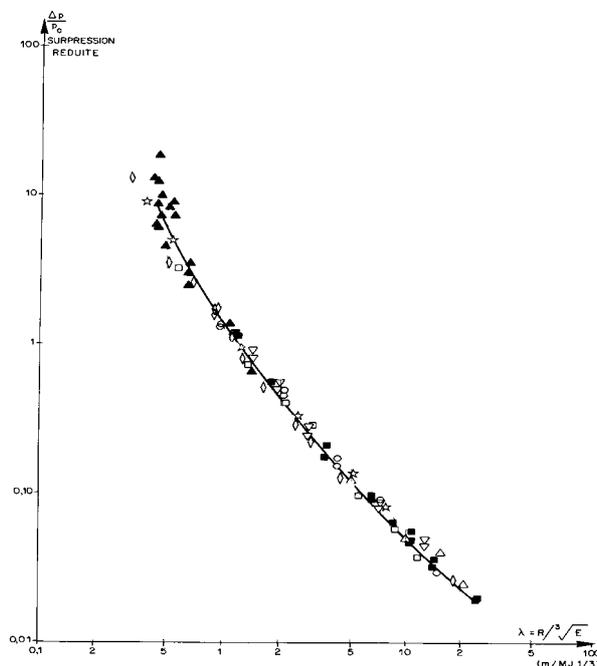


Figure 23 : Similitude dans la décroissance des surpressions engendrées au cours de différents essais de détonations - tirée de (Lannoy, 1984)

De façon plus générale, dès lors qu'elle est validée, une courbe telle que celle présentée en figure 23 peut être employée pour des calculs prédictifs des conséquences d'explosions se déroulant aux échelles rencontrées en pratique. A cet égard, pratiquement toutes les méthodes de calcul des conséquences des VCE répertoriés au chapitre 3 utilisent ce type de courbe ou de représentation en similitude. En conséquence, toutes les analyses des risques d'explosions au moyen de ces méthodes passent par la détermination de l'énergie d'explosion E_{gaz} ou du rayon représentatif de la taille du nuage explosible R_0 .

L'objet des paragraphes qui suivent est de présenter les avantages et inconvénients des différentes procédures de calcul de E_{gaz} (ou de R_0) au sein des méthodes considérées.

4.2. PROCEDURES DE CALCUL EXISTANTES

S'agissant de la plupart des méthodes basées sur les équivalents TNT, l'énergie d'explosion est déterminée à partir :

- de l'énergie de combustion E_{gaz} du mélange air gaz combustible considéré,
- et du rendement a .

Comme cela est indiqué au sous chapitre 3.2, les valeurs de a dépendent de ce que E_{gaz} représente. Pour mémoire E_{gaz} correspond le plus souvent à l'énergie de combustion de :

- la masse totale de combustible rejetée accidentellement à l'atmosphère,
- ou de la masse de combustible mélangée avec l'air en proportions explosibles.

Pour ces méthodes, la détermination de E_{gaz} est sans ambiguïté pour autant, encore une fois, que la valeur de a soit adaptée à ce que représente E_{gaz} . Toutefois, comme indiqué à plusieurs reprises dans les chapitres précédents, il est clair que durant un scénario réel de VCE, l'énergie est souvent libérée de façon différente en fonction notamment de l'encombrement des zones couvertes par le nuage explosible. Pour être au plus près des phénomènes, il y a donc notamment lieu de distinguer l'énergie contenue dans les zones encombrées d'obstacles de celle contenue dans les zones « libres ». Cette distinction n'est pas faite lorsque sont considérées les méthodes basées sur le principe d'équivalence TNT les plus courantes.

De même, les modèles analytiques de calcul des surpressions engendrées par des déflagrations sphériques présentés en 3.3 sont appliqués par Lannoy (1984) en ramenant le nuage explosible (calculé par exemple au moyen d'un modèle de dispersion) à une hémisphère de même volume posée au sol. Dans ce cas, l'énergie E_{gaz} est celle contenue dans l'hémisphère équivalente considérée, de rayon souvent noté R_0 . A nouveau, une seule énergie d'explosion est retenue sans que soient isolées plus finement les différentes parties du nuage explosible.

A contrario, le modèle d'équivalent TNT proposé dans (Harris et al., 1989), comme la méthode de Baker-Strehlow ou la méthode CAM proposent bien de considérer séparément les énergies d'explosion des différentes parties du nuage explosible en fonction des niveaux de surpression qui pourraient être observés. Il est en particulier recommandé d'isoler l'énergie des explosions susceptibles d'avoir lieu au sein :

- des parties du nuage turbulentes en raison des caractéristiques du rejet (jet de gaz initialement sous pression)
- et des zones encombrées.

Les parties du nuage explosibles turbulentes en raison des caractéristiques du rejet sont à identifier au moyen des modèles de dispersion. Ensuite et de façon générale, la procédure à suivre comprend les étapes suivantes :

- identifier quelles sont les zones du site où l'accident est envisagé susceptibles d'être « envahies » par le nuage explosible toujours au moyen des modèles de dispersion (non considérés dans ce rapport),
- estimer le volume du mélange gazeux explosible au sein de chaque zone encombrée ou non,
- et calculer l'énergie d'explosion en multipliant le volume susmentionné par une densité énergétique moyenne qui dépend de l'énergie de combustion du combustible considéré et de sa concentration lorsqu'il est mélangé avec l'air pour former le nuage inflammable.

Dans le cas des méthodes susmentionnées, il ne s'agit en fait plus de déterminer une énergie d'explosion mais des énergies d'explosion relatives à chaque partie du nuage inflammable initial.

S'agissant de la méthode CAM, lors de l'estimation du volume d'une zone encombrée donnée, outre le volume de l'espace contenant les obstacles, il est recommandé d'inclure le volume de l'espace compris dans un rayon de 2 m autour de la zone en question. Retenir ce mode de calcul revient en fait implicitement à admettre que les flammes se propagent vite dans les zones encombrées et ne ralentissent pas immédiatement au sortir de ces zones mais à quelque distance (2 m en l'occurrence). Sur le plan théorique, cette hypothèse se justifie par le fait que les écoulements gazeux dans le sillage¹⁷ d'obstacles solides sont turbulents, ce qui selon le mécanisme de la figure 6 permet de supposer une vitesse de flamme importante.

Toutefois, si la méthode CAM propose une forme de « raffinement » exposée ci-avant, il convient de noter que la difficulté principale vis-à-vis de l'estimation de l'énergie d'explosion tient, pour cette méthode comme pour celle de Baker-Strehlow ou celle présentée dans (Harris

¹⁷ Une distance 2 m autour des obstacles constitue une estimation forfaitaire de la taille de ces sillages

et al, 1989), dans l'identification des limites des zones encombrées. Sur ce point, les méthodes citées ci-avant contiennent quelques recommandations mais pas de procédures précises. Ainsi, lorsqu'une géométrie de site se présente telle qu'illustrée symboliquement en figure 24, plusieurs questions se posent :

- le volume 1 et le volume 2 constituent ils deux zones encombrées indépendantes ou une seule et même zone ?
- De plus, si la seconde alternative est retenue par prudence, le volume à considérer se limite-t-il à volume 1 + volume 2 (calculés en retenant éventuellement 2 m sur le pourtour de chaque zone) ou doit on retenir la totalité du volume noté 3 ?

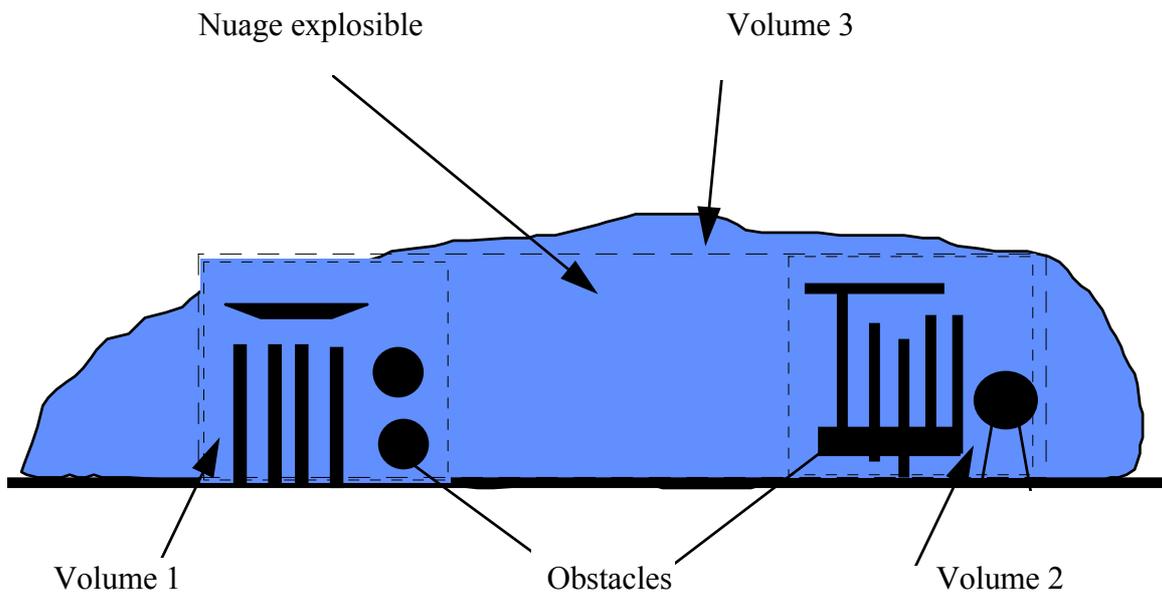


Figure 24 : Ambiguïtés dans l'identification des limites des zones encombrées d'un site

Ces questions, de première importance vis-à-vis de la valeur des énergies d'explosion, ne sont pas à l'heure actuelle abordées dans les documents où les méthodes CAM ou de Baker-Strehlow sont décrites.

De ce point de vue, la méthode Multi-Energie telle que préconisée dans (TNO, 1997b) est plus explicite. L'identification et le calcul des volumes des zones encombrées (calculs qui donnent par suite les énergies d'explosion) sont obtenus via la procédure présentée en figures 25 et 26 suivantes.

Etape N° 1	Assimiler les installations réelles en une structure composée exclusivement de volumes géométriquement simples comme : des parallélépipèdes de dimensions d_1, d_2, d_3 , des cylindres de longueur L et de diamètre D_c ou encore des sphères de diamètre D_s
Etape N° 2	Supposer une position pour le point d'inflammation
Etape N° 3	Déterminer l'orientation de chaque solide par rapport à la direction de propagation des flammes. La plus petite dimension orientée perpendiculairement à la direction des flammes est appelée D_1 . La dimension orientée parallèlement à l'obstacle est appelée D_2 . (D_1 et D_2 sont définies de façon illustrée en figure suivante)
Etape N° 4	Identifier chaque zone encombrée en admettant : qu'un solide appartient à une zone donnée si son centre est situé à une distance inférieure à $10 * D_1$ ou $1,5 * D_2$. Toutefois, si un obstacle se situe à plus de 25 m des limites d'une zone encombrée, ce solide n'appartient alors pas à cette zone.
Etape N° 5	Définir un volume parallélépipédique "global" Vol_g enveloppant tous les solides appartenant à une zone encombrée identifiée : en incluant l'espace entre une zone encombrée et une surface solide de confinement si la distance entre cette surface (par exemple le sol) et les obstacles est inférieure à $10 * D_1$ ou $1,5 * D_2$. en excluant les parties de solides qui n'appartiennent pas à la zone encombrée considérée comme les parties les plus hautes de cheminées par exemple.
Etape N° 6	Le volume Vol_g peut contenir des espaces libres de tout obstacle, inclus pour des raisons géométriques, mais pas en raison de l'application de l'étape 4. Ces espaces, de volume Vol_{libre} peuvent être délimités en subdivisant le volume parallélépipédique global au moyen de plusieurs volumes parallélépipédiques élémentaires. Le volume de la zone encombrée Vol_{zone} correspond à : $Vol_g - Vol_{libre}$
Etape N° 7	Si les obstacles au sein du nuage explosible ne sont pas tous contenus dans la (ou les) zone(s) encombrée(s) considérée(s) renouveler la procédure précédente en partant du centre des obstacles qui restent.

Figure 25 : Principales étapes pour l'identification et le calcul des volumes des zones encombrées d'obstacles

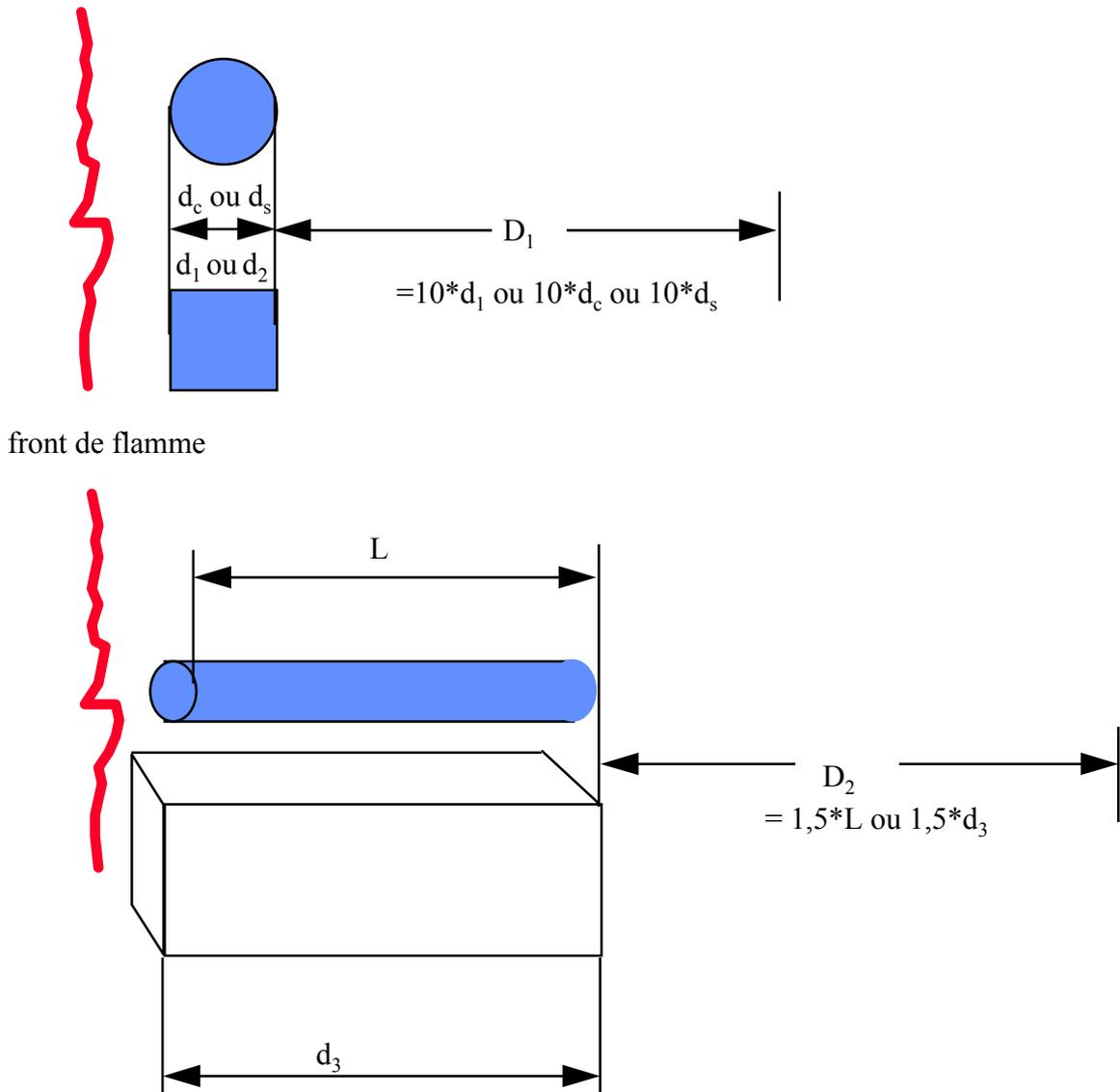


Figure 26 : Signification des variables D_1 , D_2

Vis-à-vis de la procédure présentée sur les figures précédentes, plusieurs remarques, repérées a) à c) ci-après sont à retenir.

a) Applicabilité de la procédure

Tout d'abord et en pratique, les zones encombrées se repèrent souvent intuitivement¹⁸ de sorte que la procédure précédente, qui peut paraître fastidieuse, n'est en définitive appliquée de façon formelle que pour lever les ambiguïtés et c'est bien là sa première qualité.

¹⁸ Ces zones correspondent généralement à des unités fonctionnelles dans le cas des sites pétrochimiques

b) Validation expérimentale

Par ailleurs, cette procédure est supposée conduire à une estimation a priori prudente voire majorante (Cf TNO, 1997b) des volumes des zones encombrées et par suite des énergies d'explosion susceptibles de s'y dérouler. Toutefois, les critères retenus pour délimiter les zones encombrées (notamment les distances critiques de $10 \cdot D_1$, $1,5 \cdot D_2$ ou de 25 m) relèvent essentiellement de constatations empiriques et sont quelque peu arbitraires. A cet égard, il convient de relever que très peu d'expériences ont été réalisées en mettant en œuvre 2 volumes encombrés d'obstacles séparés d'un espace libre, l'ensemble étant envahi par un nuage explosible. Ce type d'expérience est décrit dans (v. Wingerden, 1988). La géométrie des volumes encombrés d'obstacles et la configuration générale des essais sont rappelées pour mémoire en figures 27 et 28.

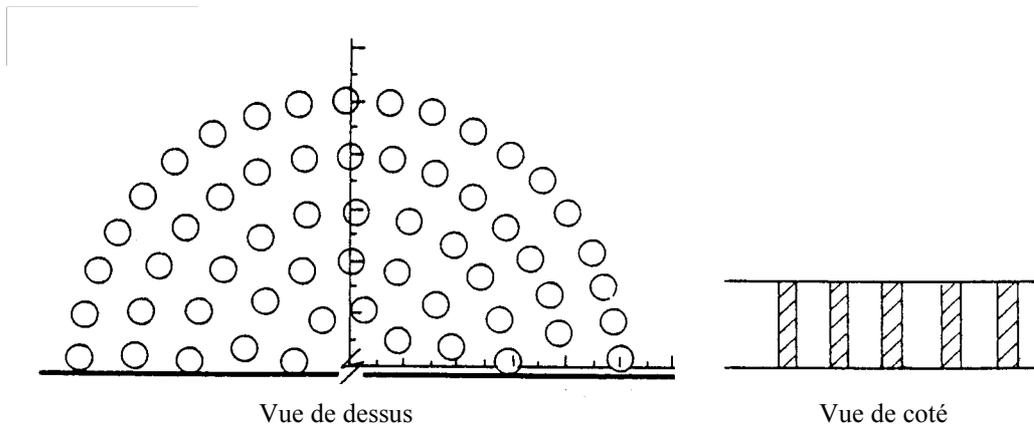


Figure 27 : Géométrie encombrée d'obstacles utilisée au cours des essais décrits dans (v. Wingerden, 1988)

les volumes ci-après représentent les structures présentées en figure précédente

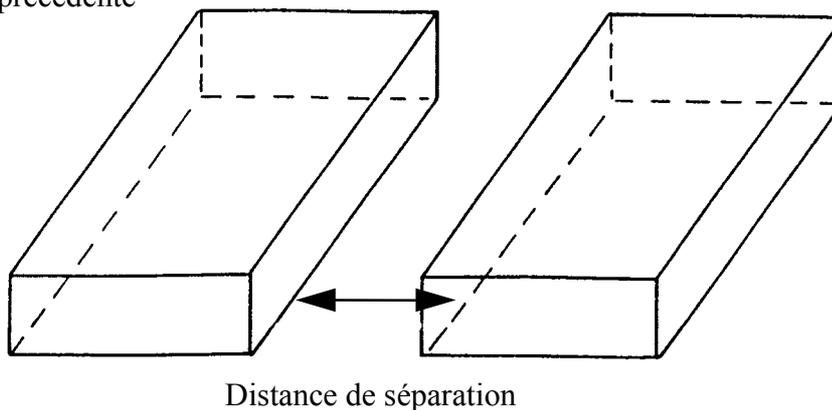


Figure 28 : Configuration générale retenue pour certains essais

Ensuite, les surpressions mesurées hors du champ d'obstacles sont présentées sur les figures 29 et 30 pour des distances de séparation entre les volumes encombrés respectivement de 0,5 et 2 m.

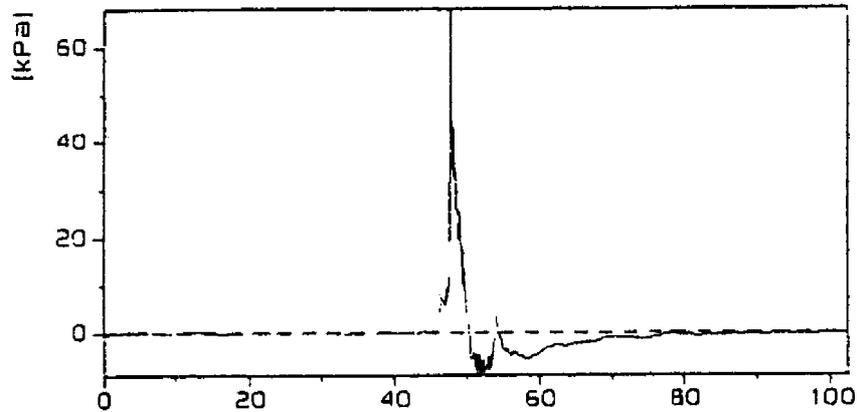


Figure 29 : Surpressions mesurées lorsque la distance de séparation est limitée à 0,5 m

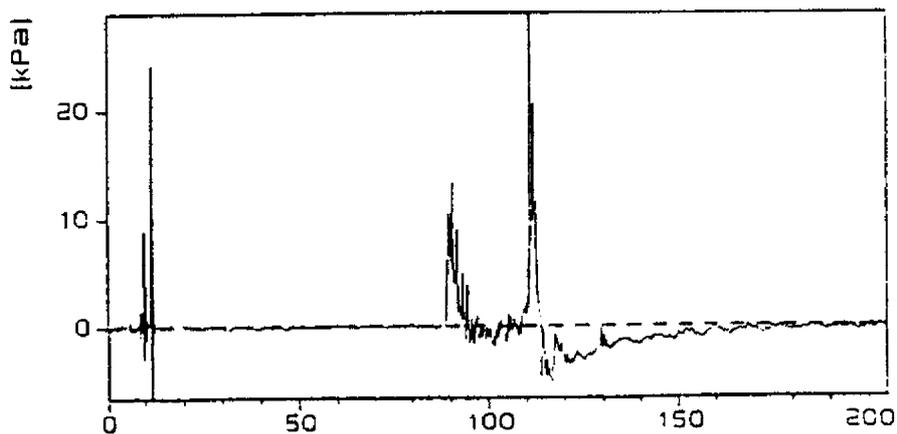


Figure 30: Surpressions mesurées lorsque la distance de séparation est étendue à 2 m

Les niveaux maximum de surpression obtenus montrent bien que si la distance de séparation est suffisante, les explosions au sein des 2 volumes encombrés engendrent bien 2 ondes distinctes. La comparaison des figures 29 et 30 montre par ailleurs que dans ce cas les niveaux de surpression engendrés sont plus faibles (moins de 30 kPa d'un côté contre plus de 60 kPa de l'autre).

Ces constats corroborent l'approche du TNO qui, si elle est appliquée au cas des essais susmentionnés, montre qu'une seule explosion est à considérer si la distance de séparation est réduite à 0,5 m, alors que deux explosions élémentaires distinctes peuvent être isolées lorsque cette distance est d'au moins 1 m. De plus, ces quelques résultats expérimentaux confirment le concept général sur lequel sont basées plusieurs des méthodes considérées dans ce rapport et selon lequel l'inflammation d'un nuage explosible peut conduire non pas à une mais à plusieurs explosions distinctes.

Les données expérimentales disponibles sont toutefois trop rares pour conforter plus les critères reportés dans (TNO, 1997b), c'est pourquoi les projets GAME et GAMES seront poursuivis par un nouveau projet appelé RIGOS¹⁹ (pour « Research to Improve Guidance On Separation distance for the multi-energy method ») dont l'objet principal sera l'étude des distances dites de séparation entre volumes encombrés. Les modalités d'organisation de ce projet seront analogues à celles des projets GAME et GAMES précédents.

c) Importance des surestimations éventuelles des volumes encombrés

Enfin, s'il est probable que cette procédure pourrait être améliorée pour obtenir des estimations moins majorantes des énergies d'explosion, l'intérêt de telles améliorations peut s'avérer tout à fait relatif. En effet, l'énergie d'explosion E_{gaz} intervient à la puissance 1/3 sur l'axe des abscisses des graphes tel que celui reporté en figure 23. Dès lors, augmenter ou réduire E_{gaz} de 10 % par exemple ne modifie le rapport $R / (E_{gaz} / P_{at})^{1/3}$ que de 3 % environ de sorte que la surpression calculée à la distance R varie peu. Ainsi, en pratique, les efforts à engager pour une détermination au plus juste des énergies d'explosion doivent être pondérés en fonction des bénéfices à attendre.

4.3. CONCLUSIONS

Vis-à-vis de la détermination des énergies d'explosion, il ressort de l'ensemble des considérations reportées au sous-chapitre précédent que l'application des recommandations reportées dans (TNO, 1997b) permet :

- d'isoler l'énergie des explosions susceptibles d'avoir lieu au sein des zones encombrées,
- d'identifier et de délimiter ces zones de façon claire,
- et d'obtenir, in fine, une évaluation des énergies d'explosion qui reste a priori prudente.

Les autres méthodes identifiées dans ce rapport ne permettent pas de satisfaire simultanément toutes les conditions énoncées ci-avant.

Les recommandations reportées dans (TNO, 1997b) seront de plus étudiées de façon approfondie au cours du projet RIGOS, prévu prochainement.

¹⁹ Ce projet devrait débuter en 1999.

5. APTITUDE DES DIFFERENTES METHODES A L'ESTIMATION DES SURPRESSIONS AERIENNES MAXIMALES EN CHAMP PROCHE

5.1. INTRODUCTION

Les méthodes, dont les principes de base ont été présentés en termes généraux au chapitre 3, sont analysées plus en détail dans ce chapitre afin d'évaluer leur aptitude à l'estimation des niveaux de surpression maximum engendrés en cas d'explosions accidentelles de gaz. L'évaluation susmentionnée est réalisée en tenant principalement compte :

- des difficultés pratiques d'application de chaque méthode,
- et dans certains cas, de leurs capacités prédictives estimées à partir de comparaisons avec les mesures faites au cours des essais du projet MERGE.

Pour mémoire, ces essais sont décrits dans (Merckx, 1993, 1995) mais sont aussi brièvement présentés en annexe du présent rapport.

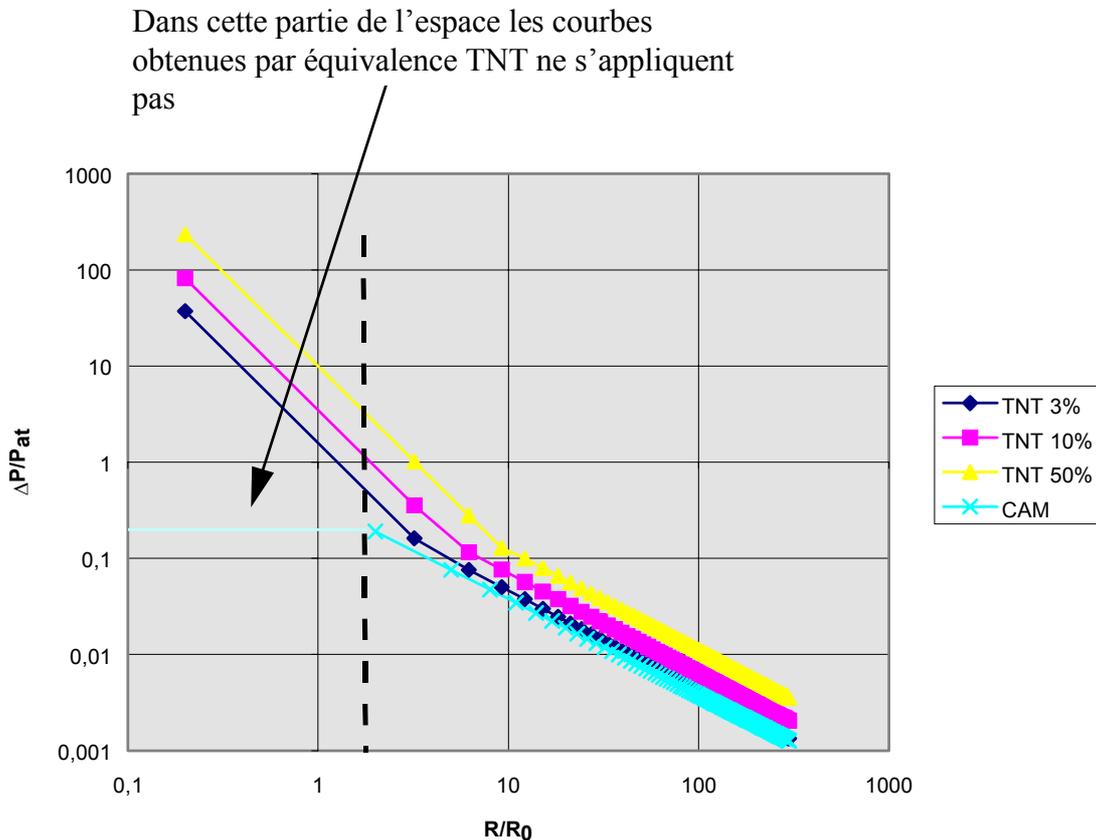
5.2. LES METHODES BASEES SUR L'EQUIVALENCE TNT

Comme cela est présenté au sous chapitre 3.2, les méthodes ou modèles d'équivalence TNT sont basés sur le fait qu'il semble possible de faire coïncider les courbes d'atténuation des surpressions engendrées par une explosion de gaz ou par la détonation du TNT. Toutefois, comme cela sera aussi mis en évidence au chapitre 6, à partir d'une valeur unique du rendement a , cette coïncidence entre deux courbes d'atténuation des surpressions n'est pas possible dans tout l'espace environnant le lieu supposé d'explosion. A cet égard, et s'agissant plus particulièrement des surpressions maximales en champ proche, il convient de noter que :

- la détonation du TNT correspond à un régime d'explosion où l'explosif condensé est transformé en produits de combustion gazeux par une onde réactive se propageant à plusieurs milliers de m/s et engendrant à une distance proche de la charge explosive des surpressions de plusieurs centaines de bar,
- en comparaison, lorsqu'une détonation d'un mélange gazeux est observée, le régime d'explosion tend généralement vers celui dit de Chapman-Jouguet où la transformation des gaz frais en produits brûlés est due à la propagation d'un front de flamme à une vitesse comprise entre 1700 et 2000 m/s environ engendrant des surpressions de l'ordre de 18 à 20 bar.

Ainsi, le principe d'équivalence TNT ne s'applique qu'au delà du lieu dans l'espace à partir duquel l'amplitude maximum des ondes de choc lancées par la détonation du TNT est suffisamment atténuée pour être comparable aux surpressions dues aux explosions de gaz. Dans le cas des valeurs du rendement a qui sont mentionnées au sous chapitre 3.2, ce lieu « critique » dépasse de manière assez nette le rayon maximum de propagation des flammes. En conséquence, le niveau maximum de surpression qui peut être engendré en cas d'explosion accidentelle de gaz ne peut pas être directement lu sur une courbe d'atténuation de pression

tirée d'un équivalent TNT. Pour plus de clarté, ce constat est mis en évidence sur la figure 31 suivante où ont été reportées une courbe d'atténuation du niveau maximal de surpression observée dans le cas d'une déflagration et des courbes analogues établies à partir du principe de l'équivalence TNT.



R est la distance comptée depuis le point d'inflammation
 R_0 est le rayon du nuage explosible initial

Il existe une courbe obtenue au moyen d'un équivalent TNT qui corrobore l'évolution des surpressions aériennes mesurées en champ lointain lors la déflagration (courbe repérée CAM) réalisée au cours des essais MERGE. Il faut pour cela choisir $a = 3 \%$.

Toutefois, en champ proche la courbe d'équivalence TNT avec $a = 3\%$ donne des surpressions trop élevées.

Figure 31 : Courbe de décroissance de la surpression aérienne due à une déflagration d'un mélange air - propane étudiée lors du projet MERGE (Mercx, 1993 ou Puttock, 1995) et courbes de décroissance du même type établie au moyen d'équivalents TNT

Ceci étant, en complément du choix d'un rendement, les méthodes qui utilisent l'équivalent TNT, comprennent aussi parfois des indications quant à la surpression maximale possible. Ainsi et à titre d'exemple, le HSE anglais (HSE, 1986) propose de retenir un bar comme surpression maximale. A cet égard, une rapide comparaison avec les résultats d'essais reportés en annexe montre qu'une telle estimation peut être très majorante mais en même temps n'est pas conservatoire au sens de la sécurité dans toutes les situations. De plus, l'analyse des accidents et notamment celle de celui survenu à La Mède en 1992 (Cf Michaélis et al., 1995), a mis en évidence des surpressions voisines éventuellement de 2 bar.

Dans le même ordre d'idée, dans le cas des explosions en milieu relativement encombré et confiné pouvant contenir des mélanges stœchiométriques air-méthane, il est proposé dans (Harris et al., 1989) de retenir 4 bar comme surpression maximale. Cette dernière valeur n'est applicable qu'au cas du méthane dans les conditions susmentionnées.

Ainsi, les recommandations pratiques citées ci-avant ne donnent que quelques valeurs « guides » et eu égard aux considérations précédentes, il peut finalement être retenu que les modèles basés sur l'équivalence TNT, décrits en 3.2, sont à considérer comme :

- des outils de calcul de la décroissance des surpressions aériennes à partir d'une certaine distance comptée depuis l'épicentre de l'explosion (de l'ordre de 5 à 10 fois le rayon du nuage explosible)
- mais pas comme un outil d'estimation de la surpression maximale potentielle dans l'espace de propagation des flammes.

5.3. LES MODELISATIONS ANALYTIQUES DES SURPRESSIONS ENGENDREES PAR LES DEFLAGRATIONS SPHERIQUES

La courbe reportée en figure 32 a été obtenue à partir des résolutions analytiques approchées proposées dans (Cambray et al., 1979). Cette courbe donne l'évolution de la surpression aérienne maximale engendrée par une déflagration sphérique en fonction de la vitesse de propagation, supposée constante, de celle-ci.

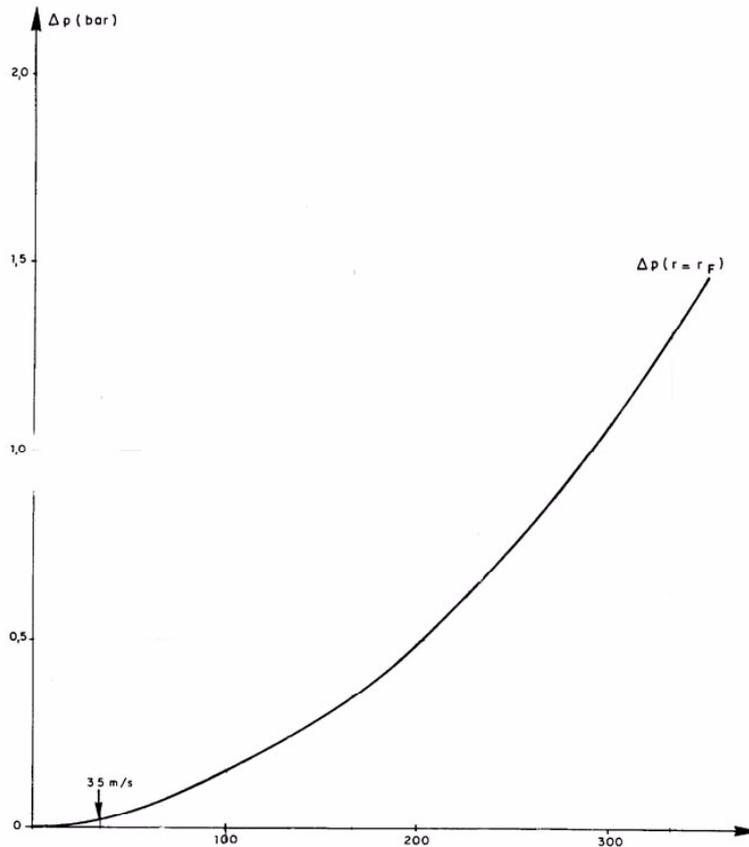


Figure 32 : Amplitude de la pression sur le front de déflagration sphérique se propageant à vitesse constante.

Pour mémoire, les valeurs de surpression maximale représentées sur la courbe reportée en figure précédente sont à considérer dans tout l'espace de propagation des flammes.

Par ailleurs, il est à noter que ces surpressions, calculées au moyen de relations analytiques, sont :

- caractérisées par une précision de l'ordre de quelques % d'après (Lannoy, 1984),
- et sont confirmées par les résultats obtenus au moyen des simulations numériques réalisées par V. d. Berg (1984, par exemple) pour mettre au point de la méthode Multi-Energie.

De même, lorsque la vitesse de déflagrations sphériques est variable, l'équation 9 s'applique et permet, dans certaines conditions rappelées en 3.3.3, d'estimer la surpression maximale engendrée. Pour mémoire, cette équation a été notamment vérifiée dans (Cleaver et al., 1996) par comparaison avec les mesures faites durant le projet MERGE.

Ainsi, dans le cadre de l'application d'une méthode simple d'estimation des conséquences des explosions, la courbe reportée en figure 32 ou l'équation 9 sont à considérer comme des outils intéressants. Ceci étant le problème de l'analyste des risques se reporte alors sur le choix d'une vitesse de flamme, supposée constante ou variable, qui soit adaptée à chaque situation étudiée. Sur ce dernier point et dans le cas des hydrocarbures courants, des considérations reportées respectivement dans (Leyer, 1982) et (Lannoy, 1984), il peut être déduit que :

- dans un espace ne contenant aucun obstacle, les vitesses de propagation de flamme sont a priori de l'ordre de quelques dizaines de m/s,
- alors qu'une vitesse de flamme constante et voisine 250 m/s peut être raisonnablement admise pour modéliser les cas d'accidents ayant conduit aux explosions les plus violentes.

L'évaluation des vitesses de flamme à quelques dizaines de m/s en espace libre se base sur l'équation 7 et les considérations développées au chapitre 2 qui ont de plus été confirmées par l'expérience en grandeur réelle (Lind et al., 1977). Pour sa part, la valeur critique de 250 m/s a été déduite dans (Lannoy, 1984) à partir de l'analyse d'accidents passés.

En fait, mises à part les quelques valeurs susmentionnées, qui peuvent à nouveau être qualifiées de « valeurs guide », il doit être constaté que si les modèles analytiques considérés dans ce chapitre permettent de déterminer la surpression engendrée lorsque la vitesse de flamme est connue, ils ne donnent en revanche pas d'autre indication quant au choix des valeurs de vitesses de flamme. Ainsi, les modèles analytiques de calculs des effets des déflagrations sphériques sont, comme les équivalents TNT, à considérer comme des outils de calculs de la décroissance de la surpression maximale engendrée par l'explosion, surpression maximale qui doit être estimée par ailleurs. En revanche, comme cela sera montré au chapitre 6, contrairement aux modèles d'équivalent TNT, les modèles analytiques considérés sont applicables en champ lointain mais aussi dans la zone de l'espace située à proximité du champ de propagation des flammes.

5.4. LA METHODE MULTI-ENERGIE

S'agissant de l'utilisation de la méthode Multi-Energie, déterminer la ou les²⁰ surpressions maximales revient à choisir un « indice de violence » pertinent parmi les 10 proposés. Pour mémoire la correspondance entre les indices compris entre 1 et 10 et les niveaux de surpression maximum est rappelée dans le tableau suivant.

Indice de la méthode (-)	Surpression maximale correspondante	
	(kPa)	(mbar)
1	1	10
2	2	20
3	5	50
4	10	100
5	20	200
6	50	500
7	100	1000
8	200	2000
9	500	5000
10	2000	20000

Tableau 3 : Correspondance entre indices et surpressions maximales

Au cours du temps, différentes recommandations ont été proposées pour les choix d'indice mais les recommandations les plus largement employées sont probablement celles proposées :

- initialement par l'auteur de la méthode (v.d. Berg, 1984),
- ensuite par Kinsella (Kinsella, 1993),
- puis dans (TNO, 1997b),
- et enfin, celles tirées des projets GAME²¹ (v.d.Berg et al., 1996, Eggen, 1995) et GAMES (Mercx et al., 1998).

Ces différentes recommandations, qui constituent autant de voies possibles pour l'application de la méthode Multi-Energie, sont respectivement présentées et discutées ci-après.

²⁰ Pour mémoire l'application de la méthode Multi-Energie conduit généralement à considérer plusieurs explosions élémentaires pour représenter l'explosion accidentelle.

²¹ Acronyme tiré de l'anglais « Guidance for Application of the Multi-Energy method », le « S » de « GAMES » signifiant juste « Second phase ».

5.4.1. Selon (v.d. Berg, 1984)

Dès 1984, V. d. Berg a proposé de choisir les indices de la méthode Multi-Energie en utilisant l'arbre de décision reproduit en figure suivante.

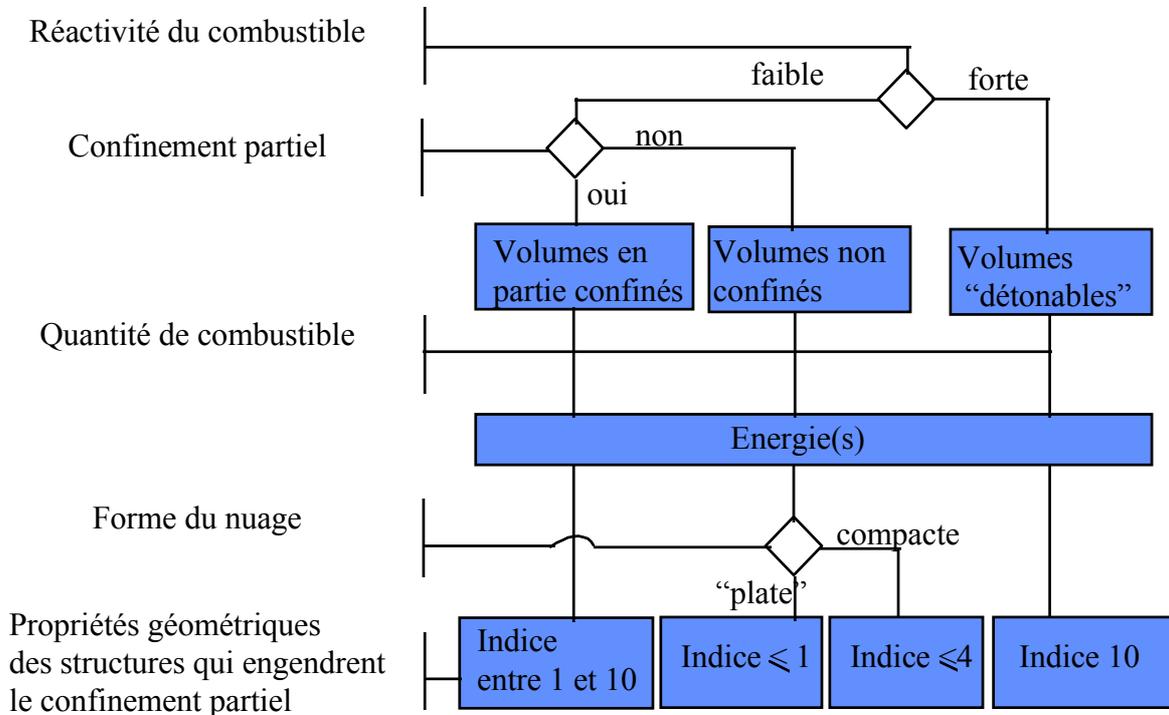


Figure 33 : Arbre de décision pour le choix d'un indice Multi-Energie

En complément des informations reportées sur la figure précédente, les précisions suivantes sont à retenir.

Tout d'abord, la réactivité du combustible peut être qualifiée au moyen de la vitesse de combustion laminaire S_u (Cf sous chapitre 2.2.3) et il peut être admis que ce combustible est fortement réactif dès lors que la vitesse de combustion susmentionnée est supérieure à 1 m/s ; si cette vitesse est inférieure le combustible n'est plus à considérer comme fortement réactif.

Ensuite, un confinement partiel est à considérer dès lors que le mode de propagation imposé aux flammes par la géométrie des installations est axial ou radial. Toutefois, il est admis dans (v.d.Berg, 1984) que certaines installations comme des unités de production des industries chimiques ou pétrolières sont telles que le confinement partiel est à considérer même s'il n'apparaît pas directement axial ou radial.

Enfin, les nuages « plats » sont ceux observés lorsque les conditions de rejet (masse volumique du combustible rejeté, conditions de mélange, ...) sont telles que le nuage inflammable est caractérisé par un ratio largeur/hauteur très supérieur à l'unité. A l'opposé, les nuages dit « compacts » sont ceux d'aspects sphériques ou hémisphériques qui permettent une longueur de parcours de flamme identique quelle soit la direction considérée à partir d'un point central d'inflammation.

Vis-à-vis de ces recommandations, il convient de noter que les valeurs « guides » quant aux surpressions maximales²² présentées en 5.2 et 5.3 sont « étoffées » mais qu'il reste une large part d'incertitude. En particulier, il manque pour le moins des critères pour :

- considérer ou exclure la notion de confinement partiel,
- et choisir un indice lorsque le confinement partiel existe (dans ce cas l'arbre conduit à un indice entre 1 et 10 !)

5.4.2. Selon (Kinsella, 1993)

En se basant sur l'analyse des accidents dits « majeurs » passés, Kinsella a proposé de choisir les indices de violence d'explosion en considérant :

- l'énergie d'inflammation,
- le degré d'encombrement dû aux obstacles solides,
- et le degré de confinement.

Ces recommandations sont traduites dans le tableau reporté en page suivante.

²² Surpressions maximales qui correspondent à une valeur d'indice dans le contexte de la méthode Multi-Energie.

Energie d'inflammation		Le degré d'encombrement			Le degré de confinement		Indice
faible	forte	fort	faible	inexistant	existant	inexistant	
	×	×			×		7 - 10
	×	×				×	7 - 10
×		×			×		5 - 7
	×		×		×		5 - 7
	×		×			×	4 - 6
	×			×	×		4 - 6
×		×				×	4 - 5
	×			×		×	4 - 5
×			×		×		3 - 5
×			×			×	2 - 3
×				×	×		1 - 2
×				×		×	1

Tableau 4 : Choix de l'indice de violence d'explosion selon (Kinsella, 1993)

Dans le tableau précédent, l'énergie d'inflammation est à considérer comme :

- forte lorsqu'une explosion confinée peut être à l'origine de l'inflammation du nuage (Cf sous chapitre 2.2.2),
- ou faible lorsque la source d'inflammation potentielle se limite aux sources courantes comme les surfaces chaudes, les étincelles, ...

Le degré d'encombrement est :

- fort lorsque le volume des obstacles correspond à plus de 30 % du volume total de la zone encombrée²³, l'espace entre obstacles étant inférieur ou égal à 3 m ;
- faible lorsque des obstacles existent mais que les conditions précédentes ne sont pas simultanément satisfaites,
- et inexistant lorsqu'il n'y a pas d'obstacle dans le nuage inflammable.

Le confinement est à considérer de façon « binaire » comme :

- existant lorsque le nuage inflammable est confiné par des surfaces solides sur 2 à 3 faces,
- et inexistant si la seule surface solide à considérer est le sol.

Vis-à-vis des recommandations reportées dans le tableau 4, il convient notamment de noter :

- les différentes réactivités des combustibles ne sont pas prises en compte,
- mais surtout l'application des critères proposés au cas de certains essais conduit à une sous estimation des niveaux de pression éventuellement très importante.

Ainsi, à titre d'exemple, la plupart des essais effectués au cours du projet MERGE (Mercox, 1993) correspondent à des configurations où :

- l'énergie d'inflammation est faible,
- le degré d'encombrement est faible,
- et le confinement inexistant.

Dès lors, les recommandations de Kinsella conduisent à retenir au plus l'indice 3, soit d'après le tableau 4, une surpression maximale de 5 kPa. En réalité, dans le cas par exemple du méthane (combustible de « faible » réactivité), il a été mesuré durant le projet MERGE des surpressions maximales supérieures à 80 kPa. De même, la comparaison avec certaines analyses approfondies d'accident (Cf Michaélis et al., 1995) confirme que les surpressions évaluées au moyen du tableau 4 peuvent être sous estimées.

Il convient toutefois de pondérer cette dernière remarque par le fait que les essais MERGE auxquels il est fait référence ci-avant ont été réalisés dans des configurations (assez exceptionnelles par rapport à la pratique) où les obstacles étaient répartis de façon isotrope dans l'espace, favorisant le mécanisme décrit en figure 6 dans toutes les directions de propagation de flamme. Ainsi, ces essais donnent une estimation a priori par excès des surpressions possibles toutes choses égales par ailleurs quant aux critères retenus par Kinsella.

²³ Zone encombrée qui, bien sur, doit pouvoir être envahie par un nuage inflammable sans quoi l'analyse n'a pas de sens.

Dès lors, il peut finalement être retenu que les recommandations fournies dans (Kinsella, 1993) conduisent à des « indications » quant aux surpressions maximales possibles mais doivent être confirmées par d'autres éléments indépendants pour être admises dans le cadre d'une évaluation prudente des effets d'explosion.

5.4.3. Selon (TNO,1997)

Dans sa dernière édition du « Yellow Book », le TNO (TNO, 1997b) propose de choisir les indices de la méthode Multi-Energie sur la base des recommandations suivantes :

- retenir l'indice 10 pour tous les volumes correspondant à des zones encombrées d'obstacles²⁴,
- retenir l'indice 1 pour tous les volumes ne correspondant pas à des zones encombrées et lorsque les conditions d'accident sont telles que le nuage inflammable susceptible d'envahir ces zones peut être considéré au repos sur le plan dynamique (nuage formé suite à l'évaporation d'un liquide combustible par exemple),
- retenir l'indice 3 pour tous les volumes ne correspondant pas à des zones encombrées et lorsque les conditions d'accident sont telles que le nuage inflammable susceptible d'envahir ces zones est caractérisé par une agitation turbulente importante (nuage formé consécutivement à un rejet de gaz combustible initialement sous plusieurs bar de pression par exemple).

Selon le TNO, ces recommandations conduisent à des estimations majorantes des surpressions maximales possibles. Pour obtenir une estimation moins pénalisante de ces surpressions, il est proposé dans (TNO,1997) de se référer :

- au nombre grandissant d'expériences dont les résultats sont publiés (cf annexe),
- aux mesures qui peuvent être faites au cours d'expériences spécifiques à envisager,
- et enfin aux résultats de simulations numériques des explosions de gaz réalisées au moyen de codes CFD²⁵ tels que ceux présentés dans (Hjertager , 1985, 1993, Kjaldman et al., 1985, v.d. Berg , 1989, Mouilleau et al., 1995).

²⁴ Cette notion est précisée au chapitre précédent.

²⁵ Acronyme tiré de l'anglais « Computational Fluid Dynamics ».

Vis-à-vis de ces recommandations, il est indéniable que l'indice retenu (10 en l'occurrence) dans le cas des zones encombrées d'obstacles conduit à une estimation prudente des surpressions maximales puisque cela revient dès lors implicitement à admettre une détonation. En revanche, le caractère majorant des choix retenus dans le cas des zones libres est discutable. A cet égard, les expériences réalisées en zones libres²⁶ avec des nuages air-hydrogène (combustible certes le plus réactif) ont permis de mesurer (Schneider et al., 1981) des surpressions aériennes voisines de 60 mbar (ce qui correspond au moins à l'indice 3). De même, dans le cas d'explosions survenant consécutivement à l'inflammation de jets libres turbulents de méthane ou d'hydrogène dans l'air, les surpressions aériennes mesurées à 10 m du lieu d'inflammation (Chaineaux, 1993) démontrent que l'indice 3 peut être largement dépassé. Ainsi, au final, de l'approche proposée dans (TNO, 1997b), il convient, à notre sens, de surtout retenir la démarche en deux étapes qui consiste, faute de mieux et sans autre justification, à retenir d'abord des choix majorants mais ensuite à revoir ces choix à partir de l'analyse de résultats d'expériences ou de calculs plus élaborés.

5.4.4. Recommandations tirées de GAME et GAMES

Les projets GAME et GAMES ont été conçus sur initiative du TNO Prins Maurits Laboratory et soutenus financièrement par une dizaine environ d'organismes ou de groupes industriels. Les résultats obtenus au cours de ces projets sont décrits en détail dans (Eggen, 1995, v.d. Berg et al., 1996, Mercx et al., 1998) et sont aussi successivement et brièvement résumés ci-après.

a) Le projet GAME

L'objectif du projet GAME était d'aboutir à une procédure formelle pour estimer l'indice (ou la surpression maximale) à retenir pour chaque explosion élémentaire identifiée en appliquant la méthode Multi-Energie. A cet égard, les remarques reportées dans les sous chapitres précédents justifient tout à fait la recherche d'une telle procédure. Ensuite, sans entrer dans une présentation détaillée du projet GAME, il convient surtout de retenir que :

- l'essentiel du projet a été consacré à l'analyse de résultats expérimentaux publiés,
- et que cette analyse a permis de mettre en évidence deux corrélations qui permettent d'estimer les surpressions maximales.

²⁶ Dans ce contexte « libres » signifie « non encombrées d'obstacles solides ».

La première de ces corrélations, reportée ci-après, est à appliquer lorsque l'inflammation accidentelle est de faible énergie et que le mode de propagation des flammes est sphérique (Cf chapitre 2). Dans ces conditions, ΔP_{max} s'obtient via :

$$\Delta P_{max} = 0,84 \times \left(\frac{VBR \times L_p}{D} \right)^{2,75} \times S_u^{2,7} \times D^{0,7} \quad \text{Equation 14}$$

où VBR est un acronyme tiré de l'anglais « Volume Blockage Ratio », VBR correspond au rapport du volume occupé par les obstacles sur le volume total de l'espace qui contient notamment ces obstacles,

L_p est la longueur de parcours des flammes en m,

D est le diamètre « type » des obstacles en m,

S_u est en m/s et représente comme dans les équations précédentes, la vitesse fondamentale de combustion du combustible considéré.

Lorsque la source d'inflammation est toujours de faible énergie mais que le mode de propagation imposé aux flammes est radial, ΔP_{max} s'obtient via :

$$\Delta P_{max} = 3,38 \times \left(\frac{VBR \times L_p}{D} \right)^{2,25} \times S_u^{2,7} \times D^{0,7} \quad \text{Equation 15}$$

où toutes les variables gardent la même signification que dans les équations précédentes.

Sur le plan de l'interprétation des équations précédentes, de manière simple, il peut être retenu (Cf v.d.Berg et al., 1996) que :

- le ratio en $\frac{VBR \times L_p}{D}$ donne une « mesure » du nombre d'obstacles rencontrés par les fronts de flamme en cours de propagation ; à chaque rencontre avec ces obstacles le mécanisme présenté en figure 6 est enclenché et en conséquence vitesses de flamme et surpressions sont d'autant plus grandes que ce ratio augmente,
- ensuite le produit en $S_u^{2,7} \times D^{0,7}$ donne pour sa part à la fois une « mesure » de la réactivité du combustible et de l'influence de l'échelle à laquelle l'explosion peut se dérouler ; pour mémoire, ce produit est relativement cohérent avec les théories récentes décrites dans (Taylor et al., 1988 et Catlin, 1991) qui relient les valeurs des vitesses de combustion observées lors d'essais réalisés avec différents gaz et à échelles différentes,
- enfin, les différentes constantes numériques ont été ajustées compte tenu des résultats de mesures connues.

D'une façon très générale, il est aussi important de retenir qu'au travers des variables L_p et D les corrélations identifiées tiennent explicitement compte des échelles qui ont une influence sur le déroulement de l'explosion. Or, ces échelles n'apparaissent pas dans (Kinsella, 1993, v. d. Berg, 1984 ou TNO, 1997b).

Vis-à-vis de ces corrélations, il convient de noter :

- tout d’abord qu’elles ne permettent pas de traiter toutes les situations possibles (énergies d’inflammation fortes, mode de propagation axial des flammes, ...) ; ceci étant elles couvrent effectivement la plupart des situations pratiques,
- ensuite, en pratique, il peut s’avérer difficile de faire un choix entre les deux corrélations proposées. En effet, une installation peut être telle qu’illustrée en figure 34, confinée entre 2 plans parallèles ce qui pourrait inciter à employer l’équation 15. Toutefois, dans ce cas même en présence de confinement, l’essentiel de la propagation des flammes sera sphérique. En fait, le TNO propose de retenir l’équation 14 tant que le rapport Longueur/Hauteur de l’installation reste inférieur à une valeur critique, supposée comprise entre 5 et 10. Le manque de référence expérimentale ne permet de fixer plus précisément cette valeur.

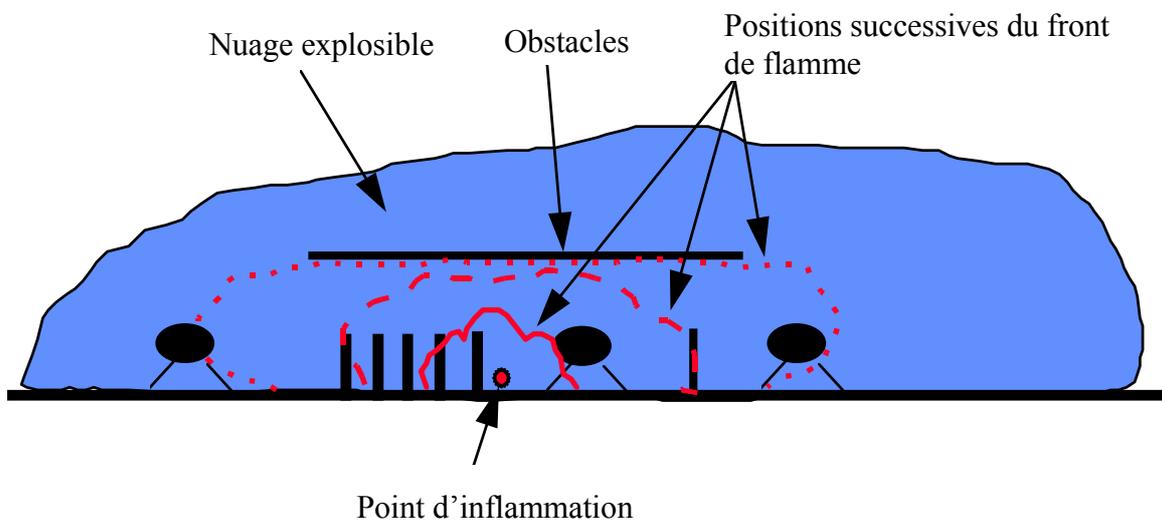


Figure 34 : propagation de flamme radiale ou sphérique ?

- Enfin, et il s’agit là de la remarque la plus importante, face à une installation réelle, la détermination des valeurs des différentes variables que sont VBR , L_p et D est loin d’être triviale. De plus, et pour ne citer qu’un exemple, si en pratique la détermination de VBR ne conduit pas à une valeur précise x mais à une plage de valeurs possibles comprises entre x et $2 \times x$, l’équation 14 conduit alors à une estimation²⁷ de ΔP_{max} comprise entre des valeurs allant du simple à presque 7 fois plus ! Dès lors, l’intérêt de l’utilisation des équations 14 ou 15 peut devenir assez relatif.

Compte tenu de la dernière remarque ci-avant, il a été décidé de poursuivre le projet GAME par le projet GAMES. L’objectif principal du nouveau projet était d’identifier des règles de calcul claires pour le choix des valeurs des variables employées dans les équations 14 et 15 et ce lorsque le lieu supposée de l’explosion est une installation non pas simple et géométriquement idéale mais au contraire complexe comme elles le sont en réalité.

²⁷ Toutes autres choses égales par ailleurs.

b) Le projet GAMES

La démarche suivie au cours ce projet a consisté à :

- considérer plusieurs installations réelles (3 exactement), dont les géométries ont été décrites avec précision,
- puis, les corrélations 14 ou 15 (mais principalement 14) ont été appliquées en retenant différentes hypothèses pour l'évaluation des variables VBR , L_p et D ; D par exemple a été déterminé en considérant la moyenne arithmétique ou la moyenne harmonique des diamètres de tous les obstacles ou encore en considérant le diamètre hydraulique moyen ; ainsi, selon les hypothèses retenues, plusieurs valeurs de ΔP_{max} ont été calculées,
- en parallèle, les valeurs de ΔP_{max} en cas d'explosions dans les installations étudiées ont été soit tirées d'expériences (EMEG, 1997), soit calculées au moyen du code CFD REAGAS,
- ensuite, en comparant les valeurs de ΔP_{max} obtenues au moyen des corrélations 14 et 15 à celles obtenues par ailleurs, il a été examiné si des règles communes à tous les cas étudiés²⁸ quant à la détermination des variables des corrélations ne peuvent pas être dégagées. En d'autres termes, la question posée au cours de ce projet était : est il possible d'obtenir une estimation « acceptable » des surpressions maximales d'explosions à partir des corrélations 14 et 15, appliquées en retenant une seule et même procédure clairement définie pour la détermination des variables VBR , L_p et D ?

Vis-à-vis de cette dernière question, les travaux de GAMES ont conduit aux principales conclusions, résumées ci-après :

– *Détermination de VBR*

Pour chaque zone du nuage inflammable encombrée d'obstacles, la détermination de VBR se fait en calculant le rapport entre le volume occupé par les obstacles V_{ob} et le volume total de la zone considérée V_{zone} . La détermination de V_{ob} n'est pas ambiguë mais nécessite une description fine des installations. La détermination de V_{zone} est beaucoup plus subjective. A cet égard, les résultats obtenus au cours de GAMES indiquent que la procédure décrite dans (TNO, 1997b) est à retenir à l'heure actuelle. Pour mémoire, cette procédure est présentée au sous chapitre 4.2.

– *Détermination de L_p*

Comme indiqué en figures 10 et 11, L_p dépend du nuage inflammable, de la géométrie des zones encombrées et de la position de l'inflammation. Des résultats de GAMES, il ressort que des valeurs pertinentes de L_p sont obtenues lorsqu'elles sont prises égales au rayon d'une hémisphère de volume équivalent à celui de la zone considérée.

²⁸ Chacune des 3 installations retenues a été le siège supposé de plusieurs scénarios d'explosion (différents, nuages, différents lieux d'inflammation, ...) de sorte qu'au total les comparaisons susmentionnées ont portées sur plus de 20 cas différents.

– Détermination de D

S'agissant de cette dernière variable, les résultats de GAMES montrent qu'il est préférable de retenir la formule du diamètre hydraulique moyen rappelée ci-après :

$$D = D_{hydraulique} = 4 \times \frac{\sum V_{obi}}{\sum A_{obi}} \quad \text{Equation 16}$$

où V_{obi} représente le volume d'un obstacle i ,

A_{obi} représente la surface mouillée de l'obstacle i si celui-ci est plongé dans un fluide.

L'application des corrélations 14 ou 15 nécessite aussi de connaître la valeur de la vitesse de combustion Su . Pour cela, il existe de nombreuses références bibliographiques (Harris, 1983 par exemple) où des valeurs de Su sont reportées en fonction de la nature des combustibles tel que cela est aussi présenté dans le tableau 1.

De plus, en complément de ces résultats relativement pragmatiques, comme indiqué dans (Mercx et al., 1998) il convient de retenir que :

- la plupart des valeurs de surpressions qui ont servi de référence dans GAMES sont des résultats de calcul obtenus au moyen de REAGAS. Ce code a atteint un degré de validation remarquable (Selby et al., 1998). Toutefois, ceci n'exclut pas une incertitude non négligeable sur le plan quantitatif ;
- les résultats donnés par la corrélation 14 (la plus utile) sont a priori d'autant plus précis que :
 - la zone encombrée d'obstacles considérée comme siège d'une explosion élémentaire est caractérisée par une géométrie relativement homogène et isotrope,
 - et que le lieu d'inflammation est central.

Ces conditions particulières sont celles du projet MERGE et c'est principalement à partir des mesures faites au cours de ce projet que l'équation 14 a été déduite. De plus, les résultats de GAMES ont montré que la corrélation 14 est moins précise lorsqu'une géométrie réelle est caractérisée par un ratio longueur sur largeur supérieur à 5 ;

- enfin, les corrélations 14 ou 15 ne conduisent qu'à une seule valeur « uniforme » de surpression maximale alors que les résultats obtenus au moyen de REAGAS ou lors de certaines expériences à échelle réelle (Selby et al, 1998, EMEG, 1997 entre autres) montrent qu'en pratique les surpressions engendrées dans une zone donnée peuvent ne pas être uniformes. Ainsi, les surpressions données par 14 et 15 correspondent à des surpressions maximales « moyennes », pertinentes dans le cas d'une application de la méthode Multi-Energie. Si le problème posé nécessite des évaluations précises et détaillées des surpressions au sein du champ de propagation des flammes, d'autres outils que les corrélations 14 et 15 sont à considérer.

Finalement, vis-à-vis des résultats de GAMES comme de GAME, il peut être retenu que l'utilisateur de la méthode Multi-Energie dispose, au travers des corrélations fournies, d'outils d'estimation des surpressions maximales, relativement objectifs.

Toutefois, pour utiliser ces corrélations, il reste une contrainte importante. Comme mentionné plus haut, il est nécessaire de disposer de données relativement précises sur la géométrie des installations pour évaluer correctement les variables D et VBR . Or, en l'état actuel des pratiques, ces données sont rarement d'emblée disponibles pour l'analyse des risques d'explosion. Ainsi, lorsqu'une application de la méthode Multi-Energie, assortie d'une utilisation des résultats de GAMES, est envisagée, il faut d'abord procéder au recueil de ces données. A cet égard, les travaux engagés durant GAMES ont montré que les coûts et délais associés à la recherche de ces données ne sont pas négligeables en regard des contraintes pratiques. Il s'agit là d'un obstacle important à une utilisation courante et généralisée des résultats de GAMES.

Par ailleurs et pour mémoire, dès lors que des données aussi détaillées sur une installation sont réunies, il peut aussi être retenu qu'il est envisageable de procéder à des simulations numériques des explosions au moyen d'un code CFD. En fait, en pratique, outre le fait de disposer d'un tel code, la réalisation de ces simulations est le plus souvent, elle aussi, conditionnée par la possibilité d'obtenir des données précises sur la géométrie du lieu d'explosion.

5.5. LA METHODE DE BAKER STREHLOW

Selon (Baker et al., 1996) une estimation de la vitesse de propagation des flammes peut être obtenue en considérant :

- la réactivité du combustible mis en jeu,
- la densité d'obstacles,
- et le degré de confinement.

Suivant en cela une partie des recommandations généralement admises, Baker et al. proposent 3 classes de combustibles :

- les combustibles très réactifs au nombre de 4, à savoir l'hydrogène, l'acétylène et les oxydes d'éthylène ou de propylène,
- les combustibles faiblement réactifs que sont les seuls méthane et monoxyde de carbone,
- et les combustibles de réactivité moyenne qui correspondent à tous les autres gaz combustibles que ceux susmentionnés.

Par ailleurs, en cas de mélange de combustibles, il est proposé dans (Baker et al., 1996) de retenir la classe de réactivité du combustible le plus réactif dès lors que ce dernier représente au moins 2 % du mélange. Pour mémoire, cette dernière recommandation est considérée comme trop « sévère » dans (Puttock, 1995).

La densité d'obstacles est ensuite définie à partir des variables :

- BR pour « Blockage Ratio », qui représente l'aire occupée par les solides sur l'aire totale offerte aux gaz dans les différentes directions de propagation des flammes,
- et P pour « pitch » qui correspond à la distance entre 2 rangées successives d'obstacles.

De façon analogue à ce qui est présenté plus haut pour la réactivité, 3 classes de densité d'obstacles sont aussi considérées :

- une densité d'obstacles faible lorsque BR est inférieur à 10 % et que le lieu d'explosion ne comporte qu'une à deux rangées d'obstacles,
- une densité forte lorsque BR est supérieur à 40 % et qu'il existe au moins 3 rangées d'obstacles,
- et une densité moyenne dans tous les autres cas.

Enfin, la notion de degré de confinement correspond exactement aux modes de propagation de flamme tel que présenté au sous chapitre 2.2.4.

Puis, pour un cas donné, lorsque les classes de réactivité, de densité d'obstacles et le degré de confinement sont déterminés, la vitesse de flamme ou la surpression maximale sont obtenues en se référant au tableau reporté ci-après.

Degrés de confinement 1D, soit un mode de propagation axial des flammes							
		Densité d'obstacles					
		forte		moyenne		faible	
		(Mach ²⁹)	(kPa)	(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)
réactivité	forte	5,2	>1000	5,2	>1000	5,2	>1000
	moyenne	2,265	800	1,765	400	1,029	200
	faible	2,265	800	1,029	200	0,294	40
Degrés de confinement 2D, soit un mode de propagation radial des flammes							
		Densité d'obstacles					
		forte		moyenne		faible	
		(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)
réactivité	forte	1,765	400	1,029	200	0,588	100
	moyenne	1,235	300	0,662	120	0,118	7
	faible	0,662	120	0,471	70	0,079	4
Degrés de confinement 3D, soit un mode de propagation sphérique des flammes							
		Densité d'obstacles					
		forte		moyenne		faible	
		(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)	(Mach)	(kPa)
réactivité	forte	0,588	100	0,153	15	0,071	4
	moyenne	0,206	20	0,1	7	0,037	1
	faible	0,147	15	0,1	7	0,037	1

Tableau 5 : correspondance entre les conditions d'explosion et les vitesses de flamme (exprimées en Nombre de Mach) ou surpressions aériennes maximum selon (Baker et al., 1996)

²⁹ Le nombre de Mach correspond au rapport sans dimension V_f/C où V_f est la vitesse de flamme en m/s et C la vitesse du son dans l'air ambiant, soit 340 m/s environ.

Vis-à-vis de ces recommandations, de façon relativement similaire à ce qui est conclu au sous chapitre 5.4.2, il peut être retenu que :

- certains des paramètres les plus importants vis-à-vis du déroulement d'une explosion accidentelle sont bien considérés dans le tableau 5,
- toutefois, l'utilisation de ce tableau dans le cas des essais MERGE conduit dans la plupart des cas à une sous-estimation (d'un facteur 10 éventuellement) des surpressions maximales réellement observées.

En outre, l'estimation d'une variable comme *BR* ou l'identification des rangées d'obstacles est difficile et en pratique relativement ambiguë.

En conséquence, les recommandations fournies dans (Baker et al., 1996) permettent de dégager des « indications » quant aux surpressions maximum possibles. Qualitativement, ces indications paraissent conformes à l'état des connaissances sur le déroulement des explosions. Quantitativement, les résultats obtenus doivent être utilisés, pour le moins, avec prudence.

5.6. LA METHODE CAM

Comme indiqué au chapitre 3, la méthode CAM permet l'évaluation des niveaux de surpression maximale au moyen d'un arbre de décision reproduit en figure 35 suivante.

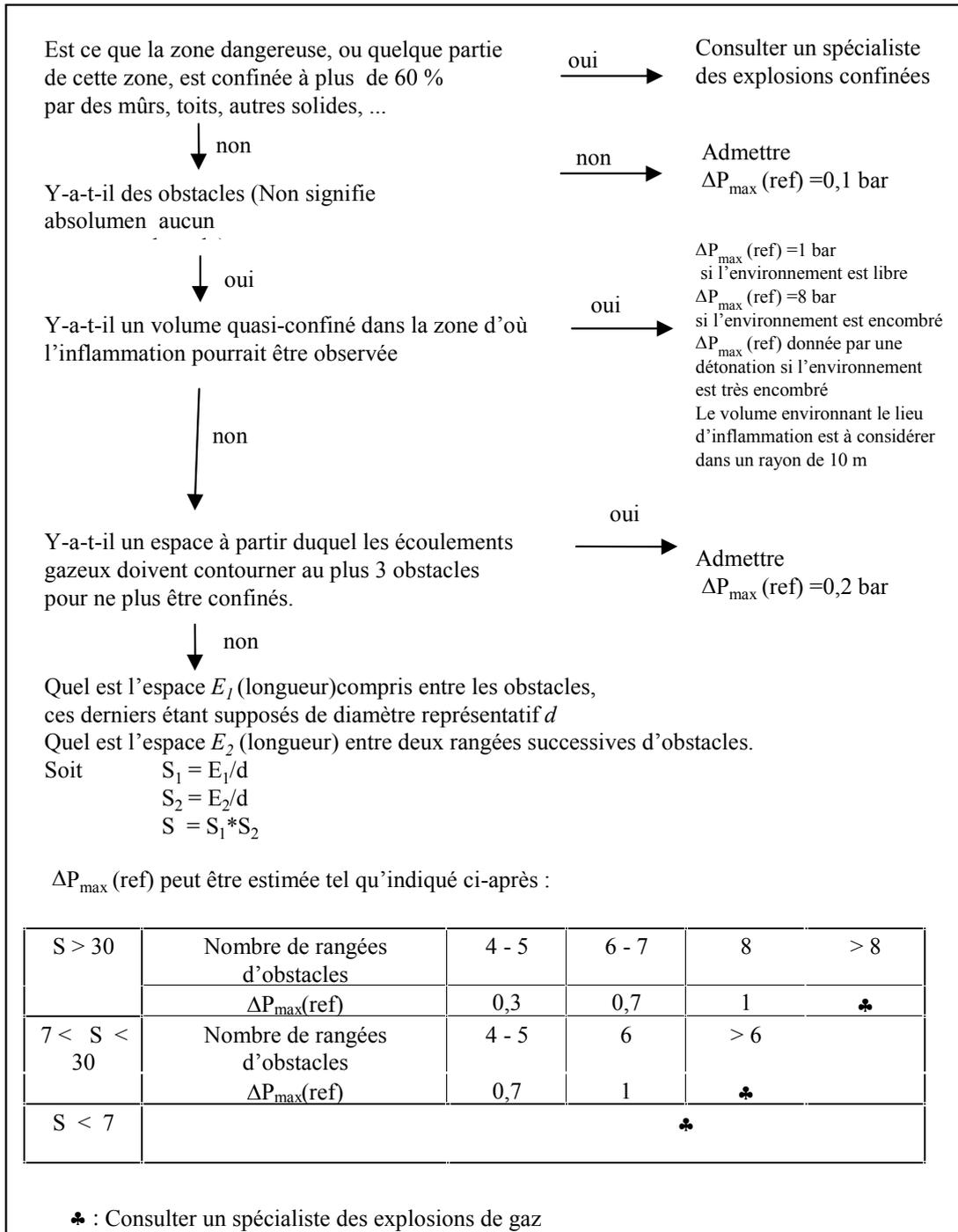


Figure 35 : Arbre de décision pour la détermination de la surpression maximale notée $\Delta p_{\max}(\text{réf})$ dans le champ de propagation des flammes

La surpression $\Delta p_{max}(réf)$ déterminée au moyen de l'arbre de décision de la figure précédente correspond implicitement au cas d'une explosion accidentelle d'un mélange air-propane en proportions stœchiométriques. Si le combustible considéré est différent du propane, la surpression calculée ΔP_{max} doit être évaluée via l'équation 17 ci-après tenant compte d'un facteur correctif F dont la valeur dépend de la nature du combustible tel qu'indiqué dans le tableau 6 suivant.

$$\Delta P_{max} = F \times \Delta P_{max}(réf) \quad \text{Equation 17}$$

Combustible gazeux (-)	Facteur de correction F (-)
méthane	0,6
toluène	0,7
pentane	1
cyclohexane	1
butane	1
propane	1
méthanol	1
acétone	1
benzène	1
éthanol	1,5
propylène	1,5
butadiène	2
éthylène	3

Tableau 6 : Valeurs du facteur F en fonction de la nature du combustible

Il est à noter que cette méthode de calcul des surpressions maximales a été reprise par l'UFIP (UFIP, 1998). Toutefois, la formulation retenue dans (UFIP, 1998), quoique très similaire à ce qui est décrit ci-avant, est légèrement différente dans la mesure où en particulier :

- le facteur F est abandonné et l'influence de la réactivité n'est prise en compte que si le combustible considéré est plus réactif que l'acétylène,
- dans le cas des gaz dont la réactivité est proche de celle du propane, les surpressions déduites de l'arbre de décision de l'UFIP sont plus faibles que celles obtenues au moyen de celui proposé dans la méthode CAM originale,
- et lorsque l'arbre de décision de la méthode CAM recommande le conseil d'un spécialiste en explosion, celui de l'UFIP propose le plus souvent de retenir $\Delta P_{max} = 1$ bar.

Vis-à-vis de l'arbre de décision présenté en figure 35, les remarques suivantes sont à retenir.

Tout d'abord la comparaison des surpressions mesurées au cours du projet MERGE avec celles qui peuvent être déduites au moyen de cet arbre de décision montre que la méthode CAM permet d'obtenir des résultats d'une précision acceptable correspondant plutôt à des évaluations prudentes, c'est-à-dire éventuellement par excès des surpressions.

Ceci étant il doit être noté que si la détermination des variables S_1 et S_2 ne pose pas de problème particulier lorsque la géométrie considérée est simple et relativement « idéale » comme lors des essais MERGE, il n'en va pas de même si une installation réelle et plus complexe est prise en compte. Il est ainsi tout à fait reconnu dans (Puttock, 1995) que si quelques recommandations générales peuvent être faites pour la détermination des valeurs de ces variables, des ambiguïtés importantes subsistent quant à la définition d'une « couche » ou « rangée » d'obstacles ou sur le diamètre typique d'obstacle par exemple. Ainsi, selon (Puttock, 1995) la surpression maximale ΔP_{max} estimée au moyen de l'arbre de décision présenté en figure 35 est à considérer comme une évaluation en première approximation et pas comme un résultat issu d'un calcul précis.

Vis-à-vis de l'utilisation d'un facteur correctif F tel que défini dans l'équation 17 et vis-à-vis des valeurs de ce facteur reportées dans le tableau 6, aucune contre indication n'est a priori à retenir. Les valeurs de ce facteur correctif sont corroborées par diverses expériences (notamment Mercx et al., 1994) et peuvent même être expliquées en appliquant des théories récentes sur la combustion turbulente (Gouldin, 1987, Taylor et al., 1988). Il convient toutefois de noter que si plusieurs combustibles courants sont considérés au sein du tableau 6, il manque l'hydrogène qui est le plus réactif des gaz combustibles.

5.7. CONCLUSIONS

Les avantages et inconvénients des différentes méthodes vis-à-vis de la détermination des surpressions maximales en champ proche ont été présentés et discutés dans les paragraphes précédents. De façon très simplifiée, les principaux avantages et inconvénients susmentionnés sont résumés et regroupés au sein du tableau récapitulatif suivant.

Méthode considérée (-)	Avantages (-)	Inconvénients (-)
Equivalence TNT		Ne s'applique pas pour les surpressions observées dans le champ proche. Quelques valeurs « guides » quant aux surpressions en champ proche sont mentionnées. Toutefois, ces valeurs sont discutables.
Modèles analytiques	permettent bien de considérer le large spectre de surpressions possibles en champ proche.	Les quelques valeurs « guide » données ne permettent pas de traiter la diversité des cas pratiques.
Méthode Multi-Energie selon (v.d. Berg, 1984)	permet bien de considérer le large spectre de surpressions possibles en champ proche (cette remarque s'applique dès lors que la méthode Multi-Energie est employée). fournit quelques indications générales pour déterminer l'ordre de grandeur de ces surpressions dans différentes conditions	Certains critères sont flous laissant une très large part à l'interprétation.
Méthode Multi-Energie selon (Kinsella, 1993)	Les indications générales fournies pour déterminer les surpressions maximales sont en partie quantitatives, faisant intervenir certains des paramètres clés (encombrement, confinement) qui gouvernent le déroulement des explosions de gaz	La réactivité des gaz n'est pas explicitement prise en compte. Les surpressions calculées peuvent être sous estimées.
Méthode Multi-Energie selon (TNO, 1997b)	Correspond à une application très pragmatique de la méthode donnant une estimation sans ambiguïté des surpressions en champ proche	Conduit à des estimations éventuellement trop faibles des surpressions maximales pour les explosions en champ libre lorsque l'hydrogène est le combustible ou lorsqu'il s'agit d'une explosion dans un écoulement gazeux turbulent (jets sous plusieurs bars de pression par exemple)

Méthode Multi-Energie selon les résultats des projets GAME et GAMES.	Conduit à une estimation des surpressions en champ proche à partir de corrélations validées par l'expérience	Nécessite des informations très précises sur les installations susceptibles d'être le siège des explosions. En pratique, ces informations ne sont pas toujours disponibles.
Méthode de Baker - Strehlow	idem méthode Multi-Energie selon (Kinsella, 1993)	Les surpressions calculées peuvent être sous estimées. Certains critères restent flous.
Méthode CAM	permet bien de considérer le large spectre de surpressions possibles en champ proche. Conduit à des estimations des surpressions a priori conservatoires	Le cas de l'hydrogène n'est pas traité à l'heure actuelle. Certains critères ou variables associés à la méthode sont ambigus.

Tableau 7 : Récapitulatif des avantages et inconvénients associés à l'utilisation de chacune des méthodes considérées pour la détermination des surpressions maximales en champ proche

La seule consultation du tableau précédent met bien en évidence que la détermination des surpressions maximales d'explosion au moyen d'une méthode dite simple est un problème qui n'est pas totalement résolu à l'heure actuelle.

S'agissant des explosions susceptibles d'être observées dans une zone encombrée d'obstacles, la méthode la plus pragmatique tout en étant globalement conservatoire au sens de la sécurité est incontestablement celle adoptée dans (TNO, 1997b). Des recommandations reportées dans cet ouvrage, il y a aussi lieu de retenir que l'indice 10 retenu pour les explosions dans ces zones peut être revu à la baisse à partir :

- de références à des résultats expérimentaux obtenus dans des conditions qui peuvent être reliées à celles à considérer dans chaque d'étude,
- de résultats tirés de l'application des corrélations déduites des projets GAME et GAMES,
- ou enfin de résultats de calculs obtenus au moyen de méthodes ou modèles plus élaborés que les méthodes simples considérées dans ce rapport. A cet égard, les résultats obtenus au moyen de REAGAS dans le cadre de GAMES peuvent s'avérer utiles ; pour mémoire ces résultats sont disponibles dans (Mercx et al., 1998)³⁰.

³⁰ Ce rapport est aussi utile en tant que guide dans la mesure où de multiples exemples d'application de la méthode Multi-Energie y sont consignés.

Les estimations des surpressions maximales en zones encombrées d'obstacles tirées des méthodes de Baker-Strehlow, CAM ou encore de la méthode Multi-Energie appliquée selon (v.d. Berg, 1984) ou (Kinsella, 1993) sont plus à considérer sur un plan qualitatif que quantitatif. Lorsque ces estimations s'avèrent inférieures à la surpression correspondant à l'indice 10, cela peut par exemple motiver la poursuite de l'analyse par des calculs plus élaborés ou encore orienter la recherche de résultats expérimentaux pouvant servir de références.

S'agissant des explosions susceptibles d'être observées en champ libre et au sein de nuages explosibles au repos, l'indice recommandé dans (TNO, 1997b) de 1 peut être retenu pour autant que le combustible mis en jeu soit faiblement réactif. Pour mémoire, les combustibles gazeux peuvent être considérés comme tels dès lors que leur vitesse de combustion laminaire est inférieure ou proche de celle du méthane. Pour les combustibles faiblement à moyennement réactifs, c'est-à-dire ceux dont la vitesse de combustion laminaire se situe entre celles du méthane et du propane, les résultats d'essais reportés par exemple dans (CCPS, 1994) montrent que l'indice 2 est plus prudent. Enfin pour les combustibles considérés comme très réactifs, c'est-à-dire ceux dont la vitesse de combustion est clairement au dessus de celle du propane, les indices 3 voire supérieurs peuvent s'avérer pertinents, le choix d'un indice étant dans ce cas à faire à partir de résultats expérimentaux obtenus dans des conditions qui peuvent être comparées aux caractéristiques du cas considéré (taille du nuage, concentration en combustible, ...).

S'agissant des explosions susceptibles d'être observées en champ libre et au sein de nuages explosibles turbulents, l'indice forfaitaire de 3 recommandé dans (TNO, 1997b) peut s'avérer trop faible comme le montrent les résultats expérimentaux reportés notamment dans (Chaineaux, 1993, Stock et al., 1991). Ainsi, dans le cas par exemple des jets turbulents de gaz, il est préférable d'utiliser les données expérimentales disponibles ou de se référer aux codes de calcul développés spécifiquement pour estimer les conséquences d'explosions se développant dans ce type de nuage (Mouilleau et al., 1998a à 1998d) pour fixer un indice.

6. APTITUDE DES DIFFERENTES METHODES AU CALCUL DE LA DECROISSANCE DES ONDES DE SURPRESSIONS AERIENNES

6.1. INTRODUCTION

Lorsqu'une onde de surpression aérienne est lancée dans l'environnement par une explosion de gaz, les caractéristiques de cette onde (forme, amplitude, durée, ...) en tout lieu de l'espace dépendent au moins :

- de l'énergie libérée par l'explosion,
- des vitesses de propagation des flammes et par suite des surpressions maximales engendrées en champ proche,
- et de la distance entre l'épicentre de l'explosion et la position du lieu considéré.

Les aptitudes des différentes méthodes de calcul des conséquences des VCE à l'évaluation de l'énergie d'explosion et des surpressions maximales en champ proche ont fait l'objet des chapitres précédents. Au sein du présent chapitre, ce sont les aptitudes de ces mêmes méthodes à la prise en compte de l'éloignement par rapport à l'épicentre de l'explosion qui sont évaluées.

Dans ce cadre, la première étape consiste à examiner ce qui est proposé au sein des différentes méthodes pour situer cet épicentre ou centre d'explosion. Ce dernier point est généralement relativement aisé et les différentes méthodes proposées sont assez comparables. Toutefois, l'attention du lecteur est attirée sur quelques situations particulières discutées au sous-chapitre 6.2.

Ensuite, le sous-chapitre 6.3 est consacré à l'évaluation des différents moyens de calcul de la décroissance des surpressions aériennes depuis les surpressions maximales engendrées en champ proche.

Enfin, comme cela est évoqué à plusieurs reprises au sein notamment du chapitre 3, l'inflammation accidentelle d'un nuage gaz peut conduire à une explosion unique ou à une apparente succession d'explosions correspondant aux ralentissements et accélérations des flammes se propageant entre et au travers des zones encombrées d'obstacles couvertes par le nuage explosible initial. Dès lors, chacune des explosions élémentaires est à l'origine de « trains » d'ondes de pression qui, lancés dans l'environnement, peuvent éventuellement se composer ou se combiner ensemble en champ lointain. La prise en compte des compositions éventuelles des ondes de surpression en champ lointain est abordée au sous-chapitre 6.4.

6.2. IDENTIFICATION DU CENTRE D'EXPLOSION

D'une façon très générale, lorsque la méthode employée suppose implicitement que l'inflammation d'un nuage explosible conduit à une explosion considérée comme une entité « indivisible » (cas du modèle d'équivalence TNT retenu couramment en France), le centre d'explosion est situé au centre géométrique du nuage.

Lorsque la méthode employée suppose que l'inflammation d'un nuage explosible peut conduire à une ou plusieurs explosions (cas des méthodes CAM, Multi-énergie, ...), il est recommandé de situer le ou les centres d'explosion en fonction de l'analyse (Cf chapitre 4) qui a permis de déterminer le nombre d'explosions à retenir. Dans ce cas, le ou les centres d'explosion correspondent généralement au centre géométrique du nuage ou des zones encombrées d'obstacles contenues dans le nuage.

Toutefois, vis-à-vis des difficultés qui se posent en pratique, il convient de relever les situations présentées au sein des sous-chapitres suivants.

6.2.1. Cas des nuages explosibles dérivant

Dans le cas des scénarios où des fuites massives de produits combustibles sont supposées, les rejets sont souvent caractérisés, entre autres, par des durées relativement courtes (typiquement la dizaine de secondes). Dans ce cas, vis-à-vis du risque d'explosion des nuages explosibles formés, plusieurs situations peuvent être distinguées tel que cela est illustré en figure 36 suivante.

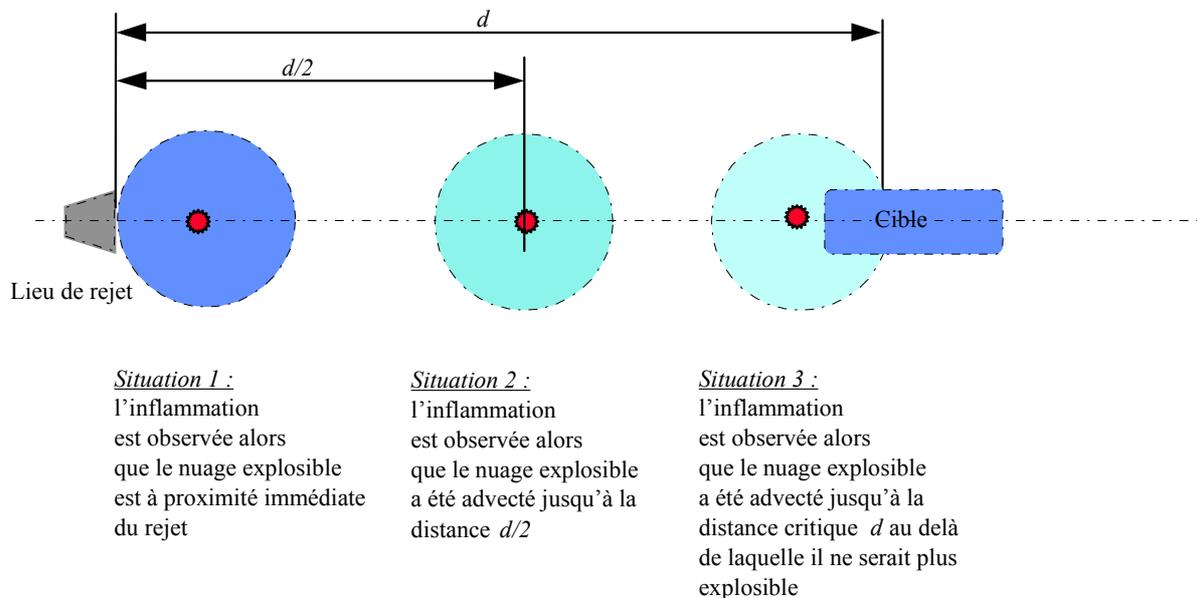


Figure 36 : Différentes situations possible dans le cas d'un nuage dérivant

Dans la situation notée 1 en figure précédente, l'inflammation est supposée se produire juste à la fin du rejet accidentel, les gaz composant le nuage étant encore très turbulents (leur quantité de mouvement ne s'est pas encore « dissipée » dans l'espace). Après inflammation, compte tenu des niveaux de turbulence susmentionnés, les flammes pourraient se propager suffisamment rapidement pour engendrer des surpressions maximales typiquement³¹ voisines de 100 mbar. Les explosions admises sont donc supposées pouvoir produire des surpressions aériennes relativement importantes. Toutefois, dans cette situation, l'éloignement par rapport à la cible représentée en figure 36 est maximal, ce qui permettrait d'observer une atténuation significative de ces surpressions.

Dans la situation notée 2 en figure 36, le rejet accidentel a cessé et le nuage explosible formé a été advecté en direction de la cible avant que soit observée une inflammation. Dans cette situation, le niveau turbulence au sein du nuage explosible est atténué par rapport à la situation 1 et admettre des surpressions d'explosion aussi fortes qu'en situation 1 relève a priori d'une hypothèse conservatoire. En revanche, dans la situation 2, la distance entre le lieu d'explosion et la cible est sensiblement réduite, les surpressions maximales engendrées au sein du nuage explosible disposent d'une distance moindre pour s'amortir par rapport à la situation 1.

Dans la situation notée 3 en figure 36, le nuage est advecté jusqu'à une distance au delà de laquelle toute advection supplémentaire engendrerait une dilution telle que le nuage ne serait plus explosible. En d'autres termes, la situation 3 correspond à la plus grande distance d'advection ou encore à la plus petite distance nuage explosible / cible possible (cette distance étant éventuellement nulle) avant inflammation. Dans cette situation, la turbulence régnant dans le nuage est largement atténuée pour être légèrement supérieure ou proche de celle de l'écoulement atmosphérique (vent). De plus, les niveaux de concentration en combustible sont plutôt proches de la LIE, ce qui pour mémoire n'est pas favorable à une propagation rapide des flammes. Dès lors, la surpression maximale d'explosion sera notablement plus faible que celles retenues pour les situations précédentes pour être évaluée à typiquement 20 mbar par exemple. Toutefois, dans cette dernière situation la distance d'amortissement des surpressions peut éventuellement être nulle de sorte que les surpressions possibles au niveau de la cible correspondent aux surpressions maximales admises au droit des flammes.

En pratique et à partir de sa propre expérience des analyses du risque d'explosion, l'INERIS a vérifié que lorsque les différentes situations décrites ci-avant sont pertinentes, la situation notée 2 est généralement celle qui conduit aux niveaux de surpressions les plus élevés au niveau de la cible.

Toutefois, en l'état des connaissances actuelles et vu la diversité des situations pratiques possibles, ceci ne peut a priori être admis comme une règle générale.

³¹ Dans le cas d'un nuage composé d'air et d'un hydrocarbure courant comme du propane par exemple.

6.2.2. Cas des nuages explosibles de forme « allongée »

Dans le cas des scénarios tels que des fuites accidentelles sont supposées perdurées pour former un nuage explosible «très allongé », plusieurs applications des méthodes de calcul des conséquences des explosions de gaz sont possibles tel qu'indiqué en figure 37 suivante.

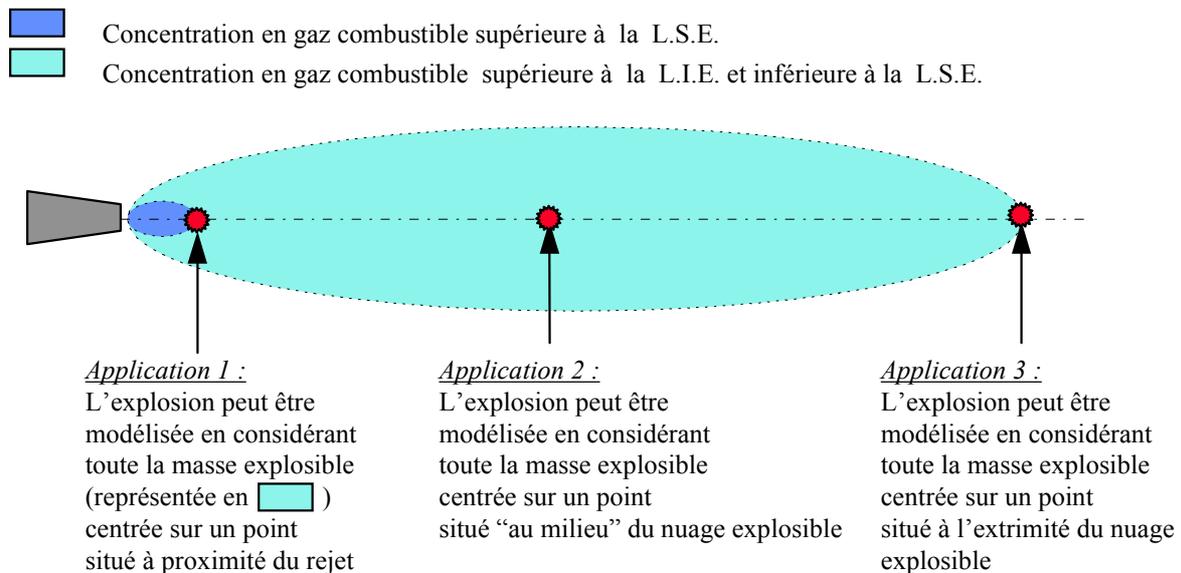


Figure 37 : Cas des inflammations de nuage de forme allongée

De son analyse des explosions de gaz au sein des jets turbulents de gaz (Chaineaux, 1993, Chaineaux et al., 1990, 1995, Ruffin et al., 1996, Mouilleau et al., 1998d), l'INERIS a déduit que dans de nombreux cas, l'application notée 2 permet d'obtenir des résultats conservatoires sans être par trop majorant (cas de l'application notée 3).

Il est toutefois à nouveau à noter qu'en l'état des connaissances actuelles et vu la diversité des situations pratiques possibles, la remarque ci-avant n'est pas à considérer comme une règle générale.

6.3. EVOLUTION DES SURPRESSIONS AERIENNES DEPUIS LE CENTRE DE L'EXPLOSION

Comme indiqué au sous chapitre 2.3.1, la propagation d'une onde de pression aérienne dans l'environnement se traduit par des variations plus ou moins brusques et de plus ou moins grande amplitude de la pression en tout point de l'espace. Pour mémoire, en un point donné, ces variations de pression sont notamment caractérisées par :

- une phase de surpression, de durée Δt_+ et d'amplitude maximale notée ΔP_+ ,
- et une phase de dépression de durée Δt_- et d'amplitude maximale notée ΔP_- .

Les effets mécaniques engendrés par l'application de ces variations de pression dépendent de tous les paramètres notés ci-avant ainsi que du profil de l'onde qui se rapproche généralement d'un des profils types présentés en figures 17 à 20.

En pratique, il s'avère cependant que ces effets sont souvent estimés, en première approximation et faute de mieux, à partir de la seule amplitude maximale de surpression statique ΔP_+ . Le calcul de la décroissance de cette surpression, depuis la valeur ΔP_{max} observée en champ proche, constitue donc une étape incontournable dans l'évaluation des conséquences des VCE. L'aptitude des différentes méthodes considérées dans ce rapport à ce type de calcul est examinée au sous chapitre 6.3.1 suivant.

Ensuite, le sous chapitre 6.3.2 est consacré à une présentation succincte d'une approche possible et des outils à utiliser lorsqu'il convient de déterminer l'ensemble des caractéristiques des ondes lancées dans l'espace comme les durées Δt_+ ou Δt_- , l'amplitude ΔP_- , ... au lieu de se limiter à la seule évaluation du ΔP_+ .

6.3.1. Calcul de la décroissance de la surpression ΔP_+

a) Présentation des différents modèles

Les différents modèles de calcul de la décroissance de la surpression aérienne sont présentés :

- en figure 38 pour les méthodes basées sur l'équivalent TNT utilisées en France,
- en figure 39 pour les modèles analytiques des déflagrations sphériques,
- en figure 40 pour la méthode Multi-Energie,
- en figure 41 pour la méthode dite de Strehlow-Baker,
- et en figure 42 pour la méthode CAM.

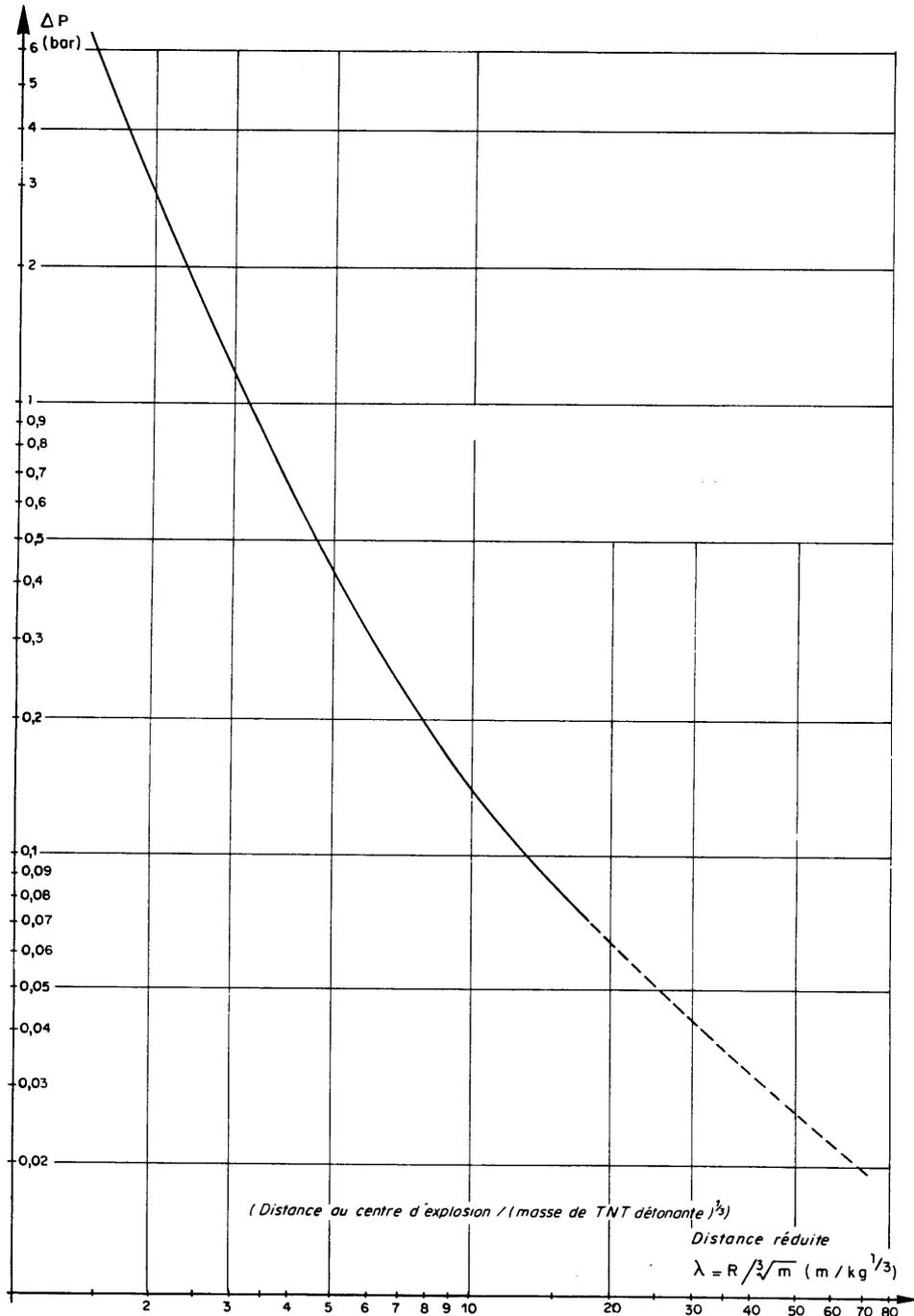


Figure 38 : Abaque TM5-1300 extrapolé tiré de (Lannoy, 1984) donnant les surpressions engendrées par la détonation d'une masse de TNT posée au sol

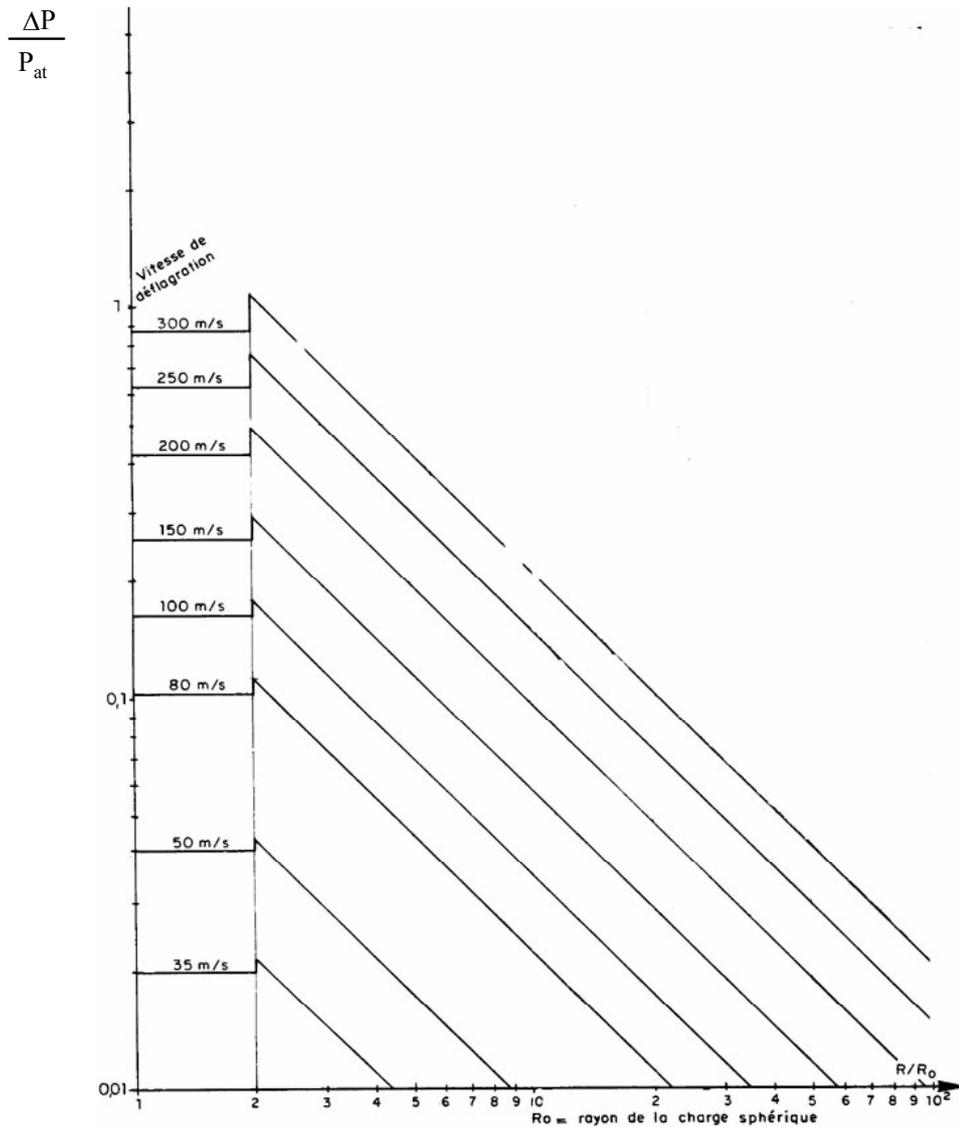


Figure 39 : Abaque obtenu³² au moyen des modélisations analytiques présentées au sous chapitre 3.3 et donnant les surpressions engendrées par des déflagrations sphériques à vitesse de flamme constante se développant dans un espace infini³³

³² Le jeu de courbes reportées sur cette figure a été obtenu en considérant pour chaque valeur de vitesse de flamme :

- la pression ΔP_b observée dans les gaz brûlés au repos,
- la surpression maximale ΔP_{max} tirée de la courbe de la figure 33,

et en supposant ensuite une décroissance de cette surpression maximale selon la loi d'évolution en $1/R$ qui apparaît dans l'équation 8 par exemple.

³³ L'espace n'est en particulier pas supposé limité par le sol.

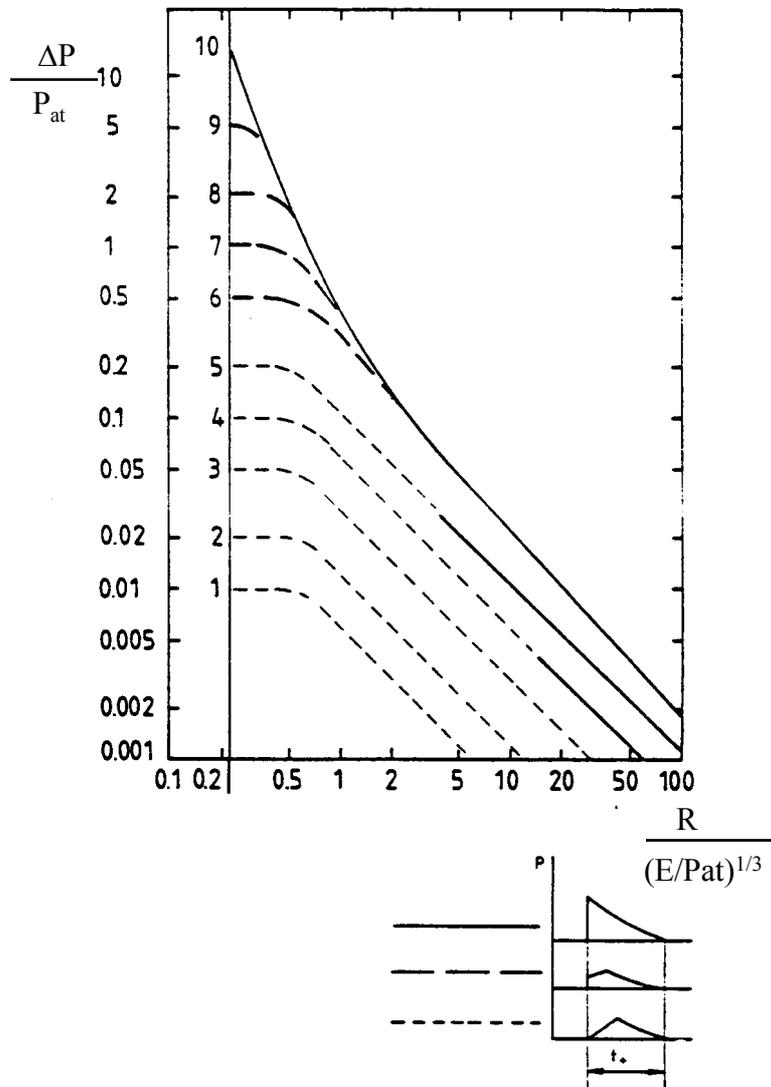


Figure 40 : Abaque relatif à la méthode Multi-Energie donnant les surpressions engendrées par des déflagrations à vitesse de flamme constante de volumes explosibles hémisphériques posés au sol

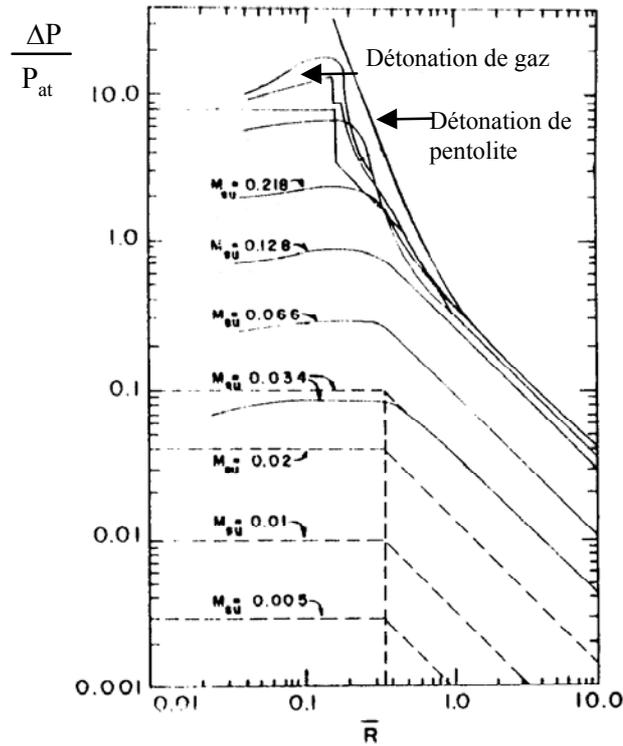


Figure 41 : Abaque relatif à la méthode de Baker-Strehlow donnant les surpressions engendrées par des déflagrations à vitesse de flamme constante de volumes explosibles sphériques placés dans un espace supposé infini

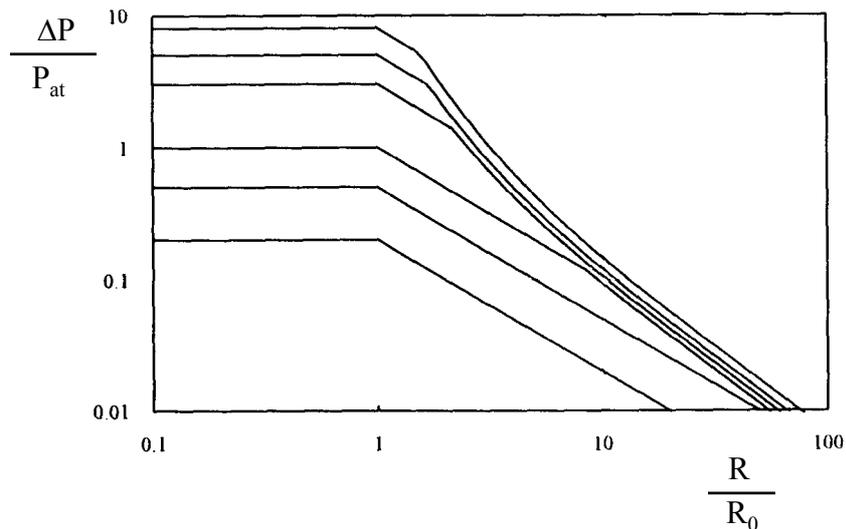


Figure 42 : Abaque tiré de la méthode CAM et donnant les surpressions engendrées par des déflagrations de volumes explosibles hémisphériques posés au sol. Pour mémoire, les vitesses de flamme sont supposées variables et variant de façon « comparable » à ce qui a été observé lors des essais MERGE.

Vis-à-vis des graphes reportés en figures précédentes, tirés des publications originales, il convient de noter que la même variable, à savoir la surpression adimensionnelle $\Delta P / P_{at}$, est reportée sur les différents axes des ordonnées. En revanche, s'agissant des axes des abscisses, plusieurs variables différentes sont reportées correspondant selon les cas aux rapports :

- R/M_{TNT} où M_{TNT} est la masse équivalente de TNT telle que définie au sous chapitre 3.2,
- R/R_0 où R_0 représente le rayon de la charge sphérique explosible placée dans un espace infini dans le cas de la figure 39 alors que la variable R_0 représente le rayon d'une hémisphère posée au sol et contenant les gaz de la charge explosible après combustion dans le cas de la méthode CAM,
- $R/(E_{gaz} / P_{at})^{1/3}$ où E_{gaz} représente l'énergie de combustion de la charge explosible hémisphérique, posée au sol dans le cas de la méthode Multi-Energie alors que dans le cas de la méthode de Baker-Strehlow, cette même variable représente l'énergie de combustion la charge explosible mais supposée cette fois sphérique et placée dans un espace infini,
- R représentant toujours la distance comptée depuis l'épicentre d'explosion.

Pour une utilisation cohérente des différents abaques présentés sur les figures précédentes, il est important de garder à l'esprit les significations des différentes variables rappelées ci-avant. En particulier, deux groupes d'abaques peuvent être distingués :

- ceux établis pour l'explosion de charges sphériques en espace infini,
- et ceux qui supposent l'explosion de charges hémisphériques posées au sol.

En pratique, les nuages explosibles qui se forment accidentellement se dispersent le plus souvent en restant en contact avec le sol. Pour ces nuages, l'assimilation dans un modèle à une charge de même volume mais hémisphérique et posée au sol est assez naturel de sorte que les abaques des figures 38, 40 et 42 s'appliquent. En revanche, pour utiliser les abaques des figures 39 et 41, il convient de considérer une charge sphérique dont le volume est double de celui du nuage en contact avec le sol.

b) Analyse des différents modèles

Pour comparer les résultats auxquels conduisent ces modèles à des mesures faites au cours d'expériences, il est nécessaire selon le cas considéré d'identifier au préalable soit un équivalent TNT, soit une vitesse de déflagration (cas des modèles présentés sous forme d'abaques en figures 38, 39 et 41) ou soit une surpression maximale (Cf figures 40 et 42) en champ proche. En pratique, ces données ne sont pas toujours disponibles ou sont assorties d'un niveau d'incertitude suffisant pour qu'une comparaison avec les calculs ne permette pas de conclusion tranchée quant aux avantages et inconvénients de chaque modèle.

De plus, les essais de référence souvent cités dans ce rapport sont ceux réalisés au cours des essais MERGE et il se trouve que le modèle de la méthode CAM a été « calé » (Cf sous chapitre 3.6) à partir des résultats de ces essais de sorte qu'une comparaison calculs / mesures n'est pas pertinente dans ce cas.

Compte tenu des remarques précédentes, l'approche retenue par l'INERIS pour juger de l'intérêt de chaque modèle identifié consiste à :

- retenir un volume hémisphérique, posé au sol, d'un rayon arbitrairement pris égal à 10 m et contenant un mélange stœchiométrique air-hydrocarbure,
- considérer l'inflammation de ce volume et le développement de déflagrations sphériques à vitesses de flamme V_f constantes,
- retenir 3 valeurs pour V_f , à savoir 55, 120 et 300 m/s, qui correspondent à 3 valeurs de surpressions maximales en champ proche à savoir 5, 20 et 100 kPa,
- et à comparer les décroissances de surpression aérienne calculées au moyen des différents modèles.

Cette approche consiste donc à comparer les différents modèles lorsqu'ils sont confrontés à 3 cas totalement définis qui couvrent un large spectre de conditions possibles allant d'une déflagration plutôt lente (lorsque V_f vaut 55 m/s et $\Delta P_{max} = 5$ kPa) à une déflagration très rapide (lorsque V_f vaut 300 m/s) capable d'engendrer des niveaux de surpression importants.

Les résultats de ces comparaisons sont présentées en figures 43 à 45 avec pour chacun des graphes reportés sur ces figures :

- la surpression adimensionnelle classique $(\Delta P+) / P_{at}$ en ordonnée,
- et en abscisse, la distance adimensionnelle R/R_0 où R_0 correspond au rayon de la charge hémisphérique posée au sol.

Il est à noter que les courbes de décroissance de surpression qui peuvent être obtenues au moyen de l'abaque tiré de la méthode de Baker-Strehlow ou au moyen des modèles analytiques présentés au sous chapitre 3.3 sont si proches qu'elles n'ont pas été différenciées sur les figures suivantes.

De plus et pour mémoire, la courbe de décroissance de surpression établie au moyen du modèle d'équivalent TNT suppose un rendement a de 50 %, qui correspond aussi à un équivalence de 5 kg de TNT par kg d'hydrocarbure mélangé avec l'air en proportions inflammables. Cette valeur de 50 % pour a , au lieu des 10 % plus couramment employés, se justifie (Cf sous chapitre 3.2.2) dans la mesure où les cas retenus ne préjugent que de la quantité d'hydrocarbure explosible et pas de la quantité totale d'hydrocarbure qu'il faudrait rejeter pour former le nuage considéré.

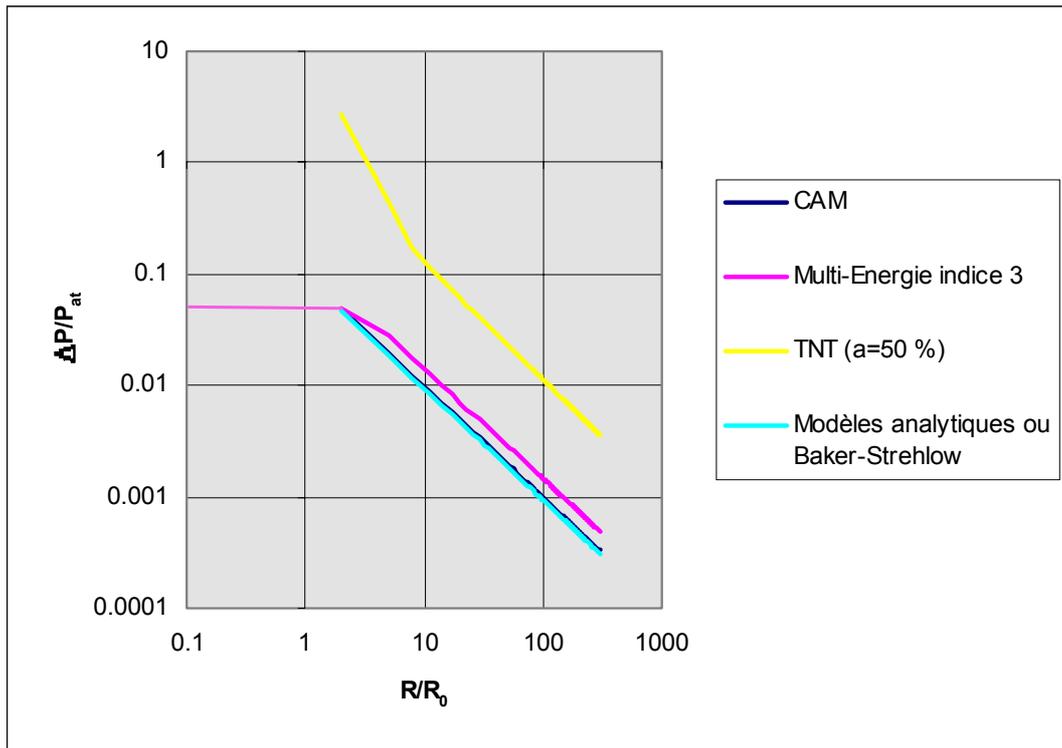


Figure 43 : Surpressions calculées dans le cas d'une déflagration à 55 m/s de la charge explosible engendrant une surpression maximale de 5 kPa

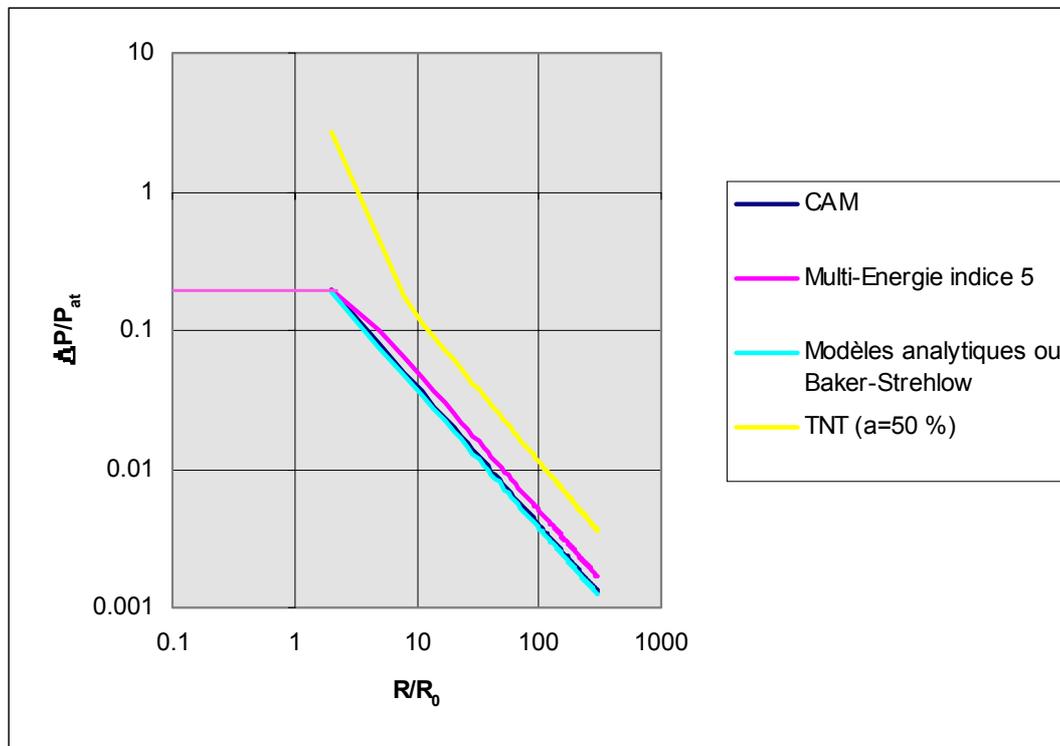


Figure 44 : Surpressions calculées dans le cas d'une déflagration à 120 m/s de la charge explosible engendrant une surpression maximale de 20 kPa

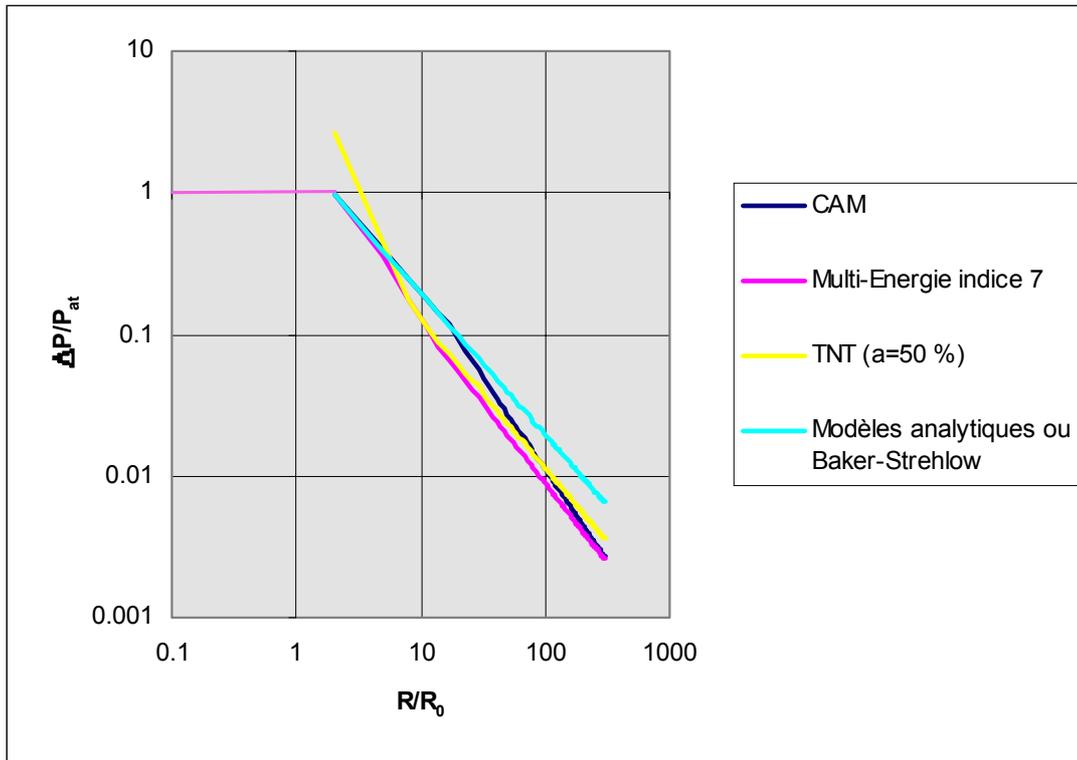


Figure 45 : Surpressions calculées dans le cas d'une déflagration à 300 m/s de la charge explosible engendrant une surpression maximale de 100 kPa

Des figures 43 et 44, où sont reportées les décroissances de surpression pour des déflagrations à faible ou moyenne vitesse de flamme, il ressort que :

- la courbe obtenue au moyen de l'équivalent TNT est nettement au dessus des autres,
- les courbes obtenues au moyen des modèles analytiques, de l'abaque de la méthode de Baker-Strehlow ou du modèle de la méthode CAM se superposent exactement,
- la courbe relative à la méthode Multi-Energie se superpose aux trois courbes précédentes en champ proche mais ensuite se situe toujours au dessus d'elles,
- et qu'en champ lointain, les pentes des différentes courbes sont presque identiques.

Ces remarques sont discutées ci-après.

Vis-à-vis du modèle d'équivalence TNT, le constat est sans surprise s'il est rappelé que la valeur de 50 % pour le rendement a permet d'établir une courbe de décroissance de surpression adaptée aux cas des détonations gazeuses et donc d'un régime de propagation de flamme très différent de celui des déflagrations considérées. Un meilleur « recouvrement » entre la courbe d'équivalence TNT et celles établies au moyen des autres modèles peut être bien sûr obtenu en réduisant la valeur du rendement a . A cet égard, le graphe reporté en figure 31 montre qu'avec un rendement réduit à 3 %, la courbe d'équivalent TNT corrobore celle obtenue au moyen du modèle de la méthode CAM, conservée en l'occurrence comme référence. Toutefois, il apparaît aussi en figure 31 que le recouvrement entre la meilleure courbe d'équivalence TNT et celle du modèle de la méthode CAM n'est effectif que pour le cas des surpressions inférieures à quelques kPa (moins de 10). Pour obtenir un recouvrement dans le cas de surpressions supérieures, il faudrait réduire encore le rendement mais dans ce cas, le recouvrement des courbes pour les surpressions inférieures à quelques kPa ne serait plus assuré, la courbe d'équivalence TNT passant alors en dessous de celle du modèle de la méthode CAM. Les considérations précédentes montrent bien que le modèle d'équivalence TNT est d'une pertinence limitée lorsqu'il s'agit de décrire les champs de surpressions engendrés par les déflagrations de gaz à vitesse faibles à moyennes (tout juste proche de la centaine de m/s).

S'agissant de toutes les courbes autres que celle obtenue par l'équivalence TNT, il est vérifié que les surpressions :

- se limitent bien à 5 ou 20 kPa en champ proche,
- et décroissent selon une loi en « $1/R$ » en champ lointain ($R/R_0 > 3$ ou 4).

Cette loi d'évolution des surpressions en champ lointain est couramment rapportée dans la littérature pour ce type de déflagration³⁴.

Selon le modèle de la méthode CAM, l'abaque de la méthode de Baker-Strehlow ou selon l'abaque de la figure 41, les surpressions s'atténuent en $1/R$ tout de suite au delà de la limite du champ proche. Selon les courbes tirées de l'abaque de la méthode Multi-Energie, les surpressions s'atténuent moins rapidement qu'en $1/R$ dans une zone intermédiaire entre champ proche et champ lointain, avant de décroître effectivement en $1/R$ en champ dit lointain. Ainsi, les courbes tirées de l'abaque de la méthode Multi-Energie se situent au dessus des autres en raison de différences dans l'évolution des surpressions dans la zone qualifiée d'intermédiaire ci-avant et située en l'occurrence à la limite entre les champs proche et lointain, lorsque le rapport R/R_0 est tel que : $2 < R/R_0 < 4$.

En l'absence de données expérimentales nombreuses et suffisamment précises, il est difficile de retenir une courbe de décroissance de surpression plutôt qu'une autre. Cependant, si un choix doit être fait, les courbes obtenues via la méthode Multi-Energie peuvent être retenues ne serait ce que parce qu'elles conduisent aux estimations des surpressions les plus prudentes. Par ailleurs, en complément de l'argument précédent, il convient de noter que les surpressions calculées au moyen de l'équation 7 (Cf sous chapitre 3.3), applicable précisément dans la zone qualifiée d'intermédiaire, sont proches de celles obtenues au moyen des courbes de la méthode Multi-Energie, ce qui, dans une certaine mesure, confirme ces courbes.

³⁴ Dans ce contexte, ce « type » de déflagration désigne les déflagrations ne conduisant pas à des surpressions supérieures à quelques dizaines de kPa en champ proche

 De la figure 45, où sont reportées les décroissances de surpression pour une déflagration à forte vitesse de flamme (300 m/s), il ressort que :

- l'atténuation des surpressions reste en $1/R$ selon les courbes tirées de la figure 41 ou de l'abaque de la méthode de Baker-Strehlow,
- les surpressions s'atténuent d'abord en $1/R$ selon le modèle de la méthode CAM avant de décroître plus rapidement ensuite,
- les surpressions obtenues au moyen de l'abaque de la méthode Multi-Energie sont inférieures à celles mentionnées ci-avant sauf en champ proche où elles sont égales,
- et que les surpressions obtenues par l'équivalence TNT sont proches de celles obtenues par la méthode Multi-Energie pour une large étendue du champ lointain (depuis $R/R_0 = 10$).

Ces remarques sont discutées ci-après.

Pour les déflagrations rapides (vitesses de flammes de plusieurs centaines de m/s), capables d'engendrer en champ proche des surpressions de l'ordre du bar, les profils d'onde sont généralement caractérisés par la formation d'un choc. Dans ce cas, les surpressions décroissent plus rapidement qu'en $1/R$ en champ lointain. Cette remarque incite à ne pas retenir la courbe tirée de la figure 39.

Les courbes tirées de l'équivalence TNT ou de la méthode Multi-Energie sont très proches en champ lointain. Pour cette zone de l'espace, retenir une courbe ou l'autre est quasi indifférent. Au passage, il peut être remarqué que le recouvrement entre la courbe d'équivalence TNT et une courbe tirée d'un modèle basé sur les caractéristiques des déflagrations gazeuses comme celle de l'abaque Multi-Energie se fait sur une gamme de surpressions relativement étendue (depuis $\Delta P < 10$ kPa). Cette remarque est à rapprocher du fait que les déflagrations rapides engendrent des ondes dont le profil (où un choc apparaît) se rapproche de celles engendrées par une détonation et dans ce cas l'équivalence TNT devient un modèle de plus en plus pertinent. Toutefois, la courbe d'équivalence TNT est à abandonner lorsque $R/R_0 < 5$ ou lorsque $\Delta P > 10$ kPa.

Ainsi, à nouveau, il reste à choisir entre la courbe du modèle de la méthode CAM et celle tirée de la méthode Multi-Energie.

A ce stade du rapport, il convient de rappeler que le modèle de décroissance des surpressions statiques aériennes retenu dans la méthode CAM est basé sur les mesures faites au cours du projet MERGE. De plus, d'après Puttock (1995), l'analyse des mesures obtenues lors des essais où des déflagrations rapides ont été observées montrerait que dans une zone intermédiaire, comprise entre les champs proches et lointains, les surpressions s'atténuent en $1/R$ et s'atténuent de façon plus rapide (en $1/R^2$ par exemple) ensuite. Toujours selon Puttock (1995) l'existence de cette zone intermédiaire est à l'origine du fait que les courbes donnant les surpressions en fonction de la distance comptée depuis l'épicentre de l'explosion données en figure 42 ne se rejoignent pas en champ lointain comme celles de l'abaque Multi-Energie. Pour mémoire, ces dernières (Cf figure 40) se rejoignent dès lors que l'indice d'explosion considéré est supérieur à 6.

Ces différences dans l'évaluation des évolutions des surpressions aériennes engendrées par des déflagrations rapides (>150 m/s) peuvent s'expliquer à partir notamment des remarques reportées au sein des 2 paragraphes ci-après.

D'un coté, l'abaque de la méthode Multi-Energie a été obtenu au moyen de simulations numériques de déflagrations sphériques à vitesses de flamme supposées idéalement constantes de l'inflammation jusqu'à extinction des flammes. Dans le cas de vitesses de flamme élevées (> 150 m/s), des profils d'onde de choc idéale et de fortes amplitudes sont calculés à proximité du champ proche. Or, les ondes caractérisées par de tels profils s'atténuent selon des lois de décroissance en $1/R^i$ avec $i > 1$ de sorte que la surpression ΔP_{max} engendrée en champ proche décroît très rapidement avec les premiers mètres d'éloignement.

De l'autre coté, l'abaque proposé dans la méthode CAM a été obtenu par « calage » avec des valeurs de surpressions mesurées suite à des déflagrations quasi-sphériques et à vitesse de flamme non pas idéalement constantes mais variables. Dans le cas des essais où de fortes vitesses de flamme ont été observées, les ondes de surpression engendrées n'auraient adopté un profil d'onde de choc idéale qu'après une certaine distance de propagation au travers d'une zone intermédiaire. Dans cette zone, la décroissance des surpressions est supposée en $1/R$, de sorte que la surpression ΔP_{max} décroît mais moins rapidement que lorsque R est à une puissance supérieure à 1. Au delà elle peut éventuellement être en $1/R^i$ avec $i > 1$.

Ces remarques, extraites de (Puttock, 1995), incitent à conclure que les différences dans les surpressions obtenues au moyen des figures 40 et 42 dans le cas de fortes vitesses de flammes sont dues au caractère idéal des conditions retenues pour établir l'abaque de la méthode Multi-Energie à comparer aux conditions plus réalistes observées au cours des essais MERGE. Ainsi, l'abaque de la méthode CAM, représentatif d'essais, correspond mieux à la réalité des cas pratiques d'après Puttock (1995).

Vis-à-vis des considérations précédentes, le conditionnel est employé à de multiples reprises car si certaines des observations reportées dans (Puttock, 1995) sont irréfutables, il n'en reste pas moins vrai que l'abaque de la méthode CAM, présenté en figure 42, n'est validé que par un nombre très limité de mesures pour certaines courbes de décroissance de surpression. En particulier, les différences qui se font jour avec l'abaque Multi-Energie dans le cas des déflagrations à fortes vitesses de flammes ne sont confortées que par 6 à 7 mesures de surpressions aériennes tout au plus. Ces mesures n'étant pas elles mêmes exemptes d'incertitude, il est finalement difficile de retenir un modèle plutôt qu'un autre sur la seule base des données expérimentales susmentionnées.

De plus, et il s'agit là de la remarque la plus importante, il doit être souligné que l'abaque de la méthode CAM n'est corroboré par les mesures faites au cours du MERGE que si et seulement si la variable R_0 est prise égale à une valeur particulière qui sera appelée « x^{35} » par commodité dans ce qui suit. Sans que cela soit commenté dans (Puttock, 1995), x est inférieure :

- au rayon d'une hémisphère de volume égal à celui des nuages explosibles formés préalablement aux essais d'explosion,
- et est même inférieure au rayon d'une hémisphère de volume réduit au seul volume de l'espace occupé par les obstacles.

³⁵ A titre indicatif et s'agissant des essais MERGE à moyenne échelle (Cf annexe), R_0 doit selon (Puttock, 1995) être pris égal à 1,5 m.

Il convient même de remarquer que la valeur de x retenue -absolument nécessaire pour aboutir à l'abaque de la figure 42- est inférieure (plus de 2,6 fois inférieure !) à celle qui serait calculée en suivant la procédure proposée justement dans la méthode CAM pour l'estimation de R_0 (Cf sous chapitre 4.2). Il y a là une apparente incohérence qui n'est pas discutée dans les documents publiés relatifs à la méthode CAM.

Ensuite, sur le plan quantitatif, il convient de remarquer que x est environ 1,7 fois inférieure à la valeur que prend R_0 considéré égal au rayon d'une hémisphère³⁶ dont le volume correspond au volume de l'espace occupé par les obstacles. Ainsi, si R_0 est déterminé tel qu'indiqué ci-avant, pour un niveau de surpression aérienne donné, la distance maximale en deçà de laquelle ce niveau de surpression peut être observé, exprimée au moyen du rapport R/R_0 , est elle aussi majorée du facteur multiplicatif 1,7 ! Pour plus de clarté, ces considérations sont illustrées en figure 46 suivante.

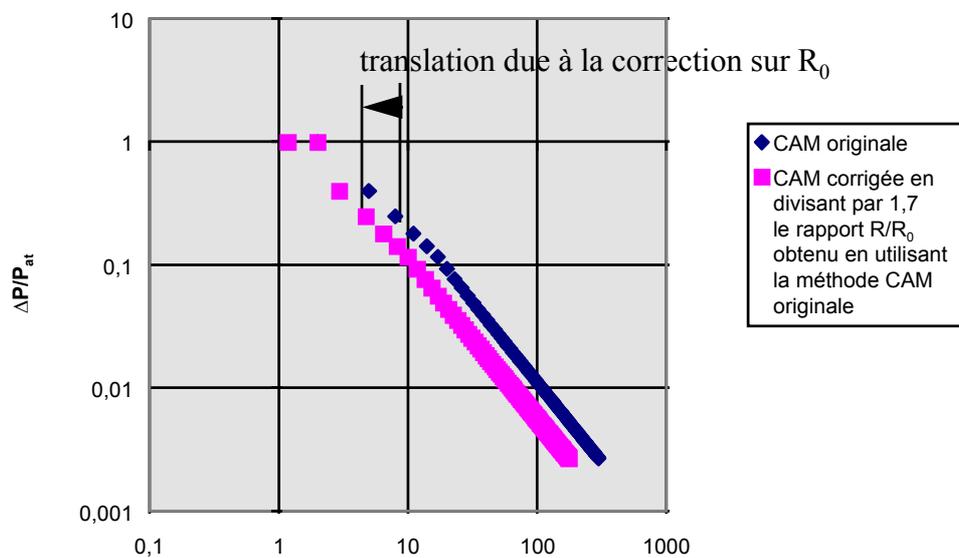


Figure 46 : Conséquences induites par une modification de la valeur prise par la variable R_0

Au final, il apparaît ainsi que pour retrouver les mesures de MERGE, le modèle proposé dans la méthode CAM nécessite une règle particulière pour la détermination de R_0 sans quoi les distances maximales d'observation d'une surpression donnée peuvent être largement majorées. Il peut aussi être dit que si R_0 n'est pas pris égal à x , l'abaque de la méthode CAM est à modifier pour rester cohérent. A cet égard, la figure 47 a été établie en considérant une valeur pour R_0 égale (et non pas 1,7 fois inférieure) à celle du rayon de l'hémisphère de volume égal à celui de la charge explosible encombrée d'obstacles. Les courbes du nouvel abaque obtenu, reportées en figure 47, peuvent ensuite être comparées aux courbes tirées de la méthode Multi-Energie. Ces comparaisons sont faites en figure 48 dans le cas d'une déflagration rapide à 300 m/s et pour la charge explosible admise déjà décrite dans ce sous chapitre.

³⁶ Conformément aux conclusions reportées au sous chapitre 4.3.

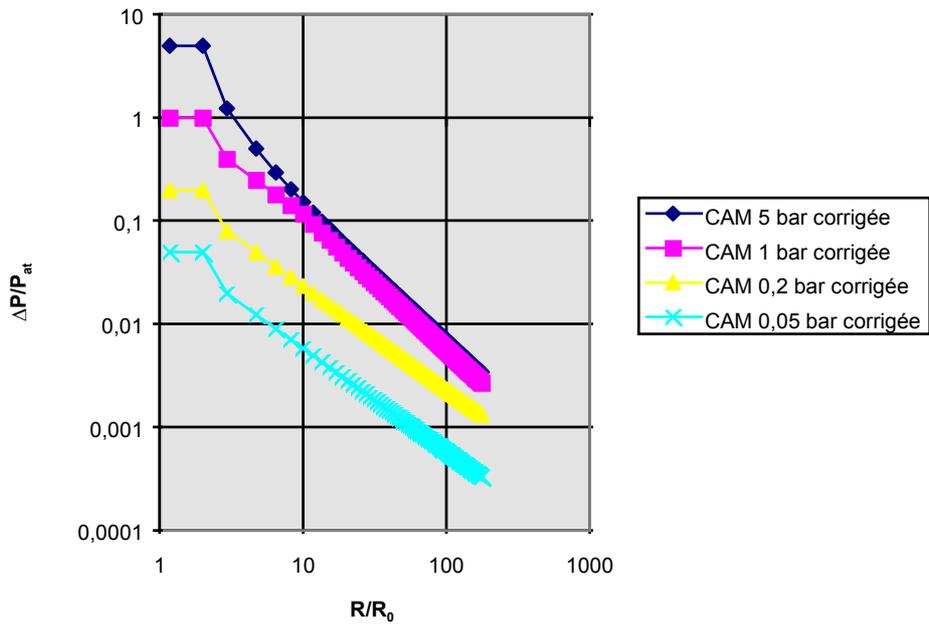


Figure 47 : Abaque analogue à celui de la méthode CAM modifié pour que R_0 corresponde au rayon de l'hémisphère de volume égal à celui de l'espace occupé par les obstacles

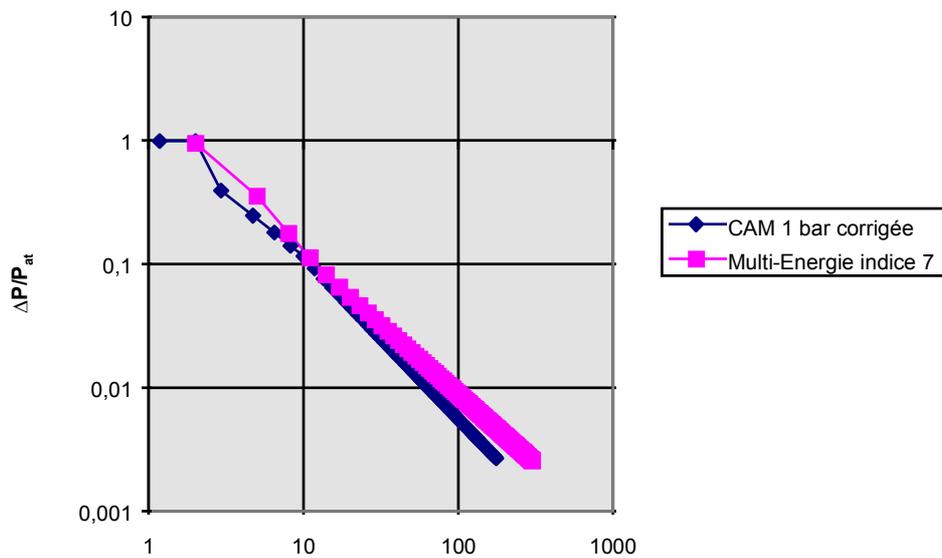


Figure 48: Comparaison des surpressions calculées selon le modèle de la méthode CAM tel que modifié en figure 47 et selon l'abaque de la méthode Multi-Energie.

Cette dernière comparaison montre que les différences d'hypothèses sur la valeur de la variable R_0 suffisent pour replacer la courbe de l'abaque de la méthode CAM non pas au dessus mais en dessous de celles de la méthode Multi-Energie.

Eu égard à l'ensemble des considérations précédentes, les courbes de décroissance de la surpression aérienne tirées de la méthode Multi-Energie apparaissent, dans le cas des déflagrations rapides, à nouveau comme les plus adaptées.

Dès lors, il convient de formuler une remarque importante qui s'applique aux analyses des risques d'explosion qui sont réalisées dans le but de déterminer les distances maximales en deçà desquelles les seuils critiques de 14 et 5 kPa (Cf sous chapitre 2.3.1 pour les conséquences associées à ces seuils) sont susceptibles d'être observés.

Les courbes de décroissance des surpressions applicables aux déflagrations rapides (elles peuvent être considérées comme telles à partir de l'indice 6) ont pour propriété d'être pratiquement confondues lorsque les niveaux de surpressions considérés sont inférieurs à 14 kPa. En conséquence, pour l'explosion d'un volume donné, que l'indice soit pris égal à 6, 7, 8, 9 ou 10, cela ne change rien aux distances de sécurité susmentionnées.

Ainsi, pour ces analyses particulières du risque d'explosion et vis-à-vis des difficultés relatives à la détermination d'un indice d'explosion (Cf chapitre 5), il peut à présent être noté que la question qui se pose en premier lieu est de savoir si cet indice peut être supérieur à 6. Dans l'affirmative, aucune précision supplémentaire n'est requise. En cas de réponse négative à la question posée en premier lieu, il s'agit en second lieu de déterminer de façon prudente l'indice à retenir entre 1 et 5.

6.3.2. Calcul des évolutions des autres caractéristiques des ondes de pression

Pour certaines structures, les effets mécaniques engendrés par la propagation des ondes de pression peuvent être reliés à des valeurs seuils de surpression statique. Dans ce cas, les effets mécaniques des explosions accidentelles peuvent être évalués en comparant les surpressions calculées aux valeurs seuils susmentionnées.

Ceci étant, cette approche, basée exclusivement sur les niveaux de surpression, n'est pas toujours pertinente. Certaines structures³⁷ sont par exemple susceptibles d'être déformées sous l'action non pas de la surpression statique mais de la surpression dynamique induite par l'écoulement gazeux observé consécutivement au passage des ondes de pression. En outre, dans certains cas, les dégâts possibles sont corrélés non pas au niveau de surpression statique ou dynamique mais à l'impulsion positive I_+ , grandeur dont la définition est rappelée en figure 49.

³⁷ En particulier, les structures solide de faible dimension comme un tube de section cylindrique.

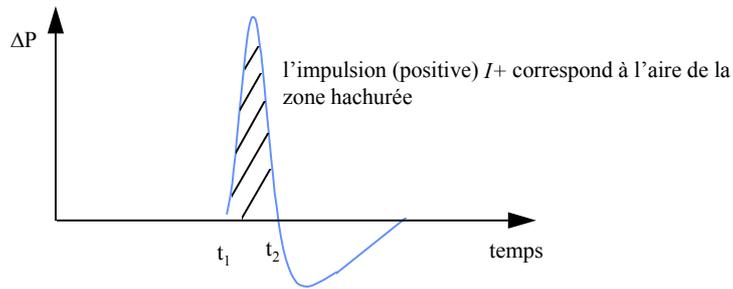


Figure 49 : Définition de l'impulsion

Ainsi, pour évaluer les conséquences mécaniques des explosions, il est nécessaire de disposer d'un outil de calcul des grandeurs susmentionnées que sont la pression dynamique et l'impulsion. Ces grandeurs peuvent généralement être estimées, au moins en première approximation, au moyen de règles ou d'outils de calculs disponibles au sein de chacune des méthodes identifiées pour l'estimation des conséquences des explosions accidentelles de gaz. Toutefois, compte tenu de la conclusion du sous chapitre précédent, seuls les outils totalement cohérents avec l'abaque de la figure 40 et donc tirés de la méthode Multi-énergie sont explicitement rappelés.

Ainsi, la pression dynamique, notée Δp_{dyn} , peut être estimée via le jeu de courbes présenté en figure 50 suivante.

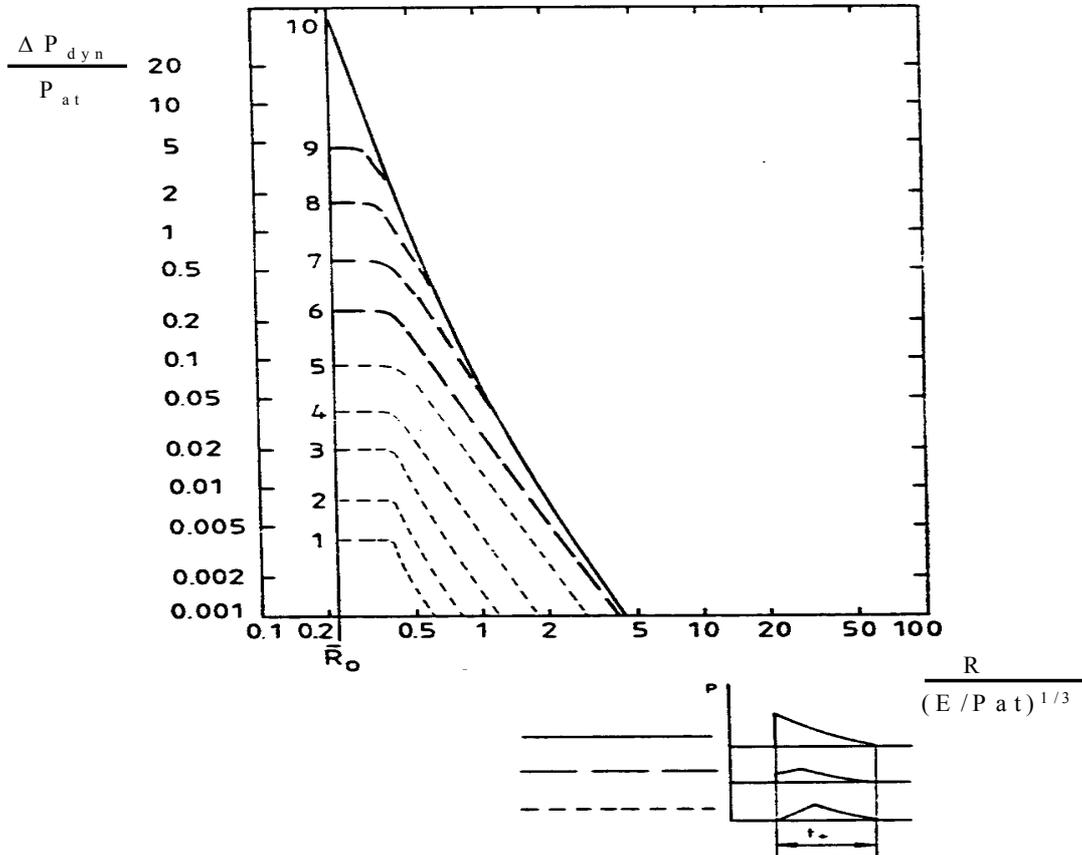


Figure 50 : Champs des surpressions³⁸ dynamiques engendrées par des explosions de charges gazeuses hémisphériques et posées au sol - Abaque tiré de la méthode Multi-Energie

³⁸ Pour mémoire, ces grandeurs ont été calculées au moyen du même outil de simulation numérique et à partir des mêmes hypothèses que les surpressions statiques présentées en figure 39.

Ensuite, l'impulsion $I+$ peut être évaluée en première approximation au moyen de l'équation 18 suivante :

$$I+ = coef \times (\Delta P+) \times (\Delta t+) \quad \text{Equation 18}$$

où $coef$ est un coefficient voisin de 0,5,

$\Delta P+$ est la surpression maximale tirée de la figure 40,

$\Delta t+$ est la durée d'application de la surpression obtenue au moyen de l'abaque reporté en figure 51 suivante.

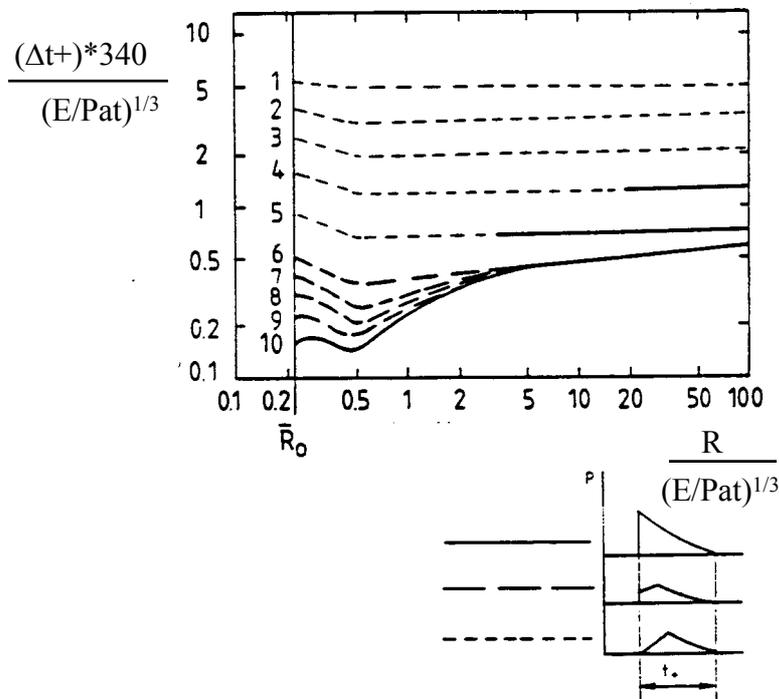


Figure 51 : Durées²⁸ d'application des surpressions engendrées par des explosions de charges gazeuses hémisphériques et posées au sol - Abaque tiré de la méthode Multi-Energie

La valeur de $coef$ est à choisir en fonction du profil de l'onde de pression calculée. A titre d'exemple, $coef$ peut être pris égal à 0,5 lorsque l'onde est caractérisée par un profil dit « triangulaire » d'onde de choc.

Enfin, si le calcul des grandeurs notées ci-avant ΔP^+ , ΔP_{dyn} et I^+ permet en général d'estimer les conséquences des explosions accidentelles dues aux effets de pression, il reste à noter que l'évaluation de ces conséquences nécessite parfois d'autres calculs qui ne seront pas détaillés mais juste évoqués dans ce rapport.

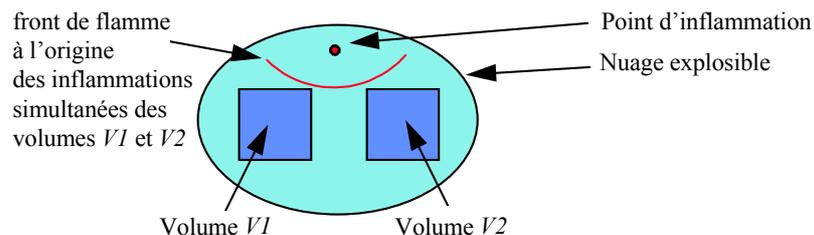
A cet égard et en premier lieu, il peut être noté que le calcul de ΔP^+ tel qu'indiqué au chapitre 6 permet d'obtenir une estimation des surpressions aériennes incidentes possibles. Toutefois, l'angle d'incidence implicitement supposé est nul. Lorsque la direction de propagation de l'onde est par exemple perpendiculaire à la surface d'un solide (angle d'incidence de 90°) il y a lieu de tenir compte des phénomènes de réflexion pour obtenir une estimation pertinente des contraintes mécaniques qui pourraient s'exercer sur cette surface solide. Pour mémoire, les considérations développées notamment dans (Baker et al., 1983) peuvent être utiles pour la prise en compte de ce type de phénomène.

En second lieu, il convient de garder à l'esprit que les ondes de pression aérienne sont caractérisées par une phase de surpression mais aussi par une phase de dépression d'amplitude généralement moindre mais de durée souvent plus importante. Pour certaines structures, la phase de dépression peut être à l'origine des dégâts les plus importants. Dans ce cas, il peut être pertinent d'évaluer les grandeurs que sont l'amplitude de dépression ΔP^- ainsi que sa durée Δt^- . Pour cela, les considérations développées notamment dans (Leyer, 1982) et (Guibert-Duplantier, 1993) peuvent être utiles.

6.4. PRISE EN COMPTE DES COMPOSITIONS EVENTUELLES D'ONDES DE PRESSION

6.4.1. Cas d'espèce

Une analyse des risques d'explosion accidentelle peut conduire à considérer le scénario succinctement présenté en figure 52 suivante.



X point I, situé en champ lointain

Figure 52: Explosions simultanées - les déflagrations au sein de chaque volume étant elles mêmes caractérisées par des vitesses de flammes et des surpressions maximales engendrées identiques

Dans ce cas, compte tenu de la simultanéité du lancement dans l'environnement d'ondes de pression depuis les volumes $V1$ et $V2$, il y a lieu de considérer qu'au point noté I la surpression susceptible d'être observée dépend de la composition des ondes de pression.

De la même façon, le scénario d'explosion accidentelle présenté en figure 53 suivante amène lui aussi à se poser quelques questions sur la composition éventuelles des ondes de pression.

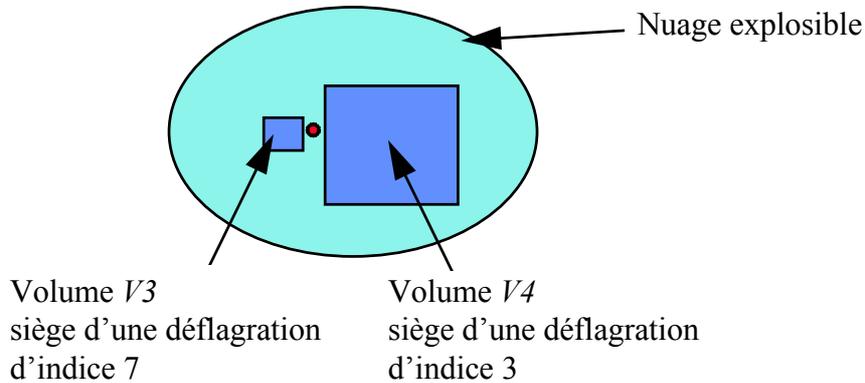


Figure 53 : Explosions de deux volumes différents - les déflagrations au sein de chaque volume étant elles mêmes caractérisées par des vitesses de flammes et des surpressions maximales engendrées différentes

Dans ce cas, les niveaux de surpression engendrés dans l'environnement en considérant comme indépendantes les ondes de pression lancées depuis $V3$ et $V4$ sont représentées en figure 54 suivante. Sur cette dernière figure, il apparaît grossièrement 3 zones :

- la zone notée 1 où les surpressions dues à l'explosion au sein de $V3$ sont notablement supérieures à celles engendrées par l'explosion de $V4$,
- la zone notée 3 où c'est exactement l'inverse,
- et la zone intermédiaire, notée 2, où les niveaux de surpression engendrés par l'explosion dans chacun des volumes considérés sont pour le moins comparables.

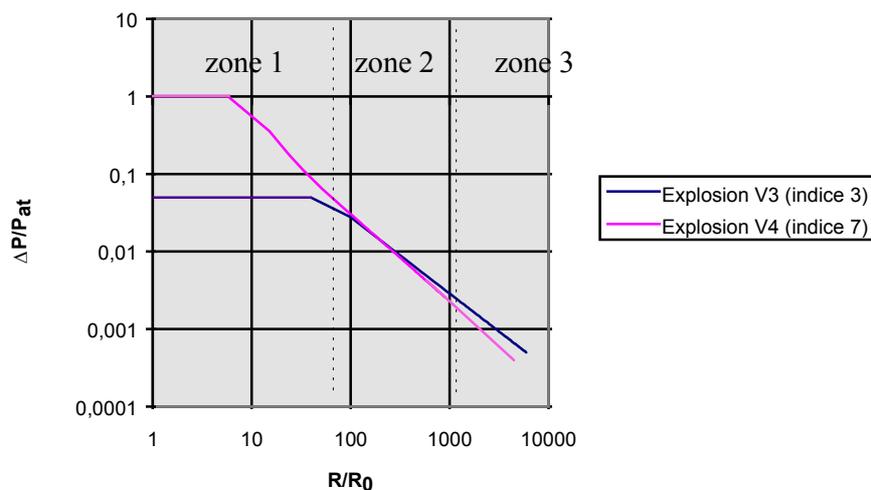


Figure 54: Champs de surpressions engendrés

Pour tous les points de l'espace situés en zones 1 ou 3, la composition éventuelle des ondes de pression n'a, a priori, que peu d'importance dans la mesure où l'une des ondes « domine » l'autre. En revanche, en zone 2, la composition éventuelle des ondes peut conduire à une onde résultante notablement différentes des ondes lancées depuis $V3$ et $V4$.

Vis-à-vis de la pertinence des problématiques exposées ci-avant, il convient de garder à l'esprit plusieurs remarques consignées au sous chapitre 6.4.2 suivant. Les recommandations existantes pour traiter ces problématiques sont ensuite présentées et discutées au sous chapitre 6.4.3.

6.4.2. Remarques générales

Avant de considérer des compositions d'ondes, 2 remarques au moins méritent d'être relevées. Ces remarques sont successivement présentées aux paragraphes repérés *a)* et *b)* ci-après.

a) Enseignements tirés du retour d'expérience

Des explosions accidentelles de gaz réellement survenues ont été analysées a posteriori au moyen de la méthode Multi-Energie par exemple (Lechaudel et al, 1995, Michaélis et al, 1995, UFIP, 1998, v. d. Berg, 1984). Ces analyses ont montré que plusieurs explosions élémentaires -se déroulant dans des volumes situés éventuellement comme ou à la manière de $V1$ à $V4$ notés au sous chapitre précédent- étaient à considérer pour expliquer le déroulement des accidents. Pour autant, s'agissant de ces cas pratiques d'analyses d'accidents, il n'est jamais apparu nécessaire de considérer des compositions d'ondes pour expliquer les dégâts mécaniques observés.

Cette remarque ne prouve bien sûr pas que les compositions d'ondes ne peuvent pas être observées.

b) Hypothèses implicitement retenues lorsque la composition d'ondes est admise

Vis-à-vis des 2 cas d'espèces présentés au sous chapitre précédent où les phénomènes de composition d'ondes sont à considérer, il convient de noter quelques remarques.

Dans le premier cas présenté (Cf figure 52), la composition d'onde apparaît comme incontournable car il est supposé que les flammes se propagent en même temps et à la même vitesse au sein de $V1$ et $V2$. Cela n'est plus plausible si $V1$ et $V2$ ne sont pas quasi-identiques ou si le lieu d'inflammation n'est pas tel que les flammes atteignent $V1$ et $V2$ en même temps.

Dans le second cas (Cf figure 53), la prise en compte d'une composition n'est importante que si l'inflammation et la propagation des flammes sont telles que les ondes lancées dans l'environnement se présentent en même temps en zone notée 2. Ceci suppose une inflammation et un déroulement d'explosion a priori très spécifique. A l'analyse, cela nécessite éventuellement un lieu d'inflammation situé en un point très précis de l'espace. Le cas échéant, l'éventualité d'une composition d'ondes peut même alors être réfutée si ce point se trouve hors du nuage explosible. En fait, si les conditions qualifiées plus haut de spécifiques ne sont pas satisfaites, les 2 ondes peuvent être observées distinctement en zone 2 à la manière de ce qui a été observé au cours d'essais et qui est rappelé au sous chapitre 4.2

paragraphe *b*). Une autre possibilité est que la composition soit effectivement observée mais en champ très lointain, en zone 3 où cela n'a pas d'influence notable.

Ainsi, dans les 2 cas considérés, il faut garder à l'esprit que prendre en compte des compositions d'ondes revient implicitement à admettre des conditions éventuellement très improbables.

Cette remarque sur les deux cas d'espèces présentés au sous chapitre précédent peut être généralisée. En effet, en raison des différences en général importantes entre les vitesses de flammes observées dans les zones encombrées d'obstacles et celles observées dans les espaces libres, les ondes de pression sont lancées dans l'environnement avec des décalages dans le temps ne favorisant a priori pas les phénomènes de composition d'ondes.

Par ailleurs, lorsque des compositions d'ondes sont admises, il faut aussi garder à l'esprit que celles-ci ne sont en général pas pertinentes dans tout l'espace mais pour des portions limitées de l'espace. En effet, admettre la présence simultanée des ondes en un point donné implique que ces ondes se présentent ailleurs à des instants différents a priori dans la plupart des cas.

Ceci étant si le scénario d'accident admis est tel que ces compositions ne peuvent être exclues en des portions d'espace considérées comme critiques, les surpressions engendrées peuvent être estimées au moyen des approches présentées et discutées ci-après.

6.4.3. Approches disponibles pour le calcul des compositions d'ondes

S'agissant des calculs des conséquences sur les surpressions atteintes en raison des compositions d'ondes, il ressort des documents³⁹ disponibles sur cette problématique essentiellement 3 approches qui seront qualifiées par la suite soit :

- d'approche par sommation des énergies,
- d'approche par sommation des surpressions,
- ou enfin d'approche par superposition d'ondes.

Ces 3 approches sont successivement présentées et discutées en *a*), *b*) et *c*) ci-après.

a) Sommation des énergies

L'approche par sommation des énergies, recommandées dans (CCPS, 1994, v.d. Berg, 1984, TNO, 1997b, Baker et al., 1996) est applicable dans le cas des scénarios d'accident où sont considérées différentes explosions conduisant aux mêmes surpressions en champ proche. En d'autres termes, différentes explosions qualifiées avec le même indice au sens de la méthode Multi-Energie en l'occurrence.

³⁹ Documents qui sont de plus relatifs à l'une des méthodes « simples » de calculs des explosions de gaz considérées dans ce rapport.

Cette approche consiste à déterminer les surpressions engendrées en champ lointain en considérant :

- la somme des énergies contenues dans chaque volume, siège d'une explosion élémentaire,
- et un centre d'explosion correspondant au barycentre des volumes pondérés par l'énergie contenue dans chaque volume.

Cette approche est a priori justifiée dans la mesure où lorsque la composition d'ondes est admise, il semble effectivement pertinent de considérer qu'au delà d'une certaine distance critique des centres d'explosion, les surpressions engendrées sont comparables à celles qui seraient engendrées par une explosion unique libérant toute l'énergie disponible. Il convient même de remarquer que si cette distance critique est assez grande (au moins 10 fois le rayon des charges explosibles initiales), l'approche par sommation des énergies peut alors s'appliquer même dans le cas d'explosions élémentaires d'indices différents, pour autant que ceux-ci soient supérieurs à 6. En effet, dans ce cas et pour un champ suffisamment lointain ($R/R_0 > 10$), quelle que soit la cinétique de libération de l'énergie, les surpressions engendrées sont identiques comme indiqué en figure 40.

La distance critique susmentionnée n'est jamais précisée. Ceci étant, il est assez évident que celle-ci doit être choisie suffisamment grande pour que les surpressions calculées restent cohérentes avec celles engendrées à proximité des différents volumes considérés comme des sièges d'explosions.

Ainsi, la méthode de sommation des énergies semble pertinente. Sa principale limitation tient dans le fait que ses limites d'application dans l'espace proche du lieu d'explosion ne sont pas clairement établies.

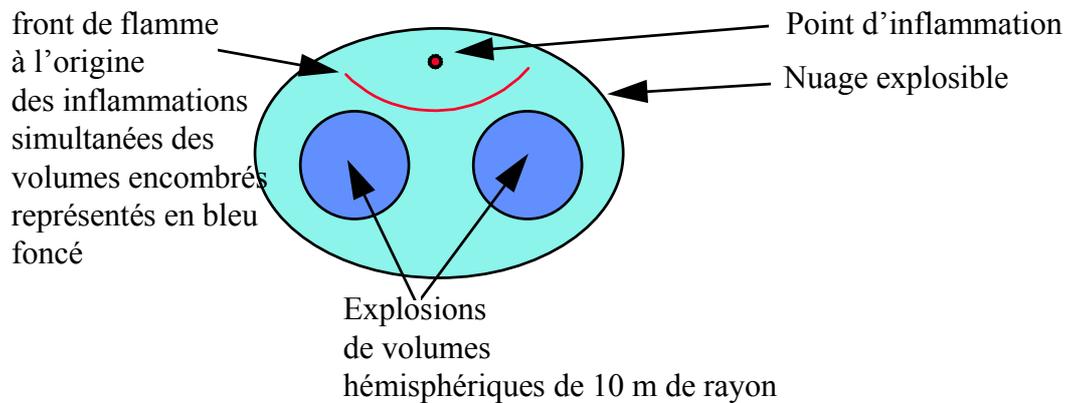
b) Sommation des surpressions

Cette approche est par exemple recommandée dans (UFIP, 1998). Elle consiste pour chaque point de l'espace en champ lointain à :

- calculer la surpression engendrée par chacune des explosions élémentaires à considérer compte tenu du scénario d'accident,
- et à faire la somme de ces surpressions pour évaluer la surpression résultante là où les compositions d'ondes sont admises.

Cette approche a pour avantages d'être facile à mettre en œuvre et de conduire à des résultats a priori relativement majorants.

Ceci étant, appliquée sans restriction, elle a l'inconvénient de conduire à des résultats qui peuvent être incohérents avec l'approche par sommation des énergies. A cet égard, les 2 scénarios présentés en figure 55 suivante peuvent être retenus comme exemples.



point P , situé en champ lointain et à 200 m des deux centres d'explosions

SCENARIO 1 :

Les explosions des 2 volumes encombrés sont caractérisées par l'indice 6

SCENARIO 2 :

Les explosions des 2 volumes encombrés sont caractérisées l'une par l'indice 6 et l'autre par l'indice 5

Figure 55 : Scénarios d'explosions de deux volumes encombrés d'obstacles

Dans le cas du scénario 1, l'approche par sommation des énergies s'applique et conduit à une estimation des surpressions au point P de 6,8 kPa.

Dans le cas du scénario 2, faute de pouvoir appliquer l'approche par sommation des énergies, la sommation des surpressions peut être retenue. La surpression calculée au point P est alors de 7,9 kPa.

Pourtant, compte tenu de ses caractéristiques (indice d'explosion de 6 au sein de chaque volume), le scénario 1 est a priori plus propice à la génération d'une surpression importante en P que le scénario 2. Ainsi, les résultats obtenus en appliquant les 2 approches ne sont pas cohérents entre eux. Des résultats cohérents peuvent être obtenus si l'approche par sommation des surpressions est appliquée aux 2 scénarios.

En fait, tel que cela est illustré en figure 56 suivante, les résultats obtenus par sommation des surpressions sont sans doute pertinents pour certaines parties de l'espace environnant le champ proche.

Pour sa part, l'approche par sommation des énergies est la plus adaptée lorsque l'éloignement par rapport à un épicycle virtuel d'explosion est tel que la composition des ondes a conduit à la formation d'une onde « équivalente » dont les caractéristiques dépendent alors essentiellement de l'énergie mise en jeu.

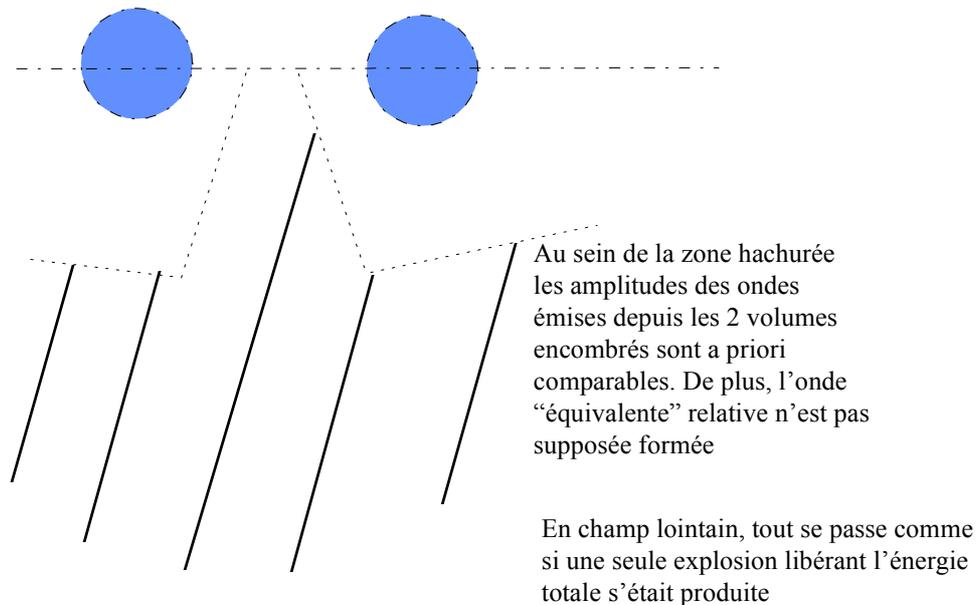


Figure 56 : Composition des ondes de pression

Finalement, le choix de l'approche à retenir devrait se faire à partir de critères, basés notamment sur l'éloignement par rapport au champ proche. A proximité de celui-ci, la sommation des surpressions peut s'avérer juste, l'approche par sommation des énergies devenant plus pertinente au delà d'une certaine distance critique. Toutefois, en l'état actuel des publications, de tels critères ne sont pas disponibles.

c) Superposition des ondes

Cette dernière approche, recommandée notamment dans (TNO, 1997b), consiste à :

- calculer en tout point de l'espace les surpressions susceptibles d'être observées comme si les contributions de chaque explosion élémentaire préalablement identifiée étaient distinctes,
- ensuite, il s'agit pour chacune de ces contributions de déterminer aussi le profil de l'onde à partir des indications reportées en figure 40 par exemple,
- la surpression résultant des compositions éventuelles est enfin obtenue en superposant les différents profils d'onde calculés.

A titre indicatif, un exemple d'application de cette approche est fourni en figure 57 suivante.

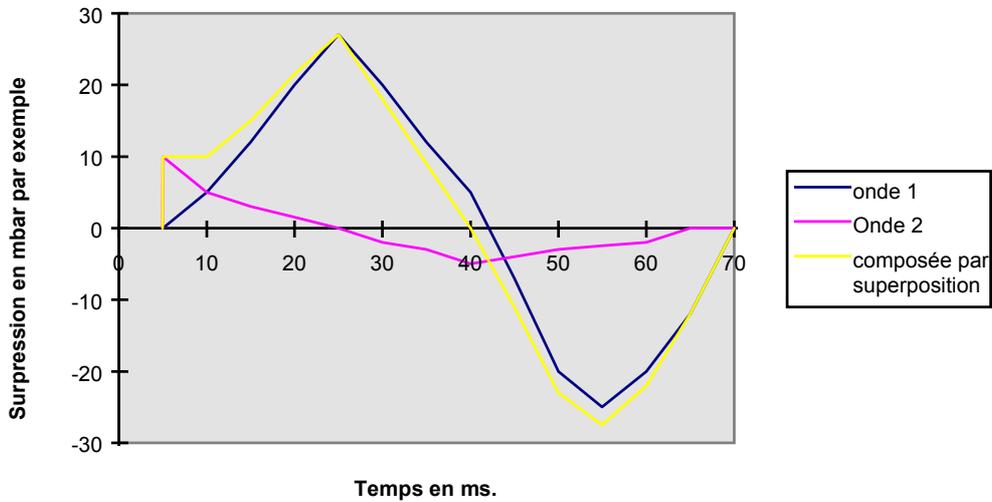


Figure 57 : Exemple de superposition d'ondes

Dans l'exemple précédent, 2 types de profil différents sont superposés et la superposition ne conduit pas à une augmentation de la surpression maximale comme c'est le cas lorsqu'une sommation est admise. Toutefois, il convient de remarquer que lorsqu'en un point donné, des profils d'onde de choc sont exclusivement obtenus, cette approche conduit à des résultats rigoureusement analogues à ceux obtenus par sommation des surpressions. De plus, même si des profils d'onde différents tels que ceux reportés en figure 57 sont obtenus, il suffit de considérer des conditions⁴⁰ telles qu'un décalage dans le temps des pieds d'ondes soit observé et conduise à la situation présentée en figure 58 pour qu'à nouveau superposition et sommation conduisent au même résultat.

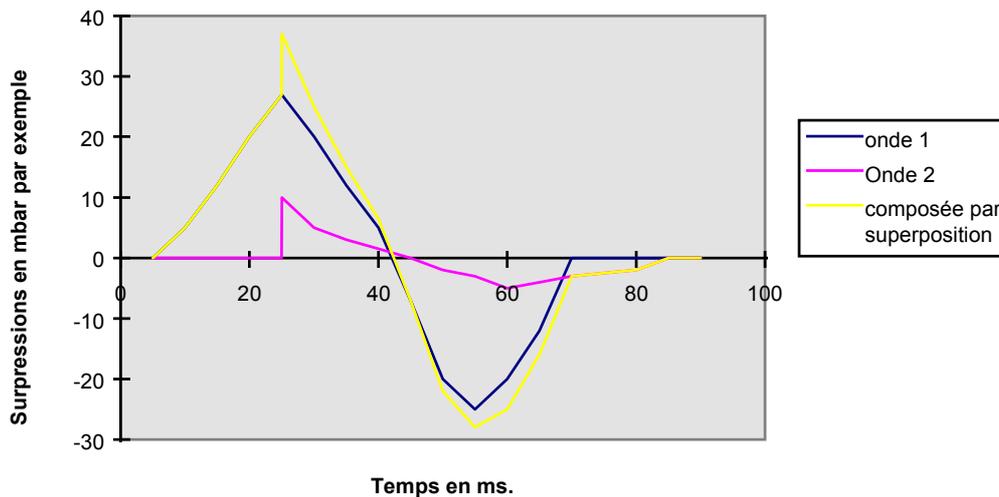


Figure 58: Autre exemple de superposition d'ondes

⁴⁰ Conditions sur le déroulement du scénario d'explosion accidentelle.

En fait et sur le fond, l'approche par superposition d'ondes peut être vue comme un raffinement de l'approche présentée en *b*).

Dès lors, l'approche par superposition d'ondes peut elle aussi conduire à des résultats non cohérents par rapport à ceux obtenus au moyen de l'approche par sommation des énergies. Comme évoqué en *b*), la difficulté essentielle associée à l'application de cette approche tient alors dans la détermination de ses limites d'application.

6.4.4. Conclusion

Eu égard à :

- l'importance relative de l'ensemble des hypothèses⁴¹ admises quant aux scénarios d'explosion accidentelle de gaz,
- aux remarques consignées au sous chapitre 6.4.2,
- et à l'ensemble des diverses approximations⁴² que suppose implicitement l'utilisation des méthodes considérées dans ce rapport

il ne paraît pas indispensable en première analyse de prendre en compte les éventuelles compositions d'ondes de pression pour obtenir des résultats qui restent représentatifs des risques encourus.

Ceci étant, lorsque les besoins d'une analyse de risques spécifiques le requièrent, les effets des compositions d'ondes peuvent être évalués au moyen des outils présentés en 6.4.3.

⁴¹ Ces hypothèses portent notamment sur la formation du nuage explosible mais aussi sur l'énergie d'inflammation qui est considérée faible au vu du retour d'expérience

⁴² Pour mémoire et pour ne citer que cela, il convient de garder à l'esprit que les champs de surpressions sont systématiquement calculés à partir de modèles supposant des explosions à symétrie sphérique alors qu'en réalité des effets directionnels sont souvent observés.

7. METHODES POUR LE CALCUL DES EFFETS THERMIQUES

7.1. INTRODUCTION

S'agissant des méthodes de calcul des effets thermiques associés à l'inflammation des nuages explosibles, la démarche générale consistant à recenser les méthodes disponibles puis à les évaluer en tenant compte des éléments consignés notamment au chapitre 2 a été reconduite. En l'occurrence, il est apparu que le modèle quasi-exclusivement employé est celui proposé par Raj et al. (1975), dans sa forme originale stricte ou sous une forme modifiée (CCPS, 1994, Rota et al., 1998). Ce modèle est succinctement présenté au sous chapitre 7.2 suivant, puis il est appliqué au sous chapitre 7.3 dans le cas de l'inflammation de nuages air-GPL typiques de ceux formés après un rejet accidentel en champ libre. Le modèle et les résultats auxquels il conduit sont ensuite discutés au sous chapitre 7.4.

7.2. PRESENTATION DU MODELE DE RAJ ET AL. (1975)

Le modèle basé sur les travaux de Raj et al. (1975) correspond certes à une simplification drastique de la réalité, mais il a longtemps été le seul⁴³ disponible. Les observations expérimentales suivantes, effectuées suite à l'inflammation de nuages explosibles air - hydrocarbures en champ libre et quasiment⁴⁴ au repos, sont à la base de ce modèle :

- le nuage est consommé par un front de flamme qui se propage avec une vitesse V_f pratiquement proportionnelle à la vitesse du vent ;
- cette vitesse du front de flamme peut être considérée constante ;
- la hauteur de flamme H_f varie comme une fonction croissante avec la concentration en gaz combustible si celle-ci est supérieure à la stœchiométrie. Pour des mélanges avec une concentration en combustible égale ou inférieure à la stœchiométrie, la hauteur de la flamme est égale à celle du nuage explosible ;
- il existe une relation presque proportionnelle entre la hauteur visible de la flamme H_f et sa largeur W ,
- et enfin, les caractéristiques du nuage peuvent être admises constantes durant la propagation des flammes.

⁴³ Un autre modèle a été récemment proposé par Cracknell et al. (1997). Ce modèle ne sera pas présenté dans ce rapport mais certains des résultats auxquels il conduit seront rappelés au sous chapitre suivant.

⁴⁴ A la vitesse de l'écoulement atmosphérique (vent) près.

Les différentes variables susmentionnées sont repérées en figure 59 suivante.

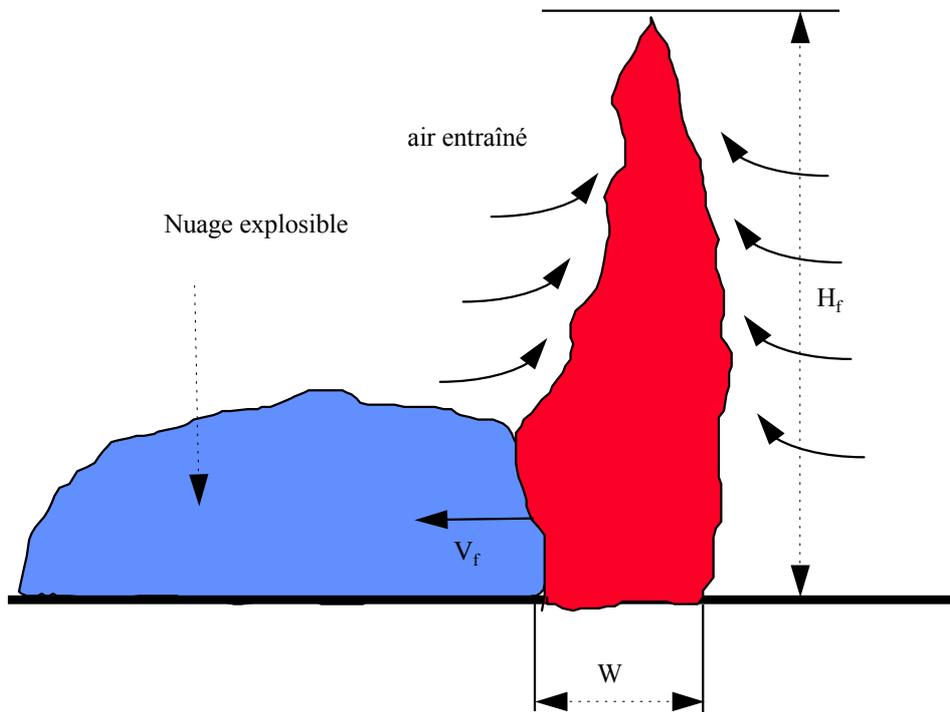


Figure 59 : Représentation schématique de la propagation des flammes dans un nuage explosible formé en champ libre et initialement quasi au repos

L'application des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, complétées par des données expérimentales donne une relation semi-empirique permettant de relier la hauteur des flammes H_f aux caractéristiques du nuage (par exemple la hauteur du nuage explosible, la densité du mélange, ...) et du produit inflammable impliqué (par exemple, la vitesse fondamentale de combustion, l'expansion volumétrique, ...).

Pour mémoire, cette relation est rappelée de façon détaillée dans (Rota et al., 1998) par exemple.

Ensuite, la hauteur H_f des flammes étant déterminée, il reste pour évaluer le rayonnement induit à estimer :

- l'émittance ϕ_0 des flammes,
- la transmittivité τ du milieu séparant les flammes d'une cible recevant le rayonnement,
- et le facteur de forme ff , qui dépend essentiellement de l'angle solide entre les flammes et la cible considérée.

Le rayonnement ϕ susceptible d'être reçu par la cible considérée est ensuite donné par :

$$\phi = ff \times \tau \times \phi_0 \quad \text{Equation 19}$$

Les différentes hypothèses ou approches de calcul qui peuvent être admises pour la détermination de ϕ_0 , τ et f sont présentées dans les paragraphes qui suivent repérés respectivement de a) à c).

Toutefois, en préalable, il convient de relever que le modèle décrit n'est validé que si les hypothèses rappelées au début du présent sous chapitre sont pertinentes. Ce modèle suppose en particulier des vitesses de flamme quasi proportionnelles à la vitesse du vent et de l'ordre tout au plus de 30 à 40 m/s. Le champ d'application est ainsi restreint aux cas des inflammations de nuages explosibles conduisant à des propagations de flamme à relativement faibles vitesses engendrant des surpressions maximales de l'ordre de 2 kPa. Dans ces conditions et pour les vitesses de flamme les plus faibles, le terme VCE peut être remplacé par « feux de nuage ⁴⁵ ».

a) Détermination de ϕ_0

Le flux net rayonné d'une flamme vers une cible dépend de nombreux facteurs mais peut être estimé de façon prudente à partir de la loi de Stephan-Boltzmann. Dans ce cas, ϕ_0 est donné par :

$$\phi_0 = \varepsilon \times \sigma \times (T_f^4 - T_{amb}^4) \quad \text{Equation 20}$$

où ε représente l'émissivité des flammes qui rayonnent,

σ est la constante de Stephan-Boltzmann qui vaut $5,67 \cdot 10^{-8}$,

T_f et T_{amb} correspondant respectivement à la température des flammes et à la température ambiante admise sur la cible.

La température T_f peut être admise égale à la température adiabatique de flamme et ne dépend alors que de la proportion comburant / combustible dans le mélange explosible.

Pour sa part, l'émissivité ε peut être estimée à partir de la somme des émissivités des produits de combustion que sont :

- CO₂
- H₂O
- et les éventuelles suies,

dans le cas des hydrocarbures et autres produits organiques.

Les émissivités de ces différents produits dépendent elles mêmes de :

- la température,
- leur pression partielle dans le mélange (pour CO₂ et H₂O)
- et d'une longueur caractéristique du volume qui rayonne.

⁴⁵ Dans la littérature anglo-saxonne, les feux de nuage sont souvent appelés « Flash fires » mais aussi dans certains cas VCF pour « Vapour Cloud Fires ».

La dernière grandeur susmentionnée est relativement difficile à estimer dans le cas des flammes considérées. Pour pallier à cette difficulté et de façon très simplifiée, ε peut être considérée égale à 1. Cette dernière valeur, prudente, est toutefois a priori relativement majorante dès lors qu'elle est associée avec l'équation 20 et les autres hypothèses admises jusqu'à présent.

Par ailleurs, de façon plus empirique, les valeurs de ϕ_0 mesurées à l'occasion d'essais peuvent être directement retenues. De ce point de vue, peu de références expérimentales existent. Celles disponibles (Blackmore et al., 1982, Cracknell et al., 1997) font état de flux rayonnés compris entre 170 et 220 kW/m².

b) Détermination de τ

La transmittivité du milieu séparant la cible des flammes peut être prise égale à 1 de façon prudente.

Elle peut aussi être calculée en considérant la transmittivité de l'air. Dans ce cas, les formules proposées dans (Lannoy, 1984) peuvent être employées.

Il est toutefois à noter qu'une détermination précise de la transmittivité passe par la prise en compte des propriétés d'un milieu formé éventuellement successivement de gaz brûlés et d'air car c'est bien ce type de milieu qui peut séparer la zone de combustion qui rayonne le plus de la cible. Aucun outil simple n'est a priori actuellement disponible pour une telle détermination.

c) Détermination du facteur de forme ff

La flamme qui rayonne peut être assimilée dans le modèle à un mur vertical de hauteur H_f et de largeur égale à celle du nuage explosible. Dès lors, il existe des expressions simples donnant ff en fonction notamment de l'éloignement par rapport à la source de rayonnement. Ces expressions sont reportées par exemple dans (Sparrow et al., 1978).

7.3. APPLICATIONS AUX CAS D'INFLAMMATIONS DE NUAGES PROPANE OU BUTANE - AIR

Le modèle tel que présenté au sous chapitre précédent a été appliqué à différents nuages explosibles air-propane ou air-butane de forme et de dimensions typiques de ce qui est présenté en figure 60 suivante.

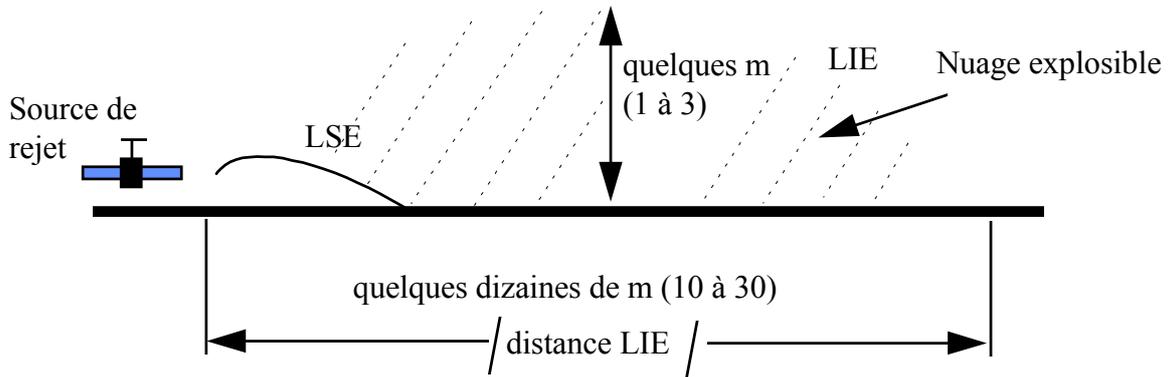


Figure 60 : Nuages explosibles considérés

La cible considérée a été prise à une hauteur 1,8 m (hauteur typique du visage d'un homme) dans la position indiquée en figure 61 suivante.

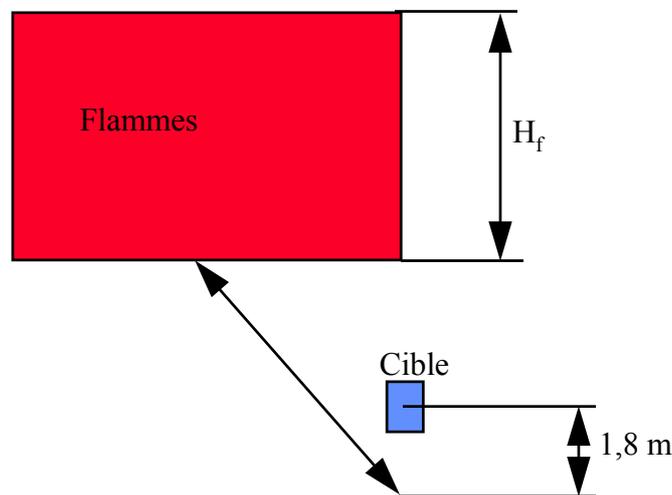


Figure 61: Positions relatives de la cible et des flammes

La charge thermique totale reçue a ensuite été calculée en intégrant la charge associée à chaque position du front de flamme, celui-ci étant supposé se propager à une vitesse V_f de l'ordre d'au moins 10 m/s⁴⁶.

Sans entrer dans plus de détail et pour les conditions précédentes, les résultats obtenus indiquent que les distances de sécurité vis-à-vis des effets létaux ou significatifs (déterminées en tenant compte des seuils reportés au sous chapitre 2.3.2) sont relativement proches et de l'ordre de quelques mètres au delà de la frontière du nuage explosible repérée par « distance LIE » en figure 60. Les distances obtenues sont de plus comparables pour le butane, le propane et leurs mélanges.

Ces résultats peuvent être comparés avec ceux obtenus par Cracknell et al. (1997) dans le cas de nuages explosibles de GPL⁴⁷ et de GNL⁴⁸ de forme et de taille éventuellement différentes de ce ceux représentés en figure 60. Pour mémoire, Cracknell et al. ont de plus utilisé un modèle différent de celui décrit au sous chapitre précédent. Dans (Cracknell et al., 1997), il est conclu que le risque de létalité peut être exclu hors du nuage inflammable. Ces auteurs ne donnent en revanche aucun résultat quant aux effets significatifs. Les conclusions tirées quant au risque de létalité sont finalement très proches de celles reportées au paragraphe précédent puisque retenir le risque létaux à courte distance comptée depuis la distance LIE ou retenir ce risque à la distance LIE revient pratiquement au même en pratique. Ce genre d'écart peut de plus aisément s'expliquer à partir de différences dans :

- les conditions considérées,
- le modèle retenu,
- ou vis-à-vis des seuils critiques choisis pour identifier la possibilité d'atteindre l'effet létaux.

Ainsi, finalement, au vu de ces différents résultats, obtenus encore une fois pour des conditions accidentelles différentes et avec des outils de calculs différents, il semble que la conclusion selon laquelle des effets significatifs sur la santé humaine ne sont susceptibles d'être ressentis qu'à proximité des frontières du nuage explosible initial puisse être généralisée. Dès lors, ceci signifie qu'une détermination prudente des distances de sécurité associées aux effets thermiques des feux de nuage passe essentiellement par une détermination prudente au préalable de la distance LIE. Or, il convient de garder à l'esprit que cette dernière ne peut être estimée au moyen des modèles de dispersion qu'avec un niveau d'incertitude (Cf Hanna et al., 1991, Riou, 1989, Mouilleau, 1991) du même ordre de grandeur, voire dépassant, la faible distance séparant la frontière LIE du nuage du lieu où des effets thermiques significatifs ne sont plus ressentis. Ainsi, en pratique, une estimation prudente de la distance LIE peut constituer une estimation en première approximation des distances d'effets thermiques.

⁴⁶ Les variations de la valeur de la vitesse de flamme n'ont d'influence dans le modèle utilisé que sur le temps d'exposition au flux rayonné. Pour être plus précis ce temps d'exposition est d'autant plus important que V_f est faible. En conséquence, vu l'équation 4, la charge thermique q reçue par la cible est maximale pour les vitesses V_f les plus faibles, estimées à au moins 10 m/s.

⁴⁷ Acronyme signifiant « Gaz de Pétrole Liquéfiés ». Le GPL est composé essentiellement de propane et de butane.

⁴⁸ Acronyme signifiant « Gaz Naturel Liquéfié ». Le GNL est composé essentiellement de méthane.

Ce dernier point est discuté plus en détail au sous chapitre suivant.

7.4. DISCUSSIONS DES CALCULS ET RESULTATS RELATIFS AUX EFFETS THERMIQUES

Les considérations développées dans ce sous chapitre sont séparées en remarques générales, reportées en 7.4.1 suivant. Les remarques relatives au modèle de Raj et al. (1975) sont ensuite consignées au sous chapitre 7.4.2.

7.4.1. Remarques générales

Les effets thermiques qui peuvent être déterminés au moyen du modèle de Raj et al. (1975) sont ceux dus au rayonnement. Toutefois, comme indiqué au sous chapitre 2.3.2, il convient de noter que des effets thermiques significatifs (comme la létalité) peuvent d'être ressentis dans toutes les parties de l'espace susceptibles d'être occupées par les gaz brûlés. Or, les gaz brûlés représentent une quantité molaire de gaz généralement comparable à celle des gaz frais mais sont portés à des températures importantes après le passage de la flamme, comprises grossièrement entre 2 et ⁷⁴⁹ fois la température des gaz frais. Ainsi, en se détendant, les gaz brûlés finissent par occuper un volume 2 à 7 fois plus important que celui initialement occupé par les gaz frais. Ceci peut conduire à la situation présentée en figure 62.

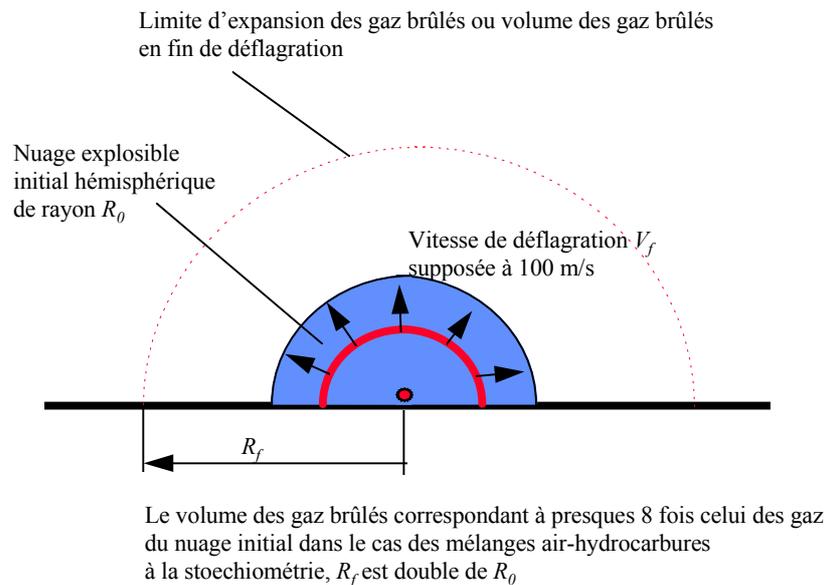


Figure 62 : Expansion des gaz brûlés dans le cas d'une déflagration sphérique d'une charge gazeuse composée d'un mélange uniformément stoechiométrique

⁴⁹ La température atteinte dépend des transferts de chaleur locaux mais aussi et surtout de la concentration en combustible dans le mélange. Les températures les plus importantes sont atteintes pour des concentrations en combustible légèrement supérieures à la concentration stoechiométrique.

Dans ce cas, des effets thermiques peuvent être ressentis jusqu'à environ deux fois le rayon du nuage initial ! Ce dernier résultat diffère notablement de la conclusion reportée au sous chapitre précédent selon laquelle les effets thermiques seraient limités à la seule proximité des frontières du nuage explosible avant inflammation. Ainsi, la détermination des distances de sécurité associées aux effets thermiques doit d'abord s'engager par une analyse des conditions possibles d'expansion des gaz brûlés. Comme indiqué au chapitre 2, ces conditions dépendent :

- du confinement partiel dû aux obstacles qui a une influence directe sur le mode de propagation des flammes,
- de la position de l'inflammation dans le nuage explosible,
- de la forme et de la composition de celui-ci.

A cet égard, en pratique, vu notamment la forme et la hauteur (relativement limitée) des nuages explosibles, il convient toutefois de garder à l'esprit que l'expansion des gaz brûlés s'effectue plutôt tel qu'illustré en figure 63. Dans ce cas, les résultats présentés au sous chapitre précédent s'appliquent. La situation est plus ambiguë lorsque sont observées les conditions illustrées en figure 64 où, partant d'une forme de nuage typique de celle observée en pratique, l'expansion des premiers gaz brûlés est susceptible d'avoir une influence sur les effets thermiques. Toutefois, même dans ce cas, les distances de sécurité associées aux effets thermiques restent dimensionnées principalement par la distance LIE.

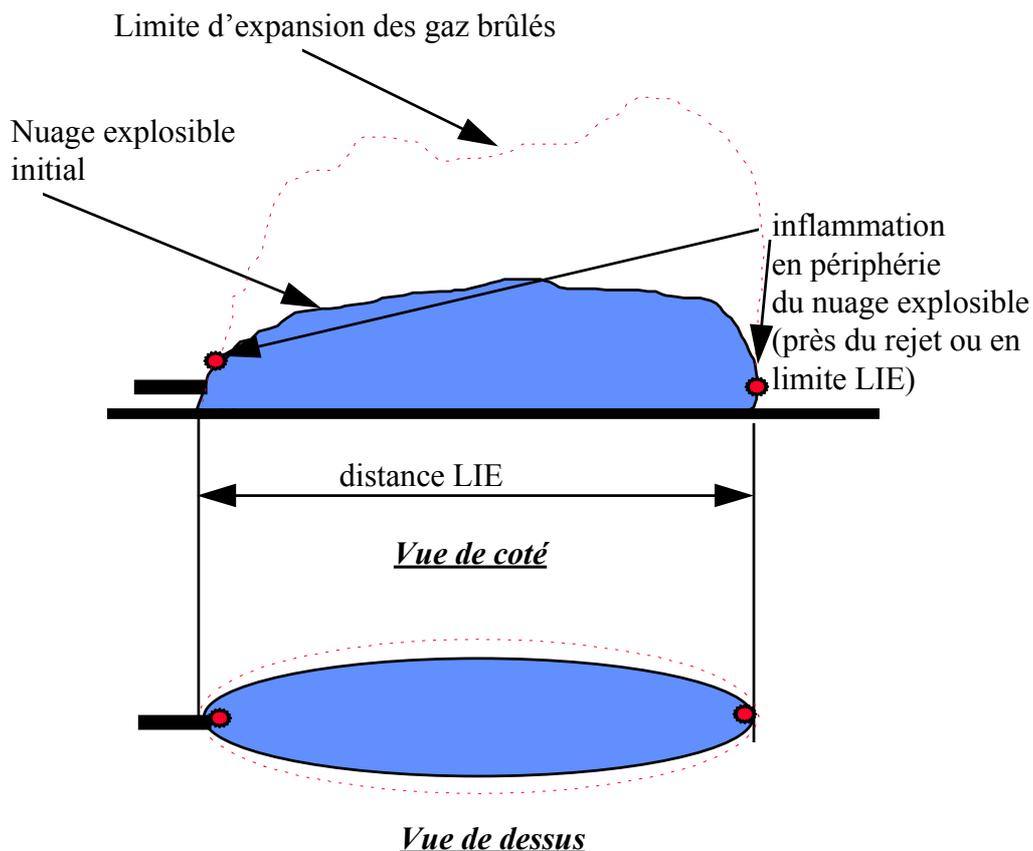


Figure 63 : Situation accidentelle type

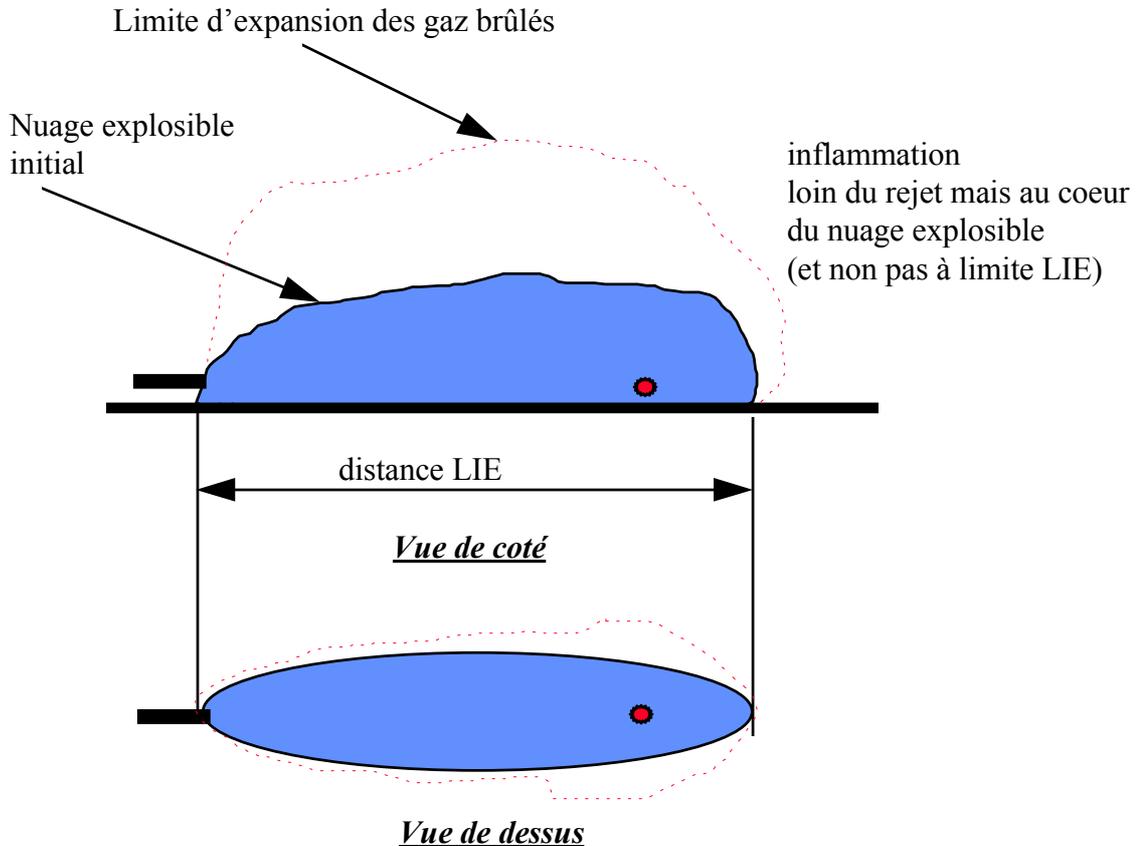
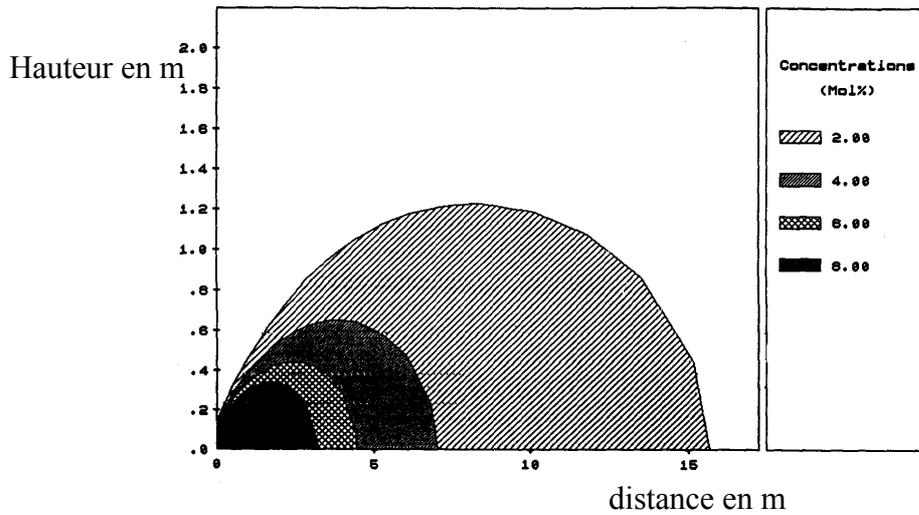


Figure 64 : Cas où l'expansion des gaz brûlés peut avoir une influence sur les distances de sécurité associées aux effets thermiques

7.4.2. Remarques relatives au modèle de Raj et al. (1975)

Les résultats expérimentaux (Blackmore et al., 1982, Zeuwen et al., 1983 notamment) qui ont été utilisés pour la validation du modèle présenté au sous chapitre 7.2 ont été obtenus au cours d'un nombre limité d'essais, nécessairement caractérisés par des conditions spécifiques. En complément de ces références expérimentales, des simulations numériques de feux de nuage ont été réalisées au moyen de REAGAS. Ces simulations ont été faites en considérant :

- le nuage explosible propane-air présenté en figure 65,
- une vitesse de combustion de l'ordre de une, deux ou trois fois la vitesse de combustion laminaire, ce qui pour mémoire conduit à des vitesses de flamme d'une vingtaine de m/s au plus,
- et différents lieux d'inflammation, situés sur l'axe principal du nuage à 5, 9 ou 13 m du lieu de rejet tel qu'indiqué en figure 65 ; une inflammation hors axe en bordure du nuage a aussi été considérée à 9 m environ du lieu de rejet.



● Points d'inflammation considérés

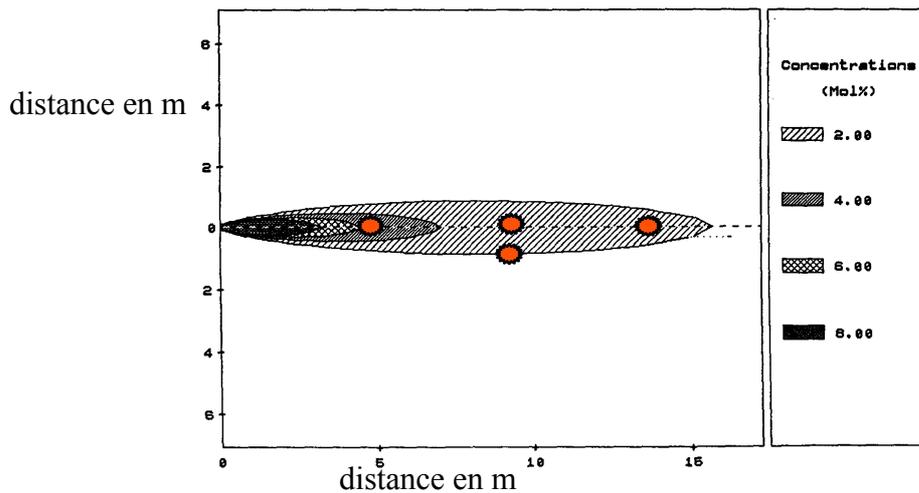
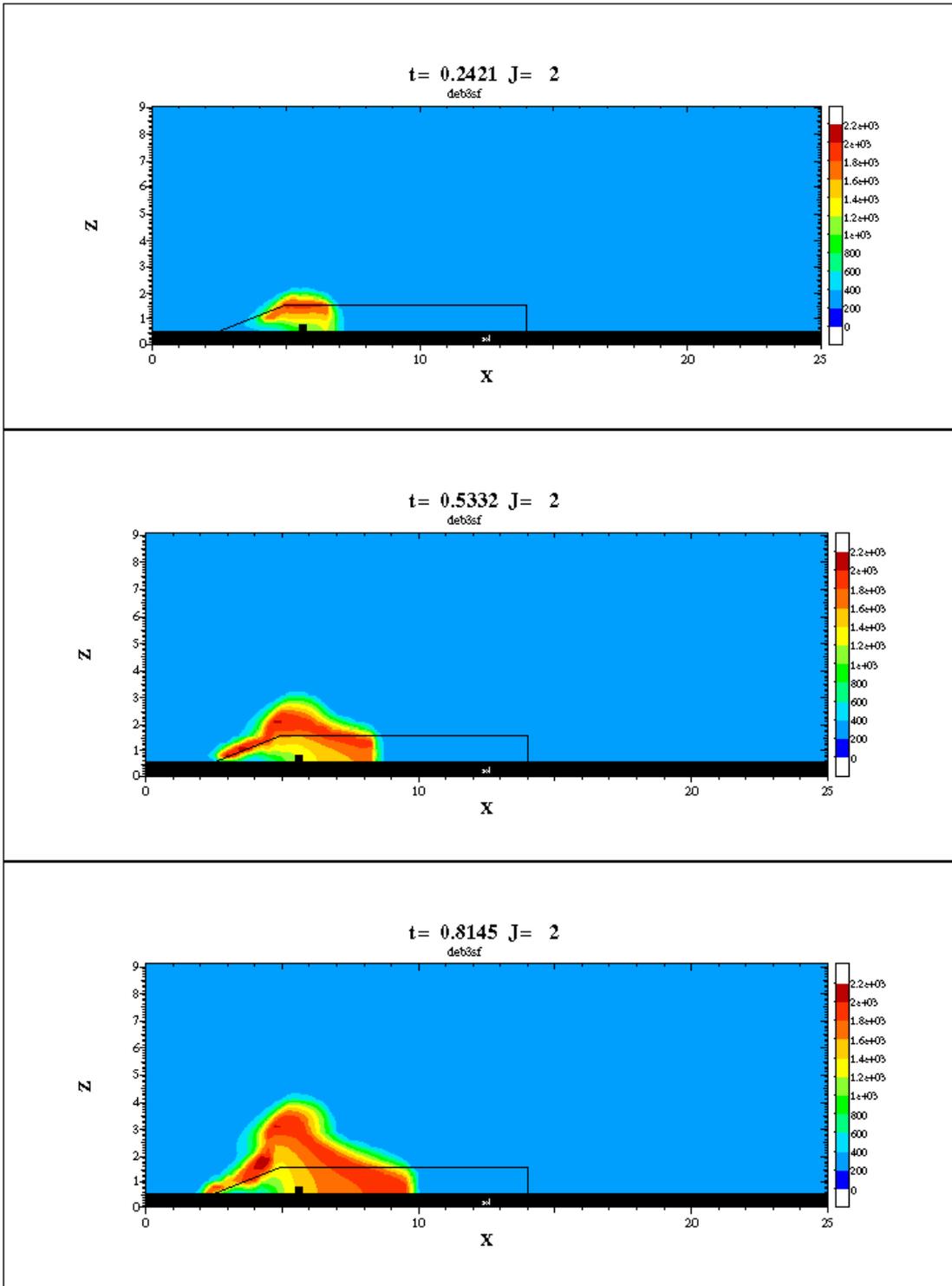


Figure 65 : Composition du nuage explosible air-propane considéré

L'objet de ces simulations est d'examiner qualitativement au moins, la pertinence du modèle de Raj et al., vis-à-vis des hauteurs de flamme par exemple.

A titre d'exemple, les résultats de ces simulations numériques sont présentés en figure 66 sous forme de champs de températures calculées en fonction du temps dans un plan vertical passant par l'axe du nuage explosible. La position du point d'inflammation et les limites du nuage explosible sont reportées en figure 66 ; la vitesse de flamme admise était de 12 m/s au plus.



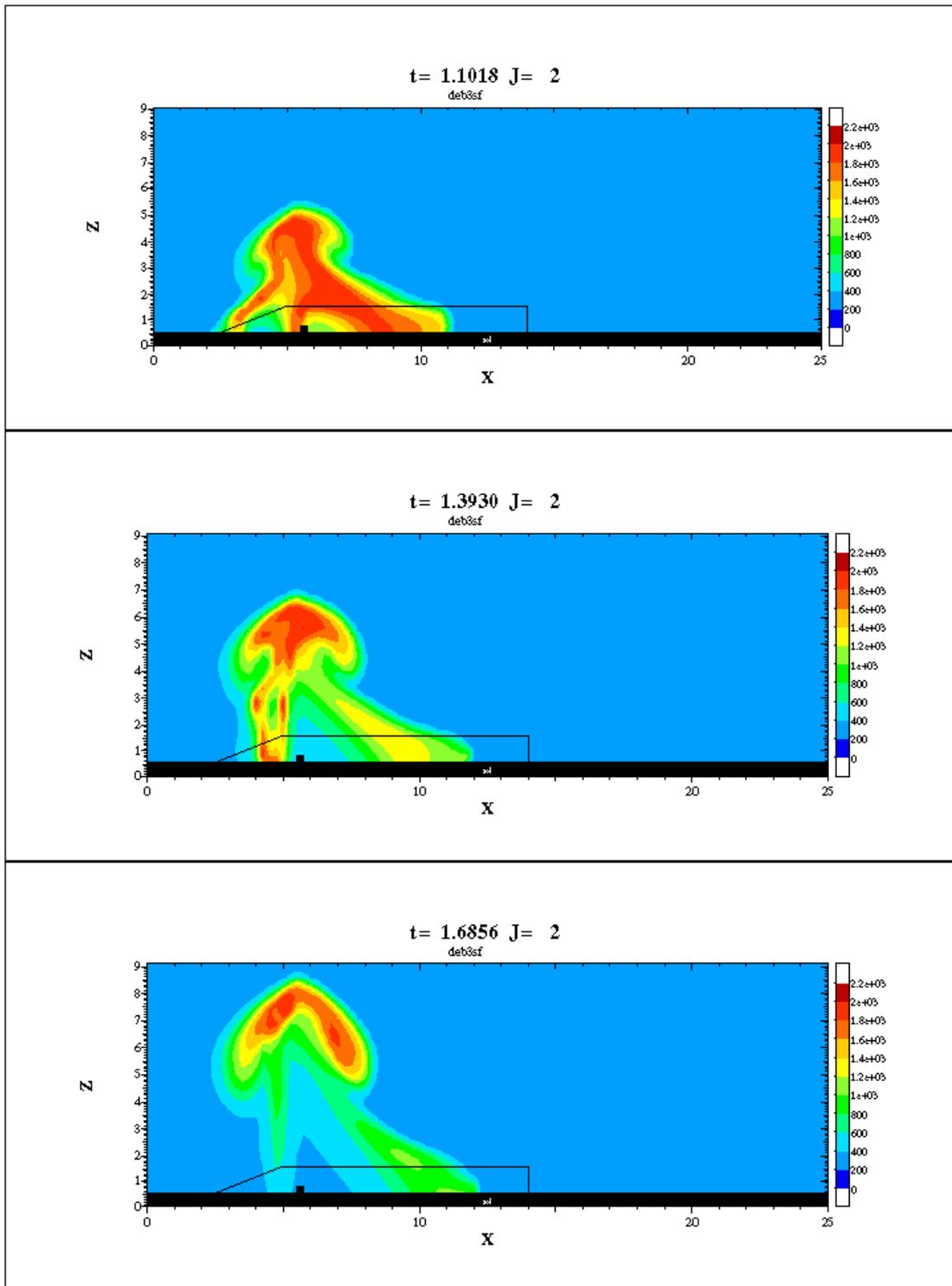


Figure 66 : Exemple de champs de températures calculés au cours du temps dans le plan vertical passant par l'axe du nuage explosible - La correspondance entre les couleurs et les valeurs de température en Kelvin est donnée à gauche de chaque graphie.

Les principales conclusions qui peuvent être tirées de l'ensemble des calculs effectués sont que :

- 1- les flammes les plus hautes sont effectivement observées dans les parties riches en combustibles du nuage explosible, alors qu'elles sont de hauteur comparables à celle du nuage dans les parties les plus pauvres,
- 2- et qu'une inflammation en partie riche ou stœchiométrique semble conduire à ce qui ressemble à une boule de feu s'élevant à la verticale (Cf figure 66).

La conclusion notée -1- conforte le modèle de Raj et al.

La conclusion notée -2- semble indiquer que dans certaines conditions (concentration importante en combustible, lieu d'inflammation adapté, ...) il est peut être possible de former une boule de feu. Le rayonnement induit dans ce cas pourrait alors, ne serait ce que pour des raisons géométriques, être différent (voire supérieur) de celui engendré par un front de flamme vertical.

De plus, il reste pour être complet à noter que les simulations numériques présentées plus haut montrent aussi que le mouvement ascensionnel des gaz brûlés contenus dans ce qui ressemble à une boule de feu engendre un entraînement d'air tel que la frontière à la LIE située initialement à 14 m du lieu de rejet se rapproche de celui-ci. Autrement dit, l'entraînement d'air induit semble être à même d'engendrer une dilution⁵⁰ du nuage initial de sorte que ses frontières changent au cours du temps. Cet effet de dilution a pour conséquence de limiter le champ de propagation des flammes, ce qui peut limiter aussi la distance de sécurité associée aux effets thermiques.

La pertinence et l'importance des considérations précédentes sont difficiles à évaluer sur la base des éléments disponibles. Toutefois et à cet égard, il est à noter qu'un projet de recherches sur les feux de nuage, dont le programme prévoit explicitement l'étude de l'inflammation de nuages riches, a été démarré en 1999. Ce projet, organisé par GdF et le CERC⁵¹ et auquel participent une dizaine environ d'entreprises et d'organismes dont l'INERIS, devrait apporter des éléments de réponse.

Ainsi, dans le cas des feux de nuages, en l'état actuel des connaissances et au vu des résultats reportés au sous chapitre précédent, il convient de retenir que les distances de sécurité associées aux effets thermiques sont essentiellement dimensionnées par les distances à la LIE.

⁵⁰ Ce type de phénomène est exclu par hypothèse du champ d'application du modèle présenté au sous chapitre 7.2.

⁵¹ Acronymes désignant respectivement « Gaz de France » et « Cambridge Environmental Research Consultants ».

7.5. CONCLUSION

Comme indiqué au début du sous chapitre précédent, la détermination des distances en deçà desquelles des effets thermiques peuvent être ressentis passe en premier lieu par une analyse des conditions d'expansion des gaz brûlés. Pour mémoire, ces conditions dépendent notamment de la position du point d'inflammation au sein du nuage explosible et de la forme de ce dernier.

Ensuite, si l'analyse susmentionnée ne conduit pas à retenir la possibilité d'écoulement de gaz brûlés significativement au delà de la plus grande distance à la LIE comptée depuis le point de rejet, alors cette distance à la LIE peut, en l'état des connaissances actuelles, être raisonnablement admise comme distance de sécurité pour le risque léthal.

S'agissant de la distance de sécurité associée aux effets significatifs sur la santé humaine, il convient de retenir une distance a priori supérieure à la distance de sécurité précédente. La détermination exacte de la distance de sécurité associée aux effets significatifs passe par le choix d'un seuil critique de charge thermique d'une part et la prise en compte des spécificités de chaque situations accidentelles (forme de nuage, composition des mélanges gazeux, ...) d'autre part. Toutefois, de l'analyse des différents cas cités dans les sous-chapitres précédents, l'ordre de grandeur de cette distance de sécurité correspond, semble-t-il, à la distance de sécurité associée à l'effet léthal majorée de quelques m.

8. SYNTHÈSE

La démarche retenue pour atteindre les objectifs de la présente étude est synthétiquement présentée sur la figure ci-après et discutée dans chacun des sous chapitres qui suivent.

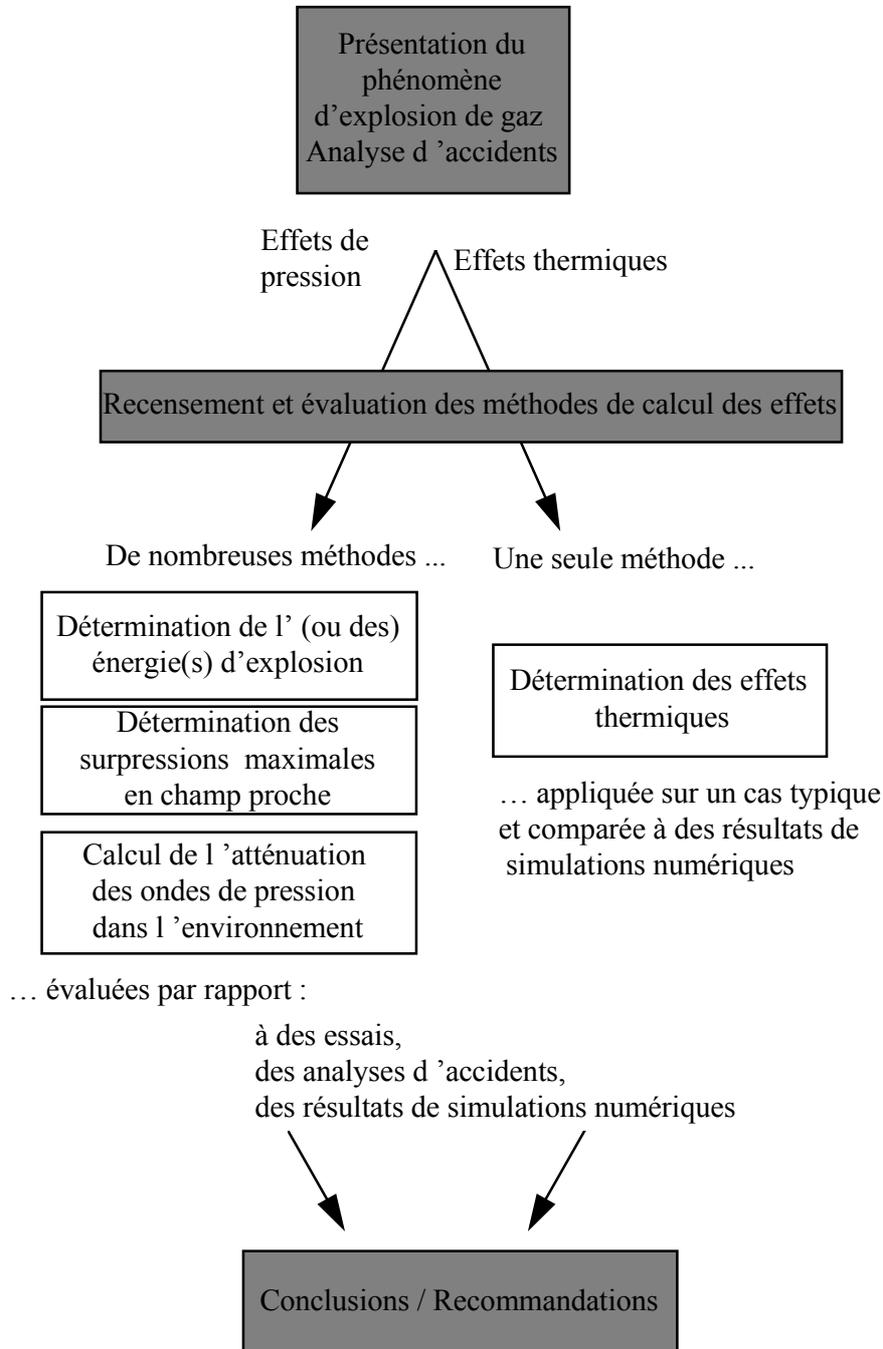


Figure 67 : Démarche générale suivie

8.1. PRESENTATION GENERALE DU PHENOMENE D'EXPLOSION DE GAZ ET ANALYSE D'ACCIDENTS

Une présentation générale des phénomènes mis en jeu a été réalisée dans le but de mettre d'emblée en évidence les paramètres clés qui gouvernent le développement des explosions accidentelles de gaz. A cet égard, les différents régimes de combustion ont été décrits. De plus, l'influence :

- des obstacles et de la turbulence des écoulements explosibles,
- de la source d'inflammation,
- de la composition du nuage explosible,
- et du confinement

ont été présentées. Les différents effets des explosions ont aussi fait l'objet d'un descriptif succinct.

Ces descriptions générales sont dans certains cas illustrées par des résultats d'essais consignés en annexe du présent rapport.

Ensuite, différentes analyses statistiques d'accidents ont été prises en compte afin d'identifier au mieux les variations de certains des paramètres qui gouvernent le déroulement des explosions accidentelles. Parmi ces paramètres et à titre d'exemple, le délai entre l'instant de fuite et l'inflammation peut être cité. Par ailleurs, les résultats d'analyses d'accidents ont été exploités pour mettre en évidence que les décès observés consécutivement à l'occurrence d'explosions accidentelles de nuages de gaz sont principalement dus à des brûlures. Dès lors, les travaux du projet ont été orientés vers les méthodes simples d'évaluation des effets d'une explosion de gaz qui permettent d'évaluer :

- les champs de surpressions aériennes engendrées en cas d'explosions,
- mais aussi les effets thermiques dus à la propagation des flammes.

8.2. RECENSEMENT DES METHODES EXISTANTES

Les méthodes « simples » d'évaluation des effets d'une inflammation accidentelle d'un nuage explosible ne traitent en général pas à la fois des effets thermiques et mécaniques (onde de pression). Dès lors, le recensement des méthodes est présenté ci-après en distinguant les 2 types d'effet considéré. Par ailleurs, le qualificatif « simple » est ici employé pour désigner les méthodes qui ne nécessitent pas d'expérimentation ou de calcul dont la durée dépasse quelques minutes. Autrement dit, le champ de recensement a été volontairement limité aux méthodes qui pour être mises en œuvre ne nécessitent que l'application de principes généraux et l'emploi d'abaques ou de programmes de calcul utilisables rapidement et sur n'importe quel ordinateur.

Dans le cas des méthodes de calculs des surpressions aériennes, l'objet des travaux n'a pas consisté à réaliser une revue totalement exhaustive de l'existant. En revanche, les principaux types ou classes de méthodes simples existantes et, pour le moins, les méthodes les plus largement répandues, ont été considérés. Les méthodes ainsi identifiées sont énumérées ci-après :

- l'équivalent TNT, considéré selon diverses variantes,
- la modélisation analytique des déflagrations sphériques à vitesse de flamme constante ou variable,
- la méthode Multi-énergie,
- la méthode qui peut être appelée méthode de Strehlow-Baker, des noms de ses principaux auteurs,
- et enfin la méthode CAM.

Dans le cas des méthodes de calculs des effets thermiques, la revue bibliographique a montré qu'il n'existe qu'une méthode originale due à Raj et al. (1975).

8.3. PRESENTATION ET EVALUATION DES METHODES RECENSEES

S'agissant des méthodes de calculs des surpressions aériennes, la présentation et l'évaluation des méthodes identifiées durant la phase de recensement ont été effectuées en considérant à chaque fois plusieurs étapes :

- la problématique de la détermination de l'(des) énergie(s) d'explosion a été abordée en 1^{ière} étape. En fait, il s'agit d'estimer une ou des énergies d'explosion en fonction des concepts de base relatifs à chaque méthode ;
- les capacités de ces différentes méthodes à la détermination des niveaux de surpressions maximales au sein même des nuages explosibles et dans tout l'espace de propagation des flammes ont ensuite été considérées. En d'autres termes, dans une 2^{ème} étape, c'est l'aptitude au calcul des surpressions en « champ proche » qui a été étudiée.
- Enfin, les capacités des différentes méthodes à la détermination de l'atténuation de la surpression maximale dans l'environnement de l'explosion, hors du champ de propagation des flammes, c'est-à-dire en champ plus lointain, ont été examinées dans une 3^{ème} étape.

Dans tous les cas, l'aptitude des différentes méthodes a été évaluée en se référant à des résultats :

- de mesures obtenues au cours d'expériences,
- d'analyses approfondies d'accidents réellement survenus,
- de calculs obtenus au moyen d'outils de simulations numériques élaborés tel que le code REAGAS.

Dans certains cas, l'applicabilité des méthodes a aussi été prise en compte.

S'agissant de la méthode de calcul des effets thermiques, les actions suivantes ont été entreprises :

- analyser, au moyen de la méthode simple identifiée, les effets thermiques engendrés par la propagation d'une flamme dans un nuage inflammable air -hydrocarbure « typique »,
- et comparer les résultats obtenus à ceux données par une modélisation plus élaborée.

Les mesures ou des résultats d'analyses d'accidents qui pourraient servir de référence pour évaluer cette méthode ont été jugées insuffisantes pour engager des comparaisons significatives.

8.4. RECOMMANDATIONS

Vis-à-vis des méthodes de calculs des surpressions aériennes, trois séries de remarques présentées ci-après ressortent des travaux décrits dans ce rapport.

- Les modèles de dispersion permettent a priori d'obtenir l'extension maximale des nuages explosibles formés accidentellement. Dans le cadre d'une évaluation prudente des risques, ces calculs doivent être réalisés en admettant éventuellement des durées avant inflammation de l'ordre de la dizaine de minutes au moins. Ensuite, considérer l'explosion comme une unité indivisible, susceptible de libérer une énergie donnée, n'est pas pertinent dans la plupart des cas pratiques. Il est indispensable pour mieux cerner les risques d'explosion d'appliquer le concept général selon lequel tout se passe éventuellement comme si plusieurs explosions distinctes peuvent être observées au sein d'un même nuage explosible. Ce concept est largement confirmé par le retour d'expérience. Il sera de plus étudié au moyen d'expériences spécifiques dans le cadre du projet appelé RIGOS qui fait suite aux projets GAME et GAMES⁵². Sur le plan pratique, en l'état des connaissances actuelles, la démarche à retenir pour déterminer la ou les énergies d'explosion est celle préconisée dans (TNO, 1997b). Pour mémoire cette démarche est détaillée aux sous chapitres 4.2 et 4.3.
- Ensuite, la détermination de l'ordre de grandeur des surpressions maximales en champ proche reste difficile malgré les efforts de recherches et de développements consentis. Ainsi, la plupart des méthodes identifiées ne permettent pas une telle détermination (cas notamment des modèles basés sur les équivalents TNT) ou ne donnent que des indications qui doivent être considérées avec prudence sur le plan quantitatif (cas notamment de la méthode de Baker-Strehlow). Dans le cas de la méthode Multi-Energie, les derniers résultats obtenus au cours des projets GAME et GAMES laissent entrevoir des possibilités intéressantes pour déterminer les surpressions en champ proche. Toutefois, les procédures de calcul proposées ont 2 principaux inconvénients :
 - en premier lieu, elles nécessitent de disposer d'informations si détaillées sur le lieu supposé d'accident que leur mise en œuvre conduit à des coûts et délais qui peuvent être incompatibles avec les contraintes pratiques,
 - et en second lieu, l'incertitude associée aux résultats reste a priori non négligeable (de l'ordre de plusieurs dizaines de %).

⁵² Pour mémoire, l'INERIS a participé à GAME et GAMES et participera à RIGOS.

Au final, outre une approche simplifiée présentée au sous chapitre 5.7, il ressort ainsi que des approches intéressantes pour évaluer les surpressions maximales en champ proche demeurent :

- la comparaison directe avec des mesures après avoir comparé les circonstances potentielles d'accident et les conditions d'expériences au cours desquelles les mesures ont été faites,
 - la référence à des analyses approfondies d'accidents réellement survenus,
 - et éventuellement l'utilisation de codes de calculs plus élaborés que les méthodes considérées dans ce projet.
- Les modèles comme l'équivalent TNT, qui donnent l'atténuation d'une onde de choc lancée par la détonation d'un explosif condensé (le TNT), sont généralement mal adaptés aux cas des surpressions engendrées par les explosions accidentelles de gaz. De plus, les considérations développées au chapitre 6 montrent que plusieurs types d'abaques, conçus en tenant compte des spécificités des explosions de gaz, sont mieux adaptés tout en restant relativement simples d'emploi. Parmi ces abaques, ceux intégrés à la méthode Multi-Energie apparaissent comme les plus pertinents.

Vis-à-vis des effets thermiques, les considérations développées notamment au sous chapitre 7.4, montrent que l'évaluation de distances de sécurité passe tout d'abord par une analyse des conditions d'expansion des gaz brûlés. Les paramètres à considérer pour une telle analyse sont rappelés aussi au sous chapitre 2.2.

Toutefois, en pratique, l'analyse susmentionnée conduit souvent à conclure que les gaz brûlés ne s'écouleraient a priori pas significativement au delà de la plus grande distance à la LIE comptée depuis le point de rejet. Cette distance à la LIE peut alors être raisonnablement admise comme distance de sécurité en l'état des connaissances actuelles.

S'agissant plus particulièrement de la méthode de calcul des effets thermiques identifiée au cours de la phase de recensement et applicable aux cas des feux de nuage, les résultats obtenus au cours de ce projet indiquent que 2 situations peuvent être distinguées :

- soit la propagation des flammes est assimilable à un « mur de feu » d'hauteur variable progressant à vitesse constante au travers du nuage,
- soit il est possible qu'une « boule de feu », s'élevant sous l'effet des forces d'Archimède, se forme et se maintienne de manière quasi-stationnaire pendant quelques secondes.

Dans le premier cas, la méthode de Raj et al. (1975) est adaptée et les effets thermiques dépendent essentiellement de l'extension initiale du nuage inflammable. Dans le second cas, cette méthode est a priori moins adaptée car elle ne prend pas en compte le rayonnement spécifique engendré par une boule de feu.

La plausibilité de la formation d'une boule de feu n'a toutefois été que rapidement abordée dans ce projet et sera étudiée plus en détail dans le cadre d'un futur projet. Pour mémoire, ce dernier sera centré sur l'étude des « feux de nuage » et l'INERIS y participera en collaboration avec plusieurs partenaires (français et étrangers) et avec le soutien financier d'autres organismes ou industriels.

9. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abdel-Gayed R.G., Bradley D. and Lawes M. (1987)
 Turbulent burning velocities : a general correlation in terms of straining rates
 Proc.R.Soc., London A 414, pp 389-413.
- Andrews G.E. and Bradley D. (1972)
 The Burning Velocity of Methane-Air Mixtures
 Combustion and Flame, Vol 19, pp 275-288.
- Baker W.E., Cox P.A., Westin P.S., Kulesz J.J.et Strehlow R.A.(1983)
 Explosion Hazards and Evaluation
 Fundamental studies in engineering n°5; Elsevier; ISBN 0-444-42094-0, vol 5.
- Baker et al. (1996)
 Vapor Cloud Explosion Analysis
 Process Safety Progress, Vol. 15, N° 2, pp 106-109.
- Baker et al. (1991)
 Pros and Cons of TNT Equivalence for Industrial Explosion Accidents
 Proceedings of the International Conference and Workshop on Modeling and Mitigating the
 Consequence of Accidental Releases of Hazardous Materials, New-Orleans, pp 585-597.
- Blackmore et al. (1982)
 Dispersion and Combustion behavior of gas clouds resulting from large spillages of LNG and
 LPG onto the sea.
 Trans. I. Mar. E. (TM). 94: (29)
- Bray, K.N.C. (1990)
 Studies of turbulent burning velocity
 Proc. Roy. Soc. London, Vol. A431, pp. 315-325.
- Brossard et al. (1983)
 Experimental analysis of unconfined explosions of air-hydrocarbon mixtures.
 Characterization of the overpressure field.
 4th Symposium - Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, Harrogate.
- Brossard et al. (1985)
 Truly unconfined ethylene-air deflagration
 X ICDERS, Berkeley.
- Bull (1983)
 Gas detonation hazards
 International Symposium on Control and Prevention of gas Explosions - London.

Cambray P. et al. (1979)
Congrès d'acoustique non linéaire
Journal de physique,
Colloque C8, supplément n°11, PC8-C9.

Cates A.T. (1991)
Fuel gas explosion guidelines
Int. Conference on Fire and Explosion Hazards.
Moreton-in-the-Marsh, Inst. Energy.

Catlin C.A. (1991)
Scale effects on the external combustion caused by venting of confined explosion
Combustion and Flame, Vol. 83, pp 399-411.

C.C.P.S. (1994)
Guidelines for Evaluating the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires, and BLEVEs
Center for Chemical Process Safety of the American Institute of Chemical Engineers.

Chaineaux J., Mavrothalassitis G. (1990)
Discharge in air of a vessel pressurized by a flammable gas ; and the volume of the resulting flammable mixture generated
Journal of Loss Prevention in the Process Industries, vol 3.

Chaineaux J. (1993)
Rapport final du projet MERGE
Rapport INERIS.

Chaineaux J. Schumann St. (1995)
Experimental study of explosions generated from massive release of a flammable gas, as a high momentum jet, for different conditions (free or obstructed, steady or transient, jet of CH₄, C₃H₈ or H₂)
Proceedings of the 8 th International Loss Prevention Symposium, pp 333-348, Antwerp, Belgium.

Cleaver R.P., Robinson C.G. (1996)
An analysis of the mechanisms of overpressure generation in vapour cloud explosions
Journal of Hazardous Materials, vol 45, pp 27-44.

Cracknell et al. (1997)
Cloud Fires - A methodology for Hazard consequence modelling
ICHEME Symposium Series n° 141, pp 139-150.

Deshaies B., Clavin P. (1979)
Effets dynamiques engendrés par une flamme sphérique à vitesse constante
Journal de mécanique, vol 18, n°2, pp 213-223.

Deshaies B., Leyer J.C. (1981)

Flow field induced by unconfined spherical accelerating flames
Combustion and Flame, vol 40, pp 145-153.

Eggen J.B.M.M. (1995)

GAME : development of Guidance for the Application of the Multi-Energy method
TNO Prins Maurits Laboratory Report N° PML 1995-C44 (Confidential).

EMEG (1997)

Explosion Model Evaluation Group, Specifications of test cases for gas explosions
EME project, DG XII, Brussels, Belgium, 1997.

Eisenberg et al. (1975)

Vulnerability Model : A simulation System for Assessing Damage Resulting from marine
Spills (VMI)
US Coast Guard, AD/A-015 245, NTIS report n° CG-D-137-75.

Gelfand B.E., Frolov S.M., Nettleton M.A. (1991)

Gaseous detonations -a selective review
Prog. Energy Comb. Sci., vol. 17, pp. 327-371.

Goldwire et al. (1983)

Coyotes series data report LLNL/NWC LNG spill tests, dispersion, vapor burn, and rapid
phase transition.
Lawrence Livermore National Laboratory Report UCID - 19953. Vols. 1 and 2.

Gouldin F. C. (1987)

An application of fractals to modeling premixed turbulent flames
Combustion and Flame, vol. 68, pp. 249-266.

Gugan (1979)

Unconfined Vapour Cloud Explosions
Institute of Chemical Engineers. Reports ISBN 0 85295 114 0 and 0 7114 5102 8.

Guibert-Duplantier (1993)

Etude des effets mécaniques des explosions de gaz sur des structures de formes simples
Thèse de l'Université de Poitiers, n°d'ordre : 659.

Gülnder O.L. (1990)

Turbulent Premixed Flame Propagation Models For Different Combustion Regimes
23th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, pp 743-750.

Hanna S.R. and Drivas P.J. (1987)

Guidelines for use of Vapor Cloud Dispersion Models
Center for Chemical Process Safety – American Institute of Chemical Engineers.
Reference : SBN 0-8169-0403-0.

Harris R.J. (1983)

Gas Explosions In Buildings And Heating Plants,
British Gas Corporation and E&FN Spon. London and New York.

Harris R. J., Wickens M.J. (1989)

Understanding vapor cloud explosions - an experimental study
55th Autumn Meeting of the institution of Gas Engineers, Kensington, UK.

Harrison A.J., Eyre J.A..(1987)

The effect of obstacle arrays on the combustion of large premixed gas/air clouds
Combustion Science an Tech., Vol 52, pp 121-137.

Hjertager B.H. (1985)

Computer simulation of turbulent reactive gas dynamics.
Modeling, Identification and Control, vol. 5, pp 211-236.

Hjertager B. H. (1993)

Computer modelling of turbulent gas explosions in complex 2D and 3D geometries.
Journal of Hazardous Materials, 34, pp 173-197.

Hodin A. (1996)

La modélisation des explosions de gaz non confinées, nature des phénomènes physiques et bilan des modélisations.
Chaire AIB-Vinçotte 1995-1996. Maitrise des risques majeurs. Prévention des effets thermiques et mécaniques. Tome II.

Health and Safety Executive (1986)

The effects of explosions in the process industries
Loss Prevention Bulletin. 68 :37-47.

Hymes (1983)

The physiological and pathological effects of thermal radiation.
REP SRD R275, UK, 1983.

Kjälldman L. et al. (1985)

Simulation of flame acceleration in unconfined vapor cloud explosions.
Research Report n° 357. Technical Research Centre of Finland.

Kinsella K.G. (1993)

A rapid Assessment methodology for the prediction of vapour cloud explosions.
Research report N° 357, Technical Research Centre of Finland.

Koshy et al. (1995)

Causative factors for Vapour Cloud Explosion determined from post accident analysis
Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol 8, n°6, pp 355-358.

Langard T. et al. (1995)

La prise en compte des phénomènes biphasiques dans l'analyse des risques
Estimation du terme source
Rapport INERIS référencé EMA-31FP52.

Langard T. et al. (1999)

Le BLEVE
Synthèse bibliographique relative à la phénoménologie et aux modélisations
Rapport INERIS référencé INERIS - LRAR - 1998 - 31PF51 – BLEVE.

Lannoy A. (1982)

Analyse des explosions accidentelles réelles
Evaluation du rendement d'explosion pour la prévision des effets de surpression.
Revue Générale de Thermique, n° 243, mars 1982, pp 209-218.

Lannoy A. (1984)

Analyse des explosions air-hydrocarbure en milieu libre
Bulletin de la direction des études et recherches n° 4.

Lechaudel J.F. and Mouilleau Y. (1995)

Assessment of an accidental vapour cloud explosion - A case study : Saint Herblain, October the 7th 1991, France
Proceedings of the 8 th International Loss Prevention Symposium, pp 333-348, Antwerp, Belgium.

Lees (1994)

A Model for Fatal Injury from Burns.
TranslChemE, Vol 72, Part B, August 1994, pp127-134.

Lewis B. Von Elbe G. (1987)

Combustion, Flames and Explosions of Gases, Third edition
Academic Press, London, U.K., ISBN 0 12 446751 2.

Leyer J.C. (1969)

Interaction between combustion and gas motion in the case of flames propagating in tubes
Acta Astronautica, vol 14, pp. 445-451.

Leyer J.C. (1982)

Effets de pression engendrés par l'explosion dans l'atmosphère de mélanges gazeux d'hydrocarbures et d'air
Revue Générale de Thermique, n° 243, mars 1982, pp 193-208.

Leyer J.C. (1980)

Caractéristiques du champ de pression engendré par une flamme accélérée en espace libre par la présence d'obstacles ou de confinements partiels.
Contrats d'Etudes CCE 57-2 79-9 ECI-F.

Lind C.D., Withson J.C. (1977)

Explosion hazards associated with spill of large quantities of hazardous materials
Report CGD -85-77.Dpt of Transportation US Coast Guard.

Markstein G. H. (1964)

Non steady Flame Propagation
Pergamon Press, New York.

Mercx W.P.M.(1993)

Modelling and experimental research into gas explosions
Overall Final report of the MERGE project, CEC contract : STEP - CT - 0111 (SSMA).

Mercx et al. (1994)

Validation of scaling techniques for vapour cloud explosion investigations.
Process Safety Progress, Vol. 14, pp 120-130.

Mercx W.P.M. (1995)

Modelling and experimental research into gas explosions
Proceedings of the 8 th International Loss Prevention Symposium, pp 333-348, Antwerp, Belgium.

Mercx W.P.M., Van den Berg A.C., Van Leeuwen D. (1998)

Application of correlations to quantify the source strength of vapour cloud explosions in realistic situations. Final report for the project : " GAMES ".
Rapport confidentiel jusqu'en octobre 2000 d'après le contrat GAMES.
TNO Prins Maurits Laboratory Report 1998-C53. (Confidential)

Michaëlis P., Hodin A., Lechaudel J.F., Mavrothalassitis G. and Mejean P. (1995)

Methods applied to investigate the major UVCE that occurred in the TOTAL refinery's Fluid Catalytic Cracking Unit at La Mède, France
Proceedings of the 8 th International Loss Prevention Symposium, pp 365-376, Antwerp, Belgium.

Moen I.O et al.. (1989)

Transition to detonation in a flame jet.
Combustion and Flame, n°75, pp 297-308.

Mouilleau Y. (1991)

Comment estimer la dispersion des polluants gazeux dans l'atmosphère.
Etude bibliographique.
Rapport INERIS réf. EXP-YMo Z1/1.

Mouilleau Y., Carrau A. (1995)

Développement d'un code de calcul des explosions de gaz.
Rapport INERIS. Réf. EMA-YMo/CSe-21FP11.

Mouilleau Y. (1996)

Influence du confinement et de la présence d'obstacles sur le déroulement d'une explosion de gaz.

Chaire AIB-Vinçotte 1995-1996. Maîtrise des risques majeurs. Prévention des effets thermiques et mécaniques. Tome II.

Mouilleau Y. (1998a)

Explojet Version 4.0

Présentation générale

Volume 1

Document INERIS référencé EMA-YMo/YMo-98-16FA26.

Mouilleau Y., Ruffin E. (1998b)

Explojet Version 4.0

Manuel théorique

Volume 2

Document INERIS référencé EMA-YMo/YMo-98-16FA26.

Mouilleau Y., Elzière A. (1998c)

Explojet Version 4.0

Manuel pratique

Volume 3

Document INERIS référencé EMA-YMo/YMo-98-16FA26.

Mouilleau Y., Elzière A. (1998d)

Explojet Version 4.0

Synthèse des travaux de Recherches et de Validation

Volume 4

Document INERIS référencé EMA-YMo/YMo-98-16FA26.

Proust (1996)

Dust explosions in pipes : a review

Journal of Loss Prevention in the process industries, vol 9, n°4, July 1996, pp 267-278.

Puttock J. S. (1995)

Fuel Gas Explosions Guidelines - The Congestion Assessment Method

Institution of Chemical Engineers. Symposium Series N° 139. EFCE Event n° 548. EFECE

Publication n° 113. ISBN 0 85295 366 6. pp 267-284.

Raj et al. (1975)

On the burning of large flammable vapor cloud

Paper presented at the Joint Technical Meeting of the Western and Central States Section of the Combustion Institute. San Antonio, TX.

Riou Y. (1989)

Comment estimer la dispersion des gaz lourds ?

EdF, Bulletin de la Direction des Etudes et Recherches - Série A - Nucléaire , hydraulique, thermique n°1, pp 23-60.

Rota et al. (1998)

Advances in modelling the “ flash fire ” phenomenon

Proceedings of the 9th International Symposium Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. Barcelona, Spain. Vol 3, pp 955-964.

Ruffin E., Mouilleau Y., Chaineaux J.(1996)

Large Scale Characterisation of the concentration field of supercritical jets of hydrogen and methane.

Journal of Loss Prevention in the process industries, vol 9, n°4, July 1996, pp 279-284.

Sadee C., Samuels D.E., O'brien T.P.(1977)

The characteristics of the explosion of cyclohexane at the Nypro (UK) Flixborough plant on 1st June 1974.

J. Occ. Acc., vol. 1 pp. 203-235.

Selby C.A., Burgan B.A. (1998)

Blast and Fire Engineering for Topside Structures - Phase 2

Final Summary Report

SCI publication number 253.

Schneider et al. (1981)

Flammen und Druckwellenausbreitung bei der Deflagration von Wasserstoff-Luft-Gemischen.

ICT, Pfinztal-Berghaven, West Germany.

Sparrow et al. (1978)

Radiation heat transfer, augmented edition.

Mc Graw- Hill Book Company, New York.

Strehlow et al. (1979)

Blast Wave generated by spherical flames

Combustion and Flame. Vol. 35, pp 297-310.

Stock M., Geiger W., Giesbrecht H. (1991)

Scaling of Vapor Cloud Explosions After Turbulent Jet Release

Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol 134.

Taylor (1946)

The air wave surrounding an expanding sphere

Proc. Roy. Soc.. London. Series A. 186:273-292.

Taylor et al. (1988)

The scaling of vapour cloud explosions : a fractal model for size and fuel type.

Poster presented at 22th Symposium on Combustion, Seattle (WA).

TNO (1989)

Methods for the determination of possible damage to people and objects resulting from hazardous materials

Committee for the Prevention of Disasters caused by dangerous substances.

(CPR. ISSN 0921-9633; 16) ISBN 90-5397-052-4.

TNO (1997a)

Methods for the calculation of physical effects - “ Yellow Book ”

Committee for the Prevention of Disasters

CPR 14E (Part 1) Third edition.

TNO (1997b)

Methods for the calculation of physical effects - “ Yellow Book ”

Committee for the Prevention of Disasters

CPR 14E (Part 2) Third edition.

UFIP (1998)

Guide méthodologique UFIP pour la réalisation des études de danger en raffineries, stockages et dépôts de produits liquides et liquéfiés.

Section 2 : Modèles normalisés de quantification déterministe.

Union Française des Industries Pétrolières. ENV-MHS-98.09.25.

Van den Berg A.C. (1980)

BLAST - a 1D variable flame speed blast simulation code using a “ Flux corrected Transport ” algorithm.

TNO Prins Maurits Laboratory, report PML 1980-162.

Van den Berg A.C. (1984)

The Multi-Energy Method - a framework for vapour cloud explosion blast prediction

TNO Prins Maurits Laboratory, report PML 1984-C72.

Van den Berg, A.C.(1989)

REAGAS - a code for numerical simulation of 2D reactive gas dynamics in gas explosion

TNO Prins Maurits Laboratory, report PML 1989-IN48.

Van den Berg A.C. et al. (1991)

Vapor cloud explosion blast modelling

International Conference and Workshop on Modeling and Mitigation the consequences of Accidental Releases of Hazardous materials

New Orleans, USA, May 21-24.

Van den Berg A.C et al. (1996)

GAME - Guidance for the Application of the Multi-Energy method

The Second International Specialist Meeting on Fuel-Air Explosions, Bergen. pp 8.23-8.34.

Van Wingerden (1984)

Investigation into blast produced by non-steady flames
Prins Maurits Laboratory Report - C- 66.

Van Wingerden C.J.M. (1988)

Investigation into blast produced by vapour cloud explosions in partially confined areas.
Prins Maurits Laboratory C-195.

Van Wingerden C.J.M. (1989)

Experimental investigation into the strength of blast-waves generated by vapour cloud explosions in congested areas.
6th Int. Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries.
Oslo, Norway, pp 26-1, 26-16.

Van Wingerden C.J.M., Opschoor G., Pasman H.J. (1990)

Analysis of vapour cloud explosion incidents
Congrès ; "Les accidents industriels majeurs : quelles leçons en tirer ?", PARIS.

Zeeuwen et al. (1983)

Experimental investigation into the blast effect produced by unconfined vapor cloud explosions
4th Int. Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries.
Series 80, Harrogate, UK, pp D20-D29.

Zeldovich Ya.B., Barenblatt, G.I., Librovich, V.B., Makhviladze G.M. (1980)

Mathematical Theory of Combustion and Explosion
Moscou, Nauka.

ANNEXE

ETUDES EXPERIMENTALES DES DEFLAGRATIONS EN ESPACE ENCOMBRE ET PARTIELLEMENT CONFINE

Les propos développés dans le texte principal (au chapitre 2 essentiellement) sont illustrés ci-après en présentant les résultats de différentes campagnes d'expérimentations réalisées ces dernières années. L'objectif visé n'est pas d'effectuer une revue exhaustive des travaux expérimentaux effectués dans le domaine mais de quantifier à partir d'exemples l'influence :

- des obstacles sur les vitesses de flamme,
- et du mode de propagation imposé par le confinement.

Dans tous les cas présentés ci-après, des obstacles ont été placés dans le champ de propagation des flammes. Les résultats obtenus sont présentés aux chapitres 1, 2 et 3 en fonction du mode de propagation (axial, radial ou sphérique) retenu au cours des expérimentations.

Enfin, des constatations expérimentales de l'influence propre au mode de propagation des flammes sont présentées au chapitre 4.

1. DEFLAGRATIONS TURBULENTES EN MODE AXIAL

Moen et al. (Moen et al., 1982) ont étudié le déroulement d'explosions de mélanges méthane-air (en proportion stoechiométrique) dans la configuration présentée en figure 1. Au cours de ces essais, les expérimentateurs ont notamment fait varier :

- le nombre d'obstacles répartis régulièrement dans le tube,
- et, à nombre d'obstacles identique, le ratio de blocage induit par la présence de chaque obstacle dans une section du tube.

Comme indiqué en figure 2, le ratio de blocage désigne dans ce contexte, la fraction de section droite du tube bloquée par la présence de l'obstacle.

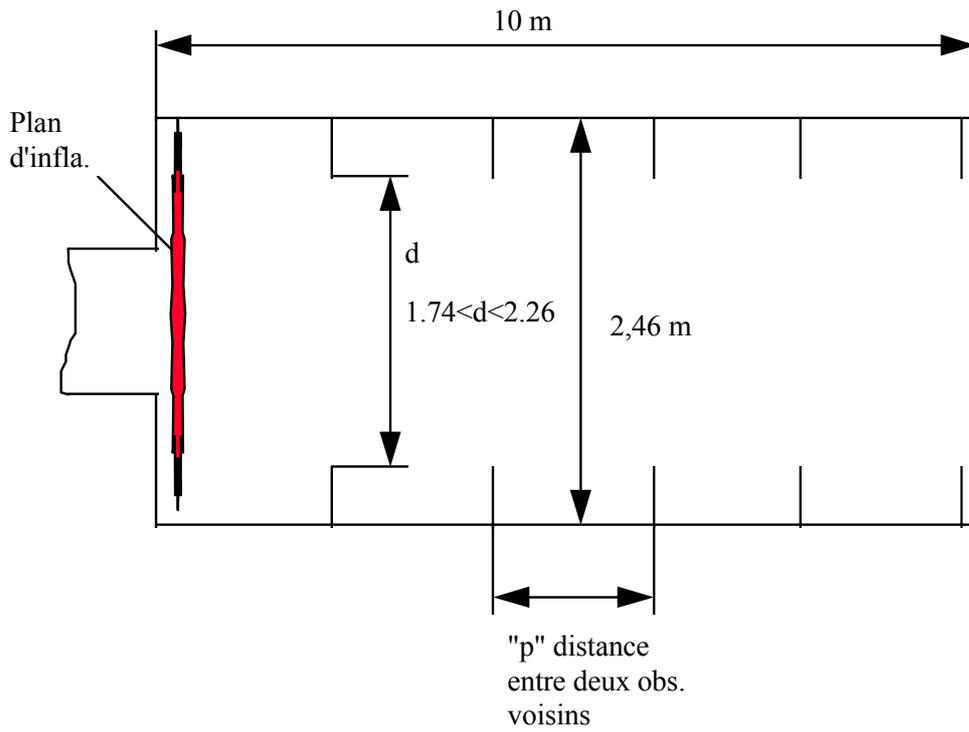
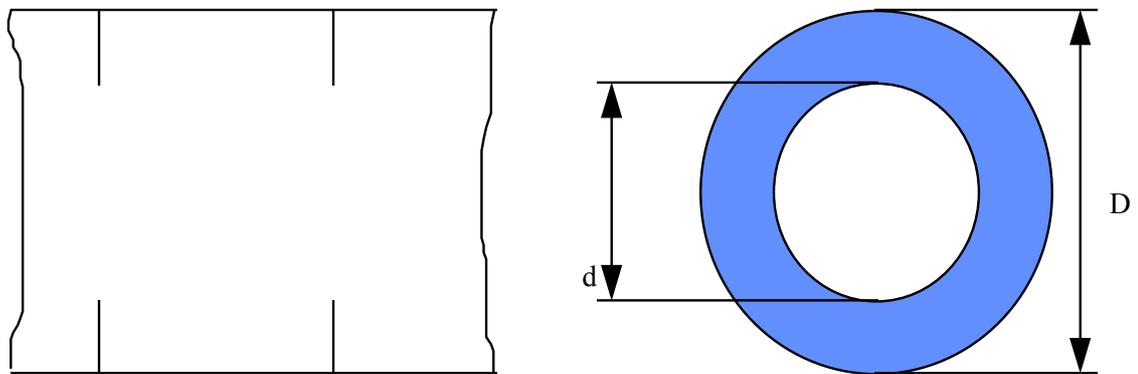


Figure 1 : Vue schématique de la géométrie retenue pour l'étude des accélérations de flamme en mode axial (d'après Hjertager et al., 1988)



Détail du tube expérimental présenté en figure 9
Vue de face

Vue de coté

Le ratio de blocage, pour cette géométrie est donné par : $\frac{D^2 - d^2}{D^2}$

Figure 2 : Ratio de blocage induit par la présence des obstacles

Des surpressions maximales de 0,12 bar à l'intérieur du confinement et de 0,03 bar à 10 m de la section ouverte du tube ont été mesurées par Moen et al. (Moen et al., 1982) en l'absence d'obstacle dans le tube.

La surpression maximale mesurée toutes choses égales par ailleurs, mais en plaçant 6 obstacles identiques bloquant 30 % de la section du tube a été de 8,9 bar et de 0,46 bar respectivement à l'intérieur du tube et à 10 m de la section d'échappement des gaz.

De plus, il a été montré que la présence d'un seul obstacle conduisant à un ratio de blocage de 50 % suffit pour que des surpressions supérieures au bar soient engendrées au cours de l'explosion.

Ces résultats sont très révélateurs de l'influence des obstacles qui est d'ailleurs telle que la surpression maximale engendrée peut être supérieure à celle obtenue pour des déflagrations dans des mélanges méthane-air en enceinte totalement close. Dans ce cas, la surpression maximum théorique n'est en effet que de 7,8 bar.

Hjertager et al. (Hjertager et al, 1983, Hjertager et al, 1988) ont étudié le déroulement d'explosions de mélanges propane-air ou méthane-air en employant le même type de dispositif expérimental. Une partie des résultats obtenus, présentés sur les figures 3 et 4, montrent que les surpressions maximales moyennes engendrées sont d'autant plus importantes que le ratio de blocage, induit par la forme des obstacles, est élevé.

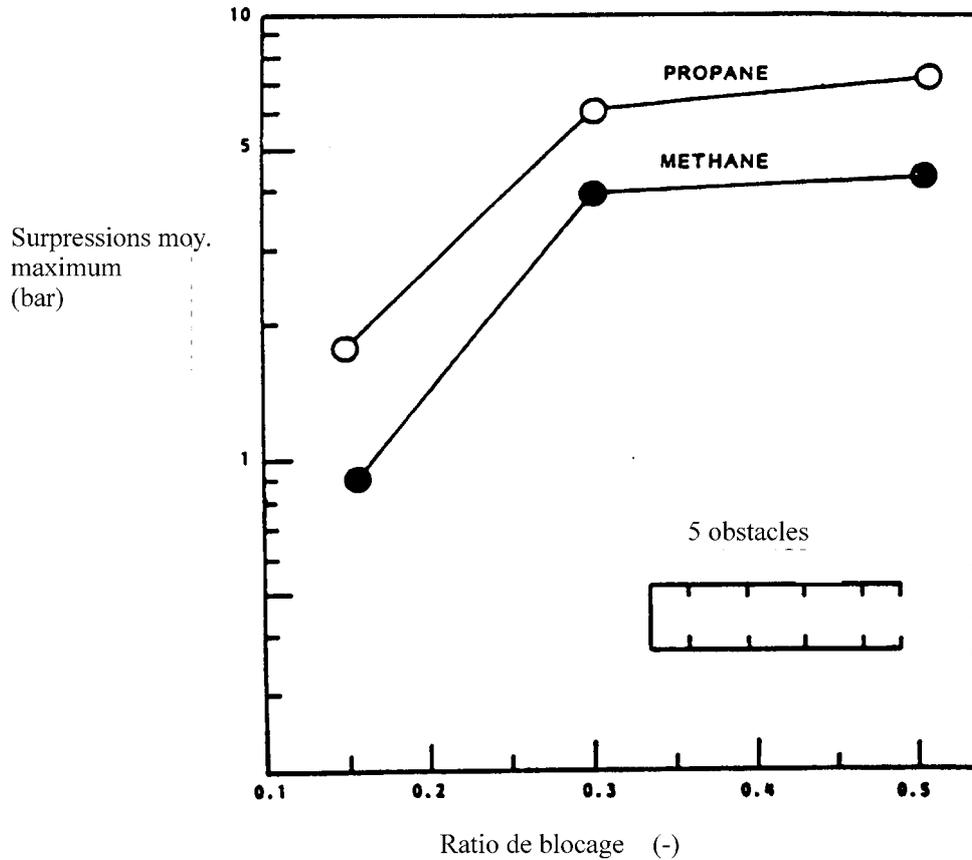


Figure 4 : Comparaison entre les surpressions moyennes maximum mesurées dans le cas des mélanges méthane-air et propane-air et pour différents ratios de blocage

Toutefois, la figure 4 par exemple semble indiquer que, pour un nombre d'obstacles suffisamment important (5 en l'occurrence), la surpression maximum moyenne produite devient quasi-indépendante du ratio de blocage. Cet effet semble d'ailleurs plus marqué dans le cas du méthane que du propane.

De plus, Moen et al. (Moen et al., 1982) ont observé, dans le cas des explosions de mélanges méthane-air, que pour un ratio de blocage d'au moins 30 %, les surpressions maximales produites décroissent lorsque le nombre d'obstacles répartis dans le tube dépasse 6. Ce type d'observation n'a pas pu être mis en évidence dans le cas des mélanges plus réactifs propane-air.

D'après Hjertager (Hjertager, 1994), les remarques développées dans les deux derniers paragraphes semblent suggérer que, pour un nombre donné d'obstacles ou pour un ratio de blocage fixé, il existe un régime de déflagration turbulente optimum. En d'autres termes, pour un ratio de blocage (ou respectivement un nombre d'obstacles) suffisamment important, le fait d'augmenter le nombre d'obstacles (ou respectivement le ratio de blocage) n'engendre pas de surpressions plus élevées. En l'état actuel des connaissances, une étude détaillée des interactions entre la dynamique d'écoulement des gaz frais, la propagation des ondes de pression dans la géométrie considérée et le régime de combustion est nécessaire pour expliquer l'existence d'un optimum dans la rétroaction positive observée entre ces différents phénomènes.

Visser et al. (Visser et al., 1991) ont étudié le déroulement d'explosions de mélanges gazeux dans la configuration présentée en figure 5. De nombreux essais ont été effectués notamment dans le but de montrer l'influence :

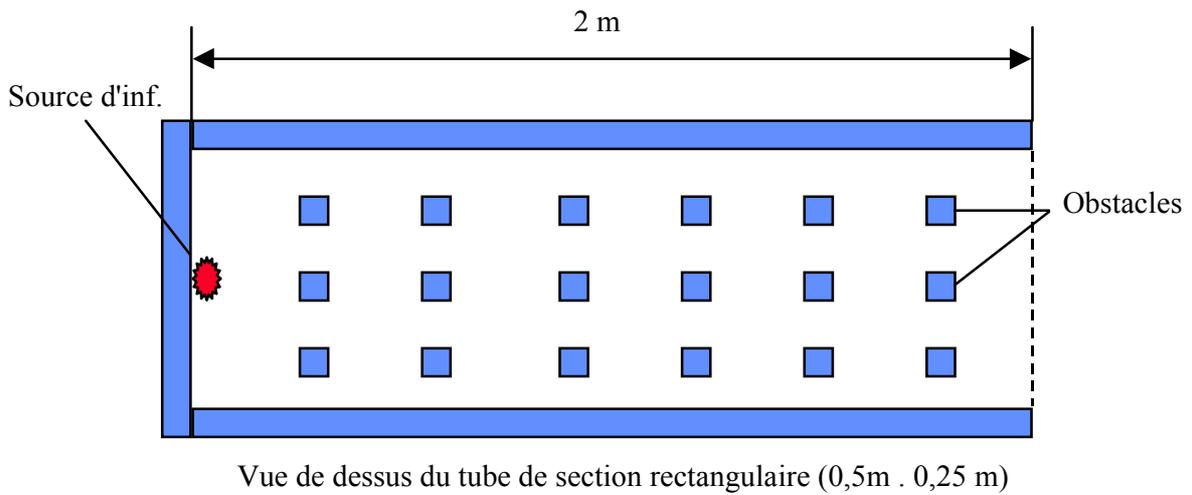
- du nombre de rangées d'obstacles ou mieux de l'espacement entre deux rangées consécutives d'obstacles,
- du ratio de blocage,
- mais aussi de la forme des obstacles,
- et de leur disposition, à ratio de blocage constant (Cf. figure 6).

La plupart des essais ont été réalisés en employant des mélanges éthylène-air en proportion stoechiométrique. Dans quelques cas, d'autres combustibles comme le méthane ou le propane ont été utilisés.

Les principales conclusions tirées par Visser et al. (Visser et al., 1991) de plus de 50 expérimentations sont reportées ci-après.

Une première série d'essais a été réalisée à ratio de blocage constant pour étudier l'influence de la distance entre les rangées d'obstacles réparties régulièrement dans le dispositif expérimental. De ces essais, il peut être déduit que :

- à une distance donnée du lieu d'inflammation, la vitesse du front de flamme est d'autant plus élevée que l'espacement entre les rangées d'obstacles est faible,
- en général, l'accélération des flammes a tendance à diminuer avec la longueur de parcours,
- des surpressions plus élevées sont mesurées lorsque les rangées d'obstacles sont disposées de manière décalée (Cf. figure 6),
- au cours des essais effectués avec un espacement entre rangées de solides correspondant à 6 fois leur diamètre, les surpressions mesurées en présence d'obstacles rectangulaires sont clairement plus élevées qu'en présence d'obstacles circulaires.



Différentes formes d'obstacles ont été considérées. Ces obstacles ont de plus été disposés de différentes manières dans le tube. Pour plus de détails, voir (Visser et al., 1991)

-  rectangulaires
-  carrés
-  carrés aux angles arrondis
-  circulaires

Figure 5 : Vue schématique du dispositif expérimental employé par Visser et al. (Visser et al., 1991) pour l'étude des déflagrations turbulentes en mode axial.

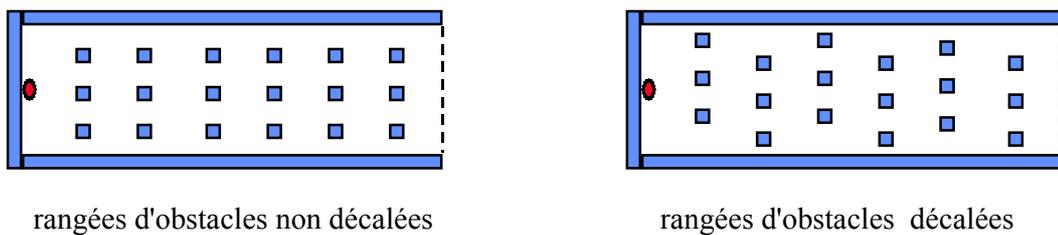


Figure 6 : exemples de dispositions d'obstacles considérées par Visser et al. (Visser et al., 1991)

A partir d'une seconde série d'essais réalisée pour étudier l'influence du ratio de blocage, il peut être déduit que :

- les surpressions atteintes (jusqu'à quelques bar) augmentent avec le ratio de blocage,
- le fait de décaler les rangées d'obstacles (Cf. figure 6) conduit à augmenter les surpressions mesurées,
- et que pour des ratios de blocage inférieurs à 50 %, en présence d'obstacles rectangulaires, les vitesses de flammes et les surpressions sont plus fortes que lorsque les obstacles sont circulaires.

La plupart des conclusions reportées ci-avant sont cohérentes avec celles tirées par Hjertager.

De plus, il a été montré que les surpressions engendrées peuvent être plus ou moins élevées selon la disposition des rangées d'obstacles (décalées ou non) et la forme de ces derniers. S'agissant de cet aspect, il semble raisonnable de penser que l'écoulement de chasse des gaz frais créé quelques instants après l'inflammation est d'autant plus perturbé que les rangées de solides sont décalées ou que leur forme est rectangulaire plutôt que circulaire. Le processus d'auto-accélération des flammes peut donc être enclenché plus tôt pour aboutir à terme à des surpressions plus élevées.

Toutefois, à contrario de ce qui est mentionné plus haut, au cours des essais effectués avec un espacement entre rangées de solides limité à 3 fois leur diamètre (c'est-à-dire plus rapprochées), les surpressions mesurées ont toujours été d'amplitudes comparables quelle que soit la forme des obstacles. De même, dès lors que le ratio de blocage est égal ou supérieur à 50 %, il semble que les surpressions produites sont indépendantes de la forme des solides. Pourtant, à vitesse d'écoulement identique, la présence d'obstacles rectangulaires plutôt que circulaires doit a priori conduire à des niveaux de turbulence plus élevés. Ce résultat n'a jusqu'à présent pas pu être interprété avec certitude.

En outre, toujours dans le cas d'une distance entre les rangées d'obstacles correspondant à 3 fois leur diamètre, l'évolution des vitesses de flammes en fonction de la longueur de parcours dans le dispositif expérimental est reportée en figure 7. Les résultats reportés sur cette figure semblent indiquer que la vitesse de déflagration turbulente peut devenir constante.

Dans certaines conditions, il semble donc que le régime de déflagration turbulente, initialement accéléré sous l'influence d'obstacles, puisse devenir quasi-stationnaire. Cette remarque est peut être à rapprocher des observations de Moen et al. (Moen et al., 1981) qui montrent que les flammes turbulentes décélèrent en dehors d'un champ répété d'obstacles. Dans certaines conditions, en particulier pour des rangées d'obstacles suffisamment espacées, il se peut que le front de flamme décélère et accélère successivement maintenant, en moyenne, une vitesse quasi-constante. Des investigations supplémentaires seraient nécessaires pour vérifier cette hypothèse.

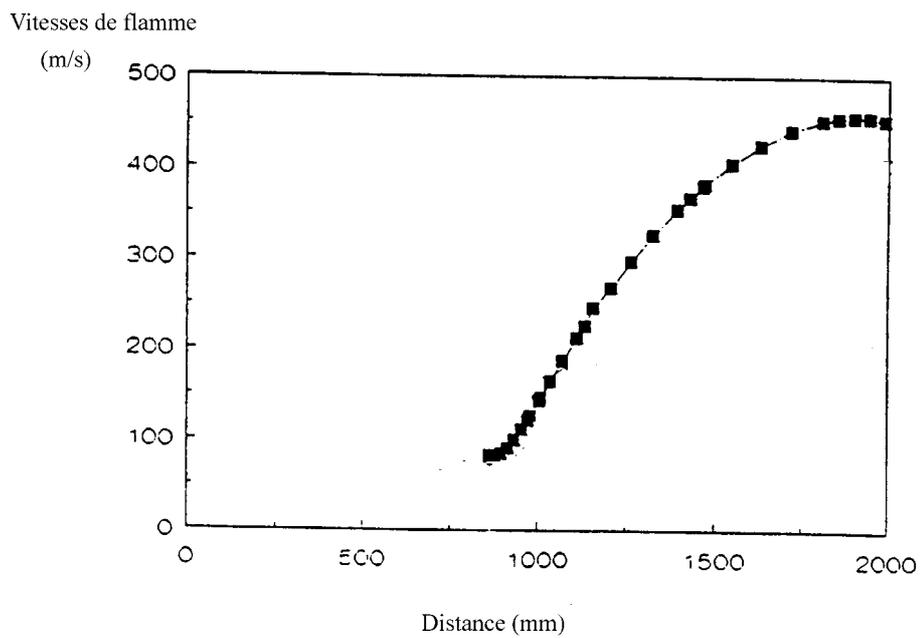
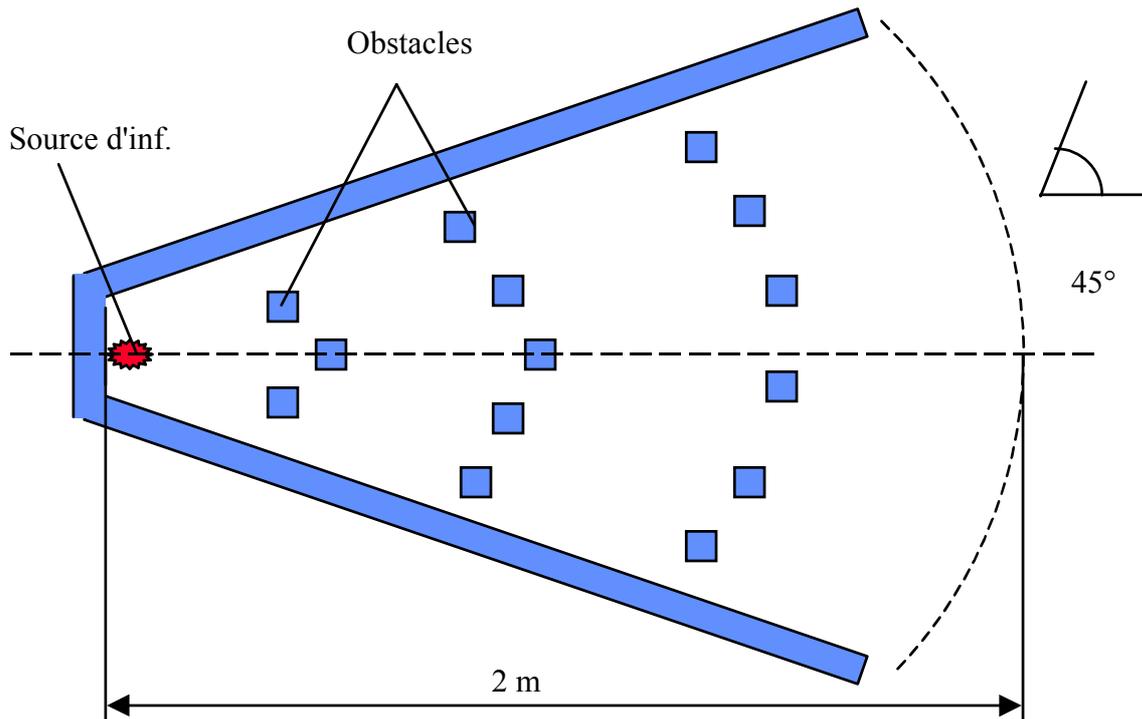


Figure 7 : Vitesses de flamme en fonction de la distance parcourue dans le dispositif expérimental (obstacles rectangulaires disposés sur des rangées décalées)

2. DEFLAGRATIONS TURBULENTES EN MODE RADIAL

De manière tout à fait analogue à ce qui a été présenté au chapitre précédent, Visser et al. ont aussi étudié le déroulement d'une explosion de gaz (mélange éthylène-air) dans la configuration présentée en figure 8. Les conclusions tirées à l'issue de plus de 50 expérimentations sont qualitativement similaires à celles reportées au chapitre précédent dans le cas des essais en mode axial.



Vue de dessus (hauteur du dispositif : 0,25 m)

Différents obstacles (présentés en figure 13) ont été employés
De plus, plusieurs dispositions d'obstacles ont été considérées.

Figure 8 : Vue schématique du dispositif expérimental employé par Visser et al. (Visser et al., 1991) pour l'étude des déflagrations turbulentes en mode radial.

En particulier, au cours des expérimentations en mode radial, il a été montré que la forme des obstacles n'a d'influence sur les surpressions atteintes que si le ratio de blocage est inférieur à 50 %. Dans ce cas, il a été de nouveau constaté que les vitesses de flamme et les surpressions produites sont plus élevées si les obstacles sont rectangulaires. Pour une valeur de ratio de blocage supérieure à 50 %, dans la configuration de ces essais, des surpressions comparables ont été mesurées quelle que soit la forme des obstacles.

3. DEFLAGRATIONS TURBULENTES EN MODE SPHERIQUE

Lind et al.(Lind et al.,1977) ont montré expérimentalement que l'inflammation par une source de faible énergie d'un volume inflammable méthane-air ou éthylène-air en champ totalement libre conduit à des surpressions aériennes relativement faibles (au plus de l'ordre de 20 à 30 mbar).

Il est à noter que ces expérimentations ont été réalisées pour des volumes inflammables caractérisés par un diamètre de plusieurs mètres.

Ce résultat est d'ailleurs largement confirmé par d'autres résultats obtenus par Hirst et Eyre, (Hirst et Eyre, 1983).

En revanche, des surpressions aériennes sensiblement supérieures (plus de 100 mbar) ont été mesurées par Harrison et Eyre (Harrison et Eyre, 1987) au cours d'explosions de mélanges méthane-air ou propane-air (en proportion stoechiométrique) dans la configuration présentée en figure 9. Ces mêmes auteurs préconisent de retenir que les vitesses de flammes peuvent augmenter exponentiellement avec le nombre de grilles servant d'obstacles placées dans le volume inflammable.

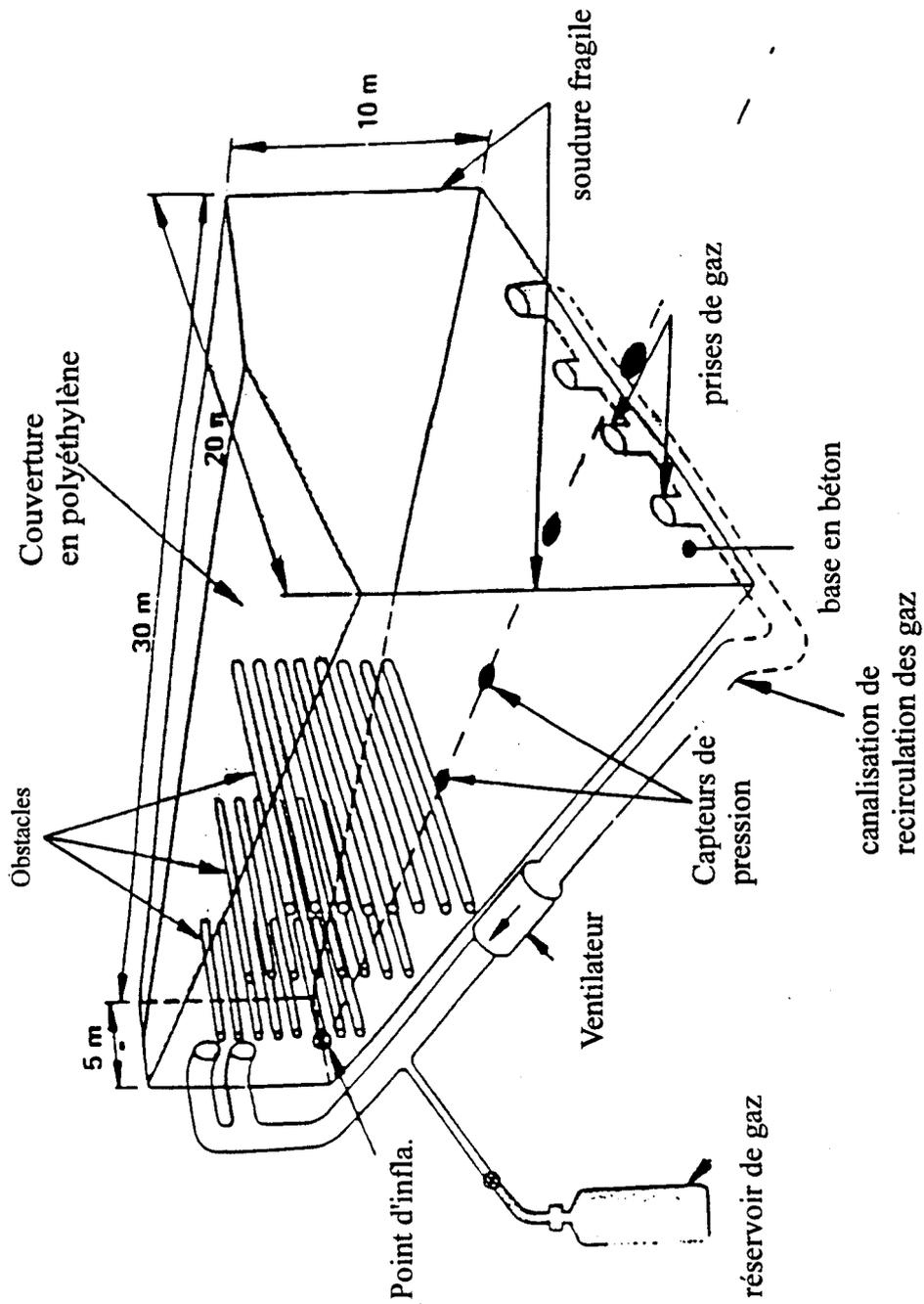


Figure 9 : Configuration des essais réalisés par Harrison et Eyre (Harrison et Eyre, 1987)

Plus récemment, une importante série d'expérimentations a été réalisée dans la configuration présentée en figure 10 en faisant varier :

- l'échelle géométrique,
- la nature des gaz combustibles,
- l'espacement entre les cylindres,
- et le diamètre de ces cylindres.

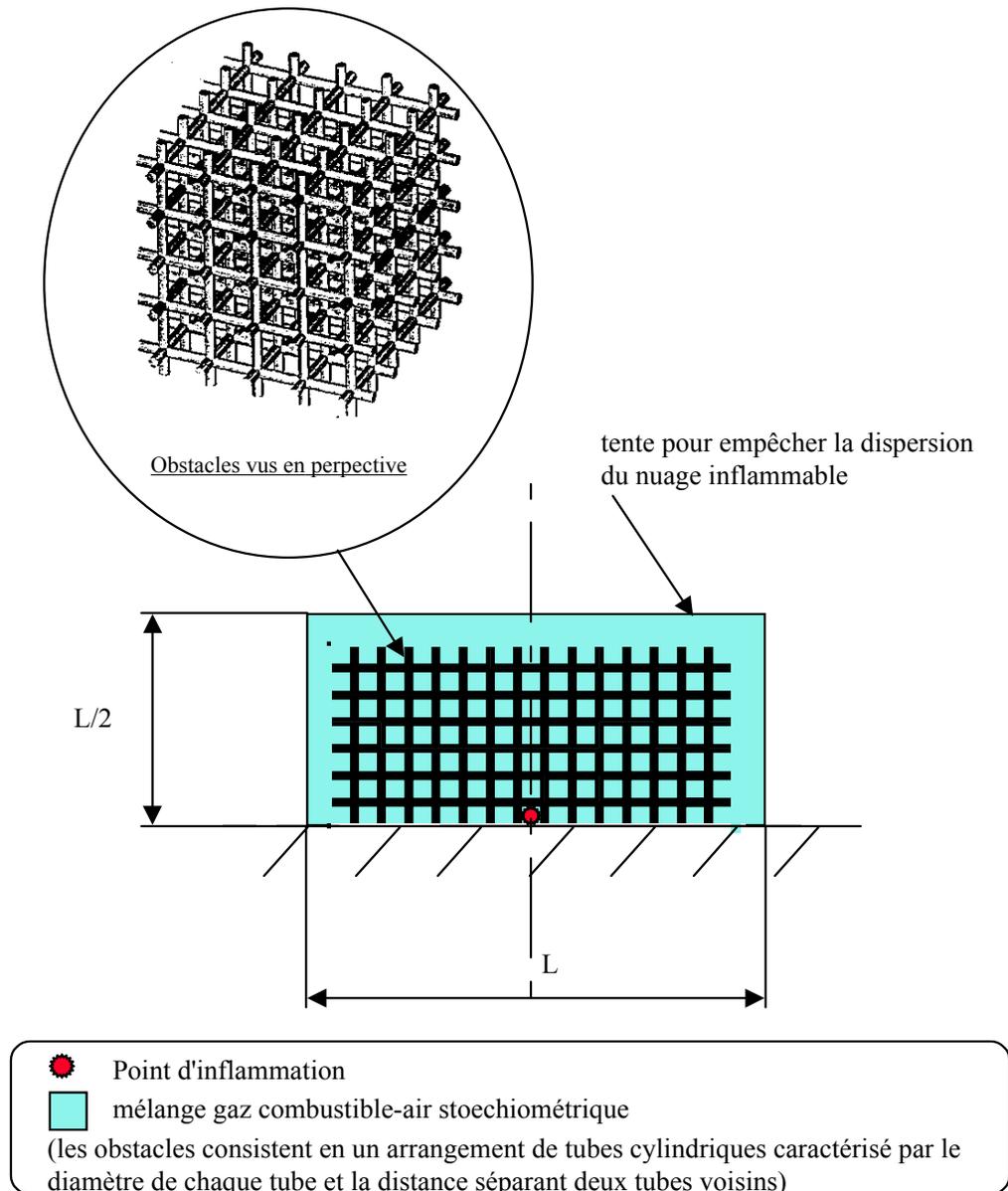


Figure 10 : Configuration générale des expérimentations présentées par Mercx (Mercx, 1995)

Un descriptif général de ces expérimentations a été fourni par Mercx (Mercx, 1995). Pour illustrer les propos développés dans cet exposé, il est intéressant d'examiner le cas de trois essais particuliers dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau 1 ci-après.

Combustible mélangé en proportion stoechio. avec l'air	Désignation de la géométrie d'après (Mercx, 1995)	Diamètre des cylindres	Distance entre deux cylindres voisins	Nombres de cylindres parallèles dans un plan vertical	Dimensions de l'arrangement de cylindres
(-)	(-)	(mm)	(mm)	(-)	(m×m×m)
méthane ou mélange méthane-propane ou propane	A	43	200	20	4,5×4,5 × 2,25
	C	86	400	10	4,5 × 4,5 × 2,25
	C*	86	400	20	9×9 × 4,5

Tableau 1 : Caractéristiques de quelques essais d'explosions en mode sphérique.

Les pics moyens de surpression, établis à partir des signaux de plusieurs capteurs pour chaque essai, sont reportés dans le tableau 2 ci-après.

Combustible mélangé en proportion stoechiométrique avec l'air (-)	Désignation de la géométrie d'après (Mercx, 1995) (-)	Pics moyens de surpression (kPa)
Méthane	A	66,2
	C	10,5
	C*	86,3
Mélange méthane-propane	A	91,2
	C	14,1
	C*	104
Propane	A	148
	C	19,2
	C*	240

Tableau 2 : Pics moyens de surpression mesurés lors des essais A, C et C*.

Quel que soit le combustible considéré, les valeurs des surpressions décroissent lorsque l'on passe respectivement de l'expérimentation effectuée avec la géométrie C* à celles réalisées avec les géométries A et C.

Les géométries A et C* diffèrent par la taille des cylindres considérés et par leur nombre (20 dans chaque plan vertical en A contre 10 en C). En conséquence, à longueur de parcours égale, il apparaît que le nombre d'obstacles par unité de longueur a plus d'influence que le diamètre de ces obstacles.

La géométrie C* est en fait une reproduction exacte à échelle double de la géométrie A. Le nombre de cylindres placés dans le champ de propagation des flammes est donc identique entre ces deux configurations. L'écart constaté sur les surpressions n'est donc a priori imputable qu'à l'effet d'échelle.

Les géométries C et C* diffèrent par les dimensions des arrangements de cylindres, leurs diamètres et leur nombre par unité de longueur étant identiques. La longueur de parcours étant plus importante dans le cas de la géométrie C*, le processus de rétroaction positive entre la dynamique d'écoulement des gaz frais et le régime de déflagration a pu être entretenu jusqu'à atteindre des vitesses de flamme plus importantes.

Enfin, il doit être noté que la valeur de surpression reportée dans le tableau 2 dans le cas de la géométrie C* pour un mélange propane-air a été établie en ne considérant qu'une partie des signaux de pression enregistrés. L'un de ces signaux est reporté en figure 11. De ce signal (pris au hasard parmi plusieurs comparables), seul le premier pic de pression, engendré par une déflagration turbulente analogue à celle observée au cours des autres essais, a été retenu pour le calcul de surpression maximale moyenne reportée dans le tableau 2. Le second pic, caractérisé par un front raide est attribué à une détonation d'une partie du volume inflammable. En effet, au cours de cette expérimentation, une transition déflagration détonation a été observée lorsque le front de flamme a atteint le volume inflammable situé dans les coins supérieurs de l'arrangement de cylindres.

Ce résultat est particulièrement important du point de vue des études de sécurité car il démontre que, même en mode sphérique, l'occurrence d'une détonation d'un mélange propane-air, allumé par une source d'inflammation de faible énergie, ne peut pas être exclue a priori.

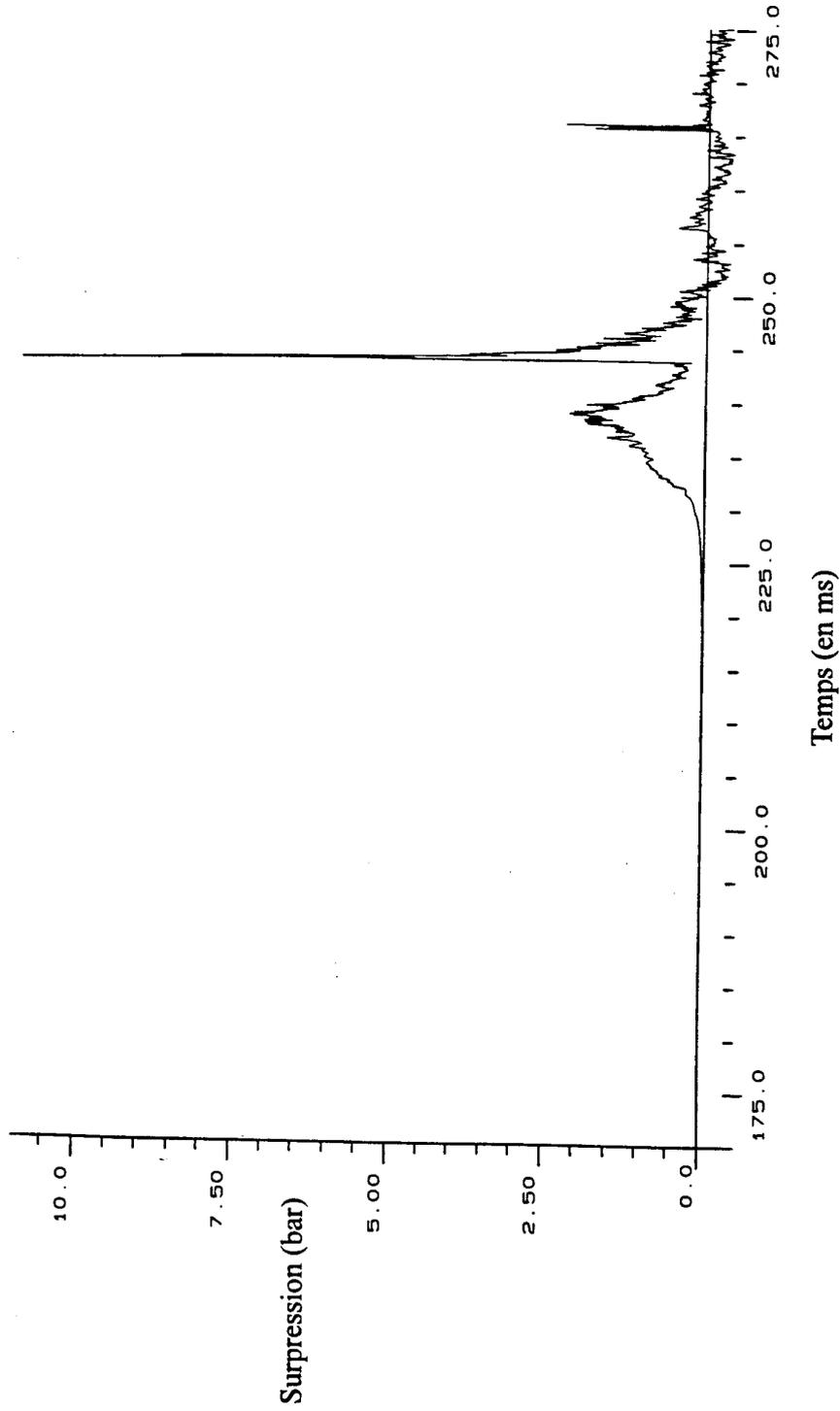


Figure 11 : Signal de surpression enregistré au cours de l'essai C*
(mélange propane-air)

4. COMPARAISON DES SURPRESSIONS ENGENDREES SUIVANT LE MODE DE PROPAGATION DES FLAMMES

Deux types de source d'inflammation ont été considérés lors de l'étude du déroulement des explosions de gaz dans le tube expérimental présenté en figure 1. L'inflammation a été réalisée dans la section fermée du tube soit au moyen d'un allumage ponctuel unique placé au centre de la section, soit au moyen de multiple points d'allumage uniformément répartis, assimilables à un « plan d'allumage ». Dans le cas de l'inflammation plane, des surpressions plus élevées d'un facteur 2 environ ont été observées par rapport au cas de l'inflammation ponctuelle centrée.

En fait, dans un cas, le mode de propagation des flammes est immédiatement axial alors que dans l'autre, il est d'abord sphérique avant de devenir axial.

Bjorkhaug et Hjertager (Bjorkhaug et Hjertager, 1986b) ont étudié expérimentalement le développement d'explosions de gaz en mode radial et en présence d'obstacles. Le dispositif expérimental employé représente un secteur angulaire de 17° d'amplitude pris dans un cylindre vertical fermé aux extrémités supérieure et inférieure. Ce dispositif, d'un aspect comparable à celui utilisé par Visser et al. (Visser et al., 1991) présenté en figure 8, mesure 10 m de long, a une hauteur de 1,25 m et une largeur de 3 m au niveau de la section ouverte. Au cours des expérimentations, les obstacles ont été disposés de sorte que des ratios de blocage exactement comparables à ceux retenus lors des expérimentations réalisées au moyen du tube présenté en figure 1 soient obtenus. Pour mémoire, ce tube mesure aussi 10 m en longueur.

A longueur de parcours égale et pour les mêmes mélanges inflammables (méthane ou propane-air), les surpressions maximales engendrées au cours des explosions en mode axial ont été grossièrement 3 fois plus élevées que celles mesurées en mode radial. Dans le but d'étudier l'influence du mode de propagation des flammes, Bjorkhaug et Hjertager (Bjorkhaug et Hjertager, 1986a) ont aussi réalisé des explosions de gaz en mode radial (en présence d'obstacles) quasi-directement comparables à celles étudiées par Chan et al. (Chan et al., 1981) en mode axial. Les résultats de mesure montrent de nouveau qu'à longueur de parcours égales, les surpressions engendrées sont plus élevées en mode axial que radial. Toutefois, pour une longueur de parcours du front de flamme de 0,5 m, le ratio des surpressions mesurées d'un mode à l'autre est de 4 alors qu'il n'est que de 1,7 pour une longueur de parcours de 1 m, toutes choses égales par ailleurs.

Cette dernière remarque semble indiquer que le mode de propagation des flammes imposé par le confinement a d'autant moins d'influence sur les surpressions engendrées que la longueur de parcours augmente.

De plus, la figure 12 où sont reportées les surpressions mesurées par Visser et al. (Visser et al., 1991) pour des modes de propagation de type axial ou radial semble indiquer qu'à longueurs de parcours égales (en l'occurrence 2 m), l'influence du mode de propagation devient très relative et peut même s'inverser pour des valeurs de ratio de blocage supérieures à 40 %. Pour mémoire, Visser et al. ont employé des mélanges stoechiométriques éthylène-air plus réactifs que les mélanges méthane-air ou propane-air.

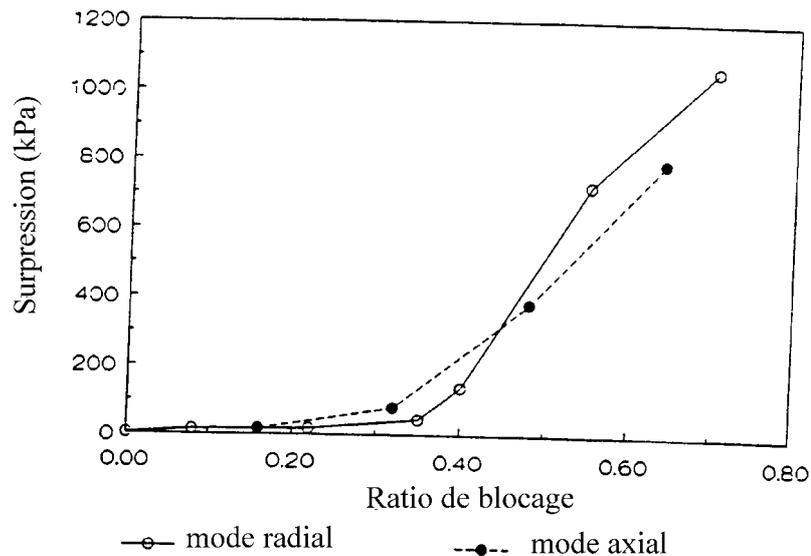


Figure 12 : Surpressions mesurées en fonction du ratio de blocage en modes axial et radial

L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre semble indiquer que le processus d'accélération des flammes est plus rapidement enclenché lorsque le mode de propagation est axial. Toutefois, il semble aussi que les vitesses de flamme et les surpressions engendrées deviennent comparables si la longueur de parcours augmente. Dans le cas des mélanges très réactifs (tel que éthylène-air employé par Visser et al., 1991) des déroulements d'explosion très comparables ont même été observés indépendamment du mode de propagation imposé par le confinement.

Des investigations supplémentaires conçues spécifiquement pour l'étude de l'influence du mode de propagation des flammes sont nécessaires pour établir clairement les liens entre ces différents modes. Il serait ainsi possible d'extrapoler les résultats d'une configuration à l'autre ce qui enrichirait sensiblement les bases de données existantes. De plus, l'influence de la longueur de parcours devrait être étudiée plus en détail ce qui permettrait par ailleurs de vérifier s'il existe réellement un régime de déflagration turbulente rapide mais stationnaire ou si des transitions à la détonation sont systématiques.

5. CONCLUSIONS

En cas d'inflammation d'un mélange gazeux au repos occupant un espace encombré d'obstacles, différents régimes de propagation des flammes sont susceptibles d'être successivement observés. Dans certaines conditions, l'expérience montre que partant d'une déflagration laminaire, le régime de la détonation de type Chapman-Jouguet peut être atteint. L'interaction entre la célérité du front de flamme et la dynamique de l'écoulement réactif (sa turbulence en particulier) est essentielle pour expliquer l'existence de vitesses de déflagration supérieures à la centaine de m/s.

A cet égard, les campagnes d'expérimentations effectuées ces 15 dernières années apportent de nombreux enseignements. En particulier, il a été montré que les surpressions engendrées au cours d'une explosion de gaz sont susceptibles d'être d'autant plus élevées que :

- le nombre d'obstacles par unité de longueur prise dans le sens de propagation des flammes est important,
- le ratio de blocage induit par la présence de ces obstacles est grand,
- ces obstacles ont une forme angulaire plutôt qu'arrondie,
- et que le mode de propagation du front de flamme imposé par le confinement est axial, plutôt que radial ou a fortiori sphérique.

De plus, dans un espace uniformément encombré d'obstacles, les surpressions mesurées augmentent en général avec la longueur de parcours des flammes.

Toutefois, en l'état actuel des connaissances, pour une longueur de parcours importante par rapport aux autres dimensions caractéristiques (des obstacles par exemple) et dans des conditions données, il reste difficile de prédire si le régime de propagation des flammes sera celui d'une déflagration turbulente rapide et stationnaire ou celui d'une détonation de type Chapman-Jouguet.

Une étude plus détaillée des interactions entre :

- le régime de combustion et de propagation des flammes,
- la dynamique de l'écoulement des gaz réactifs (en particulier sa turbulence),
- et la propagation des ondes de pression

semble incontournable pour lever ce type d'incertitude, ainsi que pour expliquer l'existence parfois observée (Moen et al., 1982) d'un optimum dans la rétroaction positive entre ces différents phénomènes.

6. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Bjorkhaug M. and Hjertager B.H. (1986a)

The influence of obstacles on flame propagation and pressure development in a radial vessel
CMI Report N° 823403-4.

Bjorkhaug M. and Hjertager B.H. (1986b)

The influence of obstacles on flame propagation and pressure development in a radial vessel of ten meters radius,
CMI Report N° 843403-9.

Chan C., Lee J.H.S., Moen I.O. and Thibault P. (1981)

Turbulent flame acceleration and pressure development in tubes
Proc. of the first specialist meeting (Int) of Combustion Institute, Univ. de Bordeaux I, France, pp. 479-484.

Harrison A.J., Eyre J.A. (1987)

" The effect of obstacle arrays on the combustion of large premixed gas/air clouds".
Combustion Science and Tech., Vol 52, pp. 121-137.

Hirst W.H.S., Eyre J.A. (1983)

Maplin Sands experiments 1980 : combustion of large LNG and refrigerated liquid propane spills on the sea. Heavy Gas and Risk Assessment II
S. Hartwig, ed. D. Reidel Publishing Co.

Hjertager B. H. (1994)

Explosions in obstructed vessels
Short Course on « Explosion Prediction and Mitigation : Congested Volumes and Complex Geometries », University of Leeds, 7-9 November, Leeds, U.K.

Hjertager B.H. et al. (1983)

Flame acceleration of propane-air in a large-scale obstructed tube
Presented at the 9 th ICDERS, Poitiers, France, July 3-8.

Hjertager B. H., Fuhre K., Bjorkhaug M. (1988)

Concentration effects on flame acceleration by obstacles in large scale methane-air or propane-air vented explosions
Comb. Sci. Tech., vol. 62, pp. 239-256.

Lind C.D., Withson J.C. (1977)

Explosion hazards associated with spill of large quantities of hazardous materials
Report CGD -85-77.Dpt of Transportation US Coast Guard.

Mercx P. (1995)

Modelling and experimental research into gas explosions
Proceedings of the 8 th International Symposium on Loss Prevention in the Process
Industries, pp. 333-348, Antwerp, Belgium.

Moen I.O., Donato M., Knystautas R., Lee J.H.S., Wagner H. Gg. (1981)

Turbulent flame propagation and acceleration in the presence of obstacles
Progress in Aeronautics and Astronautics, vol. 75, pp. 33-47.

Moen I.O., Lee J.H.S., Herjtager B.H., Fuhre K. and Eckhoff R.K. (1982)

Pressure development due to turbulent flame propagation in large scale methane-air
explosions
Comb. Flame, vol. 47, pp. 31-52.

Visser J.G., de Bruijn P.C.J. (1991)

Experimental parameter study into flame propagation in diverging and non-diverging
obstructed flows.
Final report CEC contract EV4T-0008-NL (GDF).

