



(ID Modèle = 454913)

Ineris - 206552 - 2537998 - v1.0

09/06/2022

Méthodes pour l'évaluation et la prévention des risques accidentels

Phénoménologie et modélisation des explosions de gaz confinées – Ω 31

Ministère de la Transition Ecologique
et Solidaire

PRÉAMBULE

Les rapports Oméga sont la propriété de l'INERIS. Il n'est accordé aux utilisateurs qu'un droit d'utilisation n'impliquant aucun transfert de propriété.

Le rapport Oméga est établi sur la base des données (scientifiques ou techniques) disponibles et objectives et de la réglementation en vigueur, ainsi que des pratiques et méthodologies développées par l'INERIS. Bien que l'INERIS s'efforce de fournir un contenu fiable, il ne garantit pas l'absence d'erreurs ou d'omissions dans ces documents.

Ce rapport est destiné à des utilisateurs disposant de compétences professionnelles spécifiques dans le domaine des risques accidentels. Les informations qu'il contient n'ont aucune valeur légale ou réglementaire.

Ce sont des informations générales et ne peuvent, en aucun cas, répondre aux besoins spécifiques de chaque utilisateur. Ces derniers seront donc seuls responsables de l'utilisation et de l'interprétation qu'ils feront des rapports. De même, toute modification et tout transfert de ces documents se fera sous leur seule responsabilité.

La responsabilité de l'INERIS ne pourra, en aucun cas, être engagée à ce titre. En toute hypothèse, la responsabilité de l'INERIS ne pourra être retenue que sur la base de la version française de ces rapports.

Nom de la Direction en charge du rapport : Direction Incendie Dispersion Explosion

Rédaction : GREGOIRE Yann

Vérification : DAUBECH JEROME; PROUST CHRISTOPHE; LECOCQ GUILLAUME; LEPRETTE EMMANUEL

Approbation : Document approuvé le 09/06/2022 par BOUET REMY

Table des matières

1.	Introduction	6
1.1	Les référentiels OMEGA	6
1.2	Domaine d'application et objectifs	6
1.3	Le phénomène étudié : cas de référence	6
1.4	Démarche retenue	8
2.	Accidentologie	9
2.1	Quelques accidents passés	9
2.1.1	Explosion de la London School à New London au Texas	9
2.1.2	Explosions de maisons à Merrimack Valley	10
2.1.3	Le vol TWA800 du 17 juillet 1996	11
2.2	Enseignements	14
3.	Phénoménologie d'une explosion confinée	15
3.1	Situation de référence	15
3.1.1	Qu'est-ce qu'une explosion ?	15
3.1.2	L'hexagone de l'explosion	17
3.1.3	Types de mélanges explosifs	18
3.1.4	Limites d'inflammation	18
3.1.5	Sources d'inflammation	20
3.1.6	Le confinement	21
3.2	Formation du nuage dans l'espace confiné	21
3.3	Propagation des flammes en régime de déflagration	22
3.3.1	Le taux d'expansion des produits de combustion	23
3.3.2	La vitesse de combustion	23
3.3.3	Vitesse de propagation de flamme	26
3.4	Perturbations de la flamme	27
3.4.1	Les perturbations « naturelles » des flammes : Les instabilités de combustion	27
3.4.2	Perturbations des flammes induites par la turbulence de l'écoulement	29
3.4.3	La déformation de la flamme par les obstacles	33
3.4.4	Effets des hétérogénéités de richesse du nuage	34
3.4.5	Synthèse sur les modes de perturbation de la flamme	35
3.5	Génération de pression	35
3.5.1	Cas de l'enceinte entièrement fermée	35
3.5.2	Cas d'une enceinte équipée d'un évent	37
3.5.3	Cas de 2 enceintes fermées et connectées par une ouverture	48
3.5.4	Explosion dans une canalisation	49
3.5.5	Cas d'une enceinte connectée à une canalisation de décharge	52
3.5.6	Effet d'une canalisation entre 2 enceintes	53
3.6	Cas particulier de la propagation des flammes en régime de détonation	54
3.6.1	Phénoménologie	54
3.6.2	Modèles CJ et ZND	55

3.6.3	Modèle du piston	59
3.7	Quelques spécificités des explosions de poussières ou de mélanges hybrides.....	60
3.8	Effets de l'explosion sur l'enceinte où se produit l'explosion	62
3.9	Les effets externes	64
4.	Modélisation et calcul des effets de pression des explosions confinées	67
4.1	Les grandes catégories de modèles.....	67
4.2	Situation de référence.....	67
4.3	Modélisation multiphysique, approche CFD.....	69
4.3.1	Fondements de la méthode.....	69
4.3.2	La CFD pour les déflagrations.....	70
4.3.3	Exemple de modélisation de déflagrations confinées par la méthode CFD	71
4.3.4	Cas des détonations	75
4.3.5	Modélisation de la transition déflagration - détonation (TDD).....	76
4.4	Modélisation phénoménologique des effets internes : EFFEX	78
4.4.1	L'outil EFFEX.....	78
4.4.2	L'outil SECEX.....	85
4.5	Modélisation empirique des effets internes.....	88
4.5.1	Le modèle de Bartknecht	88
4.5.2	Le modèle du guide NFPA68 (2017)	91
4.5.3	Les modèles de Molkov	92
4.5.4	Modèle de Bauwens	94
4.5.5	Exemple d'utilisation d'un réseau de neurones.....	97
4.6	Modélisation des effets externes	104
4.6.1	Préambule : les effets thermiques	104
4.6.2	Abaques de calcul de l'onde de surpression externe	104
4.6.3	Prédiction des effets de pression avec la méthode des normes européennes EN14994 ou EN14491	106
4.6.4	Le modèle SECEX – module externe	108
5.	Conclusions	111
6.	Bibliographie	112
6.1	Publications	112
6.2	Autres travaux	120

Pour citer ce document, utilisez le lien ci-après :

Institut national de l'environnement industriel et des risques, Verneuil-en-Halatte : Ineris - 206552 - 2537998 - v1.0 du 09/06/2022.

1. Introduction

1.1 Les référentiels OMEGA

Les référentiels OMEGA constituent un recueil global formalisant l'expertise de l'INERIS dans le domaine des risques accidentels. Ce recueil concerne les thèmes suivants :

- l'analyse des risques,
- les phénomènes physiques impliqués en situation accidentelle (incendie, explosion, BLEVE, ...),
- la maîtrise des risques d'accidents majeurs,
- les aspects méthodologiques pour la réalisation de prestations réglementaires (étude de dangers, analyse critique, ...).

Ces rapports ont vocation à présenter les connaissances considérées comme consolidées au moment de leur rédaction. Ces rapports sont mis à disposition des acteurs de la maîtrise des risques d'accidents majeurs qui en feront bon usage sous leur responsabilité. Certains de ces rapports sont traduits en anglais en vue d'en favoriser leur diffusion. Les concepts exposés dans ces rapports n'ont pas vocation à se substituer aux dispositions réglementaires.

1.2 Domaine d'application et objectifs

Le présent rapport **Ω 31-Explosions confinées** présente une synthèse de l'état des connaissances sur le phénomène d'explosions confinées de gaz et de vapeur, un des sujets retenus dans le thème « phénomènes physiques » cité ci-dessus.

Ce rapport étant défini comme un complément du rapport **Ω-UVCE** sur les explosions non confinées, il est focalisé sur les explosions de gaz et de vapeurs. Les spécificités des explosions confinées de poussières et de mélanges hybrides y sont abordées de manière marginale.

Les objectifs de ce document sont de présenter :

- certains accidents ayant conduits à des dégâts considérables et d'en extraire des enseignements quant au déroulement d'une explosion confinée,
- l'ensemble des conditions nécessaires à l'occurrence d'une explosion confinée et les principaux paramètres influençant la propagation de la flamme,
- une synthèse des principales méthodes disponibles pour estimer les effets de surpression engendrés par une explosion confinée et leurs limites,
- d'autres approches « innovantes » pour l'estimation de ces effets.

Le présent document ne traite pas la modélisation du phénomène d'explosion non confinée qui fait l'objet du rapport **Ω-UVCE**.

1.3 Le phénomène étudié : cas de référence

La situation type est celle d'une fuite de gaz inflammable dans un espace confiné ou semi-confiné qui aboutit à la formation dans l'enceinte d'un mélange combustible réactifs-air. Lorsqu'une source d'inflammation adéquate est présente à l'intérieur de la zone inflammable du nuage, celui-ci s'enflamme et une flamme se propage de proche en proche à partir du point d'inflammation.

La Figure 1 illustre le développement de la flamme dans le confinement.

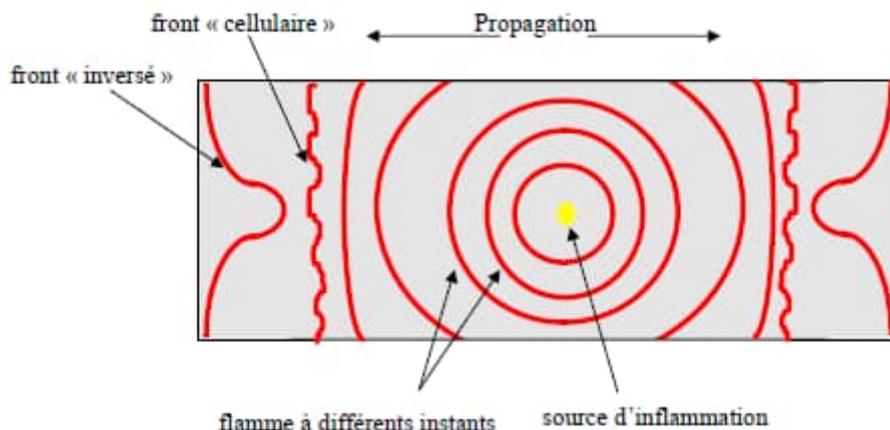


Figure 1 : Evolution du front de flamme en fonction du temps

La flamme se développe sphériquement autour de la source d'inflammation. Sur son passage, elle transforme quasi-instantanément les réactifs froids en produits de combustion très chauds (typiquement de 1000 à 2000°C) ce qui se traduit par une forte dilatation des gaz brûlés. Cette expansion volumique est responsable des effets de pression de manière générale dans le cas des explosions de gaz et plus spécifiquement dans le cas des explosions confinées de toute nature. Les vitesses de flamme observées varient en général de quelques m/s à plusieurs centaines de m/s (puis milliers pour le cas spécifique des détonations), pour des échelles de confinements qui se comptent en mètres ou dizaines de mètres. L'échange thermique avec les parois est toujours présent mais il est souvent considéré comme marginal dans les applications de sécurité industrielle. Ainsi on considère régulièrement dans ce domaine l'hypothèse d'une compression adiabatique des gaz confinés suivant la Loi de Laplace (cet aspect est développé dans le paragraphe 3.5 de ce rapport).

L'augmentation de la pression de l'enceinte complètement ou partiellement confinée, entre deux instants successifs est proportionnelle à la quantité de volume de gaz produits par la combustion, réduite de la quantité de gaz rejetée à l'extérieur par les ouvertures si elles sont présentes.

Dans le cas d'un confinement total, isolé et résistant à l'explosion, le seul effet externe visible peut être une montée en température de l'enveloppe, et a priori fortement limitée du fait de la large différence d'inertie thermique entre l'enceinte et son contenu gazeux.

Dans un contexte de sécurité industrielle, la question de l'étude de l'explosion confinée ne se pose donc que lorsque l'enceinte qui subit l'explosion :

- est connectée à d'autres équipements,
- ou présente un confinement partiel,
- ou présente un confinement total, mais temporaire, car non résistant aux effets de surpression, comme dans le cas des événements d'explosion.

Ainsi c'est également par ses effets connexes que l'explosion confinée est caractérisée.

Ces effets peuvent être de plusieurs nature :

- dans le cas d'enceintes interconnectées, on s'intéressera à la propagation de l'explosion d'un équipement à ses voisins,
- dans le cas d'une enceinte ouverte sur l'extérieur, en permanence ou lors de l'ouverture d'un événement, on pourra observer :
 - des flammes et donc des effets thermiques hors du confinement,
 - des ondes de pression, souvent avec un fort effet directionnel, dans l'axe des ouvertures,
 - des explosions externes, avec l'émission d'ondes de surpression isotropes.

1.4 Démarche retenue

Dans ce rapport sont résumées les réflexions conduites par l'Ineris à propos de la phénoménologie des explosions confinées, des méthodes d'estimation de leurs conséquences établies sur la base des travaux expérimentaux conduits dans le cadre du programme d'appui ministériel et de résultats de recherche.

L'analyse de quelques accidents bien documentés, au chapitre 2, permet de focaliser l'attention sur certains aspects importants exposés dans le chapitre dédié à la phénoménologie des explosions confinées au chapitre 3. Le chapitre 4 est focalisé sur la modélisation de ces effets.

2. Accidentologie

2.1 Quelques accidents passés

2.1.1 Explosion de la London School à New London au Texas

L'explosion de la London School s'est produite le 18 mars 1937. Il s'agit d'une explosion de gaz naturel qui a conduit à la mort de 295 étudiants et enseignants.

La London School était une grande structure d'acier et de béton, construite en 1932 dans une zone où un gisement de pétrole venait d'être découvert (en 1930). A cette époque, le gaz naturel était extrait avec le pétrole mais considéré comme un déchet car il variait en qualité d'un jour à l'autre, il était donc brûlé. L'école était équipée de 72 appareils de chauffage au gaz dans tout le bâtiment, alimentés par un robinet implanté, pour économiser de l'argent, sur une canalisation de récupération des gaz résiduels de la Parade Gasoline Company. Cette pratique bien qu'elle ne soit pas explicitement autorisée par les compagnies pétrolières locales était répandue dans la région. Le gaz naturel n'ayant aucune valeur, les compagnies pétrolières ont fermé les yeux sur cette pratique.

Le gaz naturel non traité est à la fois inodore et incolore, les fuites sont donc difficiles à détecter et peuvent passer inaperçues. Du gaz s'est échappé du robinet de la conduite de résidus et s'est accumulé à l'intérieur d'un vide sanitaire fermé qui parcourait toute la longueur de la façade du bâtiment. Les étudiants se sont plaints de maux de tête pendant un certain temps, mais peu d'attention avait été accordée à la question.

L'explosion a eu lieu le 18 mars 1937 à 15h17. On pense que l'origine serait une étincelle issue d'une ponceuse électrique utilisée lors d'un cours. L'explosion a été entendue jusqu'à six kilomètres de l'école.

Sur plus de 600 personnes de l'école, environ 130 seulement se sont échappées sans blessure grave. Les estimations du nombre de morts varient de 296 à 319. Ce nombre pourrait toutefois être beaucoup plus élevé car de nombreux résidents de New London à l'époque étaient des travailleurs temporaires des champs pétrolifères, et il n'y a aucun moyen de déterminer combien de volontaires ont collecté les corps de leurs proches dans les jours qui ont suivi la catastrophe.

Les témoignages des survivants indiquent que les murs de l'école se sont bombés, que le toit s'est soulevé du bâtiment puis s'est effondré et que l'aile principale de la structure s'est effondrée. Cependant, il n'y a pas eu d'incendie après l'explosion et certains des bâtiments du campus de 4,0 hectares ont résisté à l'explosion. Les survivants ont affirmé que des casiers encastrés dans le mur avaient été projetés par l'explosion, que d'autres avaient été écrasés par la force de l'explosion et que le plâtre était devenu une brume blanche. La force de l'explosion était telle qu'un bloc de béton de deux tonnes a été projeté hors du bâtiment et a écrasé une voiture garée à 60 m plus loin.

Le gymnase de l'école, peu endommagé par l'explosion a été rapidement converti en plusieurs salles de classe et les cours ont repris dix jours plus tard. Une nouvelle école a été construite sur ce terrain pendant les 2 années qui ont suivi la catastrophe. Un procès a été intenté contre le district scolaire et la Parade Gasoline Company, mais le tribunal a statué qu'aucun des deux ne pouvait être tenu responsable. Des experts du Bureau des mines des États-Unis ont conclu que le raccordement à la conduite de gaz résiduel était défectueux. Il avait permis au gaz de s'infiltrer dans l'école, et comme le gaz naturel est invisible et inodore, la fuite est passée inaperçue.

Afin de réduire les dommages causés par de futures fuites, la législation du Texas a commencé à exiger quelques semaines après l'explosion que des thiols (mercaptans) soient ajoutés au gaz naturel. La forte odeur de nombreux thiols rend les fuites rapidement détectables. La pratique s'est rapidement répandue dans le monde entier.

2.1.2 Explosions de maisons à Merrimack Valley

Le 13 septembre 2018, une hausse de pression dans des conduites de gaz naturel appartenant à Columbia Gas, a provoqué une série d'explosions et d'incendies dans environ 40 maisons, avec plus de 80 incendies individuels, dans les villes de la Merrimack Valley au Massachusetts. Une personne a été tuée et 30 000 ont été forcées d'évacuer temporairement leurs maisons.



Figure 2 : Image d'une maison détruite lors des évènements de Merrimack Valley

Selon le rapport préliminaire du NTSB, les clients de la zone de l'accident recevaient du gaz d'un réseau de distribution basse pression (35 mbar) qui, à son tour, était alimenté par un pipeline principal haute pression (5 bar) via des régulateurs contrôlés par des capteurs. Au moment de l'accident, les travailleurs remplaçaient une partie de la tuyauterie basse pression en fonte par une tuyauterie plus récente, en plastique. Lorsque les opérateurs ont fait le raccord de la partie haute pression avec cette nouvelle canalisation, ils ont déconnecté l'ancienne qui s'est alors vidée. La procédure mise en place par Columbia Gas pour la réalisation de ce travail, n'incluait pas le transfert du capteur de pression de l'ancienne tuyauterie vers la nouvelle. En conséquence, lorsque l'ancien tuyau a été dépressurisé, le régulateur, toujours connecté à ce capteur sur l'ancienne canalisation, a détecté une pression nulle du côté basse pression et s'est complètement ouvert, alimentant à pleine pression le réseau de distribution local.

Cette procédure défectueuse a provoqué une accumulation de gaz naturel dans les maisons en quelques minutes.

Quelques minutes avant les incendies et les explosions, le centre de surveillance de Columbia Gas à Columbus dans l'Ohio, a reçu deux alarmes de haute pression pour le réseau de South Lawrence : l'une à 16h04 et l'autre à 16h05. Toutefois, ce centre n'avait aucune capacité de contrôle sur le réseau, par exemple pour fermer ou ouvrir les vannes. Sa seule fonction était de surveiller les pressions exercées sur le réseau de distribution et de conseiller les techniciens de terrain en conséquence. Suivant le protocole de l'entreprise, à 16 h 06, le contrôleur de Columbia Gas a signalé l'événement de haute pression au groupe des compteurs et règlements à Lawrence. C'est néanmoins un résident local qui a fait le premier appel aux services d'urgence à 16 h 11.

De multiples explosions et incendies ont été signalés sur une très courte période dans les villes de Merrimack Valley. Au cours de la soirée, les équipes d'urgence ont répondu à entre 40 et 80 incendies. À un moment donné, jusqu'à 18 incendies brûlaient à la fois alors que les équipes de secours étaient prévues pour une réponse à un maximum de 10 alarmes simultanées.

Le chef des pompiers d'Andover, l'une des villes touchées, a décrit la zone impactée comme une zone de guerre, avec des flots de fumée à Andover et dans la ville voisine de Lawrence. Un résident de Lawrence a décrit avoir trouvé sa chaudière en feu après le déclenchement de son détecteur de fumée ; puis un bruit venant de la maison d'un voisin suivi d'un tremblement du sol. Une explosion dans une maison voisine a provoqué le déplacement de ses fondations, qui a à son tour a fait tomber la cheminée attachée sur une voiture occupée par un résident en fuite, le tuant. En plus de ce décès, vingt-cinq personnes ont été blessées à Merrimack Valley lors de la série d'explosions et d'incendies.

Une fois l'origine de cette série d'accidents identifiée, tous les résidents approvisionnés par Columbia Gas dans la région, 8600 personnes, ont été invités à évacuer leurs maisons. Columbia Gas a fermé le régulateur en question vers 16h30 et tous les incendies pu être éteints à 18h45. L'électricité a également été coupée dans le secteur pour limiter les risques d'inflammation d'éventuelles poches de gaz persistantes. Plus tard, d'autres vannes critiques du système de distribution de gaz naturel concerné ont été fermées. Vers minuit, les équipes techniques de Columbia Gas escortés par des membres du personnel d'intervention d'urgence ont commencé à fermer les compteurs de chaque maison pour les isoler du réseau de distribution de gaz naturel. L'opération a duré toute la nuit.

Le 14 septembre 2018, le gouverneur du Massachusetts a déclaré l'état d'urgence et a nommé un tiers expert pour évaluer et superviser la gestion du système de distribution de gaz dans la zone touchée. Les résidents ont pu progressivement retourner à leurs maisons et à leurs entreprises, mais d'autres sont toujours restés dans des abris d'urgence, des hôtels ou avec des amis et de la famille. Les inspections étaient terminées et l'électricité dans toutes les zones touchées a été rétablie le 16 septembre 2018. Néanmoins, certaines entreprises dépendant du gaz, comme les laveries automatiques et les restaurants, sont restées dans l'impossibilité d'ouvrir. Le rétablissement du service de gaz aux 8 600 clients touchés a nécessité le remplacement d'environ 77 km de gazoduc. Le 22 septembre 2018, les troupes de la Garde nationale ont commencé à livrer environ 7 000 plaques chauffantes aux clients pour remplacer temporairement les cuisinières à gaz. Environ 24000 radiateurs d'appoints ont été fournis avant l'arrivée des fraîcheurs hivernales, pour lesquels Columbia Gas devait payer les factures d'électricité accrues. La société a dû renoncer à une augmentation tarifaire de 33 millions de dollars qui devait entrer en vigueur en novembre 2018. Début mai 2019, NiSource, la société mère de Columbia Gas of Massachusetts, a déclaré que les réclamations de tiers liées à la catastrophe gazière de Merrimack Valley pourraient coûter plus d'un milliard de dollars. Ce montant comprend les dommages matériels, les blessures corporelles, les dommages aux infrastructures et les paiements d'aide mutuelle à d'autres services publics qui ont contribué aux efforts de redressement et de restauration. Plusieurs recours collectifs ont été intentés pour négligence et destruction de biens, ceux-ci ont finalement tous été réglés par Columbia Gas pour 143 millions de dollars en juillet 2019. En février 2020, Columbia Gas a plaidé coupable d'avoir violé les lois fédérales sur la sécurité des pipelines, a accepté de vendre ses activités de distribution de gaz dans l'État et payer une amende de 53 millions de dollars.

2.1.3 Le vol TWA800 du 17 juillet 1996

Le 17 juillet 1996, le vol TWA 800 à destination de Paris, un Boeing 747-131, a explosé à 20 h 31 au-dessus de l'océan Atlantique à 13 700 pieds d'altitude. Cela s'est produit 12 minutes après le décollage à 20 h 19 de l'aéroport John F. Kennedy (JFK) de New York.

Les 18 membres d'équipage et 212 passagers ont été tués.

L'appareil venait d'effectuer un vol transatlantique en provenance d'Athènes, le vol TWA 881, et arrivait au terminal de JFK à 16 h 38. L'équipage ne détecta aucune anomalie et il y eut, comme prévu, un changement d'équipage. La vérification de l'appareil effectuée vers 18 h ne détecta aussi aucun problème, excepté une avarie d'une jauge de kérosène, défaillance jugée sans conséquence par les mécaniciens. Il fut procédé au remplissage des réservoirs des ailes, suffisant pour effectuer le vol prévu, et le réservoir central fut laissé vide.

Lors de l'enquête pour déterminer l'origine de l'explosion, le fuselage de l'avion a été reconstitué :



Figure 3 : Reconstitution du fuselage de l'avion après l'accident

Selon l'analyse du NTSB (National Transport Safety Board) sur le fuselage endommagé, plusieurs indicateurs pointent vers une explosion qui s'est produite au fond du réservoir de carburant central du 747, peu avant la rupture de l'avion.

Les enquêteurs des États-Unis ont finalement trouvé que la source d'allumage de l'explosion dans le réservoir central de carburant était un câblage électrique effiloché, qui aurait créé une étincelle. Des dépôts de carbone ont été trouvés autour des connexions électriques à l'origine du problème.

Il a été conclu qu'une explosion de vapeur de kérosène s'était produite dans le réservoir central presque vide et que cela avait déchiré la structure de l'avion, entraînant la désintégration de l'avion.

Tout ce qui était nécessaire alors pour que le réservoir de carburant explose était un mélange vapeur-air inflammable. Le facteur clé à comprendre lors de l'explosion du vol TWA 800 est la raison pour laquelle un mélange inflammable s'est produit dans le réservoir de carburant.

Le volume du réservoir central de l'avion est de l'ordre de 60 m^3 , avec une surface de plancher voisine de 40 m^2 . Au sol et vide de carburant, il contient 72 kg d'air. Le rapport massique air / carburant stœchiométrique pour le kérosène d'aviation est typiquement de 14,6. Avec ces dimensions, cela signifie qu'une masse de $4,93 \text{ kg}$ de vapeur de carburant est suffisante pour produire un mélange vapeur / air inflammable stœchiométrique. La limite tombe à $2,5 \text{ kg}$ pour un mélange pauvre mais qui reste inflammable (environ la moitié de la concentration stœchiométrique).

Cela correspond à l'évaporation d'environ 3 litres de carburant distribués sur les 40 m² de plancher du réservoir, soit une épaisseur de flaque de moins d'1 mm.

Toutefois pour s'évaporer et former avec l'air un mélange pauvre, à la pression atmosphérique, le Kérosène a besoin d'une température voisine de 45 °C (Figure 4). Lors de l'explosion du vol TWA 800, la température ambiante n'était que de 22°C.

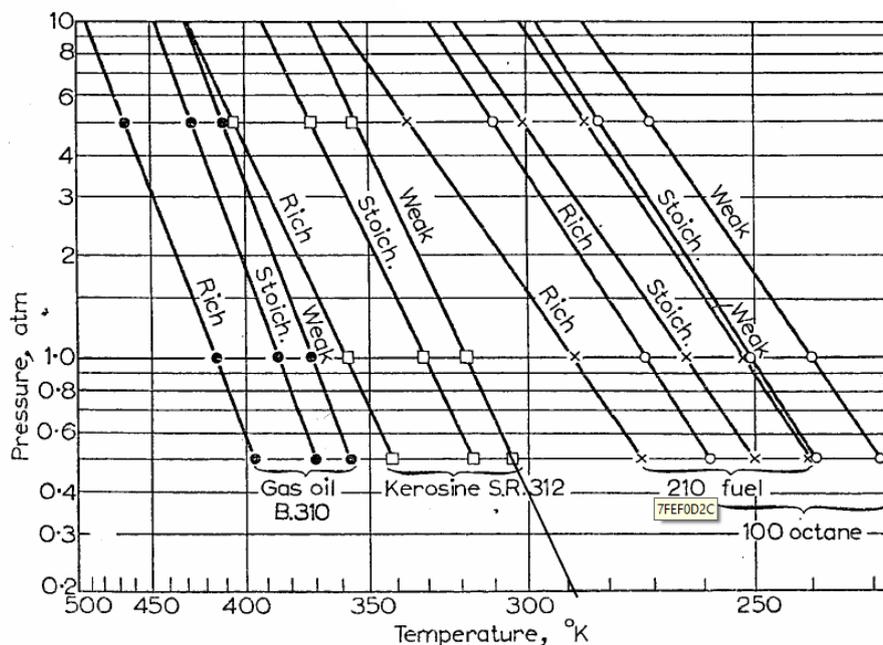


Figure 4 : Limites d'inflammabilité calculées pour un Kérosène, du Diesel et de l'essence (Mullins and Penner, 1959)¹

Au fur et à mesure que l'avion monte, la pression ambiante diminue, ce qui diminue la pression dans le réservoir de carburant. Cela réduit la masse d'air dans le réservoir, mais n'a aucune influence sur la masse de carburant présente sous forme de liquide et de vapeur. La pression partielle d'air diminuant, le pourcentage de vapeur augmente. L'effet net est que le mélange global dans le réservoir devient plus riche à mesure que l'avion monte, il entre peu à peu dans la plage d'inflammabilité depuis le côté pauvre.

Toutefois, même à l'altitude où l'avion a explosé, la diminution de la pression est insuffisante pour conduire à la formation d'un mélange inflammable car la température, déjà faible au sol, diminue en altitude.

Il manque une source de chaleur, qui aurait chauffé suffisamment le carburant pour produire une vapeur inflammable. L'enquête a démontré (par des essais) que cette source de chaleur était l'unité de climatisation sous le réservoir, qui a porté le kérosène à une température comprise entre 37 et 50°C, suffisante pour former l'ATEX.

En mai 1997, Boeing a recommandé aux compagnies aériennes du monde entier d'inspecter le câblage et la tuyauterie dans les réservoirs de carburant centraux de tous les 747 gros porteurs.

¹ Ces limites sont des ordres de grandeur, les valeurs pouvant varier modérément avec la composition variable des carburants commerciaux.

2.2 Enseignements

Les gaz combustibles exploités dans l'industrie sont, contrairement aux matériaux naturellement sous phase condensée, des éléments légers de masse volumique du même ordre de grandeur que celle de l'air, de l'ordre de 1 kg/m^3 . Il y a donc un intérêt particulier lors de leur stockage à les mettre dans l'état où ils prendront moins de place. En les comprimant ou les refroidissant (pour les mélanges cryogéniques) dans des réservoirs particuliers ou des canalisations on isole ces gaz dans des volumes exploitables à l'échelle industrielle, mais ils sont dans des conditions très différentes de celles qu'ils auraient dans l'air. En conséquence, la moindre ouverture ou perte d'étanchéité conduit à un rééquilibrage thermodynamique entre le réservoir et l'air, ce qui se traduit par une fuite d'intensité variable. Il apparaît alors dans les retours d'accident que se sont régulièrement les réservoirs et canalisations de transport qui sont à l'origine des situations accidentelles.

En cas de fuite, les gaz combustibles sont libérés dans l'air, ils sont capables de s'y mélanger et former avec l'oxygène de l'air un mélange explosif. Les accidents constatés à Merrimack Valley indiquent que les sources d'inflammation possibles sont nombreuses et souvent inconnues. Il devient alors difficile de s'en protéger.

Les événements explosifs sont d'autant plus dangereux qu'ils sont brefs et difficiles à anticiper. Des gaz souvent incolores et inodores et, donc non détectés par des personnes non informées de leur présence, peuvent être enflammés par des sources aussi faibles que de l'électricité statique. La durée caractéristique du phénomène est au plus de l'ordre de la seconde, une période relativement courte qui laisse peu d'options pour s'en prémunir.

Lors d'un accident ce phénomène d'explosion engendre quasi-systématiquement d'autres phénomènes dangereux de portée et de durée variables tels que des effondrements, des projections et des incendies. Ce sont souvent ces phénomènes indirects qui sont à l'origine des décès.

Les dégâts occasionnés, lorsqu'aucun système de mitigation n'est présent sont sévères tant pour les personnes que du point de vue matériel, occasionnant souvent en plus de nombreux décès, des frais importants pour les collectivités et des faillites d'entreprises.

3. Phénoménologie d'une explosion confinée

3.1 Situation de référence

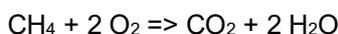
3.1.1 Qu'est-ce qu'une explosion ?

Au sens général, on appelle explosion toute libération brutale d'énergie d'origine chimique (combustion) ou mécanique (éclatements), qui engendre dans le milieu connexe des effets mécaniques (de pression, des projections) et thermiques (des flammes et gaz chauds). Au-delà de cette description générale, on s'intéresse dans le contexte de ce rapport aux explosions confinées, de gaz principalement, mais aussi de combustibles divers (suspensions de poussières réactives ou de gouttelettes de fuel). Il s'agit donc ici d'étudier les conséquences sur une enceinte et son environnement d'une combustion, une réaction chimique, rapide.

Prenons l'exemple de la combustion de gaz méthane CH₄.

D'après le dictionnaire du Groupement Français de Combustion (GFC), une combustion est une "réaction chimique globalement et généralement fortement exothermique, autonome, susceptible de s'accroître brutalement et d'être accompagnée d'émission de rayonnements. Une combustion peut être lente (phase du processus qui précède l'éventuelle accélération brutale de la réaction) ou vive (phase du processus débutant avec l'accélération brutale et caractérisée par une vitesse réactionnelle élevée). Selon les conditions de confinement, le dégagement de chaleur de la réaction de combustion peut conduire à une expansion rapide du milieu réactionnel ou à une forte augmentation de pression. L'émission de rayonnements se situe généralement, au moins en partie, dans le visible, le proche UV et le proche IR. L'accélération brutale caractéristique de la combustion vive peut conduire à la formation d'une flamme. On peut aussi observer l'émission de fumée avec ou sans incandescence. Une combustion peut libérer des espèces chargées : électrons, ions positifs ou négatifs. Elle réalise donc une conversion d'énergie chimique potentielle en énergie thermique, mécanique, rayonnante, électrique. La normalisation française définit la combustion comme la réaction chimique exoénergétique entre un réducteur et l'oxygène ou un autre corps électronégatif. Dans le sens usuel, la combustion est la réaction entre un combustible et l'oxygène pur, l'oxygène dilué (air) ou une espèce chimique riche en oxygène (ozone, peroxyde d'hydrogène, acide nitrique). Dans le cadre de ce rapport on ne s'intéresse pour les comburants qu'à l'oxygène pur ou celui contenu dans l'air.

L'équation de la réaction chimique de combustion du méthane s'écrit généralement sous la forme suivante :



Cette réaction chimique n'est possible que sous certaines conditions, il est nécessaire d'avoir une mise en contact :

- de l'oxygène, le comburant,
- du méthane, le combustible,

Comme toute réaction chimique, la combustion n'est initiée que si le mélange reçoit une énergie d'activation suffisante pour déclencher la réaction. La réaction fait alors passer les réactifs (le méthane et l'oxygène) à l'état de produits de combustion, dont l'enthalpie de formation est inférieure. La différence d'énergie entre les deux états est libérée dans le milieu connexe sous forme de chaleur (et sous forme d'énergie mécanique en particulier pour les réactions plus rapides telles que les détonations).

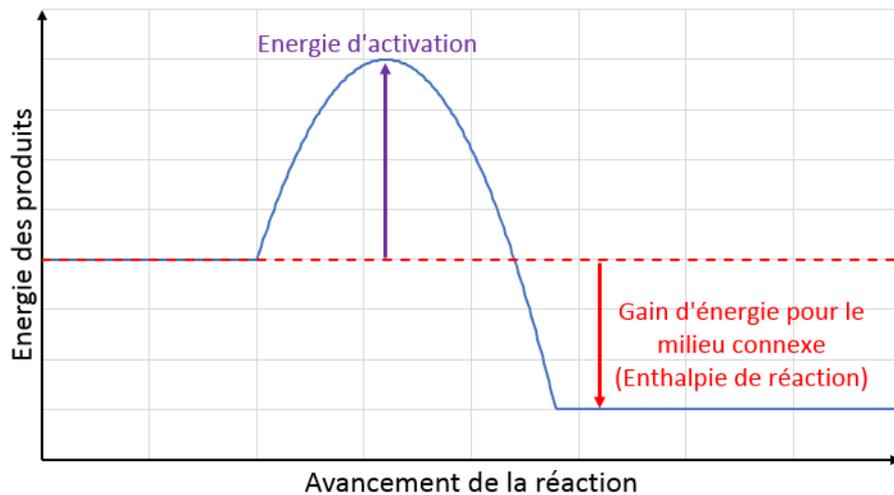


Figure 5 : Schéma de principe de la libération d'énergie lors d'une réaction chimique

L'énergie d'activation est apportée par la source d'inflammation. On retrouve ainsi le triangle du feu : combustible – comburant – source d'inflammation.

Pour obtenir une explosion, davantage de conditions doivent être réunies. L'explosion est associée à l'idée d'une libération brutale d'énergie, c'est-à-dire dans un temps très court. Ce temps peut être limité soit par la cinétique chimique, la vitesse propre à la réaction, soit par la mécanique, le mélange des espèces. Dans un brûleur, on contrôle la vitesse à laquelle le combustible et le comburant sont mis en contact, la propagation de la flamme est limitée par la diffusion des espèces et on parle de flamme de diffusion. Pour une explosion, ces deux réactifs doivent être mélangés, la propagation de la flamme est limitée par la cinétique chimique, on parle de flamme de prémélange. Une des conditions nécessaires à l'explosion du gaz combustible est donc son mélange avec le comburant.

On distingue deux régimes autonomes de propagation d'une combustion :

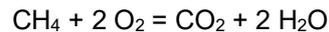
- La déflagration : elle se déplace à vitesse subsonique par rapport au mélange frais et est entretenue par la libération d'énergie issue des réactions chimiques dont la propagation est pilotée par la diffusion de la chaleur et des espèces depuis la zone de réaction chimique vers le mélange frais. L'écoulement du mélange frais devant la flamme est perturbé par celle-ci puisque cette dernière est subsonique.
- La détonation : elle se caractérise par un couplage fort entre une onde de choc incidente et une zone de réaction chimique. Supersonique par rapport au mélange frais (non perturbé), l'onde de choc amorce les réactions chimiques par l'échauffement généré par la compression du milieu. La libération d'énergie chimique qui s'ensuit permet d'entretenir l'onde de choc de tête. Devant le choc, le mélange n'est pas perturbé par la réaction.

L'instabilité de la déflagration peut générer dans le mélange frais des perturbations pouvant accélérer la flamme par divers mécanismes. Il est possible alors de passer du régime de déflagration au régime de détonation. On appelle ce phénomène Transition Déflagration Détonation, noté TDD.

A ce stade il est néanmoins important de retenir que dans l'industrie :

- la déflagration est la situation rencontrée le plus souvent,
- la détonation n'est observée qu'avec les espèces les plus réactives, comme l'hydrogène et souvent dans des conditions d'amorçage, de turbulence ou de confinement particulières (par exemple dans le cas d'un amorçage par une explosion forte plutôt qu'une étincelle, dans un jet turbulent issu d'un réservoir pressurisé ou dans une longue canalisation suite à l'accélération progressive de la flamme).

Revenons à l'équation de combustion du méthane dans l'oxygène :



On constate qu'une mole (ou un volume) de CH_4 réagit avec 2 volumes d' O_2 . Pour une réaction complète, on déduit qu'il faut 2 fois plus d'oxygène que de méthane, soit 33 % de méthane pour 67 % d'oxygène. Si on se place dans l'air, en considérant qu'il contient 20 % d'oxygène, on constate qu'un volume de méthane réagira avec $2 / (20 \%) = 10$ volumes d'air. L'explosion de méthane devrait donc se dérouler de manière optimale dans l'air si on respecte cette proportion, que l'on qualifie de stœchiométrique. Intuitivement, on comprend que si on s'en éloigne, la réaction, si elle reste possible, sera incomplète, soit du fait d'un manque de combustible (on parle alors d'un mélange « pauvre »), soit du fait d'un manque de comburant (et donc un excès de combustible, on parle dans ce cas d'un mélange « riche »). Cela revient à limiter le mélange des espèces et donc limiter la formation de l'explosion. Non seulement les espèces combustibles et comburantes doivent être mélangées mais elles doivent aussi l'être dans de bonnes proportions. En pratique pour les gaz, les vitesses de combustion les plus importantes sont obtenues pour les mélanges riches, dans les CNTP, contenant un excès de combustible de l'ordre de 5 à 10 %.

Le confinement n'est pas strictement nécessaire à l'explosion, et c'est d'autant plus vrai pour les réactions donnant les flammes les plus rapides. Néanmoins c'est souvent un facteur aggravant de l'explosion, et c'est pourquoi il est retenu dans l'hexagone de l'explosion. La raison vient de la température de flamme, qui pour un même mélange dans des mêmes conditions identiques, sera plus élevée dans un espace confiné qu'à l'extérieur. De manière approximative, le dégagement massique de chaleur Q_m est fonction de la capacité calorifique du gaz et du delta de température de la réaction :

$$Q_m = C * (T_{\text{après}} - T_{\text{avant}}) \quad \text{Équation 1}$$

Q_m est fixé par la thermodynamique. Dans une enceinte, on utilise pour C la capacité calorifique du gaz volume à constant C_v . A l'extérieur on doit utiliser la capacité calorifique du gaz à pression constante C_p qui est plus élevée que celle à volume constant (par exemple pour l'air $C_p/C_v = 1.4$). En conséquence pour une même réaction, la température atteinte en milieu confiné est plus élevée. Les équations d'état des gaz établissent une proportionnalité entre la température et la pression : une température plus élevée signifie également des effets de pression plus importants. Cela confirme le caractère aggravant du confinement sur les effets de l'explosion. Au-delà de l'aspect purement thermodynamique, dans un espace confiné, pratiquement toute l'énergie interne de la réaction est convertie en pression via la dilatation des gaz chauds. A l'opposé, avec un confinement absent ou partiel, la répartition de l'énergie de combustion n'est plus la même et s'opère via des phénomènes sur des durées caractéristiques variables : en plus de la production de gaz chauds, des ondes de pression sont émises, et des gaz sont mis en mouvement, si bien que moins de 10% de l'énergie de réaction est convertie en énergie de pression.

3.1.2 L'hexagone de l'explosion

En synthèse du paragraphe précédent, pour observer l'explosion confinée d'un combustible, qu'il s'agisse d'un gaz, de poussières, d'un aérosol ou d'un mélange hybride, on considère qu'il est nécessaire de réunir les 6 conditions suivantes :

- 1) un confinement,
- 2) un combustible,
- 3) une suspension de la matière combustible dans ce confinement,
- 4) un comburant qui est en général l'oxygène de l'air,
- 5) un mélange en proportions combustible-comburant qui permette l'explosion, on parle alors de plage d'explosivité,
- 6) une source d'inflammation suffisamment forte pour déclencher l'explosion.

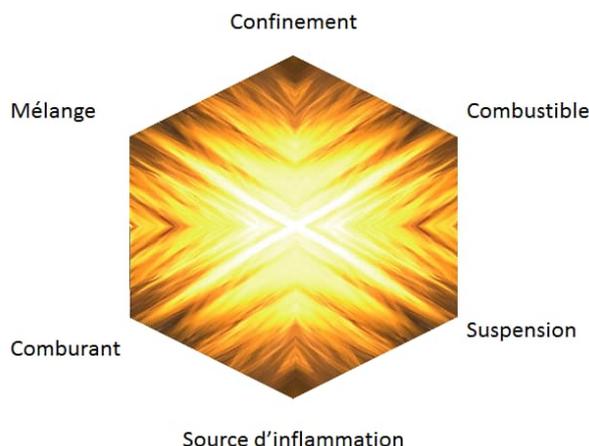


Figure 6 : Hexagone de l'explosion

3.1.3 Types de mélanges explosifs

On différencie plusieurs types de mélanges explosifs : il peut s'agir d'un mélange d'air avec un gaz combustible (méthane, hydrogène, etc. ...) ou avec des poussières (charbon, farine, bois ...). On parle dans ce cas d'ATEX gaz ou d'ATEX poussières. Ces deux grandes familles sont les plus connues mais d'autres existent comme la suspension de gouttelettes d'un liquide combustible (par exemple de l'acétone) ou un mélange de gaz et de poussières comme dans les mines où un mélange hybride de charbon et de méthane peut être observé.

Dans le cas présent on s'intéresse principalement aux explosions confinées de gaz. Les spécificités liées aux autres atmosphères explosives ne sont pas l'objet principal de ce rapport et ne sont abordées que de manière marginale.

3.1.4 Limites d'inflammation

Non seulement le mélange du combustible et du comburant est une condition nécessaire, mais il doit aussi être réalisé dans des proportions adéquates pour la propagation de l'explosion.

La thermodynamique indique qu'une réaction est possible dès lors qu'un combustible et un comburant sont mélangés, sous réserve de recevoir une énergie d'activation adéquate pour amorcer la réaction. En pratique une réaction thermodynamiquement possible est, dans tous les cas, limitée par la cinétique chimique. Les mesures expérimentales révèlent que les vitesses de flamme sont largement influencées par la concentration des espèces combustibles dans leur comburant. En dehors de certaines limites de concentration, la propagation des flammes est impossible. Dans l'air, dans les conditions normales de température et de pression (CNTP), on parle alors de limite inférieure d'explosivité – LIE ou de limite supérieure d'explosivité – LSE. Ces limites peuvent être mesurées expérimentalement, ou estimées à l'aide de modèles de complexités variables (voir par exemple les travaux de Albahri (2003) ou Addai (2016)) . La stœchiométrie d'une réaction d'un composé dont on connaît la formule est calculable en équilibrant l'équation de la réaction, comme il a été fait pour le méthane au paragraphe 3.1.1. Andrews et Phylaktou (2010) fournissent des méthodes simples pour estimer la valeur de la concentration à la stœchiométrie pour des cas plus généraux de gaz, d'hydrocarbures ou de poussières.

Le Tableau 1 présente quelques-unes de ces limites d'explosivité et la concentration à la stœchiométrie pour des gaz rencontrés couramment dans l'industrie.

Gaz	LIE	LSE	Stœchiométrie
Méthane	5	15	9,5
Ethane	3	15,5	5,6
Propane	2,1	9,5	4,0
Butane	1,3	8,5	3,1
Hydrogène	4	75,6	29,5
Cyclohexane	1,2	8,3	2,3
Ammoniac	16	25	22
Acétylène	2	80	7,5

Tableau 1 : LIE, LSE et stœchiométrie de gaz combustibles communs dans l'air (CNTP)

On constate que pour certains gaz, comme le méthane, la plage d'explosivité est relativement réduite tandis que pour d'autres tels que l'acétylène, elle est très large. De manière générale on observe néanmoins pour les hydrocarbures que la LIE est de l'ordre de la moitié de la stœchiométrie.

Il existe une base consacrée aux gaz et vapeurs, produite et diffusée par l'INRS, qui contient des informations, dont des valeurs de LIE et LSE sur plus de 1 000 substances gazeuses : <http://www.inrs.fr/publications/bdd/caratex.html>.

Ces limites dépendent des conditions de température et de pression. Le graphique suivant prend pour exemple la LIE de l'hydrogène dans l'air dans différentes conditions :

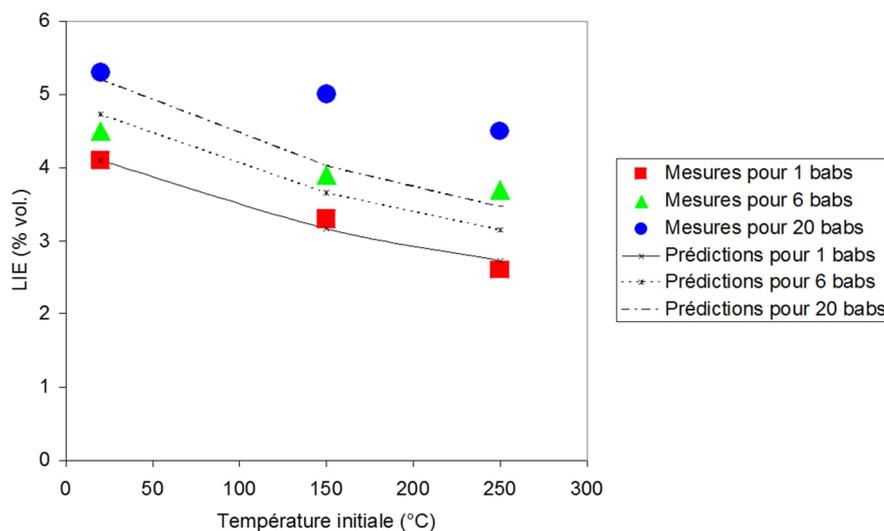


Figure 7 : LIE pour l'hydrogène dans l'air en fonction de la température et de la pression

Par définition la LIE ou la LSE correspond à une mesure dans l'air. Dans un procédé industriel, la fraction d'oxygène dans l'atmosphère entourant le combustible peut varier et modifier ces limites. S'il y a moins d'oxygène, la plage d'explosibilité diminue. Si au contraire il y a un excès d'oxygène (par rapport au cas de l'air) on s'attendra à une plage d'explosivité plus large. Attention cependant il existe également une dépendance à la température et la pression qui peut aussi décaler la plage d'explosivité dans les deux sens.

3.1.5 Sources d'inflammation

Le rôle de la source d'inflammation est d'amorcer l'explosion. Divers phénomènes sont susceptibles de provoquer une inflammation, mais deux grandes catégories de sources d'inflammation sont évoquées de manière récurrente dans les analyses d'accidents :

- Les sources d'origine électrique :
 - les étincelles et les échauffements par effet joule induits par les matériels électriques,
 - les étincelles engendrées par une décharge d'électricité statique.

- Les zones dans lesquelles se produisent une élévation de température :
 - Les sources d'origine mécanique constituées par des frottements intenses (par exemple : un rouleau bloqué d'une grande bande transporteuse parfois portée au rouge par le frottement de la bande), des impacts violents de corps durs contre les parois internes d'un procédé.
 - Les travaux de soudage, de meulage lorsqu'ils sont faits sans tenir compte de la présence d'une atmosphère explosive.
 - Les zones chaudes peuvent recouvrir plusieurs phénomènes qui se traduisent par une élévation importante de la température (quelques centaines de degrés) d'une surface matérielle.

Pour caractériser le potentiel d'inflammation de ces sources, on a recours à deux paramètres indépendants qui caractérisent la sensibilité des atmosphères explosives à l'inflammation par une étincelle (notion d'énergie minimale d'inflammation : EMI) d'une part et dans une ambiance chauffée d'autre part (notion de température d'auto-inflammation : TAI). Ces paramètres (Tableau 2) ne dépendent quasi-exclusivement que de la nature de l'atmosphère explosive.

Gaz et vapeurs	Température d'auto – inflammation dans l'air (°C)	Energies minimales d'inflammation (μJ)
Acétylène	305	17
Acétone	535	1150
Butane	285	250
Ethane	510	250
Ethylène	485	70
Hydrogène	545	17
Hexane	225	288
Méthane	535	300
Méthanol	460	140
Monoxyde de carbone	600	30
Oxyde de d'éthyle	180	200
Propane	480	240
Essence 100/130	435	230

Tableau 2 : Energies minimales d'inflammation et température d'auto-inflammation de certains gaz (d'après Les Mélanges Explosifs, INRS)

On s'interroge souvent sur l'effet de l'énergie de la source d'inflammation sur la puissance de l'explosion. En revanche, si une flamme arrive depuis un autre confinement, un jet de produits de combustion peut entrer dans l'enceinte et amorcer très violemment le nuage explosif. Des cas de transition vers la détonation ont été observés en laboratoire (Moen 1989) pour des nuages à l'extérieur amorcés dans des conditions similaires.

Par expérience, la survenue d'un « événement critique » tel que la fuite d'un fluide inflammable n'implique pas systématiquement que le nuage inflammable qui en résulte s'enflammera. Dans l'industrie pétrolière et gazière, il est admis que l'allumage se produira dans une situation sur dix (Flauw, 2012).

3.1.6 Le confinement

Dans le cadre de cette étude, on s'intéresse en particulier aux explosions de gaz confinées dans des équipements industriels. On distinguera ainsi 2 types d'équipements : les enceintes d'aspect cubique et celles d'aspect allongé. L'enceinte où l'explosion est étudiée est comparée à un cylindre de diamètre D et de longueur L comparables aux dimensions réelles de l'équipement. Pour distinguer les enceintes d'aspect cubique de celles d'aspect allongé, on observe le rapport L / D : inférieur à 5 pour les enceintes « cubiques » et supérieur à 20 pour les canalisations. La raison de cette séparation vient du comportement très différent des flammes dans ces 2 situations. Pour la zone intermédiaire de L / D entre 5 et 20 le choix du modèle de comportement est discutable et dépendra souvent des éventuels équipements connectés à l'enceinte étudiée.

On prendra pour référence au cours de cette étude la situation de l'enceinte d'aspect cubique équipée d'une paroi frangible.

Des cas particuliers seront discutés en parallèle :

- le cas de deux enceintes connectées,
- celui d'une canalisation de grand rapport L/D où se propage une explosion de gaz,
- le cas de l'enceinte d'aspect cubique connectée à une canalisation de décharge,
- et le cas de 2 enceintes d'aspect cubique connectées par une canalisation.

3.2 Formation du nuage dans l'espace confiné

Le rapport Oméga 12 sur la formation des nuages apportera, si besoin plus de détails sur la mécanique de formation d'un nuage de gaz. De manière simplifiée, on considère que le gaz explosif dans une enceinte peut être la conséquence d'une fuite de liquide ou de gaz. La flaque de liquide inflammable forme un nuage par évaporation tandis que la fuite de gaz forme un jet qui se dilue et diffuse dans l'espace confiné. Plusieurs paramètres vont influencer l'état du nuage, certains sont intrinsèques au produit chimique considéré, tel que sa densité ou son état par rapport aux conditions de pression et température de l'enceinte. Par exemple dans une pièce dans les CNTP, l'hydrogène étant plus léger que l'air, il pourrait former des strates concentrées au plafond et des mélanges plus pauvres près du sol, tandis qu'une nappe d'hydrocarbure dense ou froid pourrait former une nappe concentrée proche du sol. Ces événements sont néanmoins fortement conditionnés par des paramètres extrinsèques au mélange tel qu'un écoulement déjà présent dans l'enceinte (comme une ventilation forcée) ou une forte turbulence (par exemple due à une fuite de gaz à haute pression dans un environnement non pressurisé).

On retiendra en particulier la présence de mur sur la trajectoire d'un jet de gaz conduit à une augmentation du niveau de turbulence. Les jets confinés génèrent dans leur voisinage des écoulements plus perturbés que les jets libres. Cela implique généralement une meilleure diffusion des espèces combustibles dans le comburant et des flammes plus rapides.

Pour aller plus loin, on peut se pencher sur les travaux de Mecklenburgh (1986) sur l'évaporation des flaques de combustible, ou ceux de Marshall (1983) sur les fuites de gaz dans des enceintes. Plus récemment, Duclos (2019) a étudié la formation des nuages d'hydrogène en conséquence d'une fuite dans un espace clos.

Il est important de retenir que pour la modélisation des phénomènes, il est nécessaire d'avoir a minima la connaissance de la taille du nuage dans le confinement, de la réactivité du combustible dans l'air (liée au produit mais aussi à sa concentration) et du niveau d'agitation de ce nuage, lié principalement au terme source (nappe, fuite), au procédé (fluide comburant au repos ou en mouvement) et à la géométrie du confinement (dimensions caractéristiques, présence ou non d'obstacles, volumes connexes, etc..).

3.3 Propagation des flammes en régime de déflagration

Comme indiqué au paragraphe 1.3, la situation type est celle d'une fuite de gaz inflammable dans un espace confiné ou semi-confiné qui aboutit à la formation dans l'enceinte d'un mélange combustible réactifs-air. Une source d'inflammation adéquate enflamme le nuage et une flamme se propage de proche en proche à partir du point d'inflammation.

Selon la phénoménologie décrite au paragraphe 1.3, il vient que les effets d'une explosion sont d'autant plus marqués que le taux d'expansion thermique des produits de combustion est grand et que la vitesse de transformation des réactifs en produits de combustion est importante.

Lors d'une explosion deux régimes différents de propagation des flammes sont possibles : la détonation et la déflagration.

Dans le régime de déflagration, les espèces brûlées chauffent les réactifs frais, leur apportant ainsi l'énergie d'activation nécessaire à la combustion. Il s'agit de la situation la plus fréquente, qui nous intéresse ici. Synthétiquement, la flamme est une interface qui transforme des réactifs froids en produits brûlés chauds. La réaction n'est pas instantanée, car les réactifs sont chauffés par convection et rayonnement avant de se transformer en produits brûlés, à des vitesses qui dépendent entre autres de l'écoulement et de la cinétique chimique. On peut alors définir des longueurs caractéristiques de la flamme : une épaisseur thermique δ_L dans laquelle on passe de la température des réactifs à celle des produits brûlés ou une épaisseur de réaction δ_R , plus courte dans laquelle les réactifs sont transformés en produits brûlés.

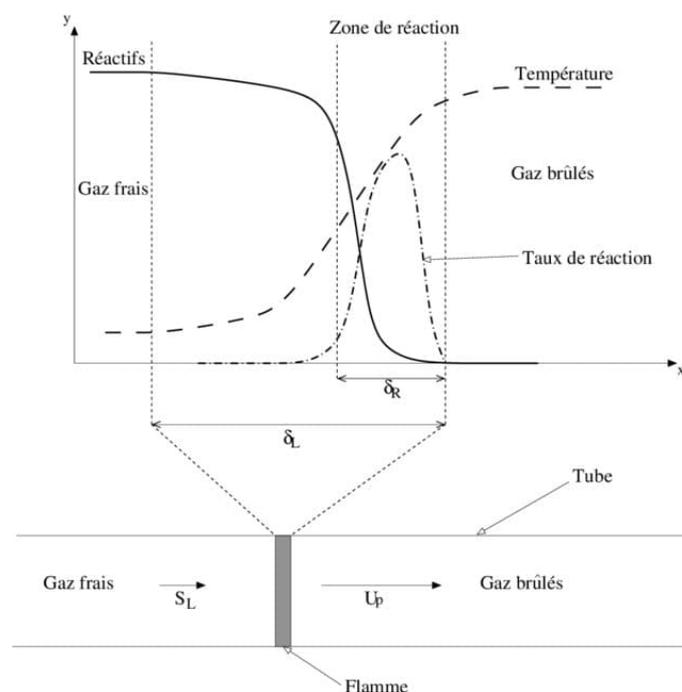


Figure 8 : Schéma de propagation d'une flamme en régime de déflagration

Le régime de détonation est un cas particulier, dont la description est développée au paragraphe 3.6. On retiendra à ce stade la différence majeure que les réactifs sont dans ce cas préchauffés par une onde de choc, immédiatement suivie d'un front de réaction. Les modèles utilisés dans ce cas considèrent régulièrement une épaisseur de réaction nulle, une hypothèse simplificatrice bien adaptée à ce cas mais souvent inadaptée à la modélisation des déflagrations.

3.3.1 Le taux d'expansion des produits de combustion

En principe, le taux d'expansion volumique, α de la particule fluide à travers la flamme est une donnée thermodynamique qui ne dépend que de la quantité de chaleur libérée par la combustion exprimée par exemple à travers l'application du premier principe de la thermodynamique :

$$\alpha = \frac{\rho_0}{\rho_b} \approx \frac{T_b}{T_0} = \frac{\Delta H_{comb}}{c_p \cdot T_0} + 1 \quad \text{Équation 2}$$

où :

- ΔH_{comb} est l'enthalpie de réaction (combustion) à T_0 exprimée par unité de masse de mélange ;
- T_0 et T_b sont respectivement la température des réactifs et des produits de combustion dans l'hypothèse d'une réaction adiabatique ;
- ρ_0 et ρ_b respectivement les masses volumiques des réactifs et des produits de combustion ;
- c_p la chaleur spécifique massique moyenne des produits de combustion.

Il s'agit en ce sens d'un paramètre fondamental " intrinsèque ", qui ne dépend que de la composition du mélange et peu de la manière dont la flamme se propage. Il est typiquement compris entre 5 et 8 pour des hydrocarbures usuels mélangés à l'air. La Figure 9 illustre l'évolution du taux d'expansion des gaz brûlés en fonction de la composition du mélange.

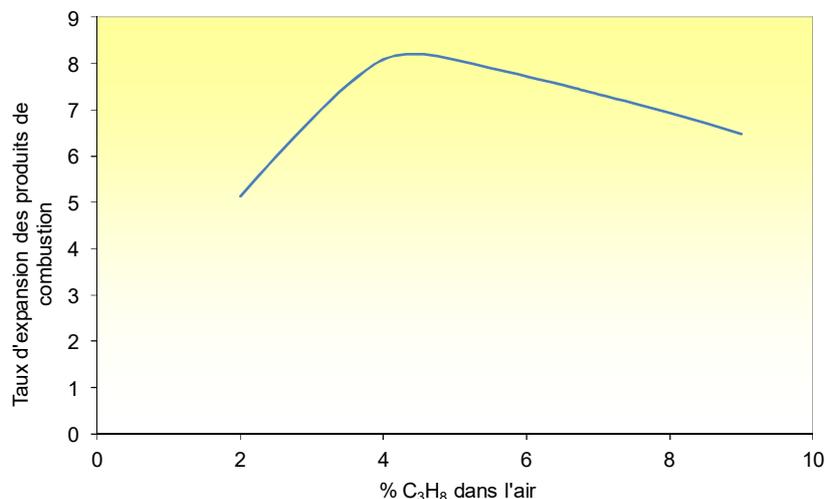


Figure 9 : Exemple d'évolution du taux d'expansion des gaz brûlés en fonction de la concentration en propane

3.3.2 La vitesse de combustion

Par définition, la vitesse de combustion est la vitesse avec laquelle la flamme progresse par rapport aux réactifs. Il est commode de la considérer comme le taux de consommation des réactifs exprimé en m³ de mélange consommé par m² de surface de flamme et par unité de temps.

Dans le contexte des explosions confinées, la flamme peut avoir différentes géométries, qui dépendent notamment de la forme du confinement, de l'écoulement déjà présent si le mélange n'est pas au repos, et de la source d'inflammation (nature et localisation). Il existe ainsi des cas plus simples dans lesquels on considère une sphère en expansion depuis le centre de l'enceinte ou une demi-sphère qui se propage depuis un bord².

Dans un prémélange gazeux parfaitement au repos (situation non perturbée), les produits de combustion transmettent la chaleur aux réactifs par conduction thermique (Lewis & von Elbe, 1987). La combustion obéit aux lois classiques de la thermocinétique (équilibre thermodynamique, lois d'Arrhénius). Comme tous ces paramètres sont des propriétés intrinsèques du mélange, la vitesse de combustion doit être également une propriété intrinsèque du mélange : c'est la vitesse de combustion laminaire, ou "vitesse fondamentale de flamme", S_{lad} , qui joue un rôle central dans les processus de combustion. Dans un référentiel attaché à la flamme, c'est la vitesse à laquelle les réactifs pénètrent le front de flamme. Une équation physique établissant le lien entre la cinétique chimique et les propriétés thermomécaniques du fluide au front de flamme a été proposée par Zeldovitch (1980) :

$$S_{lad} = \sqrt{\frac{2 \cdot \lambda \cdot Le \cdot Z \cdot R \cdot T_u^2 \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{R \cdot T_b}\right)}{\rho_u \cdot E_a \cdot c_p \cdot (T_b - T_u)}} \quad \text{Équation 3}$$

avec λ la conductivité thermique, Le nombre de Lewis (rapport des diffusivités thermiques et massiques au front de flamme), Z le facteur pré-exponentiel de la réaction d'Arrhenius, R la constante des gaz, ρ la masse volumique, T la température, et E_a l'énergie d'activation de la réaction. Les indices u et b font respectivement référence aux gaz frais et brûlés. Il n'y a pas de paramètres externes tels que la géométrie du confinement, S_{lad} est bien une propriété intrinsèque du mélange combustible.

Quelques valeurs de S_{lad} sont données dans le Tableau 3 pour quelques gaz usuellement rencontrés dans l'industrie (NFPA 68 version 2002). Pour le méthane, S_{lad} est de l'ordre de 0,4 m/s. Elle est de l'ordre de 0,46 m/s pour le propane et 3,3 m/s pour l'hydrogène en combustion quasi stœchiométrique dans l'air.

² Suivant la nature et la localisation de la source d'inflammation, on peut avoir une surface chaude sur un mur ou une braise ou étincelle isolée dans le volume. A l'opposé, s'il existe un écoulement particulier dans l'enceinte, ou si la flamme arrive depuis un équipement connecté il peut devenir nécessaire de considérer une surface de flamme suivant des formes plus complexes telles qu'un jet.

Gaz combustible mélangé à l'air en proportion stœchiométrique	Vitesse de combustion laminaire S_{lad} (m/s)
Hydrogène	3,3
Méthane	0,4
Ethane	0,47
Propane	0,46
Butane	0,45
Pentane	0,46
Hexane	0,46
Heptane	0,46
Acétylène	1,66
Ethylène	0,8
Propylène	0,66
Butylène	0,51
Benzène	0,48
Cyclohexane	0,46
Ammoniac	0,07

Tableau 3 : Vitesse de combustion laminaire³ de quelques gaz en proportion stœchiométrique avec l'air (NFPA 68, 2002) CNTP

Il est à noter également que les vitesses laminaires de flamme sont fortement dépendantes de la concentration du nuage inflammable, comme l'illustre la Figure 10. La vitesse de combustion est maximale pour des concentrations voisines de la stœchiométrie ($\phi=1$) et décroît notablement à mesure que la concentration s'approche des limites d'inflammabilité.

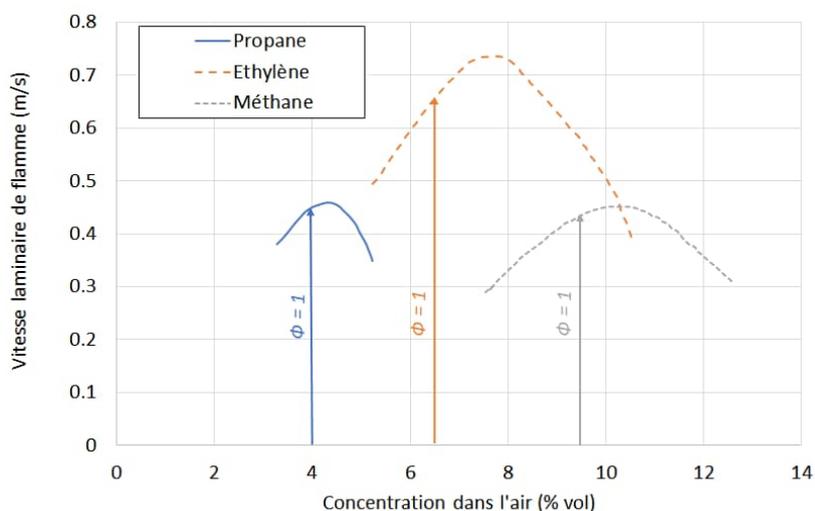


Figure 10 : Evolution, en fonction de la concentration volumique C en gaz combustible, de la vitesse fondamentale de flamme de quelques mélanges inflammables (Harris, 1983) CNTP

³ Les valeurs des vitesses fondamentales de flamme (Tableau 3) sont des ordres de grandeurs. Cependant, elles peuvent varier selon les auteurs.

Un second paramètre caractéristique de la flamme laminaire est l'épaisseur du front de flamme que l'on définit traditionnellement comme le rapport entre la diffusivité thermique α_{th} dans les gaz frais et la vitesse de combustion laminaire S_{lad} :

$$\eta_0 = \alpha_{th} / S_{lad} \quad \text{Équation 4}$$

Remarquons que la vitesse de combustion laminaire, S_{lad} , dépend non seulement de la richesse, mais aussi des conditions de pression et de température, selon une loi empirique (Andrews & Bradley, 1972) :

$$S_{lad1} = S_{lad0} \times \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^a \times \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^b \quad \text{Équation 5}$$

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,
- S_{lad1} est la vitesse de combustion laminaire en m/s dans les conditions de pression-température P_1-T_1
- S_{lad0} est la vitesse de combustion laminaire en m/s dans les conditions de pression-température P_0-T_0
- a et b sont des exposants tels que $-0,5 < a < 0,5$ et $1 < b < 3$ dans le cas des mélanges hydrocarbures-air.

En réalité, la surface du front de flamme est le plus souvent fortement convoluée, couverte de structures transitoires qui augmentent en moyenne la surface de la réaction par rapport à une situation non perturbée où la flamme serait une interface lisse. Pour tenir compte de cette spécificité, la flamme est dite turbulente et des relations statistiques sont utilisées pour relier la « vitesse de combustion turbulente » à la vitesse de combustion laminaire correspondant à la situation non perturbée (Proust, 2004).

3.3.3 Vitesse de propagation de flamme

La vitesse spatiale de flamme non perturbée est le produit du taux d'expansion α des produits de combustion par la vitesse laminaire de flamme (Harris, 1983) :

$$V_f = \alpha \times S_{lad} \quad \text{Équation 6}$$

La flamme non perturbée est une situation idéale rencontrée principalement dans des conditions de laboratoire. Lors d'une explosion industrielle, la flamme est perturbée. Elle se plisse et se déforme en entraînant une augmentation de sa surface, et donc de sa vitesse de propagation. L'équation 4 devient alors :

$$V_f = \alpha \times \frac{A_t}{A} \times S_{lad} \quad \text{Équation 7}$$

où :

- A_t est la surface réelle de flamme,
- A est la surface de flamme non perturbée.

Tout l'enjeu réside donc dans l'évaluation de la déformation de la flamme et ses variations de surfaces. Cependant, cela reste souvent très délicat. Pour pallier cette difficulté, l'évolution des surfaces de flamme est masquée dans le calcul d'une vitesse de flamme dite « turbulente ». Ainsi, l'Équation 7 devient :

$$V_f = \alpha \times \frac{A_t}{A} \times S_{lad} = \alpha \times S_t \quad \text{Équation 8}$$

Comme indiqué au paragraphe 1.3, l'augmentation de la pression de l'enceinte complètement ou partiellement confinée, entre deux instants successifs est proportionnelle à la quantité de volume de gaz produits par la combustion, réduite de la quantité de gaz rejetée à l'extérieur par les ouvertures si elles sont présentes. Pour passer de la vitesse turbulente de propagation de la flamme au débit de production des gaz brûlés, on multiplie cette vitesse par la surface estimée A du front de flamme (qui dans de nombreux modèles est considérée comme une sphère ou demi-sphère, comme mentionné au paragraphe 3.3.2).

La détermination de la surface de flamme A ainsi que sa vitesse turbulente St est un problème critique, car la connaissance de ces paramètres est souvent nécessaire pour estimer les effets de l'explosion.

3.4 Perturbations de la flamme

Les perturbations de la flamme influencent fortement la vitesse turbulente St , elles peuvent être liées :

- aux instabilités de combustion,
- aux perturbations induites par l'écoulement comme la turbulence,
- à la présence d'obstacles sur son trajet,
- aux gradients de concentration dans les nuages inflammables.

3.4.1 Les perturbations « naturelles » des flammes : Les instabilités de combustion

La flamme laminaire lisse est en pratique difficile à observer dans des situations industrielles. Les observations expérimentales montrent (Lewis & von Elbe, 1987) que la propagation d'une flamme de prémélange gazeux s'accompagne généralement de phénomènes vibratoires ou instationnaires que l'on regroupe communément sous le terme d'« instabilités de combustion ».

L'un des effets de ces perturbations est de modifier la forme de la flamme, qui prend rapidement une structure plissée, de type cellulaire, ce qui a pour effet d'accroître sensiblement la surface de la flamme par rapport à celle du front laminaire et parfaitement sphérique, et d'augmenter ainsi le taux de combustion (Figure 11).

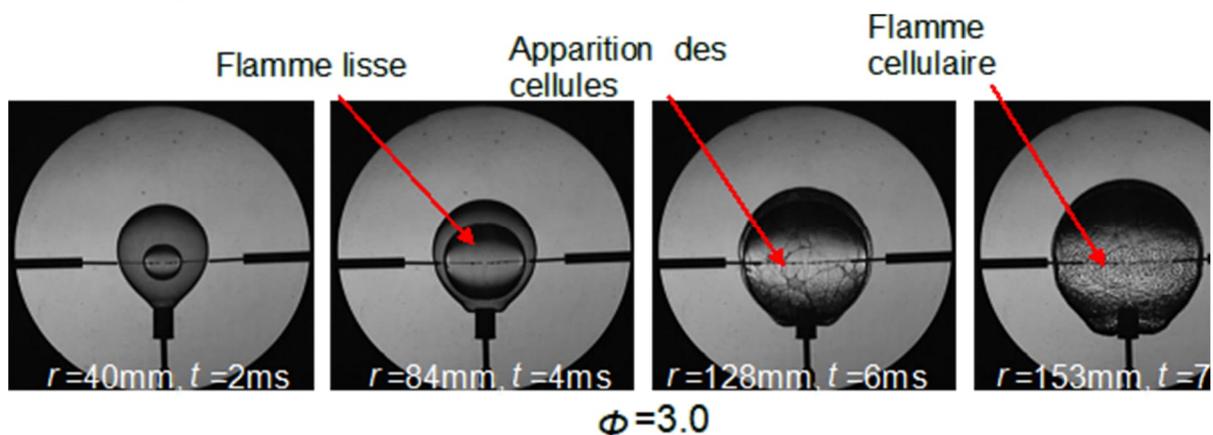


Figure 11 : Illustration de la structure cellulaire d'une flamme (mélange hydrogène/air - richesse égale à 3 – d'après Mogi, 2010)

A l'échelle industrielle, le mécanisme d'instabilité prépondérant est vraisemblablement l'instabilité hydrodynamique mise en évidence par Darrieus et Landau (Darrieus, 1938 ; Landau, 1944). Par ce mécanisme, une bosse sur le front de flamme qui pénètre à l'intérieur des réactifs voit son amplitude croître sous l'effet conjugué de la dilatation thermique des produits de combustion et de la propagation de la flamme (Figure 11). Le modèle proposé par les 2 auteurs décrit une flamme de prémélange comme une surface séparant les gaz frais des gaz brûlés.

L'écoulement de part et d'autre de la surface est régi par les équations des écoulements non réactifs. La flamme se propage dans une direction normale à sa surface à une vitesse constante. Les variables des deux côtés de la flamme sont reliées par des conditions de saut. La conservation de la masse et de la quantité de mouvement est assurée. D'après ce modèle, la flamme est inconditionnellement instable et les perturbations croissent indéfiniment lorsque les longueurs d'onde diminuent, ce qui n'est pas conforme aux observations expérimentales. Markstein (1964) améliore le modèle de propagation de la flamme et introduit les interactions avec l'écoulement. La vitesse de flamme n'est plus constante mais varie en fonction du rayon de courbure de la flamme. Il a notamment mis en évidence une structure cellulaire des flammes.

Des expériences plus récentes (Bradley, 2001 ; Gotsintev, 1989 ; Daubech, 2006) suggèrent fortement que ces instabilités pourraient être à l'origine de l'auto-accélération de la flamme même lorsque le mélange initial est au repos et loin de toute paroi pouvant interagir avec le front de combustion. Elles confirment également le taux d'accélération de la combustion issu des expériences plus anciennes (Lannoy, 1989) qui montrent que le facteur d'accroissement de la vitesse de combustion sous l'effet des seules instabilités hydrodynamiques est de l'ordre de 3 mais varie en fonction de la taille du nuage explosif (Figure 12).

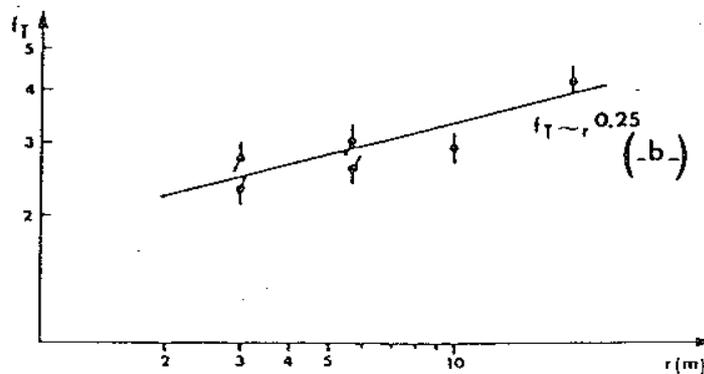


Figure 12 : Vitesse de flamme en fonction de la distance, explosion sphérique de mélanges air-hydrogène stœchiométrique d'après (Drenckhahn & Koch, 1985)

La résolution analytique complète de ce phénomène reste difficile. Cependant, Joulin ou Bychkov et Libermann (Joulin, 1991, Bychkov et Libermann, 2000) proposent, pour une flamme axisymétrique en 3 dimensions et pour des diamètres de perturbation beaucoup plus grands que l'épaisseur de flamme, d'exprimer la vitesse de propagation de la flamme U_{LD} par rapport aux réactifs comme suit :

$$U_{LD} = \left(1 + 4 \cdot \alpha \cdot \frac{(\alpha - 1)^2}{(\alpha^3 + \alpha^2 + 3 \cdot \alpha - 1)} \right) \cdot S_{lad} \quad \text{Équation 9}$$

Pour un taux d'expansion α de l'ordre de 8 comme pour un mélange propane/air stœchiométrique, on obtient :

$$U_{LD} = 3,8 \cdot S_{lad} \quad \text{Équation 10}$$

Le facteur de 3,8 est cohérent avec le graphe présenté à la Figure 12.

Il existe d'autres types d'instabilités (instabilité de Rayleigh-Taylor, (Rayleigh, 1883 et Taylor, 1950) instabilité thermodiffusive) qui peuvent se superposer (Proust, 2004) à l'instabilité hydrodynamique. Des travaux postérieurs aux travaux de Markstein comme ceux de Sivashinsky (Sivashinsky, 1977), Matalon et Matkowsky (Matalon et Matkowsky, 1980) ou plus récemment Glas (Glas, 2001) ont fait l'objet d'une nouvelle analyse en 2008 (Daubech 2008). Ils ont abouti à la proposition d'équations non linéaires de comportement de flamme qui permettent de capturer les différentes instabilités de flamme (Rayleigh-Taylor, Thermo-diffusives...) et de proposer des critères de stabilité y compris en régime fortement non linéaire (Dold et Joulin, 1995).

Ces travaux ont démontré que le degré de couplage entre la flamme et son environnement était particulièrement fort. Il est possible de prédire cette augmentation U_{RT} à l'aide d'un modèle de stabilité de Taylor généralisé (sur le comportement d'une interface réactive soumise à une accélération) :

$$U_{RT} = \left(0.51 \cdot \sqrt{\frac{\alpha - 1}{\alpha} \cdot \eta \cdot r} \right) \cdot S_{lad} \quad \text{Équation 11}$$

où α est le taux d'expansion des produits de combustion, S_{lad} la vitesse laminaire de flamme, η l'accélération de l'écoulement et r le rayon de courbure caractéristique de la flamme.

3.4.2 Perturbations des flammes induites par la turbulence de l'écoulement

3.4.2.1 L'écoulement turbulent

Deux régimes d'écoulement sont communément distingués en mécanique des fluides : les écoulements laminaires et les écoulements turbulents. La limite entre les deux états est caractérisée par le nombre adimensionnel de Reynolds, défini ainsi :

$$Re = \frac{U \cdot L}{\nu} \quad \text{Équation 12}$$

Avec U la vitesse caractéristique de l'écoulement, L une dimension caractéristique (par exemple un diamètre de canalisation ou d'un obstacle dans l'écoulement) et ν la viscosité cinématique du fluide.

Ce nombre traduit le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses : dans un écoulement à bas Reynolds (< 2000) l'écoulement est laminaire et on observe des lignes de courant peu perturbées autour des obstacles (Figure 13, à gauche). Dans les écoulements à très haut Reynolds ($> 10^5$) on observe des tourbillons et un écoulement fortement perturbé (Figure 13, à droite).

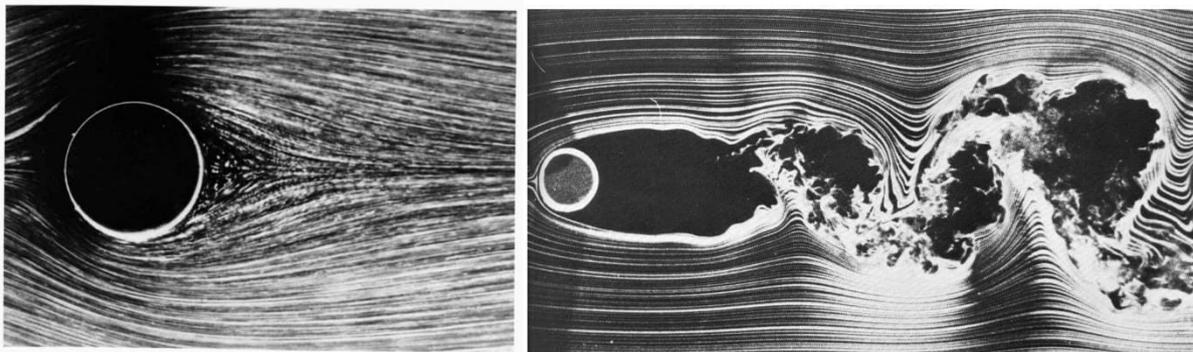


Figure 13 : Trainée derrière un cylindre dans un fluide visqueux. A gauche l'écoulement laminaire avec $Re = 9.6$, photo de Sadatoshi Taneda ; à droite l'écoulement turbulent à $Re = 10000$, photo de Thomas Corke et Hassan Nagib

L'écoulement turbulent est caractérisé par l'apparition et la disparition de tourbillons au sein du champ de vitesse, décrit souvent comme la somme d'une composante moyenne et d'une fluctuation usuellement notée u' . Les tourbillons résultent du glissement des couches fluides entre elles qui, si le gradient de vitesse est assez important, se traduit par l'apparition de « vagues », puis de « rouleaux ». Ces grandes structures de l'écoulement, elles-mêmes génératrices de gradients de vitesse, se fragmentent en tourbillons de plus en plus petits jusqu'à ce que, au bout du compte, la viscosité moléculaire dissipe cette vorticité en chaleur : c'est la cascade turbulente. Le plus souvent, on considère que cette cascade est en équilibre, si bien qu'il suffit de caractériser les plus grandes structures de la turbulence pour définir intégralement le champ de turbulence (Hinze, 1975). L'échelle intégrale de turbulence, L_t , est la dimension caractéristique des grands tourbillons tandis que u' , l'intensité des fluctuations de vitesse, caractérise la vitesse de rotation de ces structures.

Il reste que ces deux grandeurs ont une importance considérable dans le domaine de la combustion : la flamme est une interface de masse nulle soumise aux mouvements du fluide. Si l'agitation est plus importante alors la vitesse de la flamme devient aussi plus importante. Il existe différents modèles qui permettent de prédire ces deux grandeurs macroscopiques. Le plus largement utilisé est le modèle « $k - \epsilon$ » : la variable k correspond à l'énergie cinétique turbulente et la variable ϵ à la dissipation de cette énergie. Une approche de ce type a été proposée par Proust (2009). Cependant, ce modèle ne permet de décrire ce phénomène que pour des écoulements de fluides homogènes. Il suppose en effet une dissipation d'énergie isotrope, ce qui n'est pas le cas dans certains écoulements complexes impliquant par exemple des changements de direction importants du vecteur vitesse.

3.4.2.2 La combustion turbulente

Il n'existe pas de théorie générale décrivant l'interaction de la combustion avec la turbulence (Williams, 1985). A défaut, des corrélations, faisant appel à des groupements adimensionnels sont utilisées. Leur forme correspond plus ou moins à des considérations théoriques. L'option généralement retenue est que les fluctuations de vitesse (intensité de la turbulence u') et la taille (L_t) des mouvements turbulents sont bien moindres que celle de la combustion si bien qu'on admet que l'effet des « tourbillons » est de plisser, d'enrouler un front de combustion localement caractérisé par sa vitesse fondamentale de combustion (S_{lad}) et son épaisseur (η_0 / S_{lad}).

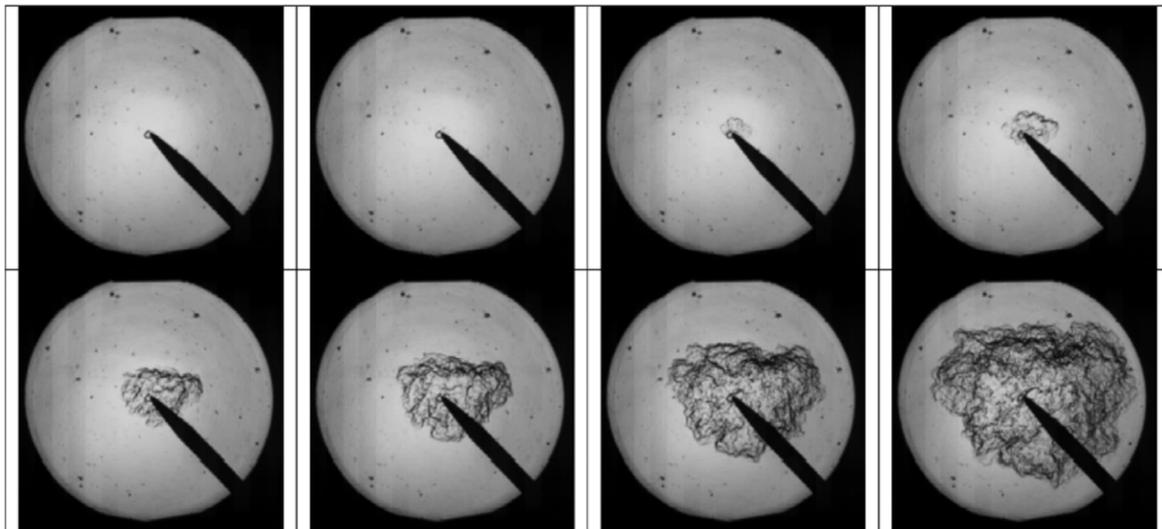


Figure 14 : Exemple de flamme turbulente (50% H_2 – 50 % CH_4) – $u' = 6$ m/s, Fairweather, 2009

Une représentation graphique des différents régimes de combustion habituellement citée est présentée sur la Figure 15.

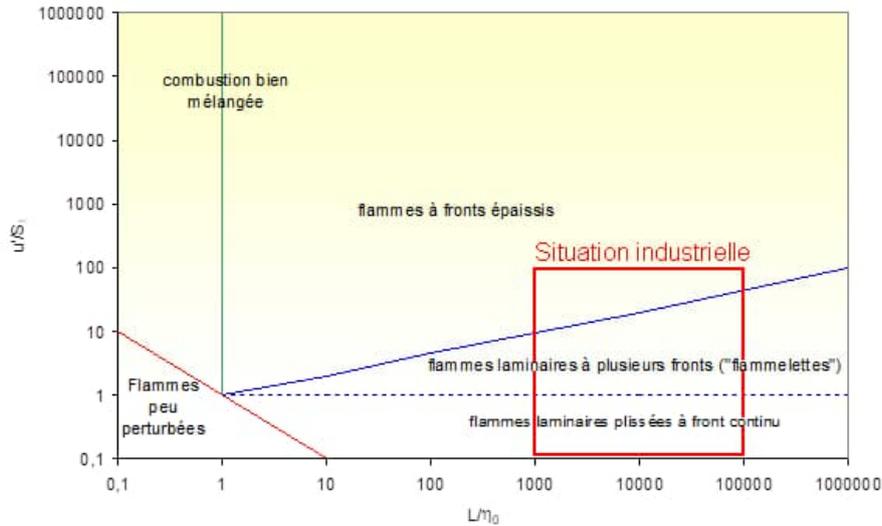


Figure 15 : Les différents régimes de combustion (Borghi, 1995 modifié par Proust, 2004)

Dans la plupart des situations industrielles, la taille des structures turbulentes est bien plus grande que celle de la flamme ($10^3 < L_t/\eta_0 < 10^5$) et l'intensité relative de la turbulence u'/S_{lad} est plus petite que 100. Dans ces conditions, on peut considérer que la structure de la flamme turbulente est celle d'un front laminaire qui s'enroule dans les tourbillons (Proust, 2004), ce qui a pour effet d'augmenter la surface de la flamme et le taux de combustion. De nombreux auteurs (Abdel-Gayed, 1987 ; Bray, 1990 ; Gülder, 1990) ont cherché à relier la vitesse de combustion résultante S_t , aux paramètres de la turbulence (L_t, u'), et de la flamme laminaire (S_{lad}, η_0). Ils aboutissent pour la plupart à une relation de la forme :

$$\frac{S_t}{S_{lad}} = K \left(\frac{u'}{S_{lad}}\right)^a \cdot \left(\frac{L_t}{\eta_0}\right)^b \quad \text{Équation 13}$$

où K, a et b seraient des coefficients relativement indépendants du mélange.

A titre d'exemple, on peut citer :

La corrélation de Bray (1990) :

$$S_t = 1,8 \cdot S_{lad}^{0,784} \cdot u'^{0,412} \cdot L_t^{0,196} \cdot \eta^{-0,196} \quad \text{Équation 14}$$

La corrélation de Gülder (1995)

$$\frac{S_t}{S_{lad}} = 0,62 \cdot \left(\frac{u'}{S_{lad}}\right)^{0,75} \cdot \left(\frac{L_t}{\eta}\right)^{0,25} \quad \text{Équation 15}$$

La corrélation de Gülder semble assez performante pour les résultats d'essais obtenus à petite échelle ($1 < L_t < 50$ mm).

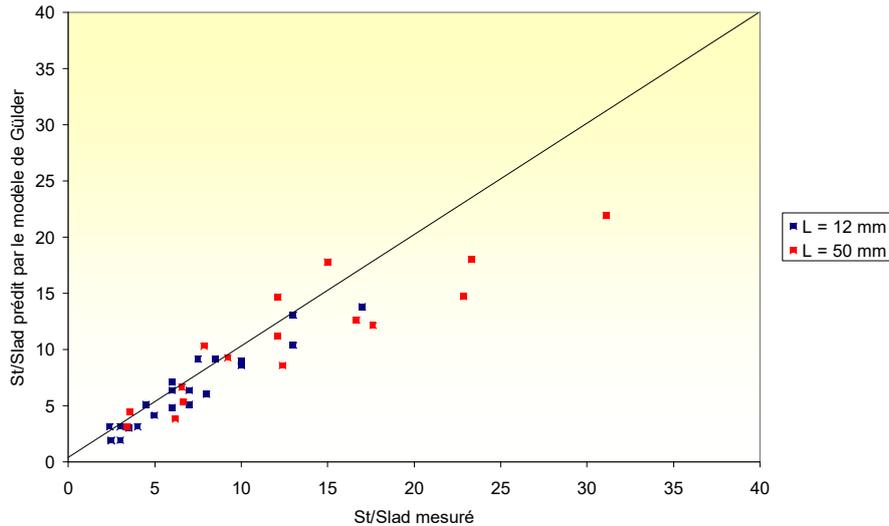


Figure 16 : Comparaison entre vitesses de combustion mesurées et calculées par le modèle de Gülder pour des mélanges air-méthane – $L_t = 12$ mm et 50 mm

Si la corrélation de Gülder semble assez bien adaptée aux cas présentés ici, il faut néanmoins garder en mémoire qu'elle n'est qu'un exemple parmi plusieurs dizaines d'autres modèles. En 2013, Dahoe a publié une évaluation de 24 modèles différents de calcul de la vitesse de flamme turbulente St à partir de la vitesse fondamentale de flamme S_l dans une sphère de 20 pour un mélange méthane-air.

Dans le cadre de ses activités de recherche sur la physique des flammes, l'INERIS étudie le lien entre les paramètres de la turbulence u' et L_t avec la vitesse turbulente de flamme St , en s'appuyant sur les connaissances disponibles sur l'instabilité des flammes, mentionnées au paragraphe 3.4.1. Ces travaux ont permis notamment la mise au point d'un modèle basé sur la composition de 2 vitesses (Daubech, 2008) :

- La vitesse de combustion affectée par l'instabilité naturelle des flammes liée à l'expansion des produits brûlés (instabilité hydrodynamique de Landau-Darrieus) qui est donnée par (Joulin, 1991 et Bychkov, 2000) :

$$U_{LD} = \left[1 + 4E * \frac{(E - 1)^2}{(E^3 + E^2 + 3E - 1)} \right] * S_{lad} \quad \text{Équation 16}$$

- La vitesse de combustion augmentée par le plissement de la flamme dû à la plus faible densité des produits brûlés qui pénètrent les gaz frais (instabilité de Rayleigh-Taylor) qui est donnée par (Bychkov, 2000) :

$$U_{RT} = 0.51 * \sqrt{\left(\frac{E - 1}{E} * \eta_{acc} * r \right)} \quad \text{Équation 17}$$

Où :

- η_{acc} est l'accélération de l'écoulement,
- r est le rayon de courbure de la flamme.

Dans le cas d'un écoulement turbulent, l'accélération est typiquement $\eta_{acc} = u'^2 / L_t$, et le rayon de courbure de la flamme r est de l'ordre de la moitié de la hauteur de l'enceinte (sous l'hypothèse d'une inflammation à mi-hauteur au fond ou au centre d'un confinement cubique ou cylindrique avec un rapport L/D de l'ordre de 1 – 2).

Il est possible alors de déterminer la vitesse de combustion U_{Comp} comme étant la composition des deux vitesses calculées précédemment U_{LD} et U_{RT} .

$$U_{COMP} = \sqrt{U_{LD}^2 + U_{RT}^2} \quad \text{Équation 18}$$

Duclos (2019) a comparé la vitesse spatiale de flamme (la vitesse vue par un observateur extérieur, typiquement de l'ordre du produit St.E, aux effets de compressibilité du mélange près) à la valeur de U_{COMP} obtenue avec ce modèle, sur des essais réalisés à l'INERIS :

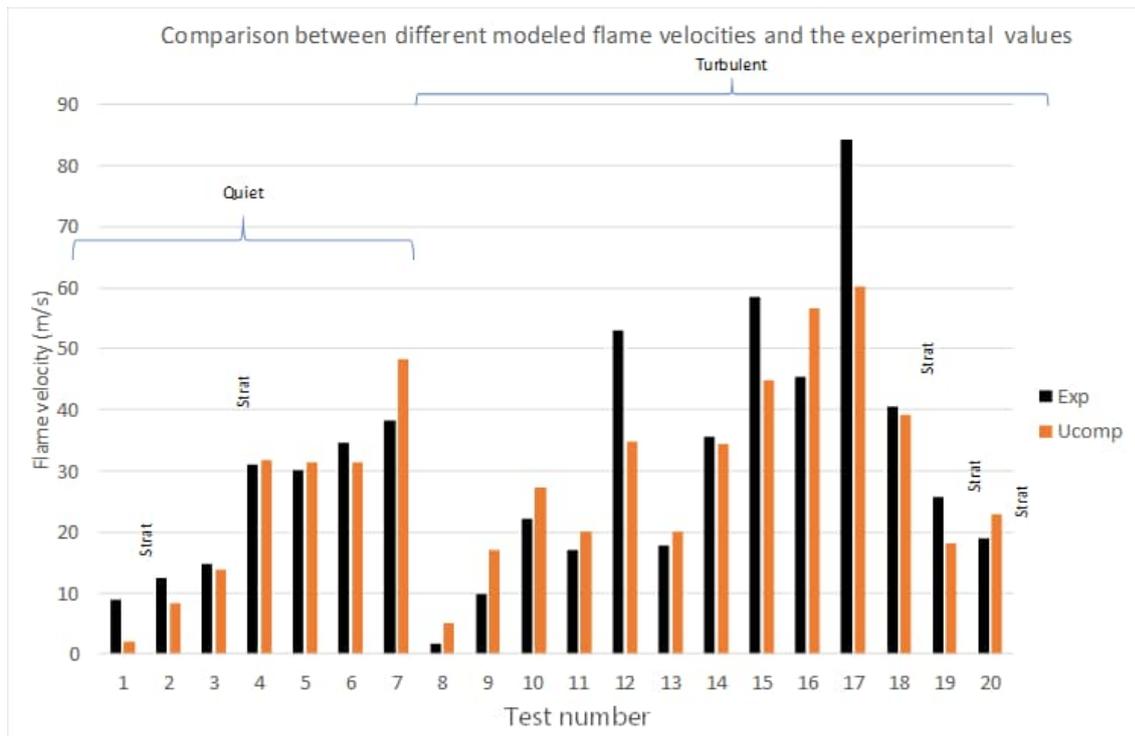


Figure 17 : Comparaison de U_{COMP} avec des mesures expérimentales

L'accord avec l'expérience est satisfaisant. En divisant U_{COMP} par E, on obtient une estimation de St.

3.4.3 La déformation de la flamme par les obstacles

Sur un site industriel, un nuage inflammable formé par le rejet accidentel d'un produit combustible se développe et se disperse dans une enceinte, comme à l'extérieur, dans un environnement où les obstacles peuvent être nombreux.

Lorsque la flamme contourne un obstacle, et lorsque la vitesse de l'écoulement est suffisante, il se développe à l'aval de l'obstacle un sillage turbulent susceptible d'accroître le taux de combustion.

Dès que le nombre de Reynolds dépasse 100 à 200 selon Zeuwen (1983), il se forme à l'aval des obstacles une zone de « sillage ». Pour des tailles industrielles d'obstacles, cette valeur critique du nombre de Reynolds est dépassée dès que la flamme se propage à quelques m/s, c'est-à-dire systématiquement.

Dans le sillage des obstacles, un champ de vitesse spécifique apparaît avec une zone d'arrêt de l'écoulement au point de fuite. A mesure que l'on se déplace dans le sillage sur l'axe, le déficit de vitesse avec l'écoulement périphérique décroît. Les gradients de vitesse qui apparaissent ainsi sont responsables de l'apparition d'une turbulence de sillage. D'après Hinze (1975), le champ de turbulence ressemble à celui d'un jet. u' est maximum sur l'axe et vaut environ 20% du déficit de vitesse sur l'axe. Par ailleurs, L_t varie en $(D \cdot x)^{1/2}$ (D est le diamètre de l'obstacle et x la distance sur l'axe dans le sillage.). Lorsqu'on introduit ces données dans la formule de vitesse de flamme turbulente (Équation 19), on

obtient une vitesse de combustion turbulente qu'on peut comparer à la vitesse de la flamme en multipliant S_t par le taux d'expansion.

On obtient une expression du type :

$$\frac{V_{fsillage}}{V_{f0}} \approx 2. \alpha. \frac{D^{1/2}}{V_{f0}^{1/4}} \quad \text{Équation 19}$$

L'effet accélérateur est prononcé dès les faibles niveaux de vitesse, typiquement de l'ordre de 5 pour une vitesse de flamme de l'ordre de 10 m/s, et semble décroître à mesure que la vitesse de flamme augmente (3 pour $V_{f0} = 100$ m/s). Faut-il en conclure que cet effet est dominant ? Un autre élément doit être pris en compte. Aux faibles vitesses de flamme, l'étendue du sillage est très réduite car la plus petite échelle des tourbillons (l'échelle de Kolmogorov) est assez grande. La question est alors de savoir dans quelles circonstances le mécanisme d'étirement de la flamme par l'obstacle peut devenir prépondérant par rapport à celui induit par la turbulence.

De nombreux travaux existent dans la littérature scientifique sur l'effets des obstacles sur le développement des déflagrations de gaz. On se référera notamment aux travaux de : Zeuwen (1983), Hjertager (1988), Phylaktou (1991, 1994), Rzal (1992); Bjerketvedt (1983), Proust (2004), Duclos (2013)... Cette liste de recommandations n'est pas exhaustive, de nombreux autres chercheurs ont travaillé sur ce sujet qui reste aujourd'hui un thème majeur de la recherche sur la physique des explosions.

3.4.4 Effets des hétérogénéités de richesse du nuage

Ce sujet a été notamment examiné expérimentalement à l'INERIS par Daubech (2004, 2008) à deux échelles. La plus petite étant un tube de section carrée (3 cm x 3cm), long de 2 m, transparent, capable de supporter une transition vers la détonation (plus de 100 bar). La seconde est celle d'un tunnel présent sur le site expérimental de l'INERIS, d'une longueur de 140 m avec une section de l'ordre de 9 m².

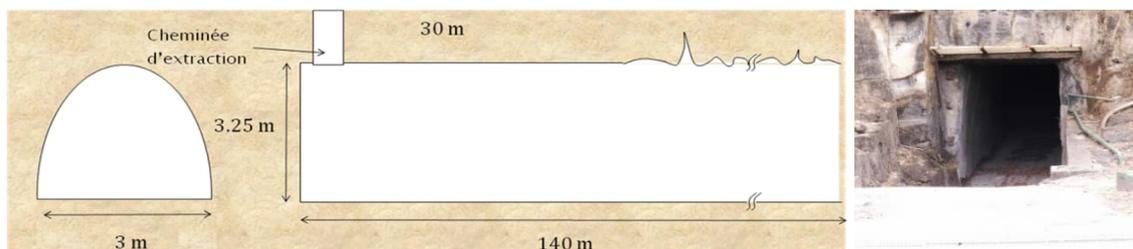


Figure 18 : Schéma et photo de l'entrée de la galerie G1 de l'INERIS

Des explosions de mélanges de gaz homogène et hétérogènes contenant en moyenne les mêmes quantités de gaz donc la même énergie de combustion, ont été comparés sur ces 2 installations. Davantage de détails sur les configurations expérimentales retenues sont disponibles dans les publications associées à ces travaux ou dans le rapport **Ω-UVCE** sur les explosions non confinées.

Dans ces mélanges hétérogènes, on observe systématiquement (Daubech, 2009) un accroissement de la vitesse de la flamme dans le gradient de concentration. Dans des essais à petite échelle, on a constaté que le gradient vertical de concentration induit une augmentation de vitesse de propagation de flamme d'un facteur 1,6 par rapport à la vitesse d'entrée de flamme dans la zone du gradient. A grande échelle, on a obtenu en fin de propagation une flamme 3,6 fois plus rapide et des effets de pression 4 fois supérieurs avec le mélange hétérogène, malgré la même concentration moyenne de gaz dans les 2 cas. On retiendra que dans les deux cas le modèle de Taylor généralisé (Équation 11) permet de retrouver l'ordre de grandeur du facteur d'accélération de la vitesse de flamme.

Il reste important de noter que les essais mettent aussi en évidence une amplification des effets de l'explosion, liée à un couplage acoustique entre la flamme et le tube dans lequel elle se propage. Plus d'informations sur le comportement des flammes dans les tubes sont présentées dans les paragraphes 3.5.4 à 3.5.6.

3.4.5 Synthèse sur les modes de perturbation de la flamme

Il est important de retenir des 4 paragraphes précédents que la flamme, au cours de son développement, subit diverses perturbations qui sont inévitables et peuvent avoir des origines variées, liées notamment :

- à la géométrie du confinement et son éventuel encombrement,
- l'écoulement avant l'explosion,
- l'écoulement généré par l'explosion,
- et l'état d'agitation et de concentration du mélange combustible.

L'estimation des effets d'une explosion nécessite donc non seulement la connaissance de la réactivité du mélange explosible mais également de nombreux paramètres extrinsèques à ce dernier tels que l'état du nuage, le niveau de turbulence et la géométrie du confinement, susceptibles d'évoluer au cours de l'explosion.

3.5 Génération de pression

3.5.1 Cas de l'enceinte entièrement fermée

On se base sur la situation de référence d'une enceinte complètement fermée, remplie d'une ATEX de gaz initialement au repos, en l'absence d'obstacles et enflammée par une source d'inflammation suffisamment forte pour déclencher l'explosion sans pour autant atteindre le régime de détonation (cas limite décrit succinctement au paragraphe 3.6).

Si on s'intéresse à la surpression mesurée dans l'enceinte en fonction du temps, on obtient une courbe similaire à celle présentée dans la Figure 19 :

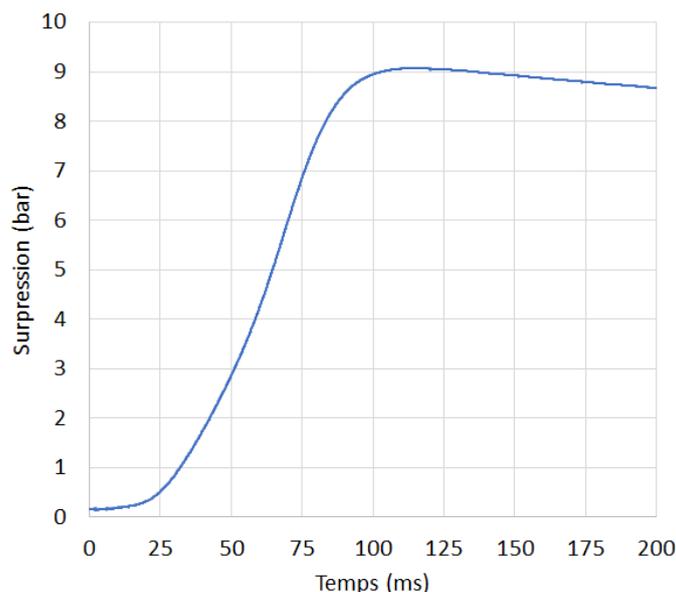


Figure 19 : Courbe de pression enregistrée lors d'une explosion dans un volume fermé de 1 m³

Pour caractériser cette courbe, un des paramètres essentiels est la vitesse turbulente de flamme qu'il est difficile de déterminer directement (Proust, 1988, 1993). L'explosion est couramment associée à une compression adiabatique des gaz dans l'enceinte fermée. L'équation de Lewis et Von Elbe (1987) décrit ce phénomène, il s'agit en pratique d'une version modifiée de la loi de Laplace sur les gaz parfaits :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \gamma \cdot \frac{Q_+}{V} \quad \text{Équation 20}$$

où P, V et γ sont la pression dans l'enceinte, son volume et le rapport des chaleurs spécifiques du mélange gazeux. Q_+ est le débit volumique de gaz produit par la combustion. Ce débit volumique de gaz produit est fonction de la surface de la flamme A_f , de la vitesse de combustion St et du taux d'expansion des produits de combustion E :

$$Q_+ = St \cdot A_f \cdot (E - 1) \quad \text{Équation 21}$$

Le terme de vitesse turbulente a déjà été décrit dans les paragraphes précédents. La surface de flamme A_f est liée dans les premiers instants de l'explosion à la réactivité (par exemple en présence de gradients de concentration) et aux conditions d'agitation du nuage, puis à mesure qu'elle s'approche des murs de l'enceinte, elle devient plus fortement influencée par le confinement. On fait souvent l'hypothèse d'une sphère ou demi-sphère (suivant la position du point d'inflammation au centre ou contre un mur) qui s'étend dans l'enceinte jusqu'à être contrainte par les murs et atteindre une valeur maximale, proportionnelle donc à la section de l'enceinte.

Lorsque la surface de flamme est maximale et que la pression dans l'enceinte approche du maximum noté P_{max} , on atteint un maximum de vitesse de montée en pression :

$$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{max} \approx \gamma \cdot \frac{P_{max}}{V} \cdot St \cdot A_{f,max} \cdot (E - 1) \quad \text{Équation 22}$$

En notant que la surface de flamme maximale est une proportion de la section du volume, qui peut aussi être écrite $A_{f,max} \approx k \cdot V^{2/3}$ avec k une constante, on peut définir un terme K_{ex} indépendant de l'enceinte et proportionnel aux taux de combustion :

$$K_{ex} = \left(\frac{dP}{dt}\right)_{max} \cdot V^{1/3} \quad \text{Équation 23}$$

A ce titre, « K_{ex} » dépend de la nature du combustible mais est aussi largement fonction des autres caractéristiques du nuage dont spécifiquement le niveau de turbulence et de la concentration. Pour mesurer « K_{ex} », on utilise des appareils standard dont principalement des chambres de 20 litres ou de 1 m³. La mesure de K_{ex} dans une enceinte normée de 1 m³ ISO6184, et suivant une procédure particulière (notamment sur le dispositif de mélange du combustible dans le comburant et la position du point d'inflammation) porte le nom de K_g pour les gaz (et K_{St} pour les poussières).

L'utilisation de ces paramètres d'échelle dans le dimensionnement d'évent, c'est-à-dire dans des enceintes qui ne sont pas entièrement fermées est légitime si la physique représentée dans l'Équation 22 correspond au développement de l'explosion dans ces chambres. Cette loi de dimensionnement est souvent appelée « loi cubique ».

La loi cubique avec des valeurs expérimentales de la constante K_g a été utilisée pour à de nombreuses reprises prédire la surpression d'explosion dans les enceintes protégées par des événements d'explosion (Bartknecht 1981). Cependant, la méthode ne tient pas compte de facteurs géométriques, elle est applicable aux enceintes presque cubiques ($L_{max} / L_{min} \sim 1$), mais elle échouera pour les enceintes différant de la forme cubique ($L_{max} / L_{min} > 1$) car le front de flamme atteint les murs plus tôt que dans une géométrie sphérique. La loi cubique échouera également pour l'allumage non central (Harris 1983). Un défaut plus grave dans l'utilisation de la loi de racine cubique avec une valeur expérimentale de K_g est qu'elle inclut des conditions de turbulence spécifiques à l'enceinte de test qui diffèrent parfois beaucoup des conditions réelles. Les développeurs de la méthode étaient très probablement conscients de ces limites théoriques mais la situation industrielle impose une approche pragmatique.

Il s'agit d'établir un maximum raisonnable et représentatif du risque d'explosion, pour mettre les installations en sécurité. Une expérience réalisée dans une petite cuve d'essai donne peu d'informations sur la turbulence qui peut se développer dans de grandes enceintes en raison d'instabilités et d'obstacles. En conséquence pour les gaz, on favorisera plutôt les modèles basés sur la vitesse de flamme laminaire que ceux qui s'appuient sur le Kg.

La loi cubique est plus largement utilisée pour mesurer les propriétés d'explosion des poussières inflammables car un mélange poussière-air inflammable ne peut être maintenu que dans un écoulement turbulent, rendant ainsi la mesure de la vitesse laminaire de flamme des poussières particulièrement difficile.

3.5.2 Cas d'une enceinte équipée d'un événement

3.5.2.1 Situation idéalisée

On se base maintenant sur la situation de référence d'une enceinte fermée, équipée d'un événement d'explosion, remplie d'une ATEX de gaz initialement au repos, en l'absence d'obstacles et enflammée par une source d'inflammation suffisamment forte pour déclencher l'explosion sans pour autant atteindre le régime de détonation (cas limite décrit succinctement au paragraphe 3.6)

La pression maximale P_{max} générée dans les récipients d'explosion fermés a finalement peu d'importance pour les explosions des enceintes équipées d'un événement car de manière générale, les fenêtres, portes et murs céderont à des pressions au mieux de la centaine de mbar, bien inférieures donc à la valeur de P_{max} proche de la dizaine de bar. Pour éviter la destruction des enceintes qui subissent l'explosion, on peut avoir recours à un événement d'explosion.

Le rôle de l'événement d'explosion est de permettre l'évacuation des gaz hors de l'enceinte, de manière à limiter la hausse de pression due à l'explosion à une valeur réduite, notée P_{red} , inférieure à la pression P_{des} à laquelle l'enceinte est détruite, elle-même inférieure à la pression maximale P_{max} .

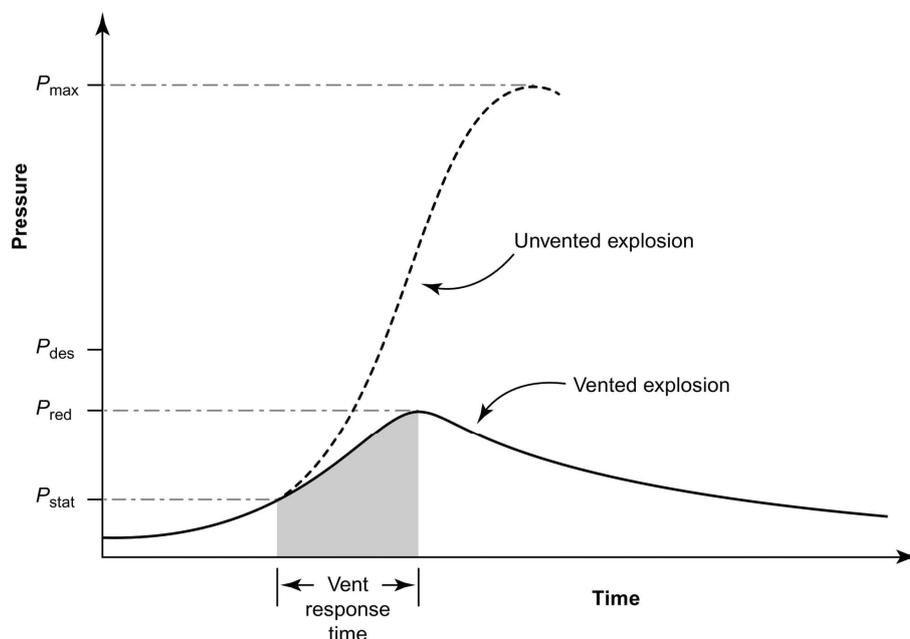


Figure 20 : Illustration sur le rôle des événements d'explosion, Pekalski (2005)

L'augmentation de la pression, entre deux instants successifs est proportionnelle à la quantité de volume de gaz produits par la combustion, réduite de la quantité de gaz rejetée à l'extérieur par les ouvertures. Il y a une compétition entre ce qui sort de l'enceinte et ce qui y entre et l'Équation 20 peut être réécrite :

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \gamma \cdot \frac{Q_+ - Q_-}{V} \quad \text{Équation 24}$$

où Q_- correspond au débit volumique des gaz perdus par la ou les ouvertures.

Le débit volumique de gaz perdu au travers d'une ouverture quelconque peut s'exprimer :

$$Q_- = C_d \cdot S \cdot V_e \quad \text{Équation 25}$$

Avec C_d un coefficient de décharge qui dépend du type d'orifice, S la surface ouverte et V_e une vitesse d'écoulement qui dépend de l'état des gaz. Le paramètre de vitesse V_e , entre l'enceinte dans l'état 1 et l'extérieur dans l'état 2, varie en fonction du rapport des chaleurs spécifiques γ , des pressions P_1 et P_2 de chaque côté de l'ouverture (P_2 étant la pression à l'extérieur), et de la densité du mélange où la pression est la plus grande donc ρ_1 ici.

On distingue deux régimes d'écoulements, subsonique et choqué, en fonction du nombre γ et du rapport des pressions P_1 et P_2 . On fait l'hypothèse que le mélange 1 est à une pression plus élevée que le mélange 2 : $P_1 > P_2$.

Si on a :

$$\frac{P_1}{P_2} < \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad \text{Équation 26}$$

Alors :

$$V_e = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/\gamma} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{P_1}{\rho_1} \cdot \left(1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right)} \quad \text{Équation 27}$$

Sinon

$$V_e = \sqrt{\gamma \cdot \frac{P_1}{\rho_1} \cdot \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}} \quad \text{Équation 28}$$

Ces équations supposent un comportement des espèces suivant un modèle de gaz parfait. Le modèle paraît relativement simple écrit ainsi. En pratique la notion de compétition entre le phénomène de production de gaz et leur éjection par une ouverture implique un comportement transitoire, oscillatoire de l'écoulement des gaz. La courbe de pression à l'intérieur de l'enceinte prend une forme plus complexe que celle décrite dans la Figure 20. Harris (1983) a schématisé ce phénomène en présentant un diagramme d'une possible évolution de pression dans une enceinte éventée :

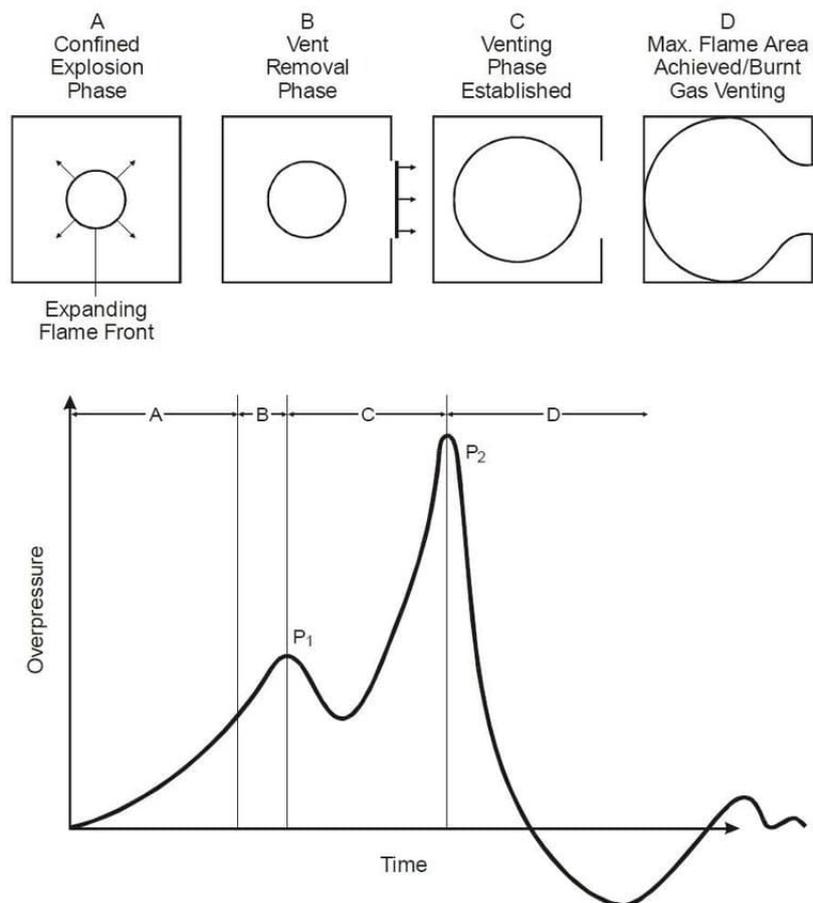


Figure 21 : Illustration sur le rôle des événements d'explosion, Harris (1983)

Le diagramme de la Figure 21 indique une première phase A pendant laquelle la flamme se développe dans un espace entièrement confiné.

Lors de la phase B, l'événement s'ouvre progressivement et un premier pic de pression P_1 est atteint. Il correspond à l'ouverture de l'événement (donc dépend de la pression de rupture de l'événement et de son inertie).

Il est suivi, dans cet exemple dans la phase C, d'abord par une légère dépression puis une nouvelle surpression jusqu'à P_2 . La dépression est due à l'éjection du mélange frais qui se produit quand le débit d'éjection est supérieur au débit de production de gaz dû à la combustion. Il s'agit bien ici d'une compétition entre ce qui entre et ce qui sort de la structure : le terme Q_- est momentanément plus grand que le terme Q_+ . Lorsque l'événement est petit ou que la flamme croît plus vite, ce pic P_1 peut donc devenir difficilement détectable, voire invisible. Durant cette phase C la flamme subit également de grandes déformations : du fait de la différence de pression entre l'enceinte et l'extérieur et de la dissymétrie du problème, un écoulement non isotrope, dirigé vers l'événement est créé. La flamme suit cet écoulement, s'étire, et sa surface A_f et donc le taux de combustion est susceptible d'augmenter significativement.

Le pic P_2 est atteint lorsque la différence entre le taux de combustion et les pertes de gaz est maximale. Il est probable que la flamme ait atteint une surface maximale mais c'est surtout lorsque la flamme atteint l'événement que ce seuil est atteint car les gaz brûlés peuvent s'échapper. Comme leur densité est beaucoup plus faible que celle du mélange frais, la vitesse d'éjection augmente : à débit massique identique, on perd un plus grand volume de gaz.

A la fin de la phase D, on constate une dépression dans l'enceinte par rapport à sa pression de départ, elle est due à 2 phénomènes : l'écoulement dirigé qui produit une aspiration dans l'enceinte et le refroidissement des gaz chauds. Ainsi il est courant d'observer quelques oscillations de pression secondaires, toutefois fortement amorties.

3.5.2.2 Situation réelle

Cette description phénoménologique résume les principaux événements observés lors de la détente de l'explosion vers l'extérieur mais omet plusieurs parties du problème telles que : l'effet de la position initiale du point d'inflammation ou l'évolution possible des réactifs hors de l'enceinte vers une explosion secondaire.

En effet, comme présenté dans la Figure 22, dans cette configuration d'inflammation centrale, ou proche de l'événement, un nuage de gaz chauds et peu denses s'étend dans le volume partiellement ouvert, dans une direction préférentielle : celle de l'événement. Dans la direction opposée, un mélange chaud peu dense avance lentement dans un gaz froid comprimé (par l'explosion). Cela a pour conséquence de former des instabilités de Taylor et augmenter localement la surface de flamme (donc le taux de combustion, malgré une vitesse de flamme réduite). Avec une inflammation au fond de l'enceinte, du fait des grandes vitesses d'éjection des gaz au travers de l'événement, ces instabilités de Taylor sont limitées et c'est une instabilité de cisaillement, de Kelvin-Helmholtz, qui devient prépondérante. Il y a donc ici deux effets antagonistes : d'un côté approcher la source d'inflammation de l'événement permet d'augmenter le taux d'évacuation des gaz et est favorable à une réduction de la surpression maximale mais de l'autre, isoler une poche de réactifs dans l'enceinte conduit potentiellement à augmenter le taux de combustion. Soldberg (1981) a mis en évidence des situations dans lesquelles l'inflammation centrale ou proche de l'événement conduisait à des effets de surpression plus élevés que l'inflammation à l'opposé de l'événement, cas généralement reconnu comme majorant du point de vue des effets des explosions confinées.

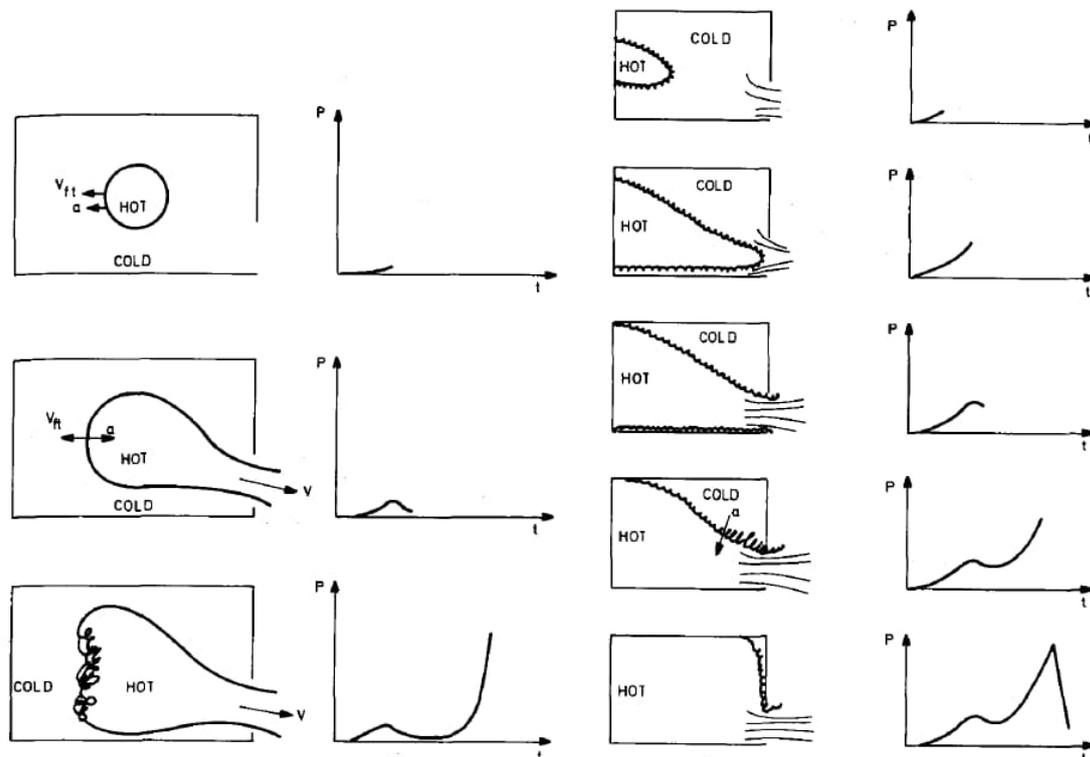


Figure 22 : Illustration sur l'effet de la position du point d'inflammation (Soldberg, 1981)

Cooper (1986) a tenté d'éclaircir le mécanisme global de production de pression lors du développement de l'explosion dans une enceinte munie d'un évent, en fonction notamment de la géométrie de l'enceinte et de la position du point d'inflammation. Une analyse a été proposée à partir du signal de pression suivant :

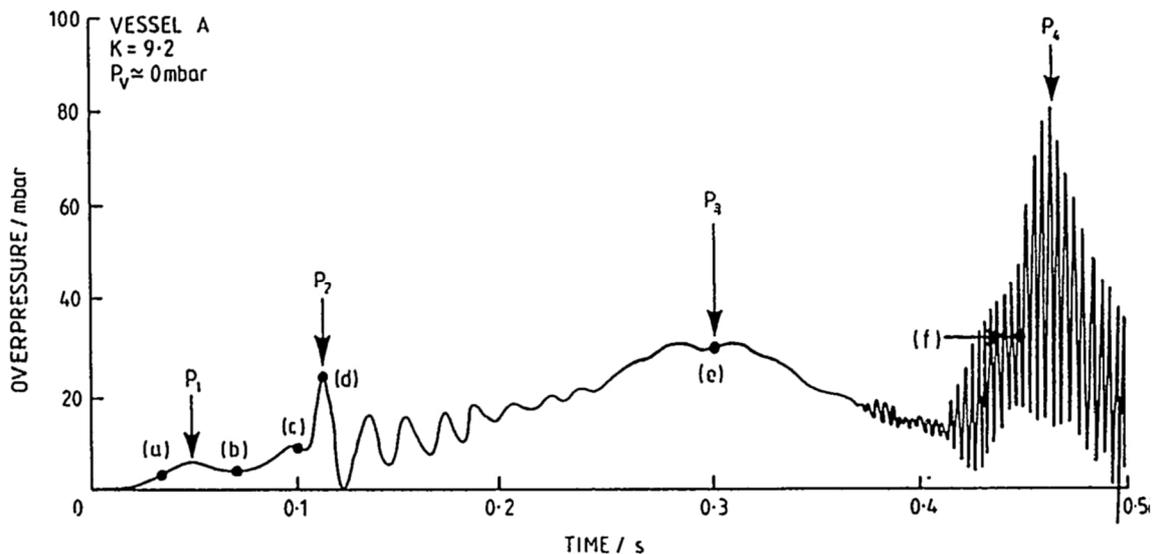


Figure 23 : Signal expérimental et analyse de Cooper, 1986

Il est important de noter que les 4 pics numérotés P_1 à P_4 de la Figure 23 ne sont pas les mêmes que ceux présentés en Figure 21, à l'exception de P_1 . Jusqu'au point (c), les événements sont identiques à ceux décrits par Harris dans la Figure 21. En (a) l'événement commence à s'ouvrir. En P_1 , on atteint un maximum local car le débit des gaz au travers de l'évent devient supérieur au débit de production par la flamme. En (b), on atteint un minimum local, puis le taux de production des gaz brûlés redevient prépondérant. Le point (c) correspond donc au niveau P_2 du diagramme de Harris avec la sortie de la flamme par l'évent. A ce stade la surpression interne atteint un maximum local, et non global comme dans le modèle de Harris, et la flamme sort de l'enceinte.

Ensuite le nuage de réactifs poussé par l'explosion devant l'évent s'enflamme, on observe une explosion secondaire qui a plusieurs conséquences. Elle génère de la pression, à la manière d'une source acoustique, et contrairement à l'explosion dans la chambre, elle a lieu dans un nuage qui se déplace.

Le premier phénomène contribue à ralentir la décharge des gaz au travers de l'évent, dans le cas d'un écoulement non choqué (cf. Équation 27), ce qui conduit au pic de surpression P_2 .

Le second phénomène, le déplacement du nuage, crée par effet Doppler, un décalage temporel des signaux de pression des poches de gaz externes et internes, et donc un régime oscillatoire. Ces oscillations de type résonateur d'Helmholtz semblent déstabiliser la flamme et augmenter sa surface, donc le taux de combustion, entraînant l'apparition d'un nouveau pic de pression dans l'enceinte : P_3 . En pratique, ce pic P_3 est rarement celui correspondant au maximum de pression qui est plutôt P_2 . Son effet ne devient significatif que lorsque l'évent est petit par rapport à l'enceinte, ou lorsque l'enceinte est de forme allongée ($L/D > 6$) ou si la turbulence est élevée (Lautkaski, 1998).

Enfin, la surface de flamme diminue, permettant à la pression interne de baisser (le taux de combustion est alors inférieur au débit d'éjection). Des oscillations de fréquence élevée peuvent être obtenues selon le mode acoustique fondamental de l'enceinte. Un quatrième pic de surpression P_4 apparaît, correspondant à la combustion de bulles de gaz frais dans les coins de l'enceinte.

L'effet est plus fort dans les grandes enceintes : l'onde de pression étant plus longue, elle s'approche des périodes fondamentales de vibration de l'enceinte et le système peut entrer en résonance. Il semble néanmoins que cet effet acoustique puisse être assez facilement annulé avec des absorbeurs acoustiques comme des obstacles. Il est aussi, contrairement aux pics P_1 , P_2 et P_3 moins marqué lorsque la turbulence augmente.

Malheureusement au-delà de l'observation empirique, les modélisateurs se sont heurtés à de grandes difficultés, du fait de la complexité des phénomènes en jeu. A ce jour seul un recours à des modèles empiriques permet de modéliser le phénomène complet.

3.5.2.3 Phénoménologie de l'explosion secondaire

Proust et Leprette (2010) ont publié des données expérimentales sur les explosions dans de grandes chambres protégées par un événement pour tenter de quantifier ces pics secondaires et identifier les paramètres dominants. Il apparaît que le rapport d'ouverture (ratio des surfaces d'événement et de la section transversale de l'enceinte) est un paramètre principal.

Lorsque ce rapport est suffisamment grand (typiquement supérieur à 0,4), les effets d'explosion externe dominant. Lorsque ce rapport est suffisamment petit (inférieur à 0,2), les effets d'explosion interne dominant et la surpression d'explosion maximale est atteinte lorsque la surface de flamme est maximale. Entre ces limites (c'est-à-dire pour un rapport d'éventage compris entre 0,2 et 0,4), l'explosion externe déclenche des instabilités de flamme et peut conduire à une forte augmentation de la surpression dans l'enceinte. Le rapport d'ouverture varie avec l'application industrielle considérée. Pour un bâtiment, ou une structure présentant de grandes parois relativement fragiles, il est supérieur à 0,2, de sorte que la dynamique de l'explosion externe est susceptible d'avoir une influence, mais dans le cas d'un réacteur, plus petite et plus résistant il peut être 10 fois plus petit.

Des expériences ont été mises au point pour étudier cet aspect à l'INERIS, en particulier pour des mélanges hydrogène air (Daubech, 2011). Des mélanges homogènes et au repos ont été enflammés au centre de la face opposée à l'événement. Une séquence d'images tirées de l'un de ces essais est présentée dans la Figure 24 :



Figure 24 : Exemple d'explosion secondaire (mélange hydrogène air concentré à 15 %, cuve de 4 m³ et événement de 0.5 m², 10 ms entre 2 images)

La Figure 25 représente l'évolution du signal de la surpression interne et externe et les images extraites de la vidéo de la caméra rapide.

On constate dans ces enregistrements que dans un premier temps, la surpression dans l'enceinte augmente régulièrement jusqu'au début de l'ouverture de l'événement (vers $t = 75$ ms après l'inflammation). Lorsque la feuille constituant l'événement s'ouvre, la flamme accélère dans la cuve et la surpression augmente plus rapidement. Dans le cas présent, lorsque l'événement s'ouvre (de 75 à 120 ms environ), on n'observe pas de diminution de la vitesse de montée en pression dans la cuve : le taux de combustion croît plus vite que le taux d'évacuation des gaz.

Le maximum de surpression est atteint quand la flamme sort de la cuve, autour de $t = 140$ ms, ce qui est conforme aux analyses du paragraphe 3.5.2.2.

Autour de $t = 150$ ms, la flamme a déjà consommé la plus grande partie du nuage externe. A 1 m de la cuve on constate une dépression soudaine, qui perdure jusqu'à $t = 200$ ms, due à l'accélération significative de l'écoulement dans les produits brûlés. Autour de $t = 175$ -250 ms on observe des oscillations vraisemblablement d'origine acoustique dans la cuve, alors que le centre du nuage est à environ 2 m de la cuve. Ces oscillations correspondent au pic P4 de la Figure 23.

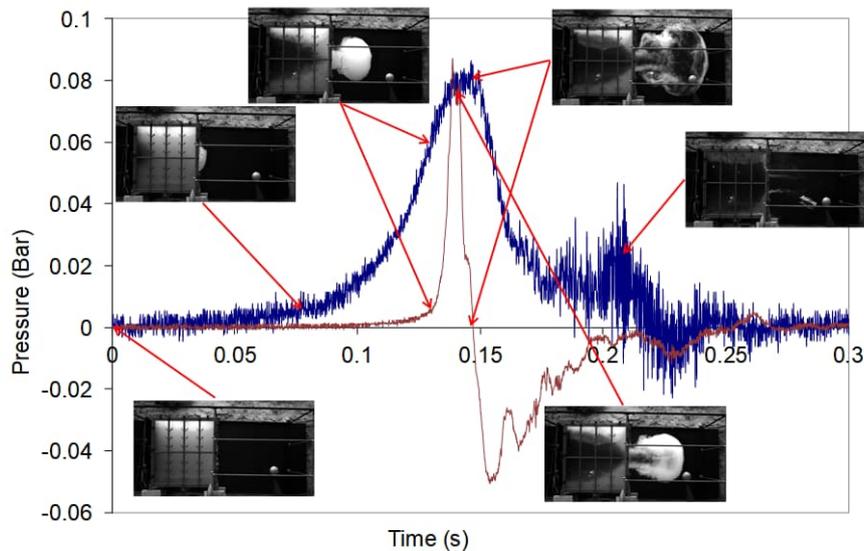


Figure 25 : Confrontation des images de la caméra rapide avec les mesures de pression dans l'enceinte (en bleu) et à 1 m de l'événement (en rouge) pour l'essai présenté dans la Figure 24 (mélange à 15% H₂)

Les enregistrements effectués hors de l'enceinte avec la caméra rapide permettent d'indiquer que le nuage externe accélère d'une vitesse initiale de l'ordre de la dizaine de m/s à près de 80 m/s, sur les 2 premiers mètres devant l'événement.

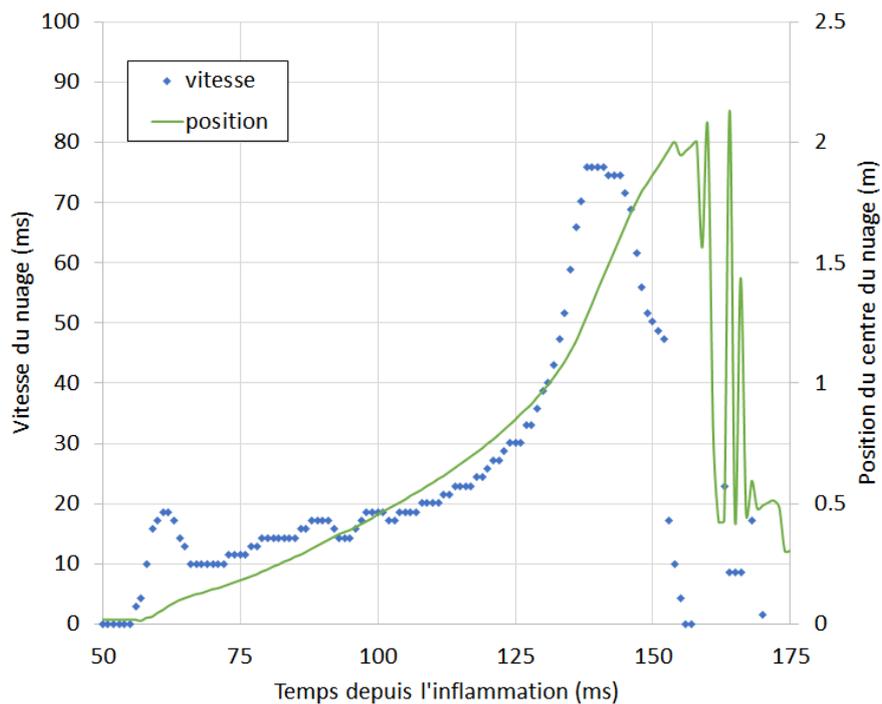


Figure 26 : Position et vitesse du centre du nuage externe lors de l'essai présenté dans la Figure 24

Des essais similaires ont été réalisés en 2019 à l'INERIS dans un volume plus petit, de 1 m³, avec du méthane (12 %) et sous atmosphère enrichie en oxygène (25 %), afin de mieux voir la flamme. Lors de ces essais on a pu mettre en évidence un plus grand nombre de maxima locaux de surpression, qu'on compare (Figure 26) à l'avancée de la flamme capturée par une caméra rapide :

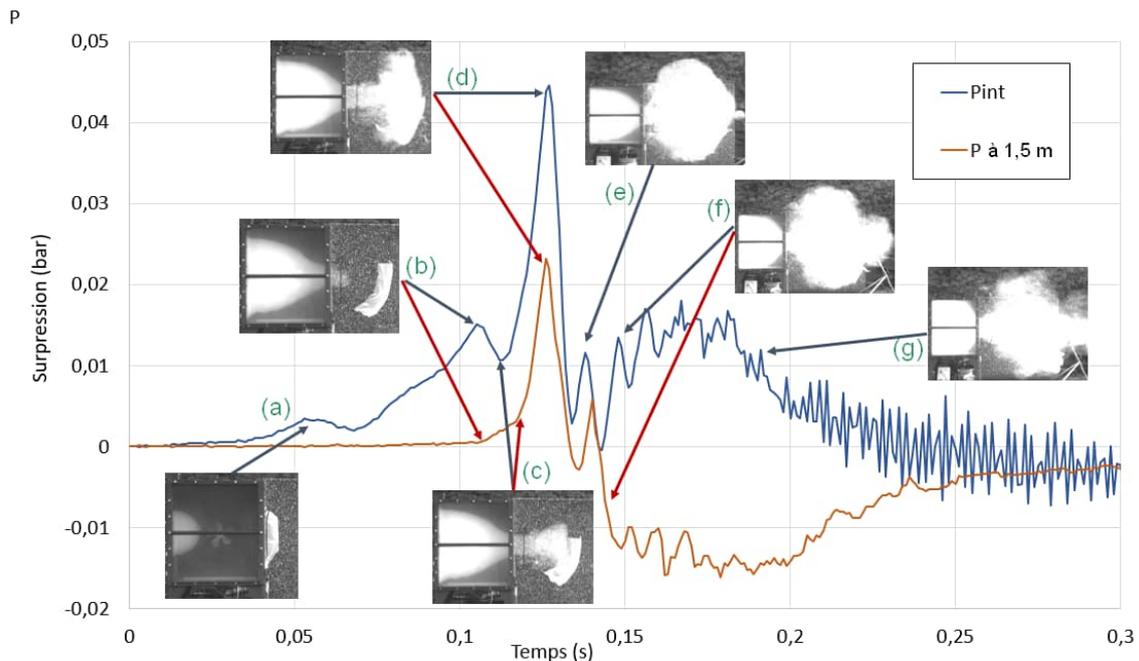


Figure 27 : Confrontation des images de la caméra rapide avec les mesures de pression dans l'enceinte (en bleu) et à 1,5 m de l'événement (en orange) pour une explosion d'une ATEX de méthane oxygène azote en proportions respectives 12, 25 et 63 % en volume, dans une enceinte de 1 m³

Les évènements présentés dans la Figure 27, peuvent être décrits comme suit :

- a) L'ouverture de l'événement entraîne un rejet de gaz frais à l'atmosphère. On remarque alors un premier maximum local vers $t = 58$ ms.
- b) La flamme qui continue de se développer à l'intérieur de l'enceinte est étirée dans la direction de l'événement. Elle atteint donc celui-ci avant même d'atteindre les autres parois. Le rejet de gaz brûlés (de plus faible densité), permet un nouvel équilibre entre production et évacuation, visible au niveau du deuxième pic à $t = 105$ ms. La surpression externe, à 1,5 m de l'enceinte commence aussi à augmenter.
- c) Le front de flamme atteint le bout du nuage externe et celle-ci commence à se développer radialement hors de l'enceinte. La rapide augmentation de la surface de flamme est corrélée avec une nouvelle hausse de la pression interne $t = 113$ ms, et un net changement de pente dans celle des effets externes.
- d) La flamme s'enroule dans l'anneau tourbillonnaire du vortex. Elle correspond à la 2ème phase de la combustion. La pression interne continue de croître jusqu'à ce que la flamme atteigne sa taille maximale vers $t = 121$ ms.
- e) La « boule de feu » est formée, et des oscillations de Helmholtz (pic P3 dans la description de Cooper) sont visibles sur le signal de pression interne. ($t=137$ ms).
- f) L'écoulement de gaz brûlés depuis l'enceinte perce la poche de la boule de feu. A l'extérieur, le capteur est dans la boule de feu, on mesure une forte et relativement longue dépression (environ 100 ms ici). Des oscillations de la pression interne sont toujours visibles. La flamme continue cependant de se développer à l'intérieur de l'enceinte. ($t=153$ ms).
- g) A partir de $t = 175$ ms, la boule de feu externe se refroidit. A l'intérieur, la flamme a atteint les parois de l'enceinte. Il ne reste presque plus rien à brûler à l'intérieur, et la surpression diminue. /La combustion des poches de gaz restantes forme le pic P4 du diagramme de Cooper.

Dans ce second cas, l'analyse des signaux de pression avec la vidéo rejoint donc bien les observations faites par Cooper sur les mécanismes de formation de ces maximums.

On retiendra que, suivant les conditions de l'explosion, plusieurs comportements sont possibles. Daubech (2016) a constaté que presque systématiquement une «bulle» de gaz combustible se forme devant l'évent et explose dès que la flamme s'échappe de la chambre:

- pour un grand événement (Figure 28.a.), la «bulle» est distinctement une structure vortex (anneau vortex et la «bulle» environnante) avec très peu de mélange avec l'atmosphère extérieure comme en témoigne le bord très vif. Le diamètre de la bulle est le double de celui de l'évent et sa vitesse tourbillonnaire est la moitié de celle de l'écoulement à l'évent. Cela ressemble fortement à la dynamique des vortex laminaires (Proust et Leprette, 2010).
- pour un petit événement (Figure 28.b.), une bulle vortex se forme également mais dégénère rapidement en une forme de jet transitoire. Dans ce cas, une quantité importante de l'atmosphère extérieure est aspirée dans le jet.

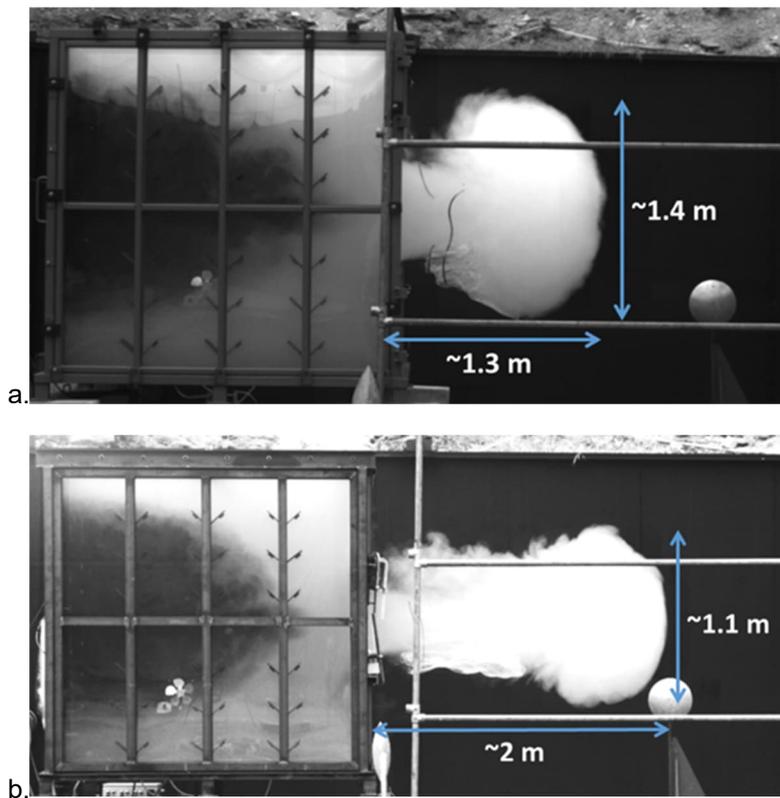


Figure 28 : Confrontation des images de la caméra rapide avec les mesures de pression dans l'enceinte

Le maximum de surpression externe est atteint dès que la flamme atteint l'anneau vortex au centre de la bulle. Lorsque la flamme atteint le bord externe de la bulle, la surpression externe revient à zéro. Après la combustion du nuage, le diamètre est 1,5 et 2 fois plus grand que le diamètre de la bulle avant la combustion.

Au-delà de cette description qualitative des phénomènes, il est possible de s'appuyer sur des modèles analytiques pour estimer des effets maximums de ces explosions secondaire. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement permettent de déterminer le volume et la vitesse de déplacement du nuage formé, s'il est assimilé à une sphère :

$$\frac{dV_b}{dt} = A_v \cdot (U - U_b) \quad \text{Équation 29}$$

$$\rho_u \cdot \frac{dV_b}{dt} \cdot (U - U_b) = \frac{1}{2} \cdot \rho_a \cdot C_x \cdot U_b^2 \cdot \frac{\pi \cdot D_b^2}{4} \quad \text{Équation 30}$$

où :

- V_b est le volume du nuage,
- A_v la section de l'ouverture,
- U la vitesse d'éjection des gaz à l'évent,
- U_b la vitesse de déplacement du nuage,
- C_x le coefficient de traînée du nuage,
- ρ_u la densité des gaz frais,
- ρ_a la densité de l'air ambiant,
- D_b le diamètre du nuage.

Il apparaît que ces paramètres peuvent s'exprimer uniquement en fonction de la taille de l'évent et de la vitesse de l'écoulement à l'évent. Les essais suggèrent que le nuage se déplace à une vitesse égale à la moitié de la vitesse d'écoulement à l'évent, ce qui est bien représenté par le modèle.

L'inflammation du nuage externe se produit au point d'arrêt. Un modèle de source acoustique peut être utilisé pour estimer un taux de production de pression. A l'air libre, les effets de pression éventuels apparaissent lorsque la flamme se développe de manière à induire un écoulement dit « de chasse » dans l'atmosphère. Ce mouvement s'accompagne d'une onde de pression que l'on peut comparer (lorsque la surpression induite est assez petite) à celle d'une source acoustique monopole, dont l'équation fondamentale prend la forme :

$$\Delta P = \rho_0 \cdot \frac{1 - \frac{1}{E}}{4\pi r} \cdot \frac{d^2V}{dt^2} \quad \text{Équation 31}$$

Avec :

- ΔP la surpression engendrée,
- r la distance au centre de la source considérée sphérique,
- E le coefficient d'expansion,
- V le volume de gaz déplacé.

Le modèle Multi-Energy (voir paragraphe 4.6.2.2) peut également convenir pour déterminer les effets de pression dus à la combustion du nuage externe. Il manque néanmoins dans les deux cas une estimation de la vitesse de combustion, qui se fera de manière empirique, la physique de combustion du nuage externe restant peu claire.

Ce modèle permet de prendre en compte un décalage du nuage vers l'aval, dû à sa quantité de mouvement propre. La combustion décalée en espace et donc en temps, engendre un effet Doppler qui a un impact sur la surpression externe, puisque la vitesse absolue du front de flamme vers l'aval, dans le sens de l'écoulement, est bien plus élevée que vers l'amont, en direction de la chambre. Il en résulte un effet directionnel qui se manifeste par un niveau de surpression renforcé sur les capteurs situés en aval du nuage, et une surpression atténuée à l'évent. Ce modèle ne tient toutefois pas compte du déplacement du nuage au cours de l'explosion.

La combustion externe s'achève lorsque tous les réactifs sont consommés. Globalement, le modèle tend à surestimer le pic de pression externe pour deux raisons :

- la phase de dépression qui correspond au changement de régime acoustique à la sortie de la chambre est mal représentée,
- la vitesse de flamme est variable.

Des trois mécanismes d'interaction mis en évidence (§ 3.5.2.2), deux peuvent alors être pris en compte avec ce modèle :

- la propagation de l'onde de pression externe dans la chambre,
- le blocage aérodynamique de l'écoulement à l'évent par l'explosion externe. Dans l'expression du débit d'éjection Q_{ouv} , le différentiel de pression entre l'intérieur et l'extérieur est calculé non plus par rapport à la pression atmosphérique, mais par rapport à une pression externe plus élevée pendant l'explosion.

Les instabilités de Taylor, mises en évidence dans les situations intermédiaires, n'ont pas été modélisées tant leur prise en compte est difficile.

3.5.3 Cas de 2 enceintes fermées et connectées par une ouverture

Lorsque l'enceinte qui subit l'explosion est ouverte vers une autre enceinte, que l'ouverture soit permanente ou qu'il s'agisse d'une paroi frangible, telle qu'une porte ou un évent, des gaz seront échangés entre les deux enceintes. Le cas échéant, on retirera du bilan de matière dans l'enceinte étudiée, les gaz transmis dans l'enceinte voisine. Si au contraire des gaz arrivent dans l'enceinte étudiée au cours de l'explosion (par exemple si une combustion est aussi en cours dans une enceinte voisine), les gaz reçus viendront s'ajouter au bilan total de gaz produits et contribueront à l'augmentation de pression.

Néanmoins l'échange de matière n'est pas le seul élément ayant un effet significatif sur les variations de pression, trois autres aspects sont importants :

- 1) En pratique, comme le démontre le phénomène d'explosion secondaire discuté au paragraphe précédent, les déflagrations sont des ondes de détente des produits brûlés, qui poussent devant eux de grandes quantités de réactifs frais. Au cours de l'expansion des produits brûlés, les réactifs subissent une compression adiabatique qui pousse la flamme jusqu'aux murs de l'enceinte alors que seulement près de 10-15 % de la matière fraîche a été consommée, dans l'exemple d'une flamme sphérique démarrant au centre d'une enceinte sphérique, pour un taux d'expansion de 8. Ces valeurs varient avec la forme des flammes, des enceintes et le taux d'expansion. Le concept physique important ici est que les flammes poussent devant elles de grandes quantités de matières imbrûlées, qui ont pour conséquence dans le cas d'un événement de générer une explosion secondaire non confinée à l'extérieur, et pour les enceintes communicantes des explosions confinées même dans des zones où il n'y avait initialement pas de combustible.
- 2) Dans des enceintes interconnectées, le passage des gaz d'un élément à un autre génère des tourbillons et de la turbulence dans l'enceinte réceptrice qui peut significativement augmenter la vitesse de la flamme et accélérer la croissance de la flamme. La turbulence est créée par des jets présents à l'intérieur même de l'équipement : on parle de jets confinés (*Figure 29*).

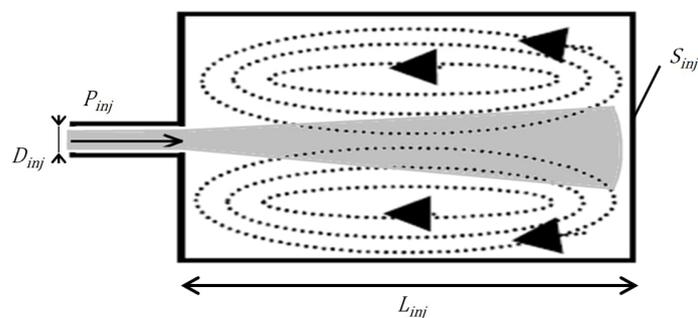


Figure 29 : Écoulement tourbillonnaire autour d'un jet confiné

Lorsqu'un jet se forme, il entraîne par induction (transfert de quantité de mouvement) l'atmosphère environnante dans un mouvement tourbillonnaire entretenu (*Figure 29*). Lorsque la flamme entre dans ce nuage turbulent, elle s'enroule dans ces grands tourbillons et le taux de combustion augmente significativement. Ces derniers sont caractérisés notamment par l'échelle intégrale de la turbulence L_t , liée à la taille des tourbillons et la vitesse de fluctuation turbulente u' , liée à leur vitesse. L_t et u' dépendent principalement de la géométrie du confinement et de l'orifice, ainsi que de la pression en amont du jet. On montre empiriquement que la vitesse de flamme dans ces tourbillons peut être décrite par le modèle de Gülder (Équation 15, page 31) lorsque les paramètres de la turbulence u' et L_t sont connus.

- 3) On est alors en présence de deux explosions de violences différentes, dans deux enceintes de volumes potentiellement différents et connectées par une ouverture. Suivant la violence respective des deux explosions et les caractéristiques géométriques de l'ouverture et des deux confinements, on peut obtenir un système oscillant, chaque enceinte influençant l'évolution de l'explosion dans sa voisine. La simulation numérique de ce type de phénomène peut être d'une complexité extrême. On retiendra qu'une résonance acoustique peut s'instaurer entre les deux enceintes, à la manière du pic P4 dans le diagramme de Cooper (voir paragraphe 3.5.2.2).

3.5.4 Explosion dans une canalisation

Les résultats précédents font l'hypothèse d'une pression unique et homogène dans l'enceinte. Cette approximation est acceptable dans un volume cuboïde dont les dimensions dans les 3 directions cartésiennes sont équivalentes. On s'appuie en général sur un rapport de longueur L et de diamètre D de l'enceinte pour déterminer l'allongement de l'enceinte. Lorsque le rapport L/D est inférieur à 5, l'hypothèse de pression homogène permet de décrire les événements avec une précision satisfaisante. Au-delà, la validité de l'hypothèse doit être remise en cause, en particulier dans le cas des canalisations pour lesquelles il n'est pas rare d'atteindre des rapports L/D de 20 à 100.

Dans un tube, une flamme, même laminaire, est accélérée tout d'abord par le fluide mis en mouvement par l'expansion des produits de combustion. A cela se superposent plusieurs phénomènes qui conduisent à une significative auto-accélération de la flamme. Le front de flamme et donc la surface de flamme, qui affecte directement le taux de production des gaz brûlés peuvent être fortement modifiés au cours de l'avancée de la flamme dans la canalisation, en particulier si des obstacles sont présents. Dans tous les cas, la vitesse de la flamme augmente typiquement de 1 m/s à plusieurs centaines de m/s, voire plus de 1000 m/s en cas de transition vers le régime de détonation, selon la nature du mélange explosif et la géométrie de l'installation, et ce sur des distances relativement courtes (Ginsburg et Buckley, 1963).

3.5.4.1 Cas académique du tube à fond fermé

Le cas « académique » d'une flamme se propageant dans un mélange explosif confiné dans un conduit fermé à l'extrémité d'allumage, et ouvert à l'autre extrémité, a été examiné par Proust (2015). Dans ce travail, il a exposé différents mécanismes d'accélération de la flamme.

Le mécanisme le plus largement accepté est l'augmentation continue de la turbulence du mélange réactif, induite par l'expansion des produits brûlés, qui poussent les réactifs devant la flamme (Borghini, 1988; Clarke, 1989). La turbulence est générée par effet de frottement sur les parois de la canalisation en proportion de la vitesse d'écoulement moyenne. La vitesse de combustion est alors augmentée, induisant une augmentation de la vitesse de production et donc d'expansion des gaz brûlés. Le cycle se répète et la flamme auto-accélère. Le nombre de Reynolds doit jouer un rôle clé dans ce processus en englobant à la fois l'effet de la génération de turbulence (Hinze, 1975) et la combustion turbulente (Bray, 1990). Cela peut également expliquer pourquoi les formules empiriques des guides NFPA68-69 présentent le diamètre du tube comme un paramètre dominant pour l'accélération de la flamme et l'augmentation de la pression à l'intérieur d'une canalisation. Plus récemment Ciccarelli et Dorofeev (2008) ont publié une revue de l'état de l'art sur ce sujet.

L'analyse proposée par Ciccarelli soutient l'idée que la turbulence de l'écoulement due aux frottements à la paroi serait le principal mécanisme d'accélération de la flamme tout au long d'un processus conduisant à la transition vers la détonation. Certains développements mathématiques pertinents ont été trouvés (Veser 2002, Dorofeev 2007, Kuznetsov 2005, Silvestrini 2008). Silvestrini propose par exemple la corrélation suivante :

$$V_f = 6.5 \cdot E \cdot S_l \cdot \exp \left[0.0061 \cdot (E - 1) \cdot \frac{X}{D} \cdot \left(\frac{D}{0.015} \right)^{0.4} \right] \quad \text{Équation 32}$$

où S_l est la vitesse de combustion laminaire, E le taux d'expansion des produits brûlés, X l'abscisse de la flamme dans la canalisation, D le diamètre du conduit et V_f la vitesse de la flamme en X . Cette corrélation établit un lien entre la vitesse de la flamme et X/D . Cependant, ce type de corrélation ne fonctionne pas pour toutes les données expérimentales, en particulier pour celles postérieures au modèle (Thomas, 2010 ; Blanchard, 2010). Ces modèles résultent davantage d'un ajustement avec des données expérimentales existantes que d'un développement théorique formel, ce qui peut expliquer ces différences. Plus fondamentalement, certaines mesures (malheureusement très limitées) de la turbulence générée dans l'écoulement devant la flamme (Jones et Thomas, 1991) ne semblent pas présenter une corrélation entre la vitesse de la flamme et l'intensité de la turbulence, suggérant que d'autres mécanismes pour l'accélération de la flamme seraient à l'œuvre.

Il a en effet été démontré sur une base théorique (Deshaies et Joulin, 1989) que d'autres mécanismes peuvent également expliquer l'accélération de la flamme dans les tubes. En particulier, l'accélération progressive de l'écoulement devant la flamme due à l'expansion des produits brûlés serait produite par une série d'ondes de compression. La température des réactifs devant la flamme augmente en conséquence ainsi que la vitesse de combustion. La flamme s'auto-accélère.

Il existe également des instabilités de flamme générées par ces mêmes ondes de pression (Markstein, 1954), mais leur rôle exact dans le processus d'accélération de la flamme dans un tube est toujours en débat. Ces instabilités seraient déclenchées par l'onde de pression émise lors de l'extinction partielle de la flamme au niveau de la paroi, juste après l'amorçage. Il y a une vingtaine d'années Kerampran, (2000) a effectué une analyse expérimentale de flammes gazeuses pré-mélangées se propageant dans un tube droit. Une propagation en deux étapes a effectivement été mise en évidence, la première correspondant au développement de la flamme autour du point d'allumage produisant une flamme parabolique allongée. Au fur et à mesure que les côtés de cette parabole s'éteignent au niveau de la paroi, la flamme ralentit. Peu de temps après, le front de flamme devient fortement ondulé au centre et accélère plus ou moins régulièrement. Cette observation est néanmoins en contradiction avec l'accélération supposée de la flamme par la turbulence de l'écoulement puisque cette dernière doit être beaucoup plus importante au niveau de la paroi. De petits tourbillons apparaissent dans le sillage de la flamme mais restent très limités. Dans ce cas, le paramètre moteur pour l'apparition et le développement des instabilités (Markstein; 1964, Bychkov, 2000) devrait être principalement la vitesse d'expansion de la flamme ($E \cdot S_{lad}$).

Plus récemment, dans la continuité des travaux de Proust (2015) sur la compréhension des mécanismes d'accélération des flammes dans des canalisations, des essais d'explosions de gaz dans des tubes droits avec une extrémité fermée et l'autre ouverte ont été réalisés à l'INERIS par Daubech (2018) et Lecocq (2018). Ils ont mis en évidence que la première impulsion de pression, due au développement initial de la boule de feu et son allongement, joue un rôle prépondérant et impose un effet piston sur les gaz dans la canalisation. Ils ont notamment observé un effet sur les résultats de la rugosité du tube d'autant plus important que son diamètre est petit, traduisant un effet de la dimension de la couche limite turbulente dans le tube. Néanmoins, le niveau de turbulence induit par l'onde de compression dans ces essais est resté très faible. A cette tendance générale, se superposent des oscillations de pression dues à la résonance acoustique du tuyau. Leur influence semble plus importante dans les tubes lisses (en PMMA dans le cas présent) que dans ceux ayant une certaine rugosité (en acier ici). Lors de ces études un couplage entre l'onde de pression et les différentes fréquences acoustiques dans le tube, c'est-à-dire les gaz frais (devant la flamme) et dans les gaz brûlés (derrière le front de flamme), a été mis en évidence. Malgré les oscillations visibles du front de flamme, du fait des effet acoustiques, Daubech (2018) a mesuré une auto-accélération constante de 130 m/s^2 avec un mélange stœchiométrique méthane-air.

Si tous ces mécanismes sont individuellement connus, au moins qualitativement, on ne sait pas aujourd'hui comment ils interfèrent et quelle est leur importance relative dans le processus d'accélération. Dans la mesure où il n'existe pas à l'heure actuelle de schéma conceptuel décrivant ce processus, nous ne disposons pas non plus d'outils de prédiction réalistes adaptés à des situations géométriques particulières.

3.5.4.2 Situation industrielle

La situation de référence dans l'industrie correspond rarement au cas de la canalisation droite fermée à une extrémité, et ouverte à l'autre extrémité. On sait que la présence d'obstacles sur le parcours de la flamme peut avoir une incidence marquée sur le cours de l'explosion comme l'ont montré des travaux comme ceux de l'école de Montréal dans les années 80 (Lee, 1984). On peut distinguer a priori quatre grands types de situations (Proust, 1996) :

- 1) *La canalisation isolée ouverte près du point d'inflammation et fermée à l'autre (Lewis et von Elbe, 1987)* : les produits de combustion sont évacués vers l'extérieur ce qui réduit considérablement l'intensité de l'écoulement devant le front de flamme, si bien que les mécanismes d'accélération évoqués ci-dessus sont peu opérants et les niveaux de surpression engendrés restent comparativement faibles. La flamme peut cependant devenir vibratoire à l'extrême et développer une structuration turbulente ;
- 2) *Le tube isolé, ouvert aux deux extrémités (Lewis et von Elbe, 1987)* : la décharge de l'excédent de volume produit par la combustion peut s'effectuer par les deux extrémités, la flamme peut donc se déplacer plus vite que dans la situation précédente avec globalement les mêmes caractéristiques. Cette situation est peu propice à l'apparition de régime de propagation de flamme et d'explosion sévère ;
- 3) *La canalisation isolée, fermée aux deux extrémités* : après une première phase d'expansion où la flamme s'étire fortement, la surface de flamme diminue ce qui a pour conséquence de réduire l'augmentation de pression et la vitesse spatiale de la flamme (Phylaktou, 1991 ; Leyer, 1969). A partir de ce point, une propagation oscillatoire peut apparaître avec la formation d'une flamme "tulipe" dont l'origine pourrait être aérodynamique. L'accélération de la flamme n'est donc pas continue et les vitesses atteintes restent inférieures à celle de la configuration suivante :



Figure 30 : Formation d'une flamme « tulipe » dans un tube vertical de section 10 x 10 cm avec un mélange méthane-air à 5,9 % ; 20 ms entre les images ; le point rouge visible en bas est le point d'inflammation. (Proust, 2004)

- 4) *La canalisation isolée, fermée du côté de la source d'inflammation et ouverte à l'autre extrémité* : parmi les travaux les plus précis menés sur ce sujet, on trouve ceux de Guénoche (1952) confirmés par d'autres (Schmidt 1951 ; Jones et Thomas, 1991), et les travaux plus récents de l'Ineris (Proust, 2014 ; Daubech, 2018 ; Lecocq, 2018). La flamme présente une tendance générale à l'accélération, mais parfois de manière "saccadée", lorsque la flamme marque plusieurs arrêts, parfois des reculs, transitoires le long de son parcours. Le mécanisme de la propagation oscillatoire n'est à ce jour pas clairement connu mais il semble très probablement lié à l'acoustique (Daubech, 2018). En tout état de cause, des régimes extrêmement sévères d'explosion peuvent facilement être atteints.

3.5.5 Cas d'une enceinte connectée à une canalisation de décharge

La configuration type est celle d'une enceinte située à l'intérieur d'un bâtiment, loin des murs et dans laquelle une déflagration peut être déclenchée lors d'un accident. Dans ce cas un conduit d'évacuation peut être utilisé pour diriger les gaz chauds de l'enceinte vers l'extérieur du bâtiment. Les deux mécanismes de propagation des flammes propres à chaque élément de ce réseau sont susceptibles d'interférer. La nature de cette interaction est encore mal connue en grande partie parce que les mécanismes de propagation des explosions dans les canalisations restent à découvrir.

Plusieurs études ont été entreprises depuis le début des années 80, prouvant que la présence d'un conduit d'évacuation des produits de l'explosion augmente généralement la gravité de l'explosion par rapport à la situation rencontrée avec une cuve éventée directement dans l'atmosphère. Il a été démontré que la pression de déflagration peut dépasser d'un facteur 10 ou plus celle obtenue dans les expériences de décharge directe vers l'atmosphère (Bartknecht, 1981 ; Molkov, 1994). Ceci est principalement dû à l'interaction de la combustion à l'intérieur de la canalisation de décharge avec celle ayant lieu dans l'enceinte. Malgré les nombreuses études expérimentales et leurs découvertes (Bartknecht, 1981 ; Kordylewski et Wach, 1986, 1988 ; Molkov, 1994 ; Ponizy et Leyer, 1999) le tableau complet de l'interaction entre la dynamique des gaz de combustion dans la canalisation et l'enceinte, les effets de la géométrie et des conditions de fonctionnement sur la pression maximale atteinte dans l'enceinte restent incertains. Dans une enceinte isolée, équipée d'un évent, nous avons vu que l'apparition du pic de pression est directement liée à la compétition entre la production des gaz par la combustion et leur évacuation par l'évent. La présence du conduit influence le développement de l'explosion, et donc la surpression maximale atteinte, car elle peut affecter à la fois le processus de décharge et la combustion dans la cuve.

Différents phénomènes ont été étudiés comme causes possibles de l'augmentation de la violence de l'explosion dans une enceinte connectée à une canalisation de décharge (Russo et Di Benedetto, 2007) :

- les pertes de charge par frottement (Bartknecht, 1981; Ponizy et Leyer, 1999; Kordylewski et Wach, 1986, 1988; Ural, 1993).
- l'inertie de la colonne de gaz dans la canalisation (Bartknecht, 1981; Ponizy et Leyer, 1999a; Kordylewski et Wach, 1986, 1988; Ural, 1993, Grégoire, 2014) |
- les oscillations acoustiques (Kordylewski et Wach, 1988; McCann, 1985).
- la combustion dans la canalisation (Molkov, 1994; Ponizy et Leyer, 1999a, b; Ural, 1993).

Les pertes de charge par frottement supplémentaires dues à la présence d'un tube et à l'inertie de la colonne de gaz dans le tube réduisent le débit de décharge, en fonction du diamètre et de la longueur du conduit, de sa rugosité et d'éventuelles singularités telles que des coudes ou des changements de section. Dans l'un des travaux pionniers sur les explosions de gaz dans les enceintes éventées au travers d'une canalisation, Bartknecht (1981) a souligné que l'augmentation de la surpression maximale d'explosion dans l'enceinte est fortement affectée par les frottements fluides et l'inertie de la colonne de gaz. Ural (1993) puis Ponizy et Leyer (1999) arrivent à des conclusions similaires. Plus récemment, Grégoire (2014) a observé que pour les explosions confinées de poussières organiques, de réactivité modérée (de classe ST1), les effets d'accélération de la flamme dans la canalisation ne sont pas sensibles et que l'effet essentiel de la canalisation prolongeant l'évent ne provient pas de pertes de charge classiques mais est dominé par un effet inertiel, qui consiste à retarder la décharge par un mécanisme de blocage aérodynamique, jusqu'à ce que la flamme soit sortie.

Même sous atmosphère inerte dans la canalisation, il existe une influence de l'acoustique. Elle peut être liée à un effet piston : des gaz sont progressivement accélérés dans un tube. Suivant la longueur du tube, l'évolution de l'explosion dans l'enceinte ou la présence éventuelle de singularités dans la canalisation, les ondes de compression peuvent se cumuler et on peut atteindre un blocage sonique.

Cela se produit lorsque l'écoulement est choqué, ce régime limite le débit massique et engendre une contre pression puis des oscillations entre l'enceinte la canalisation. Les oscillations acoustiques induites dans le tube peuvent générer une pression l'enceinte et modifier ainsi la propagation de la flamme dans l'enceinte. (Ponizy et Veyssière, 2000). Néanmoins selon Russo et Di Benetto (2007), qui ont réalisé un état de l'art sur ce sujet, si les oscillations acoustiques peuvent modifier le comportement de la flamme dans l'enceinte, elles ne permettent pas d'expliquer les forts écarts de surpression observés avec la situation de l'enceinte éventée isolée, sans canalisation de décharge.

L'explosion dans la canalisation peut affecter à la fois la propagation de la flamme à l'intérieur de l'enceinte et le taux d'évacuation des gaz (car elle crée une contre-pression). Le débit de décharge est alors diminué, arrêté ou même inversé au niveau de l'ouverture de l'évent, auquel cas des gaz sont chassés de la canalisation vers l'enceinte. De manière analogue à l'interaction entre deux enceintes connectées (cf. paragraphe 3.5.3), cet écoulement peut provoquer une augmentation de la turbulence induite dans la cuve, accélérant ainsi la vitesse de combustion à l'intérieur de l'enceinte. Molkov (1984) a identifié ce phénomène comme le principal mécanisme responsable de l'augmentation de la surpression dans l'enceinte. Molkov (1993) a également constaté que l'extinction de la flamme dans la canalisation par aspersion de gouttelettes d'eau pouvait considérablement réduire la pression maximale mesurée dans l'enceinte, confirmant ainsi l'effet majeur de la combustion dans la canalisation. D'autres résultats de Bartknecht (1981) et Ponizy et Leyer (1999) ont confirmé le rôle de la combustion et du reflux sur la surpression mesurée dans l'enceinte. Ce phénomène a également été indiqué comme dominant par Russo et Di Benedetto, (2007) pour les explosions confinées de gaz.

Ces travaux indiquent que pour estimer la surpression produite par une explosion de gaz, dans le cas d'une enceinte connectée à une canalisation, 2 problèmes couplés de combustion dans l'enceinte et dans la canalisation doivent être résolus. Il existe des cas limites simplifiés tels que celui d'une canalisation très courte, traités par exemple dans les normes sur le dimensionnement des événements d'explosion, qui permettent dans certains cas de simplifier la description de ce problème. Le phénomène global reste néanmoins mal connu.

3.5.6 Effet d'une canalisation entre 2 enceintes

Phylaktou et Andrew (1999) ont montré que pour des équipements interconnectés par des canalisations, l'explosion peut se transmettre d'un équipement à l'autre et la propagation devient très complexe. Un schéma possible de propagation entre deux enceintes peut être décrit ainsi (Figure 31) : l'inflammation dans la première enceinte induit une première explosion (Figure 31-a) et un écoulement turbulent puissant dans la canalisation de liaison (Figure 31-b). Un jet puissant de réactifs est injecté dans la seconde enceinte, tandis que l'explosion primaire, non encore achevée, met en pression la seconde enceinte.

Après s'être fortement accélérée dans la canalisation, la flamme pénètre dans la seconde enceinte dans une atmosphère explosive sous pression et fortement turbulente. Une deuxième explosion très violente peut alors se produire (Figure 31-c). Elle est susceptible d'engendrer un retour de flamme dans la canalisation et la première enceinte où la combustion n'est pas encore achevée, et induire une nouvelle et brusque augmentation de pression (Figure 31-d), soit du fait d'une accélération de la réaction (explosion secondaire) soit du fait d'une détente des gaz de la canalisation vers cette enceinte, si leur volume est important (cas des grandes canalisations, ou grands diamètres).

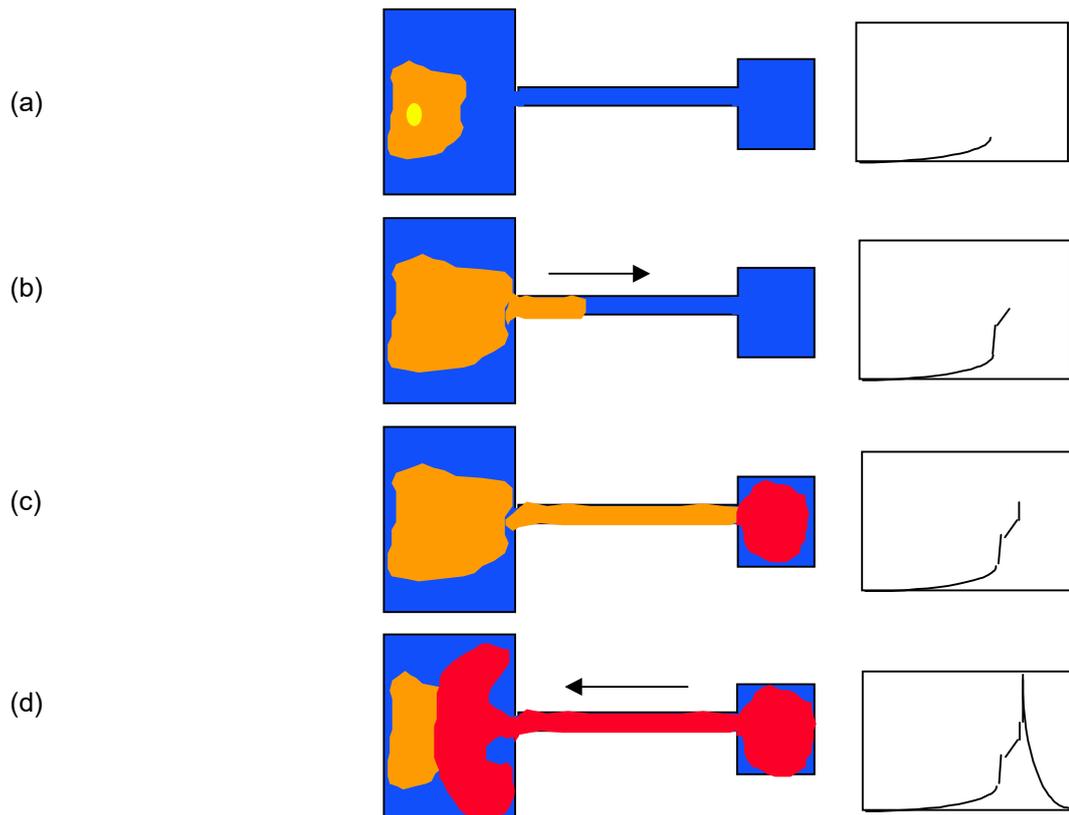


Figure 31 : Représentation schématique de la propagation d'une explosion dans des enceintes interconnectées (Proust, 2000)

Ainsi il est possible de se retrouver dans une situation où la vitesse des flammes devient si grande qu'il n'est plus possible de protéger les enceintes connectées des effets de l'explosion. Souvent dans l'industrie les canalisations sont des cylindres d'acier à section droite circulaire. Elles sont de fait plutôt résistantes aux surpressions d'explosion, contrairement aux équipements auxquels elles sont connectées. Pour cette raison les stratégies de mitigation des explosions en canalisation consistent à ralentir (avec des événements ou déviateurs d'explosion) ou stopper les flammes (avec des arrêtes-flammes ou des systèmes d'isolation) de manière à pouvoir protéger les équipements connectés plutôt que les canalisations elles-mêmes.

3.6 Cas particulier de la propagation des flammes en régime de détonation

3.6.1 Phénoménologie

Lorsque la réaction devient plus rapide, plus grande que la vitesse du son dans le milieu, une onde de choc se forme, on atteint le régime supersonique. Cette onde comprime et chauffe les réactifs frais avant que la convection ne puisse jouer un rôle. On observe alors une onde de choc incidente immédiatement suivie d'un front de flamme, une détonation. Ce régime de détonation est un cas particulier observé avec les mélanges les plus réactifs (hydrogène, acétylène), qui apparaît après une initiation forte (une première explosion) ou une accélération significative des flammes (typiquement liée à une turbulence importante ou un confinement particulier). Le phénomène de transition du régime de déflagration au régime de détonation, souvent appelé TDD (DDT en anglais) est complexe tout comme ses conditions d'occurrence, il fait encore aujourd'hui l'objet de nombreux projets de recherche.

Dans le cadre de ce rapport on retiendra que la TDD est possible, et plus probable :

- avec des mélanges explosifs très réactifs. Par exemple un mélange stœchiométrique hydrogène-air détonera plus facilement qu'un mélange méthane-air dans les mêmes conditions.
- Lorsque la turbulence est élevée, par exemple lors d'une fuite massive d'un réservoir de gaz (propane, hydrogène) fortement pressurisé,
- lorsque le confinement présente des caractéristiques particulières, telles qu'un tube très long ou contenant des obstacles. Le guide NFPA68 donne quelques limites pratiques de rapport L/D maximum pour des canalisations à ne pas dépasser pour éviter la TDD.
- lorsque l'amorçage est particulièrement violent. Il est par exemple possible de faire détoner des nuages de poussières d'aluminium en les amorçant avec un explosif condensé.

Dans le cas d'une détonation, les effets thermomécaniques de l'explosion sont contenus derrière le choc incident. Le confinement, s'il est suffisamment large⁴, n'a donc pas d'incidence sur l'évolution de la réaction. Dans le cas d'une détonation dans un espace confiné, on ne s'intéresse pas à la propagation de la flamme. On peut estimer directement les effets de l'explosion avec une précision satisfaisante en utilisant un modèle thermodynamique (qui omet toute considération sur la turbulence, l'écoulement ou le volume de l'enceinte). Les deux représentations principales sont le modèle de Chapman-Jouguet (CJ) et celui de Zeldovitch, Von Neumann et Döring (ZND).

3.6.2 Modèles CJ et ZND

La théorie de Chapman-Jouguet (CJ) repose sur les hypothèses principales suivantes :

- la détonation est une discontinuité infiniment mince,
- l'écoulement est stationnaire (la célérité de détonation est constante),
- l'écoulement est monodimensionnel plan et adiabatique, les gaz sont parfaits.
- Les gaz sont supposés parfaits et γ constant.

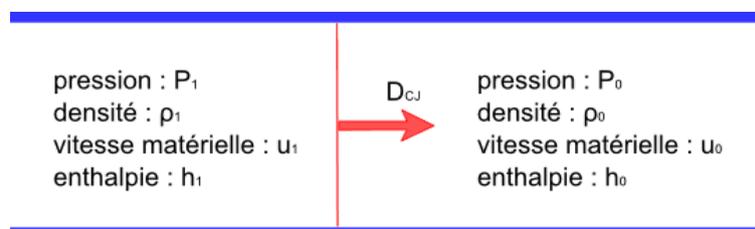


Figure 32 : Schéma d'une détonation dans la théorie CJ

On note W_0 respectivement W_1 les vitesses des gaz frais et des produits dans le repère lié à l'onde de détonation :

$$\begin{cases} W_0 = D_{CJ} - u_0 \\ W_1 = D_{CJ} - u_1 \end{cases} \quad \text{Équation 33}$$

Au travers de la discontinuité, on écrit trois équations de conservation :

$$\dot{m} = \rho_0 W_0 = \rho_1 W_1 \quad \text{Équation 34}$$

$$P_1 + \rho_1 W_1^2 = P_0 + \rho_0 W_0^2 \quad \text{Équation 35}$$

⁴ La détonation ne peut pas se propager si la dimension du confinement dans le plan du front de flamme ne dépasse pas un certain diamètre critique, qui dépend du mélange réactif. Cette condition est dans la plupart des cas (dans l'industrie) largement satisfaite, car ce diamètre peut être de l'ordre de quelques centimètres voire millimètres.

$$h_1 + \frac{W_1^2}{2} = h_0 + \frac{W_0^2}{2} \quad \text{Équation 36}$$

En notant $v=1/\rho$, le volume spécifique et en utilisant les équations de conservation de la masse (Équation 34) et de la quantité de mouvement (Équation 35), on obtient :

$$\dot{m}^2 = \frac{W_0^2}{v_0^2} = -\frac{P_1 - P_0}{v_1 - v_0} \quad \text{Équation 37}$$

L'Équation 37 est connue sous le nom de droite de Rayleigh-Michelson (RM).

On suppose que la réaction est : « Réactifs → Produits » avec un dégagement de chaleur global Q. On exprime les enthalpies :

$$h(P, v, \lambda) = \frac{\gamma P v}{\gamma - 1} - \lambda Q \quad \text{Équation 38}$$

Où λ est l'avancement de la réaction, qui prend la valeur 0 dans les gaz frais et 1 dans les produits de la détonation.:

A partir de cette équation et de l'équations de conservation d'énergie (Équation 36) on obtient une seconde équation qui est connue sous le nom d'« adiabatique de Crussard » .

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} (P_1 v_1 - P_0 v_0) - \frac{1}{2} (P_1 - P_0) (v_1 + v_0) = Q \quad \text{Équation 39}$$

L'état des produits de réaction se trouve à un point d'intersection de ces deux courbes (la droite de Rayleigh-Michelson et l'adiabatique de Crussard). La Figure 33 présente les intersections possibles entre ces dernières. Le point (1,1) représente l'état 0, avant passage de l'onde réactive. On s'intéresse à une zone où $P_1 > P_0$ (zone de compression des gaz suite au passage de l'onde). Trois cas sont possibles (et représentés dans la Figure 33) :

- La pente de la droite de Rayleigh-Michelson est trop faible, les courbes ne se croisent pas, il n'y a pas de détonation.
- La pente de la droite de Rayleigh-Michelson et la courbe de Crussard se coupent en deux points f et F. Ces points sont appelés détonations fortes pour F et détonations faibles pour f.
- la droite de Rayleigh-Michelson est tangente en un point CJ à la branche des détonations ou à la branche des déflagrations respectivement. Ce point correspond à la propagation stationnaire.

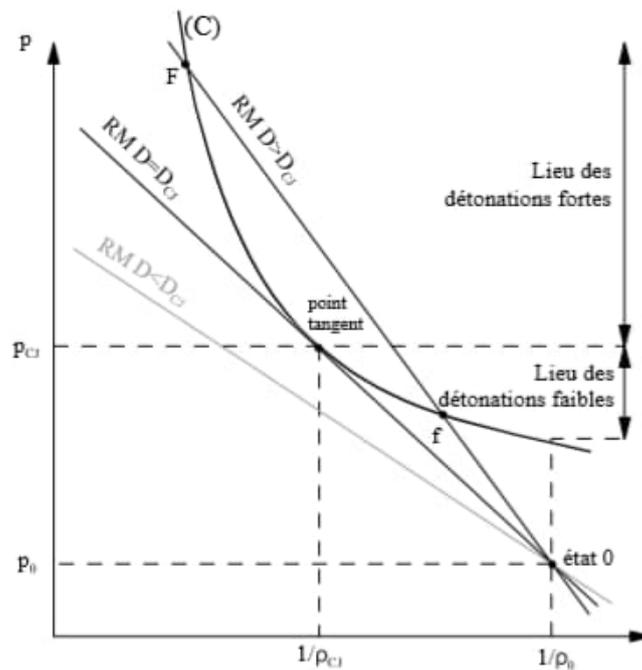


Figure 33 : Représentation des droites de Rayleigh-Michelson et courbe de Crussard (Matignon, 2000)

On démontre que les points f et F correspondent à des régimes non stationnaires. Les détonations fortes ont une célérité relative inférieure à la célérité du son dans les produits donc les perturbations (F) du milieu aval (ondes de détente) vont arriver jusqu'au front et l'affaiblir. Dans le cas d'une détonation faible, pour chaque point f il existe un point thermodynamiquement plus stable et donc plus probable, se rapprochant de l'état CJ. Ainsi les détonations faibles dans l'état f , n'ont jamais été réellement observées. La position stable est caractérisée par le point CJ dit point de Chapman Jouguet pour lequel l'onde de détonation est sonique par rapport aux produits (condition CJ : $D_{CJ} - u_{CJ} = c_{CJ}$), autonome et stationnaire, de célérité D_{CJ} .

Pour un mélange détonant donné, il existe dans la littérature scientifique des tables permettant de connaître les paramètres de l'état CJ du mélange lors d'une détonation. Il existe également des relations simplifiées qui permettent de déterminer les conditions CJ pour un gaz polytropique obéissant à la loi des gaz parfaits et la loi de Laplace ($P \cdot V^\gamma = \text{constante}$, avec γ le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants) pour un milieu initialement au repos ($u_0 = 0$) et si $D^2 \gg c_0^2$ (dans les applications considérées ici $c_0 \approx 340$ m/s est la vitesse du son et $D \approx 1-2$ km/s est la célérité de l'onde de détonation ; il existe donc un facteur voisin de 10 dans le rapport des carrés). Connaissant la chaleur massique de réaction Q , on détermine la célérité de détonation D par :

$$D = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q} \quad \text{Équation 40}$$

Fait remarquable et assez bien vérifié expérimentalement : cette vitesse de propagation est indépendante de la physique de la combustion, elle dépend uniquement de l'énergie totale libérée par la réaction chimique. La réaction chimique est instantanée dans ce modèle et c'est la raison pour laquelle il n'est pas adapté aux déflagrations.

A partir de D, on obtient les paramètres CJ :

$$P_{CJ} = \frac{\rho_0 D^2}{\gamma + 1} \quad \text{Équation 41}$$

$$\rho_{CJ} = \frac{\rho_0(\gamma + 1)}{\gamma} \quad \text{Équation 42}$$

$$T_{CJ} = T_0 \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \cdot \frac{D^2}{c_0^2} \right) \quad \text{Équation 43}$$

$$u_{CJ} = \frac{D}{\gamma + 1} \quad \text{Équation 44}$$

En 1900, Paul Vieille a proposé une autre théorie de la détonation selon laquelle un choc précurseur est suivi d'une zone de réaction d'épaisseur non nulle. S'appuyant indépendamment sur les travaux de Vieille, Zeldovitch, Von Neumann et Doering (1940-1943) ont établi la formulation mathématique du problème (appelée modèle ZND). Ils considèrent la détonation comme une compression adiabatique des réactifs suivie d'une zone finie de réactions chimiques. Les deux ondes vont à la même vitesse, égale à la célérité de détonation CJ. A la fin de la réaction, on suppose que les produits sont dans l'état CJ. Les résultats obtenus dans la théorie CJ restent vrais et permettent de calculer la célérité D. Au front de choc, on suppose que l'avancement de la réaction est nul. On obtient l'équation d'Hugoniot (Équation 45) qui avec la droite de Rayleigh-Michelson régit la propagation des chocs en milieu non réactif :

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} (P_1 v_1 - P_0 v_0) = \frac{1}{2} (P_1 - P_0) (v_1 + v_0) \quad \text{Équation 45}$$

Schématiquement, on peut représenter la réaction ainsi :

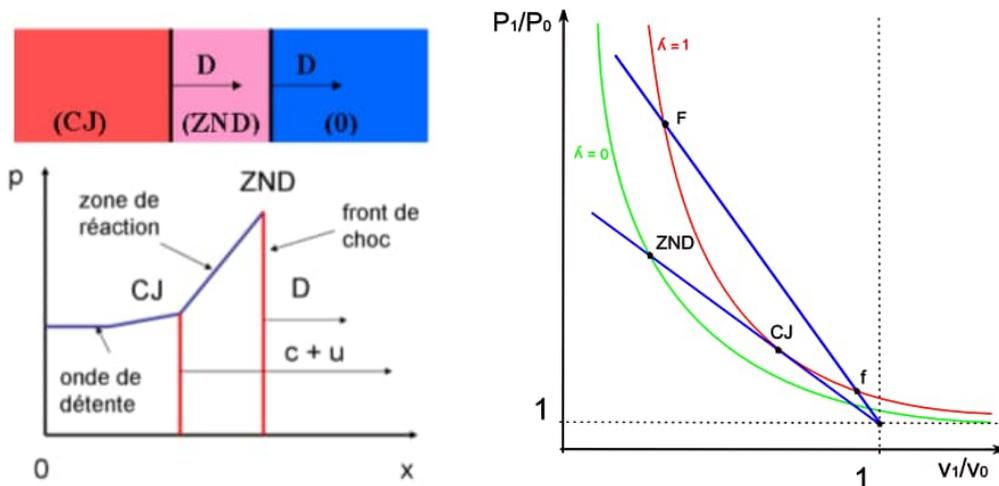


Figure 34 : Schéma du modèle ZND (à gauche) et représentation des droites de Rayleigh-Michelson et des courbes de Crussard et d'Hugoniot dans le plan P, V

De manière synthétique, au passage du choc, le milieu réactif est porté quasi-instantanément dans un état, appelé état ZND (pic de Von Neumann), de pression P_{ZND} et de température T_{ZND} très supérieures à la température d'auto-inflammation du mélange. On retiendra que dans ce cas la pression ZND du choc précurseur est de l'ordre de 2 fois la pression CJ tandis que la température ZND est de l'ordre de la moitié de la température CJ. Après le passage de l'onde de choc, on observe une zone de réaction qui amène les gaz choqués (en conservant leur composition chimique initiale) vers l'état final d'équilibre au point CJ.

3.6.3 Modèle du piston

Les modèles CJ et ZND sont assez bien adaptés pour décrire l'état de l'écoulement au niveau de l'onde de détonation, mais il est souvent utile de connaître l'état des gaz derrière cette onde. En pratique, la question de l'occurrence d'une détonation ne se pose que pour des cas particuliers de mélanges très réactifs, turbulents ou dans des canalisations. La détonation suivant le modèle de Chapman Jouguet (CJ), correspond à un cas 1D plan, stationnaire (vitesse de détonation D_{CJ} constante) avec une épaisseur de la zone réactive nulle. Cette situation est équivalente à une détonation 1D plane se déplaçant dans un tube à fond fermé. Le modèle est donc bien adapté pour décrire ce qui peut être attendu dans une canalisation. Dans le cas CJ, la détente derrière l'onde est une détente de Riemann, on a

$$u_{CJ} - \frac{2}{\gamma - 1} \cdot a_{CJ} = \text{Constante} \quad \text{Équation 46}$$

avec u_{CJ} et a_{CJ} la vitesse matérielle et la célérité des ondes sonores au point CJ. On a par ailleurs :

$$u_{CJ} = \frac{D_{CJ}}{\gamma + 1} = \frac{a_{CJ}}{\gamma} \quad \text{Équation 47}$$

Le front de l'onde de détonation CJ est bien connu, on s'intéresse maintenant à l'état des gaz brûlés (b). Un schéma correspondant à cette situation est présenté dans la figure suivante :

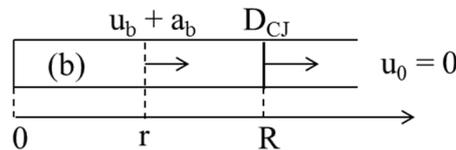


Figure 35 : Schéma de propagation de l'onde de détonation dans des gaz au repos dans un tube à fond fermé

En un point du tube en amont de l'onde ($r < R$), on doit donc avoir :

$$u_{CJ} - \frac{2}{\gamma - 1} \cdot a_{CJ} = u_b - \frac{2}{\gamma - 1} \cdot a_b \quad \text{Équation 48}$$

Si on cherche le point à partir duquel $u_b = 0$, on a :

$$a_b = -\frac{2 \cdot a_{CJ} - (\gamma - 1) \cdot u_{CJ}}{2} = \frac{D_{CJ}}{2} \quad \text{Équation 49}$$

Ce qui correspond à la distance $R/2$. Entre la queue de détente et le fond du tube, le champ est uniforme, cette zone est parfois nommée « noyau ». Dans le noyau, les gaz brûlés sont au repos :

$$\begin{cases} u_b = u_N = 0 \\ a_b = a_N = \frac{D_{CJ}}{2} \\ P_b = P_N \\ \rho_b = \rho_N \end{cases} \quad \text{Équation 50}$$

On introduit la variable $Z = r/R$, variant de 0,5 à 1 :

$$\left. \begin{cases} u_b = \frac{2}{\gamma - 1} (a_b - a_N) \\ a_N = \frac{D_{CJ}}{2} \end{cases} \right\} \Rightarrow u_b(Z) = \frac{D_{CJ}}{\gamma + 1} (2Z - 1) \quad \text{Équation 51}$$

De la même manière on trouve les profils de pression et de température :

$$\left. \begin{aligned} \frac{P_b}{P_{CJ}} &= \left(\frac{a_b}{a_{CJ}} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \\ a_{CJ} &= \frac{\gamma}{\gamma+1} D_{CJ} \end{aligned} \right\} \Rightarrow P_b(Z) = P_{CJ} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} Z + \frac{1}{\gamma} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{Équation 52}$$

$$\frac{T_b}{T_{CJ}} = \left(\frac{a_b}{a_{CJ}} \right)^2 \Rightarrow T_b(Z) = T_{CJ} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} Z + \frac{1}{\gamma} \right)^2 \quad \text{Équation 53}$$

Pour les valeurs dans le noyau, on prend $Z= 1/2$. Ces équations permettent de décrire avec une précision souvent suffisante, l'état des gaz en tout point du tube, derrière le front de détonation. Une représentation graphique de ces données est :

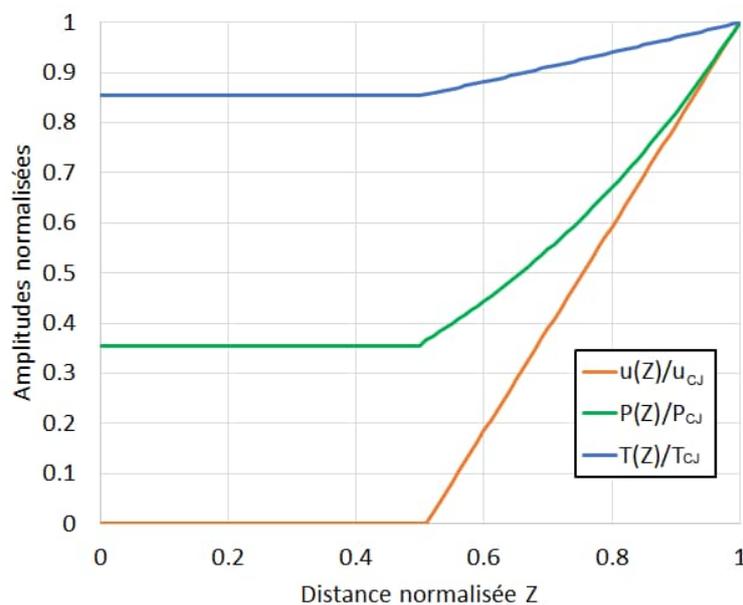


Figure 36 : Champs de pression, température et vitesse matérielle des gaz dans le modèle du piston détonant

Le modèle suppose un écoulement plan et est bien adapté aux canalisations. Pour la détonation d'un nuage, on utilisera des coordonnées sphériques qui conduiront à des profils légèrement modifiés (car l'équation de conservation de la masse fera intervenir un terme supplémentaire en $2 \cdot \rho \cdot u / r$).

3.7 Quelques spécificités des explosions de poussières ou de mélanges hybrides

Une grande partie de la phénoménologie décrite pour les explosions de gaz reste valable pour les explosions de poussières et les mélanges hybrides (gaz-poussières). On se limite ici à mentionner quelques spécificités de la combustion de ces mélanges.

Le rapport Oméga 21 est focalisé sur les explosions confinées de poussières. On pourra s'y référer pour obtenir une meilleure description du phénomène.

La phénoménologie de la combustion reste similaire à celle des gaz : la flamme transforme des réactifs frais, en des produits essentiellement gazeux chauds, qui se détendent. En présence d'un confinement, la détente est partiellement bloquée et on observe une augmentation de la surpression. Les mécanismes de génération de pression dans les enceintes comme dans les canalisations sont les mêmes, tandis que les amplitudes ainsi que les échelles de temps caractéristiques de la réaction peuvent être très différentes du cas des gaz.

La combustion des poussières présente toutefois un certain nombre de spécificités par rapport au cas des gaz. A l'échelle microscopique il s'agit en général toujours d'un combustible qui est oxydé par l'oxygène de l'air lors d'une réaction exothermique. A l'échelle méso-scopique, on observe des réactions de surface et la combustion d'espèces volatiles autour des particules. Plus simplement, le solide combustible doit d'abord être chauffé, pour émettre des espèces volatiles qui pourront réagir avec l'oxygène de l'air. La dynamique de ce mécanisme induit des différences avec la combustion des gaz. En effet, la conduction thermique dans une particule combustible propage la chaleur de la surface de la particule vers son centre. Une conséquence directe est qu'un apport d'énergie plus important est nécessaire pour enflammer les particules les plus grosses ou de surface spécifique (rapport de la surface au volume) moindre. Aussi la combustion des particules peut être affectée par le rayonnement de la flamme, qui peut dans certaines conditions contribuer significativement au préchauffage des particules encore non réagies, accélérant ainsi la propagation de l'explosion. Ce type de phénomène a été mis en évidence par exemple lors de la combustion de particules métalliques comme l'aluminium. En pratique, dans la plupart des cas, et en particulier pour les matières organiques de l'industrie agro-alimentaire, il est plus difficile (mais pas impossible) de propager des explosions avec des suspensions de particules sphéroïdes de diamètre supérieur à 200 μm . Au contraire, avec de petites particules ou lorsqu'elles ont une grande surface spécifique (par exemple les fibres de bois), l'explosion se propage plus facilement. La nature chimique des combustibles joue également un rôle sur ces interactions flammes-particules, si bien que dans le cadre de ce rapport, ces phénomènes ne peuvent être décrits que de manière très générale.

La combustion du nuage de particules suppose comme pour le cas des gaz un mélange avec l'air en proportions adéquates. La masse volumique des particules étant typiquement de l'ordre de 500 à 5000 fois celle de l'air, l'écoulement, ou la turbulence sont des conditions nécessaires à la formation et donc l'explosion du nuage. La taille, la forme, mais aussi la densité des particules, joueront un rôle sur la combustion car il est plus difficile par exemple de maintenir en suspension un nuage de particules sphériques lourdes que de petites fibres d'un matériau de faible densité. Les suspensions de poussières peuvent avoir pour origine les conditions de fonctionnement d'un procédé industriel ou une onde de pression générée par une explosion. L'exemple type est celui du coup de grisou dans les mines, où l'inflammation d'une poche de méthane met en suspension des particules de charbon pour ensuite les brûler.

Le fort rapport de densité entre les gaz et les particules combustibles implique que la même quantité d'énergie peut être stockée dans un très petit volume : une couche d'un millimètre de poussières sur 1 m^2 suffit pour générer une ATEX de 1 m^3 .

Si la turbulence joue un rôle primordial, sa modélisation reste à ce jour globalement inaccessible pour ces mélanges multiphasiques. En effet, du fait de leur densité, les particules ont plus d'inertie que l'air qui les entoure. En conséquence, elles ont leur propre champ de vitesse, qui est différent de celui de l'air, elles ne suivent pas les mêmes lignes de courant que l'air qui les entoure. La taille et la forme des particules auront également un impact significatif sur ce point. Pour ce qui est de la combustion turbulente des nuages gaz-particules, les connaissances disponibles sur ce sujet sont réduites. Il existe nombre d'observations expérimentales qui confirment que la combustion est d'autant plus vive que l'agitation du milieu est importante, mais très peu de représentations physiques. Les équations de transport dans ces mélanges biphasiques ne sont pas non plus celles des gaz : suivant la concentration en particules, le fluide peut se comporter comme un gaz idéal ou au contraire lorsque les particules sont nombreuses avoir un comportement non-newtonien, dont la description peut devenir d'une complexité extrême.

De manière générale les particules vont absorber une partie de la quantité de mouvement du fluide. Toutefois, le comportement d'un fluide de 1 kg/m^3 chargé par exemple avec 500 g particules par m^3 n'est pas équivalent à celui d'un fluide de $1,5 \text{ kg/m}^3$, mais est plus proche de celui du gaz seul. Finalement, en l'absence de meilleure solution les modèles de turbulence et de transport établis pour les gaz sont transposés au cas des mélanges gaz-particules.

Selon Andrews (2017), les mélanges d'aérosol de gouttelettes combustibles dans l'air (par exemple d'hydrocarbures) se comporteraient partiellement comme des nuages air-poussières combustibles. Les essais sur ces nuages en milieu confiné sont complexes car les aérosols de gouttelettes ont tendance à former des flaques lorsqu'ils rencontrent des obstacles.

Ces problèmes de mécanique des fluides sont généraux aux cas des mélanges air-poussières combustibles et ceux des mélanges hybrides (air - gaz combustibles - poussières combustibles). Du côté de la thermodynamique, d'autres différences existent. On rappelle que pour les gaz combustibles des conditions de concentration de LIE – Limite Inférieure d'Explosivité, LSE - Limite Supérieure d'Explosivité et de stœchiométrie dans l'air peuvent être définies et que la situation la pire en termes d'effet apparaît pour une richesse légèrement supérieure à 1, autour de 1.05 - 1.15. Pour les mélanges air-poussières :

- il existe également une LIE, en générale voisine de la centaine de grammes par mètre cube pour les particules organiques usuelles (farine, amidon) mais qui peut descendre à 30 g/m^3 pour les fibres de bois (Wilén, 1999). Tandis que pour les gaz la LIE est souvent de l'ordre de la moitié de la stœchiométrie, dans le cas des poussières, elle peut être de 15 à 20 % de celle de la stœchiométrie.
- l'existence d'une LSE n'a pas été clairement mise en évidence, sa mesure se heurtant souvent à des problèmes de formation du nuage combustible. L'INERIS a déjà mis en évidence des explosions de poussières sous une concentration de plusieurs kg/m^3 .
- l'optimum de réaction se situe dans la majorité de cas largement au-dessus de la richesse 1. Par exemple pour la poussière de bois la stœchiométrie est voisine de 210 g/m^3 (Wilén, 1999) et un optimum peut être trouvé typiquement dans la zone de 500 à 750 g/m^3 .

Lorsque des gaz combustibles sont mélangés avec l'air et les particules combustibles, le phénomène se complique encore. Un gaz inflammable peut rendre explosif un mélange poussière-gaz à une concentration de poussières qui est inférieure à la limite inférieure d'explosivité normale pour la poussière et à une concentration de gaz inférieure à la limite inférieure d'explosivité normale pour le gaz. Cela peut également rendre explosive une poussière faite de particules habituellement trop grosses pour propager une explosion. La concentration explosive minimale, la température d'inflammation minimale et l'énergie d'inflammation minimale sont toutes réduites et la vitesse maximale de montée en pression augmente (Abassi, 2007). L'apport énergétique des particules peut donc drastiquement augmenter le rendement énergétique de la combustion

3.8 Effets de l'explosion sur l'enceinte où se produit l'explosion

L'explosion confinée de gaz est avant tout caractérisée par la transformation de réactifs froids en produits chauds qui se détendent. On peut donc s'attendre dans l'enceinte qui subit l'explosion à des effets thermiques et des effets mécaniques dus à la surpression.

En pratique, les effets thermiques sont indirects. En effet l'explosion est due à une flamme rapide, qui se déplace typiquement à la vitesse St de quelques m/s ou dizaines de m/s , fois un taux d'expansion voisin de 2 à 10, suivant la concentration en gaz et en 3 dimensions. Ainsi elle ne dure dans les plus grands volumes que quelques secondes. On peut faire l'hypothèse qu'obtient un volume V de gaz chauds, dans une enceinte à température ambiante, car les temps caractéristiques de transfert thermique des gaz à l'enceinte sont très longs par rapport à ceux de l'explosion. L'échange thermique entre la masse d'air chaud et les parois se fait par essentiellement par convection, l'explosion étant terminée.

Pour calculer une température d'équilibre T_E entre 2 corps A et B isolés échangeant de la chaleur, il faut connaître leurs masses m_A et m_B , leurs températures initiales T_A et T_B ainsi que leur capacités thermiques massiques c_A et c_B :

$$T_E = \frac{T_A \cdot c_A \cdot m_A + T_B \cdot c_B \cdot m_B}{c_A \cdot m_A + c_B \cdot m_B} \quad \text{Équation 54}$$

La capacité thermique massique caractérise la capacité d'un matériau à stocker de la chaleur. Une grande capacité thermique signifie qu'une grande quantité d'énergie peut être stockée, moyennant une augmentation relativement faible de la température. La capacité thermique de l'air est de l'ordre de 1000 J/K/kg, celle de l'acier de 450 J/K/kg et celle de l'aluminium est de 900 J/K/kg. Les ordres de grandeurs sont équivalents à ce niveau. Mais ce n'est pas le cas des masses volumiques des matériaux : celle des solides qui composent l'enceinte est de l'ordre de 1000 fois celle des gaz qu'elle contient. Ainsi, même si les parois de l'enceinte semblent peu épaisses, elles sont capables d'absorber une grande quantité de chaleur. Sous l'hypothèse d'une boîte cubique de 1 m³, avec des parois épaisses de 1 mm, et contenant des gaz à 2000 °C, on obtient une température d'équilibre de 130°C pour l'acier et 170°C pour l'aluminium. Si le cube fait 1000 m³ avec des murs de 5 mm d'épaisseur, on arrive respectivement à 230 et 300 °C respectivement pour l'acier et l'aluminium. Indépendamment de toute considération sur la tenue de l'enceinte à la surpression d'explosion, l'effet thermique direct n'apparaît pas comme un danger critique pour l'enceinte. Les effets thermiques sont toutefois indirects car en pratique les enceintes qui subissent les explosions sont à l'origine de la propagation d'incendies, souvent en raison de la fuite de gaz brûlés.

La surpression générée par les explosions induit une contrainte mécanique sur le confinement. Le comportement des structures soumises à des ondes de pression n'est pas seulement fonction de l'intensité (surpression maximale) de l'onde reçue, mais également de sa durée et de sa forme. Par ailleurs suivant le comportement fragile ou ductile des matériaux on pourra considérer, avec le contexte et les enjeux liés au procédé industriel, que la structure résiste ou non à l'explosion lorsqu'apparaissent les premières déformations plastiques ou lorsque qu'il y a une rupture effective (ou un arrachement) d'une paroi. Le premier seuil n'existe pas pour les matériaux fragiles (comme le béton) et il peut y avoir de grandes différences entre ces deux seuils pour les matériaux ductiles (aluminium, acier).

Les méthodes employées pour déterminer la résistance des structures aux actions accidentelles sont habituellement de trois types :

- 1) les méthodes empiriques qui sont les plus fréquemment utilisées pour l'évaluation des effets. On rencontre principalement des tableaux de dommages en fonction du niveau de pression et des diagrammes P-I (pression – impulsion). Dans le premier cas, des seuils sont disponibles dans la littérature scientifique, ils sont souvent issus d'essais et de retour d'expérience accidentel. Dans le second cas, les diagrammes P-I sont des hyperboles (comme la fonction 1/x) qui renseignent mieux sur le comportement de la structure face à la sollicitation en pression mais aussi en temps. Ces diagrammes sont aussi des données empiriques, obtenues à partir d'essais. Un schéma typique de diagramme P-I est présenté ci-après :

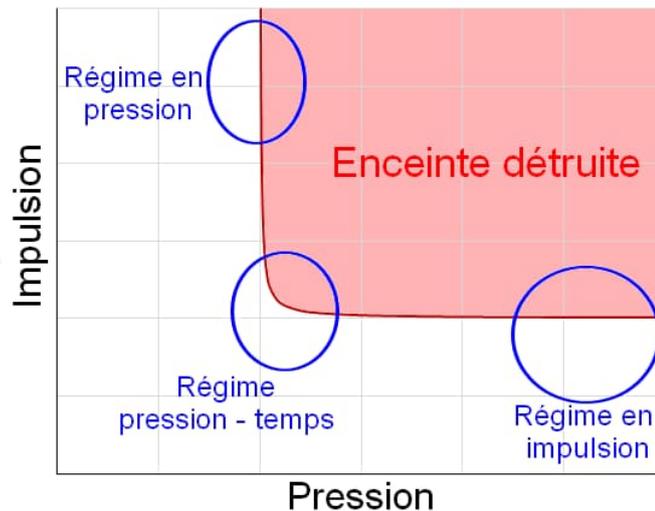


Figure 37 : Schéma d'un diagramme P-I

Suivant la sollicitation, la structure réagit différemment, par exemple dans le régime en pression, l'impulsion importe peu et seul le niveau de pression suffit à indiquer si l'enceinte tient ou non. Dans ce cas, la méthode forfaitaire sur les niveaux de pression est bien adaptée. Dans le régime en impulsion c'est l'exact opposé : la structure tolère bien les variations de pression du moment que leur durée est courte. Dans le régime pression temps, un calcul dynamique peut être nécessaire.

- 2) les méthodes analytiques qui utilisent principalement une analogie masse ressort pour calculer un niveau de contrainte dans la structure qui est ensuite comparé à la contrainte à la rupture afin de déterminer si la structure reste intègre.
- 3) Les méthodes numériques complètes qui permettent de coupler un code CFD donnant le champ de pression appliqué à la structure à un code éléments finis permettant d'avoir la répartition de contraintes dans la structure. Ces méthodes plus précises qui prennent en compte l'agencement réel de l'enceinte (fixations, matériaux, ...) sont également plus coûteuses en temps de calcul et nécessitent souvent l'utilisation de calculateurs parallélisés.

On retiendra en particulier que le comportement des structures face à une sollicitation de pression connue en amplitude, temps et forme est lié non seulement aux matériaux qui les composent mais aussi à leurs dimensions et à leur agencement : les périodes de vibration et modes de rupture des structures ont une importance certaine. Pour aller plus loin, on pourra consulter le projet Omega sur la résistance des structures aux actions accidentelles (Reimeringer, 2007).

3.9 Les effets externes

Lorsqu'il existe des ouvertures sur l'enceinte ou l'ensemble d'enceintes où a lieu l'explosion confinée, deux types d'effets externes sont attendus : des flammes et des ondes de pression. Ils se manifestent par un phénomène d'explosion secondaire, vu au paragraphe 3.5.2.3, qui s'ajoute à la détente dans l'air des gaz comprimés de l'enceinte.

Dans le domaine des explosions confinées il est relativement rare qu'on s'interroge sur les effets de rayonnement thermique de la boule de feu externe. Notons que si les températures atteintes peuvent être très élevées, la durée des boules de feu est courte (quelques secondes pour les plus grands nuages, hors d'un silo à grains par exemple) si bien que les effets thermiques dangereux restent limités à un contact direct avec la flamme, qui peut être à l'origine d'effets sur l'homme (brûlures) ou sur l'environnement (propagation d'un incendie). C'est pourquoi les effets thermiques sont déterminés à partir de longueur maximale de flamme, généralement estimée par des modèles empiriques.

Les ondes de pression transmises dans l'atmosphère peuvent être de plusieurs natures :

- Dans le cas d'un confinement total qui subit un éclatement, on observera une onde de choc dans l'air. Son origine est mécanique et due à un gradient quasi-instantané de pression entre les gaz pressurisés et l'air environnant.
- Lors d'une détonation également, ce sont des ondes de choc qui sont transmises dans l'air.
- En présence d'ouvertures permanentes ou progressives, ou dans le cas de l'explosion secondaire, l'onde de pression est d'origine chimique. Elle est produite par l'expansion de la boule de feu et cesse lors de son extinction. C'est donc un phénomène transitoire qui se propage vers l'extérieur à une vitesse comparable à celle du son. Tant que la flamme se développe, l'atmosphère environnante est mise sous pression ainsi que l'intérieur de la boule de feu. Une onde de surpression est alors émise. Lorsque la combustion s'arrête, la boule de feu doit se dépressuriser et rejoindre la pression atmosphérique ce qui est réalisé par une onde de détente qui part du front de flamme et ralentit les gaz à la fois vers l'extérieur et vers l'intérieur. Ceci explique pourquoi l'onde de souffle est constituée d'une onde de pression et d'une onde de détente qui prennent le plus souvent la forme donnée sur la Figure 38-a. Cette forme d'onde est appelée onde en « N ». Lorsque la vitesse de propagation de flamme atteint une vitesse de l'ordre de 120 m/s, l'onde de surpression générée est la composition d'une onde de choc et d'une onde en N (Figure 38-b). Lorsque la flamme se propage suffisamment vite, typiquement à une vitesse comparable à celle du son, les différentes ondes émises lors du développement de la flamme se rejoignent et fusionnent pour former un « front raide » typique des « ondes de choc » (Figure 38-c).

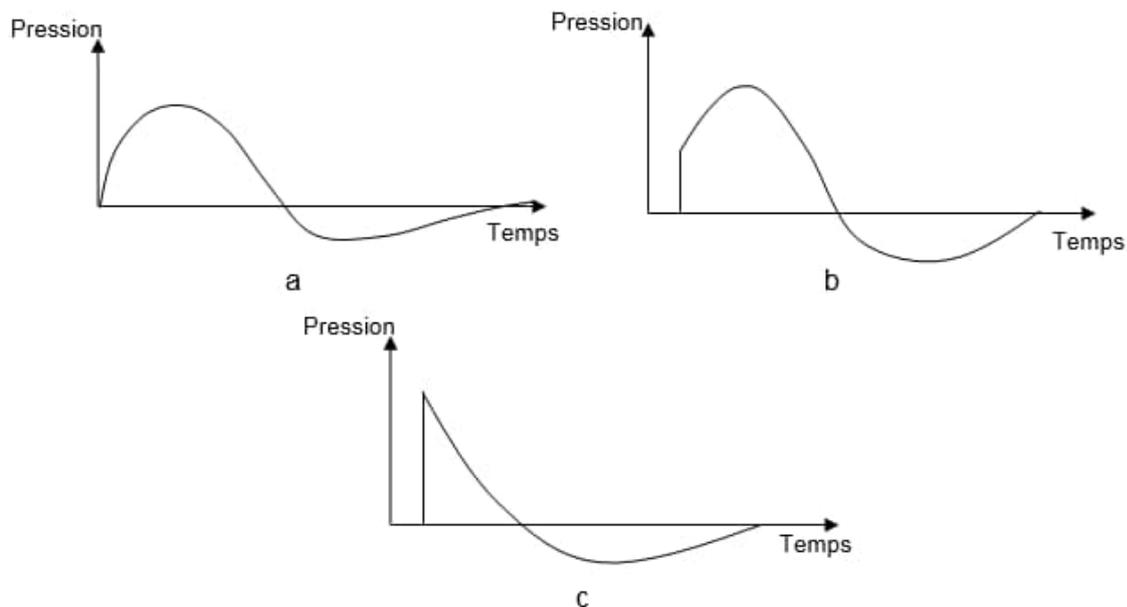


Figure 38 : Evolution du front de flamme en fonction du temps

A l'exception de situations spécifiques de réflexions irrégulières, la physique des ondes de choc dans l'air est bien connue et obéit à des lois plus simples que celles des ondes de pression soniques. Elles sont aussi plus faciles à produire et à reproduire expérimentalement si bien que les abaques ou bases de données qui fournissent des niveaux de dégâts en fonction du niveau de surpression sont le plus souvent associés à des ondes de choc.

Une autre différence entre les deux types d'ondes est leur caractère isotrope ou non-isotrope. Les ondes de chocs sont des perturbations qui visent à rétablir un équilibre entre le milieu comprimé et l'atmosphère, elles sont isotropes, elles se propagent à la même vitesse, avec la même amplitude dans toutes les directions, tant qu'elles n'interagissent pas avec des obstacles. Les ondes de compression progressives peuvent avoir des effets directionnels, elles sont affectées par l'écoulement.

Ainsi devant un événement dans l'axe, à une certaine distance d , il y a plus de pression qu'à la même distance d plus loin de l'axe.

Les méthodes d'évaluation des effets de surpression ont pour objectifs d'estimer les effets externes de l'explosion confinée sur les biens et les personnes. Pour cela, la législation française (l'arrêté du 29 septembre 2005) a retenu les seuils suivants :

Pour les structures :

- 20 hPa ou mbar : seuil des destructions significatives de vitres⁵;
- 50 hPa ou mbar : seuil des dégâts légers sur les structures,
- 140 hPa ou mbar : seuil des dégâts graves sur les structures,
- 200 hPa ou mbar : seuil des effets domino⁶,
- 300 hPa ou mbar : seuil des dégâts très graves sur les structures.

Pour l'homme :

- 20 hPa ou mbar : seuil des effets délimitant la zone des effets indirects par bris de vitres sur l'homme,
- 50 hPa ou mbar : seuil des effets irréversibles délimitant la « zone des dangers significatifs pour la vie humaine »,
- 140 hPa ou mbar : seuil des effets létaux, délimitant la « zone des dangers graves pour la vie humaine »,
- 200 hPa ou mbar : seuil des effets létaux significatifs délimitant la « zone des dangers très graves pour la vie humaine ».

Les effets sur l'homme sont des effets indirects. En réalité le corps humain est une structure molle très résistante aux chocs, qui peut supporter plusieurs centaines de mbar. Néanmoins un écoulement d'air à 50 mbar développe déjà suffisamment de force pour soulever et accélérer des objets qui deviendront des projectiles dangereux ou pour projeter un homme au sol.

⁵ La réglementation précise que, « compte tenu des dispersions de modélisation pour les faibles surpressions, il peut être adopté pour la surpression de 20 mbar une distance d'effets égale à deux fois la distance d'effet obtenue pour une surpression de 50 mbar ».

⁶ La réglementation précise qu'il s'agit du « seuil à partir duquel les effets domino doivent être examinés. Une modulation est possible en fonction des matériaux et structures concernés. ».

4. Modélisation et calcul des effets de pression des explosions confinées

4.1 Les grandes catégories de modèles

Lors de la modélisation d'un phénomène physique, on peut s'appuyer sur deux outils principaux : la méthode empirique et la méthode formelle. L'idée sous-jacente est que dans un cas le résultat est obtenu par comparaison directe avec une observation expérimentale tandis que dans le second on pose une réflexion théorique, fondée sur des axiomes, des équations dont on admet qu'elles décrivent exactement un comportement physique étudié. En pratique ces deux méthodes sont souvent combinées dans des modèles de complexité variable, mis en œuvre pour estimer les effets du phénomène physique. Ainsi dans le contexte de l'estimation des effets de phénomènes dangereux, on choisit de classer communément les modèles en 3 catégories selon leur complexité ou degré de représentativité de la physique des phénomènes :

- les modèles empiriques, qui englobent les méthodes forfaitaires (par exemple « les vitres cassent dès 20 mbar de surpression ») et toute régression faite sur des observations expérimentales, comme le calcul d'une vitesse turbulente de flamme S_t en fonction de la vitesse laminaire de flamme S_{lad} , et des paramètres de la turbulence u' et L_t (cf. paragraphe 3.4.2). Ils constituent l'essentiel des modèles présentés dans ce chapitre.
- les modèles phénoménologiques, qui se basent principalement sur des équations issues des grandes théories de la physique, telles que le principe fondamental de la dynamique. Il est utile de rappeler que dans ce type de modèle aussi des équations empiriques peuvent intervenir (comme le terme de vitesse turbulente du point précédent). La démarche suivie au chapitre 1 de ce rapport suit ce type de description.
- les modèles du type CFD (Computational Fluid Dynamics), qui sont aussi construits comme des modèles phénoménologiques mais dont on admet une complexité supérieure, notamment concernant leur mise en données et le volume des résultats produits. Ces modèles résolvent les équations de Navier-Stokes (ou d'Euler lorsque c'est pertinent) et emploient différentes méthodes pour assurer la fermeture des équations (modèles de turbulence RANS, LES, DNS, etc ...). Ils supposent une discrétisation du problème en espace et en temps.

4.2 Situation de référence

On reprend dans ce chapitre la situation de référence dont on a discuté la phénoménologie au paragraphe 3.5.2 : une enceinte remplie d'une ATEX de gaz initialement au repos, en l'absence d'obstacles et enflammée par une source d'inflammation suffisamment forte pour déclencher l'explosion sans pour autant atteindre le régime de détonation. On examine dans les paragraphes suivants quelques-uns des modèles les plus utilisés pour estimer les effets de surpression internes et externes de l'explosion. On rappelle le schéma du profil type de surpression décrit par Harris (1983) :

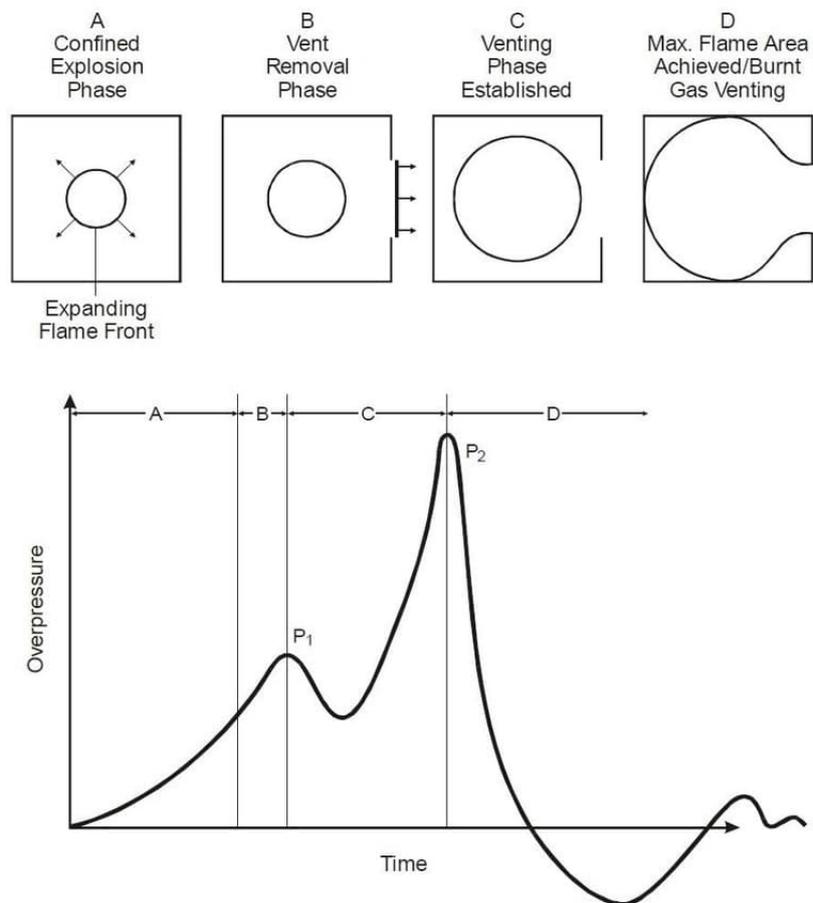


Figure 39 : Illustration sur le rôle des événements d'explosion, Harris (1983)

L'enjeu est donc ici la détermination de la valeur de la surpression maximale atteinte au point P_2 , puis l'évolution de la surpression générée au voisinage de l'enceinte.

Les modèles empiriques typiquement utilisés pour décrire le phénomène reposent sur un jeu de variables propres au contexte de la sécurité industrielle. Ainsi certains termes supplémentaires doivent être définis pour faciliter la compréhension ultérieure des modèles :

- A_v est la surface physique d'évent, c'est-à-dire la surface réelle maximale de l'évent ouvert.
- L fait habituellement référence à la plus grande longueur que peut parcourir la flamme dans l'enceinte,
- D est le diamètre caractéristique de l'enceinte,
- P_{max} est la surpression maximale d'explosion, mesurée dans les conditions de la norme EN13673-1.
- K_g est la constante d'explosivité du gaz, il s'agit de la valeur maximale de la vitesse de montée en pression par unité de temps $(dp/dt)_{max}$ durant l'explosion d'une atmosphère explosive spécifique dans un récipient fermé, dans des conditions d'essai spécifiques normalisées, et ramenée à un volume de récipient de 1 m^3 en multipliant par $V^{1/3}$. Elle est définie dans l'EN13673-2.
- P_{stat} est la pression statique d'activation de l'évent : la surpression à laquelle l'évent s'ouvre, avec une tolérance maximale de 15 %, en régime statique, elle est définie dans la norme EN14797 :2006.
- P_{red} est la surpression réduite d'explosion : la surpression maximale obtenue dans l'enceinte grâce à l'ouverture de l'évent.

4.3 Modélisation multiphysique, approche CFD

4.3.1 Fondements de la méthode

La science de l'explosion s'appuie sur plusieurs grands domaines de la physique. Quatre branches de la physique sont particulièrement concernées par l'explosion : la cinétique chimique, la thermodynamique, la mécanique des fluides et la mécanique des structures. Ce sont les lois thermodynamiques qui dictent, le comportement de l'explosion tandis que la cinétique chimique qui en détermine la rapidité. L'explosion génère des flammes et de la pression. Ces effets sont transmis dans le voisinage de l'explosion suivant les lois de la mécanique des fluides et interagissent avec les structures voisines dans le cadre de la mécanique des structures. Lors d'une explosion ces 4 grands domaines interagissent si bien que la modélisation du phénomène multiphysique complet n'est possible que sous un certain nombre de simplifications.

Dans le contexte de la sécurité industrielle, visé par ce rapport, on s'intéresse essentiellement aux effets que peuvent avoir les explosions sur les personnes. Ainsi on apporte souvent une plus grande importance aux aspects mécaniques de l'explosion. Par exemple, la chimie est souvent réduite à la seule loi d'Arrhenius avec lorsque c'est nécessaire, une loi de conservation des espèces. La thermodynamique est souvent réduite à la simplification d'un grand principe, comme c'est le cas avec celui la conservation de l'entropie, qui permet de se ramener à la loi de Laplace. L'équation d'état choisie pour les gaz est le plus souvent celle des gaz parfaits. Le cas de la rupture des structures est le plus souvent envisagé par des approches forfaitaires. L'aspect traité le plus en détail est dans ce contexte de sécurité industrielle est la mécanique des fluides. Les équations au centre du problème sont donc celles de Navier-Stokes. Pour un fluide Newtonien, on écrit :

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{V}) = 0 \quad \text{Équation 55}$$

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{u} \\ \rho e_t \end{pmatrix} \quad \text{Équation 56}$$

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho \mathbf{u} \\ \rho \cdot \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + p \mathbf{I} - \boldsymbol{\tau} \\ (\rho e_t + p) \mathbf{u} - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u} + \mathbf{q} \end{pmatrix} \quad \text{Équation 57}$$

$$\text{Gaz idéal: } p = \rho \cdot r \cdot T \text{ et } e_t = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho \cdot \mathbf{u}^2}{2} \quad \text{Équation 58}$$

où ρ est la masse volumique, \mathbf{u} le champ de vitesse, e_t l'énergie totale, \mathbf{I} la matrice identité, $\boldsymbol{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses, \mathbf{q} un terme de production de chaleur, T la température et γ le rapport des chaleurs spécifiques.

Ces équations ont deux spécificités qui rend leur résolution particulièrement difficile :

- 1) elles sont non linéaires, si bien que de petites perturbations dans une zone de l'écoulement peuvent au bout d'un certain temps aussi bien n'avoir aucun effet que changer entièrement l'écoulement,
- 2) elles intègrent un terme de couplage entre les différentes directions de l'écoulement qui implique une propagation non isotrope des ondes, des perturbations qui vont évoluer dans les 3 dimensions. En pratique les perturbations dues à la turbulence se manifestent par des tourbillons à différentes échelles, en 3D. Les simulations 2D de la turbulence sont forcément biaisées.

Ces équations sont valables pour un écoulement inerte. Lorsqu'il y a une réaction, il faut ajouter le modèle chimique choisit pour la combustion (qui permet de déterminer \mathbf{q} et une équation de conservation des espèces).

4.3.2 La CFD pour les déflagrations

4.3.2.1 La modélisation de la turbulence

La résolution directe des équations de Navier-Stokes (connue sous le sigle anglais DNS : Direct Numerical Simulation) est extrêmement coûteuse en temps/ressource de calculs et demeure à ce jour plus souvent appliquée par des laboratoires pour de petites échelles (quelques dizaines de cm).

Une technique couramment utilisée par l'industrie a traditionnellement consisté à résoudre un jeu d'équations de Navier-Stokes moyennées (approche Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations (RANS)). Ce nouveau jeu d'équations est obtenu en appliquant un opérateur qui décompose tout paramètre physique en deux contributions : une contribution moyenne et une contribution fluctuant autour de cette moyenne, et dont la moyenne est nulle. On parle de décomposition de Reynolds. Moyenner les équations de Navier-Stokes après cette décomposition fait apparaître, du fait de la non-linéarité des équations, une quantité non explicitée : le tenseur de Reynolds. Un modèle est alors requis pour déterminer cette quantité. Citons quelques-uns parmi les plus connus : $k - \epsilon$ (Launder, 1974), $k-\omega$ (Wilcox, 2008), Spalart-Allmaras (1994) ... Le niveau de résolution de la physique est modéré puisque tout le spectre turbulent est modélisé par cette méthode : cette approche met sur le même plan les grands tourbillons, qui en milieu confiné doivent être fortement affectés par le confinement, et les petits tourbillons qui sont au point d'équilibre entre les forces visqueuses et l'inertielles

Une autre technique utilisée pour les applications techniques d'échelle modérée (de la dizaine de cm au mètre) est la simulation aux grandes échelles (Large-Eddy Simulation (LES) en anglais). Cette approche consiste à résoudre des équations de Navier-Stokes filtrées. Le filtre est lié à la taille de maille employée. Les grandes échelles du spectre turbulent sont ainsi explicitement résolues sur le maillage et les plus petites seulement modélisées. Une résolution de 80 % du spectre turbulent est souvent considérée comme un critère de bonne qualité d'une LES (Pope, 2004). Cette approche présente un niveau de résolution de la physique supérieur au RANS. Elle est par contre plus exigeante en ressource de calcul, les tailles de maille étant inférieures à celles liées à un calcul RANS et les schémas de discrétisation potentiellement plus complexes et consommateurs en ressources. Il convient en effet de limiter la diffusion des échelles résolues. Un modèle de sous-maille est requis pour quantifier le transport non résolu. Citons par exemple les modèles de Smagorinsky (Smagorinsky, 1963), Smagorinsky dynamique (Germano, 1991 et Lilly, 1992), WALE (Ducros, 1998).

D'autres méthodes, plus récentes existent, elles sont souvent des améliorations (URANS) ou des hybrides de ces modèles (RANS-LES, DES).

4.3.2.2 La modélisation de la combustion

Avec l'application des opérations de moyenne ou de filtre, des termes chimiques restent à déterminer, il est nécessaire de modéliser la combustion turbulente. Le choix du modèle de combustion peut être contraint par le choix du modèle de turbulence.

Les approches RANS peuvent par exemple modéliser la propagation du front de flamme en la traitant comme une interface, matérialisée par un gradient de variable d'avancement, se propageant à une vitesse turbulente explicitée par une corrélation. Ce type d'approche, utilisé notamment dans l'outil FLACS (Arntzen, 1998), présente l'avantage d'être simple dans sa formulation.

D'autres approches telles celles des modèles à densité de surface de flamme (Veynante, 2002) conduisent à proposer une fermeture de terme source analogue dans la forme, le plissement de flamme étant en revanche fermé par la résolution d'une équation de transport. La littérature récente met en avant des travaux reprenant ce type d'approche et en l'adaptant de manière ad hoc pour rendre compte des explosions (Tolias, 2018).

Le modèle EDC (Eddy-Dissipation Concept) fait l'hypothèse que la combustion se déroule dans les échelles caractéristiques de la turbulence les plus petites pour aboutir à la fermeture des termes sources présentant une forme un peu plus complexe (Rian, 2016).

L'approche LES ou VLES a donné lieu à des modélisations de l'explosion basées sur des modèles à densité de surface à fermeture algébrique. Les fermetures peuvent prendre des formes complexes car intégrant des phénomènes non résolus par le système d'équations de transport ou le maillage (Xiao, 2012).

L'approche LES peut également être couplée au modèle de flamme épaissie pour rendre compte d'une explosion (Quillatre, 2014). Dans ce cas, le front de flamme est artificiellement épaissi pour faciliter sa résolution par le maillage. Une fonction d'efficacité permet de modéliser le plissement de flamme perdu par l'effet d'épaississement.

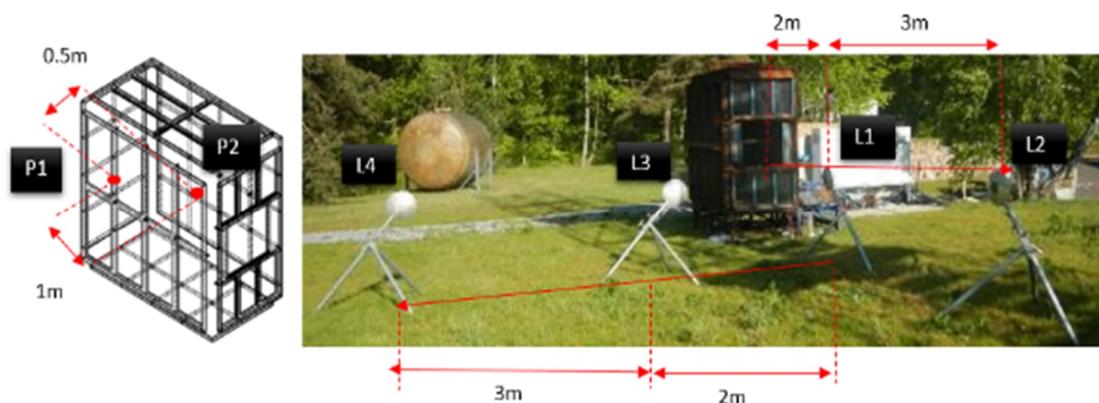
4.3.2.3 La modélisation des obstacles

En délimitant l'examen au cas de l'explosion à échelle industrielle, deux familles de codes CFD émergent vis-à-vis du traitement de la géométrie :

- Une approche résolvant les obstacles par le maillage. Il convient alors de modéliser la couche limite via des choix adaptés : soit par le choix d'une loi de paroi soit par une résolution, éventuellement très coûteuse de celle-ci par le maillage.
- Une approche dite PDR (pour Porosity/Distributed Resistance en anglais) intégrant un niveau de modélisation complémentaire. Cette approche sous-maille (dit autrement : ne résout pas) tous les obstacles pouvant figurer dans le domaine de calcul, tels que des canalisations de section modérée par exemple. L'effet de ces obstacles est rendu par un champ de porosité. Une porosité non nulle, liée à une obstruction partielle ou totale dans une maille par un élément géométrique, conduit à un effet sur l'écoulement et la flamme. Ce niveau de modélisation supplémentaire permet de traiter des domaines de calcul important (quelques centaines de m de côté) tout en permettant un temps de retour de l'ordre quelques minutes à quelques heures pour une machine de bureau.

4.3.3 Exemple de modélisation de déflagrations confinées par la méthode CFD

On étudie par un calcul CFD une explosion d'un mélange H₂/air dont la fraction volumique est de 21 %, dans une enceinte de 4 m³. Ce cas est tiré d'une campagne expérimentale menée à l'INERIS (Duclos, 2019). Un schéma et une photographie de l'enceinte de 4 m³ sont présentés dans la Figure 40 :



L'atmosphère inflammable est contenue dans l'enceinte. Elle est homogène en concentration et ses caractéristiques de turbulence initiales ont été mesurées. L'enceinte est munie d'un évent sans inertie (fait d'une feuille de plastique) de 700 x 700 mm, avec une pression statique d'ouverture de l'ordre de 50 mbar. L'ATEX est enflammée au fond de l'enceinte, sur la face opposée à l'évent. Deux capteurs de pression sont présents sur deux faces de l'enceinte : P1, au fond et P2 au centre d'une face latérale. A l'extérieur, les capteurs de pression externe L1 et L2 sont placés dans l'axe de l'évent à 2 puis 5 m de l'évent. A niveau de L1 mais à la perpendiculaire de la ligne L1-L2, on place les capteurs L3 et L4 à 2 puis 5 m de L1.

Des images de l'explosion du mélange H₂-air à 21% initialement au repos sont présentées dans la Figure 40 :

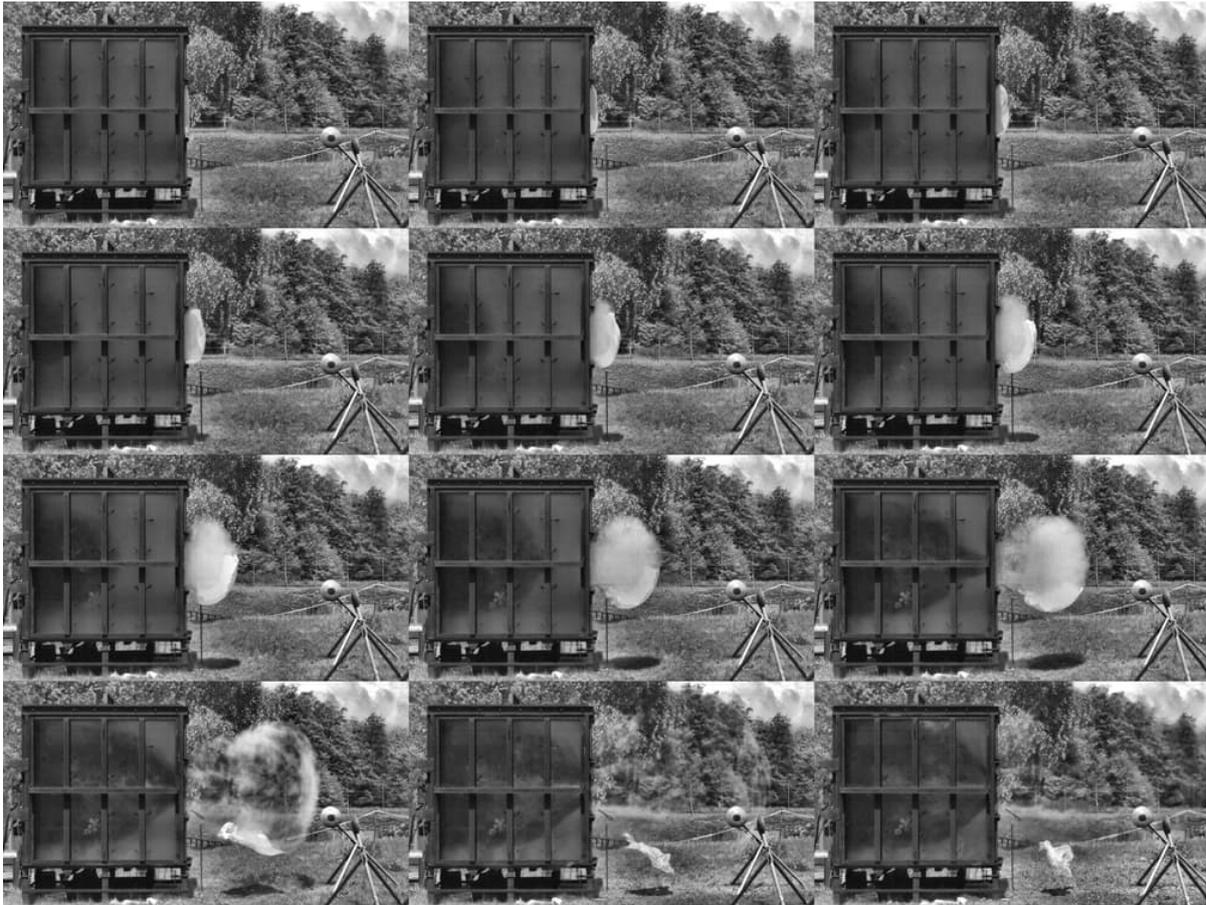


Figure 41 : Images de l'explosion d'un mélange H₂ – air à 21 %, initialement au repos, dans une enceinte de 4 m³, équipée d'un évent de 0.49 m². 20 ms entre chaque image

Les équations de Navier-Stokes sont assorties d'équations pour les espèces chimiques et l'énergie pour décrire le phénomène d'explosion. Des opérations de modélisations complémentaires sont requises afin de pouvoir résoudre ces équations par mise en œuvre de calculateurs :

- Ce jeu d'équations ne pouvant résoudre toute la turbulence, préexistante avant inflammation ou générée par le déplacement du front de flamme, un opérateur de moyenne ou de filtrage leur est appliqué (démarche classique LES ou RANS).
- Des termes sources chimiques filtrés ou moyennés apparaissant dans les équations de transport doivent être modélisés. On parle de modélisation de la combustion turbulente.

Dans le cas présent le maillage comporte 5 millions de cellules hexaédriques réparties sur un domaine de calcul de l'ordre de 20 m x 20 m x 10 m. Le maillage est raffiné à l'intérieur de l'enceinte et dans les zones de mesure de la pression.

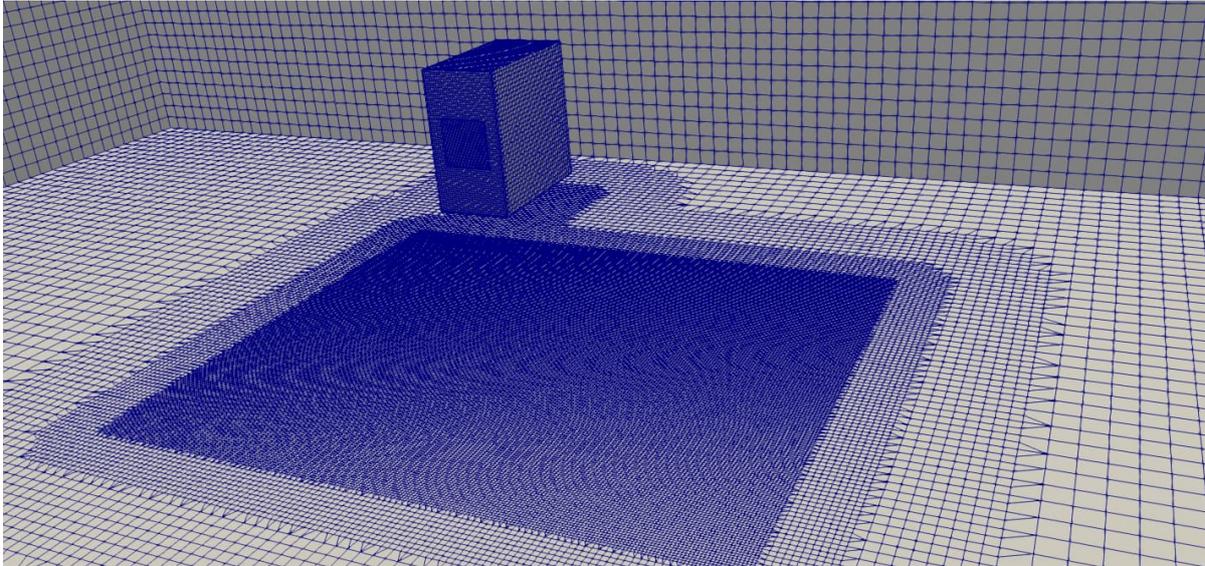


Figure 42 : Représentation du domaine de calcul et du maillage

Diverses stratégies de modélisation associant des choix de modèle de turbulence, de combustion turbulente et de sous-modèles additionnels existent dans la littérature pour des explosions H₂ – air.

Dans le cas présent, les hypothèses suivantes ont été retenues :

- un modèle de turbulence : k- ϵ , il s'agit du modèle le plus connu pour la turbulence, développé par Jones et Launder (1972). Il donne une description générale de la turbulence au moyen de deux équations de transport : une pour l'énergie cinétique turbulente (k) et l'autre pour la dissipation (ϵ). Le modèle repose sur des coefficients qui sont dérivés empiriquement.
- un modèle de pseudo-densité de surface de flamme (Lecocq, 2011) pour la combustion turbulente. De manière synthétique, les modèles de densité de surface de flamme relient une estimation la surface de flamme plissée dans le volume des cellules du maillage, qui est multipliée ensuite par la vitesse laminaire de flamme pour déterminer le taux de combustion.
- l'ajout d'une correction empirique rendant compte de la propension des mélanges H₂ - air à l'auto-accélération en absence de turbulence initiale. Celui-ci est quantifié à l'aide de mesures expérimentales, dans le cas présent il augmente la vitesse laminaire de flamme d'un facteur 3.

Cette stratégie est très proche, dans sa construction et les choix de modèles, de celle recommandée récemment par le DEMOKRITOS par exemple (Tolias, 2018).

La prise en compte de l'évent est possible mais nécessite de coupler à l'équation de mouvement des fluides, un modèle décrivant le déplacement de la surface d'évent, avec donc un déplacement des conditions aux limites sur le maillage en fonction du temps. Dans le cas présent, l'évent est modélisé comme une simple ouverture permanente.

Les résultats de calcul sont comparés avec les vidéos rapides et les signaux mesurés (Figures 46 et 47).



Figure 43 : Position du nuage et de la flamme au moment où elle atteint le bord du nuage (ATEX fait ici référence au nuage explosif complet : l'ensemble des espèces chimiques réactives et brûlées)

L'accord est globalement bon : l'avancée dans l'axe de l'événement et la position de la flamme dans l'enceinte sont bien représentées même s'il semble que dans le cas réel l'expansion radiale des produits et de la flamme soient plus grands.

Dans l'enceinte, on mesure et calcule les signaux suivants :

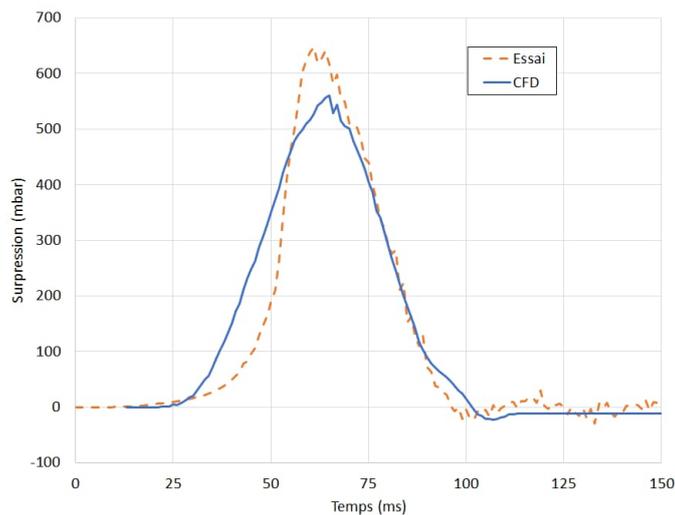


Figure 44 : Signaux de pression dans l'enceinte, mesurés lors de l'essai et calculés avec l'outil CFD

La simulation indique une vitesse de montée en pression qui croît initialement plus vite que dans l'essai. Bien que retardé, le profil expérimental est plus raide et le niveau de pression maximum atteint est au final plus grand que dans le calcul. L'ordre de grandeur du maximum est toutefois bien retrouvé par le calcul qui donne 560 mbar contre 650 mbar dans l'essai.

Hors de l'enceinte, on obtient les résultats suivants :

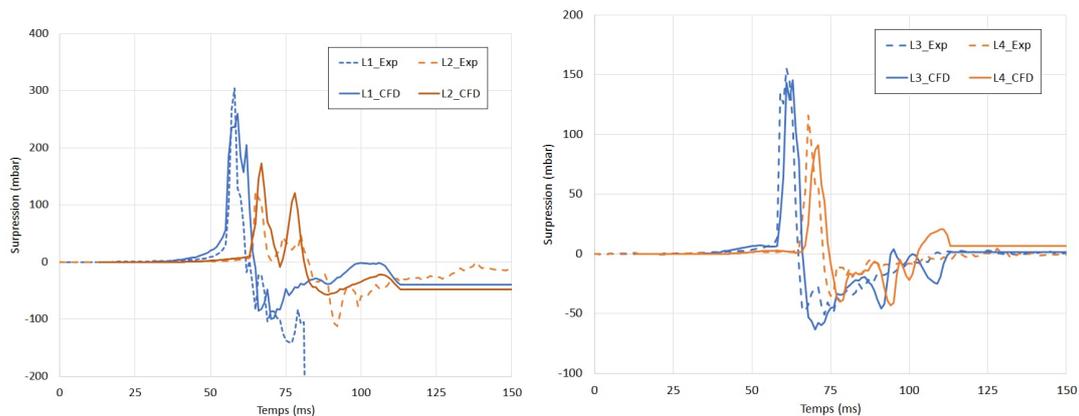


Figure 45 : Signaux de pression externes aux capteurs L1 et L2, puis L3 et L4, mesurés et calculés

Les amplitudes comme les arrivées des différents pics, principaux comme secondaires, sont globalement bien retrouvées par le calcul CFD. Lors de l'essai, le capteur L1 a été endommagé et a dérivé après l'arrivée du pic de surpression, ce qui explique la disparition du signal après $t = 80$ ms. En choisissant les modèles physiques de manière adéquate, en accord avec le phénomène simulé, le calcul CFD permet donc de reproduire certaines observations expérimentales. L'exercice reste néanmoins complexe : on retient par exemple que dans ce cas particulier une hypothèse relativement forte a été faite sur l'événement d'explosion remplacé par une simple ouverture, et dont on a donc pas modélisé la dynamique d'ouverture. Ici l'événement ne représente que 3 % de la surface interne du confinement, et autour de 5 % de la surface de flamme maximale mesurée. La mise en œuvre d'un événement plus grand aurait probablement nécessité une approche différente.

4.3.4 Cas des détonations

Le cas de la détonation (puis des chocs transmis dans l'air) peut être traité différemment. Comme il s'agit d'un processus très rapide, on néglige les phénomènes de transport moléculaire et de viscosité. Ainsi, derrière l'onde de détonation, l'écoulement peut être décrit par les équations d'Euler instationnaires tridimensionnelles et compressibles d'un écoulement adiabatique, complétés par l'équation de conservation des espèces (qui traduit la transformation du gaz réactif en produits de détonation), une équation d'état $e(P, v, \lambda)$ et les lois de cinétique chimique. Le problème physique est simplifié : on s'affranchit alors des considérations RANS, LES ou DNS.

Les équations d'Euler (Équation 59 à Équation 61) et de conservation des espèces (Équation 62) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad \text{Équation 59}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho \mathbf{u}) \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p \quad \text{Équation 60}$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \mathbf{u} \cdot (E + p)) = 0 \quad \text{Équation 61}$$

$$\frac{\partial \rho_{fuel}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_{fuel} \mathbf{u}) = S_{fuel} - P_{fuel} \quad \text{Équation 62}$$

L'équation d'état est choisie en fonction des caractéristiques du milieu réactif, tout comme les lois de cinétique chimique. Les équations d'état sont soit dérivées de modèles théoriques, soit empiriques ou semi-empiriques et font appel à des bases de données tabulées. L'équation la plus couramment utilisée est l'équation empirique de Jones, Wilkins et Lee, dite « JWLL » :

$$P = A \left(1 - \frac{w}{R_1 V}\right) e^{-R_1 V} + B \left(1 - \frac{w}{R_2 V}\right) e^{-R_2 V} + \frac{we}{V} \quad \text{Équation 63}$$

V et e sont connus (le volume spécifique et l'énergie interne), les autres termes sont des constantes spécifiques à chaque explosif qu'on peut trouver dans des tables ou avec d'autres équations.

Les équations précédentes permettent de modéliser l'évolution d'une onde de détonation dans un milieu réactif homogène. Cependant, lorsqu'on aborde des problèmes concrets, la stabilité des schémas de calcul est conditionnée par les échelles caractéristiques des phénomènes étudiés. Par exemple, si on souhaite modéliser la détonation d'une sphère de 1 m³ gaz, le traitement numérique de ces équations, même en coordonnées sphériques monodimensionnelles, nécessite des outils de calcul puissants. En effet dans l'explosif, l'épaisseur de la zone de réaction sera de l'ordre du mm et il faudrait au moins une dizaine de mailles pour discrétiser la zone du pic de pression de l'onde de détonation. Un maillage insuffisant conduit inévitablement à un lissage, une diffusion du choc, qui n'est pas physique et entraîne une sous-estimation les effets de l'explosion. Le pic s'élève en général à 10-20 bar pour les gaz. A l'opposé, lorsque l'onde de souffle générée dans le milieu connexe parvient à 6-7 m de la charge, la surpression incidente est de l'ordre de 0,2 bar. De telles distances impliquent l'utilisation de maillages qui s'adaptent au calcul au cours du temps, et d'une machine puissante. Eventuellement, au cours du phénomène d'explosion, il faut considérer les réflexions des ondes de choc sur divers obstacles et le mélange des gaz de détonation avec l'air environnant. Au final, même si on gagne en capacité de calcul en passant aux équations d'Euler, il reste des besoins très importants en maillage. Vouloir conserver les équations de Navier-Stokes pour traiter ce type de problème serait même contre-productif s'il n'est pas justifié par exemple avec des interactions importantes fluides-parois, car ces équations introduisent explicitement des termes de viscosité qui contribuent à un lissage injustifié ici des ondes de choc, qu'il faudra donc corriger.

4.3.5 Modélisation de la transition déflagration - détonation (TDD)

En pratique le problème réel est plutôt celui de la déflagration gazeuse qui transite au régime de détonation. Dans cette situation, on cherche typiquement à évaluer le risque de transition à la détonation de manière à s'en protéger s'il existe. Ce peut être le cas par exemple de l'accélération d'une flamme d'hydrogène-air dans une conduite qui transitera à la détonation si certaines conditions sont réunies. Un premier enjeu est la détermination de ces conditions. Le phénomène de transition à la détonation dépend de la formation d'hétérogénéités dans l'écoulement qui sont liées à la turbulence, le processus a donc une composante stochastique. L'enjeu des calculs est souvent de déterminer une distance probable de transition à la détonation.

Les détonations surviennent lorsque les conditions locales dans un mélange de gaz réactif n'ayant pas entièrement réagi permettent à une onde spontanée de se former, d'évoluer en un choc suffisamment fort pour entretenir une détonation qui peut se propager à l'extérieur de la zone considérée. Ce mécanisme de gradient pour la formation de la détonation, proposé par Zeldovich (1970) depuis discuté et généralisé par de nombreux chercheurs, indique qu'un gradient de réactivité local, qui apparaît souvent près d'un point chaud peut générer une onde supersonique / spontanée qui peut subir une transition vers une détonation. Sinon, il en résulte une flamme découplée et un choc. Il s'agit d'un mécanisme possible pour la génération d'une détonation mais d'autres sont possibles (voir par exemple les travaux de Liberman, 2010). Dans la simulation on recherchera alors un gradient de température, ou de réactivité (via par exemple le taux d'expansion local des produits défini comme le rapport des densités des gaz frais et brûlés).

Pour être maintenue, la détonation a besoin d'un diamètre critique minimum de l'ordre de λ , la taille d'une cellule de détonation, ainsi que d'une longueur d'induction voisine de 7λ . La notion de cellule de détonation n'a pas été abordée dans ce rapport. De manière très simplifiée, on retiendra que la flamme dans l'onde de détonation stable a une structure cellulaire. Le diamètre λ des cellules dépend de la nature et de la concentration du mélange réactif.

Si on empêche les cellules de se développer, par exemple en confinant l'explosion dans un espace trop petit, on empêche la propagation stable de la détonation (des détonations instables peuvent toutefois se propager). Pour un mélange hydrogène-air à la stœchiométrie λ est de l'ordre de 1 à 2 cm, toutefois pour des gaz moins réactifs comme le méthane, ou des mélanges dilués cette valeur augmente significativement et des cellules de 50 cm sont possibles. Pour plus d'information sur les liens entre les cellules de détonation et les propriétés de la combustion, on pourra se référer aux travaux de Thomas (2012).

Ainsi dans les codes CFD les critères retenus pour la formation des ondes de détonation sont liés à un facteur d'accélération et des considérations géométriques.

En pratique, la difficulté principale de la simulation de la TDD vient du facteur d'échelle. Comme discuté précédemment les simulations d'écoulements réactifs avec les équations de Navier Stokes, se font rarement en suivant une approche DNS. De fait un modèle pour estimer la turbulence est utilisé. L'idée sous-jacente d'un modèle de turbulence est de résoudre les équations de dynamique des fluides moyennes à grande échelle sur une grille de calcul dans laquelle la plus petite taille de grille est sensiblement plus grande que l'échelle à laquelle se produit la dissipation visqueuse. Ensuite, les effets de la turbulence et de la dissipation visqueuse à l'échelle inférieure aux mailles sont modélisés en calculant des termes supplémentaires en fonction du modèle de turbulence choisi. L'effet recherché est de modéliser des effets à petite échelle non résolus par le maillage, mais dans de nombreux cas, cela ajoute des quantités importantes de diffusion numérique. En diffusant numériquement, on lisse les valeurs dans les volumes élémentaires et on peut y faire disparaître les extremums déterminants pour l'apparition de la TDD. C'est pourquoi on considère que la difficulté principale dans la TDD est le problème d'échelle. En effet la résolution nécessite des informations sur la dynamique des interactions entre les flammes, les chocs, les couches limites et la turbulence. Ces interactions hautement non linéaires impliquent un certain nombre de processus physiques et chimiques qui se produisent à des échelles spatiales qui couvrent de nombreux ordres de grandeur. A l'échelle d'un essai de laboratoire, l'épaisseur de la flamme est généralement de 4 à 6 ordres de grandeur inférieure à la taille du système. Les échelles peuvent différer jusqu'à 10 ordres de grandeur pour les scénarios industriels (Oran, 2007). Cela peut être aussi extrême que des échelles spatiales allant de micromètres ou millimètres (par exemple, échelles de dissipation visqueuse, épaisseurs de flamme) à des kilomètres (longueurs de canal) et des échelles de temps allant de nanosecondes à secondes (par exemple, temps de réaction chimique). L'Agence pour l'Energie Nucléaire, (Breitung et al., 2011) a répertorié les tailles de mailles typiques pour différentes approches couramment employées en modélisation CFD dans un contexte de sécurité industrielle :

Type de calcul	Plus petite dimension résolue
RANS	0.1 – 1 m
LES	0.01 – 0.1 m
DNS	10^{-5} – 10^{-2} m

A titre de comparaison, l'épaisseur d'une flamme laminaire d'hydrogène-air à la stœchiométrie est de l'ordre de 350 μm et l'épaisseur de la zone de demi-réaction de l'onde de détonation est voisine de 150 μm (Gamezo, 2007). Pour un mélange méthane-air stœchiométrique, l'épaisseur de flamme laminaire est de l'ordre du millimètre, et celle de la zone de demi-réaction de l'onde de détonation est voisine de 250 μm (Kessler, 2012). Dans ses travaux sur la DDT, Oran (2007, 2011) met quasi-systématiquement en œuvre des maillages adaptatifs (qui changent avec le temps dans la simulation, pour suivre le front de flamme), dans lesquels les mailles les plus fines ne mesurent que quelques dizaines de μm .

4.4 Modélisation phénoménologique des effets internes : EFFEX

4.4.1 L'outil EFFEX

4.4.1.1 Description générale

Les codes intégraux, tels que l'outil EFFEX (Proust, 2000) sont dit phénoménologiques car ils résolvent des équations simplifiées de la physique sans faire appel à des méthodes mathématiques complexes telles qu'une description Eulérienne des champs physiques. Par rapport aux méthodes CFD, ce type de modèle est plus accessible et ses résultats sont souvent plus facilement interprétables. Néanmoins, chaque code de ce type est dédié à une situation bien particulière, en dehors de laquelle les résultats peuvent être entièrement faux. Il convient donc de bien identifier les limites de ces codes au regard des situations à modéliser.

Le code EFFEX est dédié à l'évaluation des effets de surpression interne et des distances de projection des fragments produits par une explosion confinée de gaz ou de poussières. La rupture de la capacité à l'origine des fragments est une conséquence de l'explosion interne. Il s'agit d'un code phénoménologique, qui repose largement sur les équations décrites au chapitre 1. Développé et utilisé à l'INERIS depuis une vingtaine d'années, il a vocation à être mis en œuvre dans des études de sécurité ou de dimensionnement de solutions de protection. Ce modèle est conçu pour fournir des ordres de grandeur majorants des niveaux de surpression interne que l'on peut prévoir en cas d'explosion, ainsi que la vitesse et la distance de projection pour un fragment donné de l'enceinte (surface, altitude, masse et angle donnés par l'utilisateur).

Les spécificités et restrictions concernant le modèle sont énumérées ci-après :

- les enceintes modélisées peuvent être petites (moins d'un litre) ou très grandes (plusieurs centaines de mètres cubes).
- des ouvertures permanentes telles que des fenêtres ouvertes peuvent être prises en compte sur l'enceinte,
- des parois frangibles, telles que des événements d'explosion, peuvent être présentes sur l'enceinte,
- une seule ouverture de chaque type est autorisée. Lorsque l'enceinte réelle contient plusieurs ouvertures, le total des surfaces ouvertes de chaque type doit être additionné.
- le fragment projeté est toujours un morceau de la paroi frangible sélectionné comme donnée d'entrée. Il quitte donc l'enceinte au moment de l'ouverture de l'élément frangible.
- les autres parois sont considérées comme rigides, le type de matériau (métallique, composite, béton...) de l'enceinte n'est pas pris en compte dans le modèle.
- les enceintes ne doivent pas dépasser les rapports longueur sur diamètre supérieurs à 5. Ce modèle n'est pas adapté à la modélisation d'explosion dans les conduites.
- en ce qui concerne les effets des fragments, une dimension caractéristique choisie par l'utilisateur et la masse surfacique sont utilisées pour estimer leur trajectoire. Il faut donc faire des hypothèses sur la fragmentation de la paroi frangible.
- les atmosphères explosives de gaz et de poussières sont traitées de la même manière, la connaissance d'une vitesse de flamme turbulente et d'un taux d'expansion est nécessaire pour effectuer le calcul.
- l'atmosphère explosive doit être présente dans tout le volume. Dans les calculs, elle est allumée à $t = 0$, puis la flamme se propage sur toute la longueur spécifiée pour l'enceinte et a une surface équivalente au double de la section de l'enceinte (qui correspond au plus grand hémisphère inscrit dans l'enceinte).
- aucun gaz ne peut pénétrer dans l'enceinte pendant le calcul.

Comme discuté au chapitre 1, d'autres phénomènes, non pris en compte par cet outil, peuvent être générés par une rupture de capacité telle que la formation d'une boule de feu, ou une explosion secondaire due à la décharge d'un nuage inflammable lors de la rupture de la paroi frangible. Cependant, plusieurs variables sont extraites automatiquement au cours du calcul, comme le débit massique de réactifs qui s'échappent qui pourrait être utilisé dans un outil de modélisation secondaire pour modéliser ces effets.

4.4.1.2 Bases du modèle

L'outil EFFEX est donc composé d'un modèle de prédiction de surpression (basé sur l'équation de Lewis et von Elbe (1987), vue au paragraphe 3.5.2 et rappelée ci-après) et d'un modèle de prédiction de projection de fragments.

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \gamma \cdot \frac{Q_+ - Q_-}{V} \quad \text{Équation 64}$$

Les deux modèles reposent sur une discrétisation temporelle des équations différentielles gouvernantes suivant un schéma d'Euler explicite et inconditionnellement stable. Les deux problèmes de l'explosion interne et de la projection de fragments externes sont résolus dans le même pas de temps. Le calcul ne se termine que lorsque les deux événements sont terminés. Dans le cadre de cette étude, on ne s'intéresse qu'à la génération de pression dans l'enceinte, dont le calcul suit, à chaque pas de temps, les étapes suivantes :

- 1) examen de la géométrie de la structure (recherche de zones ouvertes),
- 2) évaluation des flux gazeux produits Q_+ (par combustion des réactifs en utilisant l'Équation 21 du paragraphe 3.5.1) :

$$Q_+ = St \cdot Af \cdot (E - 1) \quad \text{Équation 65}$$

et évacués Q_- (par les fuites aux orifices, Équation 25 au paragraphe 3.5.2) :

$$Q_- = C_d \cdot S \cdot V_e \quad \text{Équation 66}$$

- 3) utilisation des flux nouvellement calculés pour évaluer la variation de pression interne (Équation 64),
- 4) compression adiabatique du mélange frais : suite à la variation de pression au pas de temps précédent, les gaz frais sont comprimés suivant la loi de Laplace :

$$\rho_{t+dt} = \rho_t \cdot \left(\frac{P_t + \Delta P_{dt}}{P_t} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad \text{Équation 67}$$

- 5) évaluation de la masse des réactifs (U) et des produits brûlés (B). On considère que les réactifs sont transformés en produits brûlés au passage de la flamme : une masse m_U de gaz frais devient ainsi à chaque pas de temps une même masse $m_B = m_U$ de produits brûlés. En parallèle, certaines quantités de produits sont éjectées par les ouvertures, elles doivent aussi être prises en compte dans le bilan de masse,

$$m_U(t + dt) = m_U(t) - m_{U,brulé} - m_{U,évacué} \quad \text{Équation 68}$$

$$m_B(t + dt) = m_B(t) - m_{U,brulé} - m_{B,évacué} \quad \text{Équation 69}$$

- 6) détermination des volumes occupés par chaque phase. On considère la flamme comme une interface séparant les gaz frais des gaz brûlés : le volume de ces derniers est obtenu en déduisant du volume total de l'enceinte, celui des gaz frais.

$$V_U(t + dt) = V_U(t) / \rho_{t+dt} \quad \text{Équation 70}$$

$$V_B(t + dt) = V_{total} - V_U(t + dt) \quad \text{Équation 71}$$

- 7) estimation de la vitesse et de la position de la flamme pour le pas suivant. Dans un référentiel attaché à la surface de la flamme, la vitesse de consommation des réactifs est la vitesse de combustion turbulente St . Cependant, cela est insuffisant pour décrire la vitesse de flamme U_f vue par un observateur externe et appelée vitesse spatiale de flamme, pour deux raisons principales:

- d'abord parce que les gaz brûlés se dilatent et que le mélange réactif frais se comprime, on s'attend à ce que la vitesse spatiale de la flamme soit augmentée au moins d'un facteur E (le taux de d'expansion des produits brûlés).

- Deuxièmement, s'il y a une ouverture sur l'enceinte le fluide sera soumis à une différence de pression avec l'atmosphère, conduisant à la création d'un débit, proportionnel à la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de l'enceinte. La flamme étant une surface sans masse, on s'attend à ce qu'elle suive ce mouvement. Pour traduire ce phénomène, les flux volumétriques de gaz brûlés $Q_{-,B}$ et frais $Q_{-,U}$ au niveau des ouvertures sont comparés au flux de production de gaz à la flamme de surface A_f . La flamme est accélérée en supposant une conservation du débit volumétrique sur chaque surface. Dans les équations, cela conduit à :

$$U_f = S_t \cdot E + \frac{Q_{-,U}}{A_f} - \frac{Q_{-,B}}{A_f} \quad \text{Équation 72}$$

- 8) ajustement du pas de temps (pour éviter une consommation instantanée des réactifs à l'étape suivante ou des calculs inutilement longs).

Plusieurs types de données d'entrée sont nécessaires pour le calcul :

- des données dimensionnelles, liées à la géométrie de l'enceinte, comme le volume, la taille de l'évent, sa masse et sa pression d'ouverture,
- des données thermodynamiques qui sont des données intrinsèques du mélange : les masses et masses volumiques des produits frais et brûlés (et donc la valeur du coefficient d'expansion E)
- des données liées à l'évolution de la réaction St la vitesse turbulente de flamme et A_f sa surface.

Ce dernier point est plus sensible car si les autres données sont assez bien déterminées, l'estimation de la vitesse turbulente St et de la surface de flamme A_f est plus délicate. Dans les deux cas plusieurs approches sont possibles.

4.4.1.3 Détermination de la vitesse turbulente de flamme St

Le code EFFEX demande de spécifier une vitesse turbulente de flamme pour le calcul. Actuellement 2 options principales sont étudiées : l'une se basant sur la corrélation de Gülder et la seconde sur celle de l'INERIS (Duclos, 2019). Ces modèles ont déjà été explicités au paragraphe 3.4.2.2, on n'en rappelle ici que les grandes lignes.

Dans les 2 cas il est nécessaire d'estimer u' et L_t , les paramètres de la turbulence. Des méthodes empiriques de détermination de ces paramètres en se basant sur des considérations dimensionnelles simples sont disponibles dans les travaux de Hinze (1975) ou Proust (2009). Ce sont des estimations approximatives mais suffisantes pour les modèles empiriques utilisés ici.

Le modèle de Gülder prend la forme :

$$\frac{St}{S_{lad}} = 0,62 \cdot \left(\frac{u'}{S_{lad}}\right)^{0,75} \cdot \left(\frac{L_t}{\eta}\right)^{0,25} \quad \text{Équation 73}$$

Tandis que le modèle de l'INERIS repose sur la composition de 2 termes d'instabilité :

- l'instabilité de Landau-Darrieus liée à l'expansion instable des produits brûlés donne la vitesse U_{LD} :

$$U_{LD} = \left[1 + 4E \cdot \frac{(E-1)^2}{(E^3 + E^2 + 3E - 1)} \right] \cdot S_{lad} \quad \text{Équation 74}$$

- l'instabilité de Rayleigh-Taylor liée au mélange de deux fluides de densités différentes donne la vitesse U_{RT} :

$$U_{RT} = 0.51 \cdot \sqrt{\left(\frac{E-1}{E} \cdot \eta_{acc} \cdot r\right)} \quad \text{Équation 75}$$

St est obtenu par composition des deux vitesses calculées précédemment U_{LD} et U_{RT} .

$$S_t = \frac{1}{E} \cdot \sqrt{U_{LD}^2 + U_{RT}^2} \quad \text{Équation 76}$$

4.4.1.4 Détermination de la surface de flamme A_f

Plusieurs façons de modéliser la surface de flamme sont possible. Intuitivement, dans un mélange initialement au repos, en l'absence d'événement, on s'attend à ce que la flamme suive une croissance sphérique, ou hémisphérique suivant que l'inflammation ait lieu au centre de l'enceinte ou contre un mur. Dans la majorité des cas, la situation majorante est celle qui maximise la longueur de la trajectoire de flamme, ce qui se produit lorsque l'inflammation a lieu au niveau de la surface opposée à l'événement. On s'intéressera donc plutôt au cas de la demi-sphère.

Toutefois, en présence d'un événement, dès son ouverture, la différence de pression entre l'atmosphère et l'enceinte génère un écoulement étire la flamme dans la direction de ce dernier (cf. chapitre 3.5.2 ou les simulations CFD du paragraphe précédent). Dès lors la surface de flamme est augmentée, elle prend la forme d'une ellipsoïde. Expérimentalement, lorsque l'ouverture de l'événement survient peu après le début de l'explosion, on observe que la surface de flamme peut être approchée par celle d'un cylindre surmonté d'un demi-ellipsoïde (Figure 46) :

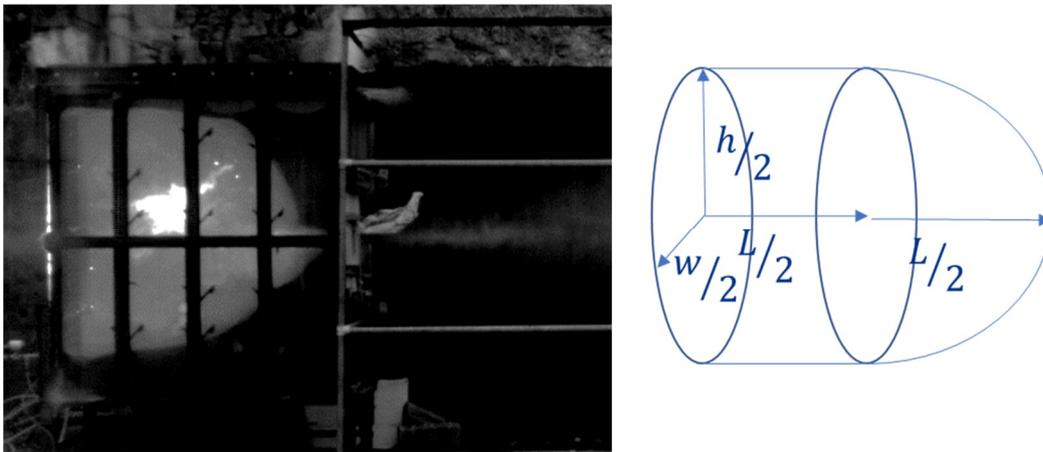


Figure 46 : Approximation de la surface de flamme par un cylindre et un demi-ellipsoïde

La surface de l'ellipsoïde est approchée par un modèle empirique proposé par Thomsen (2004). En équations, cela devient :

$$A_f = 2\pi \sqrt{\frac{h^2 + w^2}{4}} \cdot \frac{L}{2} + 2\pi \left[\frac{\left(\frac{L}{2}\right)^p \left(\frac{h}{2}\right)^p + \left(\frac{L}{2}\right)^p \left(\frac{w}{2}\right)^p + \left(\frac{h}{2}\right)^p \left(\frac{w}{2}\right)^p}{3} \right]^{\frac{1}{p}} \quad \text{Équation 77}$$

avec, L la longueur de l'enceinte, w sa largeur et h sa hauteur ; p est une constante de la formule de Thomsen (2004), et vaut : 1,6075. Représenter la croissance de cette surface en fonction du temps par le calcul est relativement aisé. Cela demande une bonne connaissance des dimensions de l'enceinte mais permet de rester relativement près de l'observation expérimentale.

Les enceintes où se produisent les explosions accidentelles sont souvent assimilées (par exemple dans les normes européennes sur la protection par événement d'explosion) à des cylindres de volume V, longueur L et diamètre D. Proust (2000, 2005) indique dans ce cas que considérer une flamme de surface A_f constante égale à la surface de la plus grande demi-sphère inscrite dans l'enceinte et se propageant sur la longueur L dans le volume V permet d'obtenir une estimation conservative des effets des explosions confinées, sous réserve de bien déterminer S_t .

C'est cette hypothèse qui est retenue par défaut dans le code EFFEX, développé dans un contexte de sécurité industrielle, spécifiquement pour fournir des estimations conservatives, plutôt que s'approcher au maximum de la réalité du phénomène.

4.4.1.5 Sorties

A tout instant dans le calcul, on peut accéder relativement simplement :

- aux proportions des réactifs et des produits,
- à l'état d'ouverture des parois fragibles,
- à la masse et le volume brûlés ou perdus par les ouvertures,
- à la pression interne,
- à la vitesse ou position de la flamme.

C'est précisément l'intérêt de ces codes phénoménologiques que de donner un accès simplifié et donc une capacité de contrôle et de compréhension optimale des phénomènes.

Par rapport à un code CFD, la mise en œuvre des équations simplifiées, discrétisation spatiale, permet un couplage plus simple des phénomènes physiques tels que la mécanique d'ouverture d'une paroi fragible avec l'écoulement fluide au travers de cette dernière. Typiquement dans le cas d'EFFEX, on se base sur le principe fondamental de la dynamique et la pression dans l'enceinte pour calculer l'accélération de la paroi fragible, une fois un seuil de pression choisi par l'utilisateur dépassé dans l'enceinte. Ce type de condition de paroi est très complexe à modéliser dans un code CFD.

Par rapport à un modèle entièrement empirique (section suivante), on obtient une plus grande diversité de résultats et souvent de meilleures capacités d'évaluation de ces résultats. Par exemple ici on peut comparer l'évolution de la courbe de pression interne avec l'ouverture d'une paroi ou estimer la quantité de gaz frais éjecté de l'enceinte avant la sortie de la flamme.

4.4.1.6 Exemple : comparaison avec des données expérimentales

Les essais identifiés sont issus de la littérature ou ont été réalisés à l'INERIS. La confrontation de ces situations expérimentales aux résultats de l'outil EFFEX apporte des éléments de validation de l'outil et de mettre en évidence son aspect majorant.

Bauwens (2012) a publié des travaux sur l'influence de la concentration en hydrogène sur une explosion confinée dans un volume de 64 m³ muni d'un événement de 2,7 ou 5,4 m². L'enceinte a une longueur de 4,6 m, une largeur de 4,6 m et une hauteur de 3 m. L'inflammation a lieu sur une face opposée à l'événement. Cette position de point d'inflammation maximise le parcours de la flamme entre l'inflammation et sa sortie par l'événement ainsi que les effets de pression. La concentration en hydrogène varie entre 15 et 19 % en volume dans l'air. La turbulence dans la chambre d'explosion est produite par 4 ventilateurs de 0,5 m de diamètre. L'intensité turbulente générée est comprise entre 0,1 et 0,5 m/s.

La Figure 47 présente une comparaison des surpressions calculées au moyen de l'outil EFFEX et mesurées dans la chambre d'explosion pour 2 surfaces d'événement différentes (5,4 m² et 2,7 m²) et 8 concentrations différentes en hydrogène.

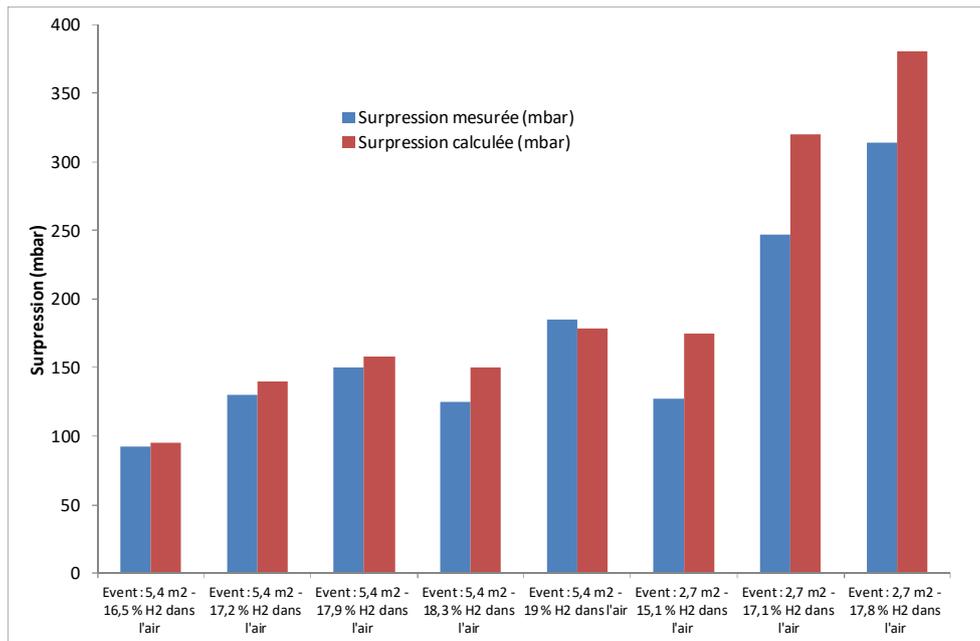


Figure 47 : Comparaison des surpressions calculées au moyen de l'outil EFFEX et mesurées dans la chambre d'explosion pour 2 surfaces d'évent et 8 concentration en hydrogène – Bauwens, 2012

On constate un accord satisfaisant entre les surpressions mesurées et les surpressions calculées, le modèle donne une valeur majorante des effets dans la plupart des cas.

L'influence de la concentration sur les effets d'une explosion a également été étudiée dans le cadre du projet ANR DIMITHRY. L'explosion a lieu dans une enceinte de 4 m³ (longueur : 2 m, largeur : 1 m, hauteur : 2 m) munie d'évent dont la surface est comprise entre 0,25 m² et 0,5 m² (Figure 48).



Figure 48 : Chambre de 4 m³ utilisée dans le cadre du projet DIMITHRY

La concentration en hydrogène varie entre 15 et 30 % en volume dans l'air. Deux tailles d'évent sont étudiées : 0,25 m² et 0,5 m². La Figure 49 présente une comparaison des surpressions calculés au moyen de l'outil EFFEX et mesurées lors des essais dans la chambre d'explosion.

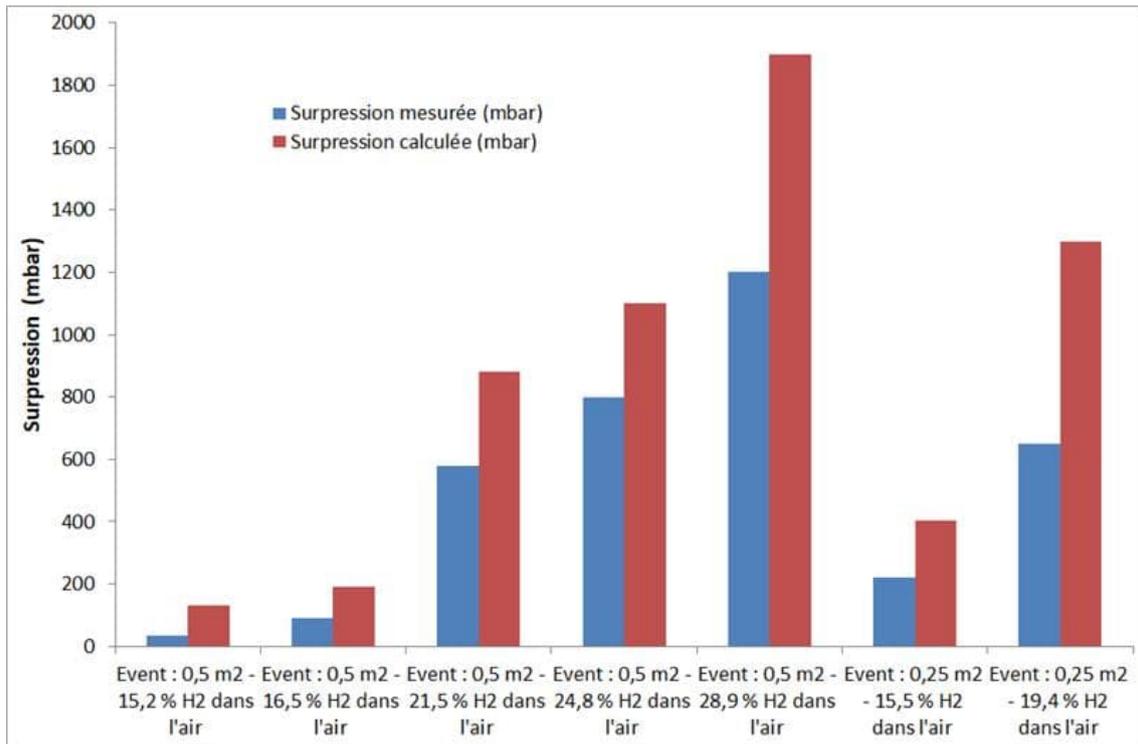


Figure 49 : Comparaison des surpressions calculées au moyen de l'outil EFFEX et mesurées dans la chambre d'explosion – Chambre de 4 m³, Projet ANR DIMITHRY

On constate dans chaque cas une surestimation par le calcul des surpressions d'explosion, ce qui souligne le caractère conservatif de l'outil.

Les résultats fournis par ce type de calcul ne se limitent pas à un calcul de surpression maximale. Si on prend le cas exemple de l'explosion de l'ATEX au repos concentrée à 21,5 % d'H₂ dans l'air, EFFEX donne une courbe d'évolution de la surpression en fonction du temps :

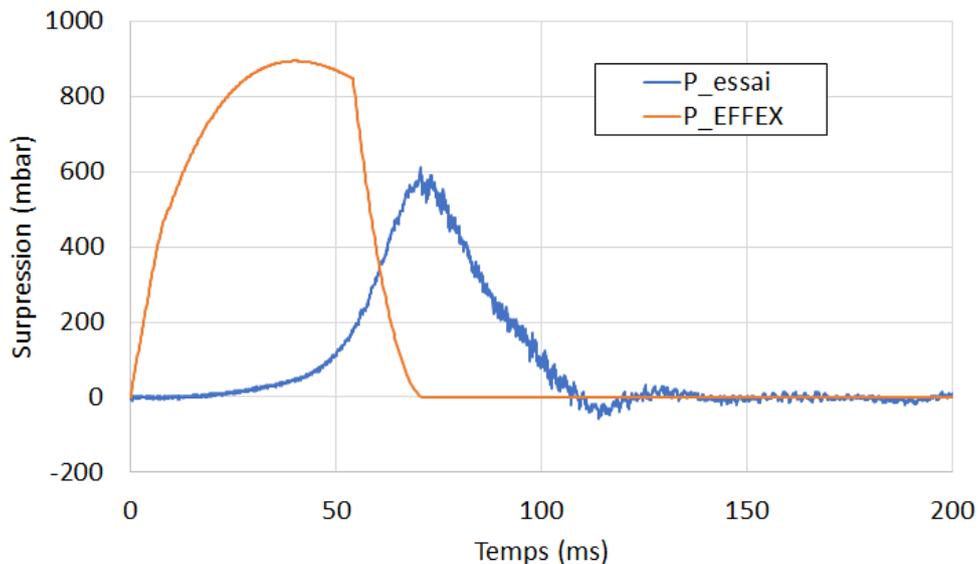


Figure 50 : Comparaison des surpressions calculées au moyen de l'outil EFFEX et mesurées dans la chambre de 4 m³ avec une ATEX d'H₂ à 21% initialement au repos et un événement de 0.5 m²

Si le pied de courbe est plus raide dans le cas de la simulation c'est parce qu'on y fait l'hypothèse conservatrice d'une surface de flamme constante, contrairement à l'essai où la boule de feu grandit progressivement. La durée de l'explosion est globalement bien retrouvée. Il est également possible d'avoir accès à toutes sortes d'autres variables qui évoluent en fonction du temps pendant le calcul, telles que l'ouverture progressive de l'événement, ou les débits de production ou évacuation des gaz lors de l'explosion (Figure 51).

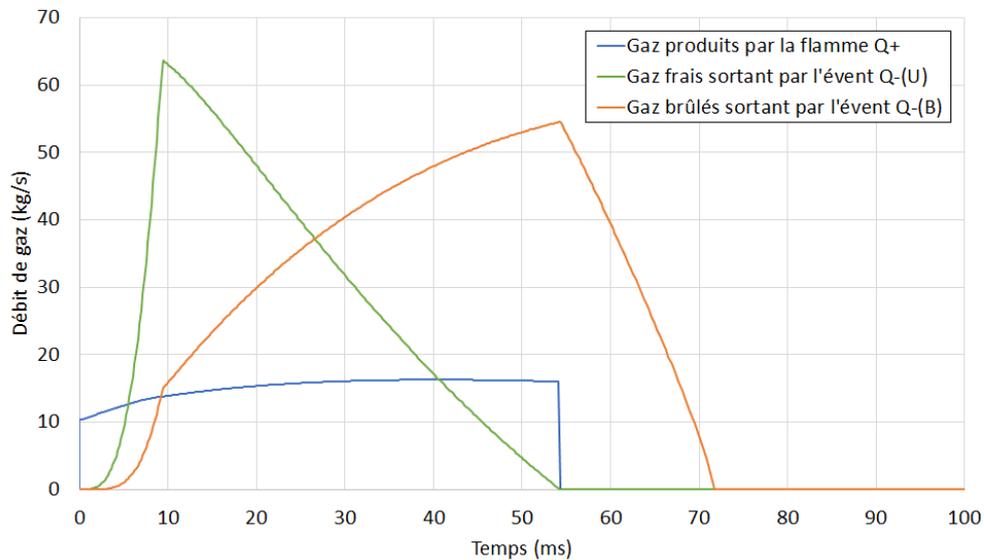


Figure 51 : Comparaison des surpressions calculées au moyen de l'outil EFFEX et mesurées dans la chambre de 4 m³ avec une ATEX d'H₂ à 21% initialement au repos et un événement de 0.5 m²

Ce type d'information peut servir de données d'entrée pour d'autres calculs par exemple pour simuler les effets d'une éventuelle explosion secondaire. La simplicité d'accès aux variables de calcul facilite aussi la vérification du comportement général des modèles implémentés dans le code et parfois détecter des problèmes ou limites potentielles de l'outil.

A titre illustratif, quelques résultats obtenus avec le code EFFEX sur des essais sélectionnés aléatoirement sont comparés à ceux d'autres modèles au paragraphe 4.5.5.3.

4.4.2 L'outil SECEX

L'outil EFFEX n'est cependant pas adapté à certaines situations. En effet en présence d'explosions secondaires et plus particulièrement lorsque la pression d'ouverture de l'événement est faible

Le modèle SECEX (SECondary Explosions) introduit une description phénoménologique de l'explosion secondaire puis des effets externes. Il repose sur une démarche en 5 étapes :

- 1) dans un premier temps, on estime la surpression maximale dans l'enceinte équipée d'un événement,
- 2) à partir de cette valeur de pression on estime la vitesse d'expansion du vortex externe,
- 3) en appliquant le modèle de Lannoy, on détermine une surpression d'explosion externe,
- 4) elle est enfin utilisée pour corriger la surpression interne.

Etape 1 : détermination de la surpression interne P_{int} :

La surpression interne correspond à la compétition entre le débit de production de gaz brûlés par la flamme Q_+ et le débit de gaz éjectés par l'évent Q_- , son maximum est atteint à l'équilibre lorsque $Q_+ = Q_-$.

Le modèle phénoménologique que les flux gazeux produits Q_+ (par combustion des réactifs en utilisant l'Équation 21 du paragraphe 3.5.1) sont :

$$Q_+ = St \cdot Af \cdot (E - 1) \quad \text{Équation 78}$$

et le débit des gaz évacués Q_- (par les fuites aux orifices, Équation 25 au paragraphe 3.5.2) est :

$$Q_- = C_d \cdot A_v \cdot V_{vent} \quad \text{Équation 79}$$

Avec A_v la surface d'évent, C_d un coefficient de décharge et V_{vent} la vitesse des gaz évacués à l'évent.

E est une donnée thermodynamique qui dépend du mélange tandis que C_d et A_v dépendent de la géométrie de la structure. Il reste donc à déterminer St , Af et V_{vent} .

Pour le calcul de St , on s'appuie sur le modèle de l'INERIS mis au point par Daubech (2008) et reposant sur la composition des instabilités de Rayleigh-Taylor et Landau-Darreis (cf. paragraphe 4.4.1.3).

Pour la surface de flamme, on reprend le modèle de l'ellipsoïde présenté au paragraphe 4.4.1.4, qui a été développé spécifiquement pour ce cas.

La vitesse des gaz quittant la structure par l'évent peut aussi être déterminée de plusieurs manières. On peut par exemple s'appuyer sur une simple équation de Bernoulli du type $V_e = \sqrt{2P/\rho}$, avec P la surpression et ρ la densité des gaz brûlés⁷. Une autre option est l'équation du débit de fuite déjà présentée au paragraphe 3.5.2.1, pour le cas sonique :

$$V_e = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{1/\gamma} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{P_1}{\rho_1} \cdot \left(1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)} \quad \text{Équation 80}$$

En posant la condition d'équilibre $Q_+ = Q_-$, on trouve la surpression maximale de l'explosion interne P_{int} .

Etape 2 : détermination de la vitesse d'expansion du vortex externe de l'explosion secondaire

Sur la base de la corrélation expérimentale établie par Proust et Leprette (2010), on peut déterminer la vitesse d'expansion du vortex externe lors de l'explosion secondaire :

$$V_{exp} = 10 \sqrt{V_e} \quad \text{Équation 81}$$

⁷ On considère qu'à l'équilibre entre Q_+ et Q_- , ce sont essentiellement des gaz brûlés qui sortent de l'enceinte. Ainsi ρ_1 est la densité des gaz brûlés, qui est voisine de celle des gaz frais divisée par E .

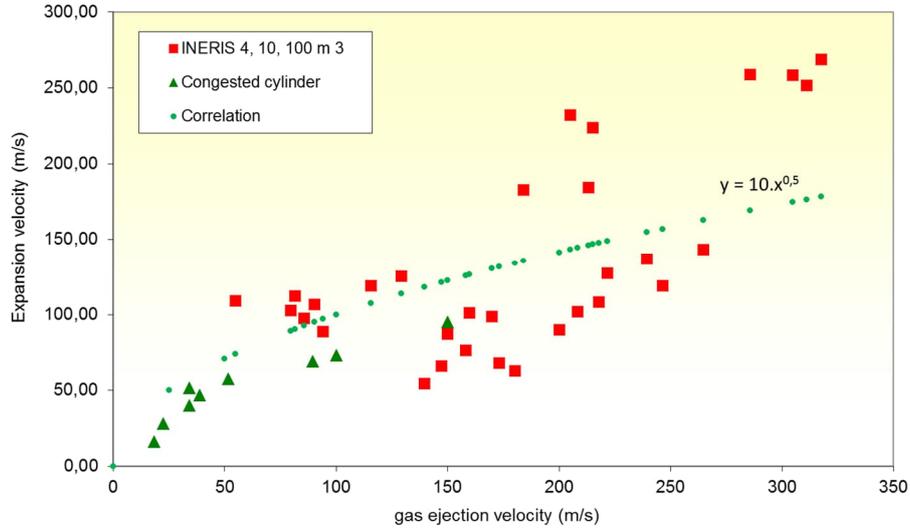


Figure 52 : Vitesse d'expansion du nuage lors de l'explosion secondaire, en fonction de la vitesse de sortie des gaz à l'évent (Corrélation de Proust et Leprette, 2010)

Etape 3 : estimation de la violence de l'explosion secondaire avec le modèle de Lannoy (1984).

Lannoy (1984) a proposé un modèle pour estimer les effets d'une explosion de gaz en champ libre lorsque la vitesse d'expansion du nuage est connue. Elle prend la forme :

$$\Delta P_{ext} = \frac{3}{2} \cdot \rho_0 \cdot V_{exp}^2 \quad \text{Équation 82}$$

avec ρ_0 la masse volumique de l'air voisine de 1.2 kg/m^3 .

Etape 4 : correction de la surpression interne : de P_{int} à P_{red}

La surpression externe générée par l'explosion secondaire ralentit la décharge des gaz et induit un excédent de pression dans l'enceinte. Pour traduire cet effet, sur la base d'observations empiriques, on estime qu'une partie de la pression de l'explosion externe vient s'ajouter à la surpression interne, proportionnellement au rapport de la surface d'évent A_v sur la section droite de l'enceinte A_s :

$$P_{red} = P_{int} + \frac{A_v}{A_s} \cdot P_{ext} \quad \text{Équation 83}$$

Ce modèle a été testé sur des cas de tests publiés ou réalisés à l'INERIS :

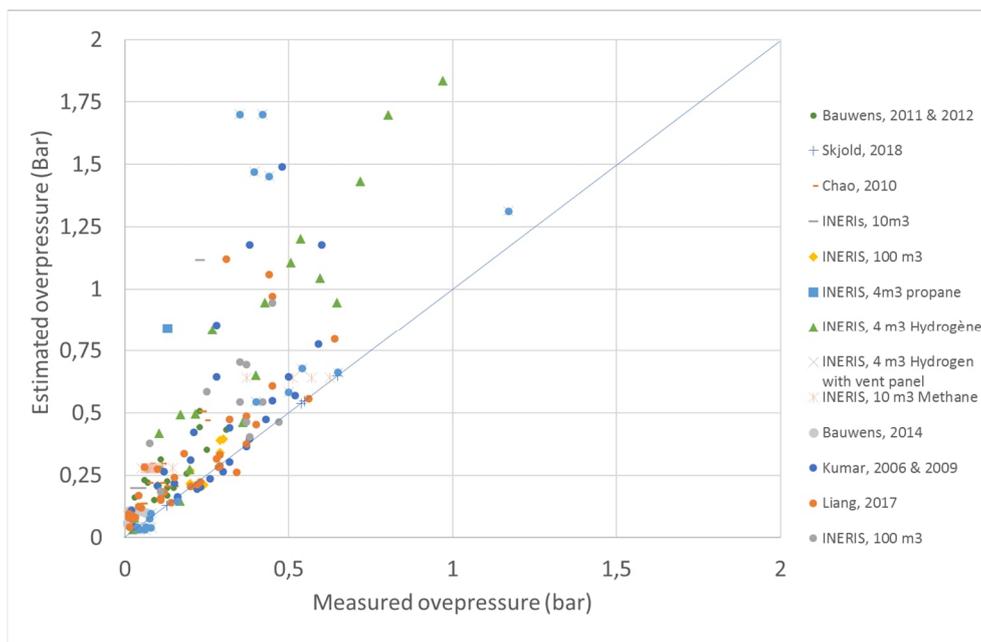


Figure 53 : Prédiction de la Pred avec le modèle SECEX pour différents essais publiés ou réalisés à l'INERIS (Duclos, 2019)

L'accord avec l'expérience est satisfaisant, on retiendra en particulier le fait que le code reste conservatif dans une large majorité de cas.

4.5 Modélisation empirique des effets internes

4.5.1 Le modèle de Bartknecht

Bartknecht (1981) a montré que, pour une pression d'ouverture d'évent P_{stat} donnée, afin de maintenir la même surpression d'explosion P_{red} dans des enceintes de volumes V différents, le rapport d'évent $f = A_v / V$ également suivre une loi cubique : $f \cdot V^{1/3}$ doit être une constante. On utilise parfois le coefficient $K = V^{2/3} / A_v$ qui est l'inverse de cette valeur et doit aussi être une constante.

Bartknecht (1981) a vérifié cette relation par une série d'expériences dans une gamme d'enceintes de rapport $L/D < 5$ et dans des volumes jusqu'à environ 30 m^3 . Il a utilisé comme événements des feuilles de plastique de P_{stat} assez élevées, de 100 à 500 mbar. Des mélanges de méthane, de propane, de gaz de coke et d'hydrogène avec de l'air ont été testés. Sur la base de ces essais, Bartknecht a produit des nomogrammes permettant de calculer une surface d'évent A_v à partir de P_{stat} , V , P_{red} et K_g . Bien que ces nomogrammes se réfèrent à des volumes allant jusqu'à 1000 m^3 , ils n'ont été vérifiés que jusqu'à environ 30 m^3 . La méthode doit être donc appliquée avec une certaine prudence, en particulier avec les enceintes les plus grandes, celles dont le rapport L/D excède 5 et dans les situations où des niveaux importants de turbulence peuvent se développer (British Gas 1990).

Puis en 1993, Bartknecht a réévalué plusieurs centaines d'essais d'explosion de gaz réalisés au cours des 20 années précédentes. Les nomogrammes ont été remplacés par une formule valable pour des récipients de forme cubique ou presque cubique ($L/D < 2$), remplis de mélanges gaz-air stœchiométriques et non turbulents.

La formule est présentée pour la détermination de la surface d'évent A_v , qui est souvent la donnée recherchée par les industriels. Elle peut être inversée pour déterminer P_{red} si A_v est connue, notamment via un calcul par dichotomie. A_v dépend de la constante K_g caractérisant la réactivité du mélange inflammable, la pression interne maximale acceptable P_{red} , la pression statique d'ouverture de l'évent P_{stat} et le volume de l'enceinte V d'après la formule :

$$A_v = \left[\frac{0,1265 \cdot \log(K_g) - 0,0567}{P_{red}^{0,5817}} + \frac{0,1754 \cdot (P_{stat} - 0,1)}{P_{red}^{0,5722}} \right] \cdot V^{2/3} \quad \text{Équation 84}$$

sous les conditions suivantes :

- $50 \text{ bar.m/s} < K_g < 550 \text{ bar.m/s}$
- $P_{red} < 2 \text{ bar}$
- $P_{red} > P_{stat} + 0,05 \text{ bar}$
- $100 \text{ mbar} < P_{stat} < 500 \text{ mbar}$
- $0,1 \text{ m}^3 < V < 1000 \text{ m}^3$

C'est aussi la formule historiquement utilisée dans la norme EN14994 sur le dimensionnement des événements d'explosion contre les explosions de gaz.

Il existe néanmoins de nombreuses réserves sur l'utilisation de cette formule. Elle est entièrement basée sur les travaux expérimentaux de Bartknecht (1993) et ignore tout autre résultat ultérieur à 1993. Par ailleurs elle a été validée uniquement sur les essais de Bartknecht, dans des volumes libres (sans obstacles) de 1 à 60 m³ alors qu'elle est dite applicable jusqu'à 1000 m³.

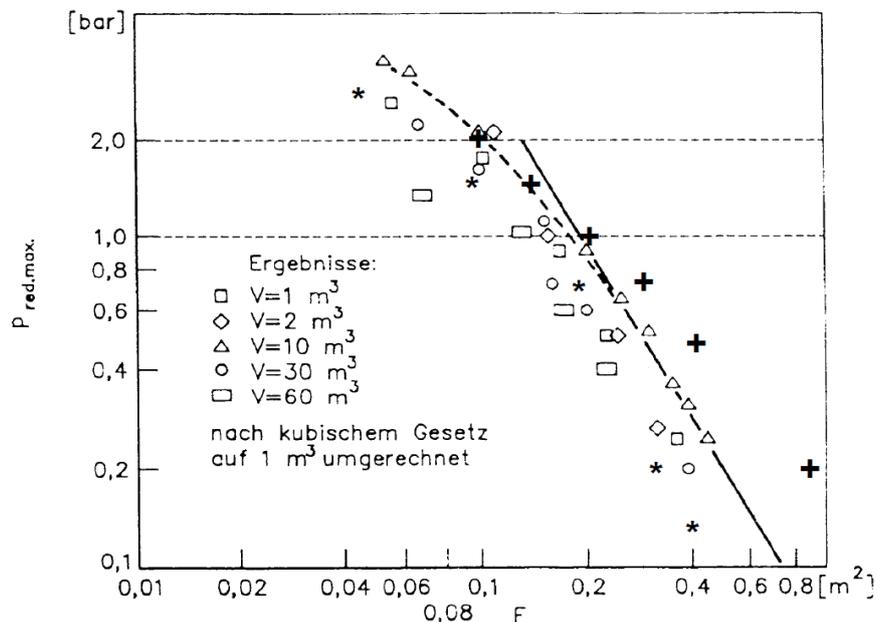


Figure 54 : Mesures originales de Bartknecht (1993) pour la mise au point de l'Équation 84, F est le coefficient $A_v/V^{2/3}$

Dans sa thèse de doctorat, Fakandu (2014) a comparé ces données et avec d'autres mesures ainsi qu'un modèle du guide NFPA68 (cf. paragraphe 4.5.2), pour des essais au méthane et au propane :

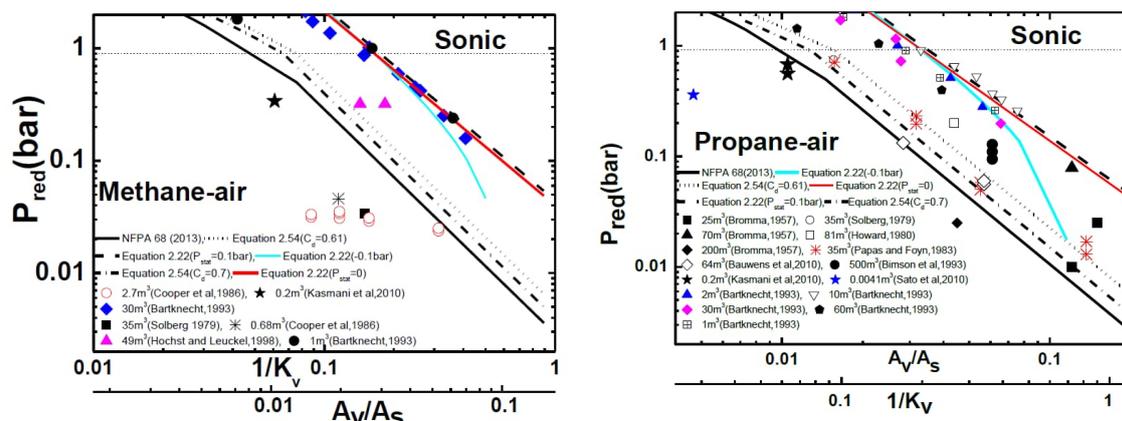


Figure 55 : Mesures originales de Bartknecht (1993) pour la mise au point de l'Équation 84, $F = A_v V^{2/3}$. Les lignes en rouge et en bleu correspondent au modèle de Bartknecht, sous l'hypothèse $P_{stat} = 0$ pour la ligne bleue et 0.1 bar pour la ligne rouge. La ligne solide noire est le modèle NFPA68 (2012), tandis que les points sont des données expérimentales

On constate que le modèle de Bartknecht est très largement majorant pour la plupart des cas et ne correspond finalement vraiment qu'aux données de Bartknecht. Dans la publication de Bartknecht des photographies du montage expérimental indiquent que les événements de la cuve s'ouvraient à proximité du sol. Selon Fakandu (2018) qui a reproduit des essais dans des conditions et avec des résultats similaires, cela produit un effet Coandă avec le jet de flamme qui se « colle » au sol, génère de la turbulence et conduit à l'augmentation de la Pred.

Par ailleurs, cette formule repose largement sur le coefficient K_g , le plus souvent mesuré en sphère de 20 l alors que l'application de la formule se fait en général sur des enceintes à l'échelle industrielle dont les volumes se comptent en m^3 . Pour rappel, le K_g est une mesure standardisée de la vitesse maximale de montée en pression d'un gaz lors de sa déflagration dans des conditions opératoires spécifiques, fixées, qui fournit une mesure reproductible et différenciante de la sévérité d'explosion du gaz testé. Le lien entre cette mesure et les conditions pratiques est relativement empirique car on suppose de manière générale que le K_g est proportionnel à la vitesse de combustion et puis on applique la théorie des flammes sur les cas pratiques pour établir des corrélations, des groupements de paramètres. Or plusieurs études (Lunn, 2003, Kasmani, 2006, 2010) ont mis en évidence expérimentalement une augmentation de la valeur maximale de vitesse de montée en pression avec le volume, en particulier pour les gaz les plus réactifs, comme l'hydrogène (Fakandu, 2014). Au final, dans ce cas c'est le contraire qu'on observe : la formule sous-estime les effets des explosions d'hydrogène. Des observations similaires, encore non publiées ont été faites à l'INERIS. Une formule se basant sur le paramètre S_u , la vitesse fondamentale des flammes, comme c'est le cas dans le guide NFPA68 (2017) serait donc plus adaptée dans cette situation.

A l'heure actuelle en Europe, les résultats de Bartknecht restent à la base des normes de dimensionnement d'évent pour les explosions de gaz (EN 14994) et s'ils conduisent dans la plupart des situations (en dehors du cas de l'hydrogène) à une surestimation flagrante de P_{red} ou à une exigence de surfaces d'évents plus grandes que nécessaire, cette sur-prédiction peut être considérée comme une marge de sécurité.

Quelques résultats obtenus avec les formules de la norme EN14491, sur des essais sélectionnés aléatoirement sont comparés à ceux d'autres modèles au paragraphe 4.5.5.3.

4.5.2 Le modèle du guide NFPA68 (2017)

Le guide de la National Fire Protection Association (NFPA) sur la protection contre les déflagrations, NFPA 68, fournit des modèles de dimensionnement d'événements pour les explosions de mélanges gazeux. Cette norme est régulièrement mise à jour et le modèle peut changer radicalement d'une version à l'autre. Ici, seul le dernier est considéré (2017). Comme pour la norme Européenne, ce guide propose des formules pour estimer une surface d'événement A_v à partir d'une la pression interne maximale acceptable P_{red} , dans/ une enceinte équipée d'un événement. Deux formules sont proposées, suivant le niveau de la surpression P_{red} attendue :

Si la surpression réduite P_{red} est inférieure à 0,5 bar la formule est :

$$A_v = \frac{S_{lad} \rho_u \lambda}{2 G_u C_d} \left[\left(\frac{P_{max} + 1}{P_0 + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma_b}} - 1 \right] (P_0 + 1)^{\frac{1}{2}} \frac{A_s}{P_{red}^{1/2}} \quad \text{Équation 85}$$

dans le cas contraire, on utilise :

$$A_v = A_s \frac{\left[1 - \left(\frac{P_{red} + 1}{P_{max} + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma_b}} \right]}{\left[\left(\frac{P_{red} + 1}{P_{max} + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma_b}} - \left(\frac{P_{stat} + 1}{P_0 + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma_b}} - 1 \right]} \frac{S_{lad} \rho_u \lambda}{2 G_u C_d} \quad \text{Équation 86}$$

avec:

- As la surface interne de l'enceinte
- P_0 la pression en bar avant l'inflammation,
- S_{lad} la Vitesse lumineuse de flamme
- ρ_u la masse volumique des gaz frais
- G_u le débit massique de fuite des produits frais, par unité de surface ($G_u = 230.1 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
- λ un coefficient de plissement de flamme dû à la turbulence et aux instabilités
- γ_b le rapport des chaleurs spécifique des gaz brûlés (de l'ordre de 1,1-1,2)
- C_d un coefficient de décharge (égale à 0,8)

La mise en œuvre de ces formules s'appuie sur la définition d'un coefficient λ de plissement de flamme dont le calcul est complexe et repose sur d'autres considérations empiriques. Pour plus d'informations sur ce point, on peut se référer aux travaux de Rodgers et Zalosh (2013).

Ces relations faisant intervenir la vitesse laminaire de flamme semblent plus proche de la physique réelle de l'explosion que la formule choisie dans la norme Européenne EN14994 qui repose sur le terme K_g qui correspond à des conditions spécifiques d'écoulement et d'environnement. Néanmoins il s'agit également d'un outil mis au point pour fournir des estimations conservatives pour des applications de sécurité industrielle. En pratique cette méthode fournit des résultats qui restent généralement proches de ceux obtenus avec le modèle de Bartknecht. Zalosh (2008) puis Rodgers et Zalosh (2013), ont examiné les performances des modèles du guide NFPA en les comparant à des essais mais aussi des résultats de calculs réalisés avec des codes phénoménologiques et CFD. Ils ont conclu que dans la large majorité des cas tests avec des grandes enceintes et sans obstacles, ces formules prédisent des surfaces d'événement égales ou supérieures à celles de l'expérience. Les formules du guide NFPA sont selon eux, également performantes dans un grand nombre de cas lorsque de larges obstacles sont présents mais elles échouent à prédire des surfaces d'événement correctes lorsque les obstacles sont petits et nombreux tels que dans un réseau de canalisations. A titre illustratif, quelques résultats obtenus avec ces formules sur des essais sélectionnés aléatoirement sont comparés à ceux d'autres modèles au paragraphe 4.5.5.3.

4.5.3 Les modèles de Molkov

La formule de Bartknecht n'est pas adaptée pour les milieux turbulents ou lorsque la P_{stat} de l'événement est faible (inférieure à 100 mbar).

Les modèles de Molkov constituent une illustration de la complexité que peuvent prendre les modèles empiriques. Molkov (1999) a publié, une série de modèles tenant compte de divers modes de plissement de la flamme lors de l'explosion.

Cet aspect est abordé à l'aide des nombres de Bradley (Bradley et Mitcheson, 1978) laminaire (Br) et turbulent (Br_t). Le nombre turbulent de Bradley dépend du degré d'interaction (DOI) entre le flux des gaz non brûlé à travers l'événement, créant de la turbulence, et l'explosion interne. Un certain nombre de paramètres annexes doivent être ajustés en fonction des données expérimentales existantes. Comme le nombre de données a augmenté au fil du temps, diverses versions de ce modèle ont été proposées (1999, 2001, 2008). Les corrélations sont données dans le tableau suivant :

Nombre de Bradley	$Br = \frac{A_v}{V^{2/3}} \cdot \frac{c}{S_{lad}(E-1)}$	Équation 87
Degré d'interaction (DOI)	$DOI = \alpha \left[\frac{(1 + eV^g)(1 + 0.5Br^\beta)}{1 + \pi_v} \right]^\delta P_0^\omega$	Équation 88
Nombre de Bradley turbulent	$Br_t = \frac{\sqrt{E/\gamma}}{\sqrt[3]{36\pi}} \frac{Br}{DOI}$	Équation 89
Modèle de Molkov de 1999	$P_{red} = Br_t^{-2.4} \quad (Si \ Br_t > 1; \ P_{red} < 1)$ $P_{red} = 7 - 6 * Br_t^{0.5} \quad (Si \ Br_t < 1; \ P_{red} > 1)$	Équation 90
Modèle de Molkov de 2001	$\frac{P_{red}}{P_v^{2.5}} = 5.65 * Br_t^{-2.5} \quad (Si \ Br_t > 2; \ \frac{P_{red}}{P_v^{2.5}} < 1)$	Équation 91
Modèle de Molkov de 2008	$\frac{P_{red}}{P_v^{2.5}} = 7.9 - 5.8 * Br_t^{0.25} \quad (Si \ Br_t < 2; \ \frac{P_{red}}{P_v^{2.5}} > 1)$	Équation 92

Tableau 4 : Définition des nombres de Bradley (Br et Br_t), du DOI et modèles de Molkov de 1999, 2001 et 2008

avec E le taux d'expansion, S_{lad} , la vitesse laminaire de flamme, γ le rapport des chaleurs spécifique des gaz frais, c la vitesse du son dans les gaz frais, P_0 la pression initiale du mélange et $P_v = (P_{stat} + P_0) / P_0$, une pression statique d'ouverture de l'événement adimensionnée. Les paramètres annexes pour le calcul du DOI varient avec le modèle :

Modèle:	1999	2001	2008
α	0.9	1	1
β	1	0.8	0.8
δ	0.37	0.4	0.4
e	10	10	2
g	0.33	0.33	0.94
ω	0	0.6	0

Tableau 5 : Paramètres annexes pour le calcul du DOI

Si, dans une certaine mesure, les instabilités et la turbulence des flammes sont incorporées dans ces corrélations, leur prise en compte se fait de manière entièrement empirique.

En 2013, puis 2014, Molkov a proposé pour le gaz hydrogène, une nouvelle façon d'estimer le DOI en fonction des résultats de calculs CFD sous l'hypothèse de modélisation des grandes tourbillons (LES). Ce modèle serait a priori moins empirique et plus général. Le numéro DOI est maintenant défini comme un produit de facteurs de plissement des flammes Σ :

$$DOI = \Sigma_K * \Sigma_{LP} * \Sigma_{FR} * \Sigma_{u'} * \Sigma_{AR} * \Sigma_O \quad \text{Équation 93}$$

Σ_K est le plissement de flamme dû aux instabilités de Landau-Darrieus, obtenu par :

$$\Sigma_K = 1 + \left(0.75 \cdot \frac{E-1}{\sqrt{3}} - 1\right) * \left[1 - \exp\left(-\frac{R}{R_0}\right)\right] \quad \text{Équation 94}$$

avec R le rayon de la flamme et R_0 un rayon critique qui dépend de la concentration volumique en gaz hydrogène :

X_{H_2} (vol.)	R_0
4%-29.5%	$4.3478 * X - 0.2826$
29.5%-75%	1

Tableau 6 : Paramètres annexes pour le calcul du DOI pour l'hydrogène

Σ_{LP} est le facteur de plissement dû à la déformation de la flamme vers l'évent ouvert

$$\Sigma_{LP} = 1 + \frac{(\Sigma_{LP}^{max} - 1) * 2R}{R_0} \quad \text{Équation 95}$$

$$\Sigma_{LP}^{max} = 6.353 * X_{H_2}^2 (\%) - 7.525 * X_{H_2} (\%) + 3.002 \quad \text{Équation 96}$$

Σ_{FR} est le facteur de plissement dû à la croissance des fractales liées aux instabilités de Rayleigh-Taylor :

$$\Sigma_{FR} = \left(\frac{R}{R_0}\right)^{0.33} \quad \text{Équation 97}$$

Σ_{AR} est le facteur de plissement dû à la forme de l'enceinte

$$\Sigma_{AR} = \frac{A_{EW}}{A_S} \quad \text{Équation 98}$$

avec A_{EW} la surface interne et A_S la surface de la sphère inscrite dans l'enceinte.

Σ_O est le facteur de plissement dû aux obstacles, il vaut 1 en l'absence d'obstacles entre la flamme et l'évent et 3,5 sinon.

Enfin $\Sigma_{u'}$ est le facteur de plissement dû à la turbulence initiale dans l'enceinte, il est fonction de la vitesse laminaire de flamme S_{lad} :

$$\frac{1}{X} = S_{lad} * \Sigma_K * \Sigma_{LP} * \Sigma_{FR} * \Sigma_{AR} * \Sigma_O \quad \text{Équation 99}$$

Si $u' = 1$ m/s alors :

$$\Sigma_{u'} = -4.420 * 10^{-3} * X^2 + 6.859 * 10^{-1} * X + 8.833 * 10^{-1} \quad \text{Équation 100}$$

Si $u' = 0.1$ m/s alors : Équation 101

$$\Sigma_{u'} = 1.321 * 10^{-3} * X^2 + 2.291 * 10^{-2} * X + 9.937 * 10^{-1}$$

Si $\Sigma_{u'}$ est plus grand que 1 alors tous les autres facteurs de plissement sont pris égaux à 1. Avec la nouvelle définition du DOI, de nouvelles corrélations ont été proposées, les plus récentes sont pour :

- Celles qui donnent un meilleur accord avec l'expérience :

$$P_{red} = 0.23 * Br_t^{-1.06} \quad \text{Équation 102}$$

- et pour une forme plus conservative :

$$P_{red} = 0.91 * Br_t^{-1.06} \quad \text{Équation 103}$$

Rocourt (2013) puis Jallais et Kudriakov (2013) ont étudié l'efficacité de ces modèles sur des cas réels. Ils ont conclu que le modèle de 1999 donnait de meilleurs résultats que ceux de 2001 et 2008. Plus récemment Duclos (2019) a comparé le modèle de 1999 avec ceux de 2013 et 2014 à des essais réalisés à l'INERIS et d'autres publiés dans la littérature scientifique, pour conclure une meilleure efficacité des modèles de 1999 et 2014. Un résultat est donné à titre illustratif dans la Figure 56 :

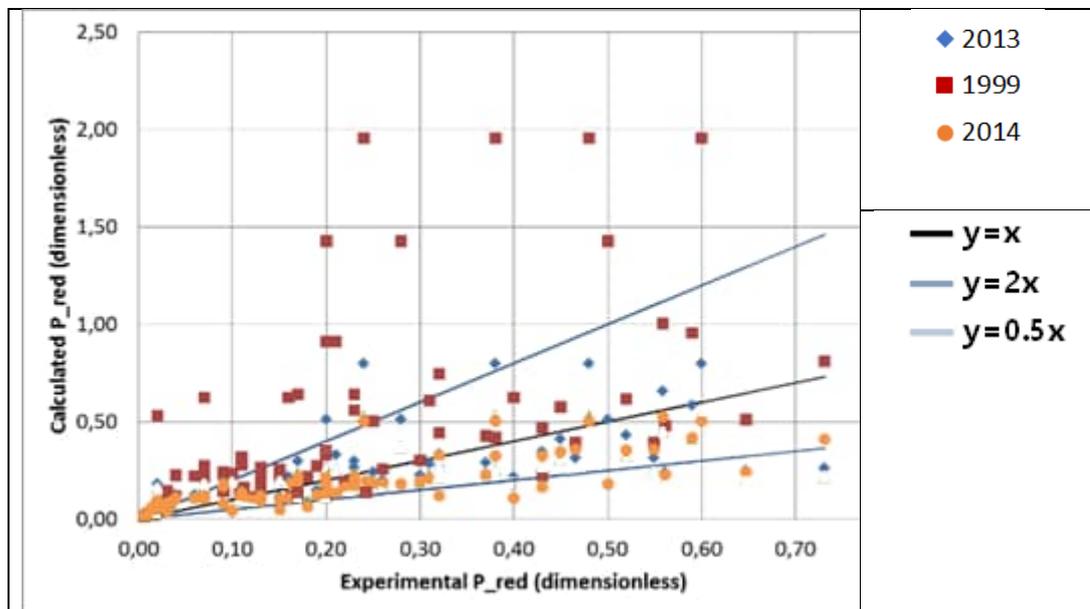


Figure 56 : Comparaison des prédictions des modèles de Molkov avec des données d'essais publiées (Duclos, 2019)

4.5.4 Modèle de Bauwens

Bauwens (2012) a proposé des formules pour estimer plusieurs pics de pression majeurs P identifiés dans les expériences. On rappelle le graphique général du signal de pression lors de l'explosion proposé par Cooper (1986) :

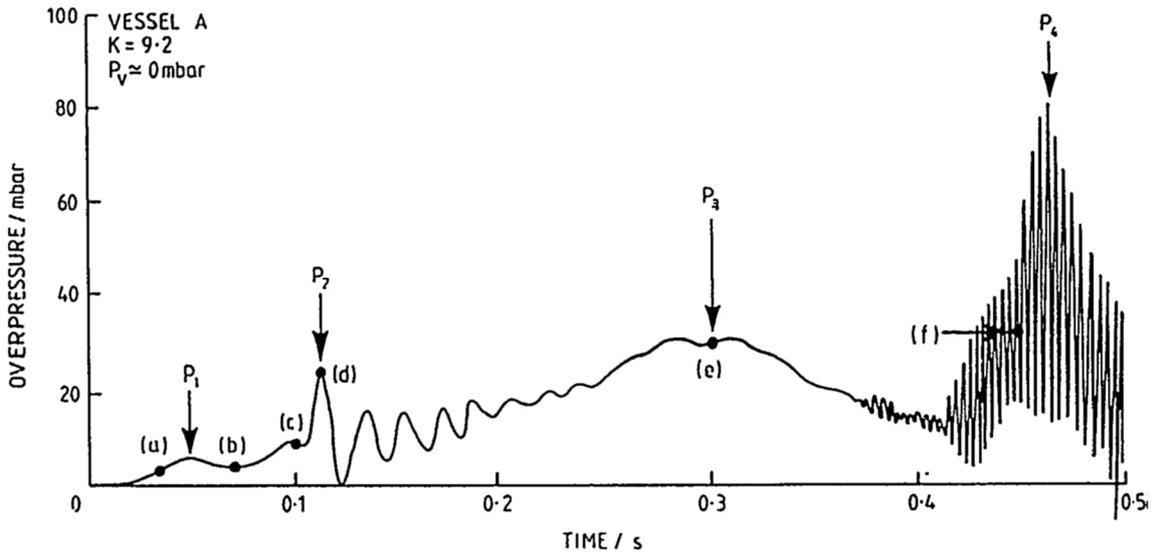


Figure 57 : Signal expérimental et analyse de Cooper, 1986

Le modèle de Bauwens vise à déterminer :

- le maximum « P₂ » lorsque l'explosion externe se produit
- le point P₃, correspondant à la surface maximale de flamme, obtenue suite à l'interaction de la flamme avec l'explosion externe (on rappelle que dans le cas général, P₂ > P₃ ; cf. paragraphe 3.5.2.2).
- le pic P₄ correspondant à la résonance acoustique

Une unique expression est utilisée pour l'estimation de ces 3 pics :

$$\frac{P_i}{P_0} = \frac{P_e}{P_0} \left(1 - \frac{\left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}}{(A_v^*)^2} \right)^{-1} \quad \text{Équation 104}$$

avec

$$A_v^* = C_D \cdot \left(\frac{R \cdot T_v \cdot \gamma \cdot (\gamma + 1)}{2 M_v} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{a_{cd} \cdot A_v}{S_u \cdot A_f \cdot (E - 1)} \quad \text{Équation 105}$$

Avec :

- P_i la pression du pic i,
- A la surface d'évent,
- A_f et S_u des paramètres spécifiques de surface et vitesse de flamme, calculés plus loin dans le modèle.
- les indices 0, e, f et v correspondant respectivement aux conditions ambiantes, externes, de flamme et d'évent.
- E le taux d'expansion,
- γ le rapport des chaleurs spécifiques,
- C_d, le coefficient de décharge de l'évent (en général voisin de 0,6)
- R la constante universelle des gaz (8,314 J/kg/mol),
- a_{cd} est la vitesse du son des gaz évacués par l'évent
- T_v la température du gaz évacué
- et M_v la masse molaire du gaz évacué.

La surpression d'explosion externe P_e , est déterminée par

$$\frac{P_e}{P_0} - 1 = \frac{20 \cdot \gamma_r \cdot (E - 1) \cdot E \cdot S_u \cdot R_e \cdot \sqrt{k_T a}}{a_0^2} \quad \text{Équation 106}$$

où R_e est le rayon du nuage externe au moment où il est atteint par la flamme, k_T est un coefficient d'ajustement (cf. Tableau 8), a_0 la vitesse du son dans l'air, γ_r le rapport des chaleurs spécifiques des réactifs et a est défini par :

$$a = \frac{2 \cdot (E - 1) \cdot E \cdot S_u^2 \cdot A_f}{\sqrt{A_v} \cdot A_v} \cdot \left(\sqrt{\frac{E \cdot \gamma_p \cdot (\gamma_p - 1)}{\gamma_r \cdot (\gamma_r - 1)}} - 1 \right) \quad \text{Équation 107}$$

avec γ_p le rapport des chaleurs spécifiques des produits brûlés.

Les différentes valeurs de P_i sont estimées en sélectionnant les bonnes valeurs pour la surface de flamme A_f et la vitesse de flamme S_u , suivant les équations du Tableau 7 (sous l'hypothèse d'inflammation au niveau du mur opposé à l'événement, les valeurs de A_f peuvent différer dans les autres cas) :

Pic de pression	A_f	S_u
P2	$A_{f(P1-BW)} \sim 2\pi \left[\frac{L^p h^p + L^p w^p + w^p h^p}{3} \right]^{\frac{1}{p}}$	$S_u \sim \frac{0.9}{Le} S_{lad}$
P3	$\frac{A_{f_{obst}}}{A_f} = \left(1 + \frac{4}{3} \sigma^{1-\alpha} (BR)^{\frac{1}{2}} N^\alpha \right)^2$	$S_u \sim \frac{0.9}{Le} S_{lad}$
P4	$A_{f(P2)} = 0.9 (A_{cw} - 0.9 (A_{BW} - A_v))$	$S_u \sim \Sigma_A S_{lad}$

Tableau 7 : Calcul de A_f et S_u pour le calcul des différents pics P_i .

où

- $p = 1.6075$ et $\alpha = 0.63$
- L est le double de la longueur de l'enceinte, w sa largeur et h sa hauteur.
- A_{cw} est la surface interne de l'enceinte,
- BR est un taux de blocage moyen
- N le nombre moyen d'obstacles sur la trajectoire de la flamme.
- Le est le nombre de Lewis.
- Σ_A est une constante de plissement de flamme (cf. Tableau 8)

Etude	k_T	Σ_A
Bauwens (2012)	3.21	3.2
ICHS 2013 n°135	9.26	1
ICHS 2013 n°176	10.78	3.17
DIMITRHY benchmark Air Liquide (Jallais, 2013)	9.26	3.28
DIMITRHY benchmark CEA (Jallais, 2013)	12.2	3.7

Tableau 8 : Paramètres k_T et Σ_A tirés d'essais de différentes études

Un avantage reconnu du modèle Bauwens est que la physique est mieux représentée que dans les modèles de Molkov. Cependant, Jallais et Kudriakov (2013) ont montré qu'en présence d'obstacles, certaines prédictions du modèle ne sont pas conservatives avec une surestimation constatée d'un facteur 2 sur les mesures expérimentales de Daubech (2013). Ce modèle est aussi mal adapté aux petites enceintes où il tend à estimer des surpressions proches de la surpression adiabatique maximale (10 b) ce qui est irréaliste.

Duclos (2019) a comparé les performances de ce modèle avec celles du modèle de Molkov dans sa version la plus récente (2014) :

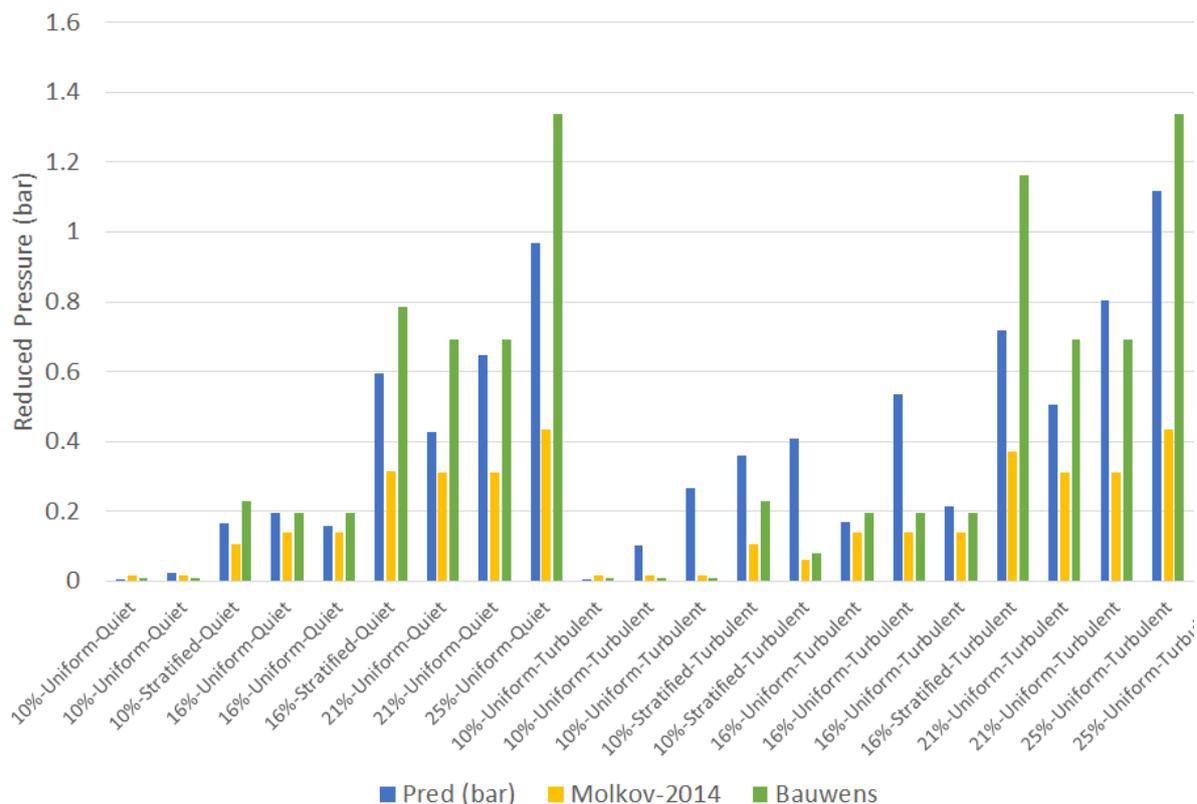


Figure 58 : Comparaison des prédictions des modèles de Molkov (2014) et Bauwens (2012) avec des données d'essais publiées (Duclos, 2019). Explosions H₂-air dans des enceintes équipées d'événements, les étiquettes du bas résument la concentration volumique en H₂ et le degré de turbulence

Les informations sur les conditions d'essais sont répertoriées dans les travaux de Duclos (2019). A ce stade on retiendra que le modèle de Molkov sous-estime parfois considérablement les effets de surpression. Le modèle de Bauwens est clairement le plus adapté en particulier pour les mélanges pauvres (moins de 20% H₂ vol.). Parfois, ce modèle aussi sous-estime largement les effets de l'explosion en particulier pour certains essais réalisés avec une turbulence plus forte,

4.5.5 Exemple d'utilisation d'un réseau de neurones

4.5.5.1 Description

Il apparaît que la description des phénomènes en jeu est d'une grande complexité malgré une situation de référence choisie pour être relativement simple (une explosion de gaz dans une enceinte équipée d'un événement d'explosion). Une large gamme de modèles est proposée dans la littérature scientifique et cette situation de référence fait encore l'objet de recherches approfondies. L'INERIS s'est penché sur une nouvelle approche qu'on rapprochera des outils empiriques. Elle repose sur l'utilisation d'un réseau de neurones artificiels (ANN). Des technologies automobiles à la prévision financière ou encore la modélisation du climat, les algorithmes basés sur l'IA émergent progressivement dans tous les domaines scientifiques. Ils fournissent des estimations ou des classifications rapides avec une précision souvent acceptable. Surtout, ils promettent une capacité extrême à effectuer des régressions sur pratiquement n'importe quel jeu de données (Karpathy, 2015). C'est cette capacité que nous avons souhaité tester ici.

On choisit un réseau de type MPL (Multi Layer Perceptron) qui se compose de plusieurs séries de couches de neurones artificiels, densément connectées. Cette architecture de réseau de neurones est choisie car elle est particulièrement bien adaptée aux problèmes de régression (Cybenko, 1989). Un neurone artificiel peut être vu comme une combinaison linéaire qui prend en entrée plusieurs valeurs et ne retourne qu'un nombre. Son utilisation comme calculateur requiert une phase d'entraînement qui consiste à donner au neurone des données d'entrée et la sortie correspondante. Le neurone doit alors ajuster les coefficients internes pour obtenir la bonne valeur de sortie. L'apprentissage se fait au niveau du réseau entier, avec un grand nombre de couples données d'entrée-résultat. L'utilisation du réseau pour faire des prédictions ne requiert que les données d'entrée, sur le même formatage que pour l'entraînement, et dans cette architecture MPL, il n'y a plus d'ajustement pendant cette phase dite de prédiction. Ici c'est le paradigme de la modélisation qui est changé : on ne s'intéresse plus à l'obtention d'un modèle ou la description de phénomène physique mais on cherche une régression mathématique avancée, qui fait globalement abstraction des lois de la physique.

4.5.5.2 Fonctionnement

On se base pour référence sur des travaux publiés dans la littérature scientifique et des données d'essais INERIS. Les données expérimentales des travaux publiés par Bauwens (2011; 2012 et 2014); Chao et coll. (2011); Daubech J. (2011); Fakandu (2013); Kumar (1989; 2006 et 2009); Liang (2017); Pasman (1974); Skjold (2019); Sun (2018); Wang (2018) et Yao (1974) représentent 202 tests auxquels s'ajoutent 60 essais réalisés à l'INERIS. On exclut d'emblée, et de manière aléatoire 26 essais (soit 10 %) des résultats de notre base de données, qui serviront à évaluer les capacités prédictives du réseau de neurones entraîné.

Un extrait de la base de données est présenté dans les deux tableaux suivants :

Essai #	Auteur	Année	Combustible	%vol	L (m)	W (m)	H (m)
2	Bauwens	2011	Hydrogen	16.5	4.6	4.6	3
69	Daubech	2011	Hydrogen	14	5.5	1.6	1.6
102	Kumar	1989	Hydrogen	10	1.18	1.18	1.18
155	Liang	2017	Hydrogen	6.2	4.5	4	3
171	Skjold	2018	Hydrogen	15	5.867	2.352	2.385
197	Wang	2018	Hydrogen	34	1.8	1	0.55

Tableau 9 : Essais sélectionnés aléatoirement dans la base de données, partie gauche

Test #	V (m ³)	Forme	Av (m ²)	Ignition	P _{stat} (bar)	u' (m/s)	P _{red} (bar)
2	63.7	Rect.	5.4	Centre	0.005	0.1	0.03
69	10.5	Cyl.	2	Fond	0.005	0	0.03
102	6.85	Sphère	0.0491	Centre	0.1	0	0.9
155	57	Rect.	0.55	Centre	0.01	1	0.05
171	33	Rect.	5.56	Fond	0.005	0	0.03
197	1	Rect.	0.2	Centre	0.005	0	0.95

Tableau 10 : Essais sélectionnés aléatoirement dans la base de données, partie droite. (Rect. : forme parallélépipédique ; Cyl. : forme cylindrique ; « Fond » signifie une inflammation au fond de l'enceinte, à l'opposé de l'évent ; u' est la vitesse turbulente juste avant l'inflammation)

Au total, la base de données contient les résultats :

- de 22 études différentes de 12 auteurs entre 1974 et 2019,
- d'essais réalisés dans 18 volumes différents :
 - allant de 10 l à 120 m³,
 - de formes parallélépipédiques, cylindriques ou sphériques,
 - avec des événements de pression statique d'ouverture P_{stat} jusqu'à 300 mbar mais avec une grande majorité (259 sur 268) sous 100 mbar, dont 200 essais avec P_{stat} sous 20 mbar.
- d'essais réalisés principalement avec l'hydrogène (180) et le méthane (60), mais comprenant également des tests au propane (9) et à l'éthylène (19),
- principalement dans les fluides au repos puisque 185 tests sur 168 ont été réalisés avec une vitesse turbulente u' inférieure à 0,1 m / s
- avec une P_{red} enregistré jusqu'à 2 bar mais près de 60% des tests dans la plage 0-200 mbar (et 90% des tests en dessous de 1 bar).

Si les données sont regroupées par étude (auteur et année), par combustible et par volume de l'enceinte, 30 groupes de données indépendants peuvent être formés.

Divers paramètres sont utilisés comme données d'entrée, tels que le type de gaz, la concentration, la vitesse de turbulence u' avant l'allumage, le taux d'expansion du mélange, les dimensions de l'enceinte ou de l'événement. Les données sélectionnées se composent uniquement de variables qui concernent directement la configuration du test et auxquelles il est possible d'accéder avant d'effectuer l'essai d'événement d'explosion dans une configuration donnée. Elles n'incluent pas en particulier de données issues de la littérature scientifique ou d'une modélisation annexe comme la vitesse de flamme S_{lad} ou S_t , ni de taux d'expansion E . On utilise un classement catégorique pour les données textuelles telles que le gaz utilisé (c'est-à-dire qu'on a une colonne par gaz qui vaut 1 ou 0 suivant que c'est le gaz utilisé ou non). Le réseau de neurones est utilisé pour estimer la pression d'explosion réduite P_{red} .

Avant d'entraîner le réseau de neurones, on a augmenté le volume de la base de données (qui n'inclut pas les 26 tests de vérifications) d'un facteur 10 en se basant sur des méthodes issues du domaine de traitement des images. Il s'agit par exemple de dire que si une variable X peut être erronée à 5 %, un essai avec la donnée d'entrée $1.05 X$ ou $0.95 X$ doit aboutir au même résultat. Cette méthode permet d'augmenter la robustesse du réseau de neurone et est plus classiquement utilisée dans le domaine du traitement des images par réseaux de neurones.

4.5.5.3 Résultats

Pour 26 tests sélectionnés aléatoirement, les prédictions du réseau sont les suivantes :

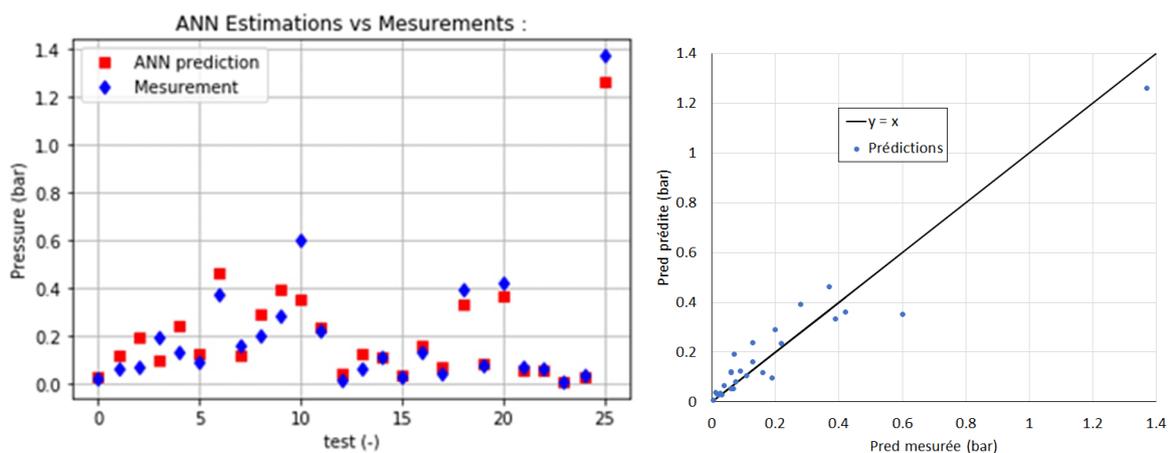


Figure 59 : Comparaison des prédictions du réseau de neurones avec 26 essais sélectionnés aléatoirement dans la base de données

Les prédictions du réseau de neurones sont proches des mesures, avec une erreur moyenne qui n'excède pas 55 mbar et qui au maximum est de 250 mbar. Ces résultats ont été comparés à une méthode empirique et le code EFFEX de l'INERIS (voir paragraphe 4.4.1) se basant sur les modèles présentés au chapitre 1. Le réseau de neurones donne la plus proche estimation⁸ du cas réel dans 19 des 26 cas contre 5 pour l'outil phénoménologique et 2 pour l'outil empirique.

Parmi ces 26 tests sélectionnés aléatoirement, seuls 13 sont suffisamment documentés pour pouvoir estimer la surpression P_{red} avec les formules de la norme EN14994, du guide NFPA68, de Bauwens et de Molkov de 1999 et 2014, ainsi qu'avec le modèle phénoménologique EFFEX :

Test	Auteur	Année	%vol	I	L	D	V (m ³)	Av	u'	S _{lad}	E
A	Bauwens	2011	14.9	0.5	4.6	3,63	63.7	5.4	0.1	0.83	4.6
B	Bauwens	2011	18.1	0.5	4.6	3,63	63.7	5.4	0.1	1.3	5.2
C	Bauwens	2011	19	0.5	4.6	3,63	63.7	5.4	0.1	1.4	5.4
D	Bauwens	2011	18.3	1	4.6	3,63	63.7	5.4	0.1	1.32	5.25
E	Bauwens	2011	19	1	4.6	3,63	63.7	5.4	0.1	1.4	5.4
F	Bauwens	2011	15.1	1	4.6	3,63	63.7	2.7	0.1	0.85	4.6
G	Bauwens	2011	18.3	0.5	4.6	3,63	63.7	5.4	0.1	1.3	5.2
H	Bauwens	2011	18.5	0.5	4.6	3,63	63.7	5.4	0.1	1.35	5.3
I	Daubech	2011	27	1	1.66	0.94	1	0.13	0	2.5	6.6
J	Kumar	2006	11	1	10	3.43	120	0.55	0	0.36	3.65
K	Kumar	2009	10.2	0.5	10	3.43	120	0.55	1	0.27	3.42
L	Kumar	2009	8.8	0.5	10	3.43	120	1.1	1	0.19	3.1
M	Duclos	2019	16	1	2	1.33	4	0.49	0	1	4.8

Tableau 11 : Liste d'essais sélectionnés aléatoirement dans la base de données pour vérifier le fonctionnement du réseau de neurones et pour lesquels suffisamment de données sont disponibles pour estimer la surpression avec les modèles de Bauwens (2012) et de Molkov (1999, 2014). I fait référence au point d'inflammation : il vaut 0,5 si l'inflammation a lieu au centre de l'enceinte et 1 si elle est effectuée au fond à l'opposé de l'événement. Unités S.I.

Le Tableau 12 présente les résultats des calculs avec les différents modèles :

TEST	Pred	ANN	EN14994	NFPA68	Bauwens	Molkov - 1999	Molkov 2014	EFFEX
A	20	30	765	365	40	65	35	95
B	60	120	765	425	170	180	100	200
C	70	120	765	440	235	230	135	235
D	130	140	765	425	80	190	110	205
E	190	95	765	775	100	230	135	235
F	130	240	2510	945	30	205	90	200
G	90	125	765	425	180	190	110	200
H	90	115	765	430	195	200	115	215
I	1440	1310	3970	1965	3265	1675	485	4340

⁸ qui dans un contexte de sécurité industrielle n'est pas la meilleure estimation, car elle n'est pas nécessairement conservative.

TEST	Pred	ANN	EN14994	NFPA68	Bauwens	Molkov - 1999	Molkov 2014	EFFEX
J	280	395	835	5850	100	1515	255	1010
K	590	630	835	5135	180	1270	190	965
L	220	235	420	1995	30	320	45	230
M	195	575	1335	535	195	370	140	270

Tableau 12 : Mesure expérimentale et résultats des prédictions ou calculs pour les essais listés dans le Tableau 11. Surpressions en mbar ; ANN = Artificial Neural Network. La meilleure estimation conservative est surlignée en vert. Les sous-estimations des effets sont surlignées en rouge et rouge foncé pour les fortes sous-estimation des effets (plus de 50 % d'écart).

Graphiquement, on peut afficher ces mêmes résultats ainsi :

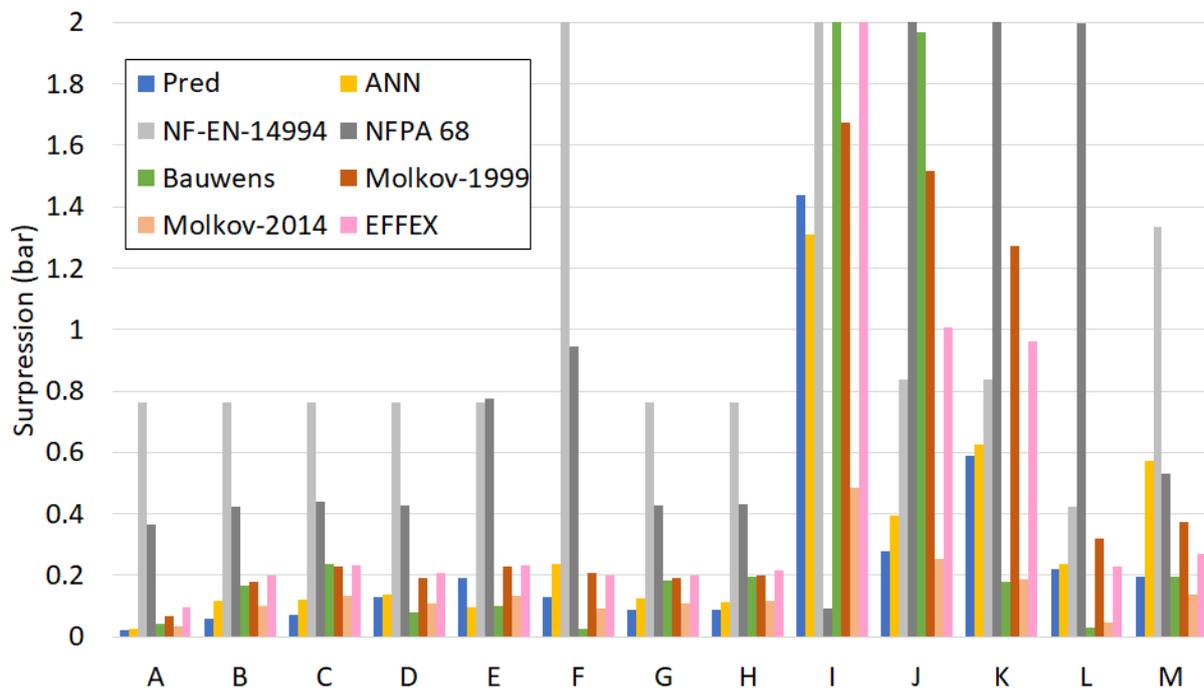


Figure 60 : Comparaison des prédictions du réseau de neurones avec 26 essais sélectionnés aléatoirement dans la base de données, les valeurs au-dessus de 2 bar ne sont pas affichées

La meilleure performance du réseau de neurones est sans équivoque. L'accord est très satisfaisant, en considérant également que le coût de calcul est négligeable (quelques minutes sur un CPU classique), que la mise en place de ce type de code peut se faire aujourd'hui de manière très simple, en programmation visuelle en entrant peu ou pas de lignes de code, et qu'aucun temps n'a été passé à étudier la physique de l'explosion de gaz.

Cependant, si le modèle peut être considéré comme une sorte d'ajustement sur l'ensemble de données, on peut s'attendre à ce que des configurations proches produisent des résultats proches de ceux utilisés pour la régression. L'autre avantage certain est que ce modèle basé sur un réseau de neurone prend implicitement en compte (et pourrait servir à détecter) des inconnues encore inconnues du problème, ce qui a terme pourrait permettre d'améliorer notre compréhension de la physique en jeu.

Au-delà du faible nombre de cas analysés, qui ont à minima le mérite d'avoir été choisis de manière entièrement aléatoire, cette sélection de 10 % des résultats peut aussi ne pas être bien représentative statistiquement de la consistance des données. L'objectif ici était néanmoins d'illustrer le fonctionnement de la méthode plutôt que de chercher les meilleures performances possibles.

4.5.5.4 Limites

La limite principale ici est donc la représentativité de la situation prédite non pas par rapport au modèle du MPL mais par rapport aux données qui ont servi à l'entraîner. Deux problèmes majeurs sont identifiés :

- 1) la capacité extrême de ces outils à faire des régressions,
- 2) l'absence de contraintes physiques sur les prédictions relativement au jeu de données initiales.

Pour étudier le premier de ces 2 problèmes, l'exercice réalisé dans les paragraphes précédents a été reproduit avec une erreur. Les 26 essais de validation sont les mêmes mais cette fois, on a décalé d'une case vers le bas toutes les surpressions du tableau initial (c'est-à-dire la dernière colonne du Tableau 10), la première valeur du tableau a été remplacée arbitrairement par la dernière. Ce décalage « accidentel » de la colonne de sortie pourrait être dû à une erreur de manipulation de l'utilisateur lors du codage. Ensuite on a entraîné le réseau avec les données augmentées corrompues. Le code a donné les résultats suivants :

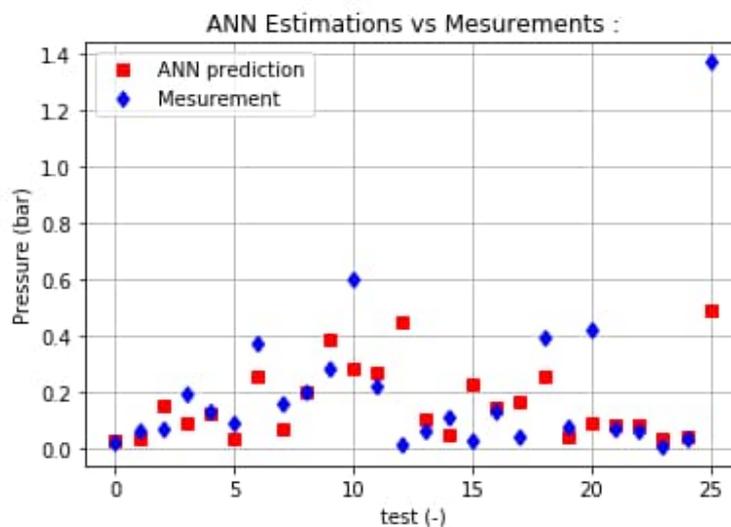


Figure 61 : Comparaison des prédictions du réseau de neurones avec 26 essais sélectionnées aléatoirement dans la base de données

Il y a effectivement plus d'erreurs que dans la Figure 59, mais l'utilisateur non averti pourra trouver ce résultat acceptable. En pratique le réseau parvient à peine plus difficilement à converger et l'utilisateur n'est pas averti des incohérences dans le résultat. Le contrôle de la donnée est donc un enjeu primordial dans ce type d'approche.

Pour le second point, on a cherché à tester avec le réseau correctement entraîné, des lois physiques. Deux configurations, bien représentées dans la base de données ont été choisies :

Comb.	%Vol	L (m)	Dh (m)	V (m ³)	Ignition	Av (m ²)	Pstat (bar)	u' (m/s)
H ₂	19	4.6	3.63	63.7	Centre	5.4	0.005	0.1
CH ₄	10	4.6	3.63	63.7	Centre	5.4	0.005	0.1

Tableau 13 : Deux configurations parmi les plus représentées dans la base de données

A partir de là, on a demandé au réseau entraîné de prédire P_{red} pour des valeurs de concentration volumique en gaz variant de 0 à 80 %. On attend des effets maximums pour une richesse légèrement supérieure à 1 donc autour de 30 % pour l'hydrogène et 10 % pour le méthane. Dans la base de données, les tests au méthane ont été réalisés dans la plage 8-13 % avec une grande majorité des tests autour de 10 %, tandis que ceux avec l'hydrogène dans la plage 5-34 %, avec une grande majorité des tests autour de 20 %.

Le résultat des prédictions est le suivant :

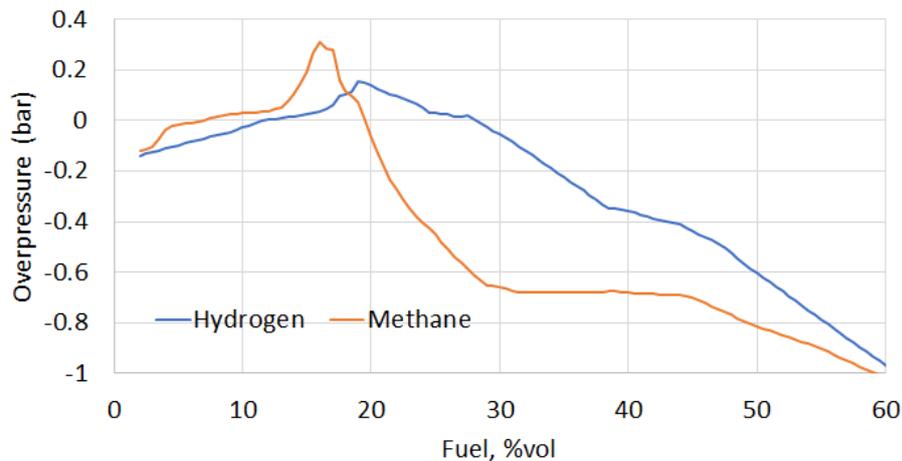


Figure 62 : Prédications du réseau de neurones en faisant varier la concentration en gaz

Il y a plusieurs problèmes, le premier étant que le code fait des assertions physiquement fausses. Par exemple il peut prédire des surpressions maximales inférieures à la surpression d'ouverture de l'événement (de quelques mbar). Les erreurs sont particulièrement marquées hors des zones couvertes par la plage de données. Toutefois dans ce cas ces erreurs marginales sont peu préoccupantes car facilement identifiables. Aussi il existe des moyens de corriger ces aspects particuliers en travaillant sur l'algorithme du réseau de neurones.

Pour l'hydrogène, on constate en plus que le modèle ne donne pas de résultat physique dans la plage de 20 à 35 % malgré l'existence d'essais dans la base de données avec une fraction de volume allant jusqu'à 34 %. Toutefois ces essais n'ont pas été faits sur la cuve de 63,7 m³ étudiée ici. Cela pourrait indiquer une autre faille dans la capacité du réseau à généraliser les prédictions. Ainsi sa plage de validité ne peut pas être définie aussi simplement qu'en regardant le minimum et maximum testé pour chaque variable. La densité des données d'entraînement a donc également une grande importance.

Malgré sa simplicité de mise en œuvre, ce type de calcul est loin d'être trivial et les résultats des simulations faites avec ce type de modèle doivent être examinés avec le plus grand soin. Si le code se veut empirique, l'analyse critique des résultats qu'il produit peut être d'une grande complexité du fait :

- des données : la multiplicité des hypothèses qui peuvent être faites sur les données d'entraînement est une première complexité si par exemple, comme ici, on s'appuie sur des données de sources très différentes, plus ou moins bien documentées, dans lesquelles on choisit un certain nombre de paramètres qui semblent représentatifs, et/ou qu'on y ajoute des hypothèses d'augmentations des données)
- de la structure du réseau : il existe une grande diversité des architectures neuronales possibles : on ne s'est pas focalisé sur ce point car ce n'était pas l'objet de l'étude, mais la construction du réseau repose sur des choix sur le nombre de neurones, de couches de neurones, de critères de minimisation, de convergence, un certain nombre d'itérations ou de paramètres de sortie.
- du choix des sorties : on a choisi la P_{red} ici mais on aurait pu demander aussi bien les 4 pics de pression du modèle de Cooper, un signal de pression ou un paramètre physique comme un terme de vitesse de flamme à utiliser ensuite dans d'autres modèles.

4.6 Modélisation des effets externes

4.6.1 Préambule : les effets thermiques

Les effets thermiques liés aux flammes sont dans le domaine des explosion confinées habituellement considérés comme étant contenu dans le volume de la flamme. Les normes Européennes donnent quelques formules pour estimer les longueurs de flammes devant un événement. On retiendra les ordres de grandeur typiques :

- devant l'événement on peut s'attendre à une boule de feu de diamètre égal à 2 fois la plus grande dimension de l'événement ou 2,8 fois le volume à la puissance $1/3$ (selon la norme EN14491 sur les explosions de poussières).
- dans l'axe de l'événement on peut observer des flammes aussi longues que 10 fois le volume de l'enceinte à la puissance $1/3$.

Pour les explosions confinées, les effets externes sont essentiellement des effets de pression.

4.6.2 Abaques de calcul de l'onde de surpression externe

4.6.2.1 Principe

Comme indiqué au paragraphe 3.9, l'onde de pression émise dans l'air peut être sonique ou supersonique, on parle alors d'onde de choc. En toute rigueur il faut résoudre les équations de Navier-Stokes dans l'air pour décrire leur propagation. La complexité de cette approche la rend difficilement applicable aux situations industrielles. De nombreuses autres méthodes existent pour estimer pour une explosion donnée, les niveaux de pression qu'on peut attendre à différentes distances du centre de l'explosion. Elles reposent sur des principes sensiblement équivalents : dans la plupart des cas on « convertit » les effets locaux de l'explosion en une énergie, qui sert ensuite de donnée d'entrée à des abaques empiriques.

A l'exception de situations spécifiques de réflexions irrégulières, la physique de propagation des ondes de choc dans l'air est bien connue et obéit à des lois plus simples que celles des ondes de pression soniques. Une caractéristique particulièrement intéressante de ces dernières est qu'on peut faire l'hypothèse simplificatrice que leur forme générale ne change pas lors de leur propagation dans l'air. Elles sont aussi plus faciles à produire et à reproduire expérimentalement si bien que les abaques ou bases de données qui fournissent des niveaux de dégâts en fonction du niveau de surpression sont le plus souvent associés à des ondes de choc.

A l'opposé, les ondes de pressions issues des déflagrations dans l'air sont des ondes de pression soniques qui présentent une forme de signal en N qui évolue au cours du temps. Leur modélisation est relativement complexe et peu d'abaques sont disponibles pour les représenter. Par ailleurs ces dernières nécessitent de connaître le profil de l'onde à propager dans l'air. Dans le cas de la méthode Multi-Energy (paragraphe 4.6.2.2) par exemple, on fait des hypothèses sur un indice de violence de l'explosion avant d'étudier la distribution des différents seuils d'intérêt. De plus, dans le cas d'une explosion confinée, on fait souvent l'hypothèse d'une ouverture instantanée d'un événement ou d'une paroi, qui met en contact un milieu pressurisé avec un autre qui ne l'est pas et doit donc conduire à l'émission d'une onde de choc.

Dans le cadre de l'étude des explosions confinées, on s'intéresse donc essentiellement à l'émission d'ondes de choc dans l'air.

4.6.2.2 Méthode Multi-Energy

La méthode Multi-Energie a été proposée par le TNO (van den Berg, 1984) suite aux importantes campagnes d'essais menées dans les années 1970 et 1980, et aux développements des théories des déflagrations gazeuses hémisphériques. Elle est donc a priori bien adaptée pour le cas présent car elle repose sur des explosions de gaz et au niveau du sol (explosion de surface). On retiendra tout de même qu'elle est basée sur des calculs avec un code de type CFD (BLAST, développé par le TNO). Elle prend en compte un certain nombre de 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.

Cependant le confinement dont il est question ici fait référence à un site industriel encombré plutôt qu'une enceinte fermée équipée d'un évent. L'application de la méthode Multi-Energie repose sur la qualification de la violence de l'explosion, par le choix d'un indice de violence, compris entre 1 et 10, correspondant à un niveau maximum de surpression. Enfin, les niveaux maximums et les courbes d'atténuation de la surpression en fonction de la distance sont donnés, pour chaque indice, sur des abaques (*Figure 63*).

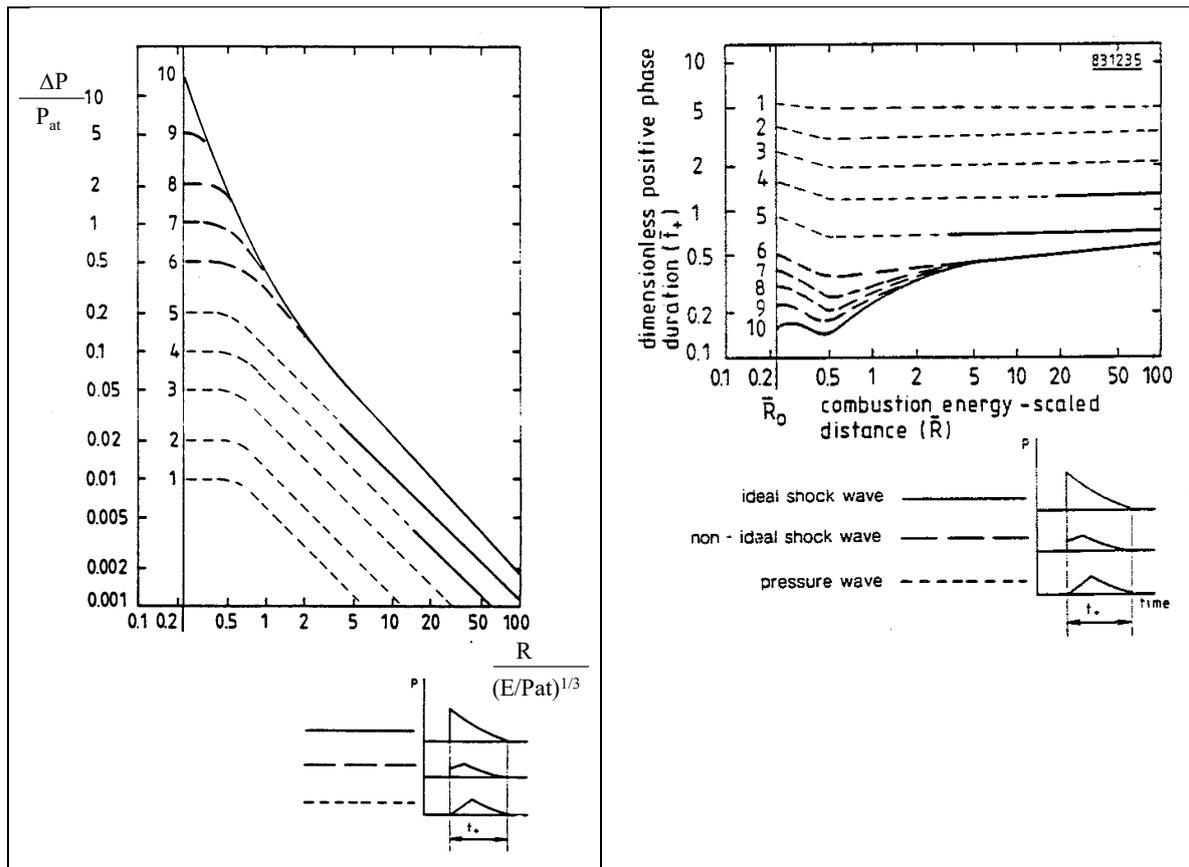


Figure 63 : Abaques de surpression et de durée de la phase positive en fonction de la distance réduite – d'après (van den Berg, 1984)

Une problématique de l'explosion confinée dans une enceinte équipée d'un événement est la difficulté d'attribuer un indice d'explosion réduit pour mettre en œuvre la méthode Multi-Energy. Aucune règle n'ayant été établie pour prendre en compte l'effet de l'ouverture progressive d'un événement, on considère que l'enceinte subit un éclatement et l'indice retenu doit être 10, le plus sévère. Cette hypothèse est majorante, elle aboutit à la modélisation d'un choc se déplaçant dans l'air de manière isotrope. La phénoménologie comme l'expériences indiquent plutôt des propagations d'ondes de pression sonore, donc plutôt selon un indice de 1 à 9. On note que pour les effets réglementaires les indices de 6 à 10 conduisent aux mêmes résultats.

Outre le fait que le modèle de départ soit un explosion de gaz, un autre aspect intéressant de la méthode est que la distance réduite est déduite d'une « énergie de Brode ». L'énergie de Brode est un paramètre permettant d'estimer l'énergie mécanique contenue dans une poche d'air pressurisée avant de se détendre dans l'atmosphère. L'énergie de Brode de l'explosion peut être obtenue par :

$$E = \frac{\Delta P \cdot V}{\gamma - 1} \quad \text{Équation 108}$$

Avec V le volume de l'explosion, ΔP la surpression maximale atteinte et γ le rapport des chaleurs spécifiques des gaz brûlés. Ce modèle est plus pratique dans le cadre de cette étude car V est facilement accessible et ΔP est une variable principale d'intérêt dans le problème de l'explosion confinée.

Par lecture graphique, on détermine ensuite directement la surpression à une distance réduite choisie. On remarque au passage qu'en dessous d'une distance réduite de 0.25, le modèle ne donne pas d'information sur les paramètres de l'onde, il s'agit de la zone de champ proche.

Plus de détails sur la mise en œuvre de la méthode Multi-Energy sont présentés dans le rapport Oméga sur les UVCE.

4.6.3 Prédiction des effets de pression avec la méthode des normes européennes EN14994 ou EN14491

Selon la norme EN14994, les effets de pression et de souffle produits à l'extérieur d'un événement proviennent de pressions produites par l'explosion à l'intérieur de l'enceinte et aussi par l'explosion du nuage de gaz explosif formé à l'extérieur, à proximité de l'événement.

Une formule est proposée pour les explosions de gaz et de poussières pour déterminer les effets externes en fonction de la distance R et de l'angle α :

$$P_{ext} = \frac{1,24 \cdot P_{red} \cdot \left(\sqrt{A_v/R} \right)^{1,35}}{1 + \left(\alpha/56 \right)^2} \quad \text{Équation 109}$$

avec A_v la surface d'événement et P_{red} la pression maximale dans l'enceinte.

Cette formule n'est valable que sous certaines conditions :

- elle s'applique uniquement aux enceintes dépourvues d'éléments favorisant la turbulence,
- de volume compris entre 100 l et 250 m³,
- avec des événements de pression statique d'activation inférieure ou égale à 100 mbar
- pour une constante d'explosivité K inférieure ou égale à 200 bar.m/s
- un rapport longueur sur diamètre de l'enceinte inférieur à 2
- pour les explosions de gaz : une surpression maximale à l'extérieur comprise entre 200 mbar et 1 bar,
- pour les explosions de gaz : un angle entre la ligne de raccordement et la perpendiculaire au centre de l'orifice d'événement de 0 à 180°.

On remarquera une décroissance de pression dans l'axe de l'événement en $1/R^{0,675}$, ce qui après une distance de 1 m est lent par rapport aux vitesses de décroissance classiquement rencontrés dans les problèmes de détente de ondes (habituellement proches de $1/R^{1,5}$). Non seulement les gaz sont déchargés vers la perpendiculaire à l'événement mais ils sont en plus poussés bien plus forts que s'ils étaient simplement détendus de manière isotrope, ce qui induit un effet directionnel. Cette méthode de calcul aboutit dans l'axe de l'événement à des effets parfois supérieurs à ceux prédits avec la méthode Multi Energy.

Pour les explosions de poussière l'équation est la même mais les conditions sont légèrement modifiées :

- l'angle α peut varier seulement de 0 à 90°,
- la pression maximale d'explosion ne doit pas excéder 9 bar,
- la surpression réduite P_{red} doit être comprise entre 100 mbar et 1bar
- la distance R doit être supérieure à la distance R_s égale à un quart de la longueur de flamme hors de l'enceinte.

$$R_s = 0,25 \cdot L_f = 2,5 \cdot V^{1/3} \quad \text{Équation 110}$$

Pour les explosions de poussières, le modèle des effets externes est complété par deux formules (inexistantes dans la norme sur les explosions de gaz EN14994) pour décrire les effets de l'explosion externe :

$$P_{ES,max} = 0,2 \cdot P_{red} \cdot A_v^{0,1} \cdot V^{0,18} \quad \text{Équation 111}$$

$$P_{ES,R} = P_{ES,max} \cdot \left(\frac{R_s}{R} \right)^{1,5} \quad \text{Équation 112}$$

Il est intéressant de noter qu'il est admis dans cette formule que l'explosion secondaire génère des effets isotropes dans l'air, ce qui n'est pas le cas de la décharge des gaz par l'événement.

Par ailleurs on peut retenir que selon ce modèle :

- de manière générale, ce modèle pour les explosions de poussières indique que la surpression générée hors de l'enceinte au cours de l'explosion secondaire est inférieure à la surpression interne P_{red} . L'absence de limite sur la valeur minimale de R dans l'Équation 109 pour la détente des explosions de gaz, conduit à une zone de surpression plus grande que P_{red} si $R < A_v$ et non réaliste qui tend vers l'infini quand on se rapproche de l'événement.
- l'explosion secondaire modélisée par l'Équation 112 a une décroissance plus rapide que la détente des gaz de l'Équation 109 (décroissance en $1/R^{1,5}$ ou $1/R^{0,675}$)
- pour un taux de ventilation (rapport $A_v/V^{2/3}$) fixé et une P_{red} fixée, augmenter le volume augmente les distances d'effets mais ne change pas l'importance relative de l'explosion secondaire par rapport à la décharge par l'événement.
- pour un volume et rapport d'ouverture (ratio des surfaces d'événement et de la section transversale de l'enceinte) fixés, augmenter la P_{red} accroît les effets externes mais cela est plus marqué sur l'explosion secondaire, qui peut devenir prépondérante (sur les effets externes).
- pour un volume et une P_{red} fixés, augmenter le rapport d'ouverture diminue l'importance de l'explosion secondaire par rapport à celle de la décharge des gaz par l'événement. A l'opposé une faible ouverture peut aboutir à une explosion externe qui a des effets plus forts à l'extérieur que l'explosion interne. Dans les deux cas les distances d'effets externes sont accrues mais l'augmentation est proportionnelle à $A_v^{0,675}$ pour la décharge des gaz et $A_v^{0,1}$ pour l'explosion secondaire.

4.6.4 Le modèle SECEX – module externe

L'outil SECEX décrit au paragraphe 4.4.2 permet de calculer la surpression maximale générée par l'explosion externe. Il est possible de coupler ce résultat avec une loi de détente de la surpression dans l'air et ainsi estimer les effets de l'explosion à différentes distances.

La surpression aérienne ΔP_L à une distance L peut être obtenue à partir de celle-ci en utilisant la loi acoustique sous la forme

$$\Delta P_L = \Delta P_{max} * \frac{r_f}{L} \quad \text{Équation 113}$$

où r_f est le rayon externe de la boule de feu dont l'ordre de grandeur est en général voisin du double du diamètre de l'événement.

Il est assez difficile de trouver dans la littérature des informations uniformisées sur un grand nombre d'essais sur les surpressions externes engendrées par les explosions confinées. Pour cette raison cette dernière partie du modèle a essentiellement été comparée à des résultats de l'INERIS plutôt qu'à des mesures publiées par d'autres laboratoires.

Pour le cas de l'enceinte de 4 m³, on avait 4 capteurs de pression externe (cf. paragraphe 4.3.3) :

- L1 et L2 qui sont placés dans l'axe de l'événement à 2 puis 5 m de l'événement.
- Au niveau de L1 mais à la perpendiculaire de la ligne L1-L2, les capteurs L3 et L4 à 2 puis 5 m de L1.

Les résultats sont les suivants :

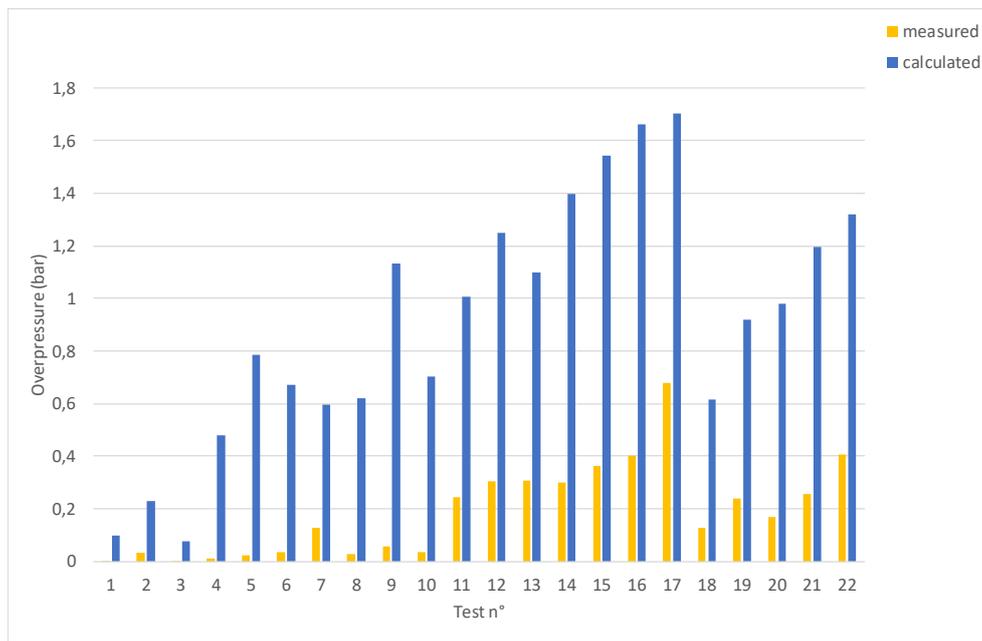


Figure 64 : Prédiction de la surpression externe comparée avec des essais réalisés à l'INERIS (Duclos, 2019), au niveau du capteur L1 situé à 2 m dans l'axe de l'événement

De toute évidence à ce niveau, la pression dans la boule de feu est fortement surestimée. Ceci peut être dû à l'approximation acoustique lorsque la vitesse de la flamme est importante.

Sur les autres capteurs, le résultat est meilleur :

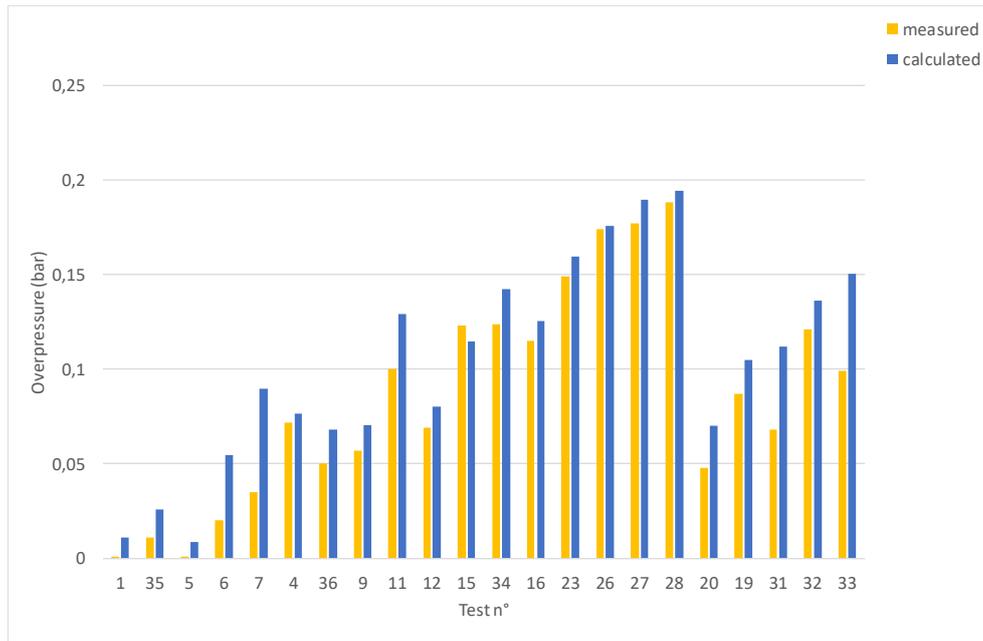


Figure 65 : Prédiction de la supression externe comparée avec des essais réalisés à l'INERIS (Duclos, 2019), au niveau du capteur L2 situé à 5 m dans l'axe de l'évent

En particulier l'accord est aussi satisfaisant pour les capteurs situés à la perpendiculaire de l'axe de décharge des gaz brulés sortants par l'évent. Cela confirme le caractère isotrope de la détente dans l'air. L'effet prédominant ici est bien celui d'une explosion externe isotrope qui se détend dans toutes les directions et non d'une poussée de gaz orientés dans une direction préférentielle.

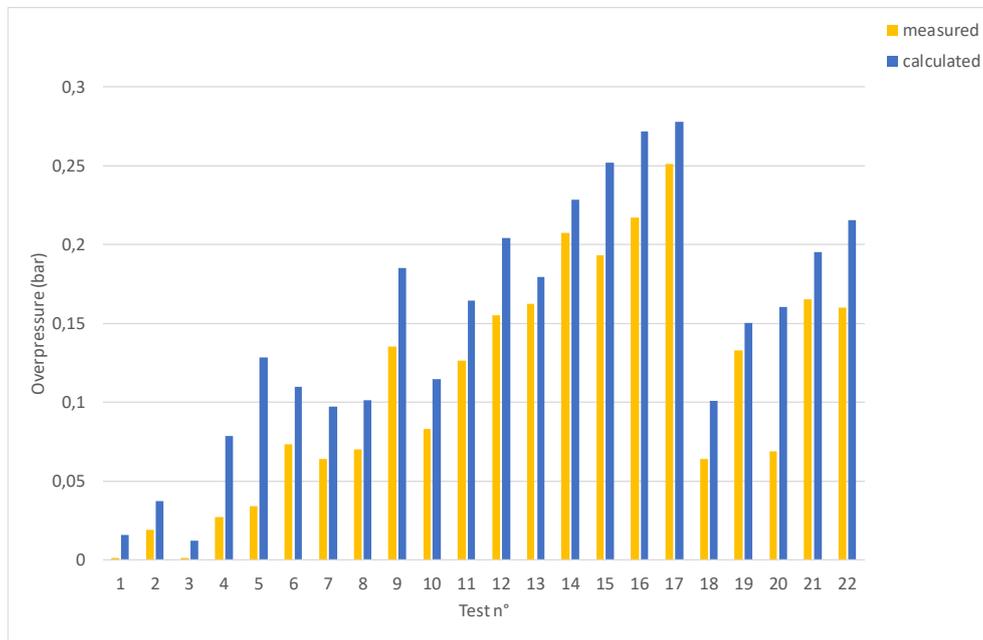


Figure 66 : Prédiction de la supression externe comparée avec des essais réalisés à l'INERIS (Duclos, 2019), au niveau du capteur L3 situé à 2 m de l'axe de sortie des gaz par l'évent

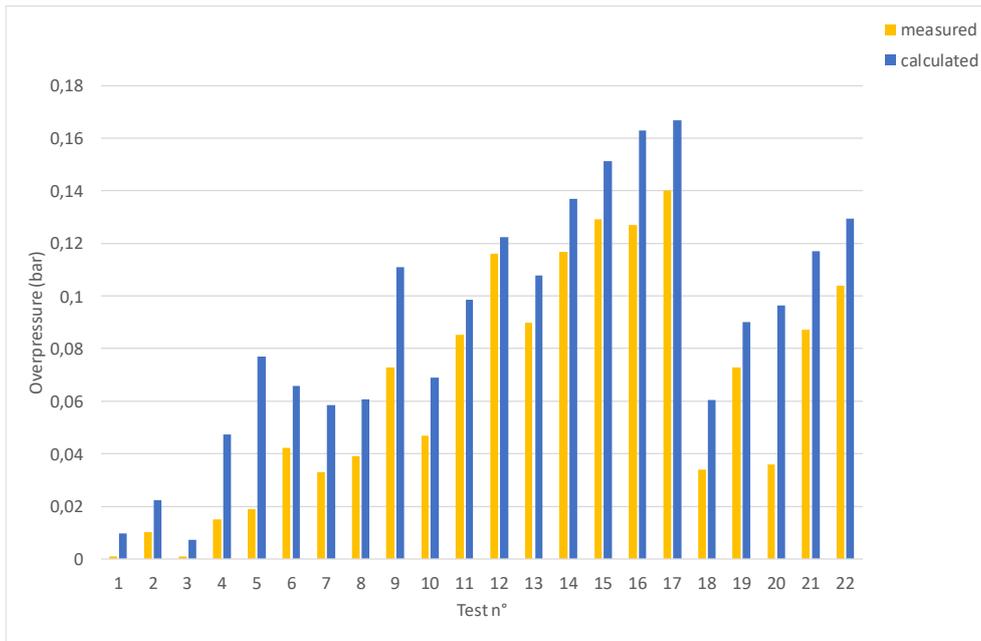


Figure 67 : Prédiction de la supression externe comparée avec des essais réalisés à l'INERIS (Duclos, 2019), au niveau du capteur L4 situé à 5 m de l'axe de sortie des gaz par l'évent

Pour les effets externes aussi le code SECEX semble donner des résultats majorants, ce qui en fait un outil potentiellement bien adapté aux études de sécurité industrielle.

5. Conclusions

Dans le cadre de ce rapport, on s'est intéressé aux explosions confinées de gaz dans l'environnement industriel.

Ce document présente les phénomènes physiques dominant l'explosion confinée de gaz dans une enceinte d'aspect cubique en régime de déflagration ainsi que ses effets sur l'environnement. Il aborde de manière marginale la problématique des explosions en canalisation, des détonations et des explosions de poussières ou de mélanges hybrides.

L'explosion confinée est une flamme qui transforme des réactifs froids en produits brûlés chauds. Ces gaz chauds vont se détendre, ce qui en milieu confiné se traduit par une augmentation de la pression. Du fait de la brièveté du phénomène, on considère souvent que l'échange de température avec les parois de l'enceinte n'a pas le temps de se faire et qu'il s'agit d'une compression adiabatique. La grande difficulté du problème est alors d'estimer le taux de production des gaz brûlés par la flamme, qui doit être ensuite comparé à l'éventuel débit de fuite des gaz frais ou brûlés hors du confinement.

Les principaux facteurs influençant l'explosion confinée sont donc :

- la nature du mélange combustible, le type de gaz et sa concentration ou répartition dans l'enceinte avant la réaction,
- la géométrie du confinement, ses éventuels obstacles et ouvertures,
- la nature de l'écoulement, l'intensité et l'échelle de la turbulence, avant, puis pendant l'explosion,
- la localisation et la violence de la source d'inflammation.

La violence de l'explosion et l'amplitude ou portée de ses effets sur le milieu connexe résulte d'une combinaison de ces facteurs et phénomènes physiques qui sont fortement interconnectés. Une large gamme de modèles numériques du type CFD tout comme empiriques tels que proposés dans les normes européennes sont utilisés pour prédire les effets des explosions confinées dans l'industrie. La modélisation phénoménologique est moins représentée dans l'industrie mais ces codes permettent également de faire de l'ingénierie comme de la recherche. Tous ces modèles ne comportent pas le même champ d'application mais ont bien un point commun : en l'absence de théorie généralisée de la combustion turbulente, ils sont tous dépendants, plus ou moins fortement, de briques empiriques. On retiendra en effet qu'aujourd'hui la combustion turbulente est un sujet de recherche dont on saisit qualitativement les grandes évolutions, mais qui reste imprédictible sans recours à des approximations empiriques. On observe tout de même que l'essentiel des codes en explosion confinée vise à déterminer une pression d'explosion en résolvant un problème d'écoulement fluide. L'explosion étant caractérisée par ses effets, on s'intéresse aussi particulièrement à la propagation des ondes de pression hors du confinement. Plusieurs méthodes pour estimer ces effets sont présentées dans le rapport. On retiendra tout de même que les aspects chimiques de la réaction, de propagation des ondes de pression dans l'air ou de leur interaction avec les structures sont le plus souvent traités de manière forfaitaire. Ces estimations sont raffinées seulement s'il existe un enjeu particulier (la résistance d'une enceinte particulière par exemple ou un enjeu anthropique).

Une approche moderne sur la base de réseau de neurones artificiels est également présentée dans ce rapport. Avec ces méthodes, probablement appelées à se répandre de plus en plus dans tous les domaines scientifiques, c'est le paradigme de la modélisation qui est changé : la formalisation du problème n'est plus un centre d'intérêt. Les excellentes performances qu'on peut atteindre avec ce type d'outil pour un faible investissement ne doivent néanmoins pas faire oublier qu'il reste empirique et reporte le problème d'une part sur les données de départ et l'interprétation qui en est faite et d'autre part sur une interpolation invisible pour l'utilisateur. A ce titre, si des méthodes existent, elles restent relativement complexes au regard de la simplicité de mise en œuvre de ces calculs, et l'absence de formalisme rend l'identification des erreurs plus difficile.

6. Bibliographie

6.1 Publications

- 1) Abbasi, T., Abbasi, S.A., 2007. Dust explosions—Cases, causes, consequences, and control. *Journal of Hazardous Materials* 140, 7–44. <https://doi.org/10.1016/j.jhazmat.2006.11.007>
- 2) Abdel-Gayed R.G. & Bradley, D., Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames, *Combustion and Flame*, 76, 1989, pp. 213-218
- 3) Addai, Emmanuel Kwasi, Gabel, Dieter, Krause, Ulrich, 2016. Models to estimate the lower explosion limits of dusts, gases and hybrid mixtures. *Chemical Engineering Transactions* 48, 313–318. <https://doi.org/10.3303/CET1648053>
- 4) Albahri, T.A., 2003. Flammability characteristics of pure hydrocarbons. *Chemical Engineering Science* 58, 3629–3641. [https://doi.org/10.1016/S0009-2509\(03\)00251-3](https://doi.org/10.1016/S0009-2509(03)00251-3)
- 5) Andrews G.E., Bradley D., 1972, "The burning velocity of methane-air mixtures", *Comb. and Flame*, vol. 19, pp. 275-288
- 6) Andrews G. E., Phylaktou P. N., 2010, *Handbook on Combustion- Vol.1. Explosion Safety.*: Wiley-VCH Books.
- 7) Andrews, G.E., Phylaktou, H.N., 2010. *Explosion Safety*, in: Lackner, M., Winter, F., Agarwal, A.K. (Eds.), *Handbook of Combustion*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany. <https://doi.org/10.1002/9783527628148.hoc016>
- 8) Andrews G.E., 2017, *Explosion Prediction and Mitigation CAPE5560M*, School of Chemical and Process Engineering, U. Leeds.
- 9) Arntzen B.J., 1998, *Modelling of turbulence and combustion for simulation of gas explosion in complex geometries*. Doctoral thesis, Norges teknisk-naturvitenskapelige universitet, Series Dr. ingeniøravhandling, 0809-103X; 1998:120.
- 10) Astbury, G.R., Hawksworth, S.J., Spontaneous ignition of hydrogen leaks: A review of postulated mechanisms. *Int. J. of Hydrogen Energy*, 32, 2007, pp. 2178-2185.
- 11) Bartknecht, W. 1981. *Explosions, course, prevention, protection*. Heidelberg: Springer-Verlag. 251 p. ISBN 3-540-10216-7.
- 12) Bartknecht, W. 1993. *Explosionsschutz: Grundlagen and Anwendung*. Berlin: Springer-Verlag. 891 p. ISBN 3-540-55464-5. (Referred to by Siwek (1996)).
- 13) Bauwens, C.R., Chaffee, J., Dorofeev, S.B., 2011. Vented explosion overpressures from combustion of hydrogen and hydrocarbon mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy* 36, 2329–2336. <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2010.04.005>
- 14) Bauwens C.R., Chao J., Dorofeev S.B., 2012. Effect of hydrogen concentration on vented explosion overpressures from lean hydrogen–air deflagrations. *International Journal of Hydrogen Energy* 37, 17599–17605, <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2012.04.053>.
- 15) Bauwens, C.R., Chao J., and Dorofeev. S. B., 2012, Evaluation of a multi peak explosion vent sizing methodology, IX ISHPMIE. *International Symposium on Hazard, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions*.
- 16) Bauwens, C.R., Dorofeev, S.B., 2014. Effect of initial turbulence on vented explosion overpressures from lean hydrogen–air deflagrations. *International Journal of Hydrogen Energy* 39, 20509–20515. <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2014.04.118>
- 17) Bjerketvedt, D., Bakke, J. R. & van Wingerden, K. 1993. *Gas explosion handbook*. Version 1.2. Bergen: Christian Michelsen Research. 225 p. (Report CMR-93-A25034).
- 18) Blanchard R., Arndt D., Grätz R., Poli M., Scheider S. (2010), Explosions in closed pipes containing baffles and 90 degree bends, *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 23: 253–259
- 19) Borghi R., 1988, Turbulent combustion modelling, *Progress in Energy Combustion Science*, vol. 14
- 20) Bradley B., Mitcheson A., 1978, “ The venting of gaseous explosions : I- theory ”, *Combustion and Flame*, vol. 32
- 21) Bradley B., Cresswell T.M., Puttock J.S., 2001: Flame acceleration due to flame-induced instabilities in large scale explosions, *Comb and Flame*, vol. 124, pp 551-559
- 22) Bray K., 1990, « Studies of turbulent burning velocity », *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. A431, pp. 315-325

- 23) Breitung W., Chan C., Dorofeev S., Eder A., Gerland B., Heitsch M. Klein R., Malliakos A., Shepherd J., Studer E. and Thibault P., 2000, Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in nuclear safety. State-of-the Art Report, OECD/NEA/CSNI/R7
- 24) Brode, H. L., 1955. "Numerical solutions of spherical blast waves." J. Appl. phys., Vol. 26, No. 6, pp. 766-775, DOI: 10.1063/1.1722085
- 25) Bychkov V.V., Liberman M.A., 2000, Dynamics and stability of premixed flames, Physics Reports, 325: 115-237
- 26) Chao, J., Bauwens, C.R., Dorofeev, S.B., 2011. An analysis of peak overpressures in vented gaseous explosions. Proceedings of the Combustion Institute 33, 2367–2374. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2010.06.144>
- 27) Chapman D.L., 1899, On the rate of explosion in gases. Philosophical Magazine; 47, pp. 90-104.
- 28) Ciccarelli G., Dorofeev S. 2008, Flame acceleration and transition to detonation in ducts, Progress in Energy Combustion Science, 34: 499-550
- 29) Clarke J.F. 1989, "Fast flames ", Progress in Energy Combustion Science, vol. 15
- 30) Cooper M.G, 1986 : On the mechanism of pressure generation in vented explosions, Combustion and flame n°65, pp 1-14
- 31) Cooper P.W., 1996, Explosives Engineering, Wiley-VCH, ISBN: 978-0-471-18636-6
- 32) Cybenko, G. 1989. Approximation by superpositions of a sigmoidal function Mathematics of Control, Signals, and Systems, 2(4), 303–314.
- 33) Dahoe, A.E., Skjold, T., Roekaerts, D.J.E.M., Pasman, H.J., Eckhoff, R.K., Hanjalic, K., Donze, M., 2013. On the Application of the Levenberg–Marquardt Method in Conjunction with an Explicit Runge–Kutta and an Implicit Rosenbrock Method to Assess Burning Velocities from Confined Deflagrations. Flow Turbulence and Combustion 91, 281–317. <https://doi.org/10.1007/s10494-013-9462-z>
- 34) Darrieus G. 1946, "Propagation d'un front de flamme. Essais de théorie anormales de déflagration par développement spontané de la turbulence", 6th International Congress of applied mechanics, Paris
- 35) Daubech J., Proust Ch., Sochet I., 2006 : Flame front perturbations induced by concentration gradients, 6th ISHPMIE, Halifax.
- 36) Daubech J., 2008, Contribution à l'étude de l'effet de l'hétérogénéité d'un prémélange gazeux sur la propagation d'une flamme dans un tube clos, thèse de doctorat, Université d'Orléans
- 37) Daubech J., Proust C., Jamois D., Leprette E., 2011, Dynamics of vented hydrogen-air deflagrations, Proceedings of the 4th International Conference on Hydrogen Safety (ICHHS), Sep 2011, San Francisco, United States. ineris-00973626f, <https://hal-ineris.archives-ouvertes.fr/ineris-00973626/document>
- 38) Daubech J., Proust C. and Lecocq G., 2016, Propagation of a confined explosion to an external cloud, 11th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions, Dalian, China
- 39) Daubech J., Leprette E., Proust C., Lecocq G., 2018, Further insight into the gas flame acceleration mechanisms in pipes. Part I: experimental work, 12th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions, Kansas City, USA
- 40) Deshaies B., Joulin G. , 1989, Flame-speed sensitivity to temperature changes and the deflagration to detonation transition, Combustion and Flame, 77: 201-212
- 41) Dold J.W., Joulin J., 1995. An evolution equation modeling inversion of tulip flames, Combustion and Flame 100, 450–456. [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(94\)00156-M](https://doi.org/10.1016/0010-2180(94)00156-M)
- 42) Döring, W., Über den detonation vorgang in gasen. Ann. Phys, 1943. 43 (5): p. 421-436 (in German).
- 43) Dorofeev S., 2007, Hydrogen flames in tubes: critical run-up distances, Proceedings of the International Colloquium on Hydrogen Safety, San Sebastian, Spain, sept. 2007
- 44) Duclos A., 2013, « Processus d'accélération des flammes et les effets de pression associés », Rapport de stage de fin d'étude, Université de Technologie de Compiègne
- 45) Duclos A., 2019, Développement de modèles phénoménologiques et de maîtrise des risques d'explosion pour la filière émergente hydrogène-énergie. Manuscrit de thèse. Université de Technologie de Compiègne
- 46) Ducros F., Nicoud F., Poinso T., 1998, Wall-adapating local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries, M.J. Baines (Ed.), ICFD (1998), pp. 293-300

- 48) Escande J., Le Coze J.-C., Proust C., Marlair G., 2013 Signaux faibles : un concept pertinent ? 14. Congrès de la Société Française de Génie des Procédés "Les sciences du génie des procédés pour une industrie durable" (SFGP 2013), Oct 2013, Lyon, France. pp.NC. ineris-00973715
- 49) Fairweather M., Ormsby M.P., Sheppard C.G.W., Woolley R., 2009, "Turbulent burning rates of methane and methane-hydrogen mixtures », *Combustion and Flame*, Volume 156, Issue 4, April 2009, Pages 780-790
- 50) Fakandu, B.M., Yan, Z.X., Phylaktou, H.N., Andrews, G.E., 2013. The Effect of Vent Area Distribution in Gas Explosion Venting and Turbulent Length Scale Influence on the External Explosion Overpressure, *Proceedings of the Seventh International Seminar Fire and Explosion Hazards*. Research Publishing Services, pp. 717–726. https://doi.org/10.3850/978-981-07-5936-0_11-05
- 51) Fakandu B. M., 2014, Vented gas explosions. PhD thesis, University of Leeds
- 52) Fakandu B., Khan I., Andrews G., Phylaktou H., 2018, Influence of a Wall Close to a Vent Outlet. In: *Proceedings of the 12th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions (ISHPMIE 2018)*. ISHPMIE 2018, 12-17 Aug. 2018, Kansas City, MO, USA. ISHPMI
- 53) Flauw Y., 2012, DRA-11-117406-03282A « Revue des valeurs génériques pour les probabilités d'inflammation présentes dans la littérature », INERIS
- 54) Filler WS, 1956, Post-detonation and thermal studies of solid high explosives in a closed chamber. *Combustion of explosives and solid propellants 1956*; 648-657
- 55) Gamezo, V.N., Ogawa, T., Oran, E.S., 2007. Numerical simulations of flame propagation and DDT in obstructed channels filled with hydrogen-air mixture. *Proceedings of the Combustion Institute 31*, 2463–2471. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2006.07.220>
- 56) Gelfand, B. and Silnikov, M., 2004. Translation from Russian to English the Book "Blast Effects Caused by Explosions", DTIC Document, London, England
- 57) Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H., 1991, A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys. Fluids A*, 3 :1760–1765
- 58) Ginsburg I., Buckley W.L., 1963, Hydrocarbon-air detonations...industrial aspects, *Chemical Engineering Progress*, 59: 82-86
- 59) Glas A.G., Matkowsky B., Kliencko A.Y., 2001, "Stability of planar flames as gas dynamic discontinuities.", *Journal of Fluid Mechanics*, vol 491, pp 51-63
- 60) Gostintsev Y.A., Istratov A.G., Shulenin Y.V., 1989, Self-similar propagation of a free turbulent flame in mixed gas mixtures, *Combustion, Explosion, Shock Waves*, pp.563-569;
- 61) Grégoire Y., Proust C., Leprette E., Dust explosion development in a vessel-duct arrangement, *Tenth International Symposium on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions*, Bergen, Norway 2014
- 62) Grégoire Y., Leprette E. and Proust C., 2019, On the usefulness of phenomenological approach to model explosions in complex industrial systems, *Proceedings of the Ninth International Seminar on Fire and Explosion Hazards (ISFEH9)*, St Petersburg, Russia
- 63) Guenoche H. (1952) in Markstein G.H. (1964), " Non-steady flame propagation ", Pergamon Press, Oxford, U.K
- 64) Gülder O.L. 1990 : Turbulent Premixed Flame Propagation Models for Different Combustion Regimes, 23rd Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, pp 743-750
- 65) Gülder O.L. and G. J. Smallwood 1995 : Inner cut-off scale of flame surface wrinkling in turbulent premixed flames, *Combustion and Flame*, vol. 103, pp. 107-114
- 66) Harris, R. J. 1983. *The investigation and control of gas explosions in buildings and heating plant*. London: E & FN Spon. 194 p. ISBN 0-419-13220-1.
- 67) Henrych, J. and Major, R. (1979). *The dynamics of explosion and its use*, Elsevier, Amsterdam
- 68) Hinze J.O., 1975, " Turbulence ", 2nd edition, Mc Graw-Hill company, New-York, ISBN 0-07-029037-7
- 69) Hjertager B.H., Fuhre K., Bjørkhaug M., 1988. Concentration Effects on Flame Acceleration by Obstacles in Large-Scale Methane-Air and Propane-Air Vented Explosions *Comb. Sci. Technical 7*
- 70) Hjertager B.H., Fuhre K., Bjørkhaug M., 1988. Spherical Gas Explosion Experiments in a High-Density Obstructed 27 m² Corner, presented at the 6th International Conference on Loss Prevention and Safety Promotions in the Process Industries, Oslo, Norway, June 1989
- 71) Hopkins-Brown, M. A. and Bailey, A. (1998). Chapter 2 (Explosion Effects) Part 1., AASTP-4 Royal Military College of Science, Cranfield University

- 72) Jallais S., Kudriakov S. An inter-comparison exercise on engineering models capabilities to simulate hydrogen vented explosions, ICHS5; Brussels September 2013 Paper 176
- 73) Jones W. P. et Launder B. E., 1972, « The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, no 2, p. 301-314
- 74) Jones S.A.S, Thomas G.O. ,1991, “ Pressure hot-wire and laser doppler anemometer studies of flame acceleration in long tubes ”, *Comb. and Flame*, vol. 87
- 75) Jouguet J.C. On the propagation of chemical reactions in gases, *J. des Mathématiques Pures et Appliquées*; vol. 1, 1905, pp.347-425, continued in vol. 2, 1906, pp. 5 - 85.
- 76) Joulin G. et Sivashinsky G. , 1991, Pockets in Premixed Flames and Combustion Rate. *Combustion Science and Technology*. 77. 329-335. 10.1080/00102209108951735.
- 77) Karpathy A., 2015, The Unreasonable Effectiveness of Recurrent Neural Networks, Hacker's guide to Neural Networks, Andrej Karpathy blog, <https://karpathy.github.io/2015/05/21/rnn-effectiveness/>
- 78) Kasmani, R. M., Willacy, S. K., Phylaktou, H. N. & Andrews, G. E. Year,2006, Self-accelerating gas flames in large vented explosions that are not accounted for in current vent design. In: *Proceedings of the 2nd International Conference on Safety and Environment in Process Industry*, Naples, Italy
- 79) Kasmani, R.M., Andrews, G.E. and Phylaktou, H.N., 2010, The influence of vessel volume and equivalence ratio in vented gas explosions”. *Fourth International Conference on Safety and Environment in Process Industry. Chemical Engineering Transactions*, Vol. 19, p.463-468, 2010. DOI:10.3303/CET1019076
- 80) Kerampran S., 2000, Etude des mécanismes d'accélération des flammes se propageant depuis l'extrémité fermée vers l'extrémité ouverte de tubes horizontaux de longueur variable, PhD thesis, Univ. Of Poitiers, France
- 81) Kessler, D.A., Gamezo, V.N., Oran, E.S., 2012. Gas-phase detonation propagation in mixture composition gradients. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. 370, 567–596. <https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0342>
- 82) Kinney, G. F. and Graham, K. J., 1985. *Explosive shocks in air*, Springer-Verlag, Berlin and New York
- 83) Kordylewski, W. and Wach, J., 1986, Influence of ducting on explosion pressure, *Combustion and Flame*, 66: 77–79.
- 84) Kordylewski, W. and Wach, J., 1988, Influence of ducting on explosion pressure: small scale experiments, *Combustion and Flame*, 71: 51–61.
- 85) Kumar, R.K., Dewit, W.A., Greig, D.R., 1989. Vented Explosion of Hydrogen-Air Mixtures in a Large Volume. *Combustion Science and Technology* 66, 251–266. <https://doi.org/10.1080/00102208908947153>
- 86) Kumar, R.K., 2006. Vented Combustion of Hydrogen-Air Mixtures in A Large Rectangular Volume, in: 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Presented at the 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reno, Nevada. <https://doi.org/10.2514/6.2006-375>
- 87) Kumar, R.K., 2009, Vented Turbulent Combustion of Hydrogen-Air Mixtures in A Large Rectangular Volume. In 47th AIAA aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition. Paper AIAA 2009-1380
- 88) Kuznetsov M., Alekseev V., Matsukov I., Dorofeev S. (2005), DDT in a smooth tube filled with a hydrogen–oxygen mixture, *Shock Waves*, 14: 205–215
- 89) Landau L., 1944, "Theory of slow combustion", *Acta Physicochim.*, vol. 19, p. 77
- 90) Lannoy A., 1984, Analyse des explosions air-hydrocarbure en milieu libre : Etudes déterministe et probabiliste du scénario d'accident. Prévission des effets de suppression. *Bulletin Direct. Etudes et Recherches EDF. A4*
- 91) Lannoy A., Leyer J.C., Desbordes D., St Cloud J.P. (1989), " Déflagrations sans turbulence en espace libre : expérimentation et modélisation ", *Bulletin de la DER, série A, Electricité de France*
- 92) Launder B.E., Spalding D.B., 1974, "The numerical computation of turbulent flows". *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 3 (2): 269–289. doi:10.1016/0045-7825(74)90029-
- 93) Lautkaski R., 1997, Understanding vented gas explosions. Espoo 1997. Technical Research Centre of Finland, VTT Tiedotteita - Meddelanden - Research Notes 1812. 129

- 94) Lecocq G, Richard S., Colin O., Vervisch L., 2011, Hybrid presumed pdf and flame surface density approaches for Large-Eddy Simulation of premixed turbulent combustion Part 1: Formalism and simulation of a quasi-steady burner, *Combustion and Flame* 158: 1201- 1214
- 95) Lecocq G., Leprette E., Daubech J., Proust C., 2018, Further insight into the gas flame acceleration mechanisms in pipes. Part II: numerical work, 12th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions, Kansas City, USA
- 96) Lee J.H.S, Knystautas R., Chan C.K. (1984), "Turbulent flame propagation in obstacle filled tubes", 20th International Symposium on Combustion, pp. 1663-1672
- 97) Lewis B., Von Elbe G., 1987, " Combustion, flames and explosions of gases : 3rd edition ", Academic Press, London, ISBN 0-12-446751-2
- 98) Leyer J.C, 1969, Interaction between combustion and gas motion in the case of flames propagating in tubes, *Astronautica Acta*, Volume 14, Issue 5, June 1969, Pages 445-451
- 99) Li, J. and Ma, S., 1992, *Explosion mechanics*, Science Press, Beijing
- 100) Liang, Z., 2017. Scaling effects of vented deflagrations for near lean flammability limit hydrogen-air mixtures in large scale rectangular volumes. *International Journal of Hydrogen Energy* 42, 7089–7103. <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2016.12.086>
- 101) Liberman, M.A., Ivanov, M.F., Kiverin, A.D., Kuznetsov, M.S., Rakhimova, T.V., Chukalovskii, A.A., 2010. On the mechanism of the deflagration-to-detonation transition in a hydrogen-oxygen mixture. *J. Exp. Theor. Phys.* 111, 684–698. <https://doi.org/10.1134/S1063776110100201>
- 102) Lilly D.K., 1992, A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Phys. Fluids A*, 4 :633–635
- 103) Lunn, G.A. & Pritchard, D.K., 2003, A modification to the KG method for estimating gas and vapour explosion venting requirements. *Institution of Chemical Engineers Symposium Series*. 227-245.
- 104) Markstein G.H., 1964, " Non-steady flame propagation ", Pergamon Press, Oxford, U.K
- 105) Marshall, M. R. 1983. The effect of ventilation on the accumulation and dispersal of hazardous gases. 4th International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries. Harrogate, 12 - 16 Sept. 1983. Rugby: The Institution of Chemical Engineers. Vol. 3. P. E11 - E22.
- 106) Matalon M., Matkowsky B.J., 1982, "Flames as gas dynamic discontinuities", *Journal of Fluid Mech*, vol 124, pp 239-259
- 107) Matignon C., 2000, Etude de la détonation de deux mélanges stœchiométriques (CH₄/H₂/O₂/N₂ et CH₄/C₂H₆/O₂/N₂) Influence de la proportion relative des deux combustibles et de la température initiale élevée. *Energie électrique*. Université de Poitiers, 2000. Français, tel-00010305
- 108) McCann, D.P.J., Thomas, G.O. and Edwards, D.M., 1985, Gas dynamics of vented explosion. Part I: experimental studies, *Combustion and Flame*, 59: 233–250.
- 109) Mecklenburgh, J. C. 1986. Hazard zone sizes within buildings. In: 5th International Symposium "Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries". Cannes, 12 - 16 Sept. 1986. Paris: Société de Chimie Industrielle. Vol. 2. P. 52-1 - 52-15.
- 110) Merilo E.G. , M.A. Groethe, R.C. Adamo, R.W. Schefer, W.G. Houf, D.E. Dedrick, 2012, Self-ignition of hydrogen releases through electrostatic discharge induced by entrained particulates, *Int. J. Hydrogen Energy*, 37 (2012) 17561-17570.
- 111) Mills, C. A., 1987. "The design of concrete structure to resist explosions and weapon effects." *Proceedings of the 1st Int. Conference on Concrete for Hazard Protections*, pp. 61-73
- 112) Moen I.O., Bjerketvedt D., Engenbretsen T., Jenssen A., 1989, "Transition to detonation in a flame jet", *Combustion and Flame* 78 : 297-308
- 113) Mogi T., Kim W., Terasawa K., Dobashi R., 2010, Fundamental study for consequence analysis of gas explosions in an open space. *The Proceedings of the Thermal Engineering Conference*. 2010. 307-308. 10.1299/jsmeted.2010.307.
- 114) Molkov V., Dobashi R., Suzuki M., and Hirano T. Modeling of vented hydrogen-air deflagrations and correlations for vent sizing, *J. of Loss Prevention in the Process Industries*, Volume 12, 1999, pp. 147-156
- 115) Molkov, V., Bragin, M., Hydrogen–air deflagrations: vent sizing correlation for low-strength equipment and buildings, *Fifth International Conference on Hydrogen Safety (ICHS)*, 9-11 September 2013, Brussels, Belgium, 13 pp.
- 116) Molkov, V., Shentsov, V. and Quintiere, J, 2014, Passive ventilation of a sustained gaseous release in an enclosure with one vent, *Int. J. of Hydrogen Energy*, Volume 39, Issue 15, 2014, pp. 8158–8168

- 117) Molkov, V.V., 1994, Venting of deflagrations: dynamic of the process in systems with a duct and receiver, Proceedings of the Fourth International Symposium on Fire Safety Science, 1245–1254.
- 118) Molkov V.V., Baratov A.N. and Korolchenko A.Ya., 1993, Dynamics of gas explosions in vented vessels: a critical review and progress, Progress in Astronautics and Aeronautics, 154: 117–131.
- 119) Mullins and Penner, Explosions, Detonations, Flammability, and Ignition; AGARD, Pergamon, 1959
- 120) Naumyenko, I. and Petroskyi, I., The shock wave of a nuclear explosion. BOEH, CCCP, 1956
- 121) Oran E.S. and Boris J.P., 2001, Numerical Simulation of Reactive Flow. 2nd edition. Cambridge University Press.
- 122) Oran, E.S., Gamezo, V.N., 2007. Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion. Combustion and Flame 148, 4–47. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2006.07.010>
- 123) Oran E.S., Kessler D.A., 2011, Deflagrations, Detonations, and the Deflagration-to-Detonation Transition in Methane-Air Mixtures, Naval Research Laboratory, report NRL/MR/6400--11-9332
- 124) Pasman, H.J., Groothuisen, Th.M. and Gooijer, P.H., 1974, Design of Pressure Relief Vents, In Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, Ed. Buschman C.H., New-York, 185-189.
- 125) Pekalski, A. A., Zevenbergen, J. F., Lemkowitz, S. M., & Pasman, H. J. (2005). A review of explosion prevention and protection systems suitable as ultimate layer of protection in chemical process installations. Process Safety and Environmental Protection, 83(1), 1–17. Copyright 2005 by Elsevier B.V.
- 126) Phylaktou H. and Andrews G.E., 1991, The acceleration of flame propagation in a tube by an obstacle, Combustion and Flame 85:363-379 363
- 127) Phylaktou H. and Andrews G.E., 1991, “ Gas explosions in long closed vessels ”, Combustion Science and Technology, vol. 77
- 128) Phylaktou H. and Andrews G.E., 1994, Prediction of the maximum turbulence intensities generated by grid-plate obstacles in explosion-induced flows, twenty-fifth symposium (international) on combustion/the combustion institute, pp. 103-110
- 129) Phylaktou .N; Andrews G.E., 1999, Explosion development in pipeline systems and linked vessels UKELG 25th meeting, Industrial Combustion Hazards Joint meeting with the Combustion Institute (British Section).
- 130) Pope S., 2004, Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. New Journal of Physics 6 35
- 131) Ponizy, B. and Leyer, J.C., 1999, Flame dynamics in a vented vessel connected to a duct: 1. Mechanism of vessel-duct interaction, Combustion and Flame, 116: 259–271.
- 132) Ponizy, B. and Leyer, J.C., 1999, Flame dynamics in a vented vessel connected to a duct: 2. Influence of ignition site, membrane rupture, and turbulence, Combustion and Flame, 116: 272–281.
- 133) Ponizy, B. and Veyssiere, B., 2000, Mitigation of explosions in a vented vessel connected to a duct, Combustion, Science and Technology, 158: 167–182
- 134) Proust, C, Veyssiere, B. Fundamental Properties of Flame Propagating in Starch Dust-air Mixtures. Combustion Science and Technology, 1988, 62(4): 149—172
- 135) Proust, C., 1993. Experimental Determination of the Maximum Flame Temperature and of the Laminar Burning Velocities for some Combustible Dust/Air Mixtures. Proc. of the Fifth Int. Colloq. on Dust Explosions, Bergen
- 136) Proust C., 1996, Dust explosions in pipes: a review, Journal of Loss Prevention in the process industries, vol. 9, (4), pp. 267-278
- 137) Proust C., 2000, EFFEX, un outil de simulation. Ministère de l'Aménagement du Territoire et de l'Environnement. Rapport, www.ineris.fr.
- 138) Proust C., 2004, Habilitation à diriger des recherches : mémoires de travaux ; Formation-Inflammation-Combustion des atmosphères explosives (ATEX) and effets associés, Institut National Polytechnique de Lorraine
- 139) Proust C., 2005, The usefulness of phenomenological tools to simulate the consequences of dust explosions: the experience of EFFEX. International ESMG symposium, Nürnberg, Germany
- 140) Proust C., Daubech, J., Leprette, E., 2009. Differentiated routes for the simulation of the consequences of explosions. Journal of Loss Prevention in the Process Industries 22, 288–294. <https://doi.org/10.1016/j.jlp.2008.09.006>

- 141) Proust, C. and Leprette, E., 2010, The dynamics of vented gas explosions, *Process Safety Progress*, vol. 29, 3, 2010, pp. 231–235
- 142) Proust C., 2015, Gas flame acceleration in long ducts. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, Volume 36, Pages 387-393
- 143) Proust C., 2019, Fire and Explosion Safety in Hydrogen Containing Processes: State of the Art and Outstanding Questions, *Proceedings of the Ninth International Seminar on Fire and Explosion Hazards (ISFEH9)*, pp.28-40, ISBN: 978-5-7422-6496-5, DOI: 10.18720/spbpu/2/k19-134
- 144) Quillatre P., 2014, Simulation aux grandes échelles dans un milieu confiné. Manuscrit de thèse. Université de Toulouse.
- 145) Rayleigh J.W.S., 1883, « Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density », *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. 14, 1883, p. 170–177 (DOI 10.1112/plms/s1-14.1.170)
- 146) Rian K.E., Evanger T., Vembe B.E., Lilleheie N.I., 2016, Coherent Computational Analysis of Large-Scale Explosions and Fires in Complex Geometries – From Combustion Science to a Safer Oil and Gas Industry. *Chemical Engineering Transactions*.
- 147) Rocourt X., Awamat S., Sochet I., Jallais S. Vented hydrogen-air deflagrations in a small enclosed volume, ICHS5; Brussels September 2013 Paper 135
- 148) Rodgers et Zalosh, 2013, NFPA 68 new gas venting equations, *Proceedings of the 9th Global Congress on Process Safety*, 28 April - 2 May 2013, San Antonio, Texas, USA
- 149) Russo, P., Di Benedetto, A., 2007. Effects of a Duct on the Venting of Explosions—Critical Review. *Process Safety and Environmental Protection* 85, 9–22. <https://doi.org/10.1205/psep.04268>
- 150) Rzal F., 1992, " Etude expérimentale de l'interaction d'un anneau tourbillonnaire avec une flamme laminaire dans un mélange gaz-particules solides ", thèse de doctorat de l'université de Poitiers, n° 509
- 151) Sadovskiy, M. A., 2004, Mechanical effects of air shock waves from explosions according to experiments, *Selected works: Geophysics and physics of explosion*, Nauka Press, Moscow
- 152) Schmidt E., Steinicke H., Neubert U., 1951, Flame and Schlieren Photographs of Combustion of Gas-Air Mixtures in Tubes. *VDI-Forschungsheft 431*, Ausgabe Band 17, Deutscher Ingenieur-Verlag, Dusseldorf, 31 pp.
- 153) Silvestrini M. Genova B., Parisi G., Leon Trujillo F. (2008), «Flame acceleration and DDT run-up distance for smooth and obstacles filled tubes, *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 21: 555-562
- 154) Sivashinsky G.I., 1977, Diffusional-thermal theory of cellular flames. *Combustion Science and Technology*, 15 (3/4) (1977), pp. 137-145
- 155) Skjold, T., Hysken, H., Lakshminath, S., Atanga, G., Bernard, L., van Wingerden, M., Olsen, K.L., Holme, M.N., Turøy, N.M., Mykleby, M., van Wingerden, K., 2019. Vented hydrogen deflagrations in containers: Effect of congestion for homogeneous and inhomogeneous mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy* 44, 8819–8832. <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2018.10.010>
- 156) Smagorinsky J.S., 1963, « General Circulation Experiments with the Primitive Equations: I. The basic Experiment », *Monthly Weather Review*, vol. 91, no 3, p. 99-164
- 157) Spalart P. R. and Allmaras S. R., 1994, A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, *Recherche Aerospaciale*, No. 1, pp. 5-21
- 158) Sochet I., 2010, Blast effects of external explosions. *Eighth International Symposium on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions*, Yokohama, Japan. hal-00629253f
- 159) Solberg, D. M., Pappas, J. A. & Skramstad, E. 1981. Observations of flame instabilities in large scale vented explosions. In: *18th Symposium (International) on Combustion*. Pittsburg: The Combustion Institute. P. 1607 - 1614.
- 160) Sun, S., Wang, M., Gao, K., Zhao, T., Guo, Q., 2018. Effect of vent conditions on internal overpressure time-history during a vented explosion. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 54, 85–92. <https://doi.org/10.1016/j.jlp.2018.03.002>
- 161) Taylor G.I., 1950, « The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 201, no 1065, 1950, p. 192–196 (DOI 10.1098/rspa.1950.0052)
- 162) Tolia I., Venetsanos A., 2018, An improved CFD model for vented deflagration simulations - Analysis of a medium-scale hydrogen experiment. *International Journal of Hydrogen Energy* 43.

- 163) Thomas G., Oakley G., Bambrey R., 2010, An experimental study of flame acceleration and deflagration to detonation transition in representative process piping, *Process Safety and Environmental Protection*, 88: 75–90
- 164) Thomas, G., 2012. Some observations on the initiation and onset of detonation. *Phil. Trans. R. Soc. A* 370, 715–739. <https://doi.org/10.1098/rsta.2011.0368>
- 165) Ullah, A., Ahmad, F., Jang, H.-W., Kim, S.-W., Hong, J.-W., 2017. Review of analytical and empirical estimations for incident blast pressure. *KSCE J Civ Eng* 21, 2211–2225. <https://doi.org/10.1007/s12205-016-1386-4>
- 166) Ural, E.A., 1993, A simplified method for predicting the effect of ducts connected to explosion vents, *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 6: 3–10.
- 167) Van den Berg A.C., 1984, The Multi-Energy Method - a framework for vapour cloud explosion blast prediction. Report TNO-PML 1984-C72
- 168) Van den Berg A.C, Lannoy A., 1993, Methods for vapour cloud explosion blast modelling, *Journal of Hazardous Materials*, 34 (1993) 151-171
- 169) Veser A., Breitung W., Dorofeev S., 2002, Run-up distances to supersonic flames in obstacle laden tubes, IV ISHPMIE, *Journal of Physics IV*, 12: 333-340.
- 170) Veynante D., and Vervisch L., 2002, Turbulent Combustion Modelling, *Prog. Energy Combust. Sci.*28(3), pp. 193-266.
- 171) Vieille P., 1900, Rôle des discontinuités dans la propagation des phénomènes explosifs. *C. R. Acad. Sci., Paris*, 131 : 413-416.
- 172) Von Neumann, J., Theory of detonation waves in *Off. Sci Res. Develop* 1942.
- 173) Wang, J., Guo, J., Yang, F., Zhang, J., Lu, S., 2018. Effects of hydrogen concentration on the vented deflagration of hydrogen-air mixtures in a 1-m³ vessel. *International Journal of Hydrogen Energy* 43, 21161–21168. <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2018.09.108>
- 174) Wilcox D.C., 2008, Formulation of the k– ω Turbulence Model Revisited, 46, *AIAA Journal*, pp. 2823–2838, Bibcode:2008,AIAAJ..46.2823W, doi:10.2514/1.36541
- 175) Wilén, C., A., 1999, "Safe handling of renewable fuels and fuel mixtures." VTT Publications Finland, 394: 1-117.
- 176) Williams F.A., 1985, « Combustion theory : 2nd edition », Benjamin/Cummings publishing company Inc., Amsterdam, ISBN 0-8053-9801-5
- 177) Xiao H., 2012, Experimental and numerical investigation of premixed flame propagation with distorted tulip shape in a closed duct. *Combust. Flame* 159(4)
- 178) Yao C., 1974, Explosion venting of low strength equipment and structures. *AIChE Loss Prevention Symposium*, Vol. 8
- 179) Zalosh R. G., 2008, "Explosion Venting Data and Modeling Literature Review," Fire Protection Research Foundation Report.
- 180) Zeeuwen J.P., van Wingerden C.J.M., Dauwe R.M, 1983 : Experimental investigation into the blast effect produced by unconfined vapour cloud explosions, 4th. Int. Symp. Loss Prevention and Safety promotion in the Process industries Harrogate, U.K., pp D20-D29.
- 181) Zeldovich Y., The theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1942. 10 p. 542
- 182) Zeldovich Y., Librovich V.B., Makhviladze G.M., Sivashinsky G.I., 1970, On the development of detonation in a nonuniformly heated gas, *Astronautica Acta* 15 313-321.
- 183) Zeldovitch Y., Istratov, A., Kidin, N. and Librovitch, V., Flame propagation in tubes: hydrodynamics and instabilities, *Combustion Science and Technology*, vol. 24, pp. 1-13, 1980.

6.2 Autres travaux

- 1) Daubech J., 2016, OMEGA UVCE : Les explosions non confinées de gaz et de vapeurs, N° DRA-16-133610-06190A
- 2) Heudier L., Proust C., 2017, OMEGA 5 - Le BLEVE : phénoménologie et modélisation des effets thermiques, N° DRA-17-164793-09921A
- 3) Reimeringer M., Mercier F., Richomme S., 2007, Projet OMEGA - La résistance des structures aux actions accidentelles, INERIS-DRA-2007-N° 46055/77288
- 4) NF EN 14491 :2012 : système de protection par évent contre les explosions de poussières
- 5) NF EN 14994 :2007 : système de protection par évent contre les explosions de gaz
- 6) NFPA68:2017: Standard on Explosion Protection by Deflagration Venting
- 7) Thomsen K., 2004-04-26. <http://www.home.att.net/~numericana/answer/ellipsoid.htm>
- 8) Unified Facilities Criteria 3-340-02: Structures to resist the effects of accidental explosions, Dept. of the Army, the NAVY and the Air Force, Washington DC, USA.

