



HAL
open science

Granulométrie d'un liquide dispersé par explosif

Annise Rivière

► **To cite this version:**

Annise Rivière. Granulométrie d'un liquide dispersé par explosif. Matériaux. Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, 2024. Français. NNT : 2024EMAC0003 . tel-04611794

HAL Id: tel-04611794

<https://theses.hal.science/tel-04611794>

Submitted on 14 Jun 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Fédérale



Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE



IMT Mines Albi-Carmaux
École Mines-Télécom

en vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

délivré par

IMT – École Nationale Supérieure des Mines d'Albi-Carmaux

présentée et soutenue par

Annise RIVIÈRE

le 28 février 2024

Granulométrie d'un liquide dispersé par explosif

École doctorale et discipline ou spécialité :

MEGEP : Énergétique et transferts

Unité de recherche :

Institut Clément Ader, UMR CNRS 5312, IMT Mines Albi

Directeurs de thèse :

Yannick LE MAOULT, Professeur, IMT Mines Albi

Frédéric HEYMES, Professeur, IMT Mines Alès

Autres membres du jury :

Christophe INGUIMBERT, Directeur de Recherche, ONERA - DPHY, *Président*

Fabrice ONOFRI, Directeur de Recherche, IUSTI - CNRS, *Rapporteur*

Pascal LEMAITRE, Ingénieur de Recherche, IRSN, *Rapporteur*

Isabelle RANC, Maître de Conférences, LEME, *Examinatrice*

Rémi GILBLAS, Ingénieur de Recherche, IMT Mines Albi, *Invité*

Nicolas LECYSYN, Ingénieur de Recherche, CEA, *Invité*

Remerciements

Ce travail n'aurait jamais pu voir le jour sans l'aide et le soutien inestimable de nombreuses personnes que je tiens à remercier.

Je souhaite avant tout remercier mon directeur de thèse, Monsieur Yannick Le Maoult, Professeur à l'IMT Mines Albi de m'avoir accompagné tout au long de ma thèse. Je suis honorée d'avoir travaillé sous son encadrement qui pour moi, a été très riche d'enseignements. Son expérience et ces compétences en transferts radiatifs notamment, ont été précieuses pour l'avancée de ces travaux. Outre le fort appui scientifique qu'il m'a apporté, je suis reconnaissante pour sa patience, tous ses conseils, sa disponibilité, son écoute et les nombreux encouragements qu'il m'a prodigués.

Monsieur Fabrice Onofri, directeur de recherche à l'IUSTI de Marseille et Monsieur Pascal Lemaitre, ingénieur-chercheur à l'IRSN de Fontenay-aux-Roses, m'ont fait le privilège d'être rapporteurs de ma thèse. Je les remercie grandement.

Je remercie également Monsieur Christophe Inguibert, directeur de recherche de l'ONERA de Toulouse d'avoir présider mon jury de thèse. Ma reconnaissance s'adresse également à Madame Isabelle Ranc, Maître de conférences au LEME de Ville d'Avray d'avoir accepté d'être examinatrice de mon travail de thèse.

Je remercie aussi mon co-directeur de thèse, Monsieur Frédéric Heymes, Professeur à l'IMT-Alès pour ses encouragements, et Monsieur Clément Chanut pour avoir participé à mon encadrement.

Je remercie également mes encadrants. Parmi eux, Monsieur Rémi Gilblas, Ingénieur de recherche à l'IMT d'Albi que je remercie beaucoup pour toute son aide, son expertise en mesure et instrumentation et le temps qu'il m'a consacré pour la réalisation des campagnes expérimentales. Je pense également à Monsieur Nicolas Lecysyn, ingénieur-chercheur au CEA-DAM de Gramat qui m'a conseillé et participé à développer ma curiosité scientifique au travers de nombreuses discussions.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Adrien Lieurey, technicien de la plateforme Mimausa de l'IMT d'Albi, qui m'a apporté son aide pour la mise en place et la réalisation des expérimentations. Je n'oublie pas non plus Monsieur Philippe Accart, technicien du laboratoire RAPSODEE de l'IMT d'Albi, qui nous a permis de réaliser les mesures granulométriques de référence. Je remercie également les deux stagiaires Clément Deberg et Quentin Leveau, qui ont participé à l'avancée des travaux de cette thèse.

J'exprime enfin ma gratitude envers Madame Camille Chauvin, directrice du laboratoire LDT du CEA de Gramat, qui m'a offert son écoute et son soutien au cours de ma thèse.

Table des matières

<i>Remerciements</i>	iii
<i>Table des matières</i>	v

Introduction	1
1 Étude bibliographique	7
1.1 Des mécanismes d'instabilités à la dispersion des liquides	8
1.1.1 Les mécanismes de rupture des liquides : les instabilités	8
1.1.2 Notions d'atomisation primaire et secondaire d'un liquide	10
1.2 Cas de la fragmentation des liquides par explosif	11
1.2.1 Définitions des principaux termes de détonique	11
1.2.2 Notions générales sur les explosifs	13
1.2.3 La dispersion de liquide par explosif	14
1.3 Analogie avec les sprays	17
1.4 Méthodes de mesure de la granulométrie de gouttes de liquide	18
1.4.1 Mesure sur une goutte	20
1.4.2 Mesure sur un nuage de particules	24
1.5 Interaction d'un rayonnement optique avec un milieu dispersé constitué de gouttes	31
1.5.1 Interaction du rayonnement avec une goutte élémentaire	31
1.5.2 Expression du coefficient d'extinction	36
1.6 Problématique de l'obtention d'une granulométrie de spray à l'aide d'une méthode d'inversion : état de l'art	39
1.6.1 Définition des problèmes direct et inverse	39
1.6.2 Méthodes de régularisation	40
1.7 Conclusion	45
2 Obtention de la granulométrie d'un spray par méthode inverse	
- Approche et tests numériques	49
2.1 Mise au point de la méthode d'inversion granulométrique	49
2.1.1 Du modèle direct vers l'écriture du problème inverse matriciel	50
2.1.2 Présentation du code d'inversion	54
2.2 Potentiel du code d'inversion : étude de cas numériques	69
2.2.1 Étude de l'effet du dimensionnement de la matrice noyau sur le conditionnement du problème	69
2.2.2 Étude des plages spectrales de la matrice noyau sur la granulométrie	71

2.3 Conclusion	82
3 Obtention de la granulométrie d'un spray par méthodes inverses - Validation expérimentale avec un spectromètre IRTF	85
3.1 Dimensionnement physique du système de mesure	86
3.1.1 Critères de dimensionnement	86
3.1.2 Choix du système de génération de sprays retenu	89
3.1.3 Dimensionnement de la spraybox	92
3.2 Montage retenu	96
3.2.1 Mode opératoire	97
3.2.2 Caractérisations des sprays	99
3.3 Présentation du dispositif d'acquisition de données spectrométriques en transmission	114
3.3.1 Présentation du spectromètre	114
3.3.2 Caractérisation du bruit de mesure du spectromètre	118
3.4 Présentation des plages spectrales effectives retenues	120
3.4.1 Choix des plages de longueurs d'ondes	120
3.4.2 Validation expérimentale de la méthode d'inversion à partir de données spectrométriques	123
3.5 Conclusion	128
4 Validation en laboratoire de la méthode d'extinction à l'aide d'une caméra infrarouge équipée de filtres spectraux	129
4.1 Présentation du dispositif de mesure d'extinction avec caméra	130
4.1.1 Présentation du matériel	130
4.1.2 Algorithme de dépouillement des images	135
4.2 Étude de cas sur plusieurs fenêtres spectrales	136
4.2.1 Étude sur la BII	136
4.2.2 Étude mixte sur les BII et BIII	145
4.3 Étude de cas avec une seule longueur d'onde (Approche "rayon effectif")	149
4.3.1 Détermination du rayon effectif à partir d'une mesure de transmission intégrée	149
4.3.2 Détermination du rayon effectif à partir d'une mesure de transmission monochromatique	152
4.4 Conclusion	154
5 Application de la méthode à une dispersion d'eau par explosif - Approche du rayon effectif	155
5.1 Présentation du dispositif de dispersion de liquide et de l'instrumentation associée	155
5.2 Rappel sur la méthode d'extinction en rayon effectif et ses hypothèses de travail	160
5.3 Étude dimensionnelle du nuage	162
5.3.1 Fenêtre temporelle d'intérêt et rayon de dispersion	162
5.3.2 Mesure de la largeur du nuage	165
5.4 Utilisation de la méthode d'extinction avec caméra pour l'obtention d'un rayon effectif et de la concentration sur le terrain	166
5.4.1 Détermination du rayon effectif	166
5.4.2 Détermination de la concentration du nuage	169
5.5 Conclusions	170
6 Conclusion et perspectives	171
6.1 Conclusion générale	171

Développement d'une méthode optique de mesure granulométrique d'une dispersion de liquide	171
Approche	172
Principales contributions de ce travail	172
Résultats	174
6.2 Perspectives	176

ANNEXES	183
A Morphologie des gouttes d'eau dispersées par explosif . .	185
B Démonstration de la forme de la solution de Tikhonov .	187
C Étude de la robustesse du code d'inversion au bruit de mesure	189
D Résultats complémentaires sur l'inversion de cas numériques	197
Exemple 2 : [0.2-25] μm	197
Cas a : S=(6200,3)	198
Cas b : S=(6200,5)	199
Cas c : S=(6200,10)	200
Cas d : S=(6200,50)	201
Cas e : S=(6200,500)	202
Exemple 3 : [0.2-15] μm	203
Cas a : S=(6166,3)	204
Cas b : S=(6166,5)	205
Cas c : S=(6166,10)	206
Cas d : S=(6166,50)	207
Cas e : S=(6166,500)	208
E Complément de caractérisation des buses IKEUCHI . . .	209
F Spectre de transmission atmosphérique	213
G Spectres de transmission des nébulisations obtenus avec le spectromètre IRTF	215
H Courbes de transmission sélectionnées pour l'inversion de données spectrales pour les buses de TEKCELEO	219

<i>Table des figures</i>	221
<i>Liste des tableaux</i>	233
<i>Liste des symboles</i>	237
Alphanumériques	237
Lettres grecques	238
<i>Acronymes</i>	239
<i>Bibliographie</i>	241

Introduction

Les sprays sont constitués d'une phase liquide sous forme de gouttelettes dispersées dans une phase gazeuse. Les propriétés particulières de ce milieu hétérogène permettent notamment des applications reliées à la dilution et l'épandage d'une substance sur de grandes étendues et/ou volumes. Ils sont ainsi utilisés pour de la fonctionnalisation de surfaces (irrigation des sols) mais aussi en transfert thermique (refroidissement de pièces chaudes). De nombreux secteurs font appel à l'utilisation de sprays et de nébulisations, comme l'agriculture (arrosage/apport d'intrants des cultures), le génie pharmaceutique (usage de lotions ou de crèmes en sprays), le secteur médical, la cosmétique/parfumerie, les transports automobile/avionique (injection de carburant dans les moteurs), la sécurité incendie (rideaux d'eau : figure 1) ainsi que des applications dans le domaine militaire.



Application tunnel



Protection du personnel d'intervention

Figure 1 – Exemples d'applications de l'utilisation d'un rideau d'eau pour la protection contre les incendies [1].

Les performances des sprays sont majoritairement gouvernées par la granulométrie des gouttes générées (taille et concentration), ainsi que leur débit volumique pour assurer l'efficacité de ces derniers.

Ainsi, dans de nombreuses situations, la caractérisation au cours du temps de la granulométrie revêt un caractère fondamental. Elle devra, la plupart du temps, être non-intrusive, afin de ne pas altérer ou perturber les propriétés du/des sprays. Le développement de méthodes de mesures granulométriques est d'autant plus critique que le phénomène à observer est rapide et fluctuant. Dans ce contexte, le Commissariat à l'énergie atomique (CEA) - Direction des Applications Militaires (CEA-DAM) - de Gramat s'intéresse depuis plusieurs années à la **dispersion de liquides par explosif**. Dans le cadre de modélisations numériques, il a lancé des campagnes de mesure sur ces dispersions, notamment par suivi optique, dans le but d'établir un lien essais/calculs fiable et construire une base de données robuste sur ce

type de phénomènes. Un des points d'intérêt est la détermination de la granulométrie et de la concentration et sera le cœur de ce travail de thèse.

Pour illustrer le phénomène et se rendre compte de ses contraintes, la figure 2 montre un cas réel de dispersion d'eau par explosif au cours du temps. Ces images permettent de visualiser la croissance rapide (temps compris entre 0 et 15ms) d'un nuage de gouttes en expansion radiale jusqu'à sa dissipation dans le milieu environnant.

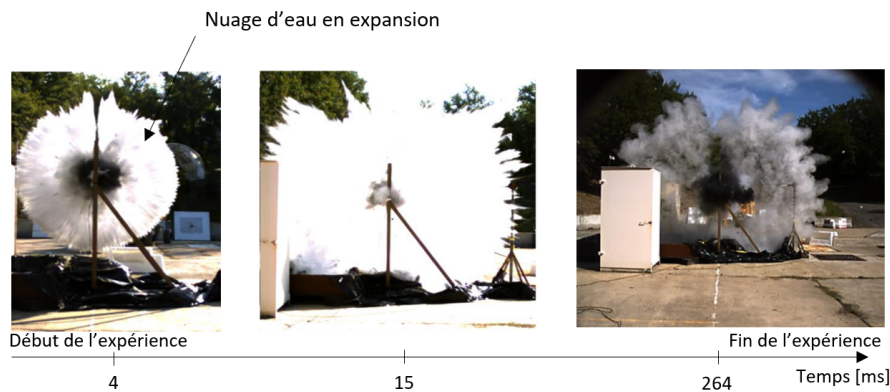


Figure 2 – Évolution au cours du temps d'une dispersion d'eau par explosif (photographies du CEA-Gramat).

L'objectif de cette thèse est donc le développement d'un moyen de mesure fiable de la granulométrie d'un nuage de gouttes d'eau (de tailles comprises entre $[10 - 10^2]\mu\text{m}$ de rayon) et de sa concentration, qui soit adapté aux conditions expérimentales sévères de la dispersion par explosif. En effet, le problème général revêt un aspect multi-échelles dimensionnel (gouttes micrométriques/ nuage métrique) et temporel (vitesses de gouttes de plusieurs centaines de m/s et dissipation du nuage durant plusieurs secondes). Notons également que la concentration en gouttes est un facteur très important car elle varie fortement dans le temps et l'espace (nuage dense à dilué).

En conséquence, le cahier des charges suivant a été établi (tableau 1) :

Caractéristique du phénomène	Conséquence sur l'instrumentation à développer
Liquide dispersé : eau	Mesure non-intrusive, protection de l'équipement contre les projections de liquide
Fortes contraintes énergétiques et de pression (kbar) (détonation)	Insensibilité aux vibrations, protection des équipements
Vitesse du phénomène élevée (plage temporelle de mesure <100 ms)	Utilisation de hautes fréquences d'acquisition ($\geq 500\text{Hz}$)
Poly-dispersion	Capacité à identifier au moins 3 classes de rayons
Concentration élevée ($[10^7 \text{part}/\text{m}^3]$) [2]	Sensibilité adaptée à la concentration
Phénomène hétérogène spatialement	Utilisation d'une mesure de champ (à l'aide de caméras matricielles)

Table 1 – Cahier des charges de l'étude.

N-B : L'utilisation d'équipements utilisant des lasers sur le site d'expérimentation pyrotechnique est soumise à des contraintes de sécurité fortes, privilégiant alors la mise en œuvre d'autres types de dispositif pour ces mesures de granulométrie.

Au regard de ces éléments, les mesures doivent donc se faire sur des phénomènes très rapides et complexes, ce qui amène de nombreuses contraintes tant sur les moyens à mettre en œuvre que sur les méthodes d'identification numériques (traitement des données). À ce jour, il n'existe pas de moyen métrologique commercialement disponible permettant ce type de mesure dans ces conditions expérimentales particulièrement sévères. En effet, l'étude de l'atomisation des liquides est plutôt bien documentée dans les domaines des moteurs thermiques ou l'agriculture, mais pour des phénomènes en régime permanent. Des caractérisations sont possibles pour les sprays dans des conditions bien contrôlées (régime stationnaire rencontré en laboratoire) mais pas dans des conditions très sévères comme celles d'une déflagration ou détonation. De ce fait, la littérature appliquée à l'étude des dispersions de liquide par un explosif est assez restreinte. Il en est de même pour les modèles existants, ou disponibles, de prédiction numérique des phénomènes générés par l'explosion du liquide avec un explosif. Un des enjeux importants ici, est donc de proposer un nouveau moyen pour mesurer des *champs de granulométrie* dont l'ordre de grandeur de la taille des gouttes est de la centaine de micromètres dans ces conditions expérimentales [3].

Pour répondre à la problématique de l'étude, une méthode optique basée sur la mesure de l'extinction a été développée avec la spécificité d'opérer dans le spectre infrarouge. Cette dernière a été associée à un modèle d'inversion faisant intervenir le modèle de Mie. La méthode d'extinction pour la mesure de granulométrie est une méthode déjà recensée et documentée dans la littérature - par exemple, l'équipe de Tuersun [4] a déterminé la granulométrie de particules d'or-, mais celle-ci est souvent appliquée à des systèmes statiques et sur de grandes tailles de gouttes (mm). *La méthode d'extinction appliquée à notre cas d'étude est donc originale compte tenu de l'ordre de grandeur des tailles de gouttes (centaine de micromètres) vis-à-vis de la gamme spectrale de détection située dans l'infrarouge et couvrant la plage [2 – 14] μm , soit les bandes spectrales II et III correspondant aux caméras de thermographie de "terrain" les plus usuelles.* La mesure d'extinction consiste à mesurer le rapport entre l'intensité transmise I_T en sortie du nuage et l'intensité incidente I_0 sur celui-ci. Ce rapport est relié, moyennant certaines hypothèses, comme on le verra plus loin, au rayon des gouttes et leur concentration. Par ailleurs, il sera indispensable de prendre en considération un certain nombre de grandeurs liés aux caractéristiques du nuage (rayon de l'explosion, épaisseur L du nuage de gouttes, plage temporelle de mesure, ratio de charge c'est-à-dire le rapport de la masse de liquide sur la masse d'explosif, etc.).

Pour développer cette méthode d'extinction, la méthodologie adoptée consiste à créer des conditions de dispersion moins sévères en laboratoire afin de valider toutes les étapes intermédiaires de la méthode avant la mise en œuvre d'une approche "terrain". En effet, nous avons voulu stabiliser le phénomène en travaillant sur des sprays contrôlés dans un premier temps (vitesses moindres et uniformes, tailles de gouttes calibrées, débit contrôlé et concentrations connues a priori), avant de tester la méthode sur des phénomènes de complexité plus importante comme le montre la figure 3.

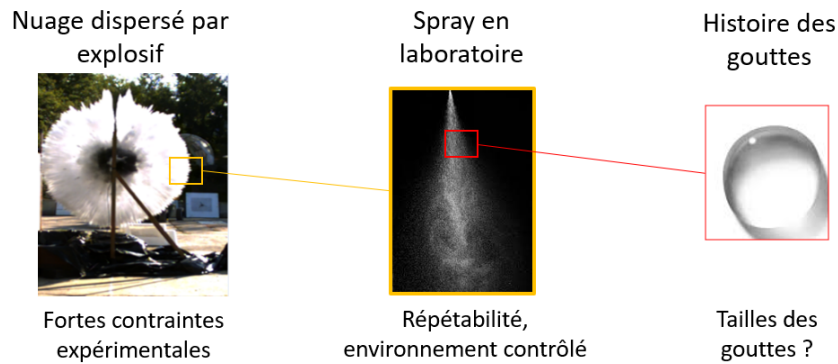


Figure 3 – Différentes échelles de taille des gouttes d’un liquide dispersé.

La génération de sprays contrôlés en laboratoire permet, notamment, d’obtenir des granulométries différentes et représentatives de ce qui se passe lors de la formation du nuage réel. La dernière phase indiquée sur la figure 3 (histoire des gouttes), devra être traitée au-delà de ce travail, via l’application de la méthode d’extinction sur une dispersion dynamique d’échelle intermédiaire (cet aspect sera évoqué dans la partie "Perspectives" du manuscrit). Ceci permettra alors de faire la transposition de la méthode développée en laboratoire au cours de ce travail et sa mise en œuvre sur le site d’expérimentation pyrotechnique.

La deuxième partie de notre approche réside dans la dégradation progressive des mesures de transmission en passant d’un système d’acquisition dense spectralement (spectromètre IRTF), à un système "appauvri" (caméras IR équipées de filtres) pour se rapprocher des conditions de dispersion par explosif (figure 4). Cette méthodologie favorise également l’analyse d’une dispersion à différentes échelles de vitesse. Ces deux aspects ont permis de mettre en avant la résolution granulométrique accessible selon les caractéristiques du système déployé.

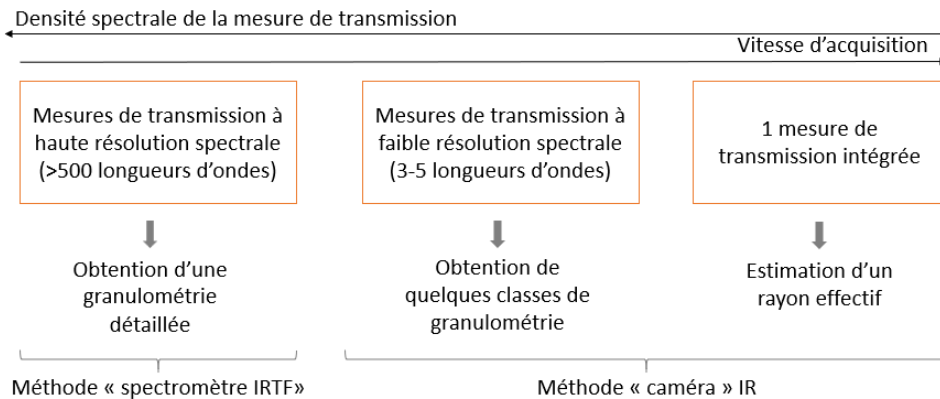


Figure 4 – Approche incrémentale et multispectrale adoptée.

In fine, la démarche proposée a principalement contribué à :

- Développer un modèle permettant de prédire la sensibilité d’un futur dispositif.
- Mettre au point un protocole de mesure de spectres en conditions maîtrisées sur un spectromètre IRTF.
- Développer un code d’inversion pour la restitution de la granulométrie et de la concentration via le traitement des données de transmission multispectrale (validation numérique et métrologique, robustesse).

-
- Valider numériquement et métrologiquement l'outil numérique et tester sa robustesse.
 - Déployer la méthode dans son approche la moins "dense spectralement" sur le site d'expérimentation pyrotechnique.

Le plan du manuscrit s'organise comme suit :

Le chapitre 1, intitulé "*Étude bibliographique*" rappelle les principales notions utilisées dans ce manuscrit. Il décline le concept des ruptures/dispersions des liquides, puis de façon simplifiée quelques éléments de détonique afin de bien comprendre l'analogie que nous faisons entre un nuage de gouttes réel et les sprays (partie 1 à 3). Ce chapitre répertorie également dans une quatrième partie, un panel de méthodes de mesure granulométrique pour les liquides afin de mettre en exergue le choix de notre méthode de mesure d'extinction. Une cinquième partie se concentre sur les phénomènes d'interactions entre rayonnement optique et particules, partie indispensable pour comprendre les principes des mesures d'extinction et les problématiques optiques liées à nos mesures. Enfin, ce chapitre se termine par un état de l'art sur les méthodes d'inversion.

Le chapitre 2, intitulé "*Obtention de la granulométrie d'un spray par méthode inverse - Approche et tests numériques*" présente la méthode d'inversion numérique développée pour traiter les données de transmission multispectrale. Ce chapitre détaille la démarche numérique complète d'inversion en partant de l'écriture du modèle direct de notre problème jusqu'à l'écriture du modèle matriciel discret, base de la méthode d'inversion. Ici, l'approche est purement numérique, nous ne prendrons pas en compte les contraintes expérimentales de mesure (nombre de longueurs d'ondes de transmission limité). L'objectif de cette partie est de démontrer le bon fonctionnement du code et son potentiel d'utilisation, au travers de différentes études de cas numériques, générées synthétiquement par un "modèle direct". Dans ce même esprit, une étude de sensibilité aux bruits du signal d'entrée a également été réalisée. Pour tendre vers des cas plus réalistes (plage de longueurs d'ondes plus limitée), les exemples présentés partiront du cas de mesures spectralement denses sur une large plage de longueurs d'ondes vers des cas où la plage de longueurs d'ondes est plus restreinte (appareils du commerce : spectromètre, caméras, etc.). À l'issue de ces études de cas, le code sera validé numériquement et les potentialités pour la restitution de plusieurs classes de rayon démontrées.

Le chapitre 3 est intitulé "*Obtention de la granulométrie d'un spray par méthodes inverses - Validation expérimentale sur un spectromètre IRTF*". Ce chapitre présente la mise en œuvre du dispositif global pour la mesure d'extinction de référence sur un spray. Il contient également le dimensionnement du système (choix des buses), la caractérisation des buses de référence (concentration, largeur du spray, plages de stabilité temporelle), l'étude du bruit des mesures de transmission et bien évidemment, des mesures de transmission spectrométriques réalisées sur des sprays en environnement contrôlé (nébulisation dans une enceinte fermée). À partir des données de transmission de référence, des tests réalisés avec le code d'inversion viendront statuer sur la validité des résultats. Les résultats seront confrontés à des mesures de référence (granulomètre laser et données fournisseurs). Le spectromètre étant l'appareil de mesure fournissant la meilleure résolution spectrale, celui-ci permettra l'analyse des plages de mesures étendues en vue de reproduire, dans un premier temps, les mesures d'extinction avec d'autres instruments (mesures dégradées) plus compatibles avec les conditions d'essais sur site d'expérimentation pyrotechnique.

Le [chapitre 4](#), intitulé "*Validation en laboratoire de la méthode d'extinction à l'aide d'une caméra infrarouge équipée de filtres spectraux*" met en avant la validation de la méthode d'extinction avec l'utilisation de caméras infrarouges en laboratoire sur des sprays pour la détermination de la transmission, et donc de la granulométrie après inversion des données acquises avec les caméras. Le dispositif de mesure y est présenté. Ce nouvel appareillage ne permettra pas d'avoir une mesure aussi fine que la transmission issue d'un spectromètre comme au [chapitre 3](#), mais sera compatible avec les conditions d'essais sur le site d'expérimentation pyrotechnique, tout en respectant le cahier des charges (trois classes de rayon a priori). Enfin, ce chapitre se termine par la présentation de deux configurations d'essai avec caméra : l'une avec quelques longueurs d'ondes (ajout de filtres) pour la détermination de quelques classes de rayon, et l'autre avec une seule mesure intégrée de transmission pour l'estimation d'un rayon effectif. Toutes deux feront l'objet d'une validation à partir de mesures de granulométrie de référence (granulomètre laser).

Comme son nom l'indique, le [chapitre 5](#) intitulé "*Application de la méthode à une dispersion d'eau par explosif : approche du rayon effectif*", traite de l'application de la méthode d'inversion à partir de données d'extinction acquises à l'aide de caméras infrarouges sur le site d'expérimentation pyrotechnique. Après une brève explication des hypothèses de travail, il met en avant la validation de la méthode d'extinction "caméra" pour la détermination d'un rayon effectif de gouttes sur un nuage en supposant sa concentration connue ou vice-versa. Cette mise en lumière permettra par ailleurs, de souligner le besoin de mettre en œuvre une méthode de mesure densifiée si l'on souhaite avoir accès à une granulométrie plus complète.

Enfin, après avoir conclu ce manuscrit sur la validité de la méthode d'extinction et les capacités de notre code d'inversion à répondre favorablement au cahier des charges, des perspectives seront ouvertes sur la proposition d'un dispositif instrumental basé sur l'étude de la méthode numérique développée (inversion de mesures multispectrales de transmission). Cette suggestion de prototype de mesure sera adaptée aux conditions "terrain" et pourra alors constituer un bon compromis entre précision de mesure, fréquence d'acquisition, facilité d'utilisation et coût de mise en œuvre.

1

Étude bibliographique

1.1	Des mécanismes d'instabilités à la dispersion des liquides	8
1.1.1	Les mécanismes de rupture des liquides : les instabilités	8
1.1.2	Notions d'atomisation primaire et secondaire d'un liquide	10
1.2	Cas de la fragmentation des liquides par explosif	11
1.2.1	Définitions des principaux termes de détonique	11
1.2.2	Notions générales sur les explosifs	13
1.2.3	La dispersion de liquide par explosif	14
1.3	Analogie avec les sprays	17
1.4	Méthodes de mesure de la granulométrie de gouttes de liquide	18
1.4.1	Mesure sur une goutte	20
1.4.2	Mesure sur un nuage de particules	24
1.5	Interaction d'un rayonnement optique avec un milieu dispersé constitué de gouttes	31
1.5.1	Interaction du rayonnement avec une goutte élémentaire	31
1.5.2	Expression du coefficient d'extinction	36
1.6	Problématique de l'obtention d'une granulométrie de spray à l'aide d'une méthode d'inversion : état de l'art	39
1.6.1	Définition des problèmes direct et inverse	39
1.6.2	Méthodes de régularisation	40
1.7	Conclusion	45

Ce chapitre a pour objet d'introduire les différentes notions utiles pour aborder notre problématique. Dans un premier temps, *les différents mécanismes d'instabilités et de fragmentation* connus dans le champ de la dynamique des fluides et les cas de dispersions de liquide par explosif seront décrits. Cela permettra de présenter *l'analogie qui sera faite avec les sprays*. Puis, *les méthodes de mesure granulométrique existantes* permettant de sonder la taille et la concentration de ce type de milieu seront ensuite abordées. Ceci, dans le but d'en faire ressortir celle qui a été adoptée a posteriori au cours de ce travail de thèse. Seront alors définies *des notions d'optique des milieux dispersés, sur laquelle est fondée la méthode de mesure*. Enfin, une dernière section décrira *l'état de l'art de quelques méthodes d'inversion les plus courantes* rencontrées dans la littérature et sur lesquelles ce travail s'est appuyé pour traiter la problématique présentée dans la partie "Introduction".

1.1 Des mécanismes d'instabilités à la dispersion des liquides

Pour comprendre d'où provient le nuage de gouttes sur lequel sera déployée la méthode de mesure granulométrique, cette section présente des notions sur les mécanismes physiques conduisant à la rupture des liquides. Elle permettra d'établir les prérequis pour aborder ensuite la phénoménologie d'une dispersion de liquide par explosif (échelle 1) dans un premier temps, puis dans le cas d'une dispersion analogue (spray) plus accessible pour une étude en laboratoire (conditions moins sévères) dans un second temps.

1.1.1 Les mécanismes de rupture des liquides : les instabilités

De façon générale, un système est dit "stable" lorsque ce dernier est dans un état qui n'est pas modifiable sans apport extérieur (énergétique, mécanique, etc.). En revanche, cette notion d'équilibre non perturbable n'existe pas dans la réalité, car toute matière comporte des imperfections (inhomogénéité d'un matériau ou d'un fluide ou différences de propriétés physiques au niveau d'une interface entre deux milieux par exemple). Ces imperfections ou irrégularités agissent sur la matière comme une perturbation qui est à l'origine de la formation d'instabilités dans le milieu. Pour comprendre ce que l'on appelle une instabilité, prenons l'exemple d'un pendule dont la masse est reliée à un barreau rigide libre en rotation comme le montre la figure 1.1. Il existe, théoriquement deux positions d'équilibre pour ce

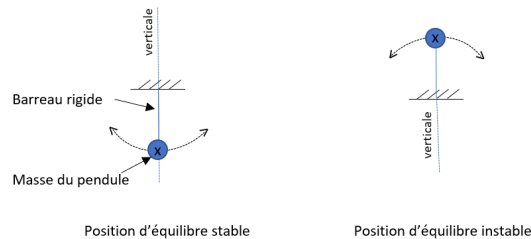


Figure 1.1 – Schéma du pendule et ses deux positions d'équilibre.

pendule. Physiquement, la position haute est réputée instable, car la moindre imperfection comme les petites inhomogénéités de la masse ou du barreau conduira inévitablement à une mise en mouvement du pendule. De même qu'une imperfection du pivot peut y conduire. L'instabilité est donc le fruit d'une imperfection dont l'échelle est très petite devant celle du système.

En dynamique des fluides, il existe de nombreux phénomènes se produisant au niveau de leurs interfaces. Pour poser le concept d'instabilité dans ce contexte, prenons maintenant un autre exemple [5]. Considérons une fine lame d'eau plane maintenue en lévitation par une pression atmosphérique suffisante comme sur la figure 1.2. Ce système est donc composé de deux fluides de densités ρ différentes tel que $\rho_{eau} > \rho_{air}$. Ce système est en théorie stable, car l'interface entre l'eau et l'air est supposée plane et que par conséquent, les forces mises en jeu se compensent (équilibre entre la gravité de l'eau et la pression atmosphérique : il s'agit de la poussée d'Archimède proportionnelle à la différence de densité). Cependant, ce n'est pas le cas en réalité : l'eau ne peut pas rester en lévitation car le contact eau/air n'est jamais parfait et constitue une imperfection (différence de propriétés physiques : densité, pression, etc.). De par la présence d'imperfections, le liquide tente de minimiser sa surface par rapprochement des molécules d'eau pour compenser le coût énergétique de tension de surface liée à son étalement

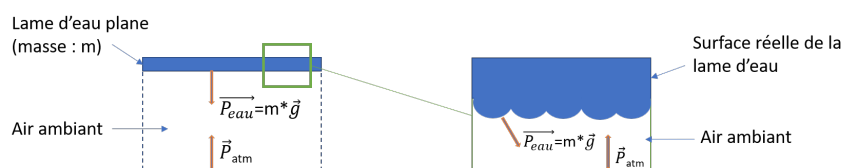


Figure 1.2 – Expérience de pensée : vue d'une lamelle d'eau en lévitation dans l'air.

et ne pas se mélanger à l'air. La forme la moins coûteuse en énergie de surface étant la sphère, la surface de l'eau tend systématiquement à se rapprocher le plus possible de la forme d'une goutte. Ainsi, si l'on "zoomait" par la pensée sur l'interface eau/air, on s'apercevrait que celle-ci n'est pas plane, mais présente des ondulations (figure 1.2). Ceci implique que les forces locales (pression atmosphérique, pression au sein du liquide) contribuant à l'équilibre de la pellicule d'eau ne peuvent pas se compenser : il y a non-colinéarité entre les directions des interactions. D'où l'instabilité provoquant la déformation du liquide puis sa fragmentation (la chute du liquide par gravité).

On retiendra d'une manière générale, que lorsque qu'il y a une différence de densité, de pression, de vitesse ou d'accélération entre deux milieux, des instabilités se forment aux interfaces. En se développant dans les liquides mis en jeu, ces instabilités conduisent à l'arrachement de matière sous forme de ligaments qui vont ensuite se fragmenter en gouttes. Dans notre étude, on s'intéresse à un liquide subissant une détonation, ce qui est encore aujourd'hui un enchaînement mal connu de différents mécanismes physiques. Dans un premier temps, les différents mécanismes d'instabilité et de fragmentation connus seront donc décrits. Les caractéristiques de ces instabilités sont synthétisées dans le tableau 1.3 ci-après.

Instabilité	Principe de formation	Origine	Conditions d'apparition
Instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT)	Entrée du liquide 1 dans le fluide 2 : formation d'une structure en champignon typique des IRT 	Interaction entre deux fluides de densités différentes	Deux fluides de densités et vitesses de propagation différentes
Instabilité de Kelvin-Helmholtz (IKH)	Formation de tourbillon 	Cisaillement de l'interface entre deux fluides de vitesses de propagation différentes	Force de viscosité prépondérante entre deux fluides
Instabilité de Richtmyer-Mechkov (IRM)	Déformation de l'interface qui tend vers la formation de champignon (IRT) 	Couple barocline	Accélération impulsionnelle (sous l'effet d'un choc) de l'interface entre deux fluides de densités différentes

Figure 1.3 – Représentation schématique de différentes instabilités pouvant conduire à la rupture des liquides lors d'expérimentations sur site pyrotechnique et leurs caractéristiques. Les images sont extraites de [6].

Comme on peut le voir dans ce tableau, on peut distinguer trois familles d'instabilités : les instabilités de Rayleigh-Taylor (IRT), les instabilités de Kelvin-Helmholtz (IKH) et les instabilités de Richtmyer-Mechkov (IRM).

N-B : un quatrième type d'instabilité, appelé instabilité de "Rayleigh-Plateau", qui tire son origine dans la minimisation naturelle de la surface d'un liquide, n'est pas répertorié dans le tableau 1.3 car ce type d'instabilité n'interviendra pas dans les mécanismes de dispersion de liquide par explosif, mais sera évoqué dans le cadre de la problématique des sprays.

Les instabilités de Rayleigh-Taylor [6, 7], proviennent du fait que deux fluides en contact ayant des densités différentes vont interagir l'un sur l'autre. La conséquence de ces interactions est la formation de structures en forme de champignon à l'interface entre les deux fluides lorsqu'un des deux liquides pénètre dans l'autre. On observe alors des aiguilles de fluide dense/comprimé dans le fluide le plus léger/détendu et une formation de bulles de fluide léger dans le fluide le plus lourd.

Les instabilités de Kelvin-Helmholtz sont issues du cisaillement de l'interface entre deux fluides se propageant à des vitesses différentes. La différence de vitesse induit des différences de pression entre les deux fluides qui tendent à étirer davantage l'interface et à augmenter l'amplitude des perturbations initiales. Lorsque l'amplitude devient suffisante, l'interface est entraînée par le fluide et commence à s'enrouler sur elle-même pour former des tourbillons. C'est à partir de la structure formée que peuvent se détacher des ligaments liquides.

Les instabilités de Richtmyer-Mechkov sont provoquées par l'accélération (choc) d'une interface séparant deux fluides de densités différentes ρ_0 et ρ_1 comme on peut le voir sur la dernière figure du tableau 1.3. Lorsque le choc n'est pas trop fort et que l'amplitude des perturbations initiales n'est pas trop grande, le régime d'accroissement de ce type d'instabilité est comparable à celui de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Néanmoins, ce qui provoque l'accroissement de la perturbation de départ (a) est le couple barocline (c) dû à l'angle (b) entre la direction du gradient de pression de choc et le gradient de densité inhérent aux perturbations de départ. Puis, des structures analogues à celles rencontrées pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor prennent forme (d), pour aboutir à des aiguilles et des bulles.

Enfin, lorsque qu'un liquide présente des cavités (bulles) au niveau de sa surface libre, ces dernières peuvent se désintégrer (éclatement) en générant des projections (jets) de liquide sous l'effet d'autres types d'instabilité en forme "d'oursin" (figure 2) décrits dans [8].

Quels que soient les mécanismes d'instabilité qui apparaissent dans ou sur les liquides, leurs amplifications finissent par conduire à l'arrachement de matière (IKH) sous forme de ligaments qui vont ensuite se fragmenter en gouttes par action conjointe de la force d'inertie et de la tension superficielle (régime de Weber). C'est ce qui est à l'origine de l'atomisation primaire et secondaire des liquides.

1.1.2 Notions d'atomisation primaire et secondaire d'un liquide

On distingue deux grandes phases dans la rupture des liquides : l'atomisation primaire dans un premier temps, puis l'atomisation secondaire dans un deuxième temps comme illustré sur la figure 1.4.

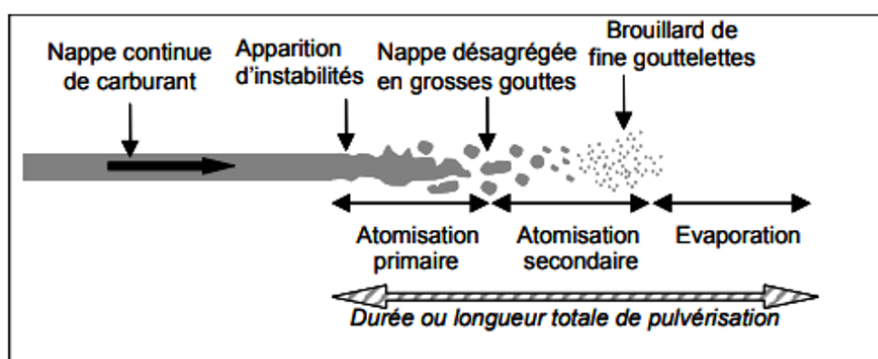


Figure 1.4 – Représentation des différents niveaux d'atomisation dans le cas de l'injection d'un carburant [9].

Durant la première phase, de premiers ligaments (ou fragments de liquide) se détachent du volume initial de liquide. Au fur et à mesure, ces ligaments de liquide se fractionnent à leur tour pour donner naissance à de petites gouttes : c'est l'atomisation secondaire. Lorsque ces gouttes sont soumises à des forces d'inertie (exemple : chute d'une cascade), ces dernières sont mises en mouvement et se propagent dans l'espace. Dans notre cas, l'inertie, et donc la mise en mouvement des gouttes, est provoquée soit par une détonation (essais à échelle 1) soit par la pression dans le cas d'un spray (étude à échelle du laboratoire). Dans les deux cas, les gouttes s'éloignent de plus en plus des ligaments, et s'affinent pour former in fine un nuage de gouttes. Ce schéma de progression de la fragmentation du liquide est similaire à ce qui peut être observé sur des essais de dispersion sur un tube à choc. *Dans le cas du travail présenté ici, les mesures de granulométrie seront effectuées sur le nuage lorsque celui-ci sera stabilisé durant la phase d'atomisation secondaire du liquide.*

1.2 Cas de la fragmentation des liquides par explosif

Cette étude s'intéresse au cas d'un liquide subissant une détonation et formant ainsi une dispersion de gouttes dans l'air. Cette section aborde donc brièvement les notions fondamentales relatives à la détonique pour expliquer les phénomènes de dispersion de liquide par explosif. L'idée finale étant d'expliquer le choix des moyens mis en œuvre au cours de cette thèse, pour caractériser la granulométrie de ce type de milieu.

1.2.1 Définitions des principaux termes de détonique

La pyrotechnie est une science dont les premières mentions datent du premier millénaire avant JC avec la fabrication de "flèches enflammées" en Inde et en Chine [10]. Étymologiquement, "pyrotechnie" est un mot dérivé de "technie" qui signifie l'art/la technique, précédé du suffixe "pyro-" signifiant "feu". C'est une science qui regroupe tous les arts du feu dont la combustion, les techniques d'élaboration du feu ou encore les phénomènes de déflagration ou de détonation (artillerie, feux d'artifices, etc.). Cette science est à distinguer de la "détonique" qui correspond à une terminologie plus moderne de la pyrotechnie et désignant toutes les études scientifiques de phénomènes faisant intervenir une phase de détonation jusqu'aux études des phases de transition choc/détonation et la caractérisation des explosions de matériaux énergétiques. Dans le cadre de cette étude, on parlera donc de détonique au sens large du terme. À cette science qu'est la détonique, est associée une terminologie riche et précise. Certains des termes

étant employés couramment dans le reste de ce manuscrit, les principales définitions sont expliquées ci-dessous.

On définit un explosif comme étant une substance au sein de laquelle peut se propager de façon autonome, une réaction de combustion.

En détonique, selon la vitesse de propagation des phénomènes engendrés, plusieurs régimes de décomposition peuvent apparaître [6]. Quels que soient ces régimes de décomposition, ils ont tous pour origine une réaction d'oxydoréduction plus ou moins rapide libérant principalement de la chaleur (exothermique), de la vapeur d'eau et du CO_2 (produits de détonation). On parlera alors de réaction de combustion. Il existe deux régimes de combustion. Lorsque la vitesse de réaction, qui se propage par conduction thermique, est de l'ordre de la centaine de m/s (vitesse subsonique), les dégâts causés sont importants et on parlera de "*déflagration*" (choc audible). Lorsque les réactions mises en jeu sont encore plus rapides (vitesse supersonique : quelques centaines à plusieurs milliers de m/s), on atteint le régime de "*détonation*" qui est le plus destructeur et surtout qui n'est pas réversible. Dans les faits, la vitesse de propagation de l'onde sonore est limitée par la diffusion, la conduction thermique, le mode d'amorçage, les conditions ambiantes, le confinement, etc. C'est pourquoi, dans le cas du régime de déflagration, la vitesse de l'onde décroît au cours du temps. Une déflagration peut évoluer vers une détonation [11]. Dans ce cas, la vitesse de propagation de l'onde de choc reste constante pour une configuration donnée (composition, conditions de mise en œuvre fixées).

Lorsqu'une réaction de combustion se produit, la décomposition chimique par oxydation peut générer de la lumière selon la vitesse de combustion, l'énergie et la température. Celle-ci peut être produite par chimiluminescence (produite par l'excitation de molécules (exemples : liaisons CH ou OH) ou par effet "thermique"/rayonnement de type solide ou des suies (exemple : émission thermique des particules de carbone contenues dans un jet réactif). Ces propriétés radiatives/optiques contribuent à la génération de signatures spectrales pouvant être utilisés pour la caractérisation des phénomènes de combustions. Ce type de réaction est à l'origine de la formation de boules de feu notamment.

Le "choc" (mécanique ou électrique) est l'élément déclencheur de la réaction de combustion au sein du matériau énergétique. Lorsque le choc se propage dans l'explosif, un échauffement local (rapprochement brutal des molécules) se produit, et des réactions d'oxydoréduction ont lieu, de manière similaire au mécanisme d'auto-inflammation. Ceci génère une discontinuité dans laquelle la réaction chimique se poursuit de proche en proche à l'intérieur de la matière explosive. Cela forme un front de flamme, c'est-à-dire une frontière entre les réactifs (à l'avant du front) et les produits de la réaction (à l'arrière du front). On parle alors "*d'onde de détonation*" pour désigner l'onde se propageant à l'intérieur de l'explosif. Dès lors que la totalité des réactifs a été consommée par la réaction (on est alors en dehors de l'explosif), on parlera plutôt "*d'onde de choc*" (ou "d'onde de souffle"). Cette dernière se propage dans le milieu environnant (air, liquide, etc.) par une succession d'ondes de compression et de dilatation se développant radialement depuis la matière énergétique. Au cours de la propagation d'une de ces ondes de compression, l'environnement proche de cette onde se dilate et se réchauffe, si bien que l'onde de compression suivante s'y déplace plus rapidement, rattrapant ainsi l'onde de compression précédente. C'est de cette superposition d'ondes que résulte l'onde de choc, c'est-à-dire une onde de plus forte intensité et dont la vitesse dans le milieu d'une façon générale, et quel que soit le milieu, est supérieure à celle du son dans l'air (343m/s si l'air est à 20 ° C).

Différents modèles existent dans la littérature pour décrire le comportement des ondes de détonation [6, 10, 12-17] et des interactions des ondes de choc avec leur environnement [18, 19]. La phénoménologie au sein de la charge peut alors être schématisée comme un fluide

gazeux issu d'une réaction de combustion (boule de feu) libérant principalement du CO_2 et de la vapeur d'eau qui se propage dans la charge et atteint sa surface.

La littérature fait état de quatre types de méthode de propagation des ondes de choc [17]. On distingue ainsi les méthodes dites "mécaniques" (ex. : rupture brutale de la membrane d'un canon à gaz), "chimiques" (ex. : production de gaz chauds suite à décomposition rapide d'un explosif), "nucléaires" (ex. : décomposition de noyaux atomiques) ou encore "électriques" (ex. : rupture de diélectrique [10]). Cependant, elles ont toutes un point commun : les phénomènes engendrés génèrent un *effet de souffle*. Par ce fait, une détonation est associée à une très grande quantité d'énergie libérée en un laps de temps très court. *Dans le cadre de cette thèse, on parlera de détonation car l'origine de l'onde de choc provient d'une réaction de décomposition chimique exothermique et rapide.*

1.2.2 Notions générales sur les explosifs

Les ondes de choc peuvent être générées naturellement (exemples : volcan, explosion d'étoiles, etc.) ou artificiellement par des explosifs chimiques. Ces matériaux énergétiques peuvent être classés selon plusieurs critères [20] (structure chimique [10, 15, 17], nature (poudre, pâte, solide, liquide, gazeux (exemples : hydrogène/oxygène), etc.) [21], réactivité, composition, comportement physique, etc.). De façon générale, un explosif est constitué de trois ingrédients : une ou plusieurs charges réactives (oxydant + réducteur) qui sont à l'origine du caractère énergétique du matériau, un liant qui sert à maintenir la cohésion des charges réactives et assure la tenue mécanique de cette dernière et des additifs éventuels [22].

L'ouvrage [21] traite de façon détaillée un très large panel de charges réactives existantes selon leurs caractéristiques. Le tableau 1.1 ci-dessous n'en reprend que les principales (liste non-exhaustive) [22] selon leur densité et leur pression d'onde de choc dite pression de Chapman-Jouguet (P_{CJ}) et leur coefficient de Gurney $\sqrt{2E_g}$. Plus une charge sera dense, plus elle sera compacte et donc plus vite s'y propagera l'onde de détonation. La P_{CJ} est définie dans le cadre de la théorie de Chapman-Jouguet [23] qui considère l'onde de détonation comme étant une discontinuité plane qui se propage dans le milieu. La P_{CJ} correspond à la pression du milieu lorsque l'on est au voisinage du front de détonation. Une P_{CJ} élevée confère un pouvoir de brisance à l'explosif. Le coefficient de Gurney, propre à chaque explosif, lui, rend compte des propriétés propulsives de l'explosif (qui permet de propulser le liquide dans notre cas). Parmi les exemples d'explosifs cités, on retrouve le TNT (trinitrotoluène ou tolnite) très couramment utilisé en raison de sa facilité de mise en œuvre, son faible prix de revient et sa grande stabilité, le RDX (ou cyclo-triméthylène-trinitramine ou hexogène) plus puissant que la TNT, le HMX (ou cyclo-tétraméthylène-tétranitramine) qui est le plus puissant explosif connu et l'ONTA (ou 3-oxynitrotriazole) qui est le moins sensible des quatre explosifs cités en exemple.

Explosif	Densité (kg/m^3)	P_{CJ} (kbar)	$\sqrt{2E_g}$ ($mm/\mu sec$)
TNT	1654	190	2.44
RDX	1806	338	2.83
HMX	1910	395	2.97
ONTA	1910	260	2.10

Table 1.1 – Principaux explosifs et leurs caractéristiques.

On parlera d'*explosifs secondaires* pour les explosifs les moins sensibles et d'*explosifs primaires* pour les explosifs très réactifs. Généralement, les explosifs primaires ne constituent pas le

volume principal de la charge explosive dit "*charge principale*" [17], car ils sont souvent utilisés comme initiateurs de la détonation ou dans les détonateurs lorsqu'il est utilisé seul pour générer un régime de détonation. On appelle alors détonateur un élément permettant de générer un choc suffisant, capable d'amorcer un explosif secondaire moins sensible.

Il existe de nombreuses formulations et procédés de fabrication possibles pour élaborer des explosifs [24-26]. Ces derniers sont choisis en fonction du résultat voulu (pression de Chapman-Jouguet, vitesse : coefficient de Gurney) et du type de matériau à disperser par le biais de l'explosion.

Un explosif peut, par exemple, être employé pour faire disperser par choc "mouvement" et par combustion de proche en proche, un nuage de particules liquides (exemple : explosif carburant-air ou "fuel-air explosive" en anglais [27, 28]) ou solide (exemple : particules métalliques [29]).

Dans cette présente étude, *le dispositif est constitué d'un édifice rempli d'eau et dans lequel est placée une charge explosive. Cette dernière servira à disperser le liquide sous forme d'un nuage de gouttes, qui est ensuite analysé en termes de granulométrie.*

Pour comprendre l'effet d'une détonation sur ce liquide, les différentes interactions entre la phase de détonation et la mise en dispersion du liquide sont abordées ci-dessous.

1.2.3 La dispersion de liquide par explosif

Pour rappel, la détonation d'une charge explosive a pour effet la formation d'une onde de détonation (propagation de la réaction de combustion) dans l'explosif puis d'une onde de choc au-delà de la substance explosive. Lorsque cette charge est initialement entourée d'un liquide, cette onde de choc en mouvement pousse le fluide liquide qui l'entoure [11, 27, 30-32]. À l'inverse des explosions en air libre dont on identifie relativement bien les mécanismes d'instabilités, les phénomènes de mise en dispersion d'un liquide par un explosif sont mal connus encore à ce jour. Selon [31], l'interface "produit de détonation-liquide" serait le siège d'instabilités de mélange : on y observerait une discontinuité des gradients de pression et de densité qui se traduit par la formation d'ondulations [31] (ou longueurs d'ondes de perturbation) à l'interface entre le liquide et le gaz via des instabilités de Rayleigh-Taylor puis des instabilités de Richtmyer-Meshkov [11, 33], du fait de l'onde de choc transmise dans le liquide. La figure 1.5 illustre, grâce à des techniques interférométriques, le front de détonation et les ondulations/instabilités à l'interface gaz-milieu extérieur dans le cas analogue d'une explosion en air libre (le gaz de produit de détonation pousse l'air ambiant).

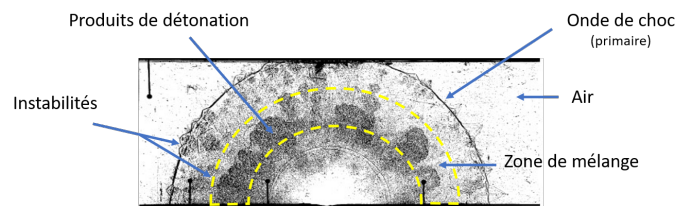


Figure 1.5 – Vue par interférométrie de l'expansion des ondes de choc, du gaz produit de détonation et des instabilités à l'interface gaz-air pour une charge cylindrique [34].

D'après certaines études comme [31], il semblerait qu'au fur et à mesure de leur propagation dans le liquide, les ondes de choc font croître ces ondulations qui finissent par s'entremêler. L'effet du croisement des ondes de choc dans le liquide aurait pour effet d'amplifier la contrainte en traction générée par le passage du premier choc et à laquelle le liquide ne peut résister, créant ainsi un effet de cavitation (liquid spall) [31, 33], comme on peut le voir sur la figure 1.6. Mais on peut supposer que cette cavitation (présence de bulles) résulte d'une interaction plus complexe (instabilités de Rayleigh-Taylor, etc.) de plusieurs phénomènes.

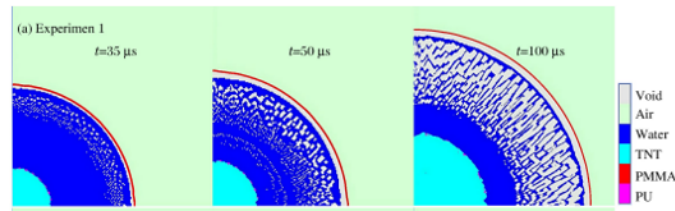


Figure 1.6 – Simulation au cours du temps de l'effet de cavitation suite à une détonation d'un volume d'eau initialement confiné dans un conteneur en PMMA [35].

Les bulles de gaz formées tendent à émerger rapidement du liquide [8]. Ce qui pourrait expliquer pourquoi le liquide devient de plus en plus mousseux au niveau de sa surface extérieure. L'accélération des bulles engendre leurs explosions (instabilités de Richtmyer-Meshkov), générant ainsi une multitude de "petits jets" de liquide. Lorsque le fluide à disperser par une explosion est confiné dans un réservoir [27, 31] comme pour nos essais à échelle 1, et comme illustré sur la figure 1.7, on parlera selon [31] de "dispersion turbulente" du fait des transferts d'énergie cinétique du gaz vers le reste de liquide.

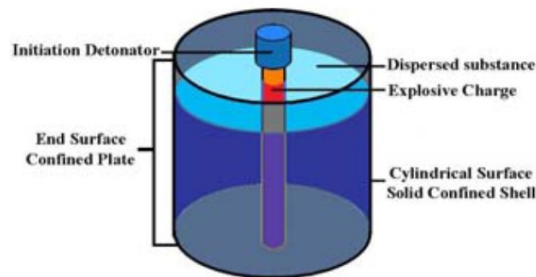


Figure 1.7 – Exemple de configuration de dispersion d'un liquide confiné par un explosif [31].

Cette théorie du comportement du liquide reste toutefois largement discutée dans la littérature. En effet, alors que certains auteurs parlent de milieu bi-phasique liquide-gaz [31], d'autres mentionnent la présence d'une seule phase liquide impactée par une onde de choc. Il est possible qu'il y ait une combinaison de ces deux phénomènes. Lorsque l'onde de choc atteint la bordure du réservoir, elle est réfléchiée et converge vers le centre du récipient. L'onde réfléchiée donne lieu à un deuxième choc dont le passage amplifie les instabilités à l'interface boule de feu/liquide (IRM). La mise en compression du liquide et l'ensemble des instabilités qui s'accumulent sur la paroi du réservoir (instabilités de Richtmyer-Meshkov d'après [11]) ont pour effet de la fragiliser jusqu'à entraîner sa rupture. L'ensemble des phénomènes conduisant à la rupture du conteneur constitue la première étape avant la mise en dispersion du liquide.

La deuxième étape concerne la propagation du liquide à proprement parler, en commençant par l'éjection du liquide sous forme de "coquille liquide". C'est la forme typique de dispersion pour un réservoir axisymétrique ou sphérique [30, 36-38]. Ce liquide est alors soumis à l'interaction liquide-gaz ambiant. De par la croissance des phénomènes de cisaillement aux interfaces (instabilités de Kelvin-Helmholtz), des "ligaments" (ou dendrites, feuillettes ou "sheet") liquides plus ou moins larges apparaissent sur tout le pourtour du liquide en expansion. Pour illustrer cette forme de coquille liquide entourée de dendrites, la figure 1.8.b montre un exemple de dispersion d'eau contenue initialement dans un édifice sphérique en verre avec en son centre une charge explosive (figure 1.8.a).

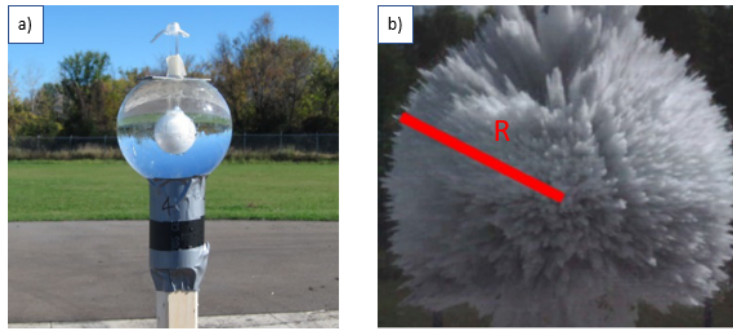


Figure 1.8 – a) Réservoir en verre contenant un volume de 1L l'eau distillée et une charge centrale de 28g de C4 (explosif composé majoritairement de RDX). b) Exemple de dispersion obtenue avec un dispositif similaire au a) mais avec un volume d'eau de 2.8L et une charge de 84g de C4 [36].

La formation de ces ligaments est conditionnée par l'influence de plusieurs paramètres tels que l'interface conteneur/eau, la tension de surface, la pression d'éjection, les vitesses relatives du liquide par rapport au milieu ambiant et la viscosité du liquide en expansion [11]. D'après [27], ces ligaments se rompent ensuite pour former des gouttes de l'ordre du μm sous l'effet de la croissance d'instabilités de Kelvin-Helmholtz (surface liquide-air ambiant) : c'est la phase d'atomisation secondaire. In fine, cela forme un nuage de gouttes en expansion radiale jusqu'à ce que les forces aérodynamiques (les forces de traînée) et les forces explosives qui propulsent les gouttes s'équilibrent. Durant la phase d'atomisation secondaire, des phénomènes de coalescence des gouttes peuvent avoir lieu lorsqu'un front de liquide rattrape le précédent. L'énergie emmagasinée par le liquide en expansion décroît dans le temps. *Comme indiqué par la suite, c'est à partir du moment où les premières gouttes sont formées que les mesures par la méthode d'extinction débuteront.*

La troisième étape, aussi appelée régime de "transition" correspond au moment où les forces explosives (expansion des gaz), reliées à l'énergie de Gurney prédominent. C'est pourquoi, les gouttes et de façon générale le liquide, se propagent radialement dans l'espace (cas des charges cylindriques et sphériques). Et puisque le phénomène d'amincissement des ligaments s'applique aussi aux gouttes, ces dernières deviennent de plus en plus petites au fur et à mesure que leurs trajets s'allongent. Lorsque les gouttes sont assez petites, elles sont davantage soumises aux forces de traînée du flux extérieur (air) sur le liquide. C'est alors que la progression des gouttes dans l'espace s'arrête, et que l'on obtient un nuage, c'est-à-dire un flux multiphasique constitué d'un mélange de gouttes et de gaz. Les étapes 2 et 3 correspondent à un régime dit de "champ proche" où l'interface liquide-gaz est irrégulière et désordonnée [31, 39].

Ensuite, débute le régime en "champ lointain" : les forces aérodynamiques deviennent prédominantes sur les forces explosives. À ce stade, l'évaporation devient non négligeable puisque la masse de liquide s'évaporant est inversement proportionnelle au diamètre des gouttes [40].

Dans notre étude, on s'intéresse au cas d'un liquide subissant une détonation, dont l'ensemble des différents mécanismes est complexe et pas parfaitement connu. C'est pourquoi nous nous focalisons par la suite à celui plus connu qu'est la génération des sprays, à savoir la *production contrôlée d'un milieu hétérogène de gouttelettes en suspension dans l'air dont l'analogie est présentée ci-dessous*. Car on cherche à reproduire en laboratoire des configurations qui représentent des "instants" significatifs de la formation du nuage en terme de granulométrie.

1.3 Analogie avec les sprays

Il est très difficile de travailler directement en situation réelle telle qu'évoquée dans les paragraphes précédents du fait de conditions de mesure complexes dues aux phénomènes engendrés par une explosion :

- Onde de choc pouvant aller jusqu'à plusieurs GPa,
- Durée du phénomène ($<100 \mu s$),
- Vibration due aux chocs, etc.

De plus, faire des essais à échelle 1 implique des contraintes techniques, logistiques et nécessitent des précautions de sécurité et autorisations du fait de l'usage d'explosifs. Par conséquent, recourir à l'utilisation de sprays (ou nébuliseurs) dans un environnement contrôlé pour reproduire *par analogie une portion du nuage représentatif des tailles de gouttes réelles obtenues sous l'effet d'une détonation, est une alternative d'un grand intérêt pour développer notre méthode d'analyse*. Cette approche permettra ainsi de qualifier et de valider une méthode de mesure granulométrique en laboratoire.

Les sprays sont en effet, un moyen classique pour générer des gouttes et sont utilisés dans de nombreux domaines d'application comme l'agriculture, la peinture par pulvérisation, l'administration de médicaments, de crèmes ou de parfums, l'impression, etc. Deux configurations sont possibles pour réaliser une pulvérisation : l'utilisation d'une buse sans chambre de mélange (figure 1.9.a) ou avec (figure 1.9.b). Il existe également des variantes avec par exemple une buse de sortie de liquide axiale et une arrivée d'air coaxiale comme présentée dans l'étude [41].

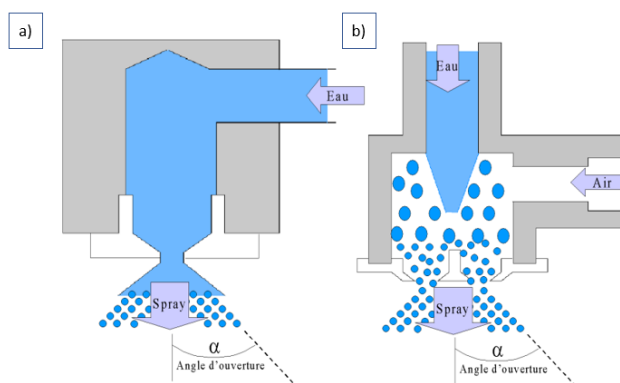


Figure 1.9 – Schéma de principe de deux types de buse : a) Sans chambre d'arrivée d'air b) Avec chambre de mélange [42].

Quel que soit la configuration de la buse, lorsque le liquide propulsé entre en contact avec l'air (de la chambre ou hors de la buse), des frictions apparaissent aux interfaces [43]. Ces frictions sont à l'origine de formation d'onde à la surface du liquide dont l'amplitude augmentent de plus en plus jusqu'à rompre le liquide sous forme de ligaments du fait des instabilités de Rayleigh-Taylor et de Kelvin-Helmholtz. Ces ligaments s'affinent ensuite pour former des gouttes par l'effet des instabilités de Rayleigh-Plateau. La formation de gouttelettes par un spray provient donc de la rupture de ligament de liquide comme pour un liquide soumis à une onde de choc, mais à une pression moins importante. La figure 1.10 montre par simulation numérique, la formation générale d'un nuage de gouttes à partir d'un injecteur de Diesel. Cette image permet de mieux visualiser les ondulations à la surface du liquide avant la formation de ligament puis de gouttes. La thèse de Stevenin [44], notamment, explique la physique de la génération des sprays et l'origine des phénomènes rencontrés.

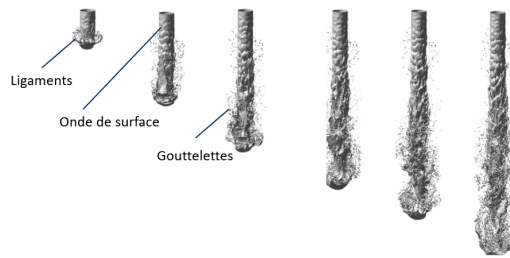


Figure 1.10 – Simulation de l'éjection d'un spray de Diesel. Diamètre de buse : $100 \mu m$, vitesse d'éjection $100 m.s^{-1}$, masse volumique du liquide et du gaz respectivement : $696 kg.m^{-3}$ et $25 kg.m^{-3}$ [45].

Par ailleurs, il existe de nombreux paramètres pouvant influencer la forme du jet ou la granulométrie de gouttes. L'article [43] montre que la distribution de taille des gouttes en sortie de spray est indépendante de la viscosité du fluide, mais est très largement conditionnée par la tension de surface du liquide (le diamètre des gouttes diminue avec la tension de surface du liquide en l'absence d'ajout de surfactant), le type de buse (géométrie plate, conique, etc.) et donc l'effet de turbulence de la phase liquide [45] et le débit du spray.

Cette étude indique également que le diamètre moyen D_{50} des gouttes (définition vue plus loin) dépend surtout de la pression (généralement de l'ordre de quelques bars) et du débit de liquide. Il a été également relevé que peu importe la nature de la buse (plate ou conique par exemple), les ligaments obtenus en sortie de spray étaient globalement plutôt non-lisses en surface. La littérature fait mention de 5 approches possibles pour connaître l'effet de tous ces paramètres d'influence sur la nature du spray. On retrouve l'approche statistique via les équations de Williams, l'approche Eulérienne, l'approche dite "standard", l'approche sectionnelle et l'approche Lagrangienne. Les avantages et inconvénients/limites de chacune de ces méthodes sont présentés dans [45].

Pour faire des mesures ou des observations sur les sprays, il faut savoir que la zone la plus dense du spray se trouve proche de la buse. Si l'on souhaite travailler sur cette zone, il est possible de faire appel à des méthodes optiques telles que la diffusion multiple [46]. Cela permet d'avoir des données qualitatives. En s'éloignant de la buse, il est possible de les compléter avec des données quantitatives. D'autres alternatives prometteuses pour l'analyse des sprays en sortie de buse sont par exemple l'utilisation d'une source laser pulsée haute fréquence ou la radiographie X [47]. Par ailleurs, des approches par simulation numérique peuvent permettre de prédire la morphologie des ligaments, des gouttes et des instabilités liquide/gaz. La section suivante aborde les différentes méthodes de mesure granulométrique applicables sur des gouttes.

1.4 Méthodes de mesure de la granulométrie de gouttes de liquide

Une fois le nuage de gouttes généré par une explosion ou un spray en laboratoire, l'objectif est de déterminer la taille des gouttes. Pour cela, l'expérience est souvent couplée avec d'autres moyens de mesure permettant de remonter aux granulométries recherchées.

Mais avant d'aborder les moyens de mesure de la granulométrie, il est important de définir les paramètres à mesurer sur ces gouttes. La littérature [48] fait état de différentes définitions de diamètre de gouttes, pour les sprays, à savoir :

- Le *diamètre de Stokes* : il s'agit de la définition utilisée pour caractériser les écoulements laminaires puisqu'elle ne dépend pas de l'orientation de la particule. Ce diamètre correspond à la valeur moyenne des diamètres sphériques équivalents pour un ensemble de particules non-sphériques.
- Le diamètre de chute libre : utilisé lorsqu'un écoulement n'est pas laminaire (nombre de Reynolds : $Re > 2000$).
- Le *diamètre de Sauter* $D_{3,2}$: il correspond à la définition d'un diamètre moyen, mais en surface et en volume.
- Le *diamètre de De Brouckere* $D_{4,3}$: il est défini comme le diamètre moyen pondéré par le volume.
- En présence de plusieurs tailles (granulométrie) : les diamètres D_x pour lequel $x\%$ des particules (en nombre) ont un diamètre de moins de " D_x ". Communément, on trouve dans la littérature les diamètres D_{10} , D_{50} et D_{90} .

Un récapitulatif des définitions des diamètres utilisés dans cette étude est présenté dans le tableau 1.2.

Diamètre	Définition
Diamètre D_x	Valeur des tailles pour lesquelles la fonction cumulative de la distribution de tailles des particules est de $x\%$
Diamètre de Sauter (diamètre moyen en volume et surface) : $D_{3,2}$	$D_{3,2} = \frac{\sum_{i=1}^n n_i x_i^3}{\sum_{i=1}^n n_i x_i^2}$ avec n_i la i -ème classe de diamètre représentatif x_i
Diamètre de Brouckere (diamètre moyen en volume) : $D_{4,3}$	$D_{4,3} = \frac{\sum_{i=1}^n n_i x_i^4}{\sum_{i=1}^n n_i x_i^3}$ avec n_i la i -ème classe de diamètre représentatif x_i
Diamètre moyen en surface et en nombre : $D_{2,0}$	$D_{2,0} = \left(\sum_{i=1}^n n_i x_i^2 \right)^2$ avec n_i la i -ème classe de diamètre représentatif x_i
Diamètre moyen en volume et en nombre : $D_{3,0}$	$D_{3,0} = \left(\sum_{i=1}^n n_i x_i^3 \right)^3$ avec n_i la i -ème classe de diamètre représentatif x_i

Table 1.2 – Définition des diamètres.

Le diamètre de Sauter ($D_{3,2}$) est l'une des grandeurs la plus souvent utilisée en granulométrie, nous le reverrons dans les prochains chapitres. Pour déterminer une granulométrie, il existe de nombreuses approches expérimentales. Elles font l'objet des sections ci-dessous.

La mesure approchée de la granulométrie est réalisée selon trois types de méthodes. La littérature distingue en effet les méthodes électriques, dynamiques et optiques. Les méthodes électriques reposent sur le principe du marquage électrique des particules ou gouttes et sur l'analyse différentielle de leur mobilité électrique [49]. Les méthodes dynamiques, elles, incluent toutes les méthodes telles que la sédimentation [50, 51], le tamisage [52, 53], la

centrifugation ou encore la diffusion thermodynamique. Quant aux moyens de mesure optique, ces derniers reposent principalement sur des principes physiques tels que la diffusion de lumière, la diffraction, l'extinction optique et les phénomènes d'interférences. Il existe donc de nombreuses méthodes optiques comme la diffractométrie [53], la microphotographie (ombroscopie), l'extinction, l'holographie, la méthode des indicatrices de diffusion, la vélocimétrie et l'anémométrie Doppler, la corrélation de photons, le compteur de noyaux de condensation, etc. Les documents [52, 54] décrivent ce large panel de méthodes de mesure granulométrique. On a choisi ici, de distinguer de façon générale, les moyens de mesure sur une particule des moyens adaptés pour la mesure sur un nuage de particules. Dans cette section, les différents moyens expérimentaux de mesures granulométriques sont traités en présentant leur méthodologie, le matériel nécessaire et leur principe de dépouillement.

1.4.1 Mesure sur une goutte

Cette sous-section aborde les principales méthodes de mesure granulométrique sur des liquides lorsqu'une seule particule sphérique (goutte) est observée.

1.4.1.1 Détection d'impulsions résistives

Le compteur Coulter présenté ci-dessous et sa variante sont des méthodes électriques.

(4.1.1) Technique et matériel

Le dispositif (figure 1.11) est constitué d'un réservoir rempli d'électrolyte et dans lequel est placé l'échantillon d'intérêt. Un tube percé à la base est plongé dans ce récipient. Deux électrodes de platine (Pt) sont disposées, l'une dans le récipient, l'autre dans le tube. Un siphon rempli de mercure (Hg) est relié au tube et un écoulement forcé, via un système de pompage à vide, du réservoir au tube est créé. Des mesures d'intensité du courant sont ensuite réalisées entre les deux électrodes. L'appareil est aussi équipé d'un réglage permettant de choisir le niveau d'impulsion (dépendant du volume des particules) aussi appelé "seuil de lecture" au-dessus duquel le comptage se fait. Le choix du seuil dépend du mode opératoire.

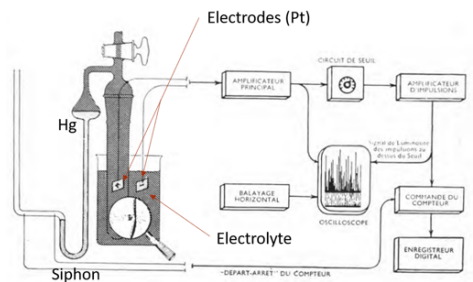


Figure 1.11 – Schéma du montage du compteur Coulter. Extrait de [55].

(4.1.2) Principe de dépouillement

L'usage de ce compteur Coulter repose sur le fait que le déplacement d'une particule est proportionnel à son volume [53]. Le principe de détection des particules est le suivant : lorsque qu'une particule passe par le tube, elle déplace une quantité d'électrolyte qui lui est propre, ce qui a pour effet de faire varier l'impédance électrique entre les deux électrodes. Puisque la variation d'impédance est liée proportionnellement au volume des particules, la détection de ces variations d'impédance permet de remonter à la taille des particules. Notons toutefois que ce dispositif est limité par la taille du tube. Par ailleurs, dans le cadre de notre étude qui suppose l'observation d'un spray en expansion (buse ou explosion de liquide), l'usage de cette méthode électrique n'est, tel quel, pas compatible du fait de l'impossibilité d'isoler l'électrolyte du liquide à disperser. À l'instar du compteur Coulter utilisé pour faire des

mesures granulométriques sur des particules solides ou des cellules biologiques en suspension dans un électrolyte, il existe des systèmes analogues pour des particules liquides dans un environnement d'air. Pour cela, des gouttes de liquide isolées sont mises en circulation entre deux plaques d'un condensateur qui génère un champ électrique. Lorsqu'une goutte passe dans ce champ, elle perturbe le signal électrique en fonction de sa taille. À partir du relevé de la variation du signal électrique (de la même manière que pour le compteur Coulter), il est possible de remonter à la taille de la goutte.

1.4.1.2 Diffusion de la lumière

L'une des méthodes *non-intrusives* les plus simples à mettre en place pour mesurer la granulométrie de gouttes ou de particules de façon générale, est l'usage d'une sonde optique d'imagerie éclairant le système à analyser via une fibre optique. Un fond est alors placé derrière la goutte afin d'augmenter la précision des mesures. Lorsqu'une particule (ou goutte) passe dans le champ de lumière, l'intensité de celui-ci diminue par diffusion de la lumière (changement de trajet optique) ou absorption. La variation du chemin optique, c'est-à-dire de l'indicatrice de diffusion (intensité mesurée dans un plan en fonction de l'angle de diffusion) est ensuite mesurée à l'aide d'un dispositif optique d'ouverture infiniment petite. Les mesures de champ montrent alors que l'indicatrice de diffusion est sensible à la taille des particules liquides ayant intercepté la lumière issue de la fibre optique [52]. Cette méthode de visualisation directe avec une caméra (ou un détecteur ponctuel si on fait de la néphélométrie) présente l'avantage d'être très facile à mettre en place et le centre des particules est très bien visible. Cette méthode présente toutefois de nombreux inconvénients, notamment en cas d'accumulation de particules (amas de gouttes par exemple) dans les mêmes zones et lorsque la lumière ambiante parasite l'exposition du dispositif expérimental. De plus, les bords des particules sont souvent mal définis en raison d'un contraste insuffisant. Pour ces raisons, l'ombroscopie est plus conseillée : un meilleur contraste et une facilité de mise en œuvre combinés expliquent cela.

1.4.1.3 Ombroscopie

(4.1.1) Technique

Les méthodes d'analyse de la rupture des liquides comme l'ombroscopie permettent également de remonter aux caractéristiques d'un milieu dispersé. Le principe de cette méthode d'analyse est le suivant : une source de lumière éclaire le milieu dispersé par l'arrière, le rayonnement transmis au travers de ce milieu est recueilli via un système d'imagerie rapide [16] comme sur la figure 1.12. Ici, seule la projection est traitée et on s'intéresse aux rayons non diffractés contrairement au principe du diffractomètre laser.

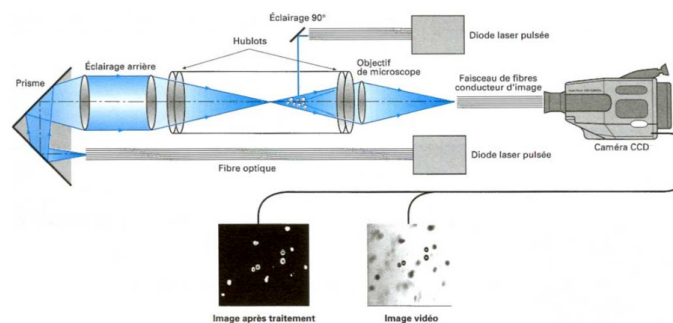


Figure 1.12 – Principe schématique du fonctionnement de l'ombroscopie [52] adapté à du suivi de gouttes (petit champ de mesure).

Une variante possible de cette méthode, intéressante dans le cas où les particules diffusantes sont opaques, consiste à éclairer les particules latéralement ou par l'avant avec une lame semi-réfléchissante. Deux types d'éclairage sont possibles : une source de lumière ponctuelle,

ce qui donnera une image à fond blanc diffusant (rayonnant dans tout l'espace) ou une source collimatée. Dans la première configuration, il est nécessaire de connaître la distance de la particule par rapport au fond (utilisation d'une mire pour calibrer les mesures). Avec la lumière collimatée, la configuration présente l'avantage de ne pas avoir de variation selon l'axe et par conséquent, il n'est plus nécessaire de déterminer précisément où se situe la particule étudiée. Quelle que soit la méthode d'éclairage choisie, on obtient alors une image contrastée contenant plusieurs taches sombres sur un fond clair. Pour réaliser une ombroscopie satisfaisante, il est nécessaire d'utiliser une source de lumière ponctuelle et un temps d'illumination adapté aux essais. Il existe deux techniques pour régler le temps d'illumination. L'une d'elles consiste à faire appel à un éclairage intense combiné à une obturation rapide du système de capture d'image, et l'autre consiste à utiliser une source pulsée permettant des éclairages brefs et répétitifs. Ce type de mesure permet de sonder des volumes très petits de l'ordre de quelques mm^3 et ne permet de voir que les grosses particules ($> 5\mu m$). Avec l'ombroscopie, les mesures dans l'axe ne permettent pas d'avoir une grande précision (10 à 20%) sur la taille de gouttes. Toutefois, la vitesse de déplacement des particules dans le milieu peut être relativement grande et peut aller jusqu'à 1km/s [52].

(4.1.2) Matériel

Pour réaliser une ombroscopie il est impératif d'avoir : une source de lumière ponctuelle (assez puissante) et une caméra rapide. Selon la technique de réglage de l'exposition à la lumière, la source peut être continue et associée à un amplificateur de brillance en faisant attention toutefois à ce que le bruit de fond soit faible, sinon cela pourrait diminuer le contraste de l'image d'ombroscopie, effet pénalisant pour l'analyse granulométrique. La source peut également être pulsée (laser, diode électroluminescente, diode laser de puissance ou encore une lampe flash). Il est toutefois préférable de recourir à l'usage de LED plutôt que des lasers, car cela permet d'éviter de faire apparaître des phénomènes de speckle (tavelures) qui rendrait plus complexe l'interprétation des images. De plus, l'usage de LED permet de miniaturiser les dispositifs et de réduire le coût de l'expérimentation.

(4.1.3) Principe de dépouillement

D'une manière générale l'ombroscopie se base sur la déviation des rayons lumineux par différents phénomènes [56] :

- changement d'indice de réfraction dans un milieu monophasique
- déviation des rayons lumineux par diffraction dans le cas de milieux polyphasiques

De par la déviation des rayons lumineux, on observe des zones d'ombres et de lumière délimitant les contours des particules. Les particules apparaissant sur l'image d'ombroscopie comme des taches sombres, la détermination de la taille des particules du milieu diffusant dépend du contraste et de la netteté des taches. La figure 1.13 montre un exemple d'image obtenu par ombroscopie en sortie d'un tube à choc. On peut y voir le début de la dispersion d'un film liquide (eau) d'un volume de 50 mL.

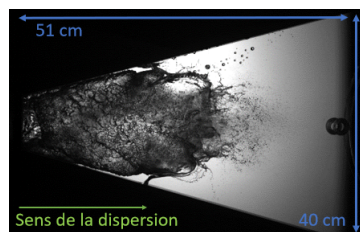


Figure 1.13 – Image d'ombroscopie obtenue à l'aide d'un tube à choc développé au LSR d'Alès pour ces applications de dispersion de liquide notamment. Caractéristiques de l'essai : épaisseur initiale du film d'eau de 3 cm, pression dans le tube égale à 20 bars, vitesse de l'onde de choc de 240 m/s, capture d'écran prise à 16,8 ms après l'arrivée de l'onde de choc sur le film liquide.

En faisant une analyse des différents contrastes des images ombroscopiques, on peut accéder à l'histogramme des tailles de particule et à la visualisation de la répartition et de la forme des particules diffusantes. Il est également possible d'estimer le volume de mesure via cette technique. Un des inconvénients de cette méthode d'analyse repose, malgré tout, sur la difficulté d'analyse des images (contraste, netteté des contours des centres diffuseurs, effet de superposition dû à la profondeur de champ) et la faible précision en épaisseur axiale.

1.4.1.4 Holographie

(4.1.1) Technique

Une alternative à l'ombroscopie pourrait être l'holographie (figure 1.14) qui permet l'analyse de taille de particule allant de $0.3 \mu\text{m}$ à $1000 \mu\text{m}$ [52].

Cette méthode consiste à mesurer la différence de phase entre la lumière diffusée par un objet et celui d'un faisceau de référence. Pour faire ce montage, il est possible de faire les mesures en alignant tous les faisceaux selon un même axe optique, on parle alors de montage de "Gabor" [57] ou en introduisant un angle entre le faisceau objet et le faisceau de référence, on parlera dans ce cas de montage de "Leith-Upatnieks" [58]. On distingue dans la littérature [52], l'holographie traditionnelle nécessitant l'usage de plaques holographiques (pour l'impression des images d'interférence) dont les grains sont de l'ordre du nm et l'holographie numérique qui est plus moderne et qui nécessite l'usage de caméra dont les pixels doivent être de l'ordre de quelques μm pour atteindre par le calcul, des résolutions comparables aux résultats obtenus par holographie traditionnelle.

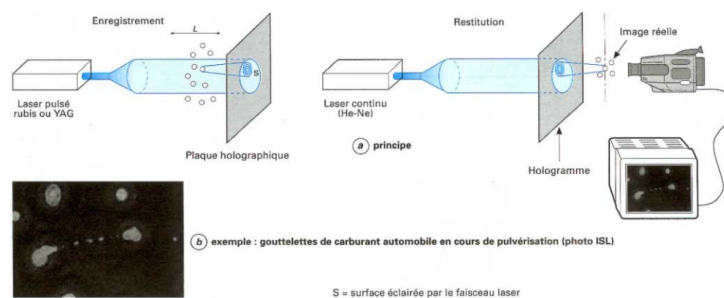


Figure 1.14 – Principe de fonctionnement de l'holographie sur le cas d'une pulvérisation de gouttelette de carburant automobile [52].

(4.1.2) Matériel

De façon générale, pour faire de l'holographie, la particule étudiée doit interagir avec des chemins optiques différents issues d'une même source monochromatique. Le principe de l'holographie traditionnelle est le suivant : les particules étudiées sont éclairées par une source cohérente (laser) pulsée, ce qui forme une image d'interférence imprimée sur la plaque holographique placée en aval. L'image est ensuite reconstruite après éclairage de cette plaque avec un laser continu (image de référence) pour pouvoir déterminer la différence de phase ou d'amplitude. Dans les cas plus modernes, cette figure d'interférométrie est directement enregistrée par une caméra CCD et est traitée numériquement par la suite en tenant compte du fait que les interférences sont directement reliées à la taille des particules (gouttes).

(4.1.3) Principe de dépouillement

Le développement et l'analyse des plaques permettent de remonter à la granulométrie. Des systèmes d'analyse automatisés sont en cours de développement. Grâce à cette méthode, il est possible de localiser avec précision la position d'une particule tout en conservant une bonne précision sur les données de profondeur. Cependant, cette méthode n'est pas valable pour tous les diamètres de particule puisque la taille de projection doit être inférieure à la

taille de l'écran. De même, il ne faut pas que le milieu sondé soit trop concentré pour éviter le recouvrement des figures de diffraction. Dans tous les cas, le dépouillement des images de diffraction est long et fastidieux. En particulier, dans le cas des traitements mathématiques car il est compliqué de connaître la position et la forme exacte des gouttes. Cette méthode demande donc un temps de calcul lourd. *Pour toutes ces raisons, elle ne sera pas privilégiée dans cette étude.*

1.4.1.5 Anémométrie Phase Doppler

L'anémométrie phase Doppler (PDA en anglais) est une méthode de mesure permettant d'avoir accès à la *vitesse et la taille d'une seule particule*. Pour ce faire, on utilise deux faisceaux laser cohérents. Les deux faisceaux se croisent afin qu'ils définissent un volume de mesure constitué d'un réseau de franges lumineuses parallèles comme on le voit sur la figure 1.15 a).

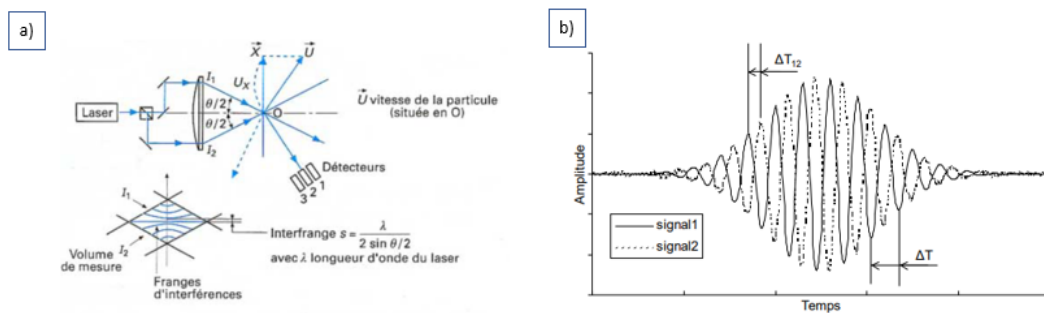


Figure 1.15 – a) Principe schématique de l'anémométrie phase Doppler [52]. b) Exemple de déphasage de signaux recueillis par deux détecteurs après filtrage passe haut [59].

La particule étudiée passe donc successivement d'une zone sombre à une zone lumineuse et diffuse de la lumière selon le motif d'interférences qu'elle traverse. La détection de la lumière diffusée se fait avec au moins deux détecteurs placés à différents endroits (différents angles de détection) par rapport à la goutte. Cela permet d'introduire une différence de chemin optique et donc un déphasage entre les signaux (figure 1.15.b). Quand une particule traverse la zone de mesure, chaque détecteur perçoit donc un signal qui lui est propre. Si l'on superpose les différents signaux des caméras comme sur la figure 1.15.b, on observera un décalage temporel ΔT_{12} . Le déphasage entre les signaux est directement lié au diamètre de la particule. En réalité, cette différence de phase est liée à la taille, l'indice de réfraction et la forme de la goutte se déplaçant dans le volume de mesure.

Cette technique ne restitue qu'une information locale sur des particules individuelles. Hors, pour notre étude, on sera amené à effectuer des mesures de granulométrie *sur un ensemble de gouttes*, la section suivante explique le choix de méthodes plus adaptées à notre problématique.

1.4.2 Mesure sur un nuage de particules

1.4.2.1 Mesures à partir d'analyses d'images

Dans cette catégorie, on peut inclure les microscopes qui permettent de visualiser directement les particules et donc d'effectuer leur mesure grâce à des logiciels de traitements d'image. Cela donne accès à des données statistiques sur la distribution de tailles des particules, leur morphologie, leur répartition dans le milieu. Mais ces instruments sont statiques et nécessitent

un "captage" des particules pour les amener sous forme de "préparation" sous l'instrument, ce type d'appareil est donc peu adapté à notre problématique.

On peut également y inclure l'utilisation de caméra rapide. Ces dernières, moyennant un traitement d'images adapté, permettent de visualiser la fracturation du liquide dans le temps, et donc de remonter aux données granulométriques, à la vitesse des gouttes et, de façon générale, à la dispersion du liquide. La richesse des informations que l'on peut recueillir via cette méthode d'analyse est grande, mais financièrement, le coût de ces appareils est élevé. Toutefois l'usage des caméras à hautes cadences reste toutefois courant dans les études de dispersion de liquide, car malgré le prix d'achat de ces appareils, les analyses post-mesures peuvent être automatisées, la mise en œuvre est simple et le nombre de cas d'étude permettant leur usage est immense. Néanmoins, cette technique d'imagerie peut trouver ses limites selon la résolution spatiale du capteur d'images (détecteur matriciel) vis-à-vis de la taille des particules ou gouttes considérées et de la zone que l'on souhaite observer. La visualisation directe de la diffusion de la lumière pour l'observation de plusieurs particules est à choisir avec prudence, car la plupart du temps, l'image est confuse et mal résolue.

Pour ce qui est de l'ombroscopie, elle ne peut fonctionner sur un nuage de particule que si ces dernières sont bien isolées les unes des autres, sinon la superposition de gouttes les rend indiscernables. Concernant les méthodes holographiques et de PDA, on rappelle qu'elles ne permettent des mesures que dans une petite zone restreinte de l'espace (mesure locale). Pour faire des mesures sur plusieurs particules, il faut donc que ce volume puisse en accueillir plusieurs à la fois (quelques particules par mm^3 maximum). Enfin, ces méthodes utilisant des calculs de chemin optique, plus il y aura de particules dans la zone de mesure plus le temps de calcul sera long, les rendant alors inadaptées.

Les trois méthodes les plus adaptées pour la mesure sur un nuage de particule liquide sont donc présentées ci-dessous.

1.4.2.2 Méthode d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point

La méthode de défaut de mise au point permet de déterminer la granulométrie d'un spray polydispersé. Pour ce faire, le milieu est éclairé avec une source monochromatique (exemple laser Nd :YAG pulsé) et polarisée perpendiculairement à la goutte, les rayonnements réfléchis et réfractés sont alors détectés à l'aide d'une caméra. Le principe de fonctionnement (figure 1.16) repose sur l'analyse des interférences entre les rayons qui se réfléchissent à l'intérieur de la goutte et ceux qui se réfléchissent à l'extérieur de la goutte.

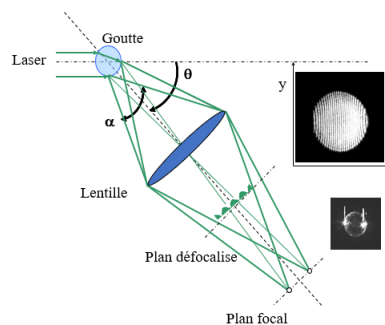


Figure 1.16 – Principe de la technique d'imagerie par défaut de mise au point [60].

Pour avoir une intensité des franges d'interférence la plus forte possible, il faut se placer dans la plage angulaire pour laquelle les rayons subissant une réflexion interne ont une intensité la plus proche possible de celle des rayons en réflexion simple. Avec cette méthode de mesure,

lorsqu'il n'y a qu'une seule goutte à observer, il est possible de la voir nettement. Mais dès qu'il y a plus de gouttes, l'inconvénient est de déterminer les positions des gouttes les unes par rapport aux autres (effet de profondeur de champ). La contrainte majeure de cette méthode étant de devoir travailler sur des milieux très dilués, il faut donc se placer dans une configuration optique où l'on a la plus faible profondeur de champ possible pour avoir toutes les gouttes dans le même plan. *Pour des raisons de facilité et de compatibilité avec les conditions des expériences dynamiques, cette méthode ne sera pas retenue pour notre étude.*

1.4.2.3 Granulomètre laser

(4.2.1) Technique et principe de dépouillement

Un autre moyen de mesurer la granulométrie d'un spray est d'utiliser un granulomètre laser. Le principe de fonctionnement de cet appareil, basé sur la diffraction laser, est représenté sur la figure 1.17.

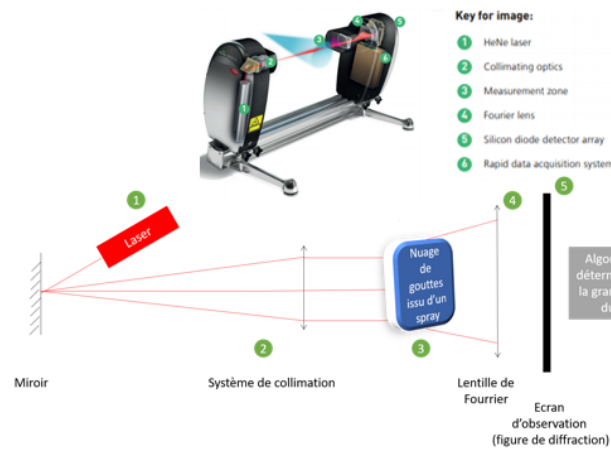


Figure 1.17 – Principe de fonctionnement du spraytech de Malvern.

Ce dispositif est composé d'une source optique laser (1) réfléchi sur un miroir. Les faisceaux renvoyés par le miroir sont ensuite collimatés via une lentille afin d'avoir en sortie un faisceau de lumière parallèle (2). Ce faisceau traverse ensuite le jet d'un spray avant d'être diffusé par ce dernier (3). Ce faisceau divergent est ensuite re-focalisé sur un écran composé de 65 diodes via une lentille convergente. Les informations de granulométrie du spray sont contenues dans la figure de diffraction affichée sur l'écran (5). Pour remonter aux informations de granulométrie, un algorithme est sollicité en aval de l'écran (figure 1.17). Il permet de faire le lien entre la variation de l'angle de diffraction par les particules et leurs rayons. Le logiciel de l'appareil permet de visualiser directement l'historique des tailles de goutte ou particule. Dans le cadre de cette étude, *cette approche a été retenue car le laboratoire Rapsodee de l'IMT-Albi dispose d'un équipement dont les caractéristiques sont données plus bas et que ce type d'équipement peut être notamment utilisé pour réaliser des étalonnages maîtrisés de granulométrie sur des situations test de laboratoire* (points abordés dans les chapitres 3 et 4).

(4.2.2) Matériel

Le modèle de granulomètre à notre disposition au laboratoire est un spraytech Malvern Panalytical. Il permet de mesurer une large gamme de taille de gouttes (0.1 à 2000 μm) et peut échantillonner jusqu'à une fréquence de 1 kHz. Il fonctionne avec un laser Hélium-Néon de longueur d'onde $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

En conclusion intermédiaire, on retiendra qu'en comparaison avec d'autres types de méthode, les méthodes optiques de mesure de la granulométrie présente le net avantage de ne pas être intrusives tout en permettant le suivi en temps réel

des particules. Avec ce type de méthode, on a le choix de la longueur d'onde de mesure et la gamme de tailles des particules mesurable est large, elle peut aller de quelques μm à quelques mm . De plus, rappelons que dans cette étude, les particules sont en mouvement rapide, et les méthodes optiques (et surtout la possibilité de choisir les détecteurs) sont particulièrement bien indiquées pour caractériser les particules dont la vitesse est supérieure au km/s .

1.4.2.4 Méthodes de mesure d'extinction

Les méthodes d'extinction peuvent être utilisées pour déterminer la taille et/ou la concentration des particules d'un milieu diffusant. Ces particules peuvent être solides ou liquides comme dans l'étude d'aérosol de Grassl [61].

(4.2.1) Technique

La méthode d'extinction est une méthode optique dont le principe de mesure est présenté sur la figure 1.18. Pour effectuer une mesure d'extinction, l'échantillon composé d'un ensemble

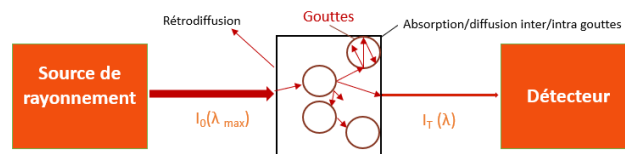


Figure 1.18 – Schéma de principe de la mesure d'extinction.

de particules/gouttes (des gouttes liquides dans un milieu gazeux par exemple) est éclairé par une source de lumière dont la longueur d'onde est assez petite devant la taille des gouttes afin que ces dernières puissent permettre la diffusion de la lumière (conditions de diffusion) à travers l'échantillon. La longueur d'onde pourra être choisie selon la taille des gouttes. En comparaison du faisceau incident d'intensité I_0 , l'intensité I_T détectée en sortie de l'échantillon est atténuée. On mesure donc en fait la quantité d'énergie "éteinte" par l'échantillon étudié (en fait absorbée et diffusée). La contribution d'absorption et de diffusion des gouttes ou particules responsables de cette extinction est prise en compte dans un coefficient K_{ext} (équation 1.5) qui contient les données granulométriques d'intérêt (tailles de gouttes et concentration). Le détail de ce coefficient qui provient de la théorie de Mie sera abordé dans la partie 1.5. De prime abord et compte tenu de la compatibilité de cette méthode avec les conditions des essais réels (vibration, hautes cadences de mesures, etc.) et avec les conditions de mesure en laboratoire (spray), *c'est cette méthode qui a été privilégiée et développée pour obtenir la granulométrie des gouttes présentes dans le nuage liquide-gaz généré par une explosion de liquide (échelle 1) ou un spray (échelle réduite)*.

(4.2.2) Matériel

Pour effectuer de telles mesures, une source de lumière ponctuelle collimatée via une lentille est utilisée. La lumière collimatée traverse alors le nuage de gouttes à caractériser, puis est envoyée sur le détecteur de réponse spectrale étendue (ou équipé de filtre(s) interférentiel(s)) via une lentille convergente (figure 1.19).

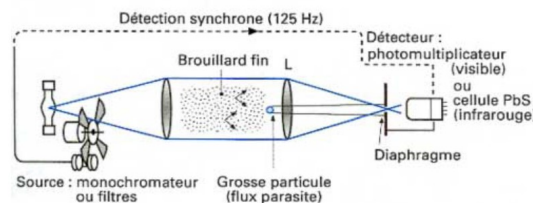


Figure 1.19 – Schéma du montage et du principe de la mesure d'extinction [52].

L'autre possibilité est d'utiliser la mesure de transmission IR directement via un spectromètre (opérant dans le visible, l'IR ou les deux) notamment pour effectuer des mesures de référence [4, 62-65]. Ce dernier cas permet de couvrir une plage spectrale large et donc de tracer l'évolution de l'extinction en fonction de la longueur d'onde. Il existe différents types de spectromètre. Certains sont portatifs (spectromètre à barrette) et d'autres, plus précis (non-portatif), opèrent sur de plus larges gammes de longueurs d'ondes.

De façon générale, un spectromètre est un appareil qui permet de caractériser de façon précise les propriétés optiques (émissivité, absorption, la photoconductivité ou diffusion Raman) d'un solide, d'un liquide ou d'un milieu dispersé et d'autres propriétés telles que la nature chimique (composition), les propriétés physico-structurales, les dosages et les caractéristiques optiques des échantillons. Ici, il peut permettre notamment de mesurer la transmission $\tau(\lambda)$ de lumière à travers un échantillon d'épaisseur L maîtrisée en fonction de la plage de longueurs d'ondes utilisée. Comme il sera détaillé dans la partie 1.5, cette grandeur donnera accès aux informations granulométriques recherchées (tailles de gouttes et concentration). Le principe de fonctionnement d'un tel appareil est représenté sur la figure 1.20.

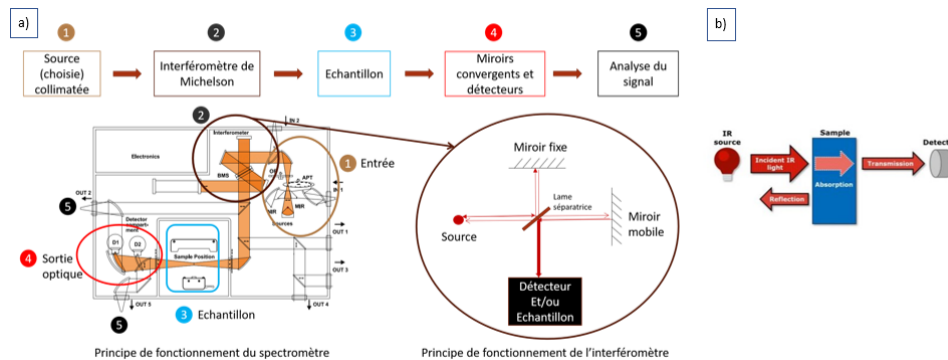


Figure 1.20 – a) Principe de fonctionnement d'un spectromètre à transformée de Fourier. Exemple du spectromètre de modèle VERTEX 80 : FT-IR. b) Mode de transmission d'intérêt pour la détermination de granulométrie [66].

Un spectromètre à transformée de Fourier est, de façon simplifiée, un interféromètre de Michelson, avec pour source, une lumière collimatée et un système d'analyse d'échantillon. Le faisceau lumineux de la source est d'abord redirigé vers l'interféromètre avant d'interagir avec l'échantillon : la lumière passe au travers d'une lame séparatrice où elle est divisée en 3 faisceaux. Un premier est perdu et est redirigé vers la source. Et les deux autres traversent une lame séparatrice en direction de deux miroirs distincts, l'un fixe et l'autre mobile (pour permettre de régler la différence de marche entre les faisceaux en sortie de l'interféromètre de Michelson). Le faisceau est ensuite refocalisé sur l'échantillon. Enfin, le faisceau transmis par l'échantillon est ensuite détecté avant d'être analysé via un dépouillement informatique (figure 1.20.b).

Le spectromètre est un outil de mesure avancé, mais "figé" et non-déplaçable sur site, mais il peut permettre de travailler à échelle réduite pour les essais en laboratoire. En ce qui concerne les disponibilités de ce type d'appareil, le laboratoire ICA-Albi dispose d'un spectromètre IRTF de marque Bruker. Il s'agit du modèle Vertex 70. Il permet de couvrir une large bande spectrale comprise entre 0.4 et 28 μm (ou ~ 400 à 25000 cm^{-1} grâce à deux séparatrices différentes, l'une en KBr traitée et l'autre en quartz et de trois détecteurs : une photodiode Si pour la plage 0.4 -1.1 μm , une photodiode InGas pour la plage 0,9 -2 μm et un détecteur pyroélectrique de type DLaTGS pour la plage spectrale 1.5 -28 μm . La séparatrice quartz couvre la bande 0.4 -2 μm et la séparatrice KBr la plage 1.5 -28 μm . Le spectromètre possède divers accessoires tels que : une sphère intégrante (revêtement infragold), pour les mesures

de réflectivité (ex. : directionnelle-hémisphérique) un accessoire pour la transmission à T_{amb} ou à chaud jusqu'à 150 ° C, un module de mesure d'émission (émissivité jusqu'à 400 ° C) et un goniomètre pour la mesure de réflectivité directionnelle. La mesure sur spray n'étant pas prévue dans le cadre des applications usuelles du spectromètre, un dispositif spécifique (spraybox) a été conçu pour ce type d'application, il sera présenté par la suite.

Cependant, nombreuses sont les études en laboratoire faisant appel à des montages de types lentilles et fentes ("lens-pinhole" en anglais) avec un détecteur de type caméra CCD combiné avec l'usage d'un spectromètre [67-70]. L'étude [71] montre l'influence du choix du type de capteur (photodétecteur ouvert ou montage type lentille et fente avec détecteur) sur la correction à apporter sur la diffusion avant vers le détecteur (lumière parasite). Selon cette étude, il vaut mieux privilégier les montages lens-pinhole par rapport à l'autre configuration, car celle-ci permet d'avoir un angle de détection fini et constant quelle que soit la position de la particule dans le volume analysé. Pour ce qui est de la partie source de lumière, le plus souvent, il s'agit de lampe halogène avec fibre optique [4, 63, 68] ou une source laser [69, 72]. Il existe également des études utilisant un spectro-photoradiaomètre [61] ou un spectromètre avec sphère d'intégration [62] pour la mesure de coefficient de transmission de réflexion entre autres. La mesure granulométrique sur de petits volumes de mesure par la méthode d'extinction est courante dans la littérature sur des particules solides, en suspension ou liquides. L'étude [72] qui traite de la granulométrie sur des brouillards artificiels dans un environnement contrôlé se rapproche particulièrement de l'approche de mesure (échelle laboratoire) qui a été choisie dans ce travail à l'exception du fait que la source laser sera remplacée par une source halogène ou par un corps noir plan, et que l'enceinte sera remplacée par une "spraybox" dédiée sur mesure.

(4.2.3) Principe de dépouillement

Cas de l'utilisation d'un spectromètre pour les mesures d'extinction

Concrètement, la grandeur mesurée par défaut par un spectromètre est la transmission τ (dans une direction unique) en fonction de la longueur d'onde λ de la source. Pour effectuer le calcul de la transmission, le logiciel de l'appareil a besoin de plusieurs mesures : une mesure de référence (c'est-à-dire une mesure sans échantillon), et une mesure de la contribution de l'échantillon. C'est ensuite en exprimant la transmission en fonction des grandeurs granulométriques (équation 1.11 selon la nature du milieu dispersé) que les informations recherchées (concentrations et tailles de gouttes) seront déduites.

Cas de l'utilisation de caméras pour les mesures d'extinction

L'article [68] indique l'équation de base utilisée pour le calcul de la transmission $\tau(\lambda)$ à partir des mesures expérimentales de niveaux d'intensité de caméras (équation 1.1).

$$\tau(\lambda) = \frac{I_T(\lambda) - I_b(\lambda)}{I_0(\lambda) - I_b(\lambda)} \quad (1.1)$$

Dans cette équation, λ est la longueur d'onde de la source utilisée, $I_b(\lambda)$ est l'intensité de mesure du bruit du système de détection (provenant du bruit de fond optique de la salle d'expérimentation et du bruit électronique d'obscurité du spectromètre), $I_0(\lambda)$ est une mesure de référence (mesure de l'intensité du faisceau incident) et $I_T(\lambda)$ la mesure du faisceau transmis par l'échantillon. En résumé, cette méthode permet donc concrètement d'avoir accès au ratio d'intensité $\frac{I_T}{I_0}$. On verra plus loin, que ce terme peut être réécrit via la loi de Beer-Lambert en fonction d'un coefficient d'extinction K_{ext} , qui dépend des informations recherchées.

L'utilisation de caméras pour réaliser des mesures d'extinction, correspond à un cas particulier des mesures multispectrales de transmission que l'on peut obtenir avec un spectromètre. En effet, avec des caméras, le nombre de longueurs d'ondes (nombre de filtres) de mesure est limité et donc le nombre de mesures de transmission (résolution spectrale) accessibles aussi.

Le tableau 1.3 présente un rapide aperçu des avantages et inconvénients des méthodes présentées jusqu'à présent.

Méthode	Avantages	Inconvénients
Détection d'impulsions résistives	- facilité d'utilisation	- mesure limitée sur une seule particule - taille de particules limité en fonction du dispositif
Diffusion de la lumière	- non intrusive - simplicité de mise en œuvre	- mesure sur une seule particule - exposition ambiante parasite - mauvais contraste sur les contours
Ombroscopie	- facilité de mise en œuvre - très bon contraste des particules - adaptée pour des particules en mouvement	- mesure sur des particules isolées d'au moins $5\mu m$ - difficulté d'analyse d'images - petit volume de mesure - faible précision en épaisseur axiale
Holographie	- incertitudes dimensionnelle et géométrique les plus faibles - mesure précise de la goutte - pas d'hypothèse initiale sur la forme de la goutte	- mesure sur une seule particule - tailles de particule limitées par la taille de l'écran - temps de calcul long
PDA	- technique courante pour la mesure de vitesse et de taille de particules	- mesure sur une seule particule - taille de particule de l'ordre du μm (supérieur à la taille du faisceau)
Granulomètre laser	- large gamme de tailles de gouttes - suivi temporel de la granulométrie possible - rapidité des mesure et répétabilité	- dispositif non autorisé au CEA Gramat (présence de laser non confiné)
Défaut de mise au point	- image nette des gouttes s'il n'y en a pas beaucoup	- réglages d'instrumentation complexe - mesure trop perturbée par l'environnement
Extinction	- non intrusive - simplicité de mise en œuvre - polyvalence du montage	problèmes de correction liées à la diffusion optique

Table 1.3 – Bilan des avantages et inconvénients des méthodes de mesure granulométriques.

Compte tenu du comparatif des méthodes de granulométrie présentées, notre choix s'est porté sur la *méthode de mesure granulométrique par extinction*. Ce choix est ici motivé par la simplicité de mise en œuvre en laboratoire a priori et sur le site d'expérimentation pyrotechnique. Mais aussi, car cette méthode est surtout avantageuse par la possibilité

d'utiliser un détecteur hautes fréquences, particulièrement adaptée pour la rapidité des phénomènes d'expansion radiale rapide de liquide par explosif. La méthode étant choisie, les aspects théoriques des méthodes d'extinction seront maintenant détaillés.

1.5 Interaction d'un rayonnement optique avec un milieu dispersé constitué de gouttes

1.5.1 Interaction du rayonnement avec une goutte élémentaire

1.5.1.1 Interaction rayonnement-goutte

La propagation d'une onde lumineuse dans un milieu spécifique dépend en premier lieu de l'indice de réfraction complexe m (équation 1.2) de celui-ci. Cet indice, qui est une donnée intrinsèque au milieu, est composé d'une partie réelle n , appelée indice de réfraction, qui est défini par le rapport entre la vitesse de l'onde dans le vide et celle dans le milieu traversé. Il comporte également une partie imaginaire, k , qui traduit la capacité d'absorption du rayonnement par le milieu.

$$m_\lambda = n_\lambda - ik_\lambda \quad (1.2)$$

Ainsi, lorsqu'un rayonnement lumineux issu d'un milieu (1) rencontre une particule ou goutte (2) d'indice de réfraction complexe différent, ce rayonnement peut être diffusé ou absorbé par le milieu 2 (figure 1.21).

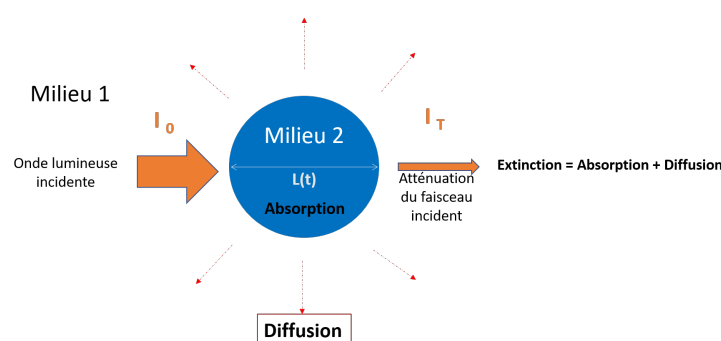


Figure 1.21 – Représentation schématique du phénomène d'extinction.

La diffusion du rayonnement est en fait composée de trois parties :

- la réflexion du rayonnement sur la particule
- la diffraction : le rayonnement n'impacte pas directement la particule mais sa direction initiale est changée du fait de l'interaction de celui-ci avec les ondes de surface sur la particule.
- la réfraction, pilotée par l'indice n et qui se traduit par un changement de direction du rayon incident lors de la traversée de la particule et la sortie de celle-ci (si cette dernière présente un certain degré de transparence).

La somme des rayons réfléchis, diffractés et réfractés constitue donc "la diffusion" autour de la particule. La répartition de cette diffusion dans l'espace est pilotée par la taille de la particule, la longueur d'onde du rayonnement incident, la polarisation et l'indice complexe m de la particule à cette même longueur d'onde. En cela, la diffusion sera aussi le complément de l'absorption dans ce qui sera au total l'**extinction** en première approche si on considère

tout ce qui est "perdu" selon le sens de propagation du rayonnement [64].

Dans le souci de rester proche des applications de cette étude, la particule (gouttes) sera considérée comme sphérique (cf. Annexe A).

1.5.1.2 Paramètre de taille et régimes de diffusion

Comme l'indice de réfraction m_λ est fonction de la longueur d'onde incidente λ , et pour caractériser ce phénomène d'interaction rayonnement-goutte, il est utile de comparer la taille de la goutte (son diamètre ou rayon) à la longueur d'onde λ du rayonnement incident. Ceci est généralement fait en optique à l'aide d'un paramètre adimensionnel : le paramètre de taille défini par l'équation 1.3.

$$x = \frac{\pi D}{\lambda} \quad (1.3)$$

Selon la valeur de ce paramètre, plusieurs régimes d'interaction et notamment de diffusion peuvent intervenir. La figure 1.22 montre ces différents régimes en fonction de la longueur d'onde et de/des la particule(s) considérée(s).

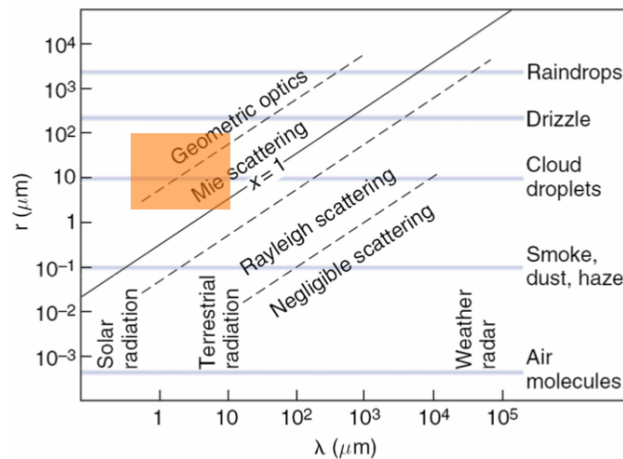


Figure 1.22 – Régime de diffusion en fonction de la longueur d'onde et du rayon r des particules [65].

On distingue trois principaux régimes de diffusion : la diffusion de Rayleigh, la diffusion de Mie - qui est largement discutée dans [67]- et le régime de l'optique géométrique. Compte tenu des tailles de goutte pré-estimées numériquement par le CEA et des longueurs d'ondes envisagées dans ce travail, nous nous situons plutôt dans le régime de Mie-géométrique (zone orangée, figure 1.22). Ces trois régimes de diffusion correspondent à des répartitions angulaires de la diffusion différentes comme on le verra dans le paragraphe suivant.

1.5.1.3 Polaires de diffusion

La fonction de phase qui décrit la polaire de diffusion est directement reliée à l'indice complexe de réfraction et au paramètre de taille donné par l'équation 1.3. Selon la valeur du paramètre de taille, en visualisant la répartition angulaire du rayonnement diffusé/absorbé par une goutte de rayon r , on constate des différences dans la distribution spatiale du rayonnement autour de la particule (pour une longueur d'onde donnée). Sur la figure 1.23, la polaire de diffusion de trois tailles de particules par rapport à la longueur d'onde du faisceau incident sont schématisés : cas a : $r \ll \lambda$ (ou $x \ll 1$), cas b : $r \sim \lambda$ (ou $x \sim 1$) et cas c : $r \gg \lambda$ (ou $x \gg 1$). En effet, dans le cas a), la répartition du rayonnement diffusé est à peu près égale à l'avant et à l'arrière de la particule alors que dans les cas b) et c), on observe clairement

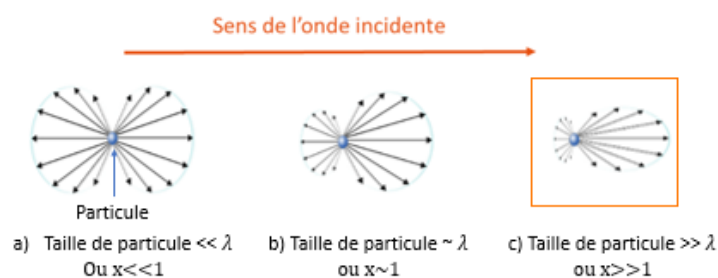


Figure 1.23 – Représentation schématique de la polaire de diffusion selon le paramètre de taille [73]. Image avec légende ajoutée sous licence

un rayonnement diffusé majoritairement vers l'avant de la particule. Cette dissemblance de comportement s'explique par la différence de sections efficaces entre ces trois tailles de particules (notion abordée plus loin). Ces comportements sont décrits par les trois régimes de diffusion évoqués plus haut : le cas a) correspond à la diffusion de Rayleigh, le cas b) à la diffusion de Mie et le cas c) au régime de l'optique géométrique. On voit donc l'importance de la taille de gouttes sur la façon dont est pilotée la rediffusion de la lumière dans le milieu hôte.

Le tracé de l'indicatrice angulaire de diffusion selon le rayon de la particule ou le paramètre de taille permettra alors d'identifier le régime d'interaction entre le rayonnement et la goutte. Dans ce travail, les cas d'étude des dispersions à échelle réelle correspondent plutôt au domaine du régime géométrique (a priori / cf. taille "supposée" des gouttes [2]).

1.5.1.4 Cas des mesures d'extinction

La mesure de l'extinction correspond à l'énergie $I_T(\lambda)$ captée (figure 1.24) dans le petit angle solide Ω imposé par le système "diaphragme + détecteur" évoqué plus haut et résultant des pertes par absorption et par diffusion. En effet, l'extinction ne prend pas en compte toute la répartition angulaire de la diffusion présentée plus haut, mais intègre uniquement la mesure dans une direction donnée (axe optique) selon un angle solide de détection aussi petit que possible (figure 1.24).

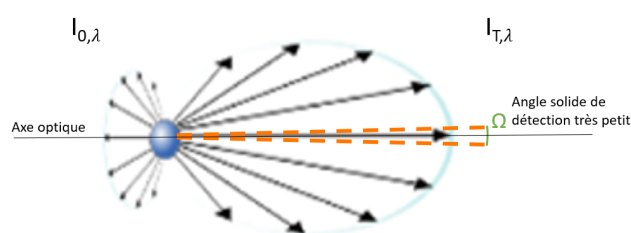


Figure 1.24 – Représentation schématique de la contribution du rayonnement mesuré par la méthode d'extinction [73]. Image avec légende ajoutée sous licence

De nombreux facteurs peuvent influencer l'extinction : la taille de la particule et donc la distribution granulométrique du milieu diffusant, l'absorption de la particule ainsi que l'indice de réfraction complexe de la particule et du milieu hôte (milieu dans lequel évolue la particule).

Si la diffusion est négligeable dans l'angle solide Ω de mesure, la loi de Beer-Lambert permet de décrire la transmission $\tau(\lambda)$ d'un milieu monodimensionnel d'épaisseur L , lorsqu'il est éclairé par un faisceau collimaté dont l'intensité incidente est donnée par $I_0(\lambda)$ à la longueur

d'onde λ et celle de sortie par $I_T(\lambda)$, ceci à l'aide de l'expression suivante (équation 1.4) où le temps peut également intervenir (fluctuations du phénomène) :

$$\tau(\lambda, t) = \frac{I_T(\lambda, t)}{I_0(\lambda)} = \exp(-K_{ext,\lambda}(t)L(t)) \quad (1.4)$$

où $K_{ext}(\lambda, t)$ [m^{-1}] est alors le coefficient d'extinction du milieu considéré.

N.B : dans la suite de ce travail, pour les essais en laboratoire, on s'efforcera de privilégier des conditions de test stationnaires donc non-dépendante de t . Ce paramètre ne sera donc pas ou peu considéré.

Ce coefficient d'extinction $K_{ext}(\lambda)$, du fait de ce qui a été dit plus haut, s'écrit aussi comme la somme d'un coefficient d'absorption $K_{abs}(\lambda)$ et d'un coefficient de diffusion $K_{diff}(\lambda)$ comme indiqué à l'équation 1.5.

$$K_{ext}(\lambda) = K_{abs}(\lambda) + K_{diff}(\lambda) \quad (1.5)$$

Où $K_{abs}(\lambda)$ rend compte de la contribution de l'absorption à l'intérieur de la particule et $K_{diff}(\lambda)$ celle de diffusion autour de celle-ci.

Les coefficients K_i (ex. : K_{ext} , K_{abs} ou K_{diff}) sont des fonctions du rayon de la particule et d'un paramètre appelé fonction d'efficacité, noté Q et issu des sections efficaces d'absorption C_{abs} et de diffusion C_{diff} avec $C_{ext} = C_{abs} + C_{diff}$. Ces sections efficaces se calculent à partir des relations de Bessel données à l'aide des équations 1.6 et 1.7.

$$C_{ext} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) \text{Re}(a_l + b_l) \quad (1.6)$$

$$C_{diff} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} (|a_l|^2 + |b_l|^2) * (2l+1) \quad (1.7)$$

où k est le module du vecteur d'onde $2\pi/\lambda$, a_l et b_l les coefficients de Mie qui dépendent du paramètre de taille et de l'indice complexe de réfraction m de la particule.

Une illustration schématique de la contribution des sections efficaces dans la fonction d'efficacité d'extinction est donnée sur la figure 1.25.

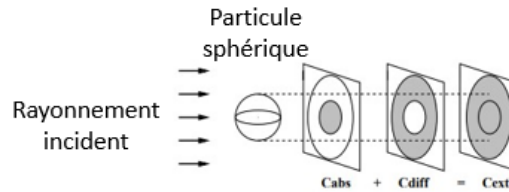


Figure 1.25 – Représentation schématique de la fonction d'efficacité d'extinction [74].

En supposant que l'interaction du rayonnement incident se fait avec une particule sphérique supposée unique dans un premier temps, la fonction d'efficacité correspond au ratio de la section efficace d'interaction $C_{eff}(m_\lambda, r, \lambda)$ de cette sphère avec le rayonnement optique incident sur sa surface de projection géométrique πr^2 , ce qu'on peut alors exprimer à l'aide de l'équation 1.8.

$$Q_{ext}(m_\lambda, r, \lambda) = \frac{C_{diff}(m_\lambda, r, \lambda) + C_{abs}(m_\lambda, r, \lambda)}{\pi r^2} \quad (1.8)$$

Ceci permet donc de voir également que le coefficient $Q_{ext}(m_\lambda, r, \lambda)$ est en fait la somme des pertes par diffusion et par absorption dans le milieu soit $Q_{ext}(m_\lambda, r, \lambda) = Q_{abs}(m_\lambda, r, \lambda) + Q_{diff}(m_\lambda, r, \lambda)$.

Les fonctions Q_{ext} , Q_{abs} et Q_{diff} pourront être tracés à l'aide d'outils spécifiques tels que le logiciel CHLOE (CHarmant LOGiciel d'Electromagnétisme) qui peut prédire les valeurs de section efficace et du facteur d'efficacité d'extinction pour un diffuseur sphéroïdal [75]. Ou encore un autre logiciel, "scatlab®" qui traite de façon détaillée l'interaction au niveau d'une seule particule plus ou moins complexe (particule enrobée ou multicouche) et enfin le logiciel Mieplot® développé par Philippe Laven. Ce dernier, assez complet, permet de tracer de nombreux paramètres optiques en lien avec l'absorption, la diffusion, l'extinction, les fonctions de phase, etc. Il comprend déjà une base de données d'indices de réfraction complexes pour un certain nombre de corps purs (solide, liquide ou gaz) et intègre la possibilité de mener des calculs sur des poly-dispersions paramétrables, ce qui est très intéressant pour notre application. Il permet entre autres, de visualiser directement l'allure des composantes de la fonction d'efficacité d'extinction de particules sphériques éclairées à une longueur d'onde choisie. L'avantage de Mieplot® est qu'il permet de générer un fichier *.txt* facilement exploitable par la suite avec d'autres codes. Enfin, il existe également des bibliothèques déjà écrites comme MiePython® qui permettent, via les fonctions de Bessel, de connaître les variations de Q_{ext} et de récupérer ces données directement utilisables dans un autre code numérique par exemple.

À titre d'exemple relatif à ces outils, la figure 1.26 propose une illustration de calcul mené à l'aide du logiciel Mieplot®, elle représente les différentes fonctions d'efficacité : absorption, diffusion et extinction.

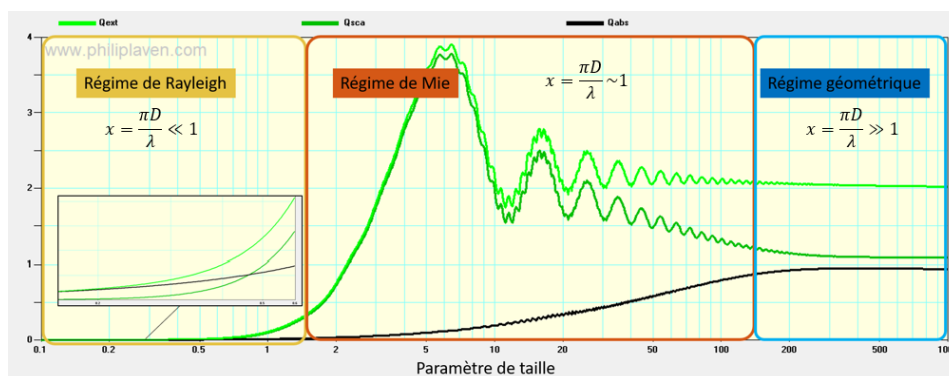


Figure 1.26 – Visualisation (MiePlot®) des 3 régimes de diffusion : Évolution de la fonction d'efficacité d'extinction et de ces composantes en fonction du paramètre de taille de gouttes d'eau monodispersées dans l'air à 20 ° C. Le faisceau incident à une longueur d'onde de 4 μm .

Pour cet exemple, le milieu choisi est composé de gouttes d'eau parfaitement sphériques et monodispersées, donc de mêmes tailles, dans de l'air à 20 ° C (exemple de spray). Dans cette simulation, on a décidé de faire varier le paramètre de taille des gouttes. La longueur d'onde utilisée est de 4 μm . Les courbes de diffusion obtenues montrent trois régimes de diffusion selon la taille des gouttes. Dans le cas où la taille de la particule est petite devant la longueur d'onde, on est dans le régime de Rayleigh. Ce régime est caractérisé par une fonction d'efficacité d'extinction très faible avec une prédominance de l'absorption sur la diffusion. Les équations régissant ce régime de diffusion sont données dans [65].

N-B : pour des particules dont la taille est très inférieure à la longueur d'onde, le coefficient d'extinction/diffusion suivra une loi en $1/\lambda^4$.

Dans le cas où la taille de particule est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde du faisceau optique, c'est le phénomène de diffraction qui prévaut (courbe verte foncée). Après, celle-ci tend à diminuer au profit des effets géométriques (pour $D > \lambda$ puis $D \gg \lambda$) : réflexion et réfraction comme pour les effets d'arc-en-ciel. En parallèle, on observe que la contribution de l'extinction par absorption (courbe noire) croît également. Les oscillations visibles sont typiques du "régime de Mie" et sont dues aux interactions entre rayonnement incident et rayonnement diffusé (à l'avant des gouttes notamment). À noter de même, que dans le visible et le proche infrarouge, il y a aussi des effets d'interférences liés à la transparence de la goutte dans ces bandes. En d'autres termes, les ondes transmises par la goutte (moyennant aussi un certain nombre d'aller-retour dans la goutte) interfèrent avec les ondes diffractées externes. Ainsi, l'augmentation de la partie imaginaire k_λ de l'indice de réfraction complexe n_λ a tendance à diminuer les oscillations de petite période. En effet, lorsque l'indice n_λ de la particule sphérique augmente (cas des métaux par exemple), l'extinction est principalement pilotée par les phénomènes de diffusion, car la valeur importante du coefficient d'absorption au sein des sphères métalliques fait que le libre parcours moyen dans celle-ci est très petit. Par conséquent, on observe une forte réflexion/diffusion à la surface des billes métalliques. Les petites oscillations quant à elles, sont dues à des phénomènes de résonance dans la particule, effet qui peut être atténué également par l'augmentation de k ou du diamètre D de la particule.

Enfin, pour les particules dont la taille est très grande devant la longueur d'onde du faisceau incident, on observe une stabilisation de la fonction d'efficacité d'extinction qui tend vers 2. Ce qui signifie que la section efficace d'extinction vaut le double de la section géométrique de la particule. C'est ce qu'on appelle le paradoxe d'extinction [67, 76, 77]. Dans ce régime de diffusion, le phénomène d'extinction est dû à part égale à la diffusion et à l'absorption. Il ne dépend plus du rayon des gouttes, de la particule étudiée et des indices optiques, mais obéit aux lois de l'optique géométrique, d'où son nom de "régime géométrique". Puisque le comportement de la fonction d'efficacité d'extinction dépend de la taille des particules [65], *on voit donc que l'analyse de la forme de cette fonction Q_{ext} se révèle fondamentale pour notre étude car elle fournit des informations sur la "réponse" de la particule selon sa taille au rayonnement optique incident.* Ceci sera donc un aspect important pour l'analyse de la granulométrie des milieux dispersés comme l'indique le paragraphe suivant en introduisant la notion de nuage de particules/gouttes monodispersées ou polydispersées.

1.5.2 Expression du coefficient d'extinction

1.5.2.1 Hypothèse d'un nuage monodispersé

Dans le cas où l'on considère un nuage de gouttes monodisperses, l'expression du coefficient d'extinction K_{ext} s'écrit simplement comme le produit de la concentration C des gouttes dans le nuage par la section droite des particules multipliée in fine par la fonction d'efficacité d'extinction (équation 1.9).

$$K_{ext}(\lambda, r, n_\lambda, k_\lambda) = C * \pi r^2 * Q_{ext}(n_\lambda, k_\lambda, \lambda, r) \quad (1.9)$$

Lorsque le milieu n'est composé que d'une particule, $C = 1$. Ce terme C sera examiné en détail dans la suite de ce travail, notamment pour éviter ses fluctuations (comme dans les situations réelles) en se plaçant dans des configurations de laboratoire plus aisées à contrôler.

1.5.2.2 Hypothèse de diffusion indépendante et simple : effet de la concentration sur l'extinction

La notion de concentration réelle dans le milieu dispersé (particules, gouttes), apparaît concrètement dans le calcul de K_{ext} (équation 1.9) lorsqu'on introduit le nombre C correspondant au nombre de particules par unité de volume (la quantité de particules présentes dans le

nuage). La concentration a un effet sur la distance entre les particules ou "écartement e_c ". La valeur de cet écartement vis-à-vis du diamètre des particules (monodisperses dans un premier temps) affecte le régime de diffusion du rayonnement entre celles-ci : Si $e_c \geq 4D$ (avec D le diamètre de la particule), selon Tien et Drolen [78], la diffusion pourra être considérée comme indépendante.

Les critères de diffusion indépendante ou multiple sont discutés dans [79]. Dans le cas où l'on considère un milieu avec des phénomènes de diffusion indépendante, on considère que les propriétés du milieu homogène correspondent à la somme des extinctions élémentaires issues de chaque particule du nuage.

Dans cette étude, on supposera que le milieu dispersé (nuage de gouttes d'eau) est le siège de diffusion simple et que la diffusion est indépendante. Faire l'hypothèse que la diffusion est simple signifie que l'on néglige toutes interactions entre les diffuseurs, c'est-à-dire que l'on suppose que chaque particule est éclairée par le même champ incident. Cette hypothèse n'est possible que si le milieu diffusant est suffisamment dilué. Ce qui correspond bien à notre cas d'étude pour lequel l'ordre de grandeur de la concentration du nuage de gouttes est de 10^7 particules par m^3 , valeur indicative issue d'expérimentations préliminaires sur le site pyrotechnique.

En conclusion, on se placera dans le cas où la problématique de diffusion restera simple et indépendante.

1.5.2.3 Hypothèse d'un nuage polydispersé

Dans la réalité, la plupart des cas d'étude font intervenir une polydispersion hétérogène. Le coefficient d'extinction s'écrit alors sous forme discrète via l'équation 1.10

$$K_{ext}(\lambda) = \sum_{k=1}^j \pi C_k r_k^2 Q_{ext,k}(n_\lambda, k_\lambda, \lambda, r_k) \quad (1.10)$$

où la fonction d'efficacité d'extinction de la classe k est notée Q_k , la concentration des gouttes du nuage dans la classe k est C_k et le rayon des gouttes r_k pour la k -ème classe. En d'autres termes, l'extinction observée en sortie du milieu diffusant polydispersé équivaut à la somme des extinctions engendrées par chaque particule composant le milieu d'étude.

La forme générale de la transmission reprenant la loi de Beer-Lambert avec tous les paramètres s'écrit aussi sous sa forme intégrale ou continue selon l'équation 1.11

$$\tau(\lambda, t) = \exp \left[-\pi L(t) \int_0^{+\infty} C'(t) p(r) r^2(t) Q_{ext}(n_\lambda, k_\lambda, \lambda, r) dr \right] \quad (1.11)$$

où $L(t)$ désigne la largeur du nuage de goutte, $C'(t)$ le nombre total de gouttes dispersées par le spray (ou lors de l'explosion) divisé par le volume de la dispersion, Q_{ext} la fonction d'extinction, r le rayon des gouttes et $p(r)$ la fonction de distribution de tailles de ces rayons. Cette relation est plus difficile à déterminer mathématiquement, mais elle est la plus réaliste et représentative du nuage car elle décrit finement, et de façon continue, l'entièreté de la granulométrie des gouttes via $p(r)$ intégré entre 0 et l'infini. Pour se ramener à la physique des mesures, cette expression sera en fait intégrée entre un rayon minimum et maximum correspondant à l'extension la plus probable de la distribution de tailles comme évoqué dans l'approche discrète de K_{ext} . Nous verrons en §1.6, que cela constituera la base de notre modèle direct.

Pour résoudre ce type d'équation intégrale et décrire analytiquement $\tau(\lambda)$ d'une façon la plus fidèle possible par rapport à la réalité, il est donc important de bien choisir la loi de distribution des tailles du nuage de gouttes (section 1.5.2.4).

1.5.2.4 Les lois de distribution granulométrique

On recense dans la littérature différentes lois de distributions granulométriques. Le tableau 1.4 présente celles qui sont les plus couramment utilisées [48] et donne quelques domaines d'application pour ces lois.

Loi de distribution	Expression	Applications
Normale	$p(D) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{D-\mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (1.12)$ avec σ l'écart type, D le diamètre de la particule, μ l'espérance	Théorie des probabilités, physique, économie, etc → Granulométrie sur aérosol (solide, liquide)
Gamma	$p(D, \mu, \sigma) = \frac{1}{D\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln D - \ln \bar{D})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.13)$ avec σ l'écart type, D le diamètre de la particule, μ l'espérance	Théorie de la fiabilité, hydrologie, traitements d'images et signaux, etc → Granulométrie sur poudre et liquide
Log normale	$p(D, k, \theta) = \frac{1}{D\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln D - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.14)$ avec σ l'écart type, D le diamètre de la particule, μ l'espérance	Finance, hydrologie, mécanique des fluides → Granulométrie sur aérosol (goutte et solide), etc
Rosin-Rammler-Sperling	$p(D) = \exp\left(-\left(\frac{D}{D_{p0}}\right)^n\right) \quad (1.15)$ avec D le diamètre moyen de Rosin-Rammler, n l'indice de dispersion de la distribution	→ Granulométrie de particules (cas particulier de la loi Weibull) solide ou liquide

Table 1.4 – Lois de distribution les plus courantes et quelques unes de leurs applications.

Dans la littérature, les lois les plus utilisées pour représenter la répartition de tailles de particule liquide sont la loi gamma et la loi log-normale. La forme de la loi adaptée pour notre étude dépend entièrement des conditions expérimentales, ce n'est donc pas une donnée que l'on choisit. Pour cette étude où l'objectif est de déterminer la loi de distribution de tailles des gouttes la mieux adaptée, des mesures de références (granulomètre laser + spray) permettront alors de se faire une idée sur la distribution à utiliser.

Après avoir passé en revue les bases du modèle direct correspondant à l'extinction du rayonnement dans un nuage de gouttes, nous allons aborder dans ce qui suit la problématique de l'inversion de données expérimentales sur laquelle on s'appuiera, à l'aide du modèle direct, pour accéder à la granulométrie des gouttes présentes dans une région du nuage (ou spray).

1.6 Problématique de l'obtention d'une granulométrie de spray à l'aide d'une méthode d'inversion : état de l'art

Le but de ce travail est d'obtenir des informations sur la distribution de tailles de gouttes dans un nuage à partir de l'analyse de mesures d'extinction. C'est le principe même d'un problème inverse [67] (par opposition au problème direct). En laboratoire, il est courant de faire appel aux techniques de diffusion optique par cette approche inverse pour déterminer les tailles de particules dont la forme et la composition sont connues.

Les techniques d'inversion sont utilisées dans de nombreux domaines [80-82] notamment la thermique (conditions aux limites inconnues, exemple : densité de flux), l'hydrologie, la sismologie, l'imagerie médicale, la correction d'image par décorrélation ("défloutage" par exemple), pour la détermination de champs de température atmosphérique, la granulométrie, etc. Dans notre cas d'étude, la détermination de la granulométrie d'un nuage de gouttes *se fera à partir de i valeurs de transmission (synthétiques ou mesurées)*. Il faudra donc travailler à partir d'une écriture matricielle de notre problème direct. Cette section visant à balayer un certain nombre de méthodes d'inversion, la mise en écriture du problème ne sera pas détaillée ici. Cette dernière sera présentée au chapitre 2 avec notre méthode d'inversion.

1.6.1 Définition des problèmes direct et inverse

Notre problème direct dont l'expression continue est donnée par l'équation 1.16 est en réalité un exemple d'équation de Fredholm de première espèce (notion abordée au chapitre 2) après linéarisation de l'équation 1.11.

$$\ln(\tau) * \left(\frac{-1}{L\pi} C'\right) = \int_{r_{min}}^{r_{max}} p(r)r^2 Q_{ext}(\lambda, r) dr \quad (1.16)$$

Cette équation peut se réécrire de façon très générale selon le système matriciel donné par l'équation 1.17.

$$T = SV + bruit \quad (1.17)$$

Le passage de la première forme continue (équation 1.16) à l'écriture discrète (équation 1.17), ainsi que les expressions détaillées des matrices T , S et V dans notre cas d'étude seront développées dans le chapitre 2. On se contentera ici de préciser que la matrice T contient les données de transmission multispectrale (mesurées ou générées numériquement), que la matrice S aussi appelée "noyau de l'intégrale" dépend de r et de Q_{ext} , et que la matrice V contient les grandeurs d'intérêt pour l'obtention de la granulométrie. La matrice inconnue est donc V .

Par ailleurs, toutes mesures impliquent un bruit inhérent aux instruments et conditions expérimentales (système d'acquisition de données, etc.). Le fait que ces mesures comportent toujours du bruit implique que la résolution de ce type de problème n'est pas aussi évidente qu'il n'y paraît. Le bruit de mesure amène alors à une configuration de problèmes "mal posés" dont la résolution fait appel à des méthodes inverses plus complexes basées sur une méthode de minimisation. Ces notions mathématiques seront abordées au fil du 2-ème chapitre.

La méthode générique pour résoudre ce type de problème est appelée "méthode des moindres carrés". Elle consiste à faire de la minimisation de résidu, c'est-à-dire une minimisation de l'écart entre la grandeur mesurée (ici T) et la solution calculée par inversion à partir du modèle direct ($S * V$). L'expression de ce résidu est donnée à l'équation 1.18 où $\|\cdot\|$ désigne la norme euclidienne.

$$\text{résidu} = \|T - SV\|^2 \quad (1.18)$$

Ce terme, qui représente la mesure de l'écart entre les données mesurées T et le modèle choisi SV , est important, car il permet de mettre en évidence, souvent à partir d'une variance, la qualité et la stabilité de l'inversion et donc d'avoir des informations sur le conditionnement du système. Plus l'écart entre la valeur mesurée et la valeur calculée par l'inversion est petit, meilleure sera l'adaptation du modèle aux données. Et dans ce cas, les résultats issus de l'inversion gagneront en précision.

La méthode des moindres carrés ne permet cependant pas dans notre cas, de converger vers une seule solution, il existe donc des méthodes de résolution approchée pour minimiser la norme du résidu, le nombre de conditionnement et résoudre le système. Celles-ci sont regroupées sous le nom de "méthodes de régularisation". Certaines de ces méthodes sont présentées ci-dessous. Elles permettent de "préconditionner" le système et le forcer à converger vers un ensemble (contraint) de solutions réalistes.

1.6.2 Méthodes de régularisation

Le mode de résolution que l'on choisit dépend de la nature du problème posé. En effet, on différencie les problèmes linéaires inverses dont la résolution revient souvent à résoudre une équation intégrale de première espèce, des problèmes non-linéaires qui consistent souvent à estimer les paramètres dans des équations différentielles ou aux dérivées partielles. Puisque dans notre cas, le problème inverse est linéaire et non-singulier d'après [83], on a choisi de ne présenter ci-dessous que des méthodes adaptées à la résolution de problèmes inverses linéaires. Pour des détails concernant la résolution de problème non-linéaire avec approche numérique, le lecteur pourra se référer au cours [81]. On distinguera par la suite, les méthodes inverses itératives et les méthodes inverses linéaires avec contraintes.

1.6.2.1 Les méthodes itératives

Pour résoudre les problèmes inverses linéaires, les méthodes de régularisation de Tikhonov ou de troncature spectrale [81] à partir de la décomposition en valeur singulière permettent de déterminer la solution exacte du problème régularisé en passant par un nombre fini d'opérations. Ces méthodes sont particulièrement bien indiquées pour la résolution de problèmes de dimension finie et limitée. Dès lors que le nombre d'opérations devient "important", ces méthodes deviennent inadaptées. Une solution est alors de passer par les méthodes dites itératives. Grâce à elles, il est possible de construire une suite de solutions approchées convergeant vers la solution voulue s'il n'y a pas de bruit. Mais il est difficile de ne pas avoir de bruit dans ce type de problème du fait de la discrétisation et des sources de bruits expérimentales.

Plus généralement, il faut donc passer par des étapes de régularisation en prenant comme paramètre de régularisation l'indice d'itération. En d'autres termes, pour que la méthode itérative converge, il faut arrêter l'itération à un niveau qui dépend du niveau de bruit. Le critère d'arrêt (ou de convergence) est donné par exemple par le calcul du carré des écarts entre la donnée expérimentale et la valeur numérique calculée à l'itération p quand cet écart est égal au bruit résiduel de mesure (écart-type ou variance).

Parmi les méthodes itératives, on trouve par exemple la méthode de Landweber [84] qui présente l'avantage d'être simple d'un point de vue analytique, mais qui donne des solutions

convergeant trop lentement pour pouvoir être utilisé en pratique. Il y a également la méthode de Brakhage, la méthode du gradient conjugué et d'autres variantes, des dérivés de la méthode de Chahine [85-88], qui initialement est proposée pour la résolution de problèmes non linéaires, la méthode de Grassl, la programmation évolutive [89] développée pour la détermination de tailles de particules à partir de mesures d'extinction, l'inversion analytique des données d'extinction spectrale d'aérosols en vue de déterminer des distributions de tailles [90], etc. Ne seront présentées ici que la méthode de Chahine modifiée [86] qui sert par exemple à la détermination de profil de température via les transferts radiatifs, la méthode de Twomey-Chahine [91] et la méthode de Grassl [61, 91] qui est proche de notre cas d'étude car elle correspond aux algorithmes de Chahine appliqués aux inversions de spectres d'extinction. Puis ce chapitre se terminera par une présentation rapide des grandes lignes de la méthode de régularisation itérative de Tikhonov qui sera plus amplement détaillée au chapitre 2, *car c'est l'approche qui a été choisie pour nos travaux en raison du fait qu'elle est bien documentée, polyvalente et ne nécessite pas une mise en œuvre trop complexe ou lourde en termes de calculs.*

(6.2.1) Méthode de Chahine modifiée

Cette partie présente l'approche de F.Ferri et al. [86] datant de 1995 basée sur la méthode de Chahine pour la résolution d'équation de Fredholm de première espèce. Pour rappel, l'équation à inverser est l'expression générale de la transmission (équation 1.16). Pour ce faire, il faut tenir compte du fait que les mesures de transmission sont discrètes (nombre limité de longueurs d'ondes accessibles), ce qui par conséquent implique que la concentration C ne sera calculée que pour une plage limitée de rayons de gouttes. En appelant A_{ij} la matrice de l'équation 1.19 dépendante de la fonction d'extinction, et en considérant que la concentration C est constante et égale à C_j sur chaque classe j de longueurs d'ondes, on peut réécrire différemment l'expression de la transmission selon l'équation 1.20 où l'intervalle d'intégration correspond à la j -ème classe.

$$A_{ij} = \int_{r_{j-1}}^{r_j} \pi r^2 Q_{ext}(r, \lambda_j, m_\lambda) dr \quad (1.19)$$

$$\tau(\lambda_i) = \sum_j C_j A_{ij}, \quad j = [1; q] \quad (1.20)$$

Cette formulation de τ est bien proportionnelle à une matrice A_{ij} qui à π près correspond à la matrice noyau S . La différence avec les écritures précédentes est que l'on fait ici, apparaître la concentration C_j (initialement incluse dans les observables) pour chaque classe de longueurs d'ondes de mesure.

L'étape suivante consiste à diviser l'intervalle $[r_{min}; r_{max}]$ en plusieurs classes de largeur relative constante (pour faciliter les calculs par la suite). Pour cela, on définit r_k comme dépendant d'un ratio de progression (équation 1.21).

$$r_k = r_{min} \left(\frac{r_{max}}{r_{min}} \right)^{\frac{k}{q}}, \quad k = [0; q] \quad (1.21)$$

Pour faire le lien entre l'intervalle (r_{min}, r_{max}) et $(\lambda_{min}, \lambda_{max})$ Chahine propose d'associer à chaque signal $\tau(\lambda)$ dont le maximum est situé au plus proche de λ_j , une classe de particule. Ainsi, le rayon moyen r_j de la j -ème classe pourra s'écrire selon l'équation 1.22 où x_{pic} désigne la valeur de x pour laquelle la fonction d'extinction Q_{ext} atteint son maximum.

$$r_j = \frac{x_{pic} \lambda_j}{2\pi}, \quad j = [0; q] \quad (1.22)$$

Supposons maintenant qu'après p itérations, on récupère une distribution C_j^p . Cette distribution donne lieu via l'équation 1.20 à une séquence de signal de transmission $\tau_{calc}^p(\lambda_j)$, différente de la séquence des signaux mesurés $\tau_{mes}^p(\lambda_j)$. Pour trouver la meilleure distribution de la concentration à l'itération suivante ($p + 1$), les auteurs proposent d'utiliser toute la séquence du signal $\tau_{mes}^p(\lambda_j)$ afin de corriger la population de chaque classe C_j (équation 1.23).

$$C_j^{p+1} = C_j^p \sum_{i=1}^q \frac{A_{ij} \tau_{mes}(\lambda_i)}{\sum_i A_{ij} \tau_{calc}^p(\lambda_i)} \quad (1.23)$$

Le premier terme de la somme peut être remplacé par une autre fonction de pondération comme une loi gaussienne par exemple. L'étude [86] révèle une indépendance totale des résultats avec le choix de la distribution de départ. La procédure d'itération est arrêtée lorsque les distributions récupérées atteignent leurs formes stables.

Chaque simulation se fait en deux étapes : premièrement, des signaux d'extinction simulés sont créés à partir de l'équation 1.11 pour une distribution de concentration donnée (distribution d'entrée) et un indice de réfraction donné. Ensuite, en supposant l'indice de réfraction connu, les signaux d'extinction sont traités par l'algorithme selon les étapes décrites ci-dessus, ce qui donne accès à la distribution de concentration en particules calculées à partir de l'équation 1.20. La distribution de concentration obtenue en sortie est ensuite comparée à la distribution d'entrée selon trois critères : le rayon moyen, l'écart-type et la concentration des particules.

(6.2.2) Méthode de Twomey-Chahine

Dans cette partie est décrite la méthode proposée par Twomey à partir de l'algorithme de Chahine pour répondre à des problématiques de la distribution de concentration de l'ozone atmosphérique [91]. Cette nouvelle version "Twomey-Chahine" peut s'étendre à des cas non-linéaires, mais on ne considérera ici, que les cas de résolution linéaire pour rester proche de notre cas d'étude.

La forme générale de l'équation de Fredholm est d'abord réécrite sous forme matricielle comme $Af = g$. Le schéma de principe de l'algorithme est présenté sur l'organigramme de la figure 1.27.

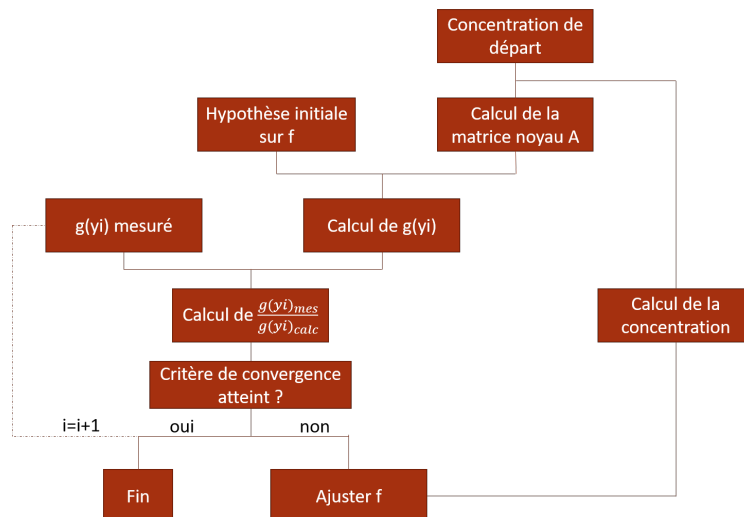


Figure 1.27 – Organigramme du principe de la méthode de Twomey-Chahine.

Le début du schéma de principe de l'algorithme est le même que celui de l'algorithme de Chahine : la valeur de $g(y_1)$ est déterminée à partir des hypothèses initiales pour $f(x_i)$ en

choisissant x_i de sorte à rendre le calcul le plus aisé possible. Puis, les nouvelles valeurs de la fonction noyau (A) sont calculées à partir des nouvelles valeurs de concentration. Ensuite, le rapport de $g_{mes}(y_1)$ sur la valeur calculée $g_{calc}(y_1)$ est déterminé. On notera ce rapport ξ . Puis, entre en jeu la modification apportée par Twomey dans l'algorithme. Cette modification permet de prendre en compte la forme de la fonction noyau (l'algorithme original de Chahine ne prend en compte que les "pics" de la fonction noyau à chaque y_i sans considérer la forme générale de cette fonction). Pour ce faire, on définit $f^{(k+1)}(x_j)$ telle que donné dans l'équation 1.24 où A désigne la matrice représentant la fonction noyau.

$$f^{(k+1)}(x_j) = f^{(k)}(x_j) \cdot \xi \cdot \frac{A(x_j, y_i)}{A(x_i, y_i)} + f^{(k)}(x_j) \left(1 - \frac{A(x_j, y_i)}{A(x_i, y_i)}\right) \text{ avec } A(x_i, y_i) = \max(A(x_j, y_i)) \quad (1.24)$$

Pour finir, les nouvelles valeurs de concentration à partir des valeurs de f générées précédemment sont recalculées. L'itération des calculs s'arrête lorsque la solution converge. Pour chaque longueur d'onde, la valeur de f obtenue est testée afin de s'assurer qu'elle conserve un sens physique (positivité de la concentration par exemple). Si le résultat obtenu n'a pas de sens physique, l'algorithme passe directement à une autre longueur d'onde et recommence les étapes décrites. En maximisant le nombre d'itération, les résultats obtenus ont une bonne stabilité par rapport au bruit [91].

(6.2.3) Méthode de Grassl

La méthode de Grassl a été appliquée pour déterminer des distributions de tailles d'aérosols à partir de données d'extinction [61]. Dans cette méthode d'inversion, ce sont directement les coefficients d'extinction K_{ext} mesurés et calculés d'autre part qui sont comparés pour chaque longueur d'onde. Pour cela, on part d'une loi initiale de distribution de taille qui est réajustée si le critère de convergence suivant n'est pas respecté : $|K_{ext}(n, i) - K_{ext}(n-1, i)| < \text{erreur sur la mesure}$ où n correspond à la n -ième itération et i la i -ème longueur d'onde de mesure. Si ce critère n'est pas rempli, il faut faire varier la loi de distribution de taille dans la région où Q_{ext} est maximal et recalculer K_{ext} en conséquence avant de reboucler sur le critère de convergence. Cette méthode présente l'avantage de converger rapidement et d'avoir une convergence indépendante de la forme initiale de la loi de distribution de taille.

Il existe encore de nombreuses autres méthodes d'inversion itératives. Parmi elles, on compte également la méthode de programmation évolutive qui permet d'avoir une haute stabilité dans la solution et d'être insensible au bruit de mesure et à la forme de la distribution (contrairement à la méthode de Chahine par exemple). Cette méthode basée sur le développement d'un opérateur de mutation gaussien permettait initialement de développer des approches pour l'intelligence artificielle notamment pour la résolution de problème d'optimisation. Récemment, l'étude [89] a montré qu'il était possible de se servir du principe de cet opérateur pour la détermination de tailles de particule et de concentration à partir de plusieurs mesures (polyspectrale) d'extinction, ce qui constitue un problème d'optimisation.

Pour élargir encore le champ des possibles, la partie suivante aborde quelques exemples de méthodes linéaires d'inversion.

1.6.2.2 Les méthode linéaires avec contraintes

(6.2.1) Méthode de Phillips

La méthode de Phillips [83, 92] consiste à résoudre l'équation 1.25 qui correspond à une équation de Fredholm de première espèce à laquelle est ajoutée le terme $\varepsilon(x)$ pour prendre

en compte le fait qu'on ne connaisse pas $g(x)$ (analogue de la transmission) avec précision.

$$\int_a^b K(x, y)f(y)dy = g(x) + \varepsilon(x) \text{ avec } x \in [a, b] \quad (1.25)$$

Dans cette équation, K est la fonction noyau, f est l'inconnue (fonction de loi de distribution), g la fonction qui contient les valeurs mesurées et $\varepsilon(x)$ une fonction arbitraire. Avec la réécriture du problème de cette façon, on n'obtient plus une unique solution, mais une famille \mathfrak{S} de solutions dont il faut extraire la bonne. C'est l'objectif de la suite de la méthode. On suppose au départ que la fonction f est lisse et a une dérivée seconde continue par morceaux. La solution correcte f_s du problème sera donc celle parmi \mathfrak{S} qui est la plus "lisse" (avec le moins de variation). Pour évaluer cela, il faut faire appel à un critère de régularité qui peut être par exemple celui donné à l'équation 1.26.

$$\int_a^b (f_s'')^2 dx = \min \int_a^b (f'')^2 dx \text{ pour } f \in \mathfrak{S} \quad (1.26)$$

Pour résoudre les équations 1.25 et 1.26, une approximation matricielle de ces deux équations est réalisée en discrétisant 1.25 en n intervalles et en faisant intervenir un facteur de pondération, dont les valeurs sont fonction de la formule de quadrature utilisée. Au final, la solution f_s doit satisfaire la condition donnée à l'équation 1.27

$$\sum_{i=0}^n \varepsilon_i^2 = e^2 \quad (1.27)$$

où e est déterminé à partir de la précision sur les éléments de g . Pour résoudre le système $Af = g$, la matrice A est remplacée par $A + \gamma B$ ce qui permet d'écrire la formule générale de la solution f_s (équation 1.28).

$$f_s = (A + \gamma B)^{-1} g \varepsilon = -\gamma B f_s \quad (1.28)$$

où B est une matrice dont les éléments ne dépendent que de A et γ est un paramètre arbitraire non-négatif qui contrôle le taux de lissage de la solution f_s . Plus γ augmente, meilleur sera le lissage.

(6.2.2) Méthode de King

La méthode de King a été appliquée aux inversions de mesures de spectre optique d'aérosol colonnaire atmosphérique avec un radiomètre solaire [93, 94]. La démarche de cette méthode reprend globalement celle de la méthode de Phillips à l'exception près, qu'avant d'effectuer l'étape de discrétisation du problème, la fonction de la loi de distribution est séparée en deux parties. Celle-ci est décomposée en un produit de deux fonctions, l'une qui varie rapidement avec le rayon et l'autre lentement. Cette nouveauté par rapport à la méthode de Phillips, permet de mieux appréhender l'impact de la fonction noyau sur la solution apportée par la méthode de Phillips.

(6.2.3) Méthode de décomposition en valeur singulières (TSVD)

La méthode TSVD revient à faire une généralisation des diagonalisations. Elle consiste à décomposer la matrice noyau S en un produit de trois matrices : deux orthogonales et une diagonale selon l'équation 1.29. Dans cette équation, les matrices orthogonales sont U et W . Ici, U contient les vecteurs propres normalisés de $S^t S$ tel que $U^t U = I$, W contient les vecteurs propres normalisés de $S S^t$ tel que $W^t W = I$ et Σ correspond à la matrice diagonale

des valeurs singulières (racine carrée des valeurs propres notées δ) de $S^t S$ et $S S^t$. La forme générale de la matrice Σ est donnée par l'équation 1.30.

$$S = U \Sigma^t W \quad (1.29)$$

$$\Sigma^{-1} = \text{diag}\left(\frac{\delta_1}{\delta_1^2 + \lambda}, \dots, \frac{\delta_i}{\delta_i^2 + \lambda}\right) \quad (1.30)$$

1.6.2.3 Notre méthode de régularisation

On rappelle que l'élément central d'une régularisation est la minimisation du résidu (équation 1.18). Cependant, lorsque la matrice noyau S est non inversible ou est mal conditionnée cela a pour effet d'augmenter le nombre de solutions possibles au problème. Un des moyens pour restreindre le nombre de solutions, est de faire intervenir un terme de régularisation ΓV dans la minimisation. Ce terme dépend d'un paramètre de régularisation γ qu'il convient de déterminer avant de faire l'inversion. La méthode de régularisation qui a été choisie pour ce travail, est la méthode de Tikhonov qui est la plus largement utilisée pour des problématiques de détermination de granulométrie à partir d'un spectre de données. La forme de la solution de la méthode de Tikhonov sera décrite dans le chapitre 2.

La définition du paramètre de régularisation est indispensable que l'on passe par la méthode de Tikhonov (cas particulier de la méthode des moindres carrés) ou la méthode de décomposition en valeur singulière (TSVD). Ce paramètre peut se déterminer de trois façons différentes : par la méthode de la courbe en "L" en traçant la norme du résidu en fonction de la norme de la solution -ce qui donnera une courbe en forme de "L" dont le point d'inflexion donne la valeur de γ -, ou en calculant le rapport de la variance du bruit de mesure sur la variance autour de zéro du résidu ce qui permet par ailleurs de donner un sens plus "physique" à γ . L'autre possibilité est d'utiliser la méthode GCV (generalised cross-validation) qui consiste à minimiser l'équation 1.31, mais cette méthode est déconseillée car complexe à implémenter.

$$G = \frac{\|(S S^t + \gamma L^t L)^{-1} T\|}{\text{tr}[I - S(S^t S + \gamma L^t L)^{-1} S^t]} \quad (1.31)$$

Pour notre étude, l'approche de la courbe en "L" présentée au chapitre 2 a été choisie en raison de sa simplicité d'implémentation. Le principe de notre code d'inversion sera de minimiser l'écart entre la valeur mesurée T et la solution calculée SV par pseudo-itération et en vérifiant que cet écart respecte bien un critère de convergence (résidu inférieur ou égal au bruit de mesure). Les détails du code d'inversion et son principe seront plus largement explicités dans le chapitre suivant.

1.7 Conclusion

Dans ce chapitre, les notions de fragmentation des liquides sous l'effet d'instabilités présentes lorsque l'on génère un nuage de gouttes via une explosion ou en laboratoire (via un spray contrôlé) ont été abordées. Ensuite, différents moyens pour effectuer la mesure de granulométrie sur ces gouttes de liquide ont été présentés. À ce titre, le tableau 1.5 de la page suivante synthétise les avantages et inconvénients, dans le cadre de cette étude, des méthodes de mesures granulométriques présentées précédemment.

Méthode	Avantages	Inconvénients	Type de mesure
Compteur Coulter	Analyse rapide et facile, possibilité d'études comparatives et statistiques, prix de revient (temps de manipulation et de traitement courts)	Gamme de taille détectable dépendante de la taille du trou du tube, incompatibilité avec une mesure granulométrique d'un milieu en expansion dynamique, impossibilité d'isoler l'électrolyte des gouttes de liquides (particules diffusantes), bulles d'air	Granulométrie de particules : distribution en volume et en nombre
PDA	Taille particule de l'ordre du μm	Mesure sur une seule particule à la fois	Vitesse et taille de particules
Défaut de mise au point	Images nettes des contours	Peu de particules, nombreux réglages expérimentaux, sensibilité à l'environnement de la mesure	Granulométrie sur spray polydispersé
Analyse d'images	mesures faciles et rapides, caméra adaptée aux conditions terrains	Nombre de particule limité (qq particule par mm^3 , précision, mesures intégrées	Morphologie, tailles et répartition de particules
Ombroscopie	Grosses particules ($>5\mu m$), mesure dynamique, rapide	Petit volume de mesure ($\sim mm^2$)	Estimation du volume de mesure, taille et histogramme de particule
Holographie	Précision des données en profondeur, taille de particule entre 0.3 et 100 μm	Dépouillement lent, concentration et tailles mesurables limités	Visualisation de gouttes et d'onde de choc, tailles de gouttes
Granulomètre laser	Large gamme de tailles de particules détectable (0.1 - 2000 μm), mesure dynamique, mise en œuvre simple et rapide	Non portatif	Mesure granulométrique de référence en laboratoire valable en condition dynamique
Spectromètre IRTF	Rapide, mise en œuvre simple, mesures multi-spectrales	Petit échantillon ($<qq cm^3$), incompatibilité aux conditions terrains	Mesures de transmission dans les conditions de référence
Extinction et technique d'inversion	Non intrusif, simple, peu de matériel, portatif, tout type d'échantillon, montage polyvalent (compatibilité laboratoire et terrain)	Coût	Détermination de la transmission (extinction) et approche de la granulométrie (concentration et tailles) par inversion mathématique

Table 1.5 – Résumé des avantages et inconvénients des méthodes et outils de mesure granulométrique.

Suite à la comparaison de ces méthodes, *le choix s'est porté sur le développement de la mesure de l'extinction qui est polyvalente d'un point de vue instrumentation et dont les fondements théoriques ont été expliqués.*

La mise en œuvre de cette approche pouvant se faire à partir de différents types d'instrumentation (spectromètre, caméra) selon la résolution de la mesure de transmission, les chapitres suivants présenteront la résolution apportée sur la détermination de la granulométrie des gouttes, selon le nombre de mesures de transmission accessible avec différents appareils.

Mais avant, le chapitre 2 présentera le développement, la validation numérique de la robustesse de notre méthode d'inversion et de régularisation de Tikhonov, ainsi que son potentiel théorique pour la détermination d'une distribution complète de tailles de goutte.

2

Obtention de la granulométrie d'un spray par méthode inverse - Approche et tests numériques

2.1	Mise au point de la méthode d'inversion granulométrique	49
2.1.1	Du modèle direct vers l'écriture du problème inverse matriciel	50
2.1.2	Présentation du code d'inversion	54
2.2	Potentiel du code d'inversion : étude de cas numériques	69
2.2.1	Étude de l'effet du dimensionnement de la matrice noyau sur le conditionnement du problème	69
2.2.2	Étude des plages spectrales de la matrice noyau sur la granulométrie	71
2.3	Conclusion	82

Ce chapitre présente dans un premier temps l'approche numérique adoptée faisant le lien entre des données de transmission et la granulométrie recherchée du nuage de gouttes. L'objectif sera de montrer comment, à partir de données multispectrales de transmission synthétiques très résolues, il est possible de remonter à une granulométrie détaillée d'une dispersion dont on connaît toutes les caractéristiques au préalable. Pour cela, une première sous-partie expliquera comment passer de l'écriture reformulée de la loi de Beer-Lambert (modèle direct de notre problématique), à l'expression du problème inverse qu'on cherche à résoudre. Une fois le problème inverse posé, une seconde sous-partie décrira le principe du code de la méthode inverse, régularisée au sens de Tikhonov, qui a été développé au cours de cette thèse, ainsi que sa validation. Enfin, la dernière partie de ce chapitre s'appuiera sur des études de cas purement numériques, qui illustreront le potentiel théorique de notre algorithme pour la détermination d'une granulométrie générée synthétiquement, sans se limiter à des contraintes expérimentales telles qu'un nombre fini de longueurs d'ondes ou une plage spectrale restreinte.

2.1 Mise au point de la méthode d'inversion granulométrique

Comme évoqué dans le chapitre 1, la méthode d'inversion choisie pour résoudre la problématique de recherche de la granulométrie repose sur la méthode de régularisation de Tikhonov. Afin de tendre progressivement vers la forme de la solution proposée par cette méthode, le modèle direct puis la construction du modèle inverse sont présentés ci-dessous.

2.1.1 Du modèle direct vers l'écriture du problème inverse matriciel

On rappelle ici, que le coefficient d'extinction K_{ext} (donnée par la théorie de Mie) et la loi de Beer-Lambert (équation 1.4), sont les deux expressions permettant de déterminer la granulométrie recherchée (rayons r et concentration C des gouttes). Comme il a été vu au chapitre 1, ce coefficient $K_{ext}(r,C)$ dépend aussi de la répartition granulométrique $p(r)$ des rayons (loi de densité de probabilité) et du coefficient d'efficacité d'extinction Q_{ext} (équation 1.11). L'ensemble de ces paramètres et les données de transmission multispectrales sont utilisés ci-dessous pour écrire le modèle direct de notre problème.

2.1.1.1 Modèle direct

Le modèle direct est la formulation mathématique qui décrit les effets engendrés par des causes connues. Il correspond donc au modèle physique du phénomène. Ici, on cherche à analyser l'extinction du rayonnement incident par des particules en connaissant au préalable leurs caractéristiques. Dans notre cas, le modèle direct (équation 2.1) n'est autre que l'expression de la transmission τ en fonction de la largeur L du nuage et du coefficient d'extinction K_{ext} , c'est-à-dire la loi de Beer-Lambert (équation 1.4) dans laquelle K_{ext} a été remplacé par son expression générale pour un milieu dispersé.

$$\tau(\lambda, t) = exp \left[-\pi L(t) \int_{r_{min}}^{r_{max}} C(t)p(r)r^2(t)Q_{ext}(n_\lambda, k_\lambda, \lambda, r)dr \right] \quad (2.1)$$

Dans l'équation 2.1, $C(t)$, $p(r)$ et r sont les grandeurs recherchées (C : concentration totale [$part/m^3$], $p(r)$: distribution statistique des tailles de gouttes, r : rayon des gouttes [m]) et Q_{ext} la fonction d'efficacité d'extinction calculée à partir de la théorie de Mie. Dans un premier temps, la concentration ainsi que la largeur du nuage de gouttes seront considérés indépendantes du temps.

Il est possible de réécrire ce modèle direct en isolant d'un côté les "observables" (ce qui est mesuré) du reste des termes (équation 2.2)

$$\frac{\ln(\tau(\lambda))}{-\pi L} = \int_{r_{min}}^{r_{max}} C * p(r)r^2(t)Q_{ext}(n, k, \lambda, r)dr \quad (2.2)$$

où les termes de gauche (transmission τ et largeur L du nuage) sont nos observables. D'après [95], cette équation - ici, écrite en nombre - peut également être exprimée en volume (normalisation par C) de façon à avoir un meilleur conditionnement du problème. Toutefois, pour conserver les grandeurs recherchées (C et r), nous avons choisi pour notre application, de garder l'écriture en nombre. Par la suite, cette réécriture présentera l'intérêt de pouvoir faire de l'estimation paramétrique à partir d'une formulation connue.

2.1.1.2 Modèle continu

Le modèle continu auquel peut s'identifier l'équation 2.2 est une équation de Fredholm de première espèce dont la forme générale est donnée à l'aide de l'équation 2.3

$$t(\lambda) = \int_0^{+\infty} v(r)s(r, \lambda)dr \quad (2.3)$$

Pour ramener cette expression mathématique (borne d'intégration infinie) à la réalité expérimentale, les bornes d'intégration seront par la suite comprises entre un rayon minimal et maximal fini. Ici, la fonction $t(\lambda)$ représente les observables de l'équation 2.2, la fonction $v(r)$ représente $C*p(r)$ et $s(r, \lambda)$ est la fonction "noyau" qui comprend le terme $r^2(t)*Q_{ext}(n, k, \lambda, r)$.

Dans cette équation, $t(\lambda)$ est connue (mesures de transmission et de L) et le noyau peut se calculer à l'aide de la théorie de Mie (calcul de Q_{ext}). Il ne reste donc que la fonction $v(r)$ qui est à déterminer.

N-B : Ici, les termes inconnus recherchés ont été regroupés dans la fonction $v(r)$. Cela signifie que $v(r)$ n'est plus homogène à une loi de densité de probabilité de la distribution de taille en nombre des gouttes comme $p(r)$, mais à une concentration. Le terme $v(r) = C * p(r)$ [$part/m^3$] est donc une loi volumique dont l'intégration donne la concentration totale des particules et la forme indique la répartition des tailles de goutte. Ainsi, les propriétés de $p(r)$ et de $v(r)$ sont celles indiquées aux équations 2.4 et 2.5.

$$\int_0^{\infty} p(r)dr = 1 \quad (2.4)$$

$$\int_{r_{min}}^{r_{max}} v(r)dr = C \quad (2.5)$$

Le modèle continu montre a priori 3 inconnues ($v(r)$, r , et Q_{ext}). Pour résoudre ce problème, une approche peut être d'écrire ce système pour plusieurs longueurs d'ondes (approche multi-spectrale : ≥ 3), en supposant l'invariance spectrale des inconnues. Le paragraphe suivant propose une écriture discrétisée de ce problème continu.

2.1.1.3 Modèle discret - modèle matriciel

La formulation générale du modèle discret de l'équation 2.3 est donnée ci-dessous (équation 2.6)

$$T = SV \quad (2.6)$$

où T est la matrice des observables (analogue de la fonction $t(\lambda)$ pour N longueurs d'ondes), S la matrice noyau (analogue de l'intégrale de la fonction $s(r, \lambda)$ pour N longueurs d'ondes) et V la matrice inconnue analogue à la fonction $v(r)$ (loi de distribution et de concentration). La variable d'intégration r de l'équation de Fredholm de première espèce est une grandeur discrète au sens physique. Cet aspect est relatif au fait que la transmission spectrale ne peut être évaluée qu'en un nombre fini de points et que le nombre de classes de rayon est également fini en pratique. Pour ces raisons, au lieu de travailler directement sur des fonctions intégrées en continu comme dans l'équation 2.3, la forme continue de Fredholm sera discrétisée via une méthode de quadrature, qui permet alors de séparer la distribution $v(r)$ du reste de l'intégrale. Ce changement d'écriture permet de transformer l'intégration en une somme discrète sur j classe de rayon. Ce faisant, les expressions des trois matrices sont alors données ci-dessous (équation 2.10).

$$T = \begin{pmatrix} T_{\lambda_1} \\ T_{\lambda_2} \\ \vdots \\ T_{\lambda_N} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$$S = \begin{pmatrix} \sum_{r=r_{min}}^{r_{min}+\Delta r} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_1)r^2}{2} & \sum_{r=r_{min}+\Delta r}^{r_{min}+2\Delta r} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_1)r^2}{2} & \cdots & \sum_{r=r_{max}-\Delta r}^{r_{max}} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_1)r^2}{2} \\ \sum_{r=r_{min}}^{r_{min}+\Delta r} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_2)r^2}{2} & \sum_{r=r_{min}+\Delta r}^{r_{min}+2\Delta r} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_2)r^2}{2} & \cdots & \sum_{r=r_{max}-\Delta r}^{r_{max}} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_2)r^2}{2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \sum_{r=r_{min}}^{r_{min}+\Delta r} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_N)r^2}{2} & \sum_{r=r_{min}+\Delta r}^{r_{min}+2\Delta r} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_N)r^2}{2} & \cdots & \sum_{r=r_{max}-\Delta r}^{r_{max}} \frac{Q_{ext}(r, \lambda_N)r^2}{2} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

et

$$V = \begin{pmatrix} v(r_1) \\ v(r_2) \\ \vdots \\ v(r_j) \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

$$v(r_u) = \int_{r_u} p(r) dr * C \quad (2.10)$$

avec $v(r_u)$: concentration (en nombre) des gouttes de la classe u et $u \in [1; j]$.

Chaque ligne de ce système matriciel n'est autre que l'écriture de l'équation 2.2 (reformulée avec une somme discrète) pour une longueur d'onde donnée. D'après les définitions de T , S et V , la matrice T est un vecteur dont la taille équivaut au nombre de longueurs d'ondes (N mesures). La partie 2.2 montrera que, pour une résolution de ce type de système sur un cas purement numérique, N peut être très grand (≥ 6000). La matrice noyau S , elle, comporte les valeurs des produits $r^2(t) * Q_{ext}(n, k, \lambda, r)$ pour chaque classe de rayon r_u de la distribution de taille des gouttes et pour chaque longueur d'onde. On retrouve *la dépendance en rayon selon les colonnes de S et la dépendance en longueur d'onde selon ses lignes*. Pour chaque colonne de S , les coefficients de la matrice correspondent à la valeur moyenne du produit $r^2(t) * Q_{ext}(n, k, \lambda, r)$ sur une classe de rayon donnée (en faisant un calcul du produit à r puis à $r + \Delta r$ et ensuite en divisant ces deux résultats par deux). Enfin, le vecteur V est le vecteur que nous cherchons à évaluer. Il s'agit d'un vecteur dont la taille équivaut au nombre de classes de rayon. Les éléments de V contiennent le produit de la concentration totale des gouttes C (toutes classes de rayon confondues) multipliée par l'intégration de la loi de densité de probabilité de la granulométrie sur une classe de rayon (d'indice u) donnée. Ils correspondent donc à une concentration volumique en particules par classes de rayon.

Pour ne pas se retrouver avec un système matriciel où toutes les lignes seraient identiques, il convient de se placer dans des régimes de diffusion où la fonction d'efficacité d'extinction Q_{ext} varie assez sans être trop atténuée par le terme en $r^2 \ll 1$. En d'autres termes la sensibilité spectrale de la transmission doit être suffisante. L'idéal serait de se rapprocher le plus possible des conditions du régime de diffusion de Mie (figure 1.26). Pour une taille de particule donnée, il faut donc choisir la bonne gamme de longueurs d'ondes comme nous le verrons dans le chapitre 4.

Au vu de la formulation générale du problème discret (équation 2.6), une première approche pourrait consister en une tentative d'inversion directe de la matrice S pour retrouver la solution indiquée (équation 2.11) :

$$V = S^{-1}T \quad (2.11)$$

En réalité, cette solution n'est valide que lorsqu'il n'y a pas de bruit dans les mesures et que la matrice S est inversible.

N-B : Pour rappel, les critères de non-inversibilité d'une matrice M sont :

- M possède une colonne nulle
- M possède deux colonnes égales
- M possède deux colonnes proportionnelles
- Les colonnes de M présentent une relation de dépendance linéaire

Or, comme il sera vu au chapitre 3, en pratique, il existe un bruit de mesure (équation 1.17). De plus, lorsque la matrice S est mal conditionnée, cela a pour conséquence d'amplifier l'effet du bruit de mesure. Ces différents facteurs tendent à rendre ce type de problème "mal posé".

2.1.1.4 Problème mal posé

Un problème mathématique est dit "mal posé" lorsqu'il ne respecte pas un ou plusieurs des critères des conditions d'Hadamard ci-dessous [81, 96, 97] :

- La solution existe
- Il existe une unique solution
- La solution dépend continûment des données, c'est-à-dire que le comportement de la solution change continûment avec les conditions initiales du problème.

La présence, surtout, de bruit dans les mesures expérimentales implique que la résolution de ce type de problème générera une multiplicité de solutions, ce que l'on souhaite évidemment éviter. La solution alternative consiste alors à passer par des méthodes de résolution plus complexes : l'inversion de problème (ou inversion d'intégrale). Mais pour qu'une inversion fonctionne de façon optimale, il est nécessaire de faire au préalable un calcul de nombre de conditionnement de la matrice noyau S . L'expression d'ordre 2 de ce nombre de conditionnement est donnée par l'équation 2.12 où $\| \cdot \|$ désigne la norme euclidienne.

$$Cond_2(S) = \| S \| \cdot \| S^{-1} \| = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_{min}} \quad (2.12)$$

Il dépend des valeurs singulières maximale σ_{max} et minimale σ_{min} de la matrice noyau. On dit qu'un problème est mal conditionné lorsque le conditionnement de la matrice est tel que $Cond > 1$. Ce nombre de conditionnement est important, car il impacte directement l'erreur sur la solution de l'inversion. En effet, l'erreur du calcul d'inversion est proportionnelle au bruit de mesure ε par un facteur égal au nombre de conditionnement (équation 2.13).

$$erreur = \varepsilon * Cond_2(S) \quad (2.13)$$

Pour illustrer ce propos, prenons l'exemple ci-dessous. Soit S une matrice (4,3) calculée sur la plage de longueurs d'ondes [0.7-7] μm pour un rayon moyen de gouttes de 25 μm et une concentration de $1.15 * 10^{10}$ $part/m^3$. La fonction d'efficacité d'extinction Q_{ext} a été calculée à l'aide de la bibliothèque Miepython® qui sera présentée ultérieurement. La matrice S est donnée par l'équation 2.14

$$S = \begin{pmatrix} 7.21 * 10^{-10} & 2.64 * 10^{-9} & 6.17 * 10^{-9} \\ 6.28 * 10^{-10} & 2.50 * 10^{-9} & 5.96 * 10^{-9} \\ 8.81 * 10^{-10} & 2.70 * 10^{-9} & 5.84 * 10^{-9} \\ 3.19 * 10^{-10} & 2.46 * 10^{-9} & 7.91 * 10^{-9} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Le nombre de conditionnement correspondant à cette matrice S est de 241.34. Si l'on considère un bruit de mesure sur la transmission de l'ordre de 1% par exemple, cela signifiera que l'erreur sur la solution obtenue par inversion sera de $1 * 241.34 = 241.34\%$. D'où l'importance d'avoir un petit nombre de conditionnement de la matrice noyau. Par ailleurs, ce même calcul, effectué sur des plages de longueurs d'ondes complémentaires, a permis de constater que le nombre de conditionnement de l'exemple ci-dessus, fait en réalité partie des plus faibles valeurs obtenues lorsqu'on explore d'autres plages de longueurs d'ondes de mêmes étendues de sorte à se placer dans des conditions proches du problème que l'on aura à traiter par la suite. Ces résultats sont résumés dans le tableau 2.1.

Plage de longueurs d'ondes (μm)	[0.7-7]	[7- 14]	[14- 21]	[21- 28]
Cond(S)	241.37	11510.37	69198.87	70219.77

Table 2.1 – Nombre de conditionnement selon la plage de longueurs d'ondes pour une matrice S (4,3).

Cette analyse préliminaire met en avant que notre problème est effectivement très mal conditionné. Afin de pallier ce problème, il est nécessaire de se tourner vers des méthodes de régularisation pour résoudre notre problématique.

N-B : Il se trouve que ce nombre de conditionnement est relié à la dimension de la matrice S qui impacte également la résolution de la granulométrie obtenue via notre code d'inversion. Ceci sera illustré dans l'étude de dimensionnement de la matrice noyau S à travers trois cas d'étude numérique (section 2.2).

L'approche numérique utilisée pour inverser notre problème (équation 2.6) est présentée ci-dessous.

2.1.2 Présentation du code d'inversion

2.1.2.1 Méthode de Tikhonov : forme de la solution

La qualité de l'inversion d'un problème mal posé peut être notablement améliorée par une méthode de régularisation. En effet, puisque dans les problèmes mal conditionnés comme le nôtre, l'erreur générée sur la solution au premier stade d'une inversion est importante (nombre de conditionnement élevé), il est nécessaire d'introduire un terme de "régularisation" dont le but est d'amoindrir cette erreur et de permettre de converger vers une solution "unique". Pour ce faire, on a choisi d'utiliser la méthode de régularisation de Tikhonov [4, 63, 69, 80, 81, 98-102].

Le problème de minimisation (méthode des moindres carrés) ne s'écrit donc plus comme dans l'équation 1.18 mais à l'aide de l'expression 2.15

$$\min(\|T - SV\|^2 + \|\Gamma V\|^2) \quad (2.15)$$

Pour favoriser les solutions dont la norme est petite, la matrice de Tikhonov Γ sera prise comme étant la matrice identité multipliée par un paramètre de régularisation γ (équation 2.16) que l'on a choisi de déterminer avec la méthode de la courbe en "L" [103, 104]. Cette méthode sera expliquée un peu plus loin lors de la présentation de notre algorithme.

$$\Gamma = \gamma * I \quad (2.16)$$

Pour donner une idée du poids des deux termes dans la minimisation de Tikhonov, prenons un exemple. Le terme du résidu ($\|T - SV\|$) est généralement compris entre 0 et une centaine d'unité, car T est en 10^2 ($\tau < 1$ et $L \sim$ quelques cm) et $SV \sim 0.1$. Le second terme ΓV doit être du même ordre de grandeur pour régulariser notre problème. Or, la concentration est en général très élevée ($C \sim 10^8 \text{ part}/m^3$), il est donc nécessaire que le paramètre de régularisation soit très faible ($< 10^{-8}$). On retiendra de cette analyse, que le paramètre de régularisation γ doit être très faible.

En appliquant la méthode de Tikhonov à notre problématique, la forme générale de la solution après régularisation est donnée via l'équation 2.17. Le détail des calculs aboutissant à cette expression est présenté à l'annexe B.

$$V_\gamma = (S^t S + \Gamma^t \Gamma)^{-1} S^t T \quad (2.17)$$

C'est cette forme de solution qui a été utilisée pour établir notre code d'inversion. Par ailleurs, on voit dans cette équation, que lorsque la matrice Γ est choisie comme étant nulle, on retrouve la solution classique des moindres carrés, c'est-à-dire sans le terme de régularisation.

L'approche théorique de la méthode de Tikhonov ayant été abordée, la sous-section suivante présente la structure complète de l'algorithme de notre code d'inversion, basée sur la minimisation du résidu avec le terme de régularisation de Tikhonov pour que la convergence de la solution soit garantie.

2.1.2.2 Écriture du code d'inversion

L'essentiel de notre algorithme de calcul a été développé sous le langage de programmation "Python". Ce code retranscrit le calcul de la solution générale de Tikhonov donnée ci-dessus. Le principe général du code d'inversion est expliqué en suivant.

La figure 2.1 montre les cinq différents blocs qui structurent notre code. Pour des raisons de simplicité, ces blocs seront nommés par la suite par leur indexation respective allant de A à E sur l'organigramme de la figure 2.1.

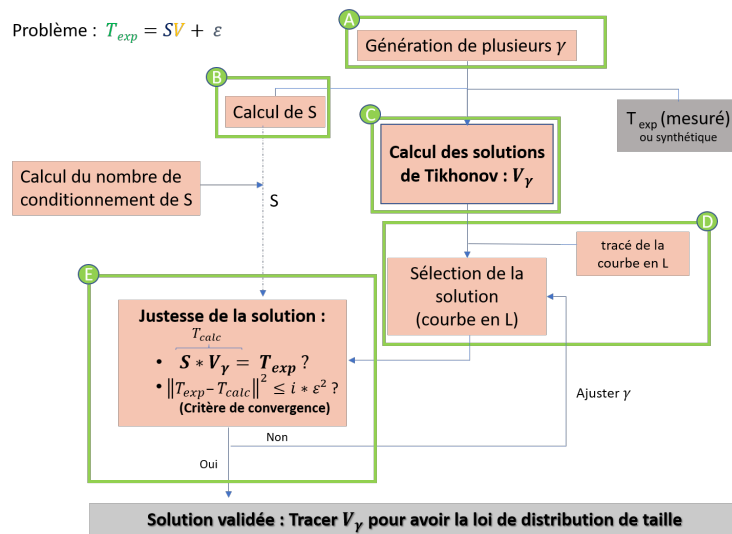


Figure 2.1 – Organigramme du principe de notre méthode d'inversion.

Un premier point important à garder à l'esprit est que cette méthode numérique n'est pas une méthode itérative. En effet, l'algorithme génère dès le départ un grand nombre de solutions V_γ à partir de différents paramètres d'entrée (S , γ et T). Le code permet ensuite de les trier à l'aide de différents critères pour ne retenir au final que la solution optimale (au sens du critère de convergence et d'éventuelles contraintes additionnelles).

Cela étant dit, le premier bloc (bloc A) de l'algorithme sert à générer une plage de valeurs de paramètres de régularisation (γ). Dans ce bloc, une très grande plage de 500 valeurs de γ comprise entre 10^{-25} et 10^{-2} est générée. Ce choix de bornes a été ajusté de sorte que la plage de γ disponible soit assez grande pour traiter chaque configuration d'essai présentée dans cette étude. Un large panel de valeur de γ permet de garantir l'apparition au bloc D la valeur de γ optimale.

Ces valeurs vont ensuite être utilisées pour calculer, au bloc C, les différentes solutions de Tikhonov correspondant à chacune de ces valeurs γ . Autrement dit, le bloc C applique la formule générale de la solution de la méthode de Tikhonov donnée à l'équation 2.17 pour toutes les valeurs de γ générées au bloc A. Pour pouvoir calculer les solutions V_γ de Tikhonov, le code (bloc C) a besoin de connaître deux autres paramètres : les matrices S et T .

Il y a deux modalités d'utilisation du code d'inversion (figure 2.2) :

- *Configuration a* : étape de validation/robustesse : utilisation du modèle direct pour produire un signal synthétique de référence sur lequel on viendra tester la méthode de Tikhonov.
- *Configuration b* : le signal "d'entrée" devient un signal réel : les transmissions mesurées expérimentalement.

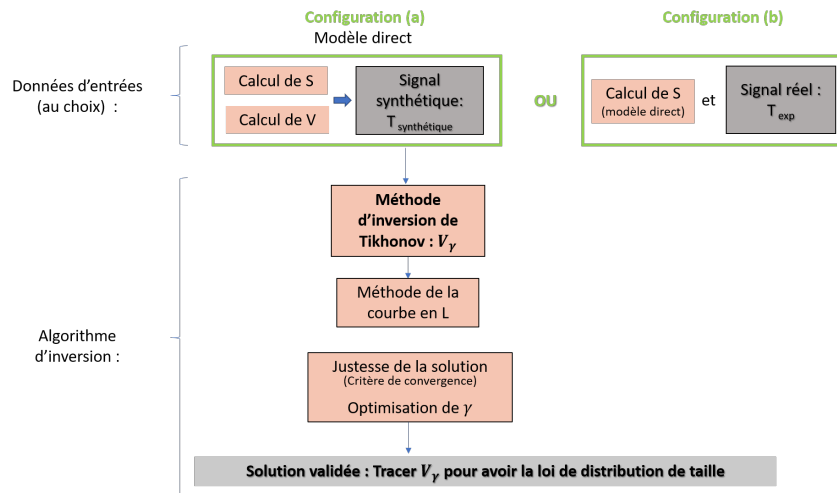


Figure 2.2 – Schéma des deux configurations d'utilisation possibles du code d'inversion.

Quel que soit le choix de la configuration d'utilisation du code d'inversion, la matrice S est obtenue via un script retranscrivant le modèle direct. Ce modèle permet également d'obtenir le vecteur T ($T_{\text{synthétique}}$) si l'on travaille sur un signal synthétique. Sinon, dans le cas où l'on travaille sur des données réelles, T (T_{exp}) est calculé directement à partir des données de transmission expérimentale (chapitre 3), c'est-à-dire des transmissions à N longueurs d'ondes.

Pour visualiser le positionnement du code du modèle direct dans la chaîne de l'algorithme d'inversion et préciser le contenu de ce modèle, la figure 2.3 représente les grandeurs d'entrée et de sortie du code. Le bloc F sur la figure 2.3 correspond donc au détail du bloc B (figure 2.1).

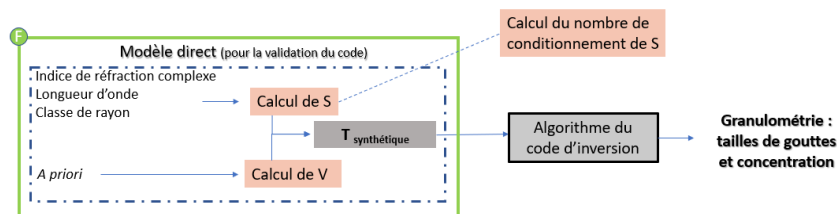


Figure 2.3 – Organigramme du principe de notre méthode d'inversion lorsqu'on travaille sur des signaux synthétiques. Le modèle direct permet alors la construction d'une représentation de la transmission.

Le code du modèle direct est constitué de deux sous-blocs. Dans l'un, on calcule la matrice noyau S à partir de la théorie de Mie (coefficients Q_{ext}), ceci pour de l'eau comme évoqué dans le chapitre 1. Or, pour calculer les coefficients d'extinction de l'eau, on doit disposer de ses indices complexes $n(\lambda) - ik(\lambda)$ sur une large plage de longueurs d'ondes, typiquement entre 0.4 et 30 μm . Une base de données adaptée est donc nécessaire. C'est pourquoi on a utilisé la base de données de Segelstein [105], qui contient les indices de réfraction réels et complexes de l'eau pour des longueurs d'ondes comprises dans l'intervalle $[0.01 - 10^7] \mu m$. Pour pouvoir exploiter cette base de données, il a été vérifié que lors de nos expérimentations, la température du milieu est constante et est assimilée à celle de la température ambiante. À partir de ces indices de réfraction, les termes en $r^2 * Q_{ext}$ de S (équations 2.10) sont calculés à l'aide de la bibliothèque "Mipython®" développée par Scott Prah. Ce module, qui suit la formulation de Wiscombe [106] et dont le principe repose sur la théorie de Mie, permet de calculer la diffusion de la lumière à travers des sphères partiellement absorbantes ou non, ou encore de sphères parfaitement conductrices. En l'occurrence, il offre la possibilité de calculer l'absorption, l'efficacité de diffusion, l'efficacité d'extinction, ou même la rétrodiffusion et l'asymétrie d'une diffusion. Ici, cette bibliothèque est utilisée pour calculer le coefficient d'efficacité d'extinction $Q_{ext}(n, k, \lambda, r)$ qui intervient dans la matrice noyau S .

Le fonctionnement de cette bibliothèque nécessite en entrée, d'avoir les indices de réfraction complexe du milieu étudié, mais également les paramètres de tailles des particules en fonction de la longueur d'onde incidente. Les valeurs de r utilisées pour calculer ces paramètres de taille sont comprises entre un rayon minimum et maximum précisés par l'opérateur. Le choix des bornes initiales des classes de rayon est aujourd'hui arbitrairement choisi de façon suffisamment large pour couvrir à coup sûr la granulométrie recherchée. Ces derniers sont choisis en fonction de la granulométrie du milieu : après itération, la plage de rayon de calcul peut être resserrée jusqu'à ce que le code soit en mesure de restituer une solution fiable. Après interpolation de la base de données de Segelstein, l'algorithme fait appel à la bibliothèque de calcul de Mipython® qui renvoie une liste de valeurs de Q_{ext} correspondant à chaque paramètre de taille (r centré sur la classe de rayon) et longueur d'onde choisie par l'opérateur. Ceci permet in fine, de calculer les coefficients de la matrice S .

Lorsque la matrice S est définie, il est possible de calculer en dehors du code principal, le nombre de conditionnement de S en appliquant la formule de l'équation 2.12, avant d'entrer dans le cœur du code d'inversion. Cette étape est optionnelle et permet uniquement de justifier une nouvelle fois de la nécessité de régulariser notre problème. La section 2.2 montrera l'effet du dimensionnement de S sur ce nombre de conditionnement.

Dans l'autre sous-bloc du modèle direct, et dans un objectif de validation du code, on construit un vecteur V à partir d'un *a priori* (granulométrie connue à l'avance). Ces deux données (S et V) permettent ensuite de construire un vecteur T pour travailler sur des données synthétiques.

La quatrième étape du code (bloc D) consiste à sélectionner une des solutions calculées au bloc C en s'aidant de la méthode de la courbe en "L". Cette méthode repose sur le tracé de la norme de la solution $\gamma * V_\gamma$ en fonction de la norme du résidu $T_{calc} - T_{exp}$. La courbe alors obtenue a une forme de "L" et chaque point de cette courbe est associé à une valeur de paramètre de régularisation γ donné. Par la suite, on verra à travers la présentation de la validation du code sur un cas numérique, que le paramètre de régularisation optimal se situe au niveau de la cassure de la courbe en "L". Au bloc D, l'utilisateur doit choisir un point de la courbe dans cette zone du graphique. Le code n'analysera ensuite que la solution de Tikhonov sélectionnée et associée à une valeur de γ donnée. Nous devons garder à l'esprit qu'à l'issue du bloc D, l'algorithme propose une solution contenant l'information de la répartition des tailles des gouttes du nuage et leur concentration totale que l'on retrouve par intégration de

la courbe solution $v(r)$.

La justesse de la solution sélectionnée est vérifiée au bloc E. Dans ce bloc, deux points sont contrôlés. Premièrement, on cherche à comparer les données de transmission mesurées expérimentalement T_{exp} (ou simulées via le modèle direct dans une optique de validation de l'algorithme) aux données de transmission reconstruites $T_{calc} = V_\gamma * S$ avec la solution V_γ sélectionnée au bloc D. Si la solution est correcte, la même transmission doit être retrouvée à une erreur de précision de calcul près. Pour réguler le taux d'erreur sur la solution, on fait appel à un critère d'acceptabilité de la solution. En effet, selon le principe de Morosov (ou principe de non-contradiction), une mesure ne peut pas être plus précise que le bruit sur cette mesure. Dans notre algorithme, cela se traduit comme suit :

SYNTHÈSE

Si $\|T_{exp} - T_{calc}\|^2 \leq i * \epsilon^2$, c'est-à-dire si la norme de l'écart au carré entre les données mesurées (T_{exp}) et les données calculées (T_{calc}) à partir de la solution du code, est inférieure ou égale (au nombre de mesures N près) au bruit de mesure ϵ sur la mesure de transmission, alors le principe de Morosov est respecté et les données de transmission calculées sur la base de la solution sélectionnée V_γ sont donc considérées comme fiables. Dans le cas contraire, cela signifie que la solution de l'inversion sélectionnée au bloc D est trop éloignée de la réalité expérimentale.

Lorsque le principe de Morosov n'est pas respecté, il faut donc revenir au bloc D pour rectifier le choix du point sur la courbe en "L" qui conditionne le choix du paramètre de régularisation et donc de la solution de Tikhonov associée. La section (1.2.3) expliquera comment apprendre à ajuster ce choix de paramètre sur un signal connu (modèle direct) selon le "sens de l'écart" observé sur la solution finale. Ainsi, si cette dernière étape de vérification (bloc E) est franchie avec succès, la solution de l'inversion générée par notre algorithme est validée et on a dans ce cas obtenu les informations recherchées (distribution granulométrique et concentration).

Avec cette structure, le choix des solutions se fait de façon manuelle, le choix du paramètre de régularisation est donc très opérateur-dépendant (plusieurs essais avant de trouver la bonne solution sur la courbe en "L") et implique donc des fluctuations dans ses performances. C'est pourquoi, un script complémentaire a été implémenté de sorte à automatiser la détection de la solution optimale. Dans ce cas, il n'est plus indispensable de passer par la sélection manuelle de la solution sur la courbe en "L". En effet, ce script est basé sur la recherche du résidu minimum pour chaque valeur de γ . Puis, pour éliminer les solutions non-physiques ($V_\gamma < 0$), un critère de positivité est appliqué. À l'issue de ce programme, la solution optimale est directement obtenue. La démonstration du bon fonctionnement de ce script sera présentée dans la partie "validation du code numérique" (section 2.1.2.3).

Afin de détailler les étapes du développement de notre code, la section suivante reprend la validation de l'algorithme qui a été présenté ci-dessus.

2.1.2.3 Validation numérique du code

Pour pouvoir valider étape par étape notre code d'inversion, nous avons travaillé sur un signal synthétique maîtrisé et généré à partir du modèle direct. Autrement dit, pour ce chapitre uniquement, T_{exp} ne sera pas un vecteur de données expérimentales mais un vecteur généré numériquement sur la base de la définition du modèle direct ($T_{exp} = T_{synt} = S * V$). Cette section reprend la démarche de validation du code d'inversion.

(1.2.1) Bloc F : Validation du modèle direct

L'important ici, puisque l'on cherche à valider le code, est de connaître parfaitement S et les paramètres d'entrées du vecteur V . Nous montrons ci-dessous comment ont été validé les 2 sous-blocs du bloc F ainsi que le signal synthétique obtenu en sortie de modèle direct.

Validation du calcul de V

Comme cela a été dit en amont, le vecteur V dépend de $p(r)$ dont l'intégrale de 0 à l'infini vaut 1. Celui-ci est défini en fonction de paramètres que l'on choisi (rayon moyen \bar{R} , écart-type σ , forme de la loi de distribution). Pour faire le lien entre \bar{R} et σ , l'écart type est donnée par la racine carrée de la variance des rayons, c'est-à-dire de la moyenne du carré des écarts à valeur la moyenne \bar{R} . À partir du choix fait *a priori* sur la forme de la loi de distribution de tailles des gouttes $p(r)$, une loi de densité de probabilité correspondant aux paramètres (rayon moyen, écart type, forme de la distribution) choisis par l'opérateur est générée sur le logiciel Matlab®. À titre d'exemple, la figure 2.4 montre un exemple d'une distribution log-normale (cf. section 1.5.2.4) répartie autour de $\bar{R} = 100 \mu m$ avec un écart-type de $10 \mu m$ qui a été synthétisée par la première étape (calcul de V) de ce bloc de calcul.

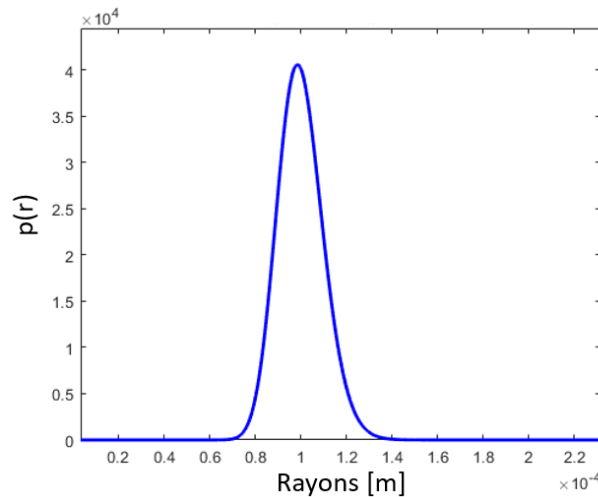


Figure 2.4 – Exemple de loi de densité de probabilité $p(r)$ générée par le modèle direct. Paramètres : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale.

Pour construire le vecteur V à partir de $p(r)$, la courbe de densité de probabilité obtenue à l'étape précédente est discrétisée en autant de classe (j classes de rayon) que de colonnes présentes dans la matrice S . En effet, on rappelle aussi que les lignes de V correspondent à la concentration des gouttes par classe de rayons. j est donc fixé en fonction du nombre de classes de rayons souhaitées (résolution sur la granulométrie). Ainsi, pour pouvoir calculer les éléments de V , il est nécessaire de fixer au préalable j . Une fois que $p(r)$ est segmentée en j classe de rayon, le code calcule l'intégrale de $p(r)$ sur ces segments par la méthode des trapèzes. En fixant une valeur C de concentration totale des gouttes, $v(r)$, c'est-à-dire la concentration par classe de rayons de gouttes est obtenue en appliquant la formule 2.10.

Pour vérifier la partie du code qui génère V , la vérification que l'intégrale de $p(r)$ entre les bornes limites de rayon minimum et rayon maximum (choisies de façon automatisée par le code) est bien égale à 1, a été réalisée. Il a ensuite été contrôlé que la somme des

concentrations par classe de rayon (la somme des termes de V) redonne bien la concentration totale initiale C que l'opérateur a fixé. Le tableau 2.2 montre un exemple de répartition des concentrations par classe de rayon de gouttes obtenu avec le code générant $v(r) = C * p(r)$. La largeur des classes de rayon vaut 600 nm . Ces données ont été simulées à partir d'une concentration globale fixée à $C = 1.81e8 \text{ part/m}^3$ et une loi de distribution log-normale $p(r)$ de rayon moyen de $100 \mu\text{m}$. Ces paramètres ont été choisis de sorte à pouvoir générer pour l'exemple, une transmission synthétique ayant une grande amplitude de variation.

Cet aperçu illustre que le cumul des concentrations par classe de rayon correspond bien à la concentration totale fixée en entrée de l'algorithme. Après ces étapes de vérification, le sous-bloc de *calcul du vecteur V* a donc pu être validé.

Classe de rayon μm	[73.2-79.2]	[79.2- 85.2]	[85.2- 91.2]	[91.2- 97.2]	[97.2- 103.2]
Concentration (part/m^3)	1.54e6	7.98e6	2.25e7	3.85e7	4.31e7
[103.2- 109.2]	[109.2- 115.2]	[115.2- 121.2]	[121.2- 127.2]	[127.2- 133.2]	Total
3.39e7	1.98e7	8.96e6	3.27e6	989631	1.81e8

Table 2.2 – Validation de la répartition de la concentration par classe de rayons.

Validation du calcul de S

Pour pouvoir calculer les termes de la matrice noyau S qui, pour rappel, sont en $r^2(t) * Q_{ext}(n, k, \lambda, r)$, il est indispensable de pouvoir calculer la fonction d'efficacité d'extinction pour plusieurs tailles de rayon à une longueur d'onde donnée. Comme mentionné dans le premier chapitre, de nombreuses applications existent dans la communauté pour générer des valeurs de fonction d'efficacité en fonction de l'indice de réfraction et de la taille des particules. Notre choix s'est porté sur la bibliothèque "MiePython®" en raison de sa facilité d'implémentation et d'utilisation. Cette dernière permet de générer ces données directement à l'intérieur de notre algorithme d'inversion pour implémenter le reste du code de façon autonome.

Afin de vérifier la fiabilité de cette bibliothèque, les résultats ont été comparés avec des résultats d'un logiciel de référence, Mieplot®, dont la justesse et la fiabilité repose sur le formalisme de Bohren et Huffman. Il a été établi qu'en prenant 13 courbes de fonction d'efficacité générées par Mieplot® à partir de données de la littérature, Miepython® a été capable de reproduire ces 13 courbes avec un écart entre les données Mieplot®/Miepython® restant inférieur à 1% comme le montre [107], qui compare la répartition statistique des erreurs entre ces deux méthodes de calcul de Q_{ext} .

Ce test a donc permis de *valider l'utilisation de la bibliothèque Miepython®* pour le calcul de la fonction d'efficacité d'extinction. Connaissant Q_{ext} , la suite du script du modèle direct peut calculer les différents termes ($r^2(t) * Q_{ext}(n, k, \lambda, r)$) de la matrice noyau S . Le code générant la matrice S est donc validé.

Validation de l'aptitude du code à retrouver un signal d'entrée synthétique

La grandeur de sortie du modèle direct est $T_{synth} = S * V$ et sert de donnée d'entrée au code d'inversion tel que représenté sur l'organigramme 2.3.

Pour pouvoir valider numériquement cette partie essentielle de l'algorithme du modèle direct, on a souhaité comparer des données synthétiques générées par le code du modèle direct (T_{synth}) avec un vecteur T_{calc} calculé avec les données de solution du code ($T_{calc} = S * V_{\gamma}$) avec la définition du modèle direct. En d'autres termes, *on vérifie la solution V_{γ} à partir de l'inversion de Tikhonov en la confrontant à un signal connu* :

- a) *sans bruit*
- b) *avec bruit*

C'est ce qui est illustré ci-dessous. En reprenant l'exemple précédent (rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu m$), un signal de transmission synthétique visible en bleu sur la figure 2.5 a été généré.

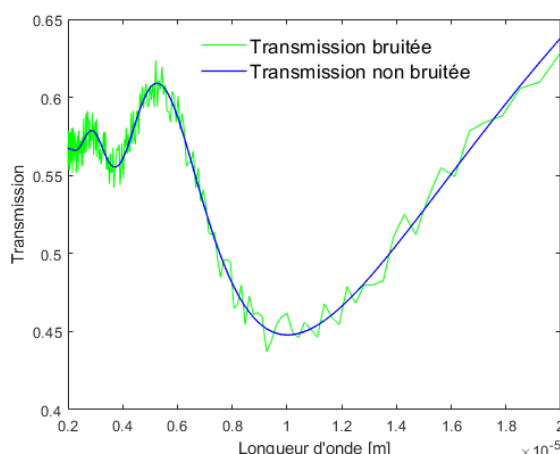


Figure 2.5 – Exemple de transmission non bruitée (courbe bleu) et bruitée à 1.5% maximum (courbe verte) générées par le modèle direct. Paramètres d'entrée : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu m$.

Puis, pour se rapprocher de cas réels, ce signal a d'abord été bruité avec un bruit blanc uniforme d'amplitude 1.5% au maximum (par rapport au signal non bruité) : c'est la courbe verte de cette même figure. Cette valeur de bruit permet de générer des signaux "sur-bruités" par rapport à la quantité de bruit que l'on pourrait retrouver expérimentalement (chapitre 3) de sorte à pouvoir avoir une première estimation de la robustesse au bruit du code.

Le cas du signal de transmission non bruité sera traité en premier. Avec ce signal utilisé en entrée du code d'inversion, le code génère une solution V_{γ} (bloc D et E) avec laquelle le vecteur $T_{calc} = S * V_{\gamma}$ est reconstruit. Sur la figure 2.6 sont représentés en bleu le vecteur synthétique de départ T_{synth} et en orange le vecteur T_{calc} reconstruit avec les résultats de l'inversion.

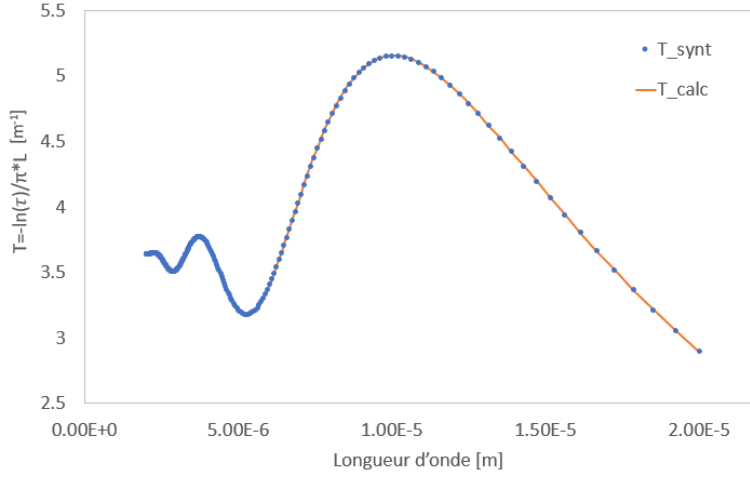


Figure 2.6 – Comparaison de T_{calc} (courbe orange) et T_{synt} (point bleu) non bruité avec les paramètres d'entrée : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu m$.

L'expression de l'erreur cumulée sur le vecteur T_{synth} est renseignée à l'équation 2.18

$$Err_{cumul} = \sum_{k=1}^N \frac{T_{calc}(k) - T_{synt}(k)}{T_{synth}(k)} \quad (2.18)$$

La superposition des deux courbes de la figure 2.6 montre que le code est capable de reconstruire le vecteur d'entrée T_{synth} avec une erreur cumulée de seulement $1.9836 * 10^{-4}\%$. *Le code de calcul de transmission par le modèle direct est donc validé sur des signaux non bruités.*

Le signal de transmission bruitée (courbe verte) a ensuite été utilisé comme donnée d'entrée pour notre code d'inversion. Puis, avec la solution V_γ proposée par l'algorithme, $T_{calc} = S * V_\gamma$ a été calculé comme précédemment et on a superposé graphiquement T_{calc} (courbe orange) sur T_{synth} (courbe bleu) : c'est ce que montre la figure 2.7 ci-dessous.

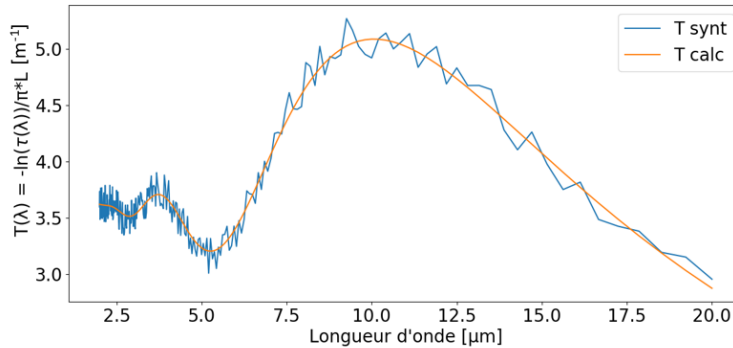


Figure 2.7 – Comparaison de T_{calc} (courbe orange) et T_{synt} (courbe bleu) avec les paramètres d'entrée : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu m$.

Qualitativement, ces courbes permettent de voir que le code, avec la solution V_γ ($\gamma = 1.18 * 10^{-8}$) qu'il propose, est capable de reconstruire le signal synthétique généré par le code du modèle direct. Pour avoir une analyse plus quantitative, l'écart entre les deux courbes a été quantifié et on a pu relever une erreur cumulée sur tout le spectre ($[2 - 20] \mu m$) de 4.98%. Après plusieurs cas de tests numériques mis en fonctionnement avec le code, on a pu observer que cette erreur est toujours très faible, même pour des signaux dont le bruit a été volontairement exagéré. À titre indicatif, l'étude de la robustesse de notre code vis-à-vis de la présence de bruit plus élevé est développée dans l'annexe C.

Comme le code a montré qu'il est en mesure de retrouver avec justesse le vecteur d'entrée T_{synth} , la capacité du code à générer (modèle direct) un vecteur T correct et à le retrouver in fine par la méthode d'inversion en présence de bruit, a donc pu être validée.

(1.2.2) Bloc E : Définition du critère d'acceptabilité sur le résidu - justesse de la solution

Le critère de convergence sur le résidu, a été établi en s'inspirant de la source [98]. Ce critère de convergence représente comme il a été dit plus haut, le principe de non-contradiction (ou principe de Morosov) qui stipule qu'une mesure ne peut pas être plus précise que le bruit sur cette mesure. Cette étape n'a pas fait l'objet d'une validation numérique à proprement parler, car elle ne sert que de condition pour pouvoir vérifier la justesse de la solution sélectionnée au bloc D. Ce point permet de s'assurer qu'il n'y ait pas de divergence entre les valeurs de transmission d'entrées et calculées (T_{exp} ou T_{synth}).

L'étude du bruit de mesure expérimental qui conditionnera le critère de convergence du bloc E sera présentée au chapitre 3 car il dépend du moyen de mesure de la transmission utilisé, et on ne restera dans ce chapitre, que sur des études de cas purement numériques pour déterminer les capacités du code d'inversion à gérer des cas synthétiques bruités artificiellement. Comme ce chapitre est centré sur la validation strictement numérique de notre code d'inversion, cela signifie qu'il est possible ici, de se permettre de faire varier des paramètres d'un point de vue mathématique afin de tester les limites du code et sa robustesse. Toutefois, ces derniers seront bornés afin que cela reste dans des conditions acceptables. Les potentialités et la robustesse de notre algorithme pourront ainsi être mesurées.

(1.2.3) Bloc D : Effet du choix du paramètre de régularisation sur la qualité de l'inversion

Pour déterminer le paramètre de régularisation optimal, notre choix s'est porté sur l'utilisation de la méthode de la courbe en "L", qui consiste à tracer la norme de la solution V_γ en fonction de la norme du résidu $T_{calc} - T_{exp}$. Concrètement, pour ce faire, on utilise les solutions de la méthode de Tikhonov (équation 2.17) qui sont calculées pour chacune de ces valeurs γ au bloc C et la norme de ces valeurs est reportée en ordonnée sur un graphique. Les valeurs en abscisse, elles, sont obtenues en calculant le terme du résidu pour chaque solution V_γ indiquée sur l'axe des ordonnées. Ceci forme une courbe en forme de "L". Chaque point d'une courbe en "L" est donc associé à une valeur de paramètre de régularisation γ donné. Comme expliqué plus haut, le choix du paramètre de régularisation (ou plus directement du point sur la courbe en "L") est important, car il détermine le choix de la solution de l'inversion. Pour choisir ce paramètre, il faut choisir sur le tracé de la courbe en "L", *le point qui minimise à la fois la norme de la solution et à la fois celle du résidu*, autrement dit le point qui se situe au niveau du point de cassure de la courbe en "L", car il permettra à la solution de converger. Pour aider l'utilisateur du code à sélectionner le point correspondant au paramètre de régularisation optimal, dès qu'un point de la courbe en "L" est sélectionné, le code renvoie systématiquement une réponse positive ou négative quand le critère d'acceptabilité du bloc

E est atteint ou non. Il permet également de visualiser directement dans une fenêtre externe les conséquences de ce choix de γ sur la qualité de l'inversion. Bien entendu, si le code renvoie une réponse négative, l'opérateur est invité à choisir un "meilleur" point au niveau du point d'inflexion de la courbe. Tel que présenté, l'ajustement du choix du point (et donc de la valeur de γ) se fait manuellement. La démarche utilisant l'approche manuelle est donc purement démonstrative afin d'illustrer la sensibilité au choix du paramètre γ . Ceci a permis de montrer la nécessité de proposer une recherche automatique plus fiable qui est présentée plus loin (partie (1.2.4)).

Pour illustrer l'effet d'un "bon" ou "mauvais" choix de paramètre de régularisation, reprenons ci-dessous le cas d'étude précédent. La figure 2.8 montre la courbe en "L" obtenue à l'étape du bloc D pour cet exemple.

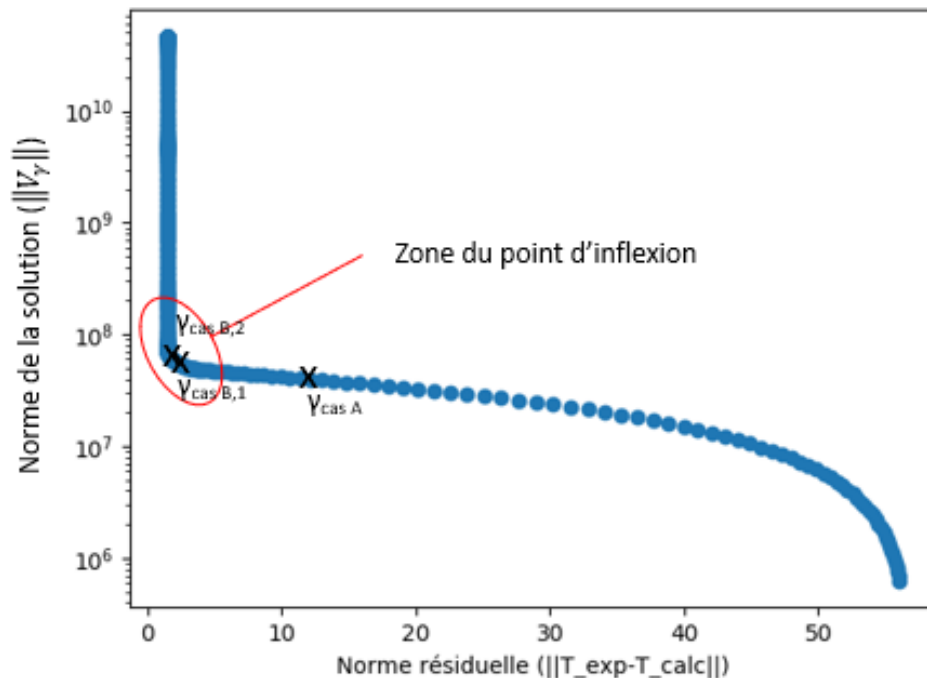


Figure 2.8 – Courbe en "L" obtenu au bloc D avec les paramètres d'entrée suivants : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type = $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu\text{m}$.

Pour la suite, les deux cas de figure possibles ont été distingués. Cas A : l'utilisateur choisit un point de la courbe trop éloigné de celui qui correspond à une valeur de paramètre de régularisation optimisé - cas B : l'utilisateur choisi le point optimisé de la courbe. Dans le cas A, supposons que l'opérateur ait choisi la valeur $\gamma = 5.72 * 10^{-7}$ qui est située loin du point de cassure. Dans ce cas, le code renvoie une réponse négative sur le critère de convergence, mais affiche tout de même le résultat de l'inversion obtenu avec ce mauvais choix de paramètre. La figure 2.9 montre la superposition du vecteur de la solution V_γ (courbe orange) sélectionnée (rappel : la solution est la concentration par classe de rayon et par m^3) sur le vecteur V (courbe bleu) du modèle direct.

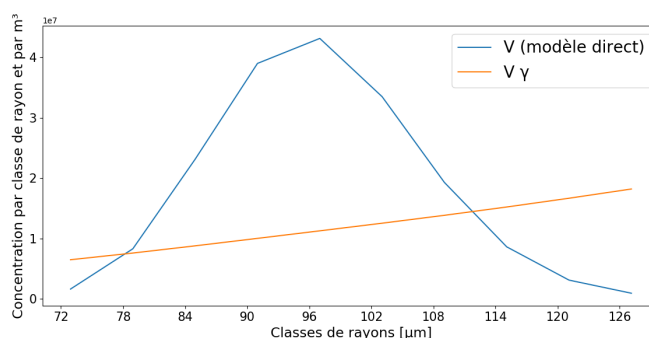


Figure 2.9 – Superposition du vecteur V (modèle direct) sur la solution V_γ de l'inversion lorsque l'on sélectionne un point de la courbe en "L" loin du point d'inflexion ($\gamma = 5.72 * 10^{-7}$). Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part/m}^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu\text{m}$.

Visuellement, on constate que le code n'a pas été en mesure de reconstruire fidèlement le vecteur V du modèle direct. Ici, l'erreur cumulée entre le résultat du code (V_γ) et le modèle direct (V) est estimée à 23.76%. À titre indicatif, cette solution V_γ conduit à une erreur cumulée entre T_{calc} et T_{synth} de 45.38%. Ces deux quantifications d'erreur viennent confirmer l'analyse visuelle première, qui amenait à dire que la solution du code n'est pas acceptable avec ce choix de paramètre de régularisation. Dans ce cas, l'utilisateur est invité à sélectionner un autre point de la courbe.

Voyons maintenant ce qu'il se passe lorsque l'utilisateur choisit un point au niveau du point d'inflexion de la courbe en "L" (cas B). Deux sous-exemples seront distingués ci-dessous. Le premier, noté "cas n° 1", correspondra au cas où l'utilisateur choisit un point dans la région du point d'inflexion de la courbe en "L", mais sans que ce point ne soit celui qui minimise le plus l'erreur sur la solution (la recherche manuelle "au niveau du point de cassure" n'étant pas forcément immédiate). Le deuxième exemple, noté "cas n° 2", correspondra au cas où l'utilisateur aurait choisi le point associé à la valeur de γ optimisée a posteriori. Pour le cas n° 1, on supposera que l'opérateur a sélectionné le point associé à la valeur $\gamma = 7.51 * 10^{-8}$ qui se situe dans la zone de cassure du graphique. La superposition des courbes du résultat de l'inversion V_γ (courbe orange) sur le vecteur V (courbe bleu) du modèle direct est alors affichée sur la figure 2.10.

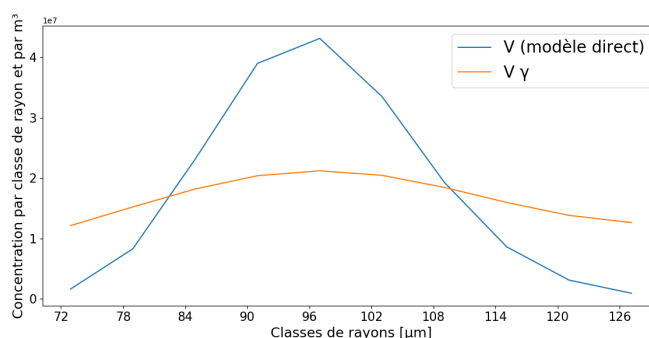


Figure 2.10 – Superposition du vecteur V (modèle direct) sur la solution V_γ de l'inversion lorsque l'on sélectionne un point pas encore optimal de la courbe en "L" dans la zone du point d'inflexion de la courbe en "L" ($\gamma = 7.51 * 10^{-8}$). Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part/m}^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu\text{m}$.

En comparaison du cas A, lorsque l'opérateur sélectionne un point plus proche du point de cassure de la courbe, le code reconstruit mieux le vecteur V (figure 2.10). Dans le cas de l'exemple n° 1, l'erreur cumulée entre les deux courbes descend à 21.76% (au lieu de 23.76% dans le cas A). Et on retrouve cette amélioration également sur la comparaison des vecteurs T_{calc} et T_{synth} qui présente cette fois une erreur cumulée de 0.09% (au lieu de 45.38% pour le cas A). Le choix du paramètre de régularisation est donc bel et bien amélioré par rapport au cas A, ce qui montre que les meilleurs résultats d'inversion sont obtenus lorsque l'opérateur choisit un point au niveau de la cassure de la courbe en "L". Néanmoins, pour être certain que ce paramètre soit optimisé, on se sert de ces estimations d'erreur et de la réponse du code sur le critère de convergence (bloc E). Ainsi, en analysant le signe et l'amplitude du critère après sélection d'un point sur la courbe en L, il est possible de s'approcher itérativement de la solution optimale. Cela revient alors à une méthode itérative "graphique".

La figure 2.11 montre le résultat de l'inversion obtenu lorsque l'opérateur sélectionne le point optimisé de la courbe en "L" ($\gamma = 1.72 * 10^{-8}$). On voit sur la figure 2.11 qui représente en bleu le vecteur V et en orange la solution de l'inversion V_γ , que le code renvoie une solution fidèle et juste du vecteur du modèle direct. Cette solution, qui ne présente une erreur cumulée par rapport à V que de 2.39%, est validée par le code par renvoi d'une réponse positive au critère de convergence. À titre d'information, avec le choix optimisé de γ , l'erreur cumulée entre T_{calc} et T_{synth} varie peu par rapport au cas n° 1 (0.31%) car on atteint les limites du code pour reconstruire un signal bruité à 1.5%, qui pour rappel est un cas où le bruit est le plus défavorable (exagéré, comparé au bruit réel des mesures : chapitre 3).

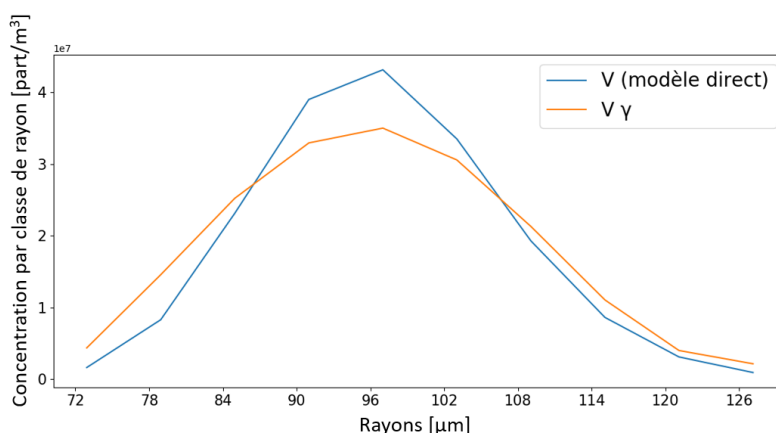


Figure 2.11 – Superposition du vecteur V (modèle direct) sur la solution V_γ de l'inversion lorsque l'on sélectionne un point, supposé optimal, de la courbe en "L" dans la zone du point d'inflexion de la courbe en "L" ($\gamma = 1.72 * 10^{-8}$). Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm .

Le tableau 2.3 résume les résultats des trois cas présentés ci-dessus.

Grandeur	Cas A	Cas B,1	Cas B,2
γ	$5.72 * 10^{-7}$	$7.51 * 10^{-8}$	$1.72 * 10^{-8}$
Erreur cumulée sur V_γ (%)	23.76	21.76	2.39
Erreur cumulée sur T_{calc}	45.38	0.09	0.31

Table 2.3 – Résumé des écarts sur les vecteurs V et T selon le choix du paramètre de régularisation γ .

Cette démarche de recherche de point optimum (et donc de γ) pour parfaire le résultat de l'inversion a été effectuée sur plusieurs cas de tests numériques et a permis de valider le bon fonctionnement de la routine de l'algorithme d'inversion. La caractérisation de la granulométrie (tailles de gouttes et concentration totale) d'un milieu diffusant s'appuiera donc sur cette validation.

(1.2.4) Cas de la recherche automatique de la solution optimale

Comme évoqué plus haut, une amélioration a été apportée au code concernant la phase de sélection de la bonne solution. Le script associé se compose de deux étapes :

- recherche du résidu minimum
- application d'un critère de positivité sur V_γ

La recherche de la solution correspondant à un résidu minimum est motivée par le fait que l'on souhaite avoir une solution T_{calc} qui soit la moins éloignée possible du vecteur T en entrée du code (données synthétiques ou expérimentales). L'application du critère de positivité vient affiner la recherche de la solution optimale en écartant toutes les solutions non-physiques. Pour illustrer le bon fonctionnement de ce script, reprenons l'exemple ci-dessus (un nuage dont le rayon moyen de goutte est $100 \mu m$, d'écart-type $10 \mu m$, de concentration $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, plage de longueurs d'ondes : $[2-20] \mu m$, 10 classes de rayon, 226 valeurs de transmission (ou nombre de longueurs d'ondes), bruit : 1.5%).

Pour cette recherche automatique de paramètre de régularisation optimal, notre choix s'est porté sur la minimisation de la racine de l'erreur quadratique moyenne (équation 2.19) :

$$REQM(T) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N (T_{calc,k} - T_{synt,k})^2}{N}} \quad (2.19)$$

où N correspondant au nombre de valeur que contient le vecteur T_{synth} soit 226 ici. Pour notre exemple, la figure 2.12 montre la variation de $REQM(T)$ en fonction des valeurs de γ générées au bloc A.

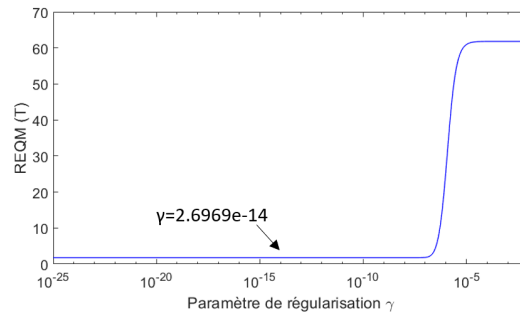


Figure 2.12 – Variation de $REQM(T)$ en fonction de γ . Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : $[2 - 20] \mu m$.

Ici, le premier minimum de résidu correspond à une valeur $\gamma = 2.6969 * 10^{-14}$. La solution associée à cette valeur de γ conduit à une très bonne correspondance des vecteurs T_{calc} et T_{synth} comme le montre la figure 2.13.a. Mais en revanche, la solution (concentration par classe de rayon et par m^3) à laquelle on s'intéresse (figure 2.13.b) n'a de sens que mathématiquement parlant puisqu'elle contient des valeurs négatives.

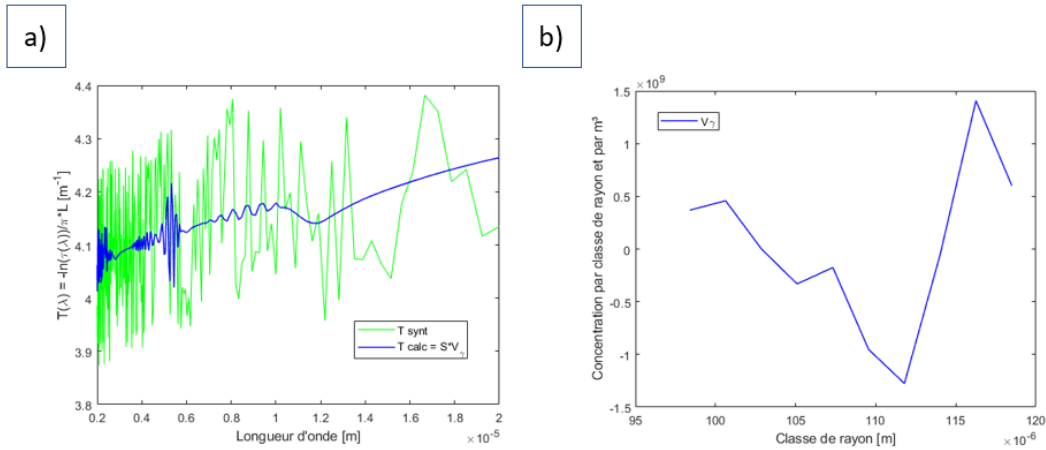


Figure 2.13 – Variation de T_{calc} (bleu) et T_{synt} (vert) en fonction de la longueur d'onde. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 \cdot 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm , $\gamma = 2.6969 \cdot 10^{-14}$.

Il est donc indispensable d'ajouter un critère de positivité sur le tri des solutions. En imposant la condition "tous les $V_\gamma > 0$ ", la nouvelle solution optimale relevée par le code correspond à une valeur de $\gamma = 1.8644 \cdot 10^{-9}$. Le vecteur T_{calc} associé à cette solution s'ajuste moins bien au vecteur T_{synth} comme le montre la figure 2.14.a, mais la solution résultante sur la concentration (figure 2.14.b) qui nous intéresse est bien physique.

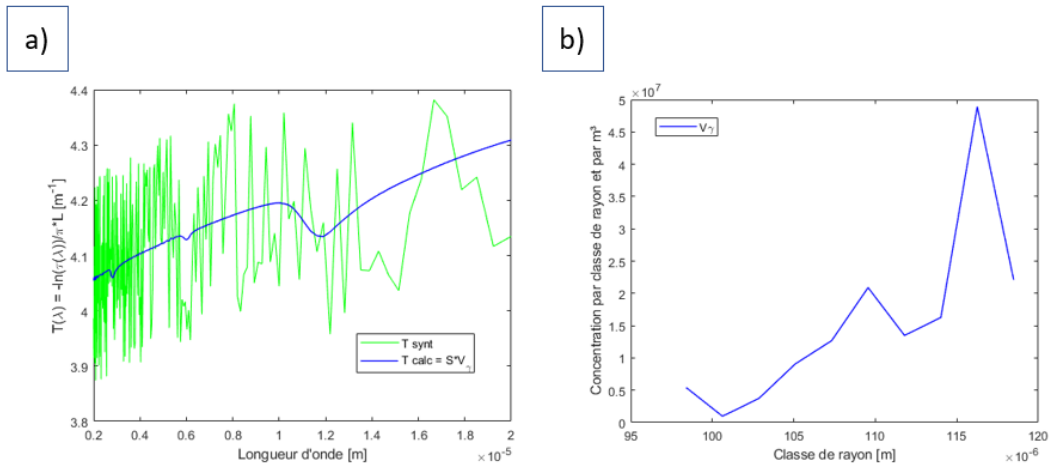


Figure 2.14 – Variation de T_{calc} (bleu) et T_{synt} (vert) en fonction de la longueur d'onde après application du critère de positivité. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 \cdot 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm , $\gamma = 1.8644 \cdot 10^{-9}$.

On notera que la solution mise en avant par le script retranscrit assez fidèlement les données d'entrées : granulométrie légèrement supérieure à 100 μm (erreur cumulée sur V de 0.25% et sur T de $1.5032 \cdot 10^{-1}\%$) et concentration (somme des valeurs de V_γ) de 1.5456 part/m^3 au lieu de $1.81 \cdot 10^8 \text{ part}/m^3$. Le script de sélection automatique de la solution optimale a donc bien été validé et sera utilisé pour l'analyse des données réelles aux chapitres 3 et 4.

Dans cette partie, la justesse de la solution proposée par notre code d'inversion et la validation de chaque élément de ce dernier ont donc été démontrées. La section suivante s'appuiera sur cette validation numérique de l'algorithme pour présenter les potentialités de notre code d'inversion au travers, premièrement, de l'étude du nombre de conditionnement de la matrice noyau S selon son dimensionnement, qui est un préalable de l'inversion. Puis, au travers des études de cas qui montreront l'impact du choix des gammes de longueurs d'ondes sur la précision de la solution apportée par le code.

2.2 Potentiel du code d'inversion : étude de cas numériques

2.2.1 Étude de l'effet du dimensionnement de la matrice noyau sur le conditionnement du problème

Comme expliqué plus haut, plus le nombre de conditionnement du système est grand, plus l'erreur du calcul sera grande (cf. démonstration au tableau 2.1). Le problème du mauvais conditionnement est désormais contourné par l'utilisation d'une méthode de régularisation de Tikhonov. Toutefois, et comme indiqué plus haut, nous pouvons optionnellement calculer le conditionnement de la matrice S pour se mettre dans les conditions les plus favorables possibles à l'inversion.

L'étape de calcul du nombre de conditionnement intervient après le bloc B, directement après le calcul de la matrice noyau S indépendamment du reste de notre code d'inversion présenté ci-dessus. Il n'existe pas dans la littérature de valeur de référence permettant de dire qu'en dessous de cette valeur de conditionnement, le système est bien conditionné.

Il s'avère que pour diminuer ce nombre de conditionnement, il est possible de jouer sur la taille du système matriciel - Autrement dit, le nombre de lignes et le nombre de colonnes de la matrice noyau S . C'est ce qui est illustré ci-dessous.

La figure 2.15 représente l'évolution du nombre de conditionnement sur la plage de longueurs d'ondes $[0.2 - 50 \mu m]$, selon le nombre de longueurs d'ondes (pas de discrétisation constant) de S (abscisse) et le nombre de classes de rayon en légende ($NbrC$).

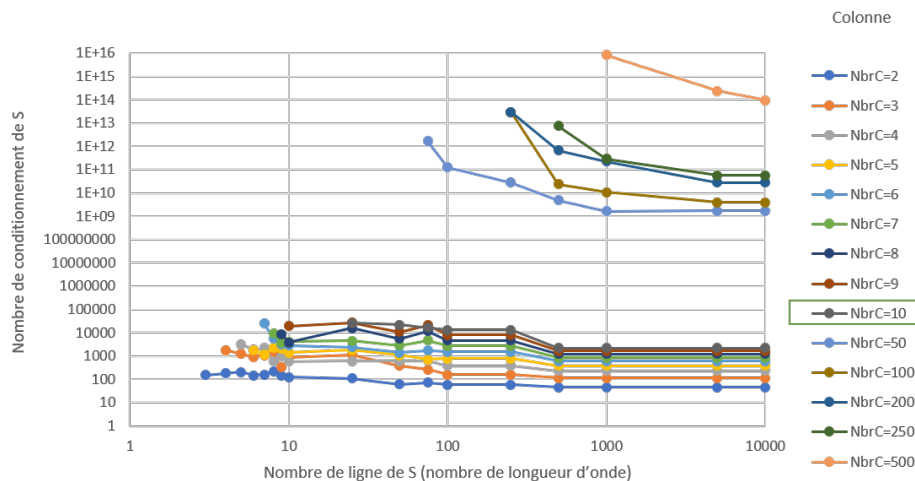


Figure 2.15 – Évolution du nombre de conditionnement de la matrice noyau en fonction de sa dimension. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 50] \mu m$.

Par la suite, ces résultats seront analysés en termes d'influence du nombre de colonnes (classe de rayon) puis du nombre de lignes sur le nombre de conditionnement de S .

2.2.1.1 Effet du nombre de classes de rayon

En principe, plus le vecteur inconnu V est de petite taille (j petit), ou autrement dit, plus la matrice noyau S a peu de colonnes, plus la solution de l'inversion sera stable (nombre de conditionnement faible). Mais s'il est trop petit, le résultat sera biaisé (problème de sous-échantillonnage). Pour cette raison, le nombre de classes de taille de goutte se choisit en fonction du nombre de longueurs d'ondes. De plus, afin d'avoir un bon compromis entre la résolution et l'absence de biais, il est déconseillé d'après [98] de se retrouver dans le cas d'une matrice carrée ($i = j$). Bien que ce dernier cas offre la possibilité d'une solution directe (équation 2.11 obtenue via la méthode des moindres carrés) mais valable uniquement si les matrices sont de même rang (ce qui n'est pas notre cas). *Dans notre cas, on devra donc avoir plus de valeur mesurées de transmission T_{λ_N} que de classe de rayon (r_u) soit $j < N$ ou $\dim(V) < \dim(T)$.*

L'autre raison qui justifie la nécessité de ne pas avoir un nombre de classes de rayon trop élevé est que les colonnes de la matrice S aussi appelées "vecteurs de sensibilité", doivent être linéairement indépendantes (matrice de rang plein) et non nulles [98]. Or, multiplier le nombre de colonnes de S augmenterait les risques d'avoir des combinaisons linéaires possibles entre elles. De plus, si une colonne de S était nulle, cela signifierait qu'il sera impossible de calculer le terme $S^t S$ dans l'équation solution 2.17 de notre méthode d'inversion présentée plus haut. Pour éviter de se retrouver dans cette situation, il est indispensable que $Q_{ext} \neq 0$, $r_{min} \neq 0$ et de commencer l'étude par une étude de nombre de conditionnement de S . C'est ce qui est présenté ici au travers l'étude du nombre de conditionnement en fonction du nombre de colonnes dans S .

Sur la figure 2.15, chaque courbe correspond à un nombre de colonnes de S fixé (ici variant de 2 à 500). Le nombre de conditionnement minimal obtenu lorsque l'on fait varier le nombre de colonnes de S , c'est-à-dire la résolution en classes de rayon, est de 46. De plus, on constate que plus le nombre de colonnes est élevé (résolution en classe de rayon petite), plus le nombre de conditionnement sera également élevé. En effet, on observe qu'il augmente d'un facteur de 10^{11} lorsque l'on passe d'une matrice de 2 colonnes à une matrice de 250 colonnes.

En résumé, si l'on se fixait pour limite arbitraire un nombre de conditionnement de 5000, - ce qui, pour un bruit de mesure de 0.3%, représenterait une erreur sur la solution de 1500% (non-acceptable) - cela amènerait à ne travailler au maximum qu'avec des tailles de matrice n'excédant pas plus de 10 colonnes. Notons que 10 colonnes (ou 10 classes de rayon) permettent déjà d'avoir un bon aperçu de la granulométrie des gouttes par rapport au cahier des charges de l'application (3 classes de rayon). On retiendra que pour obtenir plusieurs classes de rayon, il est indispensable de régulariser le problème.

2.2.1.2 Effet du nombre de longueurs d'ondes

D'après la figure 2.15, on observe également qu'en faisant varier le nombre de lignes de la matrice (ou la résolution spectrale en longueur d'onde), la majorité des nombres de conditionnement sont compris entre 40 et 5000 pour des tailles de matrice allant jusqu'à 10000 lignes (et un nombre maximal de colonne de 10).

De plus, cette analyse a montré que plus le nombre de lignes de la matrice noyau S était important sur une plage spectrale fixe, i.e résolution spectrale faible, plus son nombre de conditionnement était faible jusqu'à atteindre un certain palier au-delà de 500 lignes. La valeur de ce palier dépend fortement du nombre de colonnes de S . Par exemple, il passe de 46 à 2200 lorsque l'on passe de 2 à 10 colonnes. Au vu de la présence de ces paliers de minimum de nombre de conditionnement pour un nombre de colonnes donné, on pourrait

définir le nombre idéal de ligne de S comme le nombre de ligne à partir duquel ce palier est atteint, soit 500 lignes. Dans ce chapitre, toutefois, puisqu'on cherche à pousser le code dans ses limites de fonctionnement, nous présenterons des cas d'études présentant des matrices S de plus grandes tailles.

Par ailleurs, si l'on s'autorisait une erreur sur la solution (V_γ) de 5% et que le bruit de mesure est de l'ordre de 1.5%, d'après la définition donnée à l'équation 2.13, cela conduirait à un nombre de conditionnement de 3.33. Ce qui signifierait que pour des nombres de conditionnement inférieurs à cette valeur, il serait optionnel de faire appel à une méthode de régularisation. Or, puisqu'on a montré que la matrice possédant le nombre minimal de colonne présente un nombre de conditionnement de 46, cela indique que dans tous les cas, pour notre étude, il est nécessaire d'utiliser une méthode de régularisation.

Une fois que le format de la matrice S est défini de façon à ce que le problème ne soit pas trop mal conditionné dès le départ, on doit mettre en place une méthode de régularisation pour effectuer l'inversion. On retiendra de cette étude préliminaire sur la taille idéale de S , que pour avoir un nombre de conditionnement le plus petit possible, il faudrait travailler de préférence avec une matrice noyau de format 500*10. Toutefois, ce dimensionnement de matrice peut être revisité en fonction des contraintes liées au cahier des charges, aux contraintes expérimentales et au matériel disponible. En effet, il faut garder à l'esprit que le nombre de colonnes de la matrice S correspond au nombre de classes de rayon. Ainsi, plus on va diminuer le nombre de colonnes de S plus on dégradera le niveau d'information sur les rayons de la distribution. Le minimum requis par le cahier des charges étant de 3. Par ailleurs, il est aussi important de se rappeler que le nombre de lignes de la matrice S correspond au nombre de longueurs d'ondes auxquelles on effectue les mesures de transmission. Ce nombre de lignes ne peut donc pas être infini ou trop grand pour des raisons techniques de limite de capacité des instruments de mesure, pour limiter l'introduction de biais (cumul d'erreurs de mesure) et pour éviter une surcharge numérique liée à l'inversion d'un grand système matriciel. En effet, on doit rester dans une configuration compatible avec une cible d'application sur site d'expérimentation pyrotechnique.

Dans ce chapitre toutefois, dans l'optique de montrer les possibilités de calcul de notre code d'inversion, on ne se limitera pas à des cas expérimentaux concrets comme dans les chapitres suivants. On investiguera par la suite les capacités du code à fournir une granulométrie détaillée (largeur de classes de rayon petite) **avec un nombre de longueurs d'ondes très élevé de mesures de transmission.**

Pour poursuivre la recherche du potentiel et des limites de notre code d'inversion, la section suivante présentera sur différentes plages spectrales, l'effet du dimensionnement de la matrice S sur la résolution granulométrique que l'on peut obtenir.

2.2.2 Étude des plages spectrales de la matrice noyau sur la granulométrie

Pour illustrer le potentiel de notre méthode d'inversion vis-à-vis des plages spectrales, nous avons choisi de présenter trois autres exemples purement numériques. Le premier exemple (section 2.2.2.1), correspond à une situation fictive idéale où la plage de longueurs d'ondes de mesure de transmission est de l'ordre de 50 μm (on va au-delà des capacités réelles de mesures des appareils). Le second exemple (section 2.2.2.2), correspond à une mesure plus dégradée de la transmission en restreignant un peu la plage de mesure de sorte à la faire correspondre aux plages réellement accessibles par un spectromètre par exemple. Le but étant de voir jusqu'à combien de classes de rayon (ou colonnes de S) le code est capable de trouver une solution sans diverger. Et enfin, le dernier exemple synthétique présenté (section 2.2.2.3) correspondra à une situation encore plus dégradée que celle du cas 2, ce qui permettra de se

rapprocher ainsi des conditions plus réalistes expérimentalement sur le site d'expérimentation pyrotechnique (nombre de mesures et une étendue de plage de longueurs d'ondes plus limités). Pour ces trois exemples, différents sous-cas (notés de a) à e)) seront traités pour mettre en avant l'effet du nombre de colonnes de S sur la qualité de la solution proposée par le code. Ici, le nombre de colonnes de S augmentera au fur et à mesure entre 3 et 500 en commençant par le cas a) jusqu'au cas e). Afin de travailler dans des conditions comparables, tous ces cas correspondront à une résolution spectrale fixe de 8 cm^{-1} qui est la résolution minimale avec laquelle nous serons amené à travailler avec le spectromètre (chapitre 3). Ceci permettra de définir le nombre de lignes de S pour chaque exemple traité. Les caractéristiques des exemples déclinés par la suite, sont les suivantes : rayon moyen : $100 \text{ }\mu\text{m}$, écart-type : $10 \text{ }\mu\text{m}$, loi : log-normale, concentration $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, bruit maximal : 1.5%.

De plus, pour voir l'effet du changement de la résolution spectrale sur la qualité de la solution numérique, la section (2.2.1), reprendra le cas c) (10 classes de rayon) de l'exemple 3 en faisant, cette fois, varier le nombre de ligne de S sur un intervalle de longueur d'onde fixé ($[0.2 - 15] \text{ }\mu\text{m}$).

Avant de présenter les résultats d'inversion pour les différents exemples, faisons un point sur le nombre de conditionnement de ces cas. Il s'avère que tous les cas exposés ci-dessous nécessitent de passer par une régularisation. En effet, comme le montre le tableau 2.4 qui reprend le nombre de conditionnement de chaque exemple développé par la suite, le nombre de conditionnement minimum observé est de 158 (matrice de 3 colonnes : cas a). Ce qui impliquerait pour un signal bruité à 1.5%, une erreur de 237% minimum sans régularisation - ou une erreur de 31.6% minimum pour un signal bruité à 0.2% comme c'est le cas par exemple avec des mesures de transmission spectrométrique (chapitre 3).

Cas	a	b	c	d	e
Nombre de colonnes	3	5	10	50	500
Exemple 1 : $[0.2-50] \text{ }\mu\text{m}$					
Nombre de lignes	6600				
Cond(S)	158.60	786.22	1.31e4	1.68e9	9.35e13
Exemple 2 : $[0.2-25] \text{ }\mu\text{m}$					
Nombre de lignes	6200				
Cond(S)	158.77	786.62	1.31e4	1.66e9	9.71e13
Exemple 3 : $[0.2-15] \text{ }\mu\text{m}$					
Nombre de lignes	6166				
Cond(S)	158.59	785.34	1.32e4	1.69e9	1.21e14

Table 2.4 – Nombre de conditionnement des différents cas traités par la suite. Résolution spectrale : 8 cm^{-1} .

On note également, comme annoncé précédemment, que le nombre de conditionnement s'accroît significativement avec l'augmentation du nombre de colonnes de S (ou nombre de classes de rayon). Ce dernier pouvant atteindre 10^{13} pour la plus grande matrice présentée (exemple 1, cas e : 6600 lignes * 500 colonnes). Par ailleurs, ce tableau de valeur permet de se rendre compte que lorsque l'on change l'étendue de la plage de longueurs d'ondes de mesure (en gardant le même pas spectrale), cela n'impacte pas la valeur du nombre de conditionnement. Par la suite, la méthode d'inversion a été appliquée à chacun des cas présentés dans le tableau 2.4.

2.2.2.1 Exemple 1 : $[0.2-50] \text{ }\mu\text{m}$

Le signal de transmission synthétique utilisé pour traiter le premier exemple est représenté en vert sur la figure 2.16. Il correspond à un signal bruité à 1.5% maximum.

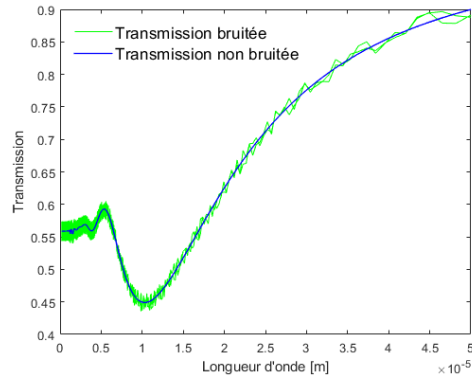


Figure 2.16 – Transmission synthétique du modèle direct pour l'exemple 1. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 50] \mu m$.

Ce premier exemple permet de sonder les capacités de notre code d'inversion sur une très large gamme de longueurs d'ondes comprise entre 0.2 et 50 μm . Pour atteindre une résolution spectrale sur S de 8 cm^{-1} sur cet intervalle, S doit comporter 6600 lignes. Pour déterminer les limites du code en fonction du nombre de colonnes de S , reprenons ci-dessous les 5 cas notés de a) à e) dont le nombre de lignes est fixé à 6600 et le nombre de colonnes correspond respectivement à 3, 5, 10, 50 et 500.

(2.2.1) Cas a : S= 6600 lignes * 3 colonnes

Le cas 1,a) a permis de générer via le modèle direct, une matrice S ne comportant que 3 classes de rayon pour commencer. Après optimisation du choix de la solution selon la méthodologie explicitée à la section (1.2.3), la solution validée par le code est associée à un paramètre de régularisation de $\gamma = 10^{-15}$. La solution correspondant à cette valeur est représentée en orange sur la figure 2.17.

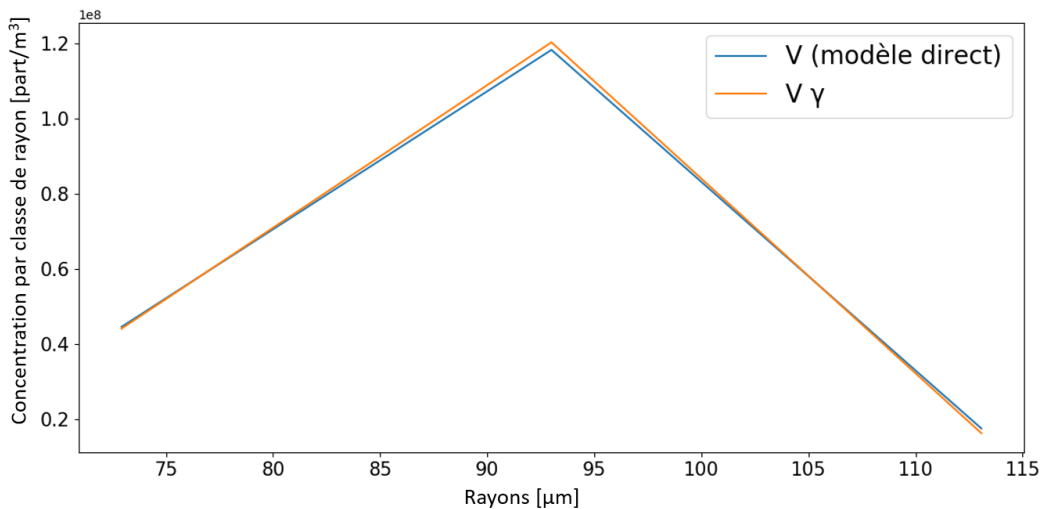


Figure 2.17 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 50] \mu m$.

À titre comparatif, la figure 2.17 reprend également en bleu les données du vecteur V issue du modèle direct. L'erreur cumulée relative entre ces deux vecteurs n'est que de 0.08% soit une valeur moyenne relative de 0.03%. Avec la méthode de recherche automatique de la solution, l'erreur moyenne des écarts absolus est de 0.05% pour $\gamma = 7.97 * 10^{-15}$. Ceci montre que le code est aisément capable de reconstruire une distribution de taille de gouttes comportant trois classes.

Pour appuyer notre première observation, les vecteurs T issus du modèle direct (courbe bleu) et du code d'inversion (courbe orange) à partir de la solution V_γ ont également été comparés. C'est ce que montre la figure 2.18.

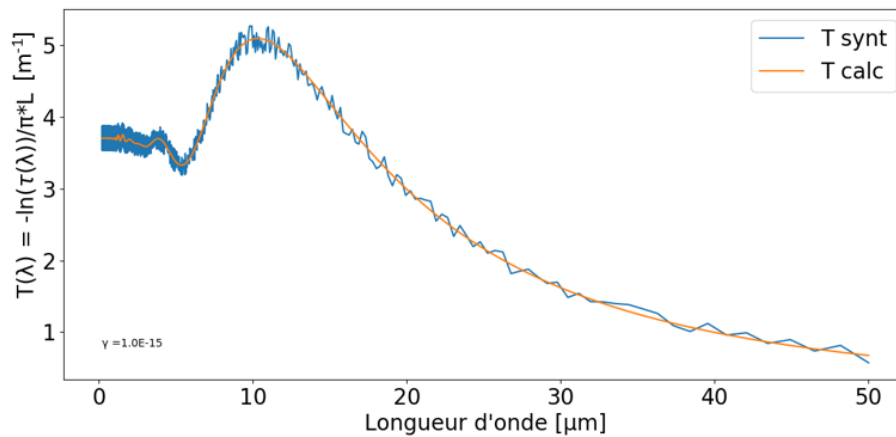


Figure 2.18 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 3 classes de rayon.

L'analyse des données de la figure 2.18 montre une erreur cumulée relative entre T_{synth} (modèle direct) et T_{calc} de 4.49% (avec la méthode de recherche automatique de la solution, l'erreur moyenne des écarts absolus sur T est de 0.02%). Ceci vient donc confirmer que le code d'inversion est capable de reconstruire correctement les trois classes de rayon générées par le modèle direct. N'ayant pas atteint les limites du code, on réitère alors cette même démarche en augmentant donc le nombre de classes de rayon à 5 : c'est le cas b.

(2.2.2) Cas b : S= 6600 lignes * 5 colonnes

En procédant de la même manière que pour le cas a, avec un paramètre de régularisation optimisé de $\gamma = 10^{-15}$, on obtient une erreur cumulée relative entre le vecteur V (modèle direct) et la solution V_γ du code de 1.09% (figure 2.19) - soit une erreur moyenne relative de 0.22% - et une erreur cumulée relative entre T_{synth} et T_{calc} de 5.33%.

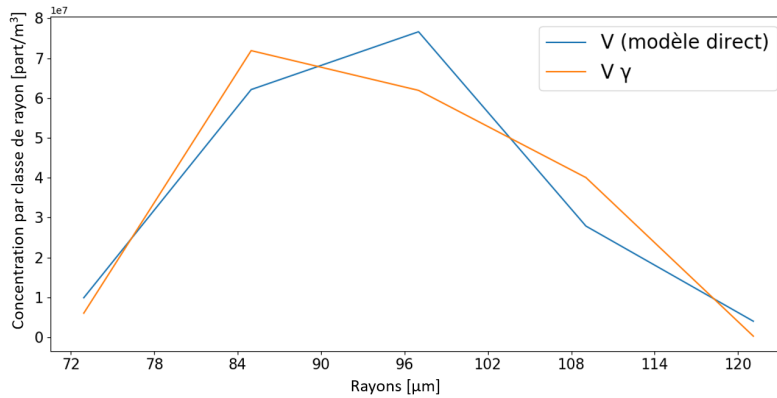


Figure 2.19 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 50] \mu\text{m}$, 5 classes de rayon.

Pour information, lorsque l'on utilise le script de recherche automatique de la solution, les erreurs moyennes des écarts absolus sont de 0.17% pour V et 0.02 pour T . Par rapport au cas a , on constate qu'en augmentant de peu le nombre de classes de rayon (on passe de 3 à 5), l'erreur sur la solution augmente légèrement, mais reste acceptable.

(2.2.3) Cas c : S=6600 lignes * 10 colonnes

Lorsque l'on augmente le nombre de classes de rayon à 10 et en restant toujours dans les mêmes configurations par ailleurs (à l'exception du paramètre de régularisation, ici $\gamma = 3.3 * 10^{-8}$), l'erreur cumulée relative constatée entre V et la solution V_γ est de 1.17% (figure 2.20) - soit une erreur moyenne relative de 0.12% - tandis que celle entre les vecteurs T_{synth} et T_{calc} est de 5.37%. À titre indicatif, dans le cas où l'on ferait la recherche automatique de solution, pour $\gamma = 1.49 * 10^{-8}$, l'erreur moyenne des écarts absolus sont de 0.65% pour V et 0.02 pour T . En comparaison avec le cas précédent, il y a donc peu de variation sur l'erreur commise sur la solution proposée par le code d'inversion pour les deux méthodes de recherche de la solution. On a également pu vérifier sur les autres cas d'études, que la différence d'erreur commise sur la solution V_γ selon la méthode de choix de la solution (courbe en "L" ou recherche automatisée) est de moins de 2%.

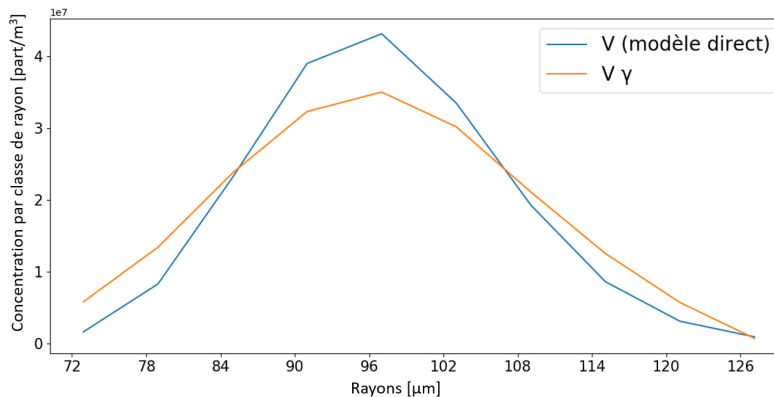


Figure 2.20 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 50] \mu\text{m}$, 10 classes de rayon.

(2.2.4) Cas d : S=6600 lignes * 50 colonnes

Si l'on augmente plus significativement le nombre de colonnes de S , par exemple en demandant au code de restituer non plus 10 classes de rayon, mais 50, on observe nettement la difficulté du code à reconstruire la granulométrie générée par le modèle direct. En effet, avec un paramètre de régularisation de $\gamma = 9.95 * 10^{-8}$, l'erreur cumulée relative entre V et V_γ passe alors à 46.47% ce qui correspond à une erreur moyenne relative sur V_γ de 0.93% d'après les résultats de la figure 2.21 (bien que celle entre les vecteurs T_{synth} et T_{calc} reste aux alentours de 5.14% en cumulée relative). Ces taux d'erreur restent acceptables si on se limite à une erreur de 1% maximum sur V_γ .

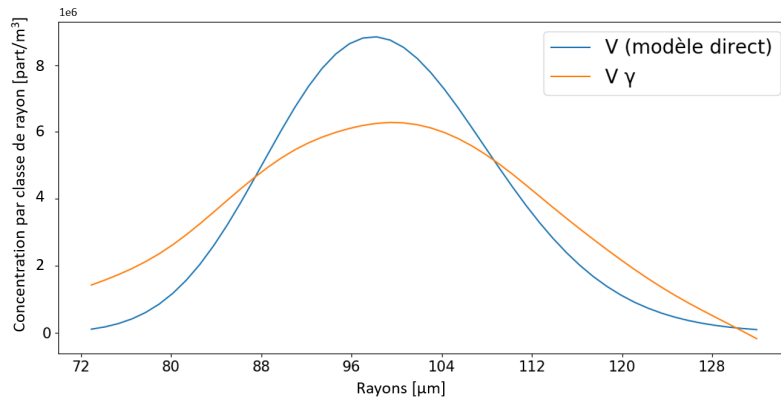


Figure 2.21 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 50 classes de rayon.

(2.2.5) Cas e : S=6600 lignes * 500 colonnes

Pour mettre le code plus en difficulté, nous avons ensuite augmenté le nombre de classes de rayon à restituer à 500. Le paramètre de régularisation associé à la solution du code (figure 2.22) est alors de $\gamma = 4.76 * 10^{-7}$.

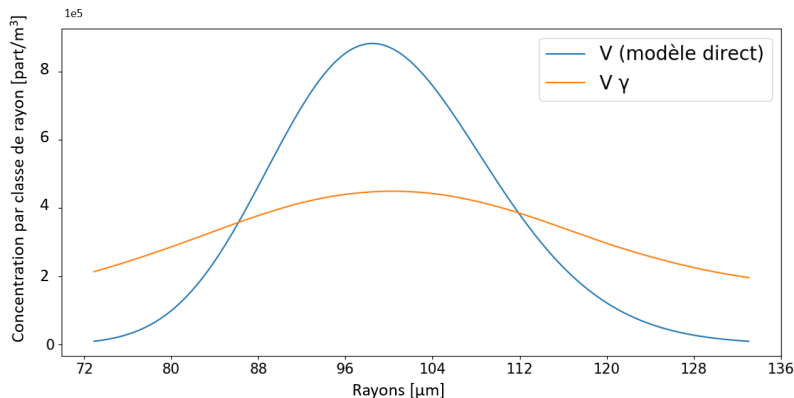


Figure 2.22 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 500 classes de rayon.

Ce cas de test a permis de montrer que le code n'est pas capable de reconstruire la granulométrie de départ sans faire une erreur cumulée relative de moins de 717,94% sur la solution (soit une erreur moyenne relative de 1.44%). En conclusion de cette première partie (exemple 1), *on retiendra que le code restitue avec justesse une granulométrie comportant entre 3 à 50 classes de rayon avec une erreur moyenne de moins de 1% lorsque les mesures couvrent une large plage de longueurs d'ondes ([0.2-50] μm) avec un nombre élevé de mesures (ici 6600).*

Par la suite, le comportement du code, lorsque l'on travaille sur des plages de longueurs d'ondes plus petites (à même résolution spectrale), sera présenté.

2.2.2.2 Exemple 2 : [0.2-25] μm

Ce deuxième exemple permet de tester les capacités de notre code d'inversion sur une gamme de longueurs d'ondes réduite de moitié, c'est-à-dire qui est comprise entre 0.2 et 25 μm . L'étude sur cette plage de longueurs d'ondes est intéressante, car elle permet de couvrir la plage de mesure réellement accessible avec un spectromètre IRTF classique. Pour conserver la résolution spectrale sur S de 8 cm^{-1} sur cet intervalle, S doit comporter 6200 lignes. Les autres paramètres resteront inchangés par rapport à l'exemple 1 et la démarche reste la même (faire varier le nombre de classes de rayon et quantifier les erreurs sur la solution). Nous présentons ci-dessous les résultats obtenus lorsque l'on fixe le nombre de classes de rayon à 3, 5, 10, 50 puis 500. Ces cas seront respectivement indexés de a) à e) comme précédemment. La démarche ayant été détaillée pour le premier exemple, nous présenterons ci-dessous directement les valeurs des erreurs de solutions.

N-B : les graphes correspondant aux différents cas (exemple 2 et 3) sont donnés dans l'annexe D.

Le tableau 2.5 résume les résultats obtenus pour les 5 cas énoncés ci-dessus.

Cas	a	b	c	d	e
Nombre de classes de rayon recherchée	3	5	10	50	500
γ	10^{-15}	10^{-15}	$3.43 * 10^{-8}$	$1.89 * 10^{-7}$	$4.76 * 10^{-7}$
Erreur cumulée relative sur V_γ (%)	0.25	0.02	4.37	107.28	871.27
Erreur cumulée relative sur T_{calc} (%)	4.34	4.69	4.52	4.77	4.88

Table 2.5 – Erreurs relatives sur la solution de l'inversion pour les cas d'étude de la plage [0.2-25] μm .

Pour le cas a, on observe que l'erreur commise sur la solution est plus élevée que l'erreur cumulée (0.08%) obtenue sur une plage de longueurs d'ondes plus étendue (exemple 1) pour une matrice de même nombre de colonnes. L'erreur cumulée sur T_{calc} reste comparable à celui obtenu sur [0.2-50] μm (4.49%). À première vue, il semble que la réduction de la taille de la plage de longueurs d'ondes de travail impacte plus le vecteur solution V_γ que la reconstruction de T_{calc} à partir de cette solution.

Pour le cas b, l'erreur relative sur le vecteur T a peu évolué, et les limites du code n'ont pas encore été atteintes.

Pour le cas c, on constate un facteur multiplicatif de 3.74 entre l'erreur sur la solution obtenue sur une large plage de longueurs d'ondes (exemple 1,c) et celle obtenue sur une

plage réduite de moitié (exemple 2,c). Par ailleurs, l'erreur cumulée relative sur T_{calc} n'évoque pas énormément (4.52%). Avec seulement près de 4% d'erreur cumulée sur toutes la distribution de taille de goutte, la limite de fonctionnement du code n'a pas encore été atteinte.

Lorsque le nombre de classe de rayon recherché est de 50 (cas d), en moyenne, l'erreur relative commise sur V_γ est de 2.15% (Rappel : erreur moyenne relative sur 50 classes de rayon = 0.93% sur $[0.2-50] \mu m$). L'erreur cumulée relative du vecteur T_{calc} , elle, reste à 4.77%. Une fois de plus, la comparaison des exemples 1,c) et 2,c) montre que la réduction de la taille de la plage de longueurs d'ondes de travail dégrade la précision de la solution. Par ailleurs, étant donné l'erreur moyenne sur la solution V_γ , on peut considérer que le code commence à avoir des difficultés à reconstruire la granulométrie de départ.

En recherchant cette fois 500 classes de rayon, le code propose une solution V_γ dont l'erreur moyenne relative de 1.78% alors que l'erreur cumulée relative sur le vecteur T reste acceptable (4.88%). Il apparaît donc que le code n'est plus capable de restituer sans faille "notable" (>1% d'erreur) la granulométrie demandée.

En conclusion intermédiaire, trois constats peuvent être émis. Premièrement, nous avons vu que lorsque les données de transmission sont obtenues sur une plage de longueurs d'ondes plus restreinte (ici $[0.2-25] \mu m$), **l'erreur augmente avec le nombre de classes de rayon à restituer**. Cette tendance se vérifie pour des plages spectrales plus larges et est en cohérence avec l'étude sur le nombre de conditionnement.

Deuxièmement, **lorsque la plage de mesure de transmission est réduite, cela a pour effet d'augmenter l'erreur sur la solution proposée par le code**. Par exemple, on a vu que sur la plage $[0.2-25] \mu m$, le code est capable de restituer jusqu'à 10 classes de rayon, mais en commettant une erreur moyenne d'environ 0.4% sur la solution (contre environ 0.1% sur une plage de longueurs d'ondes deux fois plus grande). Et **cette augmentation de l'erreur est accentuée par l'augmentation du nombre de classes de rayon**.

Troisièmement, **si une erreur maximale sur la solution de 1% est autorisée, alors les limites du code ont donc été atteintes dès lors que nous cherchons à déterminer plus de 50 classes de rayon sur la bande spectrale analysé ici ($[0.2-25] \mu m$) et avec un nombre élevé de mesures (6200)**.

Ceci dit, pour se ramener à notre cas d'étude, si on ne dispose pas d'un spectromètre de terrain pour pouvoir faire les mesures de transmission sur une aussi large plage de longueurs d'ondes que l'exemple 2 ($[0.2-25] \mu m$), il est possible de travailler sur des plages spectrales tronquées de cette bande spectrale avec d'autres moyens de mesures (chapitre 4). En suivant, un troisième exemple est présenté et traite d'un cas où l'on travaillerait sur une bande spectrale plus proche de nos applications (mesure d'extinction avec caméras sur des plages spectrales incluses entre $[0.2-15] \mu m$).

2.2.2.3 Exemple 3 : [0.2-15] μm

Ce troisième exemple permet d'explorer les capacités du code lorsque l'on travaille sur une plage de longueurs d'ondes encore plus réduite, ici [0.2-15] μm . Toujours pour rester égal par ailleurs dans nos comparaisons, le nombre de lignes de S est fixé à 6166 de sorte à conserver la même résolution spectrale (8 cm^{-1}) que pour les exemples précédents. On reprend dans la suite, les conditions (différents nombres de classes de rayon) des cas d'études précédents, mais sur la nouvelle plage spectrale.

Le tableau 2.6 synthétise les résultats obtenus pour les différents cas d'étude sur la plage analysée.

Cas	a	b	c	d	e
Nombre de classes de rayon recherchée	3	5	10	50	500
γ	10^{-15}	10^{-15}	$3.13 * 10^{-8}$	$9.95 * 10^{-8}$	$4.34 * 10^{-7}$
Erreur cumulée relative sur V_γ (%)	0.11	0.84	39.30	39.00	775
Erreur cumulée relative sur T_{calc} (%)	4.34	4.16	4.80	4.86	5.01

Table 2.6 – Erreurs relatives sur la solution de l'inversion pour les cas d'étude de la plage [0.2-15] μm .

D'après les résultats des cas a et b, le code reconstitue les classes de rayon sans difficulté (erreur moyenne sur la solution très faible). Le code n'a donc pas encore atteint la limite de ses capacités.

Le cas c montre également qu'il n'y a donc pas de difficultés apparentes empêchant le code de déterminer une granulométrie détaillée en 10 classes de rayons (erreur moyenne relative sur la solution : 0.29%).

Lorsque l'on augmente le nombre de classe de rayon à déterminer (50 classes), le code trouve une solution pour $\gamma = 9.95 * 10^{-8}$. Cette dernière présente une erreur relative moyenne de 0.78%. On retrouve donc bien ici aussi, le fait que l'erreur d'estimation de la granulométrie augmente avec le nombre de classes. À titre indicatif, l'erreur cumulée relative commise sur T est de 4.86%. Il semble donc que le code soit en mesure de restituer 50 classes tout en ayant une faible marge d'erreur même sur une plage de longueurs d'ondes réduite.

En revanche, si l'on multiplie par 10 le nombre de classes à rechercher (500), on constate que le code commet une erreur relative moyenne de 1.55% sur la solution qu'il propose (avec 5.01% d'erreur cumulée relative sur T). Cela montre que le code n'est plus capable de fournir une solution avec moins de 1% d'erreur (limite d'acceptabilité qu'on s'est fixée dans cette analyse). Les limites du code ont donc été atteintes.

Le graphique de la figure 2.23 résume les résultats des erreurs moyennes relatives recensées pour les différents cas étudiés précédemment afin d'avoir une vue plus globale de toute notre analyse.

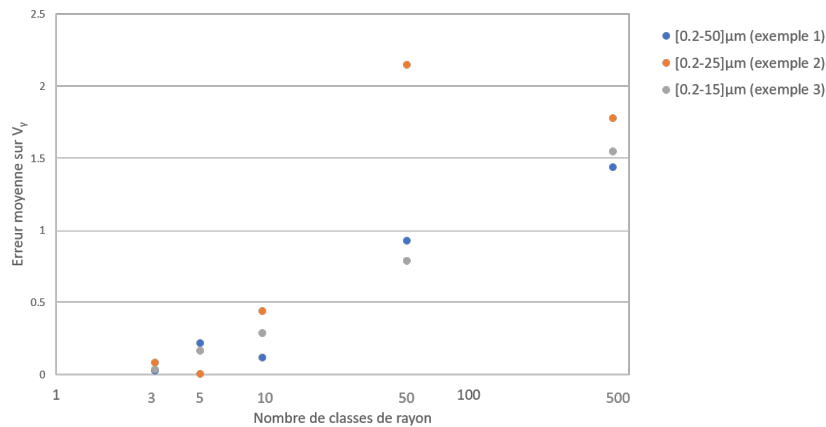


Figure 2.23 – Erreur moyenne relative de la solution du code d'inversion en fonction de la plage de longueurs d'ondes de travail et du nombre de classes de rayon à déterminer.

On note que plus on demande au code de détailler la granulométrie (augmentation du nombre de classes de rayon à déterminer), plus l'erreur sur la solution sera grande. **On retiendra de cette analyse que sur les trois plages de longueurs d'ondes testées entre 0.2 et 50 μm , le code est capable de retranscrire jusqu'à 50 classes de rayon avec moins de 1% d'erreur sur la solution.** Si l'on s'autorisait une marge de 2.5% d'erreur moyenne, en théorie le code serait même capable d'identifier 500 classes de rayon. Par ailleurs, nous rappelons que ces estimations d'erreurs ont été calculées à partir d'un signal de transmission de départ (modèle direct) "sur-bruité" (1.5%) par rapport au bruit réel expérimental (chapitre 3). Cela signifie qu'avec les bons dimensionnements de matrice de calcul, le code d'inversion saura restituer correctement 15 à 20 classes de granulométrie (précision maximale accessible avec notre granulomètre de référence) - ce qui est largement suffisant par rapport aux besoins énoncés dans le cahier des charges. Par ailleurs, n'étant pas contraint de détailler autant la granulométrie, on peut bien entendu rechercher moins de classes de rayon (soit 5 ou 3 classes). On est donc bien à ce stade, dans le cadre du cahier des charges. On peut s'attendre à ce que les limites du code d'inversion soient améliorées sur des signaux de transmission réels.

Toutefois, nous insistons sur le fait que ces analyses ont été menées à partir d'un important nombre de mesure (plus de 6000), ce qui - nous le verrons au chapitre 4 - ne sera pas forcément le cas expérimentalement selon l'instrumentation de mesure déployée. Ainsi, pour voir l'effet du nombre de mesures sur l'erreur de la solution, la section (2.2.1) reprend l'étude d'une matrice S comportant 10 classes de rayon sur la bande $[0.2-15]\mu m$ (plage classique accessible par des caméras IR).

(2.2.1) Effet de la résolution spectrale

Le tableau 2.7 récapitule l'erreur moyenne relative sur la solution proposée par le code selon le nombre de points de mesure (nombre de ligne de S) que l'on prend sur la plage $[0.2-15]\mu m$ avec une recherche de 10 classes de rayon. Les nombres de conditionnement de la matrice noyau ainsi que les valeurs de paramètre de régularisation γ associé aux solutions y sont également référencés.

Nombre de points de mesure	Cond(S)	γ	Erreur moyenne sur S_γ (%)	Erreur moyenne sur T_{calc} (%)
20	$6.24 * 10^4$	$1.63 * 10^{-9}$	2.62	$4.65 * 10^{-4}$
50	$1.27 * 10^4$	$2.71 * 10^{-9}$	0.49	$6.12 * 10^{-4}$
100	$1.31 * 10^4$	$5.67 * 10^{-9}$	1.16	$7.36 * 10^{-4}$
1000	$1.32 * 10^4$	$1.24 * 10^{-8}$	0.32	$7.87 * 10^{-4}$
2000	$1.32 * 10^4$	$1.88 * 10^{-8}$	0.57	$7.45 * 10^{-4}$
3000	$1.32 * 10^4$	$2.06 * 10^{-8}$	0.43	$7.49 * 10^{-4}$
4000	$1.32 * 10^4$	$2.48 * 10^{-8}$	0.25	$7.57 * 10^{-4}$
5000	$1.32 * 10^4$	$2.99 * 10^{-8}$	0.45	$7.54 * 10^{-4}$
6000	$1.32 * 10^4$	$2.99 * 10^{-8}$	0.37	$7.67 * 10^{-4}$

Table 2.7 – Erreur sur la solution du code d'inversion selon la résolution spectrale (nombre de point de mesure) sur la plage $[0.2-15] \mu m$ pour une recherche de 10 classes de rayon.

Ici, on a fait varier le nombre de points de mesure entre 20 et 6000 car, pour rappel, le nombre minimal de points de mesure doit être supérieur au nombre de classes de rayon (ici 10) et que 6000 lignes nous permet d'atteindre la résolution spectrale maximale ($8cm^{-1}$) qui sera utilisée pour notre étude (chapitre 3). De cette analyse, la tendance décrite plus haut selon laquelle le nombre de conditionnement de la matrice noyau diminue avec l'augmentation du nombre de lignes (ou points de mesure) jusqu'à atteindre un certain palier (ici dès 100 points de mesure) est retrouvée. De plus, on s'aperçoit que lorsque le nombre de points de mesure augmente, l'erreur de calcul sur la solution S_γ varie peu. En effet, l'erreur moyenne relative sur la solution reste inférieure à 2.6%. On note toutefois que les erreurs moyennes les plus élevées correspondent aux nombres de points de mesure les moins élevés. Quant à l'erreur moyenne sur T_{calc} , elle reste de l'ordre de $10^{-4}\%$ avec moins de 6000 points de mesure sur la plage spectrale analysée. Ceci est un élément important, car par la suite, le critère de validité de la solution du code d'inversion portera sur la quantification de l'écart entre le vecteur T expérimental et le vecteur T_{calc} reconstruit à partir de la solution proposée par le code. On notera aussi que l'erreur sur T_{calc} augmente avec le nombre de mesures de transmission (ou amélioration de la résolution spectrale).

D'après cette analyse toutefois, **le code serait capable de déterminer avec une bonne précision (<3% d'erreur moyenne) 10 classes de rayon même avec un nombre réduit de points de mesure (abaissé ici à 20). En résumé, cela signifierait que le code a le potentiel de déterminer 10 classes de rayon que l'on dispose de 6000 points de mesure (possible avec un spectromètre) ou de seulement 20 points de mesures. De plus, d'autres tests numériques sur de plus petites tailles de matrice noyau (5 points de mesure et 4 classes de rayon maximum) mais non présentés ici, ont montré que le code fonctionne également dans des configurations plus restreintes.** En conclusion, tout laisse à penser que si l'on ne recherche pas une granulométrie aussi détaillée (par exemple trois classes de rayon comme attendu dans le cahier des charges), le code est en mesure de fonctionner également avec moins de points de me-

sure, c'est ce qui sera détaillé dans le chapitre 4 sur des données expérimentales.

Pour conclure cette analyse, nous retiendrons que **le choix du nombre de points de mesure sur une plage de longueurs d'ondes donnée doit être un compromis entre l'erreur maximale souhaitée sur la solution et le nombre de points de mesure dont on peut effectivement disposer expérimentalement selon le moyen de mesure de transmission utilisé.**

Le potentiel du code d'inversion est maintenant avéré, car les analyses précédentes ont montré qu'en travaillant sur de larges plages de longueurs d'ondes s'étendant entre $[0.2-50]\mu m$ et à partir d'un nombre élevé (~ 6000) de points de transmission, le code est capable de déterminer jusqu'à 50 classes de rayon avec une erreur sur la solution de moins de 1%. De plus, des essais numériques menés sur des plages de longueurs d'ondes tronquées ont montré également que le code est en mesure de retrouver 10 classes de rayon avec un nombre limité de mesures de transmission, et tout ceci, même sur un signal de transmission sur-bruité (1.5% ici) par rapport à la réalité expérimentale (chapitre 3).

2.3 Conclusion

Premièrement, au cours de ce travail, outre la conception et l'écriture du code d'inversion à partir de modèles mathématiques, une démarche de validation complète du code a été mise en œuvre. Pour rappeler les étapes de validation du code d'inversion, dans un premier temps, le modèle direct a été testé en comparant les données générées par le modèle direct avec des données de transmission calculées à partir de la solution du code d'inversion.

Un travail a également été réalisé pour vérifier la fiabilité de la partie du code où l'on détermine le paramètre de régularisation par la méthode de la courbe en "L" ou par la méthode de détection automatisé du paramètre optimal.

D'autre part, pour la méthode de la courbe en "L", il a fallu également vérifier que les critères d'acceptation de la solution du code d'inversion (critère de convergence) soient remplis pour pouvoir valider notre algorithme. De plus, une étape d'analyse sur la façon de choisir le paramètre de régularisation sur la courbe en "L" a dû être faite pour être certains de tendre vers la solution exacte.

Grâce à ces analyses, in fine, le bon fonctionnement du code a pu être confirmé en appliquant la routine de calcul sur un signal synthétique créé par le modèle direct.

Deuxièmement, le grand potentiel de notre d'inversion a été illustré via trois études de cas fictifs. En partant d'un cas idéal théoriquement vers des cas de plus en plus proches de ceux que l'on sera amené à rencontrer expérimentalement en laboratoire (chapitres 3 et 4). Il a été mis en exergue la capacité du code à restituer jusqu'à 50 classes de rayon sur de larges plages de longueurs d'ondes et avec un nombre important de mesures de transmission à disposition. En diminuant le nombre de points de mesure (20), le code est malgré tout capable d'en déterminer 10. Et d'autres tests réalisés en diminuant encore plus le nombre de points de mesure (5), ont montré que le code peut restituer jusqu'à 4 classes de rayon avec une erreur moyenne relative inférieure à 1%. Ceci nous donne une première indication du potentiel du code d'inversion sur un signal pourtant sur-bruité.

L'exploitation de ce code d'inversion sur des cas réels sera présentée dans les chapitres 3 et 4 qui déclineront différentes configurations de mesure de la transmission (nombre de mesures accessibles expérimentalement selon l'instrumentation utilisée), en commençant par le cas le

plus résolu spectralement puis en allant progressivement vers des mesures dégradées, mais plus proches des conditions d'essais sur site d'expérimentation pyrotechnique. Ce faisant, il sera possible de dégager selon le nombre de mesures (c'est-à-dire selon les limites techniques du moyen expérimental que l'on utilise), quelle est la résolution sur la granulométrie que l'on peut espérer obtenir avec notre méthode inverse. *Le chapitre suivant présentera les résultats d'inversions obtenus à partir de données de transmission spectrométrique en laboratoire sur un spray contrôlé.*

3

Obtention de la granulométrie d'un spray par méthodes inverses - Validation expérimentale avec un spectromètre IRTF

3.1	Dimensionnement physique du système de mesure	86
3.1.1	Critères de dimensionnement	86
3.1.2	Choix du système de génération de sprays retenu	89
3.1.3	Dimensionnement de la spraybox	92
3.2	Montage retenu	96
3.2.1	Mode opératoire	97
3.2.2	Caractérisations des sprays	99
3.3	Présentation du dispositif d'acquisition de données spectrométriques en transmission	114
3.3.1	Présentation du spectromètre	114
3.3.2	Caractérisation du bruit de mesure du spectromètre	118
3.4	Présentation des plages spectrales effectives retenues	120
3.4.1	Choix des plages de longueurs d'ondes	120
3.4.2	Validation expérimentale de la méthode d'inversion à partir de données spectrométriques	123
3.5	Conclusion	128

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit le fonctionnement de notre code d'inversion et avons mis en avant sa validation sur des données synthétiques. L'étape suivante de la validation du code consiste à l'appliquer sur des données réelles, issues d'une expérimentation parfaitement maîtrisée d'un point de vue métrologique. Ainsi, la démarche qui va être proposée ici va permettre de tester le code sur des données réelles de transmission à travers un spray, et ce, sur des plages spectrales variables comprises entre 0.4 et 25 μm , et avec des résolutions spectrales paramétrables. Il sera donc possible de "densifier" les données d'entrée (chapitre 3) ou au contraire diminuer leur nombre (chapitre 4) en changeant la résolution spectrale sur une plage donnée, et ainsi évaluer l'effet de ces choix sur la granulométrie et la concentration reconstruite par inversion des données. Il faut savoir que l'utilisation des caméras IR classiques ne permet d'obtenir que des transmissions intégrées sur des plages spectrales caractéristiques comprises entre 0.9 et 2 ou 3 μm , 2 à 5 μm et 7 à 14 ou 8-12 μm (typiquement les BI, BII et BIII du spectre IR) ou au mieux sur quelques longueurs d'ondes à l'intérieur de ces bandes

en utilisant des filtres. Il était donc nécessaire de recourir à un spectromètre susceptible de couvrir de façon optimale une large plage de longueurs d'ondes et qui permette le choix de la résolution. Un spectromètre **IRTF** permet d'atteindre ces objectifs pour peu que la mesure de transmission soit prévue dans des conditions confinées et reproductibles (taille de l'enceinte fixe, débit et temps de nébulisation ajustables et répétables, largeur de spray stable, etc.). De plus, cet appareil permet d'accéder à une fréquence d'acquisition compatible avec des sprays de laboratoire. Par ailleurs, pour caractériser au préalable les sprays (largeur L qui intervient dans la loi de Beer-Lambert, stabilité), un dispositif complémentaire composé d'une caméra infrarouge et d'une source corps noir plan a également été mis en place. Le chapitre qui suit est donc dédié à l'étude du dispositif expérimental retenu et sa mise en œuvre ainsi qu'à son environnement.

3.1 Dimensionnement physique du système de mesure

Comme il est difficile de travailler dans des conditions réelles de dispersion de liquide par explosif (dont la phénoménologie est encore mal connue), pour développer une méthode de mesures reproductible et contrôlée, cette étude a été transposée vers un dispositif de laboratoire à échelle réduite, dont les composants sont susceptibles de permettre un bon contrôle des conditions expérimentales : soit en premier lieu, un générateur de spray donnant une nébulisation répétable et homogène. Ces sprays sont vaporisés dans une cellule appelée "spraybox" et qui sera destinée à être installée dans le compartiment de mesures du spectromètre **IRTF** afin de produire des spectres de référence. Les sous-sections suivantes mettent donc en avant la démarche de dimensionnement du système de mesure (buse et spraybox).

3.1.1 Critères de dimensionnement

Pour choisir le système de nébulisation, il a été nécessaire de tenir compte d'une contrainte importante : il faut pouvoir travailler dans des situations d'extinction bien contrôlées dans la zone de mesure (via le débit et le temps). Pour pouvoir choisir parmi tous les générateurs de sprays ou buses, celle qui servira de référence pour la suite de l'étude, un certain nombre de critères ont été mis en avant :

- avoir un spray homogène et reproductible
- avoir un débit et un temps de nébulisation pilotable.
- disposer de différentes tailles de gouttes dans une plage donnée.

Pour borner la recherche du système de nébulisation, il a fallu également prendre en compte la largeur L du spray qui correspond à la longueur effective du milieu traversé, car elle intervient dans le terme en exponentiel de l'équation de la loi de Beer-Lambert (équation 1.4). Cette largeur doit être suffisamment petite pour que le spray puisse être vaporisé dans la cellule de mesures ou "spraybox" sans polluer les bords latéraux de détection de l'enceinte (hublot). En respectant ce critère, on peut distinguer deux configurations géométriques possibles de spray (figure 3.1).

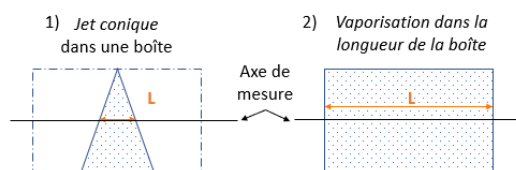


Figure 3.1 – Vues schématiques des deux types de spray utilisés dans notre étude.

On peut soit utiliser un jet conique libre, mais pouvant être confiné dans une boîte (spraybox) pour éviter les perturbations venant de l'extérieur (cas 1), soit utiliser un spray vaporisé dans un volume fini connu (cas 2). Cette dernière alternative offre le mérite de pouvoir définir de façon simple L si le spray est homogènement répartie dans le volume fermé, typiquement une chambre de confinement.

Dans le premier cas, en fixant une valeur de concentration du nuage et la taille moyenne des gouttes, le modèle direct peut être utilisé pour prédire les niveaux de transmission que l'on obtiendrait expérimentalement selon la largeur d'un spray virtuel. En s'accordant une certaine amplitude minimale de variation sur le spectre de transmission - car rappelons-le, un spectre exploitable est un spectre qui présente assez de variation spectrale - il devient alors possible de borner la largeur L nécessaire pour obtenir ce signal. Pour alimenter ces premiers éléments de réflexion en vue de dimensionner le système de mesure, des essais ont été réalisés sur un nébuliseur de prêt permettant d'avoir une première estimation de C et de la granulométrie. En reprenant ces estimations, soit une concentration de $9.10^8 \text{ part}/\text{m}^3$ et un rayon moyen des gouttes de $100 \mu\text{m}$ (taille cible moyenne du CEA), lorsque l'on fait varier L numériquement, on s'aperçoit que pour obtenir des amplitudes de variation de transmission de comprise entre 20 à 40% sur la plage $[0.2-28] \mu\text{m}$, la largeur du spray doit être comprise entre 0.5 et 7 cm. **Cette analyse nous a amené à écarter les sprays coniques de plus de 7 cm de large.** Évidemment, ces limites de largeur dépendent grandement de la taille des gouttes du spray utilisé. La largeur réelle d'un spray conique pouvant être estimée à partir de l'angle d'ouverture indiqué par les constructeurs, la véritable difficulté dans le choix de ce type de buses réside dans le fait que les constructeurs ne fournissent pas d'information sur la concentration de leur spray. Nous nous sommes donc aidés de l'indication du débit volumique des générateurs de sprays du marché pour guider le choix de notre système de nébulisation. En effet, le débit de celui-ci doit être assez faible pour éviter toute perturbation du jet à hauteur des mesures (figure 3.1) en cas de fonctionnement en environnement confiné (problème de rebonds de gouttes au fond de la spraybox, fluctuations de taille du jet, etc.).

Dans le second cas, nous faisons l'hypothèse que la taille de la boîte est équivalente à celle du compartiment porte-échantillon du spectromètre. Ceci permet donc d'avoir une valeur L égale à la largeur du compartiment tout en minimisant les pertes d'énergie sur le trajet optique en sortie du spray. En effet, ce choix par défaut vient du fait que l'on souhaite à priori collecter le maximum d'énergie au niveau de la fenêtre d'entrée des détecteurs à gauche comme illustré sur la figure 3.2.

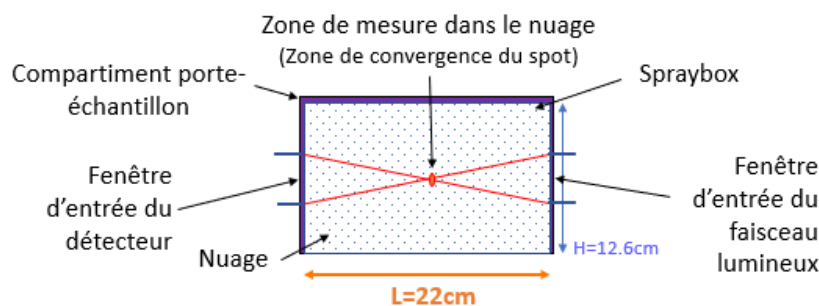


Figure 3.2 – Vu schématique du dimensionnement adéquat de L pour éviter des pertes d'énergie en entrée des détecteurs du spectromètre.

Sur la figure 3.2, les trajets optiques en rouge matérialisent les angles solides d'arrivée et de sortie du faisceau optique dans le compartiment de mesure du spectromètre. Le point de croisement des rayons au centre du compartiment se situe sur l'axe optique passant par les centres

des hublots d'entrée et de sortie du compartiment. Le point de croisement correspond au spot de mesure "effectif" paramétrable dans le logiciel du spectromètre (Opus), sa taille est comprise entre une fraction de mm et quelques mm. Les positions de ce point et de l'axe optique seront utilisées plus loin, lors des analyses d'images des sprays à différentes hauteurs des buses.

À l'aide du modèle direct, en fixant le paramètre L comme étant la dimension du compartiment du spectromètre, et en fixant la taille moyenne des gouttes d'un spray fictif, nous pouvons alors déterminer la gamme de concentration en gouttes nécessaire pour avoir des variations suffisantes de la transmission. Cette analyse a été menée pour différentes tailles de goutte. À titre illustratif, la figure 3.3 recense différents exemples pour lesquels le modèle direct prédit une variation des niveaux de transmission entre 0 et 1. Pour faire cette étude nous avons fait varier les rayons moyens des gouttes entre $1 \mu m$ et $100 \mu m$ de sorte à couvrir un large panel de granulométrie.

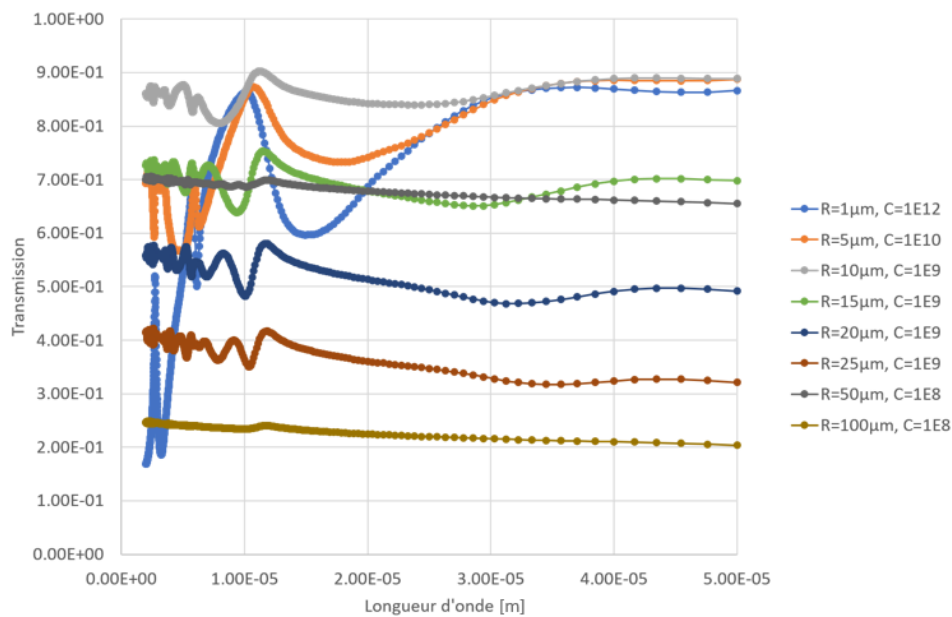


Figure 3.3 – Exemples de couple "rayon moyen R [μm]- concentration C [$part/m^3$]" qui permettent d'obtenir un signal de transmission variant entre 0 et 1.

Bien entendu, la liste de ces exemples n'est pas exhaustive. Néanmoins, elle nous a permis de constater que pour des rayons moyens de moins de $100 \mu m$, lorsque L est maximal (cas 2), si l'on souhaite obtenir une grande amplitude de variation sur la transmission, il est nécessaire de compenser en disposant d'une concentration en goutte beaucoup plus élevée. Ainsi, pour des petites gouttes ($1 \mu m$ de rayon moyen), la concentration doit être de l'ordre de $10^{12} part/m^3$ alors que pour des gouttes 10 fois plus grosses, la concentration du nuage peut n'être que de l'ordre de $10^9 part/m^3$. De plus, cette étude a permis également d'écartier certaines configurations d'essais qui ne permettent pas d'avoir une amplitude de variation de la transmission suffisante (exemple : rayon moyen de $100 \mu m$ avec une concentration de $10^8 part/m^3$). Parmi les exemples de la figure 3.3, le cas d'étude le plus favorable serait le premier (courbe bleu). Mais pour dimensionner le système, d'un point de vue pratique, il faut aussi prendre en considération les nébuliseurs présents sur le marché comme nous le verrons plus loin.

En somme, grâce au modèle direct, nous avons pu préciser pour notre application en laboratoire, les premières caractéristiques de dimensionnement de notre système de mesure.

Ce faisant, le système de nébulisation a été choisi en tenant compte de ces différentes analyses préliminaires, mais aussi des produits présents sur le marché. Les buses de références qui ont été alors sélectionnées sont présentées dans la section 3.1.2.

3.1.2 Choix du système de génération de sprays retenu

Pour le volet expérimental, une grande partie du travail a consisté à définir des cas (spray) de référence afin de vérifier la justesse du code d'inversion sur des données réelles. Pour commencer, une sélection de certaines buses a été réalisée sur la base d'une série de tests de caractérisations et de critères explicités ci-dessous. Comme indiqué plus haut, en toute rigueur, nous devons être capables de générer un large panel de tailles de gouttes susceptible de représenter ce qui se passe dans le nuage au voisinage de notre zone d'analyse. Mais dans les faits, cela ne pourra pas se faire sans scinder le cas des nuages à "grosses gouttes" du cas des nuages à "petites et moyennes gouttes" pour décrire au mieux la plage ciblée, car les appareils permettant de générer ces deux types de spray ne sont à priori pas les mêmes. C'est pourquoi deux fournisseurs de buses différents ont été identifiés : IKEUCHI (spray de "grosses gouttes" : application CEA) et TEKCELEO (spray conique de "petites gouttes" dans un volume fini : application laboratoire) qui utilisent des technologies de vaporisation différentes. *La production de grosses gouttes permettra d'atteindre les granulométries rencontrées dans le nuage réel.*

Initialement, nous avons travaillé avec 5 buses de l'entreprise IKEUCHI permettant de générer de "grosses gouttes" dont les rayons moyens sont compris entre 130 et 850 μm . Toutes ces buses ont été caractérisées, tant d'un point de vue géométrie que granulométrique selon un protocole de référencement sensiblement identique pour les deux types de buses. Mais ne sera présentée dans ce manuscrit, que la buse à $130 \pm 10 \mu m$ car c'est la seule qui permettait d'obtenir un spray conique de largeur adéquate et la moins instable dans le temps (partie 3.2) pour nos essais tout en ayant des tailles de gouttes proches de celles estimées sur le terrain par le CEA à partir d'un calcul de détonique (modèle de Steindler et Seefeldt). Les caractéristiques techniques de cette buse sont présentées sur la figure 3.4.

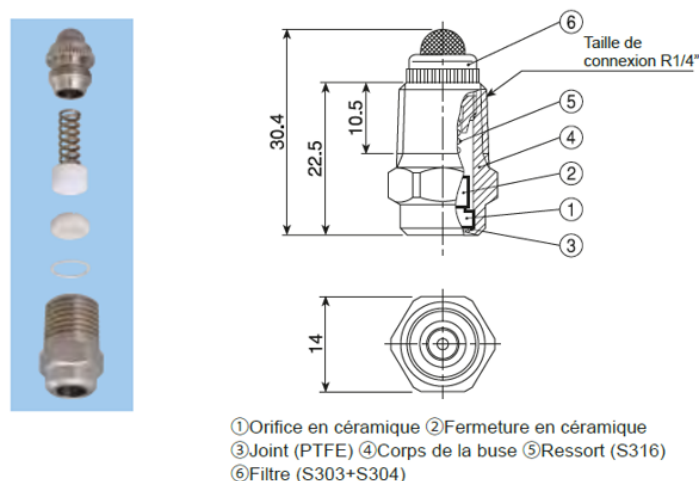


Figure 3.4 – Vue interne et dimensions de la buse à 130 μm d'IKEUCHI.

Cette buse permet de générer la pulvérisation à faible débit (0.07 L/min) d'un spray à cône plein avec une ouverture uniforme et une zone d'impact circulaire. Elle fonctionne avec une arrivée d'air qui met en pression le liquide (eau) via une pompe qui a été spécialement conçue pour cette application. Le dispositif permettant de générer le spray avec ce type de buse est présenté sur la figure 3.5.

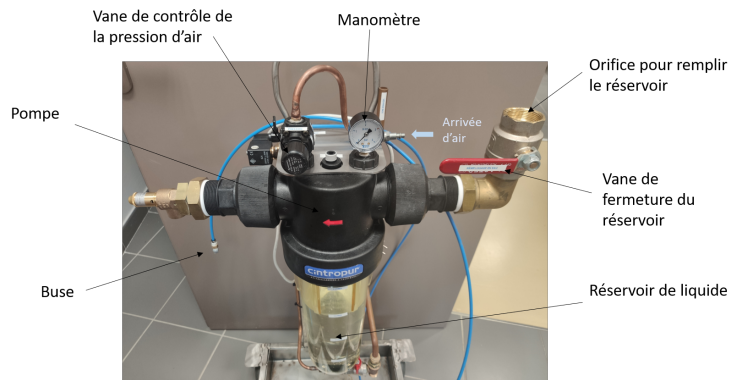


Figure 3.5 – Dispositif de nébulisation des buses d'IKEUCHI.

Grâce à cette pompe équipée d'un manomètre et d'une molette permettant de régler la pression de nébulisation du spray, des sprays à "grosses gouttes" peuvent être générés de façon répétable. Bien que ces derniers ont permis de développer la démarche de caractérisation des buses (largeur de spray, granulométrie de référence, concentration) présenté en 3.2, un gros défaut d'utilisation de ces buses en mode "confiné" a été rapidement constaté en termes de stabilité des jets et de la difficulté à générer un spray uniforme dans la cellule de confinement/spraybox. De plus, ce type de buse ne permet pas de générer des sprays suffisamment denses (concentration de l'ordre de $10^6 \text{ part}/\text{m}^3$) pour obtenir des spectres de transmission avec assez de variations. C'est pourquoi nous nous sommes tourné vers d'autres types de buse : les nébuliseurs de TEKCELEO.

Les nébuliseurs de TEKCELEO ont été identifiés comme le moyen de générer des sprays plus denses avec des gouttes plus petites (rayon moyen entre 2.5 et 25 μm) pour compléter notre panel de granulométrie mesurable. La technologie de nébulisation de TEKCELEO repose sur une fragmentation du liquide via un générateur ultrason. La figure 3.6 reprend les différents éléments composant le dispositif de nébulisation, soit un boîtier de commande de nébulisation et la buse avec son réservoir de liquide.

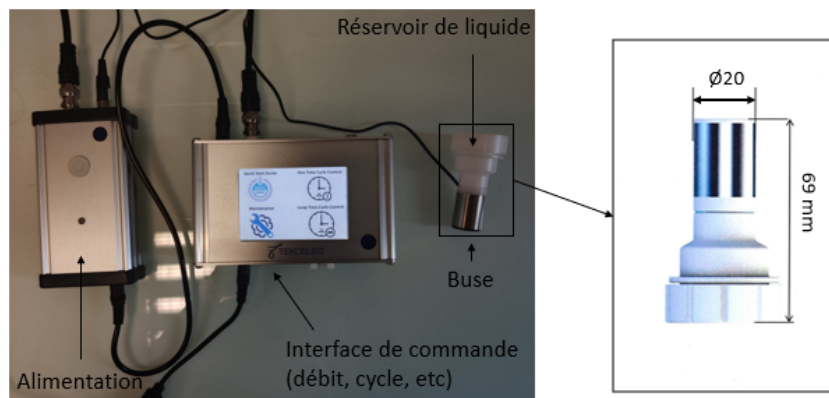


Figure 3.6 – Dispositif de nébulisation de TEKCELEO.

Cet équipement présente de nombreux avantages car il permet :

- de former une dispersion ayant une granulométrie plus proche du cas monodispersé.
Ex : $5 \pm 0.5 \mu\text{m}$
- de piloter de façon très précise le débit
- de piloter précisément le temps de nébulisation

Les deux derniers points sont rendus possibles grâce au boîtier de commande simple d'utilisation fourni avec les nébuliseurs. L'ensemble garantit d'avoir un système reproductible et parfaitement contrôlé ce qui est un point fondamental pour nos applications et une condition nécessaire pour une étude métrologique : génération répétable de cas de références (bases de données).

Par la suite, nous avons cherché à prédire les niveaux de transmission auxquels s'attendre avec les buses proposées par le constructeur, afin de guider notre choix vis à vis des différentes configurations proposées par le constructeur. À partir d'une configuration d'essai fourni par TEKCELEO, la concentration des buses a été estimée a priori dans le volume fini utilisé durant la démonstration (vidéo de mise en fonctionnement du fournisseur). Ce paramètre ainsi que la taille moyenne des gouttes, a permis de pré-définir avec le modèle direct et ses hypothèses de travail, l'évolution de la transmission en fonction de la longueur d'onde pour 5 buses du fournisseur. Des écarts possibles entre les variations de ces spectres de transmission simulée et les spectres réels peuvent s'expliquer par les limites du modèle direct (imprécision de la vitesse de goutte pour estimer la concentration, hypothèse de quasi-monodispersion, non prise en compte de la diffusion avant). Nous attirons donc l'attention sur le fait que ces courbes ne sont que qualitatives et permettent uniquement d'apprécier les tendances des spectres de transmission (variation spectrale) et donc le choix des buses et des bandes spectrale de travail. Les spectres simulés présentés ci-dessous (figure 3.7) correspondent à des sprays dont le diamètre moyen des gouttes est de 5, 8, 12, 20 et 50 μm .

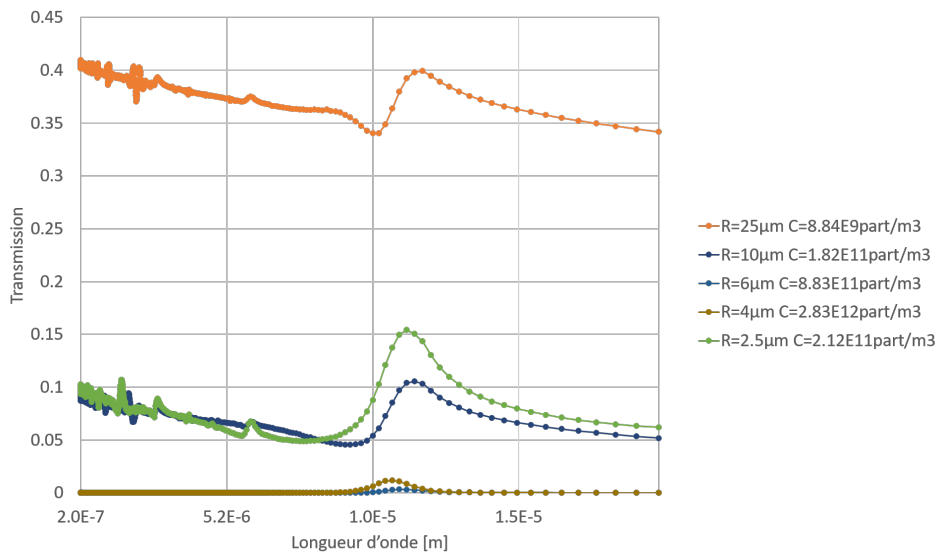


Figure 3.7 – Prédiction numérique (modèle direct) des niveaux de transmission des buses de TEKCELEO.

Expérimentalement, comme nous l'avons fait remarqué au travers la caractérisation du bruit de mesure du spectromètre (section 3.3.2), nous serons amenés à travailler entre 2 et 20 μm . Par conséquent, il faut choisir les buses offrant le plus d'amplitude de variation sur le signal de transmission sur les plages de longueurs d'ondes du MIR et du NIR. En termes de concentration, les courbes prévisionnelles ont permis de déterminer les gammes de concentrations intéressantes (de l'ordre de 10^9 à 10^{11} $part/m^3$ selon la taille des gouttes) pour nos essais en mode "confiné". La prise en compte de ces deux paramètres nous a conduit à sélectionner les 3 buses de 5, 20 et 50 μm de diamètre. Le fait de bénéficier d'un large panel de granulométrie reproductible expérimentalement est la garantie de pouvoir tester la polyvalence de notre méthode numérique de détermination de la granulométrie.

Finalement, en choisissant deux types de buses, on traite deux types de situations différentes (spray homogène et spray en cône) d'un point de vue géométrique et optique. Le spray homogène étant intéressant pour bénéficier d'un volume plus simple à traiter.

En résumé, en s'appuyant sur les simulations du modèle direct (couple "variation spectrale de la transmission/concentration" : figure 3.7) et en faisant des compromis techniques sur le choix des buses, nous avons pu mettre en avant quelques configurations possibles et donc des matériels pertinents pour construire notre système de mesure.

Au final, nous avons conservé au total 4 buses pour notre étude, permettant ainsi de couvrir une large gamme de tailles de gouttes : 2.5, 10, 25 et 130 μm avec des concentrations de l'ordre de $10^6 - 10^{13}$ $part/m^3$.

La caractérisation prochaine de l'ensemble de ses buses via une méthode de référence (spraytech) sera présentée dans la partie 3.2.

3.1.3 Dimensionnement de la spraybox

La particularité de notre étude à échelle laboratoire, est que nous utilisons ici un appareil de mesure (spectromètre IRTF) non conçu pour effectuer des mesures sur des sprays libres avec des cadences d'acquisition supérieures au Hz. Pour adapter l'appareil à nos contraintes expérimentales tout en conservant l'étanchéité et le bon fonctionnement du spectromètre, il a fallu concevoir une cellule sur mesure adaptée au spectromètre IRTF. Cette cellule étanche appelée "spraybox", déjà évoquée plus haut, est elle-même placée dans le compartiment échantillon de mesures du spectromètre (figure 3.32), et permet d'y pulvériser un spray de façon répétable sans endommager l'instrument de mesure.

Hormis le fait de devoir adapter les conditions de nébulisation au spectromètre pour ne pas l'endommager, l'idée de travailler dans une spraybox est également motivée par l'intérêt de travailler dans un environnement contrôlé qui permet de répondre aux problématiques de stabilité-répétabilité de la mesure et d'insensibilité aux variations environnementales de nos essais (courant d'air, luminosité, etc.).

Les dimensions de la spraybox ont été choisies de sorte à ce qu'elle occupe tout l'espace disponible du compartiment échantillon de mesures du spectromètre IRTF Vertex 70 disponible au laboratoire.

Le choix de la longueur de la spraybox est conditionnée par deux critères :

- éviter d'avoir l trop petit pour ne pas provoquer d'effets de bord au niveau de la génération du spray dans la cellule et éviter les phénomènes de recirculation.
- avoir un volume approprié pour générer des concentrations adaptées avec un petit générateur de spray et couvrir des plages de variation de transmission conformes à l'attendu de la méthode d'inversion sans tomber dans les problèmes de diffusion dépendante (hypothèse de travail).

En outre, la longueur de la spraybox doit permettre le développement d'un nuage de gouttes qui n'atteigne ni une opacité complète, ni une atténuation nulle. Ce paramètre d'opacité peut être relié au coefficient d'extinction de notre milieu à travers la loi de Beer-Lambert (équation 1.4). L'inverse du coefficient d'extinction, appelé libre parcours moyen des photons l peut ainsi être comparé à la longueur physique de la spraybox :

- $l \ll L$: le milieu est opaque (ou épais)
- $l \sim L$: le milieu est semi-transparent
- $l \gg L$: le milieu est transparent (ou mince)

Bien entendu, le libre parcours moyen dépend de la granulométrie du nuage et de la longueur d'onde, ce qui ne permet pas d'obtenir un dimensionnement "universel" de la spraybox. Nous conserverons donc une spraybox occupant toute la chambre du compartiment échantillon du spectromètre [IRTF](#).

De plus, le paramètre de taille $x = \frac{\pi D}{\lambda}$ étant lié à l'interaction entre un rayonnement d'une longueur d'onde λ et une taille de goutte de diamètre D , celui-ci indiquera selon la plage de longueurs d'ondes et le choix de la taille des gouttes, si la diffusion avant sera maximale ou si les lobes de diffusion sont plus étalés dans l'espace. Le critère sur x est le suivant : si $x \gg 1$ alors la diffusion sera surtout en avant avec l'essentiel de celle-ci collectée dans l'angle de détection (relatif au rapport taille de fenêtre de détection sur la distance depuis le centre de la zone de mesure) du spectromètre (environ 19°). Le paramètre x a été calculé pour nos buses et pour les longueurs d'ondes $\lambda = 5 \mu m$ et $\lambda = 10 \mu m$. Les résultats sont résumés dans le tableau [3.1](#).

Diamètre (μm)	$\lambda = 5 \mu m$	$\lambda = 10 \mu m$
5	π	1.6
20	12.6	6.3
50	31.4	12.7
130	81.7	40.8

Table 3.1 – Valeurs du paramètre de taille selon la longueur d'onde et le diamètre de gouttes de nos buses.

D'après ce tableau [3.1](#), on voit que x est toujours supérieur à 1. Par conséquent, nous sommes dans une configuration où la diffusion avant sera toujours présente. Nous sommes conscients du problème lié à la diffusion avant. Nous travaillons pour le moment sur des signaux non corrigés de ce facteur, mais celui-ci sera revu et discuté dans la partie "Perspectives".

Cependant, bien que cela ne sera pas détaillé dans ce manuscrit, en faisant une première analyse de la contribution d'énergie due à la diffusion avant/arrière sur nos sprays, nous avons constaté que la diffusion arrière était minoritaire et qu'ainsi la majorité du flux était diffusé vers l'avant ($\sim 70\%$ pour des gouttes de $10 \mu m$ de rayon à $\lambda = 10 \mu m$). De plus, l'angle solide de détection de notre spectromètre est relativement restreint (demi-angle d'ouverture de 9°), ce qui laisse supposer qu'il y a peu de différence entre la valeur diffusée à 0° et la valeur intégrée par le spectromètre. Remarquons de plus que, pour la diffusion hors de l'axe optique, les parois de la spraybox sont opaques dans le [MIR](#), et donc ceci se traduira par une absorption du rayonnement sur celles-ci a priori. Ce phénomène limite ainsi les effets de réflexions du rayonnement vers l'axe optique et la spraybox reste un bon compris.

Par ailleurs, un autre critère important à prendre en compte lors du dimensionnement de la spraybox est la nécessité de se placer dans une configuration de diffusion indépendante (hypothèse de travail). En effet, le choix de la taille de la spraybox va conditionner le nombre de gouttes générées au bout d'un certain temps et d'un certain débit de nébulisation dans celle-ci. Ci-dessous, est présentée la méthode de calcul pour estimer si l'on est dans le cas d'une diffusion dépendante ou indépendante, pour un diamètre de goutte donnée, noté D [μm].

Notons e_c l'écartement entre deux particules (ou gouttes). Pour qu'il y ait diffusion indépendante, il faut que $e_c \geq f * D$ avec f un facteur d'au moins 4 à 5 [108]. Or, pour se ramener à un nombre de particules par m^3 dans une direction donnée, on relie e_c [μm] à la concentration par l'équation 3.1

$$e_c = \frac{10^6}{\sqrt[3]{C}} \quad (3.1)$$

où $\sqrt[3]{C}$ est en $part/m$ (pour une dispersion homogène). Ainsi, avoir $e_c \geq 5D$ impose l'inégalité de l'équation 3.2

$$C \leq \frac{10^{18}}{125D^3} \quad (3.2)$$

Ceci peut également nous amener au critère de l'épaisseur optique [109]. Ce calcul (équation 3.2) a été appliqué à toutes nos tailles de buses et le tableau 3.2 résume les conditions à respecter sur C pour être dans le cadre de la diffusion indépendante (hypothèse de travail).

Diamètre (μm)	Concentration C ($part/m^3$)	Critère de diffusion indépendante respecté ?
5	$\leq 6.4 * 10^{13}$	oui
20	$\leq 1 * 10^{12}$	oui
50	$\leq 6.4 * 10^{10}$	oui
130	$\leq 3.6 * 10^9$	oui

Table 3.2 – Condition sur la concentration pour être dans le cadre d'une diffusion indépendante pour nos différentes buses.

D'après les concentrations de nos différents sprays calculés en considérant une largeur de spraybox égale à celle du compartiment échantillon du spectromètre, le critère de diffusion indépendante est bien respecté dans tous les cas de tests et ces concentrations peuvent être facilement générées par les nébuliseurs choisis et le volume de test. Ceci vient donc valider le choix de cette configuration ($l = L_{spectromètre}$).

Enfin, pour réaliser concrètement cette spraybox, nous avons choisi des parois de cellule en plexyglas qui s'avère opaque dans l'infrarouge et transparent dans le visible (d'après la base de données : Refractiveindex info database [110]). En effet, pour une épaisseur de 1cm, et une longueur d'onde de 5 μm , la transmittance de ce matériau est nulle ($T = 1.9067 * 10^{-23}$ d'après la figure 3.8).

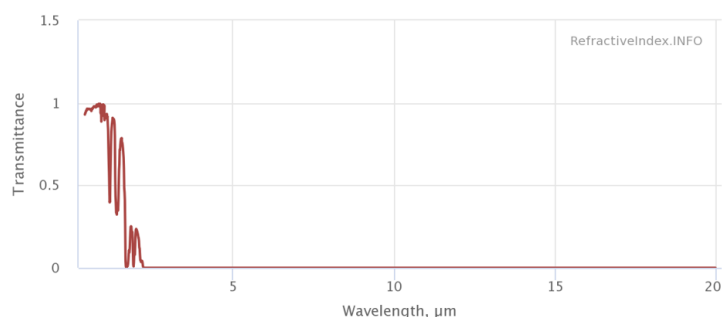


Figure 3.8 – Transmittance du pexyglas en fonction de la longueur d'onde (épaisseur : 1cm, source : Zhang et al. 2020 : Mitsubishi). Extrait de [110].

Les propriétés optiques du plexiglas permettent donc un bon confinement de l'énergie dans l'infrarouge et une bonne transparence dans le visible, ceci afin de permettre l'observation des sprays pour le suivi de forme comme on le verra plus loin.

Dans le cadre de cette thèse, deux géométries de spraybox ont vu le jour : une première rectangulaire (figure 3.9.a)), et une autre cylindrique (figure 3.9.b)) qui serait plutôt adaptée à la dispersion de particules solides avec, a priori, moins d'effet de bords que la première. Mais dans notre étude, pour des raisons de simplicité de conditions d'usage (transparence dans le visible), nous ne serons amenés à n'utiliser que la première, c'est pourquoi ne sont donnés ici que les plans de la spraybox rectangulaire.

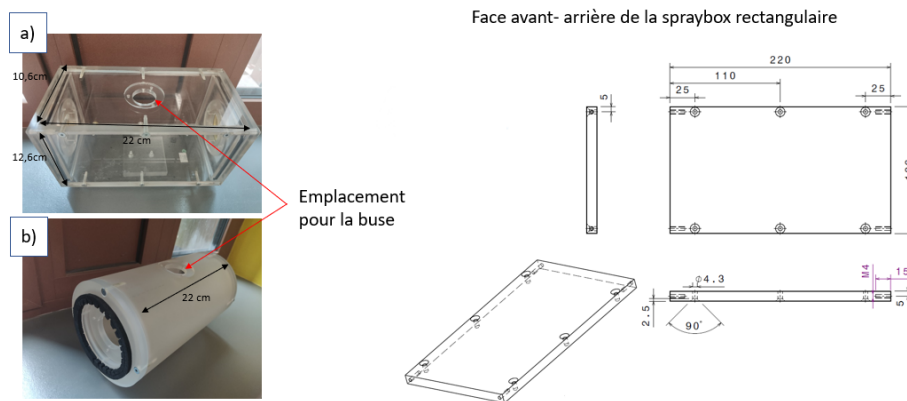


Figure 3.9 – Présentation des deux géométries de spraybox conçues pour notre étude. Dessinée par A.Lieurey/ Albi, réalisation des enceintes (CEA Gramat).

Comme on peut le voir sur la figure 3.9, la spraybox est dotée d'un orifice de 3 cm sur le dessus afin de pouvoir y placer une buse pour la génération du spray à l'intérieur de celle-ci. Cette spraybox est également munie de deux hublots en ZnSe sur les cotés latéraux (figure 3.11) permettant de laisser passer les rayonnements infrarouges utiles pour la mesure de transmission. Le ZnSe a été choisi car il présente une bonne transmission ($\sim 69\%$) entre ~ 0.5 et $15 \mu m$ comme l'indique la courbe de la figure 3.10.

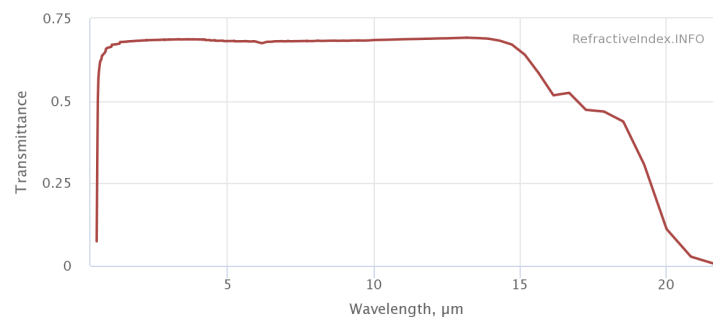


Figure 3.10 – Transmittance du ZnSe d'épaisseur 0.7 cm en fonction de la longueur d'onde (source : M. R. Querry 1987). Extrait de [110].

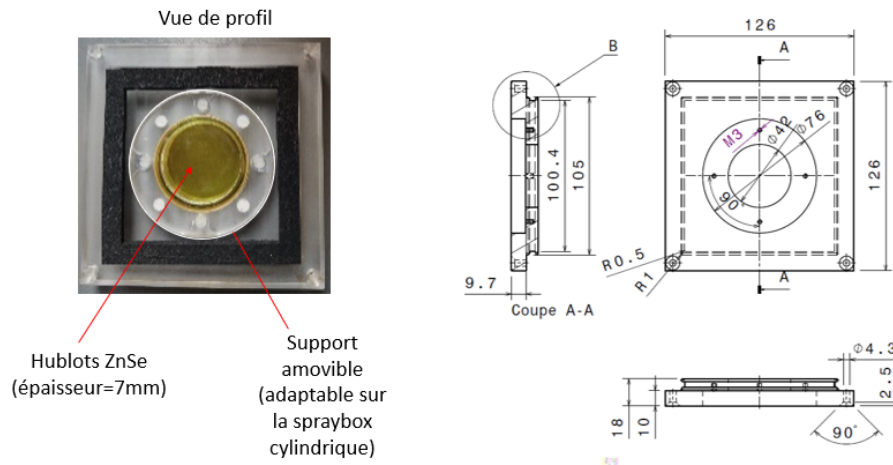


Figure 3.11 – Plan des faces latérales de la spraybox équipée de hublot en ZnSe.

Enfin, ces sprayboxes présentent l'avantage d'être polyvalentes en termes d'instrumentation de mesures. En effet, elles permettent de faire des mesures optiques de transmission à la fois avec une méthode de référence (spectrométrie) et à la fois avec une caméra infrarouge (méthode d'extinction avec caméra) ou encore un suivi de forme de spray par caméra vidéo par le côté (face latérale).

3.2 Montage retenu

On distingue deux situations expérimentales selon le type de buses utilisé. Situation a : utilisation d'une buse conique (IKEUCHI) pour générer de grosses gouttes et situation b : utilisation des buses TEKCELEO pour générer de petites gouttes. Le montage global de notre système de mesure est présenté sur la figure 3.12 sur l'exemple de la situation b.

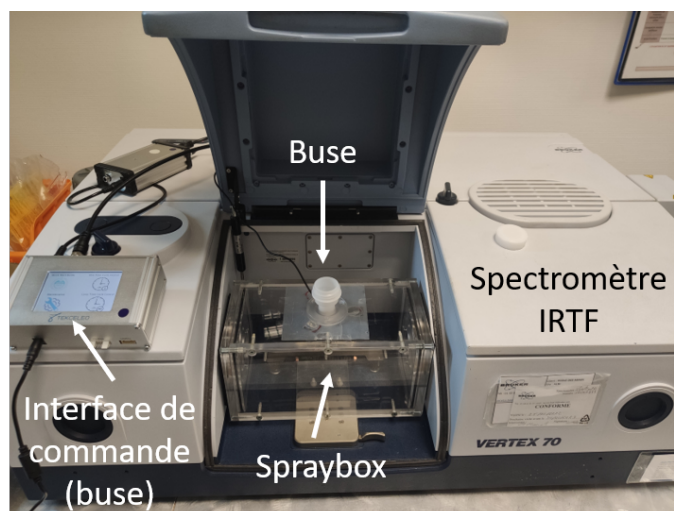


Figure 3.12 – Constituants du dispositif d'acquisition de données spectrométriques sur un spray en laboratoire.

Ce dernier, comme cela a été présenté dans les paragraphes précédents, est donc composé in fine du spectromètre **IRTF** dans lequel on a inséré la spraybox (vue plus haut) au niveau du compartiment porte-échantillons, de la buse et de l'interface de commande (pilotage du spray) ou d'un système "buse + pompe", qui génèrent - de façon répétable - le nuage de gouttes.

3.2.1 Mode opératoire

Quel que soit le système de nébulisation utilisé, la première étape consiste à préparer la spraybox en traitant les deux hublots en ZnSe avec un agent démouillant pour éviter que de la buée ou du dépôt de liquide ne se forme sur les hublots, c'est ce que nous verrons plus loin. Ensuite, la spraybox est installée dans le compartiment échantillon et nous pouvons commencer à mettre en place le système de nébulisation.

3.2.1.1 Nébuliseurs de TEKCELEO

Pour installer le nébuliseur, il suffit de connecter la buse choisie au boîtier de commande. Puis, la buse est installée dans le collier de maintien situé sur le dessus de la spraybox (orifice prévu à cet effet). Ensuite, le réservoir du nébuliseur est rempli avec 10mL d'eau distillée à l'aide d'une pipette graduée. Enfin, il ne reste plus qu'à programmer le boîtier de commande avant de lancer la nébulisation. Sur le boîtier, il suffit simplement d'indiquer la durée de nébulisation souhaitée soit 60s ou 40s dans notre cas, le nombre de cycles (1 pour notre étude) et le débit voulu. Le nébuliseur est alors prêt à l'emploi. Toutefois, le choix des débits et temps de nébulisation est le résultat de nombreux essais pour être in fine, dans des conditions d'essais optimales, i.e :

- une durée suffisante pour que le nuage occupe toute la longueur de la spraybox,
- durée de stabilité du spray suffisante pour faire des mesures temporelles,
- une absence de buée sur les hublots,
- une concentration du nuage suffisante.

Les caractéristiques techniques d'utilisation des nébuliseurs sont résumées dans le tableau 3.3. Les quatre configurations d'utilisation recensées dans ce tableau seront celles qui seront exploitées en fin de chapitre au travers l'étude du choix de la plage spectrale de travail. Pour la buse à 5 μm nous avons retenu deux choix de débit d'utilisation à titre illustratif en vue de montrer l'effet du débit sur les spectres de transmission obtenues avec le spectromètre **IRTF**. Les valeurs de débits renseignés dans le tableau 3.3 ont été obtenues expérimentalement en chronométrant le temps mis par le générateur de spray pour nébuliser 10mL d'eau distillée.

Diamètre des buses (μm)	Durée de nébulisation (s)	Débit (mL/min)
5 \pm 0.5	60	0.995
5 \pm 0.5	60	0.657
20 \pm 3	60	2.22
50 \pm 4	40	5.36

Table 3.3 – Conditions d'utilisation des nébuliseurs de TEKCELEO.

(2.1.1) Traitement des hublots en ZnSe

Concernant le mode opératoire, en pratique, même lorsque l'on se place dans ces conditions d'utilisation, le liquide a tendance à se déposer sur les hublots (figure 3.13.a). Pour pallier ce

problème, il est nécessaire d'appliquer un agent démoillant sur chaque hublot avant chaque essai. Pour montrer l'efficacité de ce produit, un suivi temporel des niveaux de transmission du nuage dans la spraybox a été réalisé à l'aide d'une mesure de transmission avec une caméra infrarouge de type Flir SC655 opérant dans la bande spectrale 7.5 à 14 μm à 50 Hz et un corps noir porté à 100 ° C comme le montre le montage de la figure 3.13.a. (Ce type de montage sera détaillé dans le chapitre 4 lorsque seront traitées les mesures d'extinction utilisant une caméra. Il sert ici juste à visualiser l'effet de la buée résiduelle sur les mesures de transmission). Pour illustrer notre observation, la buse de 5 μm de diamètre a été utilisé ici, mais cette analyse est valable également pour toutes les autres buses de TEKCELEO.

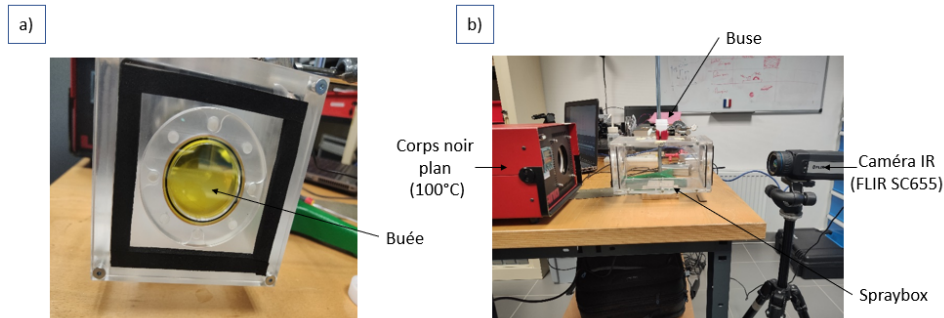


Figure 3.13 – a) Présence de buée sur les hublots en ZnSe sans utilisation d'antibuée.
b) Montage de suivi de la transmission du spray au cours du temps.

Les résultats obtenus sans l'utilisation puis avec utilisation de l'agent démoillant sont représentés respectivement sur les graphiques a et b de la figure 3.14.

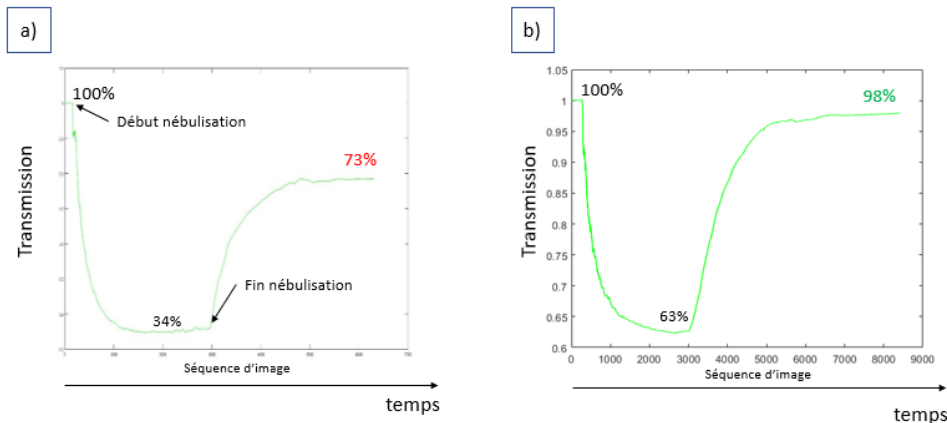


Figure 3.14 – a) Transmission au cours du temps sans utilisation de l'agent démoillant.
b) Transmission au cours du temps avec utilisation de l'agent démoillant.

D'après ces résultats, on voit que lorsque les hublots ne sont pas traités (figure 3.14 .a), à la fin de l'expérience, le niveau de transmission n'est plus à 100% comme au départ, ce qui traduit la présence de buée sur les hublots qui persiste même après disparition du nuage dans la spraybox, à atténuer le signal émis par le corps noir. Comme la buée se forme au fur et à mesure de l'expansion du spray dans la spraybox, le niveau de transmission minimal atteint lorsque le nuage est totalement établi et stable, est aussi impacté par cet effet parasite et ne reflète pas la réalité de l'extinction (surestimation de l'extinction). Par contre, lorsque l'agent démoillant est appliqué, on voit que les niveaux de transmission de départ sont bien retrouvés à la fin de l'expérience (figure 3.14 .b) et visuellement nous n'observons plus de buée sur les hublots. **L'application de l'anti-buée sur les hublots est donc indispensable.**

3.2.1.2 Buses d'IKEUCHI

Pour la buse d'IKEUCHI, le montage diffère : il faut d'abord brancher la buse au tuyau de sortie de la pompe et placer la buse à l'emplacement qui lui est dédié sur le dessus de la spraybox. Le réservoir de liquide est ensuite rempli avec de l'eau. Ici, le volume d'eau dans le réservoir n'influe pas sur la nature du spray en sortie, car la pompe délivre une pression de vaporisation constante fixée par l'opérateur. Puis, la pompe doit être raccordée à une arrivée d'air. Il suffit ensuite d'ajuster la pression de vaporisation avec la molette située à côté du manomètre. Le déclenchement et l'arrêt de la vaporisation se font grâce à un interrupteur placé au dos de la pompe. Pour la buse sélectionnée (diamètre de gouttes moyen de $130 \mu\text{m}$), la pression nominale d'utilisation est de 0.3 MPa ce qui correspond à un débit d'eau de 70 mL/min. Cette buse génère un spray en cône plein avec un angle d'ouverture de 70° .

3.2.2 Caractérisations des sprays

Pour pouvoir tester la méthode numérique et valider entièrement le code, il est nécessaire d'avoir à minima, un cas de référence, c'est-à-dire un cas d'essai dont on connaît toutes les caractéristiques en termes de taille de jet (L), de concentration de spray (C) et de granulométrie de référence. L'étape de caractérisation des sprays est alors indispensable. Et les paragraphes suivants abordent l'analyse de ces différents paramètres.

3.2.2.1 Largeur des sprays

La connaissance de la largeur L des sprays - c'est-à-dire de l'épaisseur du nuage de gouttes traversé par le rayonnement de la source - est un paramètre indispensable pour appliquer notre méthode d'inversion. En effet, nous rappelons que cette largeur intervient dans l'exponentielle de l'expression de la loi de Beer-Lambert (équation 1.4). Cette relation faisant le lien entre la transmission et le coefficient d'extinction K_{ext} . Pour déterminer la largeur des sprays, la démarche est la même pour les deux types de buses : on effectue une analyse vidéométrique pour la distribution du spray en dehors de la spraybox (situation "libre") ou à l'intérieur (situation "confinée"). Ces deux situations ont été illustrées sur la figure 3.1. En distinguant la situation où le spray est conique (situation a) de la situation où on travaille sur un nuage occupant un volume fini connu (situation b), cette section présente le dispositif de mesure de L .

(2.2.1) Dispositif de mesure

Situation a : spray conique libre

Lorsque l'on est dans la situation a (ex. : buses d'IKEUCHI), pour mesurer la largeur du spray, la principale difficulté a été de bien délimiter les contours du jet en fonctionnement (peu net dans le visible : figure 3.15).

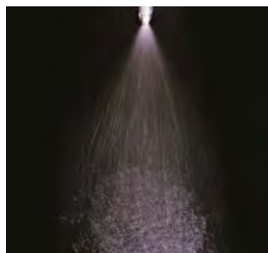


Figure 3.15 – Visualisation du jet de la buse à $130 \mu\text{m}$ dans le visible. Extrait de la documentation technique du fournisseur.

Après plusieurs essais non-concluant, nous avons finalement opté pour une approche expérimentale permettant d'obtenir un bon contraste entre le liquide et le fond d'observation (nécessaire pour mesurer la largeur d'un spray). Ce montage exploite la forte opacité de l'eau dans le spectre infrarouge comme l'illustre la figure 3.16 qui présente la transmission d'un film d'eau de 0.5 mm d'épaisseur : l'eau est opaque (transmission nulle) au-delà de $2 \mu m$ et jusqu'à $14 \mu m$. Cette plage correspond au domaine spectral exploité par les caméras MIR (BII et BIII) dont nous disposons au laboratoire.

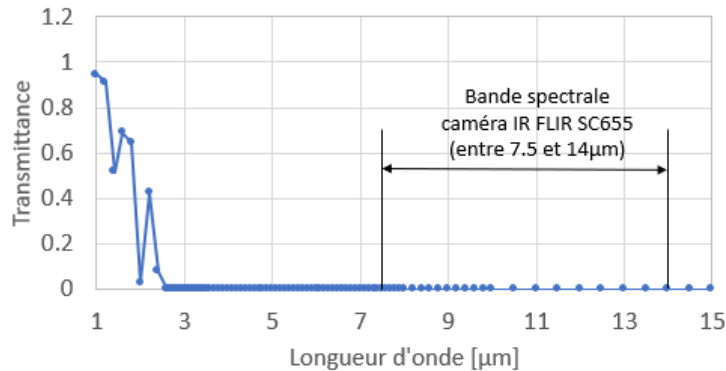


Figure 3.16 – Transmission d'un film d'eau (épaisseur : 0.5 mm) dans le domaine infrarouge [1-15] μm . Source : G. M. Hale and M. R. Querry, données : [110].

Ceci démontre qu'il est donc possible de faire de l'extraction de contour d'un spray composé d'eau à l'aide d'une visualisation dans le domaine infrarouge. Cette courbe de transmission permet également de guider le choix de notre capteur vers des caméras correspondant à l'une de ces bandes IR. Puisque dans les bandes II et III l'eau est opaque (opacité supérieure en BII par rapport à la BIII pour les sprays), pour choisir la plage de longueurs d'ondes de travail, il faut regarder d'autres paramètres des caméras comme la résolution spatiale et la fréquence d'analyse en Hz. Concernant la fréquence, ce critère n'est pas très critique puisque celle utilisée pour l'acquisition est assez classique (autour de 30 Hz) et est accessible avec les deux types de caméras (BII et BIII). En revanche, en termes de résolution spatiale, cela est différent. En effet, compte tenu de la focale des caméras en BII et BIII (revu au chapitre 4), la résolution spatiale en BII est légèrement meilleure qu'en BIII (0.25 mm contre 0.34 mm soit une différence de 0.09 mm). De plus, le champ analysé (total) pour une distance de visée de 0.5 m, est supérieur en BIII par rapport à la BII. En conclusion, on peut dire que la BIII convient pour faire de la visualisation du contour des sprays puisqu'elle permet d'avoir une bonne opacité, une bonne résolution spatiale et un champ plus large que la BII. Ici, nous avons donc utilisé la caméra FLIR SC655 en bande III ([7.5-14] μm) dont les bornes de la réponse spectrale sont également représentées sur la figure 3.16. Concrètement, nous utilisons l'effet de l'opacité de l'eau pour réaliser des images contrastées de l'eau en superposant un milieu opaque (eau) sur un fond rayonnant (corps noir). Pour un spray, c'est un peu différent car la qualité du contraste entre le fond et l'eau dépendra de la concentration et de la taille des gouttes, mais la tendance est bonne pour produire des images plus contrastées que dans le visible. L'opacité de l'eau pour de faibles épaisseurs - épaisseur qui, ici, est de l'ordre de la taille des rayons des gouttes (centaine de μm)-, nous permet donc de faire de l'extraction de contour dans le domaine infrarouge de notre caméra.

Le montage expérimental qui a été retenu pour la détermination de la largeur d'un spray par visualisation infrarouge est présenté sur la figure 3.17.

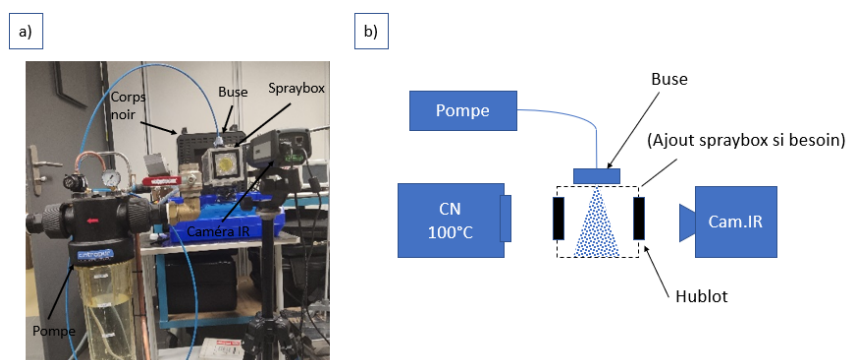


Figure 3.17 – Montage expérimental pour la détermination de la largeur d'un spray.
a) Photographie du montage. b) Schéma de principe du montage.

Ce banc expérimental consiste à éclairer d'un côté le spray avec une source infrarouge, ici le corps noir plan CI Systems (CN) porté à $100\text{ }^{\circ}\text{C}$, et à observer de l'autre côté, le spray avec une caméra infrarouge FLIR SC655. Afin de s'assurer que la largeur du spray n'est pas perturbée par la présence des parois de la chambre - essentiel pour son utilisation dans le spectromètre *IRTF* - deux configurations ont été testées : l'une avec le spray à l'air libre et l'autre avec le spray "contraint" par la spraybox (figure 3.17).

N-B : Du fait de l'opacité du plexiglas dans l'*IR*, il n'est pas possible d'observer le spray latéralement. Il a donc fallu se placer dans l'axe optique, en retirant les hublots pour avoir accès à la totalité du spray. Pour garantir l'étanchéité du système, de fines feuilles de $60\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur en PE (Polyéthylène) ont été disposées à la place des hublots.

Le réglage des paramètres d'acquisition des images du spray par la caméra se fait via le logiciel ResearchIR. Celui-ci a été configuré de sorte à obtenir 50 images/sec durant 15s (remarque : on aurait pu diminuer la fréquence d'acquisition car on souhaite juste voir un contour de jet et non les gouttes). Ce qui correspond en moyenne à 750 images du spray à analyser. Le logiciel permet d'exporter ces images en format .mat pour permettre un post-traitement numérique ultérieur. Ainsi, un script spécifique a été développé sous Matlab® en vue de la détermination de la largeur des sprays. Ce code permet de filtrer binairesment, avec l'application d'un masque numérique codé, les images recueillies par la caméra infrarouge. Ce filtrage est établi sur la base d'un seuil de niveaux numériques qui dépend du niveau numérique maximum de la séquence d'images. Ce seuil est ajusté au cas par cas pour chaque buse et est choisi par l'opérateur de façon visuelle (restitution optimale de la forme conique du spray). À titre d'exemple, la figure 3.18 montre un aperçu du filtrage réalisé sur l'acquisition d'une image du spray de la buse J006 (IKEUCHI) mise en fonctionnement sous une pression de 3 bars en air libre. Ici H_1, H_2 et H_3 correspondent à trois hauteurs de spray différentes.

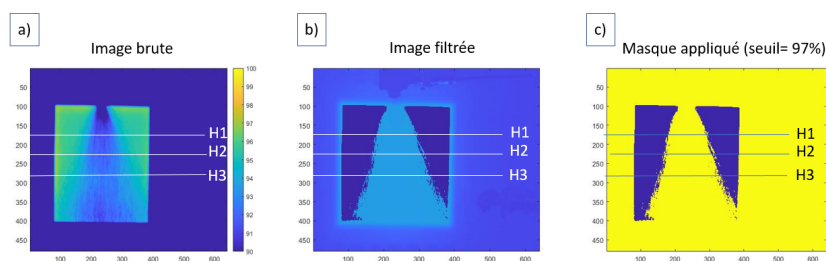


Figure 3.18 – a) Exemple d'image brute recueillie par le logiciel ResearchIR de la caméra FLIR SC655 sur le spray de la buse BJ006. b) Image filtrée à l'issue du traitement d'image par Matlab®. c) Visualisation du filtre appliqué à l'image brute pour obtenir l'image b).

Sur cette figure, a) représente une des images brutes obtenues lors de l'acquisition vidéo infrarouge. Et b) correspond à cette même image, mais après application du filtrage numérique. Pour obtenir cette image filtrée, le masque de la figure 3.18.c a été appliqué à l'image brute. Sur ce masque, sont représentés au centre en jaune la présence du jet d'eau, et en bleu le fond d'émission du corps noir. La comparaison des images a) et b), montre que le seuil de filtrage choisi (97%) est optimisé, car il permet de visualiser nettement les contours du spray (pas de "trous" sur les bords du spray). De nombreux tests ont été nécessaires pour choisir ce seuil optimal de filtrage. Nous avons choisi ici de ne présenter que celui qui a permis de reconstituer l'entièreté des bords du jet sans perdre en informations ni créer d'artefacts. Une fois que le seuil de filtrage est déterminé, et que le masque correspondant est appliqué à l'image brute (figure 3.18.b), le code conserve les valeurs des niveaux numériques correspondant au fond (carré bleu du CN) des images brutes. Les autres niveaux numériques, c'est-à-dire ceux où le spray est présent, sont remplacés par la valeur zéro. Ainsi, à partir de l'image filtrée obtenue, il est possible de déterminer la position des pixels (ou position des zéros) délimitant le jet pour une hauteur donnée, et cela, pour chaque image d'une séquence vidéo infrarouge (boucle automatisée).

En conséquence, le code d'analyse de Matlab® donne accès :

- aux images filtrées au cours du temps
- aux largeurs de jet au cours du temps (et valeur moyenne temporelle) pour des hauteurs choisies par l'opérateur
- à l'écart-type de la fluctuation de la largeur du jet au cours du temps

Cette dernière donnée est notamment nécessaire pour vérifier la stabilité de la largeur du spray lorsque celui-ci est confiné (spraybox) ou non. Pour notre étude, nous avons choisi de suivre l'évolution temporelle de la largeur du spray à trois hauteurs différentes appelées $H1 = 3 \text{ cm}$, $H2 = 5.1 \text{ cm}$ et $H3 = 7.3 \text{ cm}$ (figure 3.18). Ces hauteurs ont été choisies de sorte à les faire correspondre aux dimensions, à la géométrie de la spraybox et à la hauteur de l'axe optique du spectromètre dans le nuage (figure 3.19).

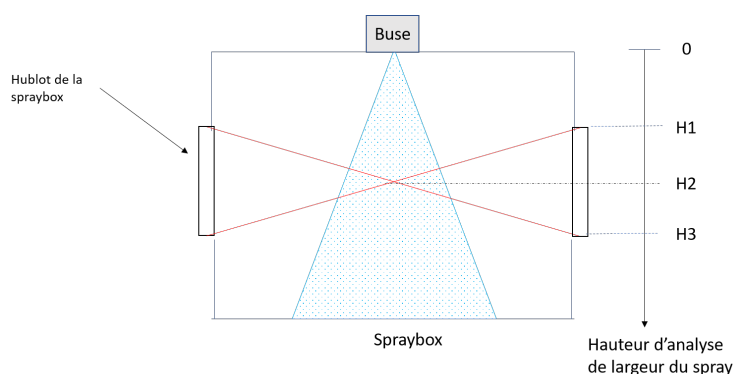


Figure 3.19 – Schéma des hauteurs d'analyse de la largeur du spray dans une configuration d'utilisation d'un spray conique dans le spectromètre.

Ainsi, $H1$ est la hauteur la plus proche de la buse (bord supérieur du hublot), $H2$ est la hauteur intermédiaire qui correspond à celle où le laser du spectromètre traverse le spray, et $H3$ est la hauteur la plus éloignée de la buse (bord inférieur du hublot).

Soulignons toutefois que la hauteur qui présente le plus grand intérêt pour déterminer la largeur du nuage en laboratoire est $H2$, car c'est la hauteur à laquelle la source du

spectromètre converge sur le spray. Les autres largeurs seront analysées afin de caractériser la stabilité de la forme du spray.

Situation b : nébulisation "en situation confinée"

Dans le cas où l'on effectue des mesures de transmission sur un nuage qui occupe tout le volume de la spraybox, la mesure de la largeur du nuage est plus simple puisqu'elle correspondra directement à la longueur de la spraybox soit 22 cm.

Afin de le vérifier toutefois, un banc expérimental permettant de faire passer un faisceau laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$) au centre de la spraybox et des hublots latéraux (dans le sens de la longueur) a été mis en place. L'expérience consiste à filmer l'évolution de la ligne laser au cours de la nébulisation. En effet, au départ, lorsque la spraybox est vide, le laser n'est pas apparent (figure 3.20.a). Mais dès que le faisceau laser rencontre des gouttes d'eau sur son trajet optique, des effets de diffusion aux interfaces gouttes/laser rendent le laser visible (figure 3.20.b à d)).

Les images vidéos sont ensuite traitées à l'aide d'un script Matlab® qui consiste à filtrer la séquence d'image en deux temps : d'abord on ne conserve que la couleur verte de l'image RVB (étape 1), puis cette image est binéarisée afin d'obtenir une image en noir et blanc (étape 2) plus facile à traiter par la suite. À l'étape suivante, l'image est rognée pour se placer à hauteur des hublots (étape 3) puis un seuil de binéarisation est appliqué pour affiner le filtrage et ne conserver que le faisceau du laser (étape 4). De la même manière que pour les cas de la détermination de $L(t)$ sur les sprays libres, ce seuil est optimisé et adapté pour chaque vidéo. Enfin, un comptage des pixels "blanc" sur les images résultantes est réalisé. En soustrayant ce nombre de pixel à ceux présent sur une image de référence (background : visualisation sans spray), ce dernier permet de remonter après conversion, à la largeur du spray (cm) au cours du temps dans la spraybox. Afin de mieux visualiser la démarche, chaque étape citée ci-dessus est illustrée (figure 3.20) sur l'exemple de la buse à $20 \mu\text{m}$ avec le débit et le temps donnés plus haut dans le tableau 3.3.

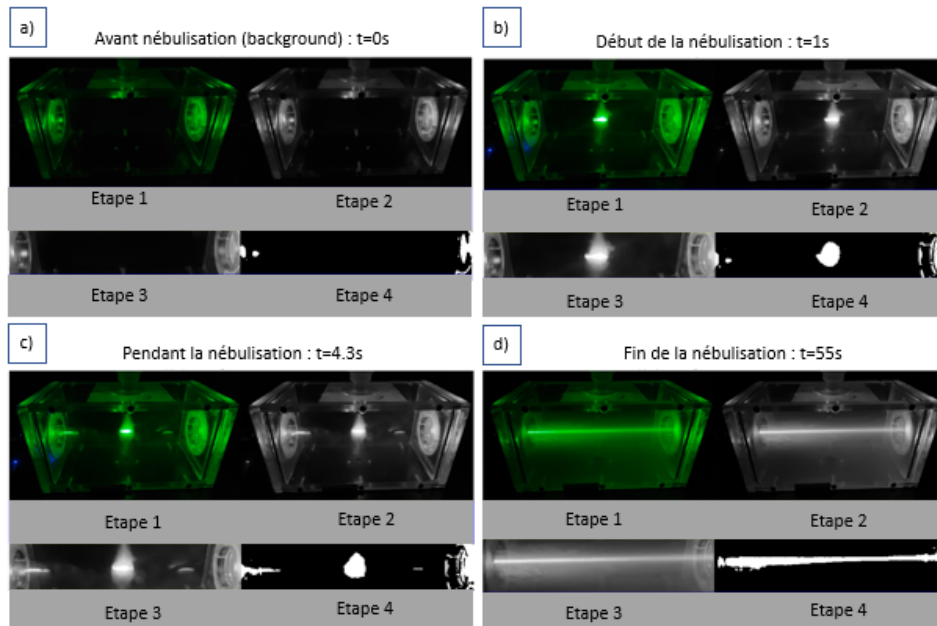


Figure 3.20 – Étapes de traitement d'image appliqué au background (a) puis aux autres images de la séquence vidéo (b, c et d) au cours du remplissage de la spraybox.

La courbe de la figure 3.21, obtenue à l'aide de ces différents traitements, montre l'évolution de la largeur du nuage au cours du temps.

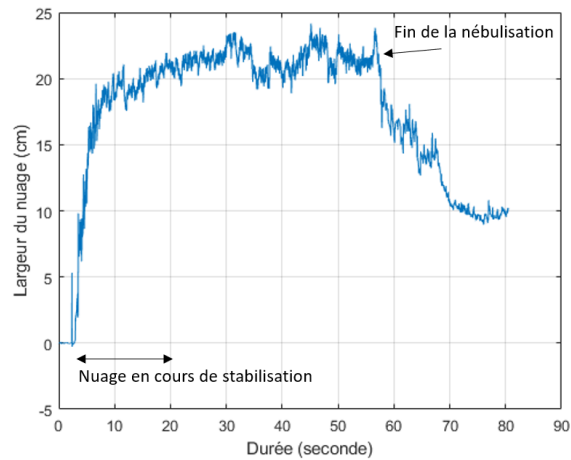


Figure 3.21 – Largeur du spray/buse à $20 \mu m$ (débit : 2.22 mL/min) dans la spraybox au cours du temps.

Ce graphique met en évidence qu'une fois que le nuage est établi dans la spraybox, ce dernier occupe bien toute la longueur de celle-ci. On a donc bien $L = 22 \text{ cm} = L_{\text{spraybox}}$. Cette vérification a été faite pour toutes les buses de TEKCELEO dans les différentes configurations d'utilisation présentées dans ce manuscrit. Comme nous l'avons montré, les sprays générés en laboratoire sont quasi-statiques. De ce fait, pour notre étude, la largeur L des sprays sera donc considérée comme indépendante du temps dès lors que le nuage est stabilisé.

La section suivante montre les résultats de largeur de spray obtenus pour les différentes buses.

(2.2.2) Résultats des visualisations

Situation a : spray conique

Ici, nous traitons d'abord le cas où le spray est en forme de cône. Dans un premier temps, les largeurs moyennes (moyenne temporelle) de différents sprays ont été déterminées à trois hauteurs des nébulisations. Pour des raisons de lisibilité, les résultats des largeurs moyennes L_1 , L_2 et L_3 respectivement associés aux hauteurs $H1$, $H2$ et $H3$, sont résumés dans le tableau 3.4 ci-dessous pour la buse que nous avons sélectionnée (IKEUCHI, $R = 130 \mu m$). Pour avoir une idée de la stabilité des largeurs au cours du temps, ce tableau recense également les écarts-types observés sur chaque largeur de spray mesurée à partir de 1140 images. Les compléments de dépouillements sur les autres buses IKEUCHI qui n'ont pas été conservées pour notre étude sont renvoyés dans l'annexe E. La démarche de caractérisation pour les obtenir est sensiblement la même que celle présentée ci-dessus pour la buse à $130 \mu m$.

Buse	L1 (cm)	L2 (cm)	L3 (cm)	Écart type L1 (%)	Écart type L2 (%)	Écart type L3 (%)
$130 \mu m$	4.04	5.20	6.78	4.99	7.90	10.47

Table 3.4 – Largeurs de spray de la buse d'IKEUCHI à $130 \mu m$ nébulisé en situation libre.

À première vue, d'après ces premiers résultats, deux observations peuvent être mises en avant. Assez intuitivement, plus on s'éloigne de la sortie de la buse, plus le spray est large. On retrouve donc bien l'aspect conique des nébulisations issues de ces buses. Par ailleurs, plus on se rapproche de la base de la buse, plus la largeur du spray est stable dans le temps (écart-type faible). Par exemple pour la buse à $130\ \mu m$, à la hauteur $H1$, l'écart-type de la largeur du jet ($L1$) est 2.1 fois plus petit que celle ($L3$) à la hauteur $H3$. L'écart-type à mi-hauteur ($H2$) étant tolérable (inférieur à 8%). Cette première analyse montre que lorsque le spray est généré en situation "libre", la zone du nuage (entre $H1$ et $H3$) sur laquelle nous serons amenés à travailler est relativement stable. Dans cette configuration, **nous pouvons donc bien supposer dans un premier temps que L est indépendante du temps.**

Cependant, pour sélectionner les buses qui serviront de cas de référence, il a été nécessaire de vérifier que cela est toujours vrai en condition d'essai réel (figure 3.12), c'est-à-dire lorsque le spray est utilisé dans la spraybox. En effet, il serait légitime de se demander si des recirculations éventuelles du jet sur le fond de la spraybox pourraient perturber le spray et notamment sa largeur. Pour cette raison, dans un second temps, l'analyse précédente a été reconduite en vaporisant cette fois-ci le spray dans la spraybox. Les résultats obtenus pour la buse à $130\ \mu m$ sont synthétisés dans le tableau 3.5. Les résultats de largeur de spray correspondant aux autres buses d'IKEUCHI non conservées pour cette étude sont présentés à l'annexe E.

Buse	L1 (cm)	L2 (cm)	L3 (cm)	Écart type L1 (%)	Écart type L2 (%)	Écart type L3 (%)
$130\ \mu m$	3.30	4.07	5.81	8.32	12.75	27.95

Table 3.5 – Largeurs de spray de la buse d'IKEUCHI à $130\ \mu m$ nébulisé dans la spraybox.

D'après le tableau 3.5, la largeur $L1$ de spray de la buse conique est peu impactée ($\sim 8\%$) par la présence de la spraybox : on retrouve quasiment les mêmes mesures de $L1$ référencées dans le tableau 3.4. En revanche, on observe des fluctuations temporelles de largeur du sprays croissantes jusqu'à 28% pour les hauteurs $H2$ et $H3$ qui sont plus ou moins importantes. Ce constat se retrouve également sur les autres buses d'IKEUCHI.

Pour la buse à $130\ \mu m$ par exemple, la largeur moyenne à mi-hauteur ($L2 = 4.07\ cm$) avec utilisation de la spraybox est équivalente à celle qui a été mesurée lorsque le spray est en air libre ($L2 = 4.1\ cm$). La largeur moyenne de cette nébulisation à mi-hauteur n'est donc pas influencée par la présence de la spraybox. Cependant, l'analyse temporelle indique un écart-type qui, lui, est quasiment doublé par rapport à l'écart-type de $L2$ du spray non confiné. Cela est dû à la présence de recirculation du spray dans le fond de la spraybox (rebonds des gouttes) qui perturbe la largeur du spray sur le bas du cône. Parmi l'ensemble des buses de grandes tailles de gouttes à disposition, **la buse à $130\ \mu m$ reste toutefois celle qui présente la fluctuation temporelle de $L2$ la plus faible et acceptable. C'est pourquoi dans un premier temps, nous avons conservé cette dernière mais pas les autres.**

N-B : Ce protocole d'analyse des dimensions du spray est le même lorsque l'on travaille au tout début de la nébulisation des buses de TEKCELEO - c'est-à-dire lorsque le spray à encore sa forme conique avant de s'étendre dans la spraybox.

Situation b : nuage occupant toute la largeur de la spraybox

Toutefois, dans le cas où l'on utilise les nébuleurs de TEKCELEO de sorte à ce que le nuage généré occupe de façon homogène tout le volume de la spraybox, la mesure de L est simplifiée puisqu'elle correspond directement à la largeur de la spraybox (22 cm) comme nous l'avons vu plus haut.

La donnée de temps de nébulisation est un paramètre important. En effet, elle doit être choisie de sorte que ce que la largeur du spray à hauteur du faisceau optique ne soit pas modifiée par un effet de recirculation de spray, une hétérogénéité du nuage ou encore des recirculations venant déposer des gouttes sur les hublots latéraux en ZnSe. Ces phénomènes parasitant les acquisitions à la hauteur où on l'on effectue la mesure dans le spray ($H2$).

La figure 3.20 à $t=4.3$ s, illustre le remplissage de la spraybox, notamment l'étalement de la ligne du laser d'abord sous la buse (centre de la spraybox), puis au niveau des bords de la spraybox avant de former une ligne continue : ce sont les effets de recirculation au cours de la formation du nuage.

Afin de caractériser plus précisément le remplissage de la spraybox, et donc connaître plus exactement le volume réel occupé par le nuage (donnée nécessaire pour calculer la concentration de référence du nuage), nous avons mis en place un banc expérimental similaire à celui présenté pour mesurer la largeur du nuage dans la spraybox avec un laser vert. La différence ici, est que l'on utilise une nappe laser rouge ($\lambda = 635 \text{ nm}$) verticale pour visualiser la hauteur du nuage dans la spraybox. Le changement de longueur d'onde ayant été motivé ici, par la disponibilité du matériel et l'obtention d'un meilleur contraste possible (éclairage plus puissant : 30 mW). À l'aide d'un script, le traitement de données des images permet de remonter au taux de remplissage (%) de la spraybox au cours du temps. À titre d'exemple, la figure 3.22 montre le traitement d'image réalisé sur la buse à $5 \mu\text{m}$ avec un débit de 0.995 mL/min.

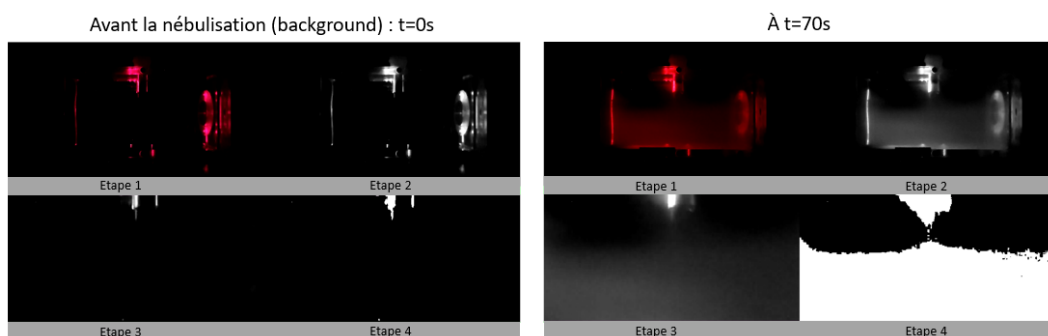


Figure 3.22 – Exemple de traitement d'image pour caractériser le remplissage de la spraybox au cours du temps. Buse : $5 \mu\text{m}$, débit : 0.995 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.

En faisant cette analyse au cours du temps, le taux de remplissage de la spraybox peut être obtenu pour chaque configuration d'essai. Ici, pour notre exemple, la courbe de taux de remplissage est donnée sur la figure 3.23.

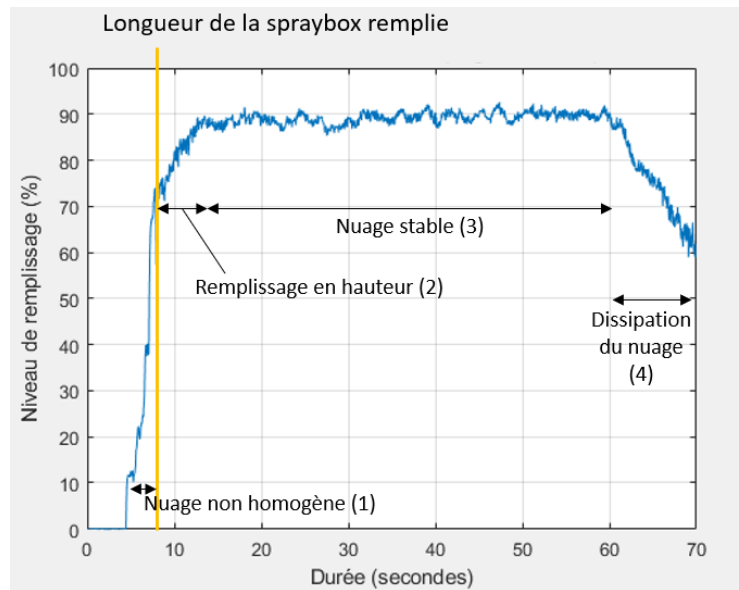


Figure 3.23 – Taux de remplissage de la spraybox au cours du temps. Buse : $5\mu\text{m}$, débit : 0.995 mL/min , durée de nébulisation : 60s .

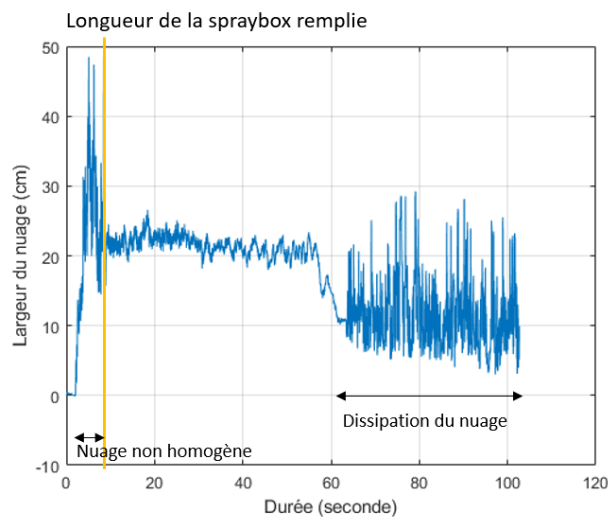


Figure 3.24 – Largeur du nuage dans la spraybox au cours du temps. Buse : $5\mu\text{m}$, débit : 0.995 mL/min , durée de nébulisation : 60 s .

Si l'on met ce résultat en parallèle avec la largeur du nuage au cours du temps (figure 3.24), nous pouvons mettre en évidence l'existence de 4 régimes de nébulisation indexés de 1 à 4 sur la figure 3.23 :

- Phase préliminaire : spray de forme conique (début de la nébulisation)/ Méthodologie pour déterminer L : cf. "situation a".
- Régime 1 : étalement du spray dans le volume de façon hétérogène/ L non précis. Nous ne nous placerons pas dans ce régime.
- Régime 2 : remplissage de la spraybox en hauteur. $L = L_{\text{spraybox}} = 22\text{ cm}$.
- Régime 3 : nuage homogène occupant le maximum du volume de la spraybox, $L = L_{\text{spraybox}} = 22\text{ cm}$. Régime de densification que l'on cherche à atteindre pour calculer la concentration facilement (volume occupé par le nuage quantifiable)

- Régime 4 : fin de la nébulisation, dissipation du nuage dans la spraybox.
 Pour illustrer ces 4 régimes, la figure 3.25 montre le remplissage de la spraybox au cours du temps sur l'exemple de la buse à $5 \mu m$ (débit : 0.995 mL/min).

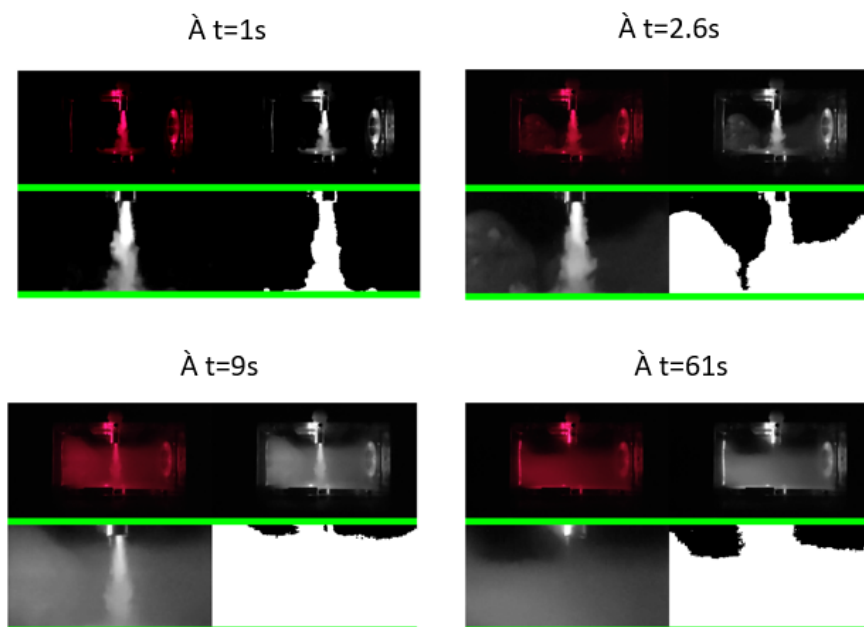


Figure 3.25 – Visualisation de la dispersion du nuage dans la spraybox au cours du temps. Buse : $5 \mu m$, débit : 0.995 mL/min , durée de nébulisation : 60 s .

À partir de la visualisation du spray et du suivi temporel de la transmission au cours du temps, nous avons donc pu déterminer la fenêtre temporelle d'utilisation des sprays de références sur laquelle les sprays sont stables et homogènes sans saturer les hublots latéraux (dépôt de gouttes parasites). Elles sont référencées dans le tableau 3.6 ci-dessous. **Pour tous les cas de références mentionnés et sur les plages temporelles indiquées dans le tableau 3.6, la largeur des sprays est $L = L_{\text{spraybox}} = 22 \text{ cm}$.**

Buse	$5 \mu m$ (0.995 mL/min)	$5 \mu m$ (0.657 mL/min)	$20 \mu m$ (2.22 mL/min)	$50 \mu m$ (5.36 mL/min)
Fenêtre temporelle (s)	[28-58]	[20-48]	[24-50]	[15-58]

Table 3.6 – Fenêtre temporelle d'utilisation des sprays de références.

3.2.2.2 Concentration des sprays

Un autre point important à caractériser sur nos sprays est la valeur de la concentration C , qui intervient comme donnée d'entrée dans le code du modèle direct pour générer le vecteur V , utile pour la validation du fonctionnement du code sur des données expérimentales. Selon la configuration du spray (en cône ou dans un volume fini connu), la démarche pour déterminer la valeur de C est différente. On distingue les deux situations ci-dessous.

Situation a : spray conique

Dans le cas où la forme du spray est conique, en supposant que la concentration est homogène, nous travaillons sur un tronc du cône du spray à partir de données géométriques du montage de la spraybox dans le spectromètre (figure 3.26).

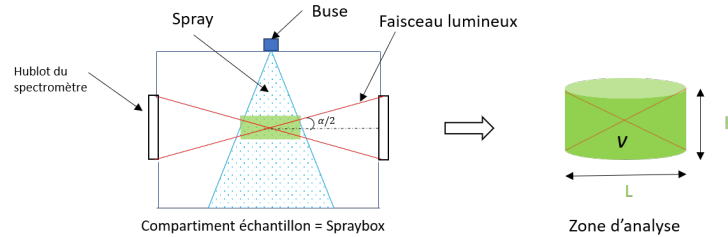


Figure 3.26 – Schéma d'un spray conique dans le compartiment échantillon du spectromètre et zone d'analyse pour l'évaluation de la concentration du spray.

La hauteur de ce tronc assimilé à un cylindre de volume v , de hauteur h et de diamètre L , est définie par la largeur du faisceau du spectromètre interceptant le spray. Son diamètre lui, correspond à la largeur L du spray qui est déterminée par la méthode détaillée plus haut (filtrage d'image). Pour évaluer C , il y a 4 étapes à suivre :

- 1) déterminer h en m
- 2) déterminer la masse d'eau dans le volume v en kg
- 3) déterminer le nombre de gouttes correspondant à cette masse (hypothèse de monodispersion pour la plupart des buses utilisées)
- 4) convertir ce nombre de gouttes en nombre de gouttes par unité de volume

Étape 1 : Pour déterminer h , aidons nous du schéma de la figure 3.27 qui reprend la configuration présentée sur la figure 3.26 mais avec une approche purement géométrique.

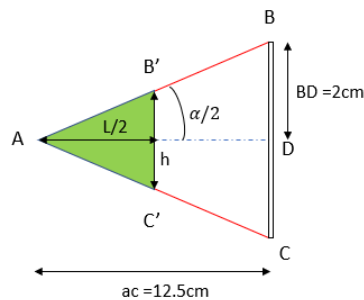


Figure 3.27 – Schéma géométrique de la zone d'analyse pour l'estimation de la concentration du spray.

On obtient l'expression de h donnée à l'équation 3.3 (triangles \hat{ABC} et $\hat{AB'C'}$)

$$h = \frac{BD * 2 * L/2}{ac} \quad (3.3)$$

Ainsi pour un spray de largeur $L = 4.07 \text{ cm}$ comme c'est le cas pour la buse d'IKEUCHI à $130 \mu m$, on aura $h = 6.5 * 10^{-3} m$.

Étape 2 : À l'aide de la vitesse des gouttes v_g mesurée avec une caméra infrarouge (source : corps noir plan) en suivant 4 gouttes sur une visualisation du front du spray ou, lorsque la résolution spatiale n'est pas suffisante pour bien distinguer une goutte et son mouvement, en approximant la vitesse des gouttes à celle du front de nébulisation, on peut exprimer le temps Δt mis par les gouttes pour traverser la volume v . Son expression est donnée à l'équation 3.4

$$\Delta t = \frac{h}{v_g} \quad (3.4)$$

La masse d'eau effective présente dans la volume v est donc donnée à l'équation 3.5

$$m_{eff} = D_m * \Delta t = \frac{D_m}{h/v_g} \quad (3.5)$$

où D_m est le débit massique du spray (masse de liquide nébulisé par unité de temps). Lorsque l'on ne dispose pas des données de débit des buses comme c'est le cas pour les buses d'IKEUCHI, cette donnée est mesurée en pesant la masse d'eau nébulisée durant un laps de temps chronométré. On suppose alors que la vitesse d'éjection du spray est constante au cours du temps. Pour les buses de TEKCELEO, l'interface de commande qui leur est associée offre la possibilité de régler différents paramètres dont le débit volumique. Pour ce type de nébuliseur, il est donc possible de connaître D_m directement par simple conversion du débit volumique en débit massique.

Étape 3 : Pour déterminer le nombre de gouttes N_g équivalent à la masse d'eau m_{eff} , nous utilisons la donnée sur le diamètre des gouttes D et la masse volumique ρ de l'eau pour exprimer m_{eff} différemment avec l'hypothèse de monodispersion. On a alors N_g (équation 3.6)

$$N_g = \frac{m_{eff}}{\rho \frac{D^3}{6} \pi} \quad (3.6)$$

Pour la buse à 130 μm , l'application numérique donne $N_g = 228$.

Étape 4 : La dernière étape consiste à convertir ce nombre de gouttes présent dans le volume v en nombre de goutte par unité de volume. Pour cela, il suffit de diviser N_g par le volume v dont l'expression est donnée à l'équation 3.7.

$$v = \pi * \left(\frac{L}{2}\right)^2 * h \quad (3.7)$$

À titre d'exemple, l'application numérique pour la buse à 130 μm donne $C = N_g/v = 1.0982 * 10^6 \text{ part}/m^3$.

Situation b : spray dans un volume fini

Dans le cas où le spray occupe un volume fini connu, en l'occurrence celui de la spraybox, la démarche est légèrement différente et comporte trois étapes :

- 1) déterminer le volume d'eau v_{eau} présent dans la spraybox
- 2) déterminer le nombre de gouttes présent dans la spraybox
- 3) déterminer nombre de gouttes par unité de volume

Étape 1 : À partir de la durée de nébulisation et du débit volumique - qui sont connus puisque réglés sur l'interface de commande des buses TEKCELEO - le volume d'eau généré par le spray dans la spraybox est déduit. Par exemple, pour un débit de 0.8 mL/min sur une

buse à $5 \mu m$ de diamètre et une nébulisation de 60 s, on aura $v_{eau} = 0.8 mL$ soit $0.8 \cdot 10^{-6} m^3$.

Étape 2 : Le nombre de gouttes N_g présent dans le volume de la spraybox est ensuite déterminé. Pour cela, on utilise la définition du volume d'une goutte sphérique V_{goutte} en fonction de son diamètre D en supposant les gouttes monodispersées. On a alors l'équation 3.8

$$N_g = \frac{v_{eau}}{V_{goutte}} = \frac{v_{eau}}{\Pi * \frac{D^3}{6}} \quad (3.8)$$

À titre d'exemple, pour la buse à $5 \mu m$ l'application numérique conduit à $N_g = 1.2223 \cdot 10^{10}$.

Étape 3 : Enfin, si l'on considère que le spray est homogène et remplit toute la spraybox de volume v_{box} alors la concentration en gouttes par m^3 s'obtient via l'expression de l'équation 3.9.

$$C = \frac{N_g}{v_{box}} \quad (3.9)$$

La spraybox ayant pour dimension $L = 22 cm$ et $largeur = hauteur = 10.5 cm$, on a $v_{box} = 0.002205 m^3$. Ainsi, pour un nuage dont les gouttes font $5 \mu m$ de diamètre, on aura alors $C = 5.54 \cdot 10^{12} part/m^3$.

N-B : En estimant le volume occupé par le nuage au cours du temps à l'aide d'une analyse du taux de remplissage, il est possible d'estimer la concentration du nuage au cours du temps en utilisant la formule de l'équation 3.9 mais en remplaçant v_{box} par le volume du nuage au cours du temps. À titre d'exemple la figure 3.28 montre l'évolution temporelle de la concentration pour la buse à $5 \mu m$ avec un débit de $0.995 mL/min$. On retrouve ici, un régime instable au début de la nébulisation puis le régime de remplissage de la spraybox. Ici, puisqu'il est difficile de connaître précisément N_g après l'arrêt de la nébulisation (cinétique de dissipation du nuage), nous avons fait l'hypothèse qu'il n'y a plus de gouttes présentes dans la spraybox à la fin de la nébulisation (60 s). Toutefois, cela n'impacte pas nos calculs de concentration de référence car nous faisons nos mesures sur la plage temporelle de remplissage de la spraybox en hauteur, c'est-à-dire là où la largeur du nuage est stable.

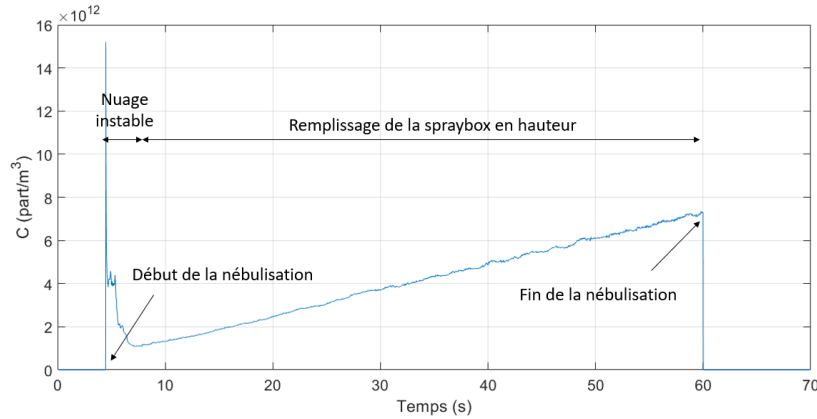


Figure 3.28 – Évolution de la concentration au cours du temps de la buse à $5 \mu m$ avec un débit de $0.995 mL/min$ (spray confiné).

Les méthodologies pour obtenir les concentrations des sprays, quelle que soit la configuration (cône ou dans un volume fini), ayant été données, les valeurs de concentration des buses dans nos conditions d'essai peuvent être calculées. Le paragraphe suivant aborde, la caractérisation granulométrique des sprays issues de nos différentes buses afin de constituer un ensemble de

situations de référence. Il se terminera par une synthèse globale des propriétés des sprays retenus pour les tests d'inversion (tableau 3.8).

3.2.2.3 Granulométrie de référence

Pour pouvoir valider la méthode de mesure par inversion de données d'extinction, il est nécessaire de disposer d'une méthode de référence en parallèle qui permette de mesurer la taille de gouttes des cas de référence. Cela permettra de s'assurer de la justesse de nos mesures. Nous avons pour cela choisi de travailler avec un granulomètre laser disponible au laboratoire : le spraytech de marque Malvern Panalytical. Pour rappel, le principe de fonctionnement de cet appareil est donné au chapitre 1 (partie 1.4.2.3). Ce granulomètre permet de déterminer jusqu'à 20 classes de taille de particules. Le montage expérimental est présenté dans ce qui suit.

(2.2.1) Dispositif de mesure

La figure 3.29 illustre le banc expérimental mis en place pour mesurer la granulométrie de référence de nos sprays en laboratoire.

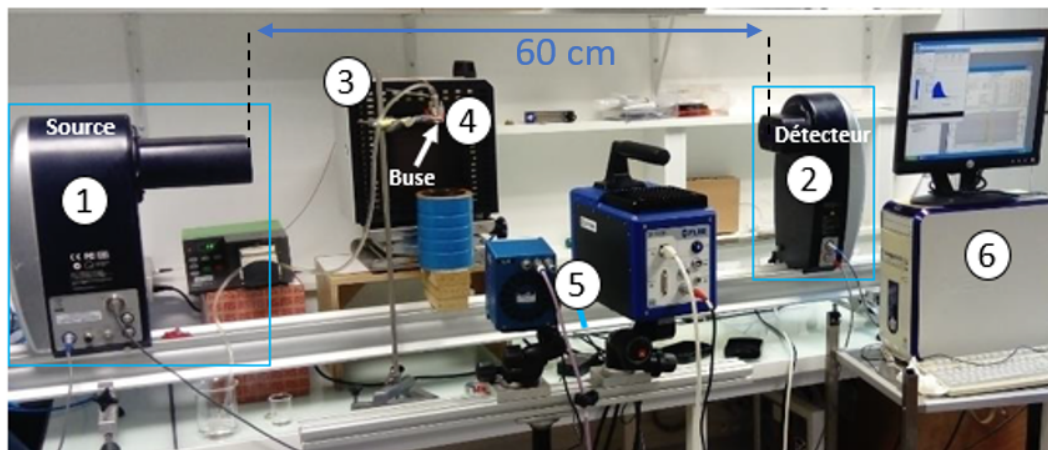


Figure 3.29 – Présentation du montage d'utilisation du spraytech sur nos buses de références.

Sur la figure 3.29, on distingue :

- 1) la source de lumière du spraytech (émetteur infrarouge : $\lambda = 632.8 \text{ nm}$)
- 2) le détecteur de celui-ci placé en regard.
- 3) le corps noir plan chauffé à 250° C et placé derrière le spray pour les visualisations (cf. ce qui a été présenté plus haut)
- 4) le générateur de spray ou la buse
- 5) les caméras destinées aux observations (mesure de champ)
- 6) le PC d'acquisition du spraytech permettant le tracé des granulométries de référence.

(2.2.2) Résultats

À titre d'exemple la figure 3.30 montre la répartition granulométrique obtenue pour la buse de diamètre moyen $260 \mu\text{m}$ avec le spraytech (niveau de transmission $>10\%$).

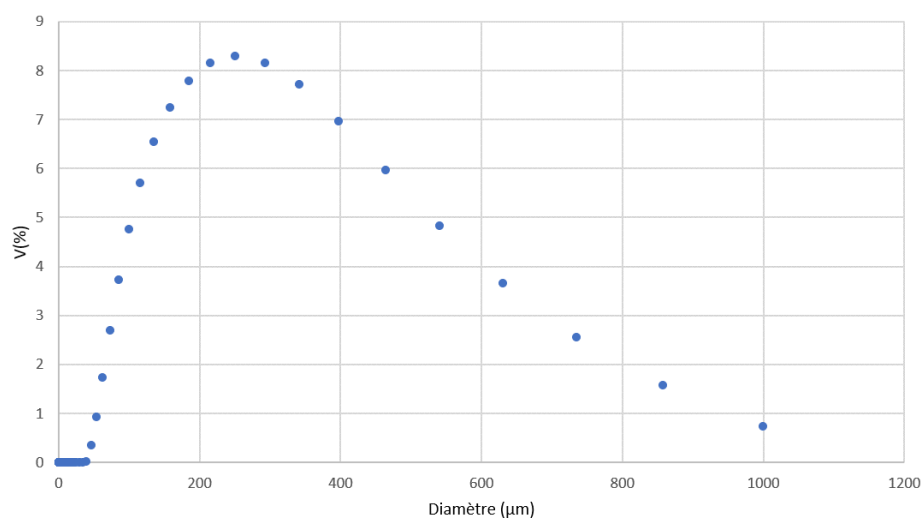


Figure 3.30 – Granulométrie de référence de la buse de rayon moyen $130 \mu m$ obtenu par le spraytech.

À partir de ce type de données, il est possible d'analyser finement la granulométrie d'un spray et d'en retirer un certain nombre de grandeurs. Le tableau 3.7 ci-dessous résume les caractéristiques granulométriques des buses de références (utilisées dans ce chapitre) en diamètre volumique Dv_{10} , Dv_{50} , Dv_{90} , $D_{4,3}$ et en $D_{3,2}$.

Buse	$5 \mu m$ (0.995 mL/min)	$5 \mu m$ (0.657 mL/min)	$20 \mu m$ (2.22 mL/min)	$50 \mu m$ (5.36 mL/min)	$260 \mu m$ (70 mL/min)
Dv_{10}	5.48	5.41	9.87	18.24	87.51
Dv_{50}	6.31	5.86	7.36	31.72	217.10
Dv_{90}	687.35	91.76	618.47	56.86	513.75
$D_{4,3}$	223.70	32.68	166.36	35.63	264.64
$D_{3,2}$	8.25	7.88	11.81	40.15	264.64

Table 3.7 – Granulométrie (μm) de références des sprays de références.

Ici, la surestimation des diamètres des gouttes par rapport aux données du fournisseur pour les buses de Tekceleo s'explique par le fait que le spraytech rencontre des difficultés, du fait de la forme conique du spray et leur forte densité, à distinguer des gouttes se trouvant dans le même plan et très proches ou dans deux plans différents mais avec leurs diamètres respectifs qui se superposent en partie pour former une goutte de taille intermédiaire et supérieure à celle de la "goutte de référence". En effet, pour le granulomètre, une superposition de gouttes peut être interprétée comme une goutte de plus grosse taille. Ce qui explique pourquoi les Dv_{90} sont amplifiés par rapport à la réalité.

De plus, on observe également une différence des tailles de gouttes moyenne (Dv_{50}) entre les données du constructeur et les données du spraytech. Il y a trois explications possibles : l'une, les mesures de granulométrie fournies par le constructeur correspondent aux données en sortie directe des buses alors que nos mesures ont été réalisées plus loin dans le spray.

L'autre explication possible est que les résultats des granulométries de référence indiquées ici, correspondent au cas d'une utilisation confinée du spray dans la spraybox et non en air libre (condition de test du constructeur). Et enfin, l'autre explication possible est que l'on a utilisé de l'eau distillée pour nébuliser le spray et selon le constructeur des buses, ce liquide a tendance à condenser sur la membrane vibrante des nébuliseurs créant ainsi de plus grosses particules. Empiriquement, cet effet s'estompe à mesure que les trous dans la membrane sont de tailles plus élevées.

SYNTHÈSE

Pour résumer l'ensemble des caractéristiques des sprays utilisés au cours de cette étude, le tableau 3.8 synthétise les propriétés des sprays (taille, granulométrie de référence, L , C) selon les différentes configurations d'essais retenues.

Taille des buses * (μm) et débit	Granulométrie de référence (μm)	Largeur du spray (cm)	Concentration de référence ($part/m^3$)
5 ± 0.5 (débit :0.995 mL/min)	$r_{3,2} = 4.13$	22	$3.17 * 10^{12}$
5 ± 0.5 (débit :0.657 mL/min)	$r_{3,2} = 3.94$	22	$3.27 * 10^{12}$
20 ± 3 (débit :2.22 mL/min)	$r_{3,2} = 5.90$	22	$1.43 * 10^{11}$
50 ± 4 (débit :5.36 mL/min)	$r_{3,2} = 20.08$	22	$6.08 * 10^{10}$
260 ± 10 (débit :70 mL/min)	$r_{3,2} = 154.27$	4	$1.1 * 10^6$

Table 3.8 – Résumé des propriétés des sprays de références en configuration confinée.
(*): donnée fournisseur

Les données de "granulométrie de référence" correspondent aux mesures réalisées in situ avec le spraytech. Celles indiquées par le fournisseur sont référencées dans la première colonne du tableau 3.8.

3.3 Présentation du dispositif d'acquisition de données spectrométriques en transmission

3.3.1 Présentation du spectromètre

Comme cela a été évoqué plus haut, l'utilisation d'un spectromètre offre la possibilité de balayer à lui seul les trois bandes infrarouges (bandes I, II et III) de détection des caméras classiquement présentes sur le marché. Pour faire le lien entre la haute résolution spectrale du spectromètre IRTF Vertex 70 que nous utilisons et les mesures avec caméra (chapitre 4), la figure 3.31 résume les bandes spectrales accessibles par nos capteurs à disposition.

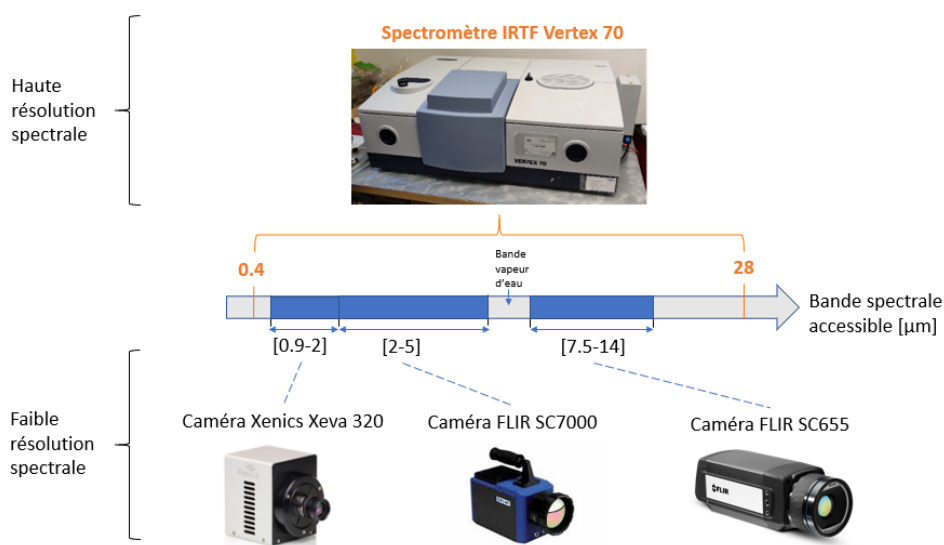


Figure 3.31 – Bande spectrale accessible selon l'instrument de mesure.

En réduisant la plage spectrale de travail du spectromètre, couvrant quant à lui, la plage $[0,4-28] \mu m$, il sera possible alors de se placer, par exemple, sur l'une des plages spectrales des caméras IR présentées sur la figure 3.31. Ainsi pour recouvrir la majeure partie de la gamme spectrale de détection du spectromètre, les mesures de transmission peuvent être réalisées à partir de 3 types de caméras opérant sur des gammes de longueurs d'ondes complémentaires (Caméra BI : Xenics Xeva 320, caméra BII : FLIR SC7000 et caméra en BIII : FLIR SC655). Pour chacun de ces capteurs, les mesures de transmission sont intégrées. De ce fait, chaque caméra ne donne accès qu'à une seule valeur de transmission (avec la possibilité d'avoir un suivi temporel de cette valeur). Toutefois, ces capteurs peuvent être équipés de quelques filtres spectraux permettant d'obtenir quelques valeurs quasi-monochromatiques de la transmission. Les caméras fourniront donc une approche "pauvre" sur une gamme spectrale : on pourra s'attendre à seulement une valeur de "rayon effectif" de gouttes si l'on n'utilise pas de filtre, ou au mieux 2 ou 3 classes de rayon en utilisant des filtres. Alors que le spectromètre sera notre moyen expérimental "dense" qui servira de référence pour valider les granulométries obtenues, et guidera le choix pour les caméras et filtres possibles. Pour information, les caméras permettent de faire une mesure de champ de transmission - ce que ne permet pas le spectromètre, car celui-ci fait des mesures "ponctuelles".

De par la haute résolution spectrale du spectromètre, il sera possible de déterminer les plages de longueurs d'ondes optimales de travail. Par "optimale" il faut entendre, gamme pour laquelle on a à la fois des niveaux de transmission détectables et avec suffisamment de variations spectrales (sensibilité spectrale). Ces deux aspects étant motivés par le fait que, rappelons-le, on cherche numériquement à avoir dans le système matriciel (équation 2.10), des lignes non-équivalentes (chapitre 2) sans quoi, le système ne sera pas assez densifié.

Pour résumer, outre le fait que **cet instrument nous permet de densifier notre système de mesure** par l'obtention d'un spectre entier de transmission, **celui-ci nous permettra de choisir la bonne gamme de détection - ce qui conditionnera aussi le choix du détecteur pour la méthode d'extinction avec caméra**. L'utilisation d'un **spectromètre comme instrument de mesure de référence** pour valider notre code sur la plus grande plage de longueurs d'ondes accessible expérimentalement, est donc parfaitement bien indiqué dans notre cas.

3.3.1.1 Matériel

Le spectromètre qui a été utilisé pour réaliser les mesures de transmission de référence est le spectromètre **IRTF** (Infrarouge à Transformée de Fourier) "Vertex 70" fabriqué par l'entreprise Bruker (figure 3.32) et est piloté par le logiciel OPUS.

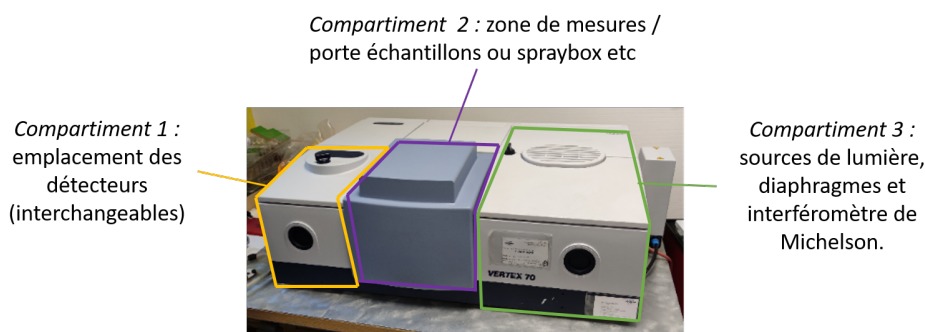


Figure 3.32 – Présentation du spectromètre IRTF Vertex 70 de Bruker.

Le Vertex 70 est composé de 3 compartiments : un bloc pour le choix de la source de rayonnement, un compartiment échantillon et un bloc de détection (figure 3.32). Comme dit précédemment, cet appareil présente l'intérêt de pouvoir couvrir une large gamme de longueurs d'ondes de mesure. Avec le Vertex 70, nous avons à notre disposition 3 détecteurs sur des gammes de détections complémentaires : une photodiode Si ($[0,4 - 1,1] \mu m$), une photodiode InGaAs ($[0,9 - 2] \mu m$) et un détecteur pyroélectrique de type DLaTGS ($[1.5 - 28] \mu m$). Ce modèle est également équipé de deux lames séparatrices interchangeables (composant fondamental de l'interféromètre de Michelson) : séparatrice Quartz ($[0,4 - 2] \mu m$) et la séparatrice KBr ($[1.5 - 28] \mu m$).

Pour pouvoir faire des mesures de transmission avec cet appareil, il faut procéder à une première mesure de référence $I_0(\lambda)$ ou "blanc" (c'est-à-dire avec le compartiment porte échantillon vide). Puis, il faut répéter la mesure après avoir placé l'échantillon dans le compartiment prévu à cet effet afin d'obtenir $I(\lambda)$ (figure 3.32). Ces deux mesures vont permettre de faire le rapport des intensités (équation 1.4) pour obtenir in fine, la transmission en fonction de la longueur d'onde. Mathématiquement, cette transmission se matérialise par un vecteur colonne de N éléments (pour N longueurs d'ondes de mesure). Pour faire le lien avec le code d'inversion, on rappelle que ce vecteur de transmission τ sera transformé en un vecteur T_{exp} qui sert de donnée d'entrée à notre algorithme. Le passage de τ à T_{exp} se fait à l'aide de l'équation 3.10 qui reprend la définition des observables du problème donné au chapitre 2.

$$T_{exp} = \frac{-\ln(\tau)}{\pi L} \quad (3.10)$$

N-B : l'unité de base des longueurs d'ondes du spectromètre est souvent le nombre d'onde (ν) en cm^{-1} . Le pas des longueurs d'ondes est donc constant en cm^{-1} seulement. Pour passer des cm^{-1} aux longueurs d'ondes en μm , on effectue cette conversion : $\lambda = 10000/\nu$.

Avant de commencer une mesure, il est nécessaire de paramétrer le logiciel d'acquisition OPUS en indiquant le choix de la source, de la séparatrice (conditionnant la plage spectrale), de la taille de faisceau (conditionnant l'amplitude du signal), de la gamme spectrale et d'autres paramètres d'acquisition (nombre de spectres, répétitions des mesures, etc.). Une fois que le logiciel est correctement paramétré, il ne reste plus qu'à lancer l'acquisition et la

nébulisation. Toutefois, la phase de paramétrisation des consignes d'acquisition est délicate de par les limitations techniques du spectromètre Vertex 70, notamment en termes de fréquence d'acquisition pour nos expérimentations.

3.3.1.2 Mode d'acquisition et limites techniques

Le spectromètre [IRTF](#) Vertex 70 est doté de deux modes d'acquisition : un mode "normal" et un mode "temporel", qui comme son nom l'indique, permet de suivre l'évolution d'un spectre de données au cours du temps.

En fonctionnement normal du spectromètre, le spectre délivré est en réalité une moyenne réalisée sur un nombre de spectres préalablement paramétré. Ce nombre peut varier de 1 à 50 (pour notre étude). Le mode temporel permet de répéter dans le temps la configuration du mode normal. Lorsque l'on cherche à faire l'acquisition de spectres, il est important de tenir compte des facteurs limitant des configurations d'essais (durée du phénomène, vitesse d'acquisition). Compte tenu de la durée maximale exploitable d'utilisation du spray (partie [3.6](#)) et de la vitesse limite d'échantillonnage du spectromètre (conditionnée par la résolution spectrale choisie), nous avons choisi de travailler en mode temporel sans moyennage temporel de spectre pour maximiser la fréquence d'acquisition et couvrir la plage temporelle de stabilité du spray. Nous verrons plus loin si ce choix d'acquisition a un impact sur le bruit de mesure.

Des tests utilisant le mode temporel du spectromètre ont permis de montrer qu'en moyenne, l'appareil met environ 1.5 s pour restituer un spectre de transmission entre 370 et 7500 cm^{-1} lorsque la résolution spectrale est respectivement de 16 cm^{-1} et 8 cm^{-1} (tableau [3.9](#)).

Résolution spectrale (cm^{-1})	Durée de restitution d'un spectre (s)	Temps d'acquisition minimal (s)
8	1.6	96
16	1.5	90
32	1.4	84

Table 3.9 – Tableau récapitulatif des performances du spectromètre Vertex 70 sur [370-7500] cm^{-1} et le temps minimal d'acquisition pour acquérir 60 spectres (pour couvrir une minute de nébulisation des sprays).

Puisque le délai minimal entre chaque spectre ne peut pas être inférieur à 1 s sur le Vertex 70, le paramètre qui va permettre de maximiser le nombre de spectres - et donc de bien mesurer la transmission au moment où le spray est stable - est le choix de la résolution spectrale. Compte tenu des vitesses limites d'acquisition du spectromètre, il est nécessaire d'imposer une durée minimale d'acquisition (tableau [3.9](#)) adaptée à la résolution choisie. Cela permet de disposer d'un nombre suffisant de spectres couvrant la plage temporelle de stabilité des sprays qui a été abordée plus haut. En ajustant les paramètres de la nébulisation (débit, durée), il est possible de répondre à ce besoin. Par exemple, pour réaliser des mesures sur des phénomènes courts (10 s), il faut privilégier la rapidité des mesures face au nombre de longueurs d'ondes de mesure soit prendre une résolution de 16 cm^{-1} . À l'inverse, pour des sprays stables plus longtemps (30 s), on peut se permettre d'améliorer la résolution spectrale (8 cm^{-1}) tout en conservant un nombre suffisant de spectres exploitables.

Lors du paramétrage le logiciel OPUS, on demande à l'appareil de faire 60 spectres (condition de temps d'acquisition minimal) le plus rapidement possible et l'acquisition est déclenchée juste avant d'amorcer le spray. À la fin de l'enregistrement, il est ensuite nécessaire de trier

les 60 spectres recueillis pour ne conserver que ceux correspondant au moment où le spray est stable (spectre reconnaissable par la superposition de niveaux de transmission minimaux). En moyenne par exemple, pour les nébuleuses ayant un temps "long" de stabilité, il est possible de récupérer 4 spectres sur le **MIR** avec une résolution de 8 cm^{-1} , ce qui est suffisant pour construire le vecteur de transmission nécessaire en donnée d'entrée du code d'inversion.

Par ailleurs, le spectromètre **IRTF** Vertex 70 est capable de restituer un spectre avec une précision (résolution minimale) de 0.6 cm^{-1} . Cette limite ne posera en revanche aucun problème pour notre application, car nous n'irons pas jusqu'à ces niveaux de précision dans nos mesures. La raison principale étant que l'on est, là encore, limité par la fréquence maximale d'acquisition des spectres. En effet, augmenter le nombre de points de mesure pour chaque scan impliquerait un temps de calcul supplémentaire qui diminuerait le nombre de spectres que sera capable de restituer le logiciel dans le temps imparti.

*Ainsi pour résumer, afin d'obtenir un spectre représentatif de l'extinction d'un nuage de gouttes quasi-statique et homogène dans la spraybox, le choix du nombre de points de mesure (i.e N mesures de transmission) doit donc être un compromis entre la richesse de l'information voulue sur la transmission et la vitesse limite d'acquisition du spectromètre. **Concrètement pour notre étude, avec une résolution de 8 cm^{-1} (pas temporel d'acquisition : 1.6 s), 1871 points de mesure sont générés entre 1.3 et 27.3 μm dans le **MIR**, et 3025 points entre 0.6 et 3 μm (**NIR**).***

3.3.2 Caractérisation du bruit de mesure du spectromètre

La description du spectromètre, de ses performances et de ses options d'utilisation ayant été détaillées, la présentation du spectromètre Vertex 70 est ici complétée par une analyse du bruit de mesure de cet appareil. Cela permettra de prendre en compte une valeur de bruit réelle pour le spectromètre car dans la méthode d'inversion, l'écart entre les vecteurs T_{calc} et T_{mes} constitue le premier critère de rejet (ou non) de la solution. Pour rappel, cet écart doit être minimal et ne doit pas dépasser le bruit de mesure expérimental (principe de Morosov) comme il a été vu dans le chapitre 2. En d'autres termes, l'écart entre les transmissions issues de la méthode d'inversion et les transmissions expérimentales ne peut être supérieur au bruit du spectromètre. La caractérisation du bruit de mesure permettra notamment de faire le lien entre le bruit réel de mesure et le bruit fictif (1.5% maximum) simulé dans le chapitre 2.

Pour déterminer le bruit de mesure, un échantillon solide diffusant (nécessaire pour les mesures répétées) a été utilisé : une grille de lait. Cette grille métallique de maille connue, qui sert ici d'atténuateur calibré, présente l'avantage d'avoir une transmission assez plate autour de $\sim 30\%$ (c'est-à-dire à peu près en milieu de gamme utile, la transmission pouvant se situer entre 10 et 70 % par exemple) sur une large plage spectrale. Une fois l'échantillon placé dans le compartiment prévu à cet effet, nous avons procédé aux mesures de transmission selon le protocole décrit précédemment avec les 3 détecteurs. Ne seront présentés ici que les résultats sur le **MIR** et le **NIR** pour rester proche de notre domaine d'application. Pour voir l'effet du choix du mode d'utilisation (temporel ou normal) sur le bruit expérimental, les 2 configurations ont été testées sur chaque détecteur. Pour l'étude en condition statique (mesure unique), 50 spectres ont été moyennés sur 8 scans avec une résolution spectrale de 8 cm^{-1} . Et pour l'étude en condition dynamique (mode temporel), 50 spectres bruts ont été obtenus en répétant la mesure 50 fois avec un délai inter-spectre de 1 s. L'écart-type (racine carré de la variance des pourcentages de transmission normalisé par le nombre de mesures) des mesures en fonction de la longueur d'onde a ensuite été calculé dans les 2 cas. La figure 3.33 présente les résultats correspondant au bruit de mesure sur la plage du **NIR** ([0.9-2.5] μm) et la figure 3.34 celle correspondant à la plage du **MIR** ([2-20] μm).

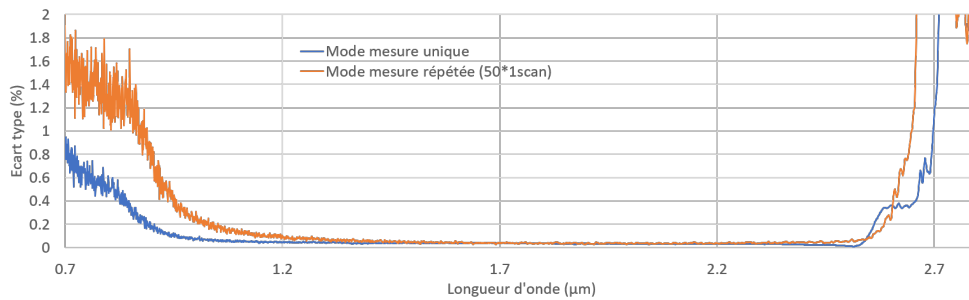


Figure 3.33 – Bruit de mesure du spectromètre IRTF Vertex 70 en fonction de la longueur d'onde (NIR). Détecteur : InGaAs

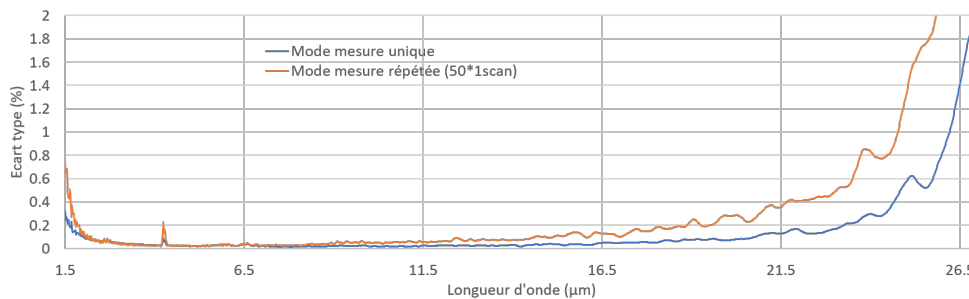


Figure 3.34 – Bruit de mesure du spectromètre IRTF Vertex 70 en fonction de la longueur d'onde (MIR). Détecteur : DLaTGS

Ces deux figures montrent, sur les bords des plages spectrales des détecteurs, une divergence du bruit de mesure. Cela est normal et est dû aux limites de performance des détecteurs sur les extrema de leur plage de détection. La zone spectrale sur laquelle sont réalisées les mesures de transmission se situe au milieu de ces plages. On constate ici que **sur le NIR et sur le MIR, le bruit de mesure est un peu plus important lorsque l'on travaille avec le mode temporel (courbe orange) que lorsque on utilise le mode statique (spectres moyennés) mais reste dans les deux cas inférieur à 0.2%**. Ainsi, cela démontre bien que dans la réalité, le bruit expérimental est bien inférieur au bruit simulé au chapitre 2 et pour lequel nous avons tout de même pu conclure au bon fonctionnement du code. Le fait que l'algorithme se comporte correctement sur un signal sur-bruité par rapport à la réalité (1.5% au lieu de 0.2%) indique un meilleur potentiel de fonctionnement de ce dernier en utilisation sur des données de transmission réelles.

En conclusion, le niveau de bruit du spectromètre n'est pas pénalisant par rapport à la méthode d'inversion. On retiendra également que les bandes spectrales doivent être sélectionnées avec précaution pour éviter les longueurs d'ondes où la réponse spectrale est trop faible. Autrement dit, il ne faudra conserver que les données correspondant aux longueurs d'ondes comprises entre 0.9 et 2 μm pour le NIR et entre 2 et 21 μm pour le MIR.

3.4 Présentation des plages spectrales effectives retenues

Pour choisir les bandes spectrales d'analyse, nous avons utilisé un spray qui permet de générer un nuage de concentration assez importante pour que le faisceau incident soit suffisamment atténué et variable spectralement. Ce qui se traduira par une bonne sensibilité de la transmission sur la gamme de longueurs d'ondes de détection. Les buses de TEKCELEO étant celles qui permettent de générer les nuages les plus concentrés, nous avons choisi de privilégier ces nébuliseurs pour valider notre code d'inversion sur des données expérimentales et déterminer les plages spectrales d'intérêt pour effectuer des mesures.

3.4.1 Choix des plages de longueurs d'ondes

Nous montrons ici, les résultats obtenus avec la buse à $5\mu m$ de diamètre avec un débit de 0.995 mL/min dont les caractéristiques ont déjà été données précédemment. Les spectres de transmission générés par le spectromètre correspondent au mode d'acquisition temporel : on effectue 60 spectres le plus rapidement possible (délai inter spectre : 1 s) sur le NIR et le MIR avec une résolution spectrale de 8 cm^{-1} (compromis entre rapidité de restitution de spectre et vitesse du phénomène). La figure 3.35 présente les spectres enregistrés avec le détecteur InGaAs.

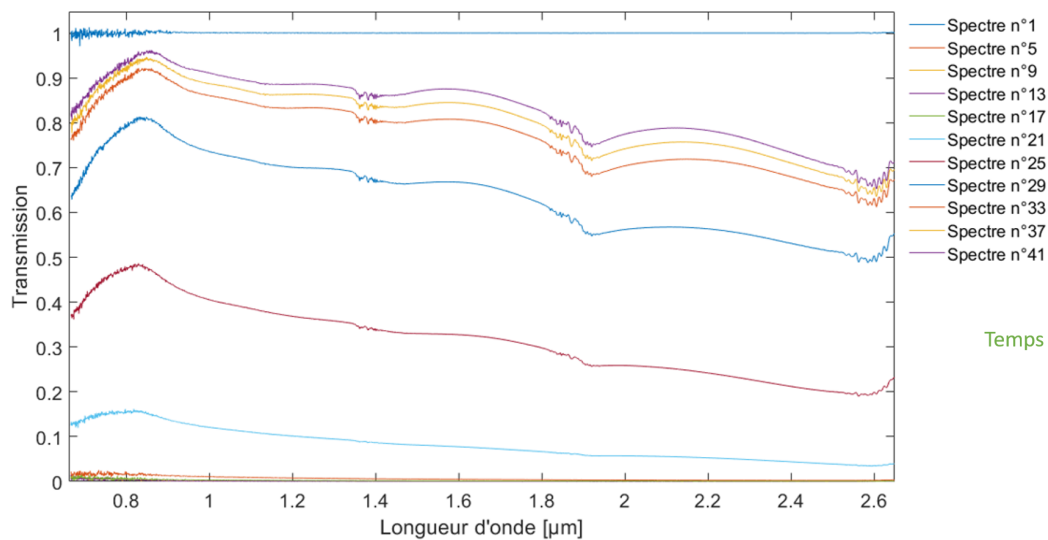


Figure 3.35 – Données spectrométriques de transmission au cours du temps obtenu avec le spray issu de la buse de $5\mu m$ de diamètre dans le NIR.

Sur la figure 3.35, nous pouvons voir un ensemble de spectres acquis au cours du temps. L'analyse du graphe se fait de la façon suivante : au début de l'expérience, le spray n'est pas encore amorcé, ce qui se traduit par une transmission de 1 (spectre horizontal). Puis au fur et à mesure que la spraybox se remplit, la transmission diminue. Il arrive ensuite un moment où le spray occupe tout le volume de la spraybox et est stable et homogène : cela se traduit par une superposition des niveaux de transmission (spectres les plus faibles en intensité) sur le bas du graphique. Enfin, lorsque la nébulisation est terminée, le nuage va se dissiper progressivement, ce qui se traduira par une ré-augmentation de la transmission jusqu'à revenir à la transmission de départ ($\sim 100\%$).

Pour mieux voir l'évolution de la transmission au cours du temps, une longueur d'onde du NIR a été sélectionnée et nous avons tracé les variations temporelles de la transmission pour cette longueur d'onde. En prenant par exemple $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ pour être au milieu de la bande de détection, le résultat est présenté sur la figure 3.36

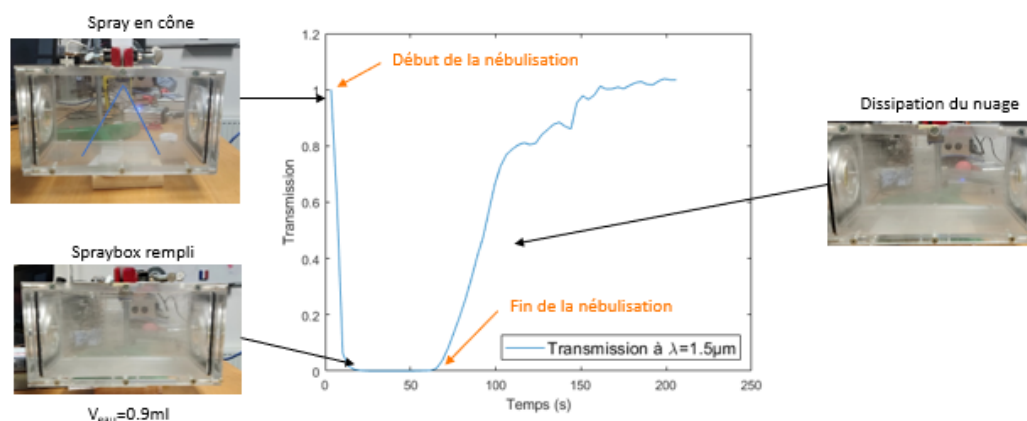


Figure 3.36 – Évolution de la transmission au cours du temps à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ obtenu avec le spray de la buse de $5 \mu\text{m}$ de diamètre.

Outre le fait de mieux visualiser l'historique des variations de la transmission au cours de la nébulisation et la mettre en parallèle avec la diffusion du nuage dans la spraybox, ce graphique permet également de mettre en évidence le fait que les spectres enregistrés dans le NIR ne sont pas exploitables (transmission nulle) lorsque la spraybox est remplie. Pour rappel, les caractérisations de visualisation du nuage au cours de sa formation ont montré que le spray est réparti de façon homogène dans la spraybox lorsque celle-ci est remplie.

Revenons à l'analyse de la figure 3.35. Sur cette figure, nous pouvons observer une divergence sur les bords des plages de détection (transmission supérieure à 1). Cela se justifie par la performance du détecteur qui n'est plus optimale sur les bords de détection. Par conséquent, il faudra exclure de notre analyse de choix de bande spectrale ces bords de spectres. Concrètement, cela signifie que sur le NIR, nous ne pourrions conserver que les données correspondant à la plage les données $[0.9-2] \mu\text{m}$. Cependant, on constate que les spectres de transmission les plus faibles (moment où la spraybox est remplie de façon homogène) correspondent à des niveaux d'intensité nuls. Or, s'il n'y a pas de variation spectrale de la transmission, il est impossible d'avoir un système de mesure densifié (rappel : besoin d'avoir un système matriciel (équation 2.10) comportant des lignes non-équivalentes) et donc notre méthode ne peut pas s'appliquer pour déterminer une granulométrie détaillée. **En conclusion, il ne sera pas possible de travailler sur la BI (NIR) pour ce spray (buse à $5 \mu\text{m}$) et dans ces conditions opératoires (débit, temps).**

En procédant de la même manière sur le MIR, la figure 3.37 présente les spectres temporels enregistrés par le détecteur DLaTGS (BII et BIII : MIR) sur cette même buse.

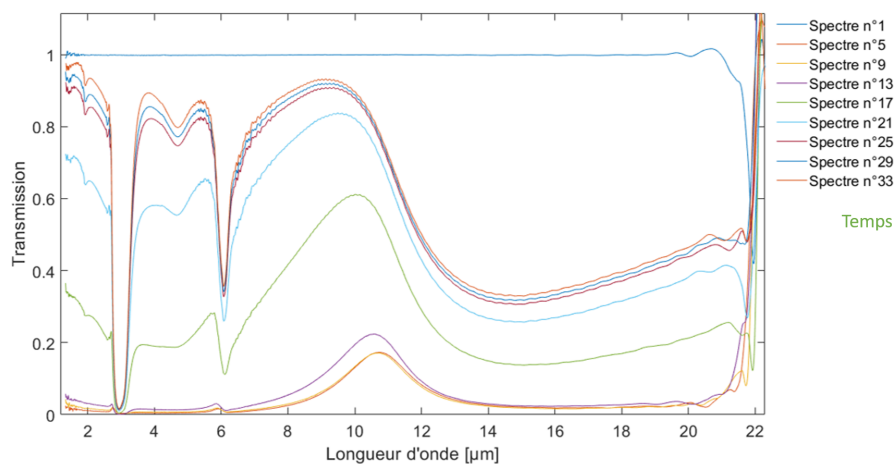


Figure 3.37 – Données spectrométriques de transmission au cours du temps obtenu avec le spray issu de la buse de $5 \mu m$ de diamètre dans le MIR.

SYNTHÈSE

On observe ici aussi que sur les bords de détection ($< 2 \mu m$ et $> 20 \mu m$), les données ne sont pas exploitables. Nous observons par ailleurs, la présence de bandes d'absorption de l'eau à $2.7 \mu m$ et $6.3 \mu m$, et une autre à $4.3 \mu m$ correspondant à celle du CO_2 (annexe F). Pour nos analyses, nous devons donc exclure ces longueurs d'ondes. Par conséquent, les plages spectrales restantes sont les suivantes : $[2-3] \mu m$, $[3-6] \mu m$ et $[7-14] \mu m$. Nous observons également que **parmi ces plages spectrales, celle qui offre la plus grande variation de l'intensité de transmission, hors des bandes "interdites" décrites juste avant, est la plage comprise entre 7 et 14 μm . C'est donc sur cette plage que nous serons amenés à travailler par la suite avec le spectromètre.**

De plus, à titre illustratif, en traçant le suivi temporel de la transmission à la longueur d'onde $\lambda = 10 \mu m$ (figure 3.38), on s'aperçoit de la présence d'un palier de stabilité des niveaux de transmission non nul lorsque la spraybox est remplie (palier de transmission : nuage homogène), ce qui confirme qu'à cette longueur d'onde les données spectrométriques sont exploitables.

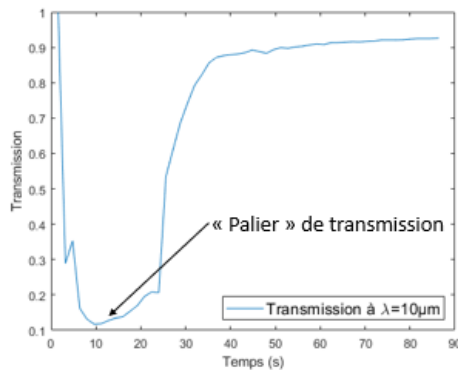


Figure 3.38 – Évolution de la transmission cours du temps à $\lambda = 10 \mu m$ obtenu avec le spray issu de la buse de $5 \mu m$ de diamètre.

Les plages spectrales sélectionnées par l'analyse des données spectrométriques permettent bien de couvrir les plages de fonctionnement des caméras en bande II et III dont dispose le laboratoire (figure 3.31). Cet aspect (capteur spectralement dégradé par rapport au spectromètre) sera traité dans le chapitre 4. En résumé, les plages sélectionnées correspondent aux plages où l'on a de la variation/sensibilité sur la transmission selon $C(t)$ sans être trop proche de 1 et ni tendre vers 0.

N-B : Cette analyse de choix de bande spectrale a également été menée avec les autres buses de référence de TEKCELEO exploitées dans ce chapitre. Le choix des plages spectrales d'analyse est identique pour les autres nébuliseurs. Les courbes de transmission obtenues dans le NIR et le MIR étant semblables à celle présentée pour la buse à $5 \mu m$, les spectres des autres buses sont renvoyés dans l'annexe G.

Si l'on compare les spectres de références aux données prédictives qualitatives du modèle direct, nous pouvons également remarquer que, pour les faibles longueurs d'ondes (bande II), les tendances de variation de la transmission sont opposées : on constate une légère diminution de la transmission spectrale avec le modèle direct alors qu'expérimentalement, on observe une légère augmentation. Cela peut s'expliquer par les hypothèses simplificatrices du modèle direct d'une part, et par les erreurs expérimentales (largeur de spray, concentration). La présence éventuelle de phénomènes de coalescence des gouttes pourraient aussi faire évoluer les propriétés du spray au cours de la mesure. De plus, les valeurs de transmission sur cette plage de longueurs d'ondes sont très faibles. Le peu de sensibilité des mesures peut également expliquer l'écart observé entre les prédictions du modèle direct et les mesures expérimentales. C'est pourquoi nous insistons sur la valeur qualitative, déjà évoquée, des prédictions du modèle direct. La référence des mesures expérimentales reste celle obtenue avec le spectromètre IRTF dans ce travail.

3.4.2 Validation expérimentale de la méthode d'inversion à partir de données spectrométriques

Afin de démontrer la validité du code d'inversion sur des données expérimentales spectrométriques, nous détaillerons ci-dessous l'exemple correspondant au cas de référence de la buse à $5 \mu m$ de diamètre. La démarche étant la même pour tous les nébuliseurs, les résultats de deux autres cas de références seront directement résumés dans un tableau à la fin du chapitre. Les courbes de granulométrie obtenues après inversion et non données dans ce chapitre sont renseignées dans l'annexe H.

Pour faire fonctionner le code d'inversion, nous rappelons que nous avons besoin, en donnée d'entrée, d'un vecteur T (équation 3.10) qui dépend du vecteur de transmission. Ici, le vecteur de transmission est la liste des valeurs en ordonnée d'un spectre généré par le spectromètre sur la plage spectrale d'intérêt. Parmi tous les spectres de la figure 3.37, nous ne devons analyser que le spectre correspondant aux intensités minimales de transmission au cours du temps (car c'est là que la spraybox est remplie de façon homogène). Nous avons isolé ce spectre et l'avons reporté à la figure 3.39 sur laquelle est représentée dans la couleur orange, la plage spectrale ($[7-14] \mu m$) pour laquelle nous avons conservé les données de transmission pour construire $T = T_{exp}$ via l'équation 3.10. Nous avons donc $dim(T_{exp}) = 575$.

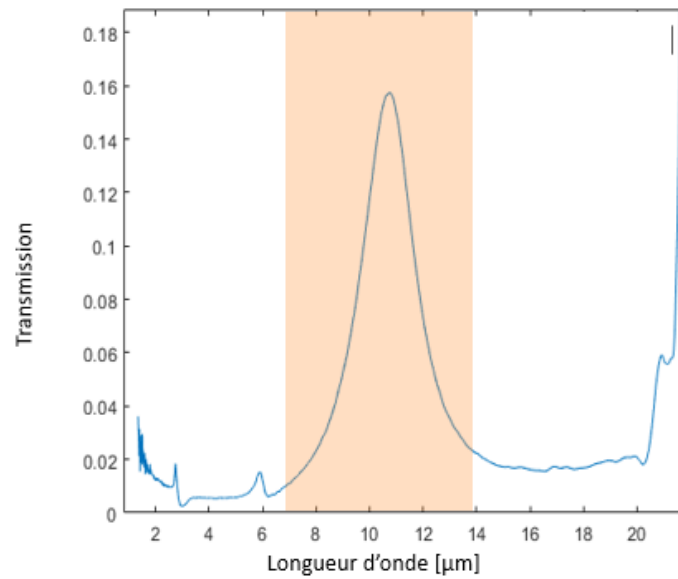


Figure 3.39 – Spectre de transmission de la buse à $5 \mu m$ de diamètre dans le MIR. Débit : 0.995 mL/min, nébulisation : 60 s, $L = 22 \text{ cm}$. Orange : zone d'intérêt

En utilisant la méthode de recherche automatique de solution via le critère de résidu minimum, le code restitue une solution V_γ (figure 3.40 .b) pour $\gamma = 4.76 * 10^{-17}$ et qui permet de générer un vecteur T_{calc} cohérent au vecteur T_{exp} d'entrée. C'est ce que nous montre la figure 3.40.a et b.

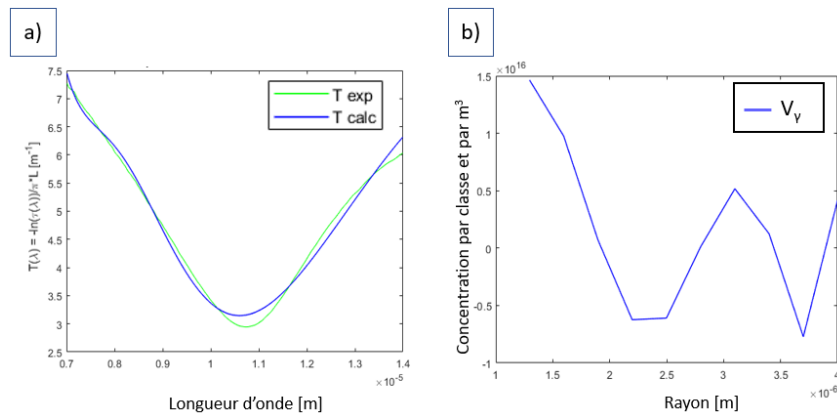


Figure 3.40 – Résultats d'inversion avant d'imposer le critère de positivité du V_γ . Paramètres : 10 classes de rayon, $\gamma = 4.76 * 10^{-17}$, $L = 22 \text{ cm}$. a) Comparaison des vecteurs T . b) Granulométrie V_γ .

Cependant, la solution V_γ (figure 3.40.b) n'est autre qu'une solution optimale au sens mathématique de l'algorithme car la solution proposée n'a pas de sens physique (granulométrie avec des valeurs négatives). En tenant compte du critère de positivité sur V_γ , le code propose une autre solution ($\gamma = 1.69 * 10^{-12}$) qui, cette fois est cohérente et physique (figure 3.41.b).

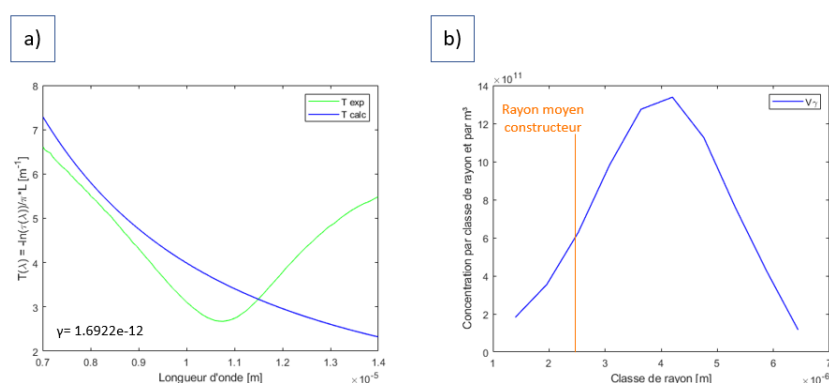


Figure 3.41 – Résultats d’inversion après avoir imposé le critère de positivité du V_γ . Paramètres : 10 classes de rayon, $\gamma = 1.69 \times 10^{-12}$, $L = 22 \text{ cm}$. a) Comparaison des vecteurs T . b) Granulométrie V_γ .

Ici, la solution proposée comporte 10 classes de rayon sur une granulométrie pourtant très étroite d’après le constructeur ($R = 2.5 \pm 0.25 \mu\text{m}$ en sortie de buse). D’après le code d’inversion, la granulométrie du spray est centrée autour de $4 \mu\text{m}$. On a donc déjà une bonne estimation du rayon moyen des gouttes moyennant la marge d’erreur indiquée par le constructeur. Toutefois, pour valider la granulométrie du spray issue du code, cette donnée a été comparée à celles des mesures de granulométrie de référence de cette buse. La figure 3.42 représente la superposition des résultats de l’inversion (en bleu) sur les données de référence granulométrique (spraytech).

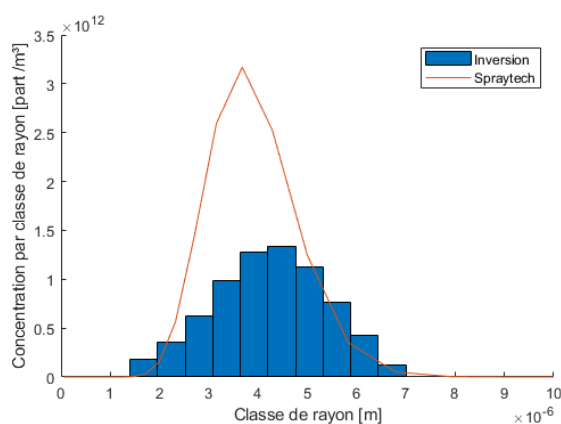


Figure 3.42 – Comparaison des résultats d’inversion (bleu) aux données de référence (rouge).

Comme le met en avant la figure 3.42, la granulométrie de référence est très proche de celle obtenue avec le code (centrée autour de $4.48 \mu\text{m}$).

Par conséquent, **nous pouvons confirmer la capacité du code à retrouver de bonnes estimations des tailles des gouttes sur ce cas de figure.**

Par ailleurs, en sommant chaque point de l’histogramme de la solution V_γ , nous obtenons l’estimation de la concentration correspondant à cette solution (chapitre 2). En faisant cela,

la concentration obtenue est $7.19 \cdot 10^{12} \text{ part}/\text{m}^3$. En comparaison de la concentration calculée pour ce spray (tableau 3.8), nous observons sur ce cas de figure, que la concentration réelle est légèrement sur-estimée. Cela peut s'expliquer par la présence de diffusion avant : en effet pour ces cas, le paramètre de taille $x = \pi * D/\lambda$ est toujours > 1 voir $\gg 1$ comme le montre le tableau 3.1. Or, dans ces conditions les fonctions de phase montrent que le rayonnement issu du nuage est majoritairement tourné vers l'avant ce qui se traduit par une hausse de signal collecté dans l'angle solide sous-tendu par la fenêtre de sortie du compartiment de mesures (vers les détecteurs). *Pour des raisons de temps, ce travail n'a pas pu intégrer ce type de correction (tant pour le modèle direct que dans le traitement d'inversion) : elle sera évoquée dans la partie "perspectives" du manuscrit.*

Le deuxième exemple traité ici concerne cette même buse, mais avec un débit plus faible (0.657 mL/min). En procédant de la même manière que décrit précédemment, les résultats de l'inversion pour la buse à $5 \mu\text{m}$ (débit 0.657 mL/min) et la buse à $20 \mu\text{m}$ sont donnés respectivement sur les figures 3.43 et 3.44.

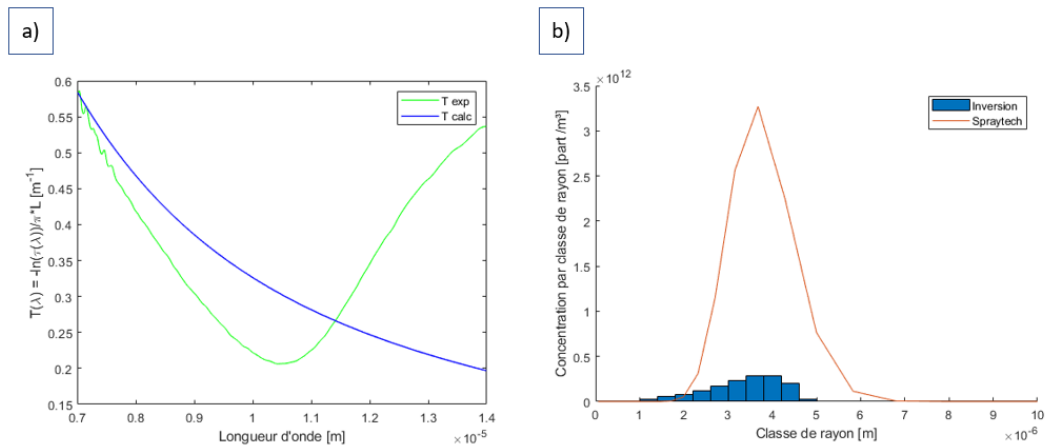


Figure 3.43 – Inversion des données issues de la buse à $5 \mu\text{m}$ - débit : 0.657 mL/min. a) Comparaison des vecteurs T . b) Comparaison des résultats d'inversion (bleu) aux données de référence (rouge).

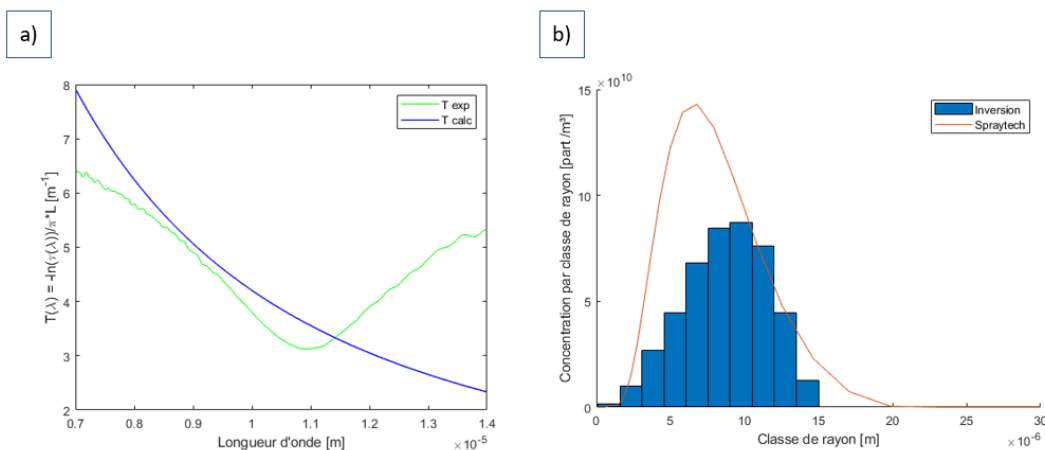


Figure 3.44 – Inversion des données issues de la buse à $20 \mu\text{m}$ - débit : 2.22 mL/min. a) Comparaison des vecteurs T . b) Comparaison des résultats d'inversion (bleu) aux données de référence (rouge).

Les résultats d'inversion (avec critère de recherche du résidu minimum et de positivité) pour les 3 cas de références présentés dans ce chapitre sont résumés dans le tableau 3.10.

Diamètre des buses* (μm)	Débit (mL/min)	γ	Rayon moyen de V_γ (μm)	Rayon $r_{3,2}$ de référence (μm)	C (part/m^3)	C_{ref} (part/m^3)
5 ± 0.5	0.995	$1.69 * 10^{-12}$	4.48	4.13	$7.19 * 10^{12}$	$3.17 * 10^{12}$
5 ± 0.5	0.657	$8.95 * 10^{-13}$	3.60	3.94	$1.47 * 10^{12}$	$3.27 * 10^{12}$
20 ± 3	2.22	$1.41 * 10^{-11}$	9.79	5.90	$4.56 * 10^{11}$	$1.43 * 10^{11}$

Table 3.10 – Résumé des propriétés des sprays de références en configuration confinée comparées aux valeurs obtenues après inversion. (*) : donnée du fournisseur

Comme le montre l'annexe G, les courbes de transmission des buses à $50 \mu\text{m}$ et $130 \mu\text{m}$ ne permettent pas de réaliser une inversion car les spectres de transmission ne présentent pas assez d'amplitude de variation. C'est pourquoi ces deux buses ne sont pas référencées dans le tableau 3.10.

N-B : Pour information, bien que nous présentons ici des résultats comportant 10 classes de rayon (ce qui est suffisant pour répondre au cahier des charges), d'autres tests ont montré que le code pouvait générer jusqu'à 500 classes de rayon à partir de plus de 500 points de mesure comme le montre la figure 3.45.

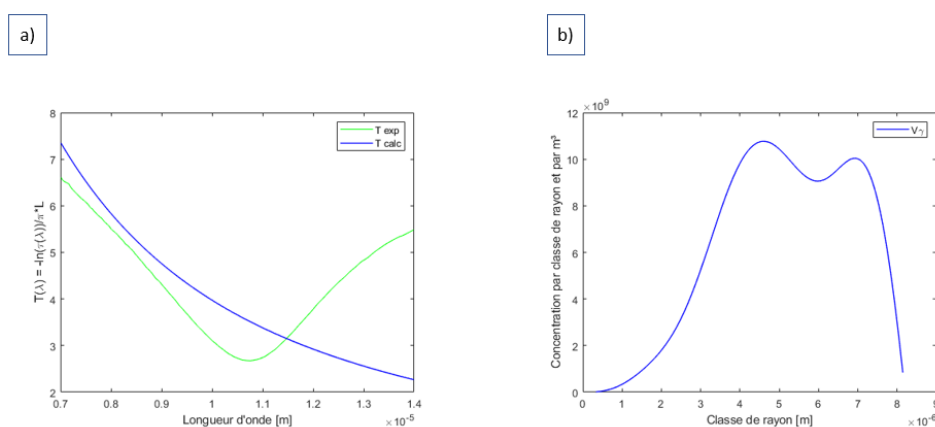


Figure 3.45 – Résultats d'inversion après avoir imposé le critère de positivité à V_γ . a) Comparaison des vecteurs T b) Granulométrie V_γ .

Pour obtenir ce résultat, les données de la zone d'intérêt du spectre de la figure 3.39 ont été reprises et il a été demandé au code de restituer 500 classes de rayon. La solution V_γ obtenue correspond à un paramètre de régularisation $\gamma = 2.1611 * 10^{-11}$ (et une erreur moyenne sur T_{calc} de 24%). Elle est centrée autour d'un rayon moyen de $5 \mu\text{m}$ (rayon de référence : $r_{4,2} = 4.13 \mu\text{m}$) et la concentration du nuage estimé par cette solution est de $3.1749 * 10^{12} \text{ part}/\text{m}^3$ (concentration de référence : $2.68 * 10^{12} \text{ part}/\text{m}^3$).

Globalement, l'ensemble de ces résultats montre un bon accord des données expérimentales et numériques sur les tailles de gouttes moyennes, et la capacité du code à générer 10 classes de rayon (ou plus si besoin) à partir de données de transmission riches (>500 points de mesure). En revanche, l'estimation de la concentration du nuage est correcte en première approche, mais reste à ce stade perfectible. Des pistes d'améliorations seront évoquées dans la partie "perspectives".

3.5 Conclusion

En conclusion, ce chapitre a permis d'amener de nouveaux éléments (donnée de transmission expérimentale, cas de références), pour la phase de validation expérimentale du code d'inversion que nous avons développé. Nous avons vu que pour pouvoir obtenir ces éléments, il est essentiel d'avoir à disposition une méthode de mesure robuste, fiable et répétable sur des cas de référence parfaitement connus à l'avance. Ce chapitre a donc présenté les différents dispositifs mis en place pour définir et caractériser des cas de référence en termes de débit, de concentration (et vitesse de goutte) et de largeur de spray. À l'aide d'un appareillage de mesures de transmission polychromatiques comme le spectromètre pour enrichir des données de granulométrie que restitue notre code d'inversion, des acquisitions de mesures de transmission ont pu être réalisées sur ces cas de références. Grâce à ces données, notre code d'inversion a pu être validé expérimentalement.

Mais dans le cas où l'on ne disposerait pas de ce type d'instrument relativement coûteux, il est également possible de se tourner vers d'autres appareils de mesure de précision plus dégradée tels qu'un spectro-radiomètre (mesures moins denses) ou encore des caméras opérant dans des bandes spectrales différentes le cas échéant munies de filtres, approche qui sera présentée dans le chapitre suivant.

4

Validation en laboratoire de la méthode d'extinction à l'aide d'une caméra infrarouge équipée de filtres spectraux

4.1	Présentation du dispositif de mesure d'extinction avec caméra	130
4.1.1	Présentation du matériel	130
4.1.2	Algorithme de dépouillement des images	135
4.2	Étude de cas sur plusieurs fenêtres spectrales	136
4.2.1	Étude sur la BII	136
4.2.2	Étude mixte sur les BII et BIII	145
4.3	Étude de cas avec une seule longueur d'onde (Approche "rayon effectif") . . .	149
4.3.1	Détermination du rayon effectif à partir d'une mesure de transmission intégrée	149
4.3.2	Détermination du rayon effectif à partir d'une mesure de transmission monochromatique	152
4.4	Conclusion	154

Comme mentionné au chapitre précédent, il n'est pas toujours possible de s'équiper de spectromètre de terrain pour pouvoir effectuer des mesures sur un nuage de gouttes dispersées par explosif du fait des nombreuses contraintes liées à l'usage de substance explosive pour initier la dispersion d'eau. On retrouve parmi ces contraintes, l'aspect des grandes échelles (dimension du nuage de l'ordre de 4 m de diamètre), la cinétique rapide des phénomènes qui nécessite de hautes fréquences d'acquisition, et l'hétérogénéité des phénomènes (figure 2). La vitesse des dispersions réelles est telle que cela implique qu'en termes de moyens de mesure de l'extinction, nous sommes contraints d'exclure les dispositifs comme les spectromètres [IRTF](#) de laboratoire (très résolus spectralement, mais lents). C'est pourquoi, il est nécessaire d'étendre la méthode de mesure de transmission à d'autres appareils permettant de faire de la mesure d'extinction. Le choix de la nouvelle instrumentation doit être un compromis entre l'accessibilité des instruments (coût), la compatibilité aux conditions d'essais sur le site d'expérimentation pyrotechnique (vibration, souffle d'explosion, etc.) et la résolution de mesure des appareils (fréquence d'acquisition, nombre de longueurs d'ondes de mesure). Le recours à l'utilisation de caméras infrarouges peut être une alternative comme il sera vu dans ce chapitre. Ainsi, nous montrerons le potentiel de la méthode pour la détermination de la granulométrie et de la concentration d'un nuage de gouttes (spray d'eau) à partir de

mesures d'extinction (transmission intégrée) obtenues cette fois avec des caméras infrarouges. Nous verrons quelle résolution granulométrique, en termes de nombre de classes de rayons de goutte, est atteignable selon la configuration de caméra choisie (bande spectrale et nombre de mesures). Pour cela, une première partie traitera de la présentation du dispositif de mesure d'extinction avec caméra et de la méthodologie de dépouillement des images obtenues à l'aide de ces dernières. Une seconde partie présentera l'étude de sprays de référence dans le cas où l'on utilise plusieurs longueurs d'ondes de mesure (utilisation de caméra(s) équipée(s) de filtres) sur différentes plages spectrales. Enfin, une étude complémentaire viendra illustrer les potentialités de la méthode d'extinction avec une seule mesure de transmission intégrée ou monochromatique, pour l'identification d'un rayon effectif.

4.1 Présentation du dispositif de mesure d'extinction avec caméra

4.1.1 Présentation du matériel

On rappelle que pour effectuer une mesure d'extinction, il suffit d'avoir à sa disposition une source de lumière/rayonnement, un milieu absorbant/diffusant (spray ou nuage de gouttes réel) et un détecteur placé face à la source de lumière. Les conditions idéales de mesure d'extinction impliquent la collimation des faisceaux dans le milieu étudié, ce qui n'est pas le cas dans cette étude. Les raisons et alternatives liées à cette imperfection seront abordées dans la partie "Perspectives".

En vue du déploiement de notre méthode d'extinction sur site, nous avons opté pour l'utilisation de caméras infrarouges pour leur champ de vue important et leur fréquence d'acquisition.

4.1.1.1 Choix du détecteur

L'avantage d'une caméra est qu'elle permet d'adresser l'aspect "multi-échelle" de notre problématique. En fonction de la résolution spatiale et de l'optique associée, il est possible d'imager soit des gouttes, soit l'effet d'un ensemble de gouttes sur l'extinction. Ces différents paramètres seront repris plus loin pour justifier les choix techniques des appareils.

De plus, il s'agit d'un capteur non-punctuel (contrairement au spectromètre : chapitre 3), qui donc permet d'apprécier les hétérogénéités du phénomène, et ne pose pas de soucis vis à vis des conditions de tir (moins sensible aux vibrations du sol) pour des mesures sur le terrain. En d'autres termes, le phénomène d'intérêt restera toujours dans le champ imagé, car les caméras sont moins sensibles aux vibrations qu'un spectromètre *IRTF*.

Par ailleurs, il a été montré au chapitre 3 que pour l'eau, *la bande spectrale donnant le plus de variations en termes de transmission est la bande IR, soit une bande effectivement accessible avec des caméras adaptées*. Notons que dans le visible, les mesures pourraient être perturbée par l'environnement (soleil, éclairage). De plus, le travail dans le domaine *IR* plutôt que dans le visible pourra s'appuyer sur les travaux du chapitre 3 avec le spectromètre *IRTF*, instrument de référence ayant permis le test des différentes plages spectrales.

L'autre avantage de l'utilisation des caméras réside dans la possibilité, pour certains modèles, d'atteindre de grandes fréquences d'acquisition, ce qui est particulièrement adapté à la cinématique des phénomènes sur le site d'expérimentation pyrotechnique.

En résumé, pour de nombreuses raisons telles que : la sensibilité du détecteur, sa résolution spatiale sur la bande de détection, sa cadence d'acquisition, le milieu visé, la transmission atmosphérique qui implique des zones d'exclusion du spectre mais également la disponibilité du matériel du laboratoire, le choix des capteurs s'est ainsi porté sur trois caméras dont les plages de détection sont complémentaires et s'inscrivent bien dans la plage d'analyse

spectrale couverte par notre spectromètre IRTF soit ($0.4-28 \mu m$) comme l'illustre la figure 4.1.

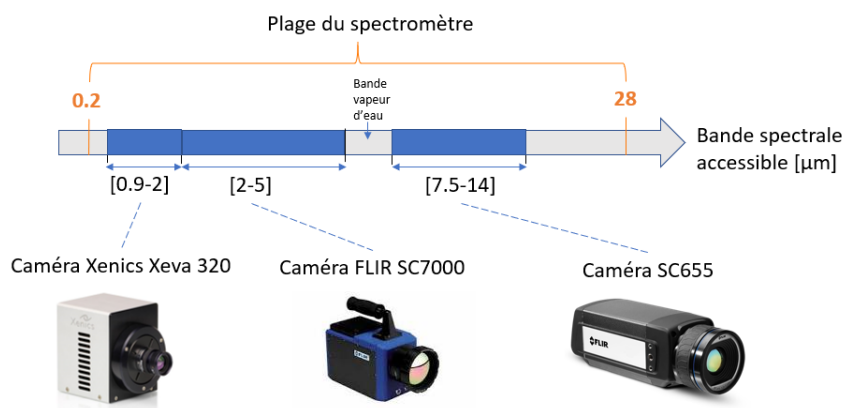


Figure 4.1 – Plages spectrales de nos différents détecteurs.

(1.1.1) Bande I IR : 0.9-1.7 μm

Pour la BI de l'infrarouge, il est possible d'utiliser la caméra de marque Xenics (figure 4.1).

Cette caméra est dotée d'une matrice de 320×256 pixels, dont la taille du pixel vaut $30 \times 30 \mu m$ et opère sur la plage de longueurs d'ondes $[0.9-1.7 \mu m]$. Le détecteur de cette caméra est de type InGaAs et est refroidi par la technologie Peltier. La fréquence d'échantillonnage de cet appareil peut atteindre jusqu'à 100 Hz, ce qui permet d'avoir une cadence d'acquisition suffisante pour étudier des sprays en laboratoire (durée d'acquisition de l'ordre de 60 s : cf. chapitre 3). Cette caméra peut être équipée de filtres en sortie d'objectif pour permettre plusieurs mesures de transmission sur sa bande de détection.

Toutefois, d'après le modèle direct et les conclusions du chapitre 3, la BI ne présente que peu voir pas de sensibilité sur la transmission (Q_{ext} constant) par rapport aux bandes BII/BIII. Nous ne travaillerons donc pas sur cette bande IR.

(1.1.2) Bande II IR : 2-5 μm

Dans le cadre de cette étude, l'une des caméras utilisées est un modèle FLIR SC7000 (figure 4.2).



Figure 4.2 – Photographie de la caméra infrarouge FLIR SC7000.

Elle opère dans la **BII** infrarouge ($1.5 - 5 \mu m$) et a une matrice de détection comportant 320×256 pixels dont la taille du pixel vaut $30 \times 30 \mu m$. Le détecteur de cette caméra (InSb) est refroidi par cycle Stirling. Cette caméra permet surtout d'accéder à une fréquence d'échantillonnage allant jusqu'à 1kHz en n'utilisant qu'une partie seulement des pixels du détecteur (mode "subwindowing"). Or, *il est important ici, de faire appel à une caméra haute cadence en vu d'un déploiement du dispositif sur site et du fait de la rapidité des phénomènes de dispersion par explosif.*

Avec cet appareil, nous avons à disposition trois filtres optiques. L'un centré sur $3.027 \mu m$ (largeur spectrale : 60 nm, $\tau(\lambda = 3 \mu m) = 74\%$), l'autre sur $4 \mu m$ (largeur spectrale : 80 nm, $\tau(\lambda = 4 \mu m) = 60\%$) et un dernier sur $5.071 \mu m$ (largeur spectrale : 96 nm, $\tau(\lambda = 5 \mu m) = 69\%$).

Ces derniers permettront donc d'effectuer trois points de mesure de transmission sur la plage de détection de la caméra. Avec ce détecteur, le changement de filtres se commande à distance depuis le logiciel "ResearchIR Max" de la caméra (filtres tournant intégrés).

(1.1.3) Bande III IR : 7.5-14 μm

La troisième caméra, qui elle, permet d'explorer les plages de longueurs d'ondes allant de 7.5 à 14 μm , est un modèle FLIR A655SC. La matrice de détection de cet appareil (microbolomètres non refroidis) correspond à un format de 640×480 pixels. Concernant les vitesses d'acquisition, en utilisation d'images en plein cadre, il est possible d'atteindre une fréquence de 50 Hz. Cependant, il est possible d'augmenter cette fréquence jusqu'à 200 Hz en travaillant en mode fenêtrage (640×120 pixels). Cette caméra fonctionne avec le même logiciel que celui du modèle SC7000. *Avec cet appareil, nous disposons de deux filtres centrés sur 10 μm (largeur spectrale : 2120 nm, $\tau_{max}(\lambda = 9.6 \mu m) = 93\%$) et 12.865 μm (largeur spectrale : 958 nm, $\tau_{max}(\lambda = 12.81 \mu m) = 88\%$) qui pourraient permettre de réaliser deux mesures de transmission sur la **BIII**.*

Pour résumer, les caractéristiques des caméras et filtres disponibles au laboratoire sont données dans le tableau 4.1.

Plage IR	Caméra			Filtres disponibles		
	Modèle	Matrice	Fréquence d'acquisition (Hz)	λ (μm)	Largeur spectrale (nm)	τ_{max} (%)
BI [0.9-1.7] μm	Xenics Xeva 320	320*256 1pxl=30*30 μm	100	1.064	50	65
				1.310	50	65
				1.550	50	62
BII [1.5-5] μm	Flir SC7000	320*256 1pxl=30*30 μm	10^3	3.027	60	74
				4.000	80	60
				5.071	96	69
BIII [7.5-14] μm	Flir A655SC	640*120 1pxl=17*17 μm	200	10.000	2120	93
				12.835	958	88

Table 4.1 – Comparatif des caméras disponibles au laboratoire.

Pour chaque caméra, le choix de l'objectif est fait en considérant sa distance focale qui impactera directement la taille du pixel projetée dans l'espace objet. Il doit permettre de viser le nuage (mise au point sur le nuage) qui est situé à une certaine distance de la caméra et permettre d'analyser un champ de vue suffisant.

La taille moyenne Δx de la projection d'un pixel dans le plan objet se calcule à l'aide de l'équation 4.1

$$\Delta x = \frac{a * \delta x}{f} \quad (4.1)$$

où a [m] est la distance caméra/spray (ici $a=85$ cm), δx [m] correspond au "pitch" (pas de la matrice) et f [m] est la focale. (Le terme $\frac{\delta x}{f}$ est appelé aussi "IFOV" par les constructeurs et il s'exprime en mrd ou en degré).

Pour identifier le paramètre Δx , le tableau 4.2 fait la synthèse des performances des caméras les plus rapides et résolues que nous possédons selon leurs focales associées.

Plage IR	Caméra				Pixel projeté*	
	Modèle	Matrice	Pitch (μm)	Focale (mm)	Largeur du pixel (mm)	IFOV ($^{\circ}$)
BII [1.5-5] μm	Flir SC7000	320*256 1pxl=30*30 μm	30	50.0	0.51	0.034
BIII [7.5-14] μm	Flir A655SC	640*480 1pxl=17*17 μm	17	24.6	0.59	0.040

Table 4.2 – Comparatif des performances des caméras les plus résolues du laboratoire.
(*) calculé pour une distance caméra/plan objet (spray) de 85 cm.

D'après ces données (tableau 4.2), en moyenne pour les caméras en bande II (SC7000) et bande III (A655SC), la taille moyenne d'un pixel projeté dans le plan objet est d'environ 500 μm . On voit donc que cette taille moyenne va permettre de "recouvrir" un certain nombre de gouttes.

Avec l'utilisation d'une caméra quelle qu'elle soit, la mesure de la transmission sera intégrée spectralement sur la plage de détection de l'appareil ou correspondra à la plage de longueurs d'ondes du filtre utilisé. Par conséquent, ce type de détecteur ne permettra de mesurer qu'une valeur de transmission pour ces longueurs d'ondes. **Au total, avec ces 2 caméras et les 5 filtres, nous sommes potentiellement en mesure d'acquérir 5 valeurs de transmission réparties entre 1.5 et 14 μm .**

4.1.1.2 Choix de la source

Le choix de la source de lumière/rayonnement, et plus précisément de la bande spectrale couverte par la source, est conditionné par les phénomènes que l'on cherche à exploiter lors des mesures d'extinction, notamment l'extinction du rayonnement incident dans le milieu (nuage de gouttes).

Compte tenu des variations de Q_{ext} selon le paramètre de taille (figure 1.26) et des analyses faites au chapitre 3, on rappelle que les mesures de transmission doivent être réalisées dans le domaine infrarouge. À partir de cette contrainte physique, nous aurions pu prendre comme source infrarouge un laser collimaté mais pour des raisons de sécurité liées à l'emploi de laser et les restrictions de leur usages sur les sites de tir, nous avons opté pour l'utilisation d'un corps noir plan (émission isotrope et divergente) portable de marque CI Systems (figure 4.3) qui émet dans les longueurs d'ondes qui nous intéressent.



Figure 4.3 – Photographie du corps noir plan CI Systems.

L'avantage d'un corps noir ou d'une source thermique (même halogène) est que ce sont des sources polychromatiques, ce qui permet de couvrir une plage assez étendue de longueurs d'ondes et qui peut donc bien s'adapter aux réponses des caméras IR. En effet, l'utilisation d'une source monochromatique pour notre étude n'est pas adaptée car nous cherchons à densifier le système de mesure. Un autre avantage de ce corps noir est qu'il s'agit d'un *plan émissif fournissant une zone étendue de référence* (18cm*18 cm) idéale pour les mesures d'extinction in situ (spray confiné ou non) et compatible avec une caméra. De plus, on peut régler la distribution spectrale d'émission via la température de contrôle. D'ailleurs pour information, le corps noir est l'étalon de rayonnement pour les caméras infrarouges. Ici, ce dernier est porté à 450 °C afin de pouvoir travailler avec un temps d'intégration relativement faible et compatible avec la fréquence d'acquisition de la caméra. La gamme de température (jusqu'à 500 °C) accessible avec le corps noir plan de CI Systems va permettre de fournir un niveau énergétique suffisant pour la BII et la BIII comme le montre le spectre d'émission du corps noir pour une température de 450 °C (figure 4.4).

Le spectre d'émission du corps noir pour la gamme de température d'utilisation (450 °C) permet de mettre en évidence le fait que pour cette température, d'après la loi de Planck, le maximum d'émission se situe à $\lambda_{max} = 4 \mu m$ et que 96% de son énergie est rayonnée entre $0.5\lambda_{max}$ et $5\lambda_{max}$ soit $2 \mu m$ et $20 \mu m$, ce qui garantit bien la couverture spectrale attendue pour nos deux caméras IR.

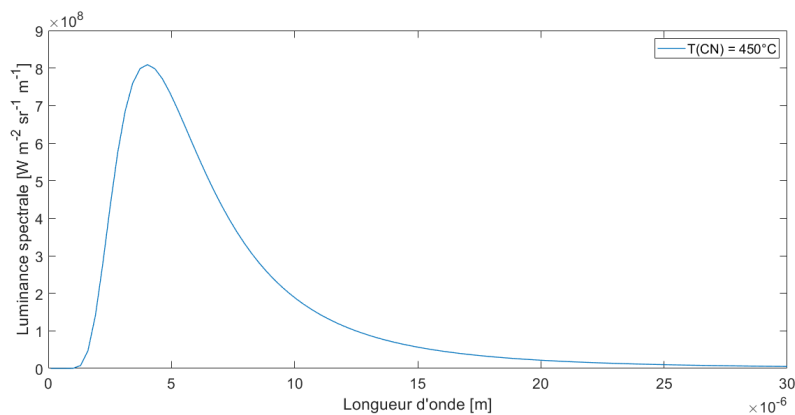


Figure 4.4 – Spectre d'émission thermique théorique d'un corps noir porté à 450 °C.

Le matériel de mesure étant présenté, la section ci-dessous explique la démarche de l'analyse d'images de la caméra pour la mesure de transmission.

4.1.1.3 Montage expérimental

Pour effectuer les mesures d'extinction avec caméra, le dispositif est celui présenté à la figure 4.5.

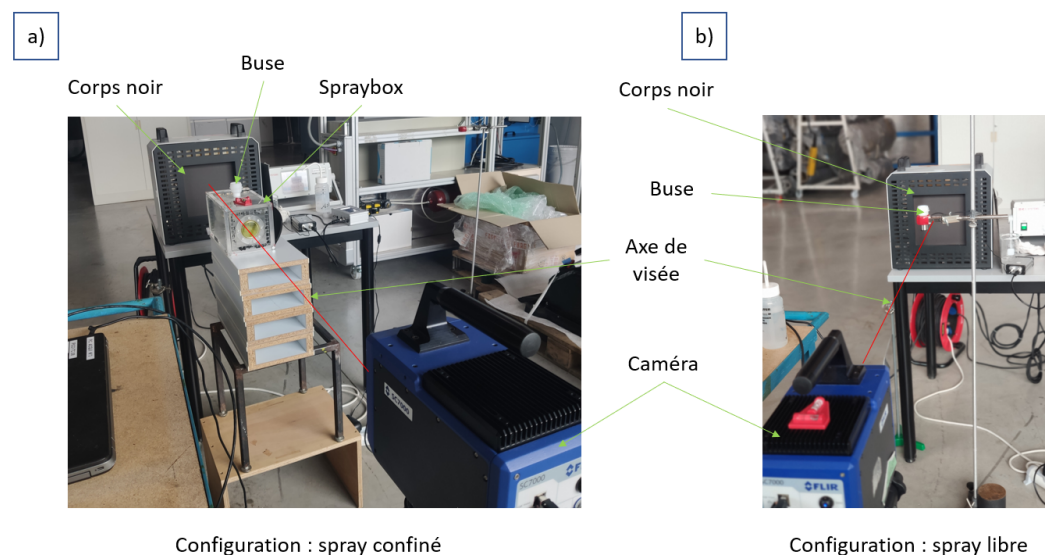


Figure 4.5 – Photographie du montage expérimental pour les mesures de transmission avec la méthode caméra : a) Configuration d'essais sur spray confiné b) Configuration d'essais sur spray libre.

Celui-ci est semblable à celui du chapitre précédent. Les seuls changements résident dans le remplacement de la source intégrée dans le spectromètre par le corps noir étendu et du/des détecteurs Si, InGaAs ou DLaTGS par la/les caméras IR (ici la FLIR SC7000). Tous deux sont placés de part et d'autre de la buse. Dans le cas où l'on travaille sur des sprays confinés, la buse est placée au-dessus de la spraybox comme l'illustre la configuration a de la figure 4.5. Le protocole d'utilisation des buses reste le même que celui décrit au chapitre 3. Toutefois, la démarche de dépouillement des mesures est différente lorsque l'on travaille sur des images de transmission.

4.1.2 Algorithme de dépouillement des images

Pour pouvoir calculer la transmission, il est nécessaire de faire plusieurs mesures : une mesure des niveaux numériques de référence (c'est-à-dire une mesure sans échantillon) NN_{ref} , une mesure de l'environnement NN_{env} pour retrancher le signal de l'environnement de celui du détecteur (en obturant l'objectif par exemple), et enfin la mesure de la contribution liée à l'échantillon NN . Une fois les intensités $I_T (= NN - NN_{env})$ et $I_0 (= NN_{ref} - NN_{env})$ mesurées par une caméra avant et après traversée du spray, il est possible de calculer la transmission selon l'équation 1.4 ou plus concrètement via l'équation 4.2 qui fait intervenir les trois mesures mentionnées ci-dessus. Cette relation peut être généralisée pour prendre en compte le temps d'intégration t_i (et t_I si les temps d'intégration pour la mesure de NN et NN_{ref} sont différents) de la caméra lors de chaque mesure [111].

$$\tau = \frac{NN - NN_{env}}{NN_{ref} - NN_{env}} \quad (4.2)$$

En appliquant cette formule à toutes les mesures de transmission effectuées avec les différents filtres/caméras, un champ de transmission est obtenu. Ensuite, pour affiner cette valeur de transmission, on peut être amené à calculer la moyenne (spatiale et/ou temporelle) ou garder les extrema de la transmission. Dans notre cas (figure 4.6), nous avons conservé la valeur moyenne de la transmission au cours du temps et pour chaque longueur d'onde, le long d'un profil situé à une distance de $H=2$ cm de la buse en configuration libre (et à la hauteur du milieu des hublots de la spraybox pour les sprays confinés). Le choix de la hauteur d'analyse étant motivé par le besoin de travailler à une hauteur où la largeur du spray est stable dans le temps. Une liste de valeur de transmission est alors obtenue et celle-ci peut être ensuite convertie en un vecteur colonne T_{exp} selon la même formule utilisée au chapitre précédent (équation 3.10). Ce vecteur T_{exp} constituera la donnée d'entrée du code d'inversion.

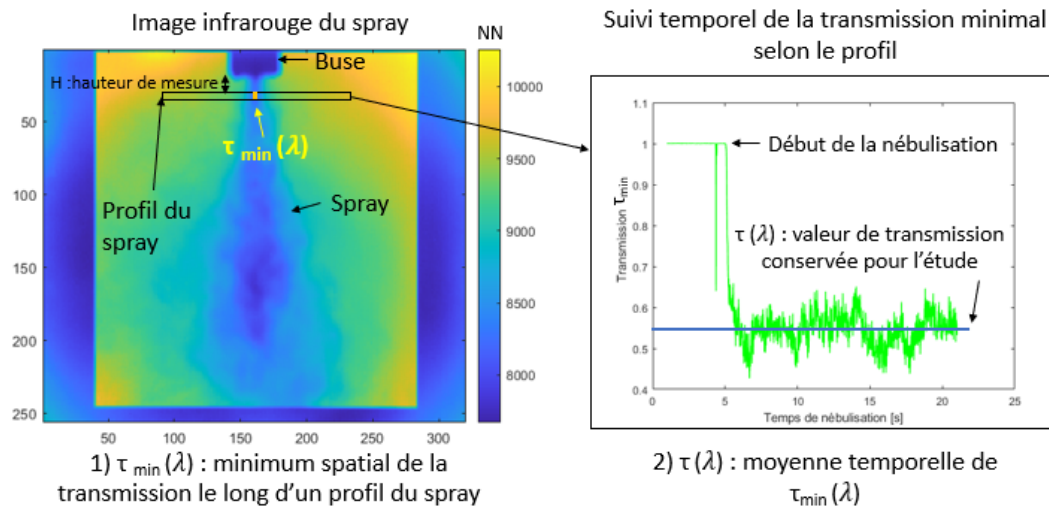


Figure 4.6 – Démarche de la mesure de la transmission. Exemple : buse de $20 \mu m$ en configuration libre, débit : 3.37 mL/min, filtre : $3.027 \mu m$.

4.2 Étude de cas sur plusieurs fenêtres spectrales

Dans cette section, sont abordées des études de cas de référence sur différentes plages spectrales afin de mettre en avant les choix des longueurs d'ondes à privilégier pour être dans des conditions d'inversion optimales (variation spectrale de la transmission suffisante, nombre de longueurs d'ondes). Ici, des exemples de sprays analysés en bande II et III sont présentés. L'étude sur la BIII seule, est délicate ici, car nous ne disposons que de deux points de mesure (2 filtres) sur cette plage de longueurs d'ondes pour apprécier la qualité de l'inversion. C'est pourquoi sont présentés ci-dessous d'abord une étude sur la BII seule, puis en combinant les mesures sur les bandes II et III pour augmenter la sensibilité des mesures et le nombre de classes de rayon accessibles par inversion.

4.2.1 Étude sur la BII

Dans le chapitre précédent (figure 3.7), il a été démontré que la sensibilité spectrale n'était pas optimale dans la bande II pour des dispersions d'eau aux granulométries étudiées. Toute-

fois, des cas en configurations confinées et libres seront tout de même investigués, afin de déterminer les limites du code d'inversion.

Le tableau 4.3 résume les cas d'étude conservés (et leurs justifications) dans cette section consacrée à l'inversion de donnée à partir de trois mesures de transmission dans le MIR.

Critère Débit (mL/min)	5 μm			20 μm			50 μm		
	0.328	0.657	0.995	1.11	2.22	3.37	5.36	10.71	16.23
En configuration confinée									
Spray stable	✓	✓	⊗	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Diffusion indépendante ¹	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	⊗	⊗
Transmission exploitable ²	⊗	✓	⊗	⊗	✓	⊗	⊗	⊗	⊗
Cas de référence conservé	Non	Oui	Non	Non	Oui	Non	Non	Non	Non
En configuration libre									
Spray stable	⊗	⊗	⊗	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Diffusion indépendante	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Transmission exploitable	✓	✓	⊗	⊗	⊗	⊗	✓	✓	⊗
Cas de référence conservé	Non	Non	Non	Non	Non	Non	Oui	Oui	Non

Table 4.3 – Choix des cas de référence en configurations confinée et libre. Transmission : mesure sur la bande II.

Ainsi, les sprays instables (nuage hétérogène ou de morphologie trop fluctuante) et ceux qui sont délicats à traiter pour les motifs suivants :

- difficultés d'isoler le nuage de l'environnement,
- difficultés pour calculer une concentration,
- mesures de transmission non-exploitable (pas assez de variation de transmission spectrale, transmission trop faible ou saturée, transmission trop variable dans le temps)

ont été écartés des situations de référence étudiées dans cette section 4.2.

Le tableau 4.4 regroupe les différentes mesures de transmission pour chaque filtre sur les différents exemples conservés dans les deux configurations de spray. Pour rappel, les plages temporelles de stabilité des nébuliseurs en configuration confinée pour ces cas de référence sont indiquées dans le tableau 3.6. Les temps de mesure de transmission indiqués dans le tableau 4.4 sont bien compris dans la plage de stabilité des sprays en configuration confinée. En configuration libre, nous sommes moins contraints par l'instant de la mesure, les sprays étant relativement stables dans le temps à partir d'environ 2 s de nébulisation comme le montre par exemple la figure 4.7 qui illustre l'évolution temporelle de la transmission obtenu avec les différents filtres pour la buse à 50 μm (débit : 5.36 mL/min) en configuration libre.

1. Condition de diffusion indépendante a priori : cf. équation 3.2

2. Transmission avec assez de flux (Min : 5%) et sans saturation (Max : 95%)

Cas de référence			Mesures de transmission		
Spray	Buse	Débit (mL/min)	Filtre : $3.027 \mu m$ (temps)	Filtre : $4 \mu m$ (temps)	Filtre : $5.071 \mu m$ (temps)
Confiné	$5 \mu m$	0.66	0.07 (t=36.87s)	0.16 (t=38.98s)	0.18 (t=26.37s)
	$20 \mu m$	2.22	0.04 (t=34.26s)	0.06 (t=34.46s)	0.07 (t=34.33s)
Libre	$50 \mu m$	5.36	0.84	0.85	0.63
		10.71	0.74	0.76	0.72

Table 4.4 – Mesures de transmission avec la caméra SC7000 (bande II) sur sprays confiné et libre.

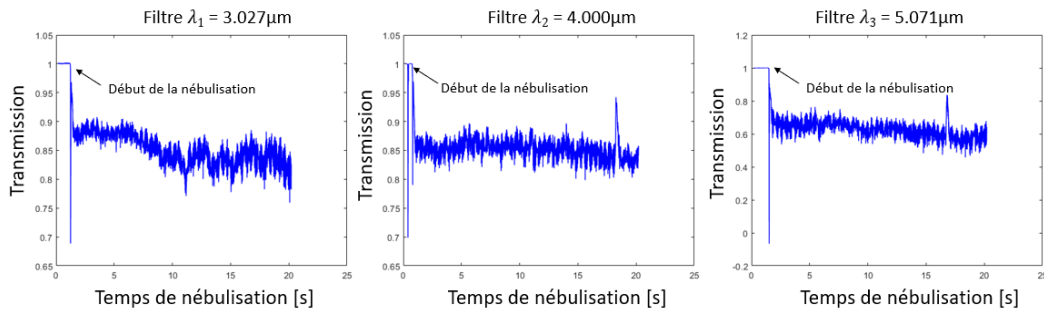


Figure 4.7 – Illustration de la stabilité des niveaux de transmission sur les sprays en configuration libre sur l'exemple de la buse $50 \mu m$ (débit : 5.36 mL/min) à différentes longueurs d'ondes de mesure.

Néanmoins, nous notons que les valeurs de transmission des cas conservés pour l'étude en BII restent défavorables à l'inversion en raison des faibles valeurs relevées en condition "confinée" et des faibles variations sur celles-ci (tableau 4.4).

Les largeurs de spray des cas de référence sélectionnés pour l'étude sont indiquées dans le tableau 4.5.

Cas de référence			Caractéristiques
Buse	Débit (mL/min)	Configuration	Largeur de spray (cm)
$5 \mu m$	0.657	confiné	22 (longueur spraybox)
$20 \mu m$	2.22	confiné	22 (longueur spraybox)
$50 \mu m$	5.36	libre	2.35
	10.71	libre	2.71

Table 4.5 – Mesures de largeur des sprays des cas de référence pour l'étude en BII.

Les mesures de transmission sur les sprays confinés ont été réalisées avec une fréquence d'acquisition "standard" de 50 Hz pour pouvoir enregistrer la nébulisation dans sa totalité (du déclenchement et à l'arrêt) soit 60 s. Sur les sprays libres, n'étant pas contraint par un temps minimum d'acquisition (spray stable dans le temps), la fréquence d'acquisition de la caméra a été doublée (100 Hz).

Les transmissions obtenues avec les trois filtres ($3.027 \mu m$, $4 \mu m$ et $5.071 \mu m$) confirment l'observation faite au chapitre précédent puisqu'il y a très peu de variation entre chaque mesure sur la BII et que les mesures sont très faibles en condition "confinée". Ici, les tendances

d'évolution de la transmission obtenues avec le spectromètre (chapitre 3) sont retrouvées sur les mesures "caméra". Des écarts sont toutefois présents entre les données expérimentales et les prédictions du modèle direct. Mais nous rappelons ici, que de par les nombreuses hypothèses du modèle numérique déjà mentionnées au chapitre 3 (pas de prise en compte de la diffusion avant, éventuelles coalescences des gouttes, précision sur l'estimation de la vitesse de gouttes et donc sur la concentration de référence, etc.), les mesures avec des filtres non-monochromatiques et la faible sensibilité des mesures de transmission, les prédictions de celui-ci ont une valeur qualitative. Les mesures de transmission de référence restent donc avant tout celles du spectromètre.

N-B : Nous faisons l'hypothèse, à ce stade, que la valeur de la transmission intégrée sur la bande spectrale du filtre est égale à la valeur de la transmission à la longueur d'onde centrale du filtre.

Dans cette section, seront traités les exemples extraits du tableau 4.4 et couvrant les trois gammes de tailles de gouttes (entre 5 et 50 μm de diamètre) des nébuliseurs de TEKCELEO dans les deux configurations d'essais confondues (confiné et libre).

4.2.1.1 Cas de sprays confinés

Ci-dessous sont présentés deux exemples d'inversion de données de transmission obtenues à partir de trois mesures (en configuration confinée). Le premier correspond à la buse de 5 μm avec un débit de 0.657 mL/min et le second à la buse de 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min. **Étant limité à trois mesures de transmission dans cette section, nous verrons qu'il est possible de déterminer jusqu'à trois classes de rayon à partir du code d'inversion.**

Pour chaque cas d'étude présenté dans ce chapitre, le lecteur trouvera à la fin de chaque exemple un tableau de synthèse résumant les conditions de travail et les résultats de l'inversion.

Buse à 5 μm - débit : 0.657 mL/min

Le spectre de transmission des mesures "caméra" pour la buse étudiée ici, est présenté sur la figure 4.8.

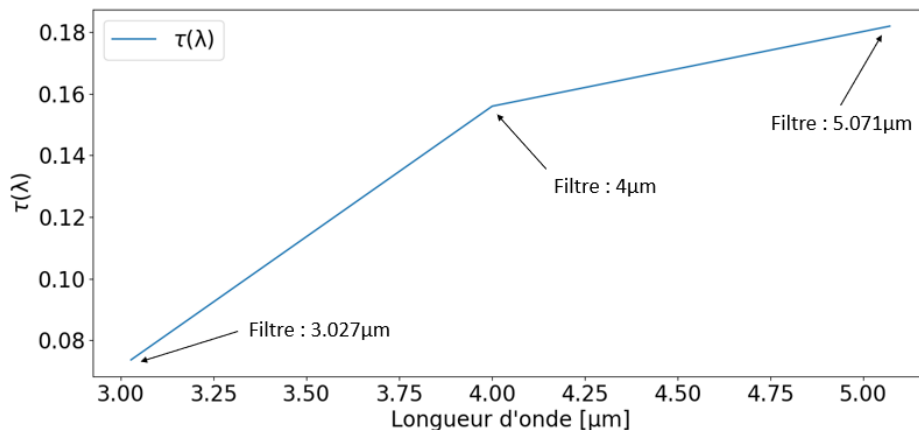


Figure 4.8 – Spectre de transmission obtenu à partir de la caméra FLIR SC7000 pour la buse à 5 μm avec un débit de 0.657 mL/min (spray confiné).

Le vecteur d'entrée T_{exp} du code d'inversion, est donc une matrice colonne de 3 éléments dont les valeurs de transmission associées sont données en ordonnée sur ce graphe (figure

4.8) et reportées dans le tableau 4.4. Les longueurs d'ondes pour lesquelles les coefficients de la matrice noyau sont calculés, sont les trois longueurs d'ondes des filtres utilisés (rappel : $3.027 \mu m$, $4 \mu m$ et $5.071 \mu m$). L'inversion de ces données conduit à une solution pour un paramètre de régularisation de $\gamma = 1.75 * 10^{-11}$. La solution correspondante est présentée sur les figures 4.9.a et b. où la figure b) représente le positionnement des granulométries de référence par rapport à celles obtenues par inversion via un tracé adimensionné par le maximum des deux granulométries.

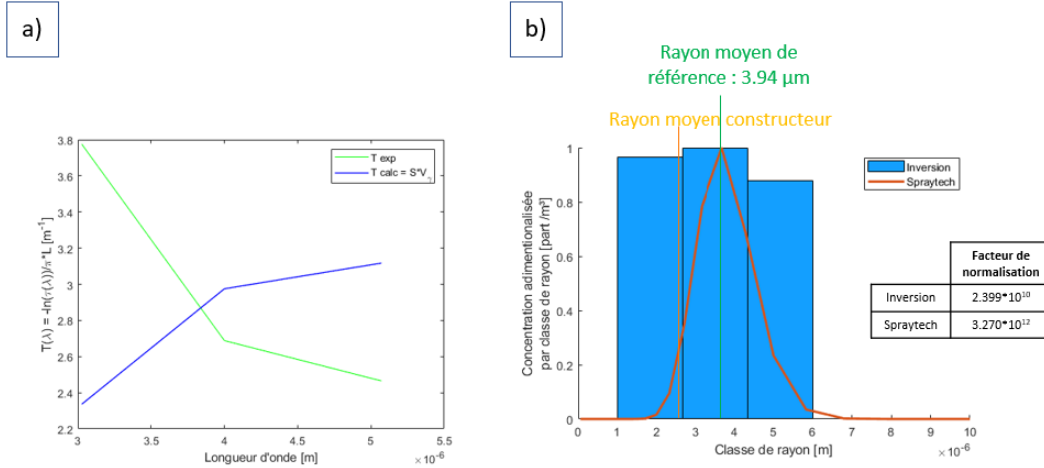


Figure 4.9 – Solution de l'inversion pour la buse à $5 \mu m$ avec un débit de 0.657 mL/min (spray confiné). a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion. b) Comparaison du positionnement des granulométries de référence et de la solution numérique ($\gamma = 1.75 * 10^{-11}$).

La solution retenue par l'algorithme présente une erreur moyenne sur le vecteur T_{calc} de 25% (figure 4.9.a). Par rapport aux études présentées dans les chapitres 2 et 3, la solution de l'inversion en T_{calc} présente plus d'écart avec T_{exp} . Mais cela peut notamment s'expliquer par le fait que jusque-là, les analyses ont été effectuées avec plusieurs longueurs d'ondes (> 500), ce qui permettait de travailler avec un vecteur T plus résolu qu'ici. Ici, on travaille avec trois filtres pour déterminer trois classes de rayon. *Nous sommes donc dans les conditions limites d'utilisation du code.* De plus, nous rappelons que la sensibilité de la méthode en BII est faible d'où la nécessité d'amener de l'information en plus avec des données en BIII comme nous le verrons plus loin. Par ailleurs, *la largeur spectrale des filtres n'est pas intégrée dans le modèle numérique, ce qui limite la comparaison entre les données expérimentales (intégrées) et numériques (non intégrées).* Ce dernier point sera évoqué dans la partie "perspectives". Tout ceci, peut expliquer les différences observées entre les vecteurs T_{calc} et T_{exp} . Comme le montre la courbe de concentration par classe de rayon et par m^3 (figure 4.9.b), le code trouve une solution comportant trois classes de rayon autour de $2.7 \mu m$, ce qui est très proche en ordre de grandeur du rayon moyen indiqué par TEKCELEO ($2.5 \pm 0.25 \mu m$)- qui nous le rappelons n'est pas déterminé dans les mêmes conditions que nos expérimentations (chapitre 3). Cette solution est également en accord avec les mesures de granulométrie de référence du spraytech ($r_{ref} = r_{3.2} = 3.94 \mu m$) présentées en rouge sur la figure 4.9 et qui constituent l'élément de comparaison fiable de nos résultats d'inversion (même condition de mesure).

En revanche, concernant la concentration du nuage, l'algorithme l'estime à $6.82 * 10^{10} \text{ part/m}^3$ alors que la concentration de référence C_{ref} est de $3.27 * 10^{12} \text{ part/m}^3$. On observe donc un écart de deux ordres de grandeur qui peut s'expliquer par la mise en difficulté du code, du fait des faibles variations spectrales des mesures. Ensuite, une concentration plus faible indique une transmission plus grande en apparence et peut être biaisée par la présence de

diffusion avant ce qui amène un surcroît de transmission non pris en compte dans le modèle direct actuellement.

La synthèse des résultats est présentée dans le tableau 4.6.

Cas de référence			Résultats				
Buse*	Débit (mL/min)	Largeur de spray (cm)	γ	r_{moy} (μm)	r_{ref} (μm)	C ($part/m^3$)	C_{ref} ($part/m^3$)
$5 \pm 0.5 \mu m$	0.657	22	$1.75 * 10^{-11}$	2.7	3.94	$6.82 * 10^{10}$	$3.27 * 10^{12}$

Table 4.6 – Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à $5 \mu m$ avec un débit de 0.657 mL/min en configuration confinée.(*) : diamètre donné par le constructeur

Buse à $20 \mu m$ - débit : 2.22 mL/min

Le spectre de transmission des mesures réalisées pour la buse étudiée ici, est présenté sur la figure 4.10.

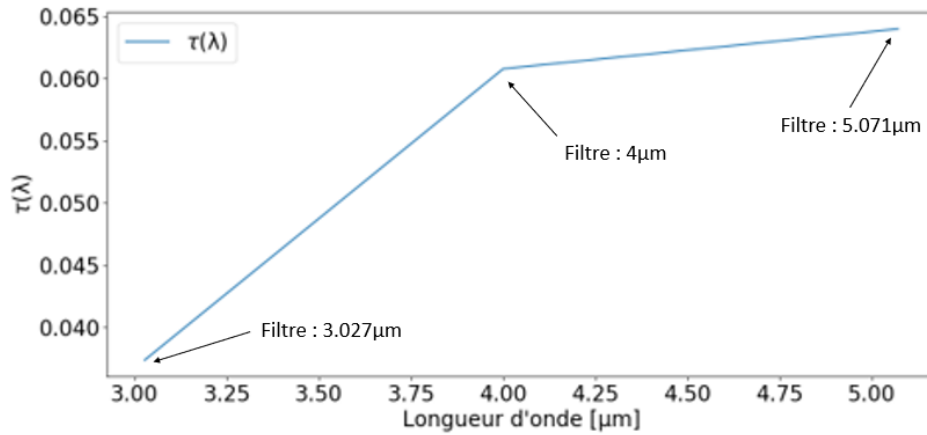


Figure 4.10 – Spectre de transmission obtenu à partir de la caméra FLIR SC7000 pour la buse à $20 \mu m$ avec un débit de 2.22 mL/min (spray confiné).

Nous remarquerons que les valeurs de transmission de la figure 4.10 sont particulièrement faibles (débit plus élevé et gouttes plus grosses), ce qui implique de faire fonctionner le code d'inversion dans des conditions très sévères et défavorables. L'inversion de données de ce spectre renvoie une solution pour $\gamma = 8.59 * 10^{-11}$. Cette dernière (préalablement normalisée) ainsi que le vecteur T_{calc} reconstruit à partir de cette solution sont présentés sur la figure 4.11.

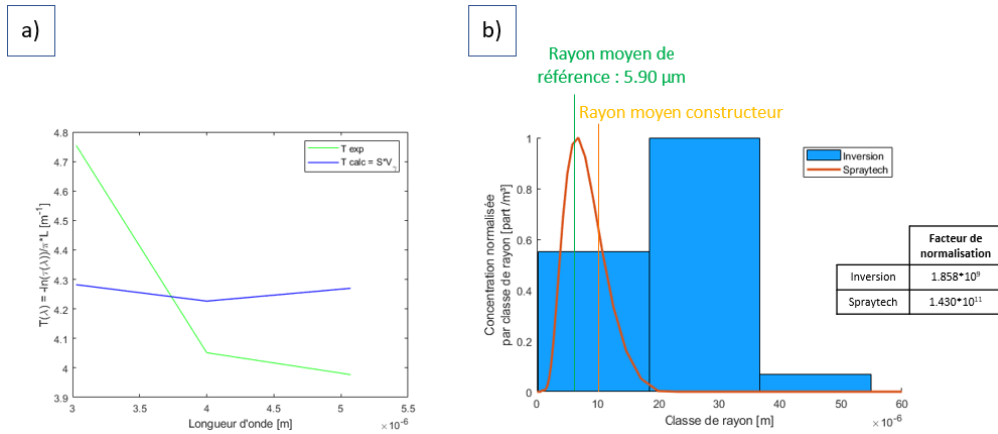


Figure 4.11 – a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min. b) Comparaison du positionnement des granulométries de référence et de la solution de l'inversion ($\gamma = 8.59 \cdot 10^{-11}$).

Ici, l'erreur moyenne sur le vecteur T_{calc} est de 7%. L'écart entre le vecteur T_{calc} et T_{exp} peut s'expliquer par le fait que l'on ne dispose que de trois mesures présentant très peu de sensibilité, ce qui met le code en difficulté. La solution numérique indique une granulométrie autour de 27 μm alors que le rayon moyen fourni par TEKCELEO est $10 \pm 1.5 \mu m$ et que celui obtenu par le spraytech est plus proches de $r_{3,2} = 5.9 \mu m$. De plus, la concentration correspondant à la solution de l'inversion est de $3.01 \cdot 10^9 \text{ part}/m^3$ alors que la concentration de référence C_{ref} est de l'ordre de $1.43 \cdot 10^{11} \text{ part}/m^3$. Ces différences sont justifiées par des conditions de travail encore plus défavorables que le cas précédent (plage de longueurs d'ondes avec encore moins de variations sur la transmission), le code est en difficulté pour trouver une meilleure estimation de la granulométrie et de la concentration du nuage. Néanmoins, malgré ce cas très limite d'un point de vue du signal utilisé, il parvient à estimer un ordre de grandeur des valeurs de granulométrie.

Les résultats sont résumés dans le tableau 4.7.

Cas de référence			Résultats				
Buse*	Débit (mL/min)	Largeur de spray (cm)	γ	$r_{moy} (\mu m)$	$r_{ref} (\mu m)$	C ($part/m^3$)	$C_{ref} (part/m^3)$
$20 \pm 3 \mu m$	2.22	22	$8.59 \cdot 10^{-11}$	27	5.90	$3.01 \cdot 10^9$	$1.43 \cdot 10^{11}$

Table 4.7 – Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min en configuration confinée. (*) : diamètre donné par le constructeur

N-B : En configuration confinée, si l'on travaille sur des sprays très concentrés (fin de la nébulisation : cf. temps tableau 4.4), la morphologie du nuage est plus facilement définie, mais la transmission est faible. Ce qui n'est pas idéal pour l'inversion. Le mieux serait de se placer en début de nébulisation (spray moins concentré, transmission plus élevée), mais compte tenu de l'imprécision sur la largeur du spray au début de la nébulisation, ceci nécessiterait d'avoir en parallèle de la mesure d'extinction un second diagnostic sur la morphologie du spray. En effet, ceci permettrait de mesurer la morphologie du spray en permanence dans le visible en simultanément des mesures d'extinction dans l'infrarouge.

En conclusion intermédiaire, nous pouvons confirmer la capacité du code à estimer le /les valeurs de rayon (ordre de grandeur correct même pour le cas limite/figure 4.11). De plus, celui-ci parvient à approcher la concentration du spray confiné malgré l'écart résiduel lié au mode de calcul basé sur seulement trois longueurs d'ondes (mesures dégradées par rapport au chapitre 3) et du fait que cette première plage spectrale n'est pas la plus favorable. Néanmoins, notons que le code devient moins précis lorsque les données de transmission ne présentent pas assez de variation (moins de 10% d'écart). On retiendra que le code, même dans des conditions très dégradées, est en mesure de donner une première *estimation* du rayon moyen des gouttes.

4.2.1.2 Cas de sprays libres

Afin d'illustrer le fonctionnement du code d'inversion sur des sprays non confinés, deux exemples sur la buse à $50 \mu m$ sont repris ci-dessous. L'un avec un débit de 5.36 mL/min et l'autre avec un débit de 10.71 mL/min .

Buse à $50 \mu m$ - débit : 5.36 mL/min

La démarche étant la même que celle décrite précédemment, nous donnons directement les résultats de l'inversion sur les figures 4.12.a et b. Les données de transmission utilisées pour construire le vecteur T_{exp} sont indiquées dans le tableau 4.4.

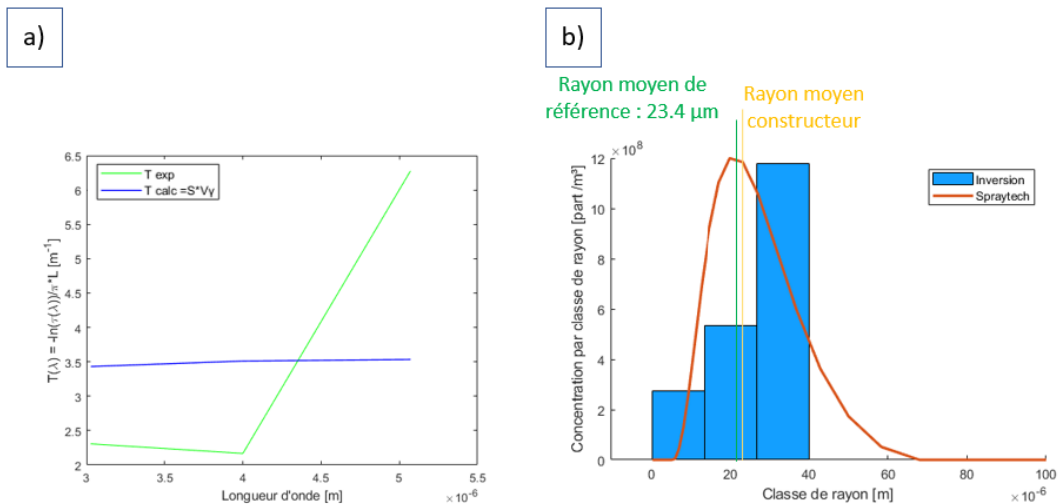


Figure 4.12 – a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à $50 \mu m$ avec un débit de 5.36 mL/min . b) Comparaison de la solution de l'inversion ($\gamma = 7.98 \times 10^{-10}$) (bleu) avec les données de granulométrie de référence (rouge).

La solution proposée par le code est en accord avec les données de mesure de référence ($r_{3,2} = 23.4 \mu m$) et le rayon moyen fourni par TEKCELEO ($25 \pm 2 \mu m$). En termes de concentration, la solution de l'inversion l'estime à $1.99 \times 10^9 \text{ part/m}^3$ alors que la concentration de référence est de $C_{ref} = 1.20 \times 10^9 \text{ part/m}^3$. Cet écart peut s'expliquer par une imprécision possible sur l'évaluation de la concentration de référence qui dépend notamment de la vitesse des gouttes dont l'estimation est délicate. On observe que l'erreur sur l'estimation de la concentration baisse d'un ordre de grandeur lorsque l'on travaille sur des sprays libres. Il y a donc un meilleur accord entre les données de référence et les résultats de l'inversion.

La synthèse des résultats est présentée dans le tableau 4.8.

Cas de référence			Résultats				
Buse*	Débit (mL/min)	Largeur de spray (cm)	γ	r_{moy} (μm)	r_{ref} (μm)	C (part/m^3)	C_{ref} (part/m^3)
$50 \pm 4\mu\text{m}$	5.36	2.35	$7.98 * 10^{-10}$	35	23.40	$1.99 * 10^9$	$1.20 * 10^9$

Table 4.8 – Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à $50 \mu\text{m}$ avec un débit de 5.36 mL/min en configuration libre. (*): diamètre donné par le constructeur

Buse à $50 \mu\text{m}$ - débit : 10.71 mL/min

Prenons maintenant un exemple avec un débit de spray plus élevé de grosses gouttes (10.71 mL/min). Ici, la concentration de référence est de $C_{ref} = 8.8379 * 10^9 \text{ part}/\text{m}^3$. Les solutions de l'inversion sont données sur les figures 4.13.a et b et correspondent à un paramètre de régularisation $\gamma = 4.22 * 10^{-10}$. Pour des raisons d'échelles, les résultats de granulométrie ont été adimensionnalisés.

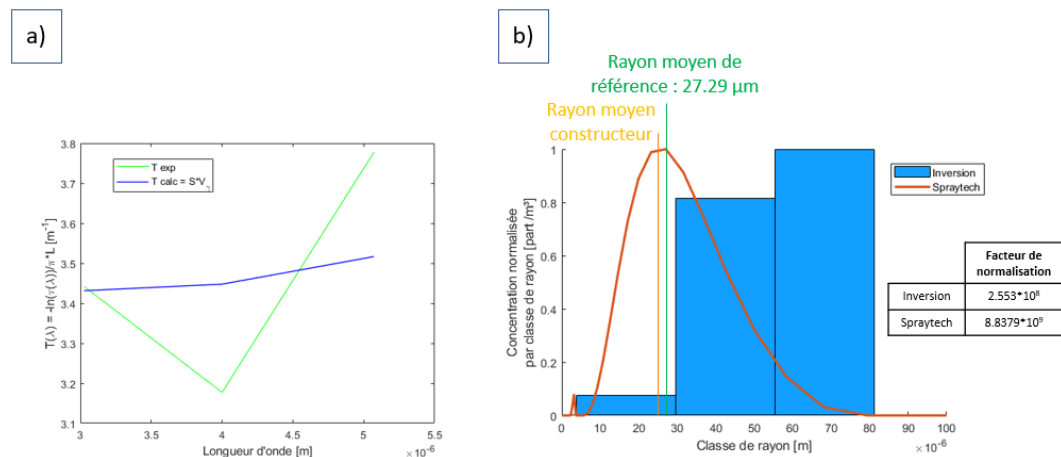


Figure 4.13 – a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à $50 \mu\text{m}$ avec un débit de 10.71 mL/min. b) Comparaison du positionnement des granulométries de référence et de la solution de l'inversion ($\gamma = 4.22 * 10^{-10}$).

La solution présentée sur la figure 4.13 correspond à une concentration de $4.82 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$ qui est une approximation de la valeur de référence à un ordre de grandeur près. En configuration libre, le code commet moins d'erreurs sur l'estimation de la concentration (un ordre de grandeur d'écart contre 2 ordres de grandeur en configuration confinée). En termes de granulométrie, une estimation autour de $45 \mu\text{m}$ est obtenue. Cette valeur est acceptable par rapport au rayon moyen indiqué par le fournisseur ($25 \pm 2 \mu\text{m}$) et les mesures de référence ($r_{3.2} = 27.29 \mu\text{m}$). Néanmoins, cet exemple montre à nouveau que l'algorithme est mis en difficulté de par les faibles variations du spectre de transmission (variation plus faible que pour l'exemple précédent). Ce qui explique probablement les écarts observés entre les mesures de référence et la solution de l'inversion.

La synthèse des résultats est présentée dans le tableau 4.9.

Cas de référence			Résultats				
Buse*	Débit (mL/min)	Largeur de spray (cm)	γ	$r_{moy} (\mu m)$	$r_{ref} (\mu m)$	C ($part/m^3$)	C_{ref} ($part/m^3$)
$50 \pm 4 \mu m$	10.71	2.71	$4.22 * 10^{-10}$	45	27.29	$4.82 * 10^8$	$8.84 * 10^9$

Table 4.9 – Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à $50 \mu m$ avec un débit de 10.71 mL/min en configuration libre. (*) : diamètre donné par le constructeur

SYNTHÈSE

En conclusion de cette étude sur la bande II, des données de transmission "appauvries" (trois mesures) sur des cas de spray dont la granulométrie couvre un large panel de tailles de gouttes (de 5 à $50 \mu m$) ont été exploitées et soumises à la méthode d'inversion. Notons qu'il pourrait être utile de moyenniser plusieurs courbes de transmission pour chacune des longueurs, mais refaites plusieurs fois toutes choses égales par ailleurs, afin de raisonner sur une courbe moyennée. De ces exemples, **il en résulte que l'algorithme est globalement en capacité de retrouver une première estimation de la granulométrie et de la concentration d'un spray - avec toutefois plus de difficulté pour les sprays confinés-, et ce à partir de seulement trois mesures de transmission et qui plus est, sur une gamme spectrale non-avantageuse (très peu de variation spectrale de la transmission)**. Néanmoins, ces estimations restent perfectibles.

Compte tenu des très faibles variations de transmission spectrale en bande II, **pour pouvoir mettre à profit les essais et se retrouver dans un cadre d'inversion plus favorable, il faut en toute rigueur, compléter ces mesures en travaillant sur des plages de longueurs d'ondes plus avantageuses comme le MIR (BIII) avec la caméra FLIR A655SC**. C'est ce que nous verrons dans ce qui suit.

4.2.2 Étude mixte sur les BII et BIII

Les mesures sur la BIII ont permis de compléter les mesures en BII avec deux mesures supplémentaires à 10 et $12 \mu m$, c'est-à-dire sur une plage spectrale où les variations de la transmission sont plus marquées (chapitre 3). Les mesures en bande III ont été réalisées avec la caméra A655SC. Pour pouvoir travailler à haute fréquence d'acquisition comme pour les mesures en bande II (100 Hz), nous avons utilisé ici le mode "mid frame" ($640*240pxl$) de la caméra. Afin d'illustrer l'étude sur la bande combinée BII/BIII, *deux exemples dont les caractéristiques et mesures de transmission sont données dans le tableau 4.10 ont été sélectionnés*.

Cas de référence			Mesures de transmission				
Buse*	Largeur de spray (cm)	Débit (mL/min)	Filtre : $3.027 \mu m$	Filtre : $4 \mu m$	Filtre : $5.071 \mu m$	Filtre : $10 \mu m$	Filtre : $12.835 \mu m$
$20 \pm 3 \mu m$	2.14	1.11	0.61	0.59	0.60	0.81	0.73
$20 \pm 3 \mu m$	2.44	2.22	0.53	0.51	0.49	0.72	0.62

Table 4.10 – Mesures de transmission avec les caméras SC7000/A655SC (bande II/III) sur spray libre. (*) : diamètre donné par le constructeur

Les données du tableau 4.10 mettent en évidence une meilleure variation de la transmission en combinant les mesures faites en BII et BIII. Des différences observées entre les mesures et le modèle numérique (chapitre 3) se justifient par les mêmes motifs que ceux évoqués dans l'étude sur la BII. Par ailleurs, les écarts entre les mesures avec la méthode caméra et la méthode de référence (spectromètre) peuvent s'expliquer par les différences des conditions de mesure (sprays confiné/libre, mesures ponctuelles/mesures de champ, mesures monochromatiques/intégrées). Cela étant, nous verrons qu'en augmentant le nombre de points de mesure sur les spectres obtenus avec les caméras, le code d'inversion est capable de restituer davantage de classes de rayon.

4.2.2.1 Buse à 20 μm - débit : 1.11 mL/min

Pour la buse à 20 μm de débit 1.11 mL/min, le spectre de transmission utilisé pour l'inversion est présenté sur la figure 4.14. Les valeurs numériques associées sont répertoriées dans le tableau 4.10.

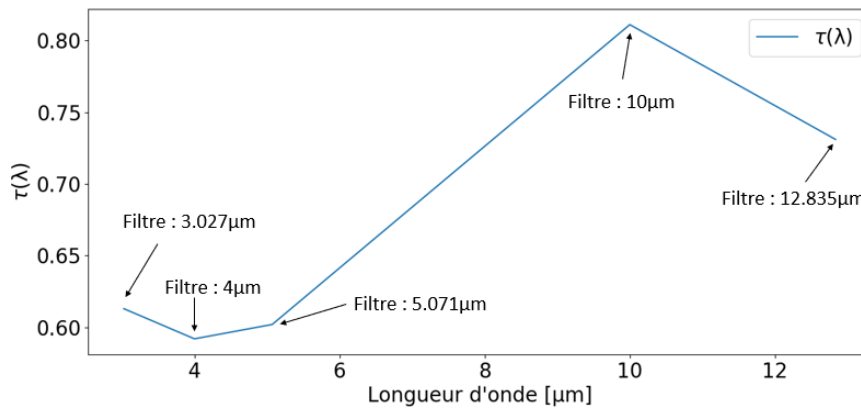


Figure 4.14 – Spectre de transmission obtenu par méthode caméra en bandes II et III pour la buse à 20 μm avec un débit de 1.11 mL/min (spray libre).

Après inversion, le code renvoie une solution pour $\gamma = 1.31 * 10^{-10}$. Les résultats de l'inversion sont présentés sur la figure 4.15.

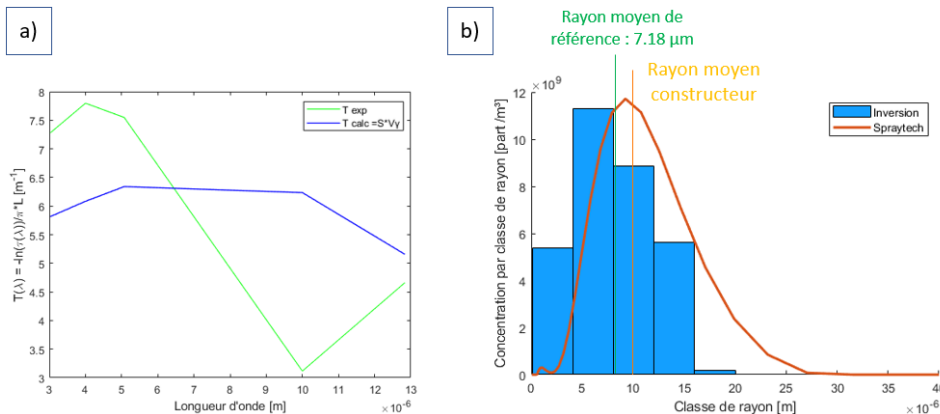


Figure 4.15 – a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 20 μm avec un débit de 1.11 mL/min (spray libre). b) Solution de l'inversion ($\gamma = 1.31 * 10^{-10}$).

La comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} de la figure 4.15.a indique une erreur moyenne sur T_{calc} de 34%. Des écarts sont présents entre les vecteurs T_{exp} et T_{calc} en raison de l'aspect non-monochromatique des mesures (particulièrement prononcé en BIII) qui n'est pas pris en compte par le modèle. Par ailleurs, la granulométrie restituée par le code (figure 4.15.b) comporte 5 classes de rayon autour de $6.07\mu m$ alors que la granulométrie de référence (spraytech) indique un rayon de $7.18\mu m$. Ceci montre une bonne cohérence entre les données d'inversion et les mesures de référence. L'écart observé entre la granulométrie de référence et les rayons donnés par le constructeur ($10 \pm 1.5 \mu m$) s'explique par la différence de condition de mesure déjà évoquée. De plus, la concentration associée à la solution de l'inversion est de $3.13 * 10^{10} \text{ part}/m^3$, ce qui est très proche de la concentration de référence ($1.17 * 10^{10} \text{ part}/m^3$). L'écart pouvant se justifier par les limites du modèle numérique abordées en perspectives. On remarquera ici, que **l'augmentation du nombre de points de mesure (avec une meilleure sensibilité de la transmission) à pour effet d'améliorer la qualité de l'inversion. Cet exemple montre les capacités du code d'inversion à déterminer 5 classes de rayon avec un meilleur accord avec les données de référence (granulométrie et concentration).**

La synthèse des résultats de ce cas de référence est présentée dans le tableau 4.11.

Cas de référence			Résultats				
Buse*	Débit (mL/min)	Largeur de spray (cm)	γ	$r_{moy} (\mu m)$	$r_{ref} (\mu m)$	C ($part/m^3$)	$C_{ref} (part/m^3)$
$20 \pm 3\mu m$	1.11	2.14	$1.31 * 10^{-10}$	6.07	7.18	$3.13 * 10^{10}$	$1.17 * 10^{10}$

Table 4.11 – Synthèse des résultats d'inversion en bande II et III pour la buse à $20 \mu m$ avec un débit de 1.11 mL/min en configuration libre. (*) : diamètre donné par le constructeur

4.2.2.2 Buse à $20 \mu m$ - débit : 2.22 mL/min

Le spectre de transmission pour ce cas de référence (buse à $20 \mu m$, débit : 2.22 mL/min) est donné sur la figure 4.16 et les résultats obtenus suite à l'inversion sont représentés sur la figure 4.17.

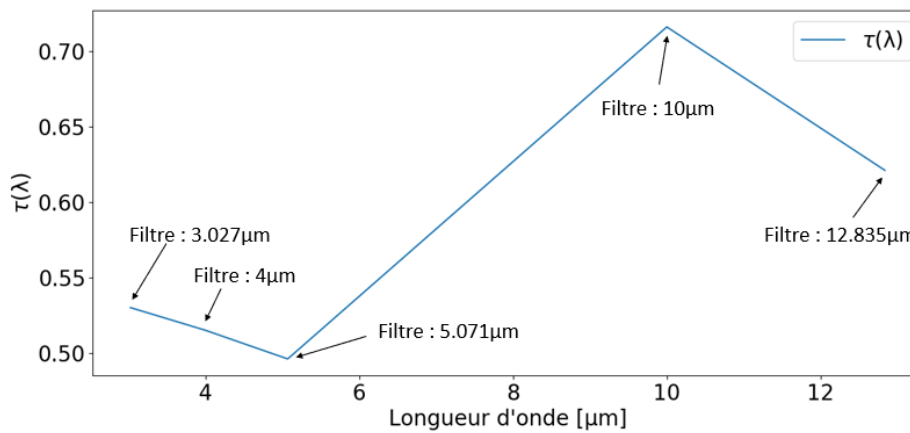


Figure 4.16 – Spectre de transmission obtenu par méthode caméra en bande II et III pour la buse à $20 \mu m$ avec un débit de 2.22 mL/min (spray libre).

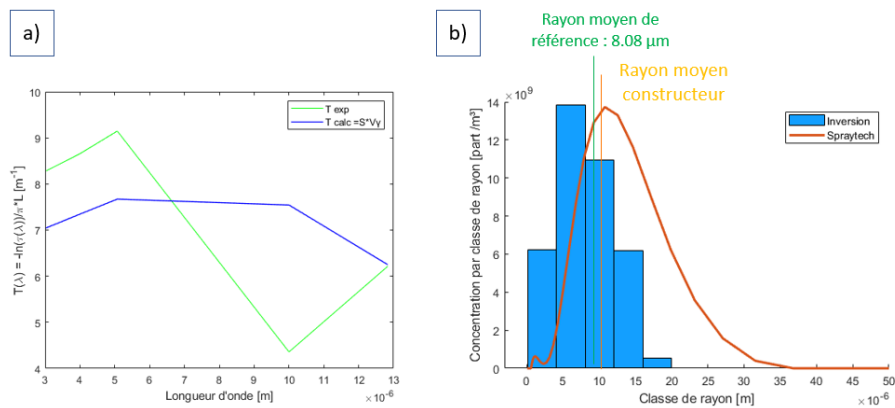


Figure 4.17 – a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min (spray libre). b) Solution de l'inversion ($\gamma = 1.31 * 10^{-10}$).

D'après la figure 4.17.a, l'erreur moyenne sur T_{calc} est ici aussi de 34%. On retrouve dans cet exemple, des tendances de variation de la transmission similaires pour ce qui a été vu entre modèle direct et le spectromètre. La granulométrie de la solution de l'inversion est répartie autour de 6.07 μm alors que le rayon de référence est de 8.08 μm . Par ailleurs, la concentration de la solution numérique est de $3.77 * 10^{10} part/m^3$ (concentration de référence : $1.37 * 10^{10} part/m^3$).

Les résultats de ce cas de référence sont résumés dans le tableau 4.12.

Cas de référence			Résultats				
Buse*	Débit (mL/min)	Largeur de spray (cm)	γ	r_{moy} (μm)	r_{ref} (μm)	C ($part/m^3$)	C_{ref} ($part/m^3$)
20 \pm 3 μm	2.22	2.44	$1.31 * 10^{-10}$	6.07	8.08	$3.77 * 10^{10}$	$1.37 * 10^{10}$

Table 4.12 – Synthèse des résultats d'inversion en bande II et III pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min en configuration libre. (*) : diamètre donné par le constructeur

SYNTHÈSE

On retiendra que ce deuxième exemple vient donc appuyer la remarque précédente : Les mesures "à trois points" sont peu précises en BII, tant pour la granulométrie que pour les concentrations (en moyenne) mais que le mode bispectral (ajout de la BIII) rend l'estimation plus cohérente et robuste car elles permettent de travailler à partir de données de transmission présentant suffisamment de variation. **À partir de cinq mesures de transmission entre 3 et 12 μm , le code est en mesure de déterminer 5 classes de rayon de la distribution granulométrique. Ainsi, 5 longueurs d'ondes à minima semblent fournir un bon compromis vis à vis du cahier des charges du CEA (3 classes de rayon) sur des gouttes d'eau dans cette gamme de granulométrie.** Nous insistons également un point important **pour pouvoir inverser des données dans de bonnes conditions : il faut qu'il y ait suffisamment de sensibilité entre les mesures de transmission. De plus, il est possible d'accroître la résolution granulométrique en augmentant d'autant plus le nombre de mesures de transmission** comme nous l'avons vu au travers d'études en BII avec trois points de mesures puis en BII/BIII avec cinq points de mesure.

Enfin, si l'objectif est d'avoir qu'un simple positionnement du rayon moyen (rayon effectif) de la distribution, la section suivante montre qu'il est possible de travailler en condition encore plus dégradée, c'est-à-dire avec une unique mesure de transmission.

4.3 Étude de cas avec une seule longueur d'onde (Approche "rayon effectif")

4.3.1 Détermination du rayon effectif à partir d'une mesure de transmission intégrée

Dans cette partie, le but est de valider la méthode "caméra" pour l'obtention d'un rayon effectif (mesure dégradée au maximum : une seule mesure de transmission) sur un spray en laboratoire. Ce rayon correspond à un équivalent monodisperse de la granulométrie (classes de rayon) en considérant une même quantité de liquide dans le nuage.

Pour déterminer le rayon effectif, noté r_{eff} , lorsque l'on ne dispose que d'une seule mesure de transmission, il n'est pas nécessaire de passer par une inversion, car le problème se ramène à une équation à deux inconnues (C et r_{eff}). En faisant une hypothèse sur l'une des deux inconnues, il est possible de résoudre l'équation de façon analytique. C'est ce qui est expliqué en suivant. Il y a pour cela deux approches possibles : 1) en supposant la concentration du nuage connue ($C = C_{ref}$) ou 2) en remplaçant la concentration par une expression ne nécessitant pas d'évaluer C au préalable. Ces deux cas sont présentés ci-dessous.

4.3.1.1 Cas 1 : détermination d'un rayon effectif en supposant C connu

Pour évaluer r_{eff} , il faut repartir de la définition de la loi de Beer-Lambert (équation 1.4) et la définition de K_{ext} avec une hypothèse de mono-dispersion (équation 1.9). D'après ces deux définitions, on obtient l'équation 4.3

$$\tau(\lambda) = \exp(-\pi * L * C * Q_{ext} * r_{eff}^2) \quad (4.3)$$

où L est la largeur du nuage [m], C la concentration du nuage [$part/m^3$], Q_{ext} la fonction d'efficacité d'extinction. Il devient alors possible d'isoler r_{eff} de la manière suivante (équation 4.4) :

$$r_{eff}^2 = \frac{-\ln(\tau(\lambda))}{\pi * L * C * Q_{ext}} \quad (4.4)$$

N-B : Pour effectuer le calcul de l'équation 4.4, en toute rigueur il est aussi nécessaire que Q_{ext} soit constant (hypothèse $Q_{ext} = 2$) ou varie très faiblement sur la plage de longueurs d'ondes analysée. Cette hypothèse est alors vérifiée en BII pour des tailles de goutte sensiblement supérieures à $50\mu m$ en rayon, pour lesquelles Q_{ext} tend vers 2. Une autre approche pour les autres cas de figure, c'est-à-dire lorsque Q_{ext} varie sur la plage de longueurs d'ondes intégrée, peut être de déterminer une valeur effective de Q_{ext} . Cette dernière peut être par exemple calculée par le théorème de la moyenne sur la plage spectrale considérée si les variations de Q_{ext} ne sont pas trop importantes sur cette plage.

Ainsi, en supposant C connue (valeur de référence), il est alors possible de remonter à une première estimation de la granulométrie. La méthode de calcul de la concentration de référence a été présentée dans le chapitre 3.

Pour illustrer la méthode de calcul, les exemples des buses à 50, 20 et 5 μm sont présentés ci-dessous avec une mesure de transmission intégrée sur la plage spectrale du filtre à 3 μm (i.e [2.997-3.057] μm). Les valeurs utilisées pour les applications numériques (équation 4.4) et

leurs résultats sont résumés dans le tableau 4.13. La valeur de Q_{ext} indiquée dans ce tableau correspond à la valeur effective de Q_{ext} sur la plage spectrale du filtre.

Buse	50 μm	20 μm	5 μm
Configuration	libre	libre	confinée
L (m)	0.0235	0.0244	0.022
Plage de longueurs d'ondes (μm)	[2.997-3.057]	[2.997-3.057]	[2.997-3.057]
$Q_{ext,eff}(\lambda)$	2.1782	2.5654	1.277
Transmission intégrée	0.84	0.53	0.06
C_{ref} ($part/m^3$)	$1.20 * 10^9$	$1.37 * 10^{10}$	$3.17 * 10^{12}$
r_{eff} (μm)	30.06	15.34	1.01
Mesures du spraytech			
$r_{3,2}^*$ (μm)	23.40	8.08	4.13
r_{10}^* (μm)	11.03	5.22	2.74
r_{50}^* (μm)	18.49	11.32	3.15
r_{90}^* (μm)	49.46	322.19	343.67
$r_{4,3}^*$ (μm)	50.22	73.35	111.85

Table 4.13 – Caractéristiques des sprays à 50 (débit : 5.36 mL/min), 20 (débit : 2.22 mL/min) et 5 μm (débit : 0.995 mL/min) pour l'évaluation d'un rayon effectif sur différentes tailles de gouttes à partir d'une mesure intégrée en bande II. (*) : rayon de référence de comparaison.

D'après ces calculs, l'estimation du rayon effectif obtenu pour la buse à 50 μm (30.06 μm) est relativement proche du rayon de référence $r_{3,2}$ du spraytech ($r_{ref} = r_{3,2} = 23.40 \mu m$). En effet, en comparant les données du tableau synthétisant les granulométries de référence des situations de tests, le rayon effectif évalué ici est identifié comme étant le plus proche du rayon de Sauter mesuré par le spraytech.

Pour les autres buses, un écart plus important entre l'estimation par calcul et les données de granulométrie de référence est observé. Cela provient de l'approximation sur la valeur de Q_{ext} sur la plage de longueurs d'ondes considérée. En effet, plus les gouttes ont un petit diamètre, plus la valeur du paramètre de taille en bande II est petite et la valeur de Q_{ext} associée s'éloigne de l'hypothèse de calcul initiale ($Q_{ext} = 2$). Ceci est encore plus prononcé en bande III. La méthode de calcul de rayon effectif pour ces cas (rayons petits et grandes longueurs d'ondes) a donc peu de chance de fonctionner. Cette remarque, et les éventuelles imprécisions sur les valeurs de la concentration de référence et la largeur des sprays justifient les différences entre le rayon effectif estimé et les données de référence.

Toutefois, globalement, nous retrouvons les bons ordres de grandeur de granulométrie de référence (rayon de Sauter : $r_{3,2}$). Ce rayon effectif est un rayon moyen qui se situe entre le rayon de Sauter et le $r_{4,3}$ mesuré par le spraytech, dont les limites de mesure (sur sprays denses) ont été abordées dans le chapitre 3.

4.3.1.2 Cas 2 : détermination d'un rayon effectif avec un a priori sur le débit

Pour les sprays libres et coniques avec hypothèse de concentration homogène, la concentration C peut s'écrire en fonction du débit, noté D_v [m^3/s] et de la vitesse des gouttes v_g [m/s] en

faisant une projection du pixel de taille δx (analogue de h dans l'équation 3.4) de la caméra dans une tranche de nuage comme expliqué dans le chapitre 3 (partie 3.26). Ainsi, après calcul, on obtient l'expression de C suivante (équation 4.5) :

$$C = \frac{D_v * \delta x}{v_g * \frac{4}{3} * \pi * r_{eff}^3 * \pi * \frac{L^2}{4} * \delta x} \quad (4.5)$$

En remplaçant l'écriture simplifiée de l'équation 4.5 dans l'équation 4.4, la forme de r_{eff} est celle de l'équation 4.6

$$r_{eff} = \frac{-3 * D_v * Q_{ext}}{v_g * \pi * L * \ln(\tau(\lambda))} \quad (4.6)$$

où L est la largeur du nuage [m]. Toutefois, cette formule suppose que l'on dispose d'une connaissance assez précise sur la *vitesse des gouttes, le débit et la largeur du spray*.

Ci-dessous est présenté un exemple d'application numérique de l'équation 4.6 sur le cas de la buse d'IKEUCHI pour se rapprocher des tailles de gouttes estimées sur des dispersions réelles à partir du code de calcul du CEA (modèle de Seefeldt [112]). Les valeurs utilisées pour le calcul sont synthétisées dans le tableau 4.14.

Buse	260 μm
Configuration	libre
Débit (m^3/s)	$1.17 * 10^{-6}$
V_g (m/s)	3.73
L (m)	0.0407
Plage de longueurs d'ondes (μm)	[7.5-14]
$Q_{ext,eff}(\lambda)$	2.1127
Transmission intégrée	0.9
C_{ref} ($part/m^3$)	$1.098 * 10^6$
r_{eff} (μm)	147.15
Mesures du spraytech	
$r_{3,2}^*$ (μm)	132.32
r_{10} (μm)	43.76
r_{50} (μm)	108.55
r_{90} (μm)	256.88
$r_{4,3}$ (μm)	132.32

Table 4.14 – Caractéristiques du spray d'IKEUCHI pour l'évaluation d'un rayon effectif sur des grosses tailles de gouttes à partir de mesure intégrée en bande III. (*) : rayon de référence de comparaison.

L'écart observé entre la mesure de granulométrie de référence $r_{3,2}$ et le rayon effectif déterminé par la méthode d'extinction peuvent se justifier par des imprécisions sur l'évaluation des grandeurs intervenant dans le calcul (vitesse de goutte, débit, largeur du spray). Mais *on retrouve tout de même un bon ordre de grandeur du rayon de référence qui, pour rappel est proche du rayon de Sauter*.

4.3.2 Détermination du rayon effectif à partir d'une mesure de transmission monochromatique

Si l'on souhaite travailler sur des mesures non intégrées, cela est également possible en reprenant les équations 4.4 et 4.6. Dans cette partie, les mesures de transmission monochromatiques utilisées pour les calculs sont extraites des mesures réalisées avec le spectromètre IRTF pour nos cas de référence.

4.3.2.1 Cas 1 : détermination d'un rayon effectif en supposant C connu

Les valeurs de transmission utilisées dans les exemples ci-dessous correspondent aux valeurs de transmission relevées à $10 \mu m$.

Selon le principe expliqué au paragraphe 4.3.1.1, deux exemples sont traités dans ce qui suit, l'un en configuration confinée l'autre en configuration libre. Les données utilisées pour faire l'application numérique de la formule donnée en 4.4 sont renseignées dans le tableau 4.15.

Buse	$20 \mu m$	$50 \mu m$
Configuration	confiné	libre
Débit (mL/min)	1.11	5.36
L (m)	0.22	0.0175
$\lambda (\mu m)$	10	10
$Q_{ext}(\lambda)$	2.26477	2.38351
$\tau(\lambda)$	0.07247	0.50342
$C_{ref} (part/m^3)$	$3.19 * 10^{10}$	$3.46 * 10^{10}$
$r_{eff} (\mu m)$	7.25	12.31
Mesures du spraytech		
$r_{3,2}^* (\mu m)$	5.29	23.4
$r_{10} (\mu m)$	3.26	11.02
$r_{50} (\mu m)$	5.90	18.49
$r_{90} (\mu m)$	10.29	49.46
$r_{4,3} (\mu m)$	6.41	50.22

Table 4.15 – Caractéristiques des sprays pour l'évaluation d'un rayon effectif de gouttes. (*) rayon de référence de comparaison.

À titre d'illustration, la figure 4.18 montre l'allure de la courbe de granulométrie de référence utilisée pour comparer la donnée r_{eff} estimée par la méthode d'extinction.

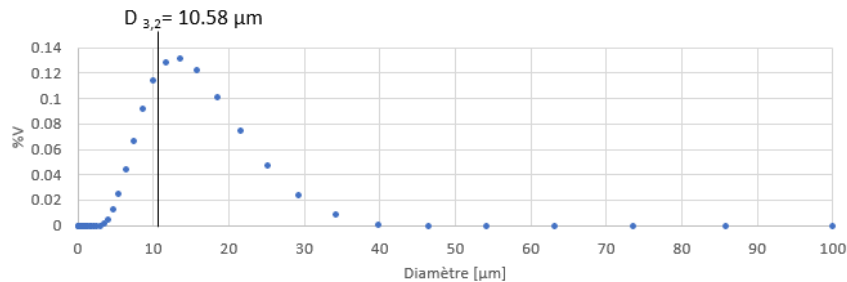


Figure 4.18 – Granulométrie de référence (mesures spraytech) pour la buse à $20 \mu m$ avec un débit de $1.11 mL/min$ (spray confiné).

Avec l'équation 4.4, le rayon effectif des gouttes générées par la buse à $20 \mu m$ est estimé à $7.25 \mu m$ au lieu d'un rayon de référence r_{ref} proche de $r_{3,2} = 5.29 \mu m$ (donnée spraytech) contre $10 \mu m$ selon les données de TEKCELEO. Pour la buse à $50 \mu m$ en configuration libre, le rayon effectif estimé est de $12.31 \mu m$ au lieu de $23.4 \mu m$ en valeur de référence (spraytech). **On retrouve donc une bonne évaluation du rayon moyen des gouttes du nuage puisque la méthode d'extinction avec l'approche du rayon effectif permet de retrouver une valeur proche du rayon de Sauter ($r_{3,2}$) mesuré par le spraytech et qui a été identifié dans le chapitre 3 comme étant le rayon de référence.**

Cependant, lorsqu'on ne dispose pas de mesures de référence de concentration, il est nécessaire de réécrire l'équation 4.4 en remplaçant C par une autre expression équivalente.

4.3.2.2 Cas 2 : détermination d'un rayon effectif avec un a priori sur le débit

Prenons l'exemple du spray nébulisé par la buse d'IKEUCHI (donnée fournisseur : rayon moyen de $130 \mu m$). En utilisant les caractéristiques du spray indiquées dans la tableau 4.16, l'application numérique (équation 4.6) conduit à une estimation de $r_{eff} = 134.35 \mu m$ au lieu du rayon de référence r_{ref} de $132.32 \mu m$ (donnée spraytech). Ce dernier cas est le plus favorable pour l'approche de rayon effectif car Q_{ext} est très proche de 2 pour ces tailles de gouttes en BIII.

Buse	260 μm
Configuration	libre
Débit (m^3/s)	$1.17 * 10^{-6}$
L (m)	0.04
$\lambda(\mu m)$	10
$Q_{ext}(\lambda)$	2.0995
$\tau(\lambda)$	0.89
C_{ref} ($part/m^3$)	$1.098 * 10^6$
r_{ref} (μm)	132.32
r_{eff} (μm)	132.59

Table 4.16 – Caractéristiques du spray d'IKEUCHI pour l'évaluation d'un rayon effectif sur des grosses tailles de gouttes.

Ce dernier exemple permet de démontrer qu'il est possible d'estimer analytiquement un rayon effectif correspondant au rayon situé dans un encadrement compris entre le rayon de Sauter ($r_{3,2}$) des mesures de référence et le rayon du constructeur, à partir d'une seule mesure de transmission monochromatique sans émettre d'a priori direct sur la valeur de la concentration du nuage.

En somme, dans cette dernière section, la méthode d'inversion a été testée sur les deux configurations d'essais possibles (nuage conique/libre et nuage confiné) et sur des tailles de gouttes variant entre 5, 20, 50 et 260 μm de diamètre. Nous avons aussi pu montrer au travers de ces exemples, qu'il est possible de résoudre analytiquement l'équation de Beer-Lambert (une équation, une inconnue) lorsque l'on ne dispose que d'une mesure de transmission (intégrée ou non). Le rayon alors obtenu approche le rayon de référence issu du diamètre de Sauter ($D_{3,2}$) et se situe entre le rayon de Sauter et les données du constructeur.

4.4 Conclusion

Pour se rapprocher des conditions d'instrumentation "terrain", nous avons opté pour un dispositif de mesure de transmission portatif et compatible avec les conditions d'essais réelles. Celui-ci se compose d'une source corps noir plan et de caméras infrarouges. Nous avons vu que les mesures avec ce type de détecteur ne permettent d'avoir qu'une mesure intégrée de la transmission. Par conséquent, le nombre de caméras à disposition étant limité, nous sommes également contraints sur le nombre de mesures de transmission. Toutefois, la possibilité d'ajouter des filtres à certaines caméras permet d'augmenter le nombre de points de mesure. De plus, nous avons également vu que la plage de longueurs d'ondes de travail est imposée par la nature du milieu dispersé (tailles de gouttes), qui agit sur les fluctuations de la fonction d'efficacité d'extinction. En effet, on rappelle que pour avoir des variations de Q_{ext} (et donc de la transmission), il est nécessaire de se placer dans le domaine infrarouge pour des tailles de gouttes allant jusqu'à la centaine de micromètres.

En comparaison avec les résultats du chapitre 3 obtenus à partir d'un vecteur T_{exp} dense (>500 points), nous constatons que lorsque le signal d'entrée est significativement dégradé (quelques mesures), le code ne peut plus restituer autant de classe(s) de rayon. Avec N points de mesure, il n'est possible de restituer que N classes de rayon au maximum. Néanmoins, même avec N petit (N=3 par exemple), les résultats issus du code fournissent déjà des informations cohérentes avec la réalité en termes de tailles de gouttes et de concentration. Mais pour que les données de transmission soient exploitables par la méthode d'inversion, il est nécessaire que les valeurs mesurées d'une longueur d'onde à l'autre soient suffisamment différentes (écart d'au moins de 10%).

Par ailleurs, les écarts observés entre les données de référence et les données d'inversion sur la concentration peuvent s'expliquer, entre autres, par l'estimation délicate de la vitesse de gouttes, ce qui rend difficile la connaissance de la concentration en configuration libre. Cela peut être aussi dû à la non prise en compte des phénomènes de diffusion avant par le calcul. De plus, nous rappelons qu'ici, les mesures de transmission ne sont pas monochromatiques (largeur spectrale des filtres), ce qui n'est pas intégré dans l'algorithme qui ne considère que des longueurs d'ondes données. En outre, concernant les mesures de granulométrie de référence, nous rappelons que le spraytech n'est pas très adaptées pour des mesures sur des nuages épais (chapitre 3). Cela peut aussi expliquer les écarts observés entre les données de référence et les résultats des inversions.

Pour faire fonctionner le code d'inversion, l'utilisateur doit indiquer les bornes minimum et maximum de rayon pour les calculs. L'expérience montre alors que pour que le code soit en mesure de restituer une solution correcte, il est nécessaire d'entrer des bornes de rayons proches de la granulométrie du milieu (l'ajustement des bornes se fait par itération en resserrant la gamme de rayons du calcul). Un certain nombre de points appelle donc des suggestions que nous présenterons dans la partie "Conclusion et perspectives". Nous retiendrons que le code est déjà en mesure de fournir une bonne indication du rayon moyen des gouttes à partir de données "pauvres" (2 à 5 mesures).

La mesure de transmission a également été dégradée au maximum (mesure unique) pour retrouver le rayon moyen de la loi de distribution de façon analytique. De bons résultats ont été obtenus sur des sprays confinés et non confinés. La méthode d'extinction permet donc bien de retrouver des données granulométriques correspondant aux conditions expérimentales à partir de mesures d'extinction.

Le dernier chapitre, traitera d'un cas réel de dispersion à travers l'application de la méthode d'extinction en vue d'estimer le rayon effectif des gouttes dispersées par explosif au CEA de Gramat.

5

Application de la méthode à une dispersion d'eau par explosif - Approche du rayon effectif

5.1	Présentation du dispositif de dispersion de liquide et de l'instrumentation associée	155
5.2	Rappel sur la méthode d'extinction en rayon effectif et ses hypothèses de travail	160
5.3	Étude dimensionnelle du nuage	162
5.3.1	Fenêtre temporelle d'intérêt et rayon de dispersion	162
5.3.2	Mesure de la largeur du nuage	165
5.4	Utilisation de la méthode d'extinction avec caméra pour l'obtention d'un rayon effectif et de la concentration sur le terrain	166
5.4.1	Détermination du rayon effectif	166
5.4.2	Détermination de la concentration du nuage	169
5.5	Conclusions	170

Dans ce chapitre, la méthode d'extinction est reprise dans sa version minimaliste, avec l'identification d'un rayon effectif uniquement. En effet, seule cette configuration est compatible avec les conditions d'essais sévères rencontrées lors d'une dispersion par explosif et avec le matériel à disposition sur site. Ici, trois exemples de dispersions réelles sont traités avec l'approche de la méthode d'extinction donnant un rayon effectif. Cette approche a le mérite d'être simple à mettre en œuvre et permet de privilégier la fréquence de mesure par rapport à l'approche multi-spectrale proposée dans la partie "Perspectives". La première partie de ce chapitre décrit le dispositif de dispersion à échelle réelle ainsi que l'instrumentation déployée sur le site d'expérimentation pyrotechnique. Une seconde partie est consacrée à la présentation des hypothèses de travail, puis un effort particulier sera apporté à la caractérisation dimensionnelle du nuage d'eau en fonction du temps. Ces données seront utilisées pour définir des temps caractéristiques et calculer des rayons effectifs à différents instants, à partir d'une mesure de transmission intégrée (méthode avec caméra). Enfin, la dernière partie de ce chapitre démontre l'utilisation de la méthode d'extinction pour l'estimation d'une concentration moyenne du nuage.

5.1 Présentation du dispositif de dispersion de liquide et de l'instrumentation associée

Dans cette étude, pour générer un nuage de goutte à échelle 1 à partir d'un conteneur de liquide, des explosifs ont été employés. Les charges explosives fabriquées par la Direction des

Applications Militaires (DAM) du CEA de Gramat étant confidentielles, nous ne pourrons pas détailler avec précision la structure et la composition des charges explosives utilisées au cours de cette thèse. Néanmoins, il est possible d'en dégager la structure générale.

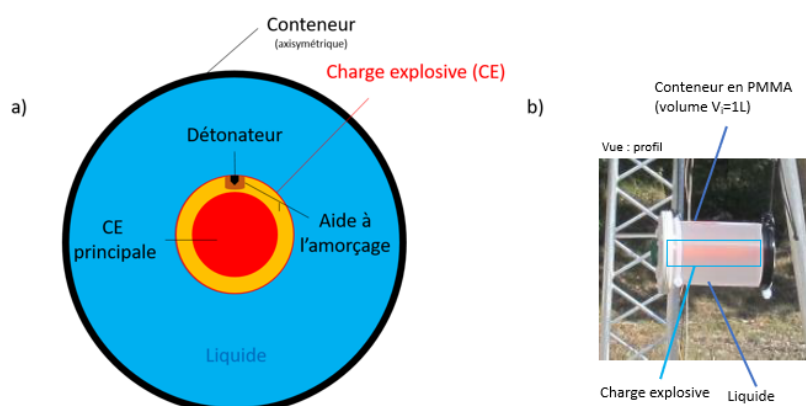


Figure 5.1 – a) Vue en coupe : Structure schématique du dispositif de dispersion de liquide avec une charge explosive (CE) élaborée par le CEA de Gramat. b) Vue de profil : Conteneur d'une capacité de 1 L avec en son centre le cylindre de charge explosive.

Schématiquement, la charge explosive peut être visualisée comme un volume (cylindre dans notre cas) rempli de poudre explosive homogène [11]. Ce cylindre est composé essentiellement d'explosif secondaire (CE principale). Ce dernier est entouré d'une couche d'explosif d'amorçage (explosif primaire) dans laquelle est implanté un détonateur (figure 5.1.a). C'est la détonation de celle-ci qui donnera naissance à l'explosion de la charge secondaire (CE). Dans le cadre de cette thèse, la charge explosive est rendue étanche et placée au centre d'un réservoir cylindrique contenant le liquide à disperser comme indiqué sur la figure 5.1.b.

En résumé, le dispositif est constitué d'un conteneur cylindrique en polymère (PMMA) de volume V_i rempli d'eau avec en son centre une charge explosive de ratio de charge (ou ratio de chargement) μ contrôlé. Ce dernier étant défini par l'équation 5.1 à l'aide des masses de liquide/conteneur $m_{liquide} + m_{enveloppe}$ et d'explosif équivalent TNT m_{TNT} utilisées.

$$\mu = \frac{m_{liquide} + m_{enveloppe}}{m_{TNT}} \quad (5.1)$$

Du fait de l'usage de ces explosifs, il est très compliqué de mettre en place une instrumentation sur ce type de phénomène car on est confronté à de fortes contraintes énergétiques (pression : plusieurs GPa) et cinétiques (vitesse : $\sim 10^3 m/s$, temps : $\sim ms$). Pour cela, la méthode d'extinction est un moyen de mesure adapté, non-intrusif, paramétrable et permettant a priori de hautes fréquences d'acquisition, comme évoqué au fil des précédents chapitres.

Toutefois, le choix du détecteur a une très grande importance car il dépend de la taille des gouttes de la dispersion qui peut être estimée en première approche grâce au modèle numérique du CEA.

En 2016, un modèle semi-empirique a été développé à partir des travaux de Steindler et Seefeldt [112] et des résultats expérimentaux obtenues au CEA de Gramat, pour pouvoir estimer le rayon r_{CEA} des fragments de liquide dispersés par explosif selon le ratio de charge μ . Celui-ci est donné par l'équation 5.2 et est représenté sur la figure 5.2.

$$r_{CEA} = \frac{1}{2} 38.962 * 10^{-6} * \mu^{0.3617} \quad (5.2)$$

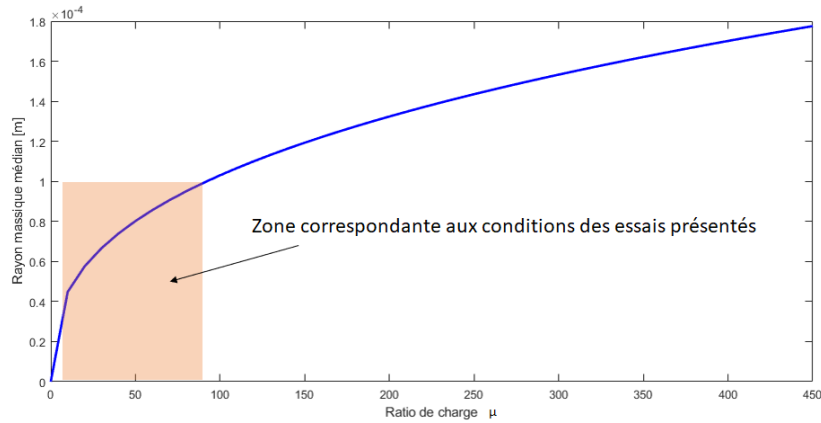


Figure 5.2 – Modèle semi-empirique du CEA de Gramat.

Sur la figure 5.2 est également positionnée la gamme de ratios de charge utilisée pour les essais dépouillés dans ce chapitre ainsi que la gamme de rayons des gouttes associée et estimée par le modèle. D'après les prédictions du modèle numérique du CEA, les tailles de rayon des gouttes attendues relatives aux essais présentés sont comprises dans une plage de $[40-100]\mu m$.

Or, d'après le modèle direct, pour ces tailles de goutte, le spectre de transmission est celui présenté sur la figure 5.3. Les paramètres (concentration, largeur de la dispersion, granulométrie) utilisés pour générer cette courbe ont été choisis de sorte à se rapprocher des conditions de l'essai 3 traité plus loin.

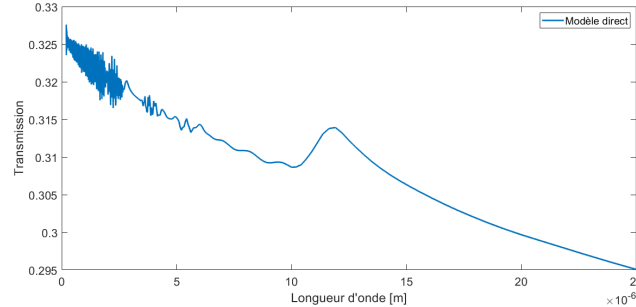


Figure 5.3 – Transmission issue du modèle direct pour une distribution de tailles de goutte répartie autour de $80\mu m$. Paramètres : $R_{min} - R_{max} = [50 - 100]\mu m$, $C = 5 * 10^7\ part/m^3$, $L = 30\ cm$, plage de longueurs d'ondes : $[0.2-25]\mu m$.

Qualitativement, sur la figure 5.3 nous notons comme attendu une meilleure amplitude de variation de la transmission en **BIII** qu'en **BII** avec une singularité spectrale à $12\mu m$. L'évolution du spectre de la transmission généré par le modèle direct et les études faites aux chapitres 3 et 4, démontrent donc qu'il aurait été judicieux de se placer sur la bande **III** pour faire des mesures multispectrales de la transmission. Cependant, la caméra en bande **III** dont nous disposons ne permet pas d'atteindre des fréquences suffisantes pour suivre le phénomène. Pour rappel (chapitre 4), la caméra infrarouge la plus rapide à disposition est la FLIR SC7000 qui opère en bande **II** et dont la fréquence d'acquisition maximale est $1\ kHz$ (en mode fenêtré). Cette dernière est donc plus adaptée pour suivre la cinétique de l'expansion du nuage dans la zone de mesure. De plus, en se plaçant sur la **BII** pour les mesures d'extinction, cela permet de faire l'hypothèse que $Q_{ext} = 2$. Compte tenu de la taille des gouttes envisagées par le CEA soit autour de $80/100\mu m$, le calcul de Q_{ext} (figure 5.4)

montre que la courbe est assez plate entre 1 et 5 μm et qu'elle varie un peu plus entre 7.5 et 14 μm .

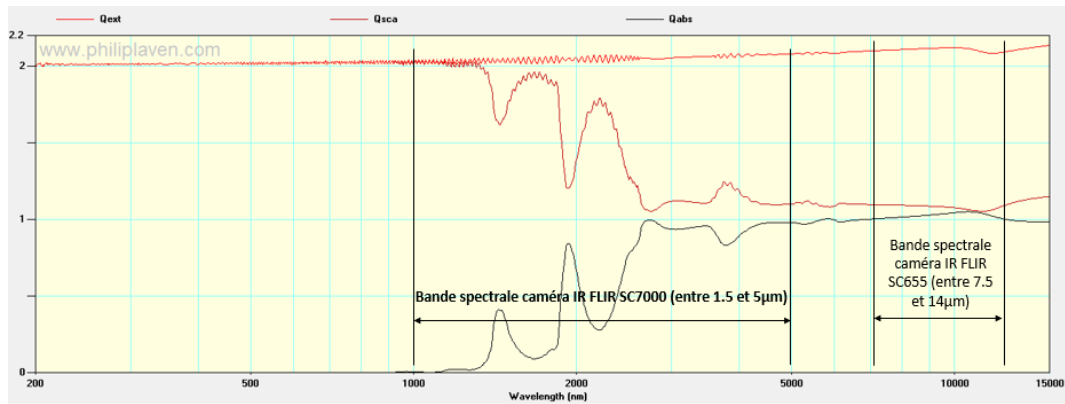


Figure 5.4 – Variation de la fonction d'efficacité pour une taille de rayon de goutte de 100 μm , tracée avec Mieplot®.

L'approche en rayon effectif a été mise en œuvre initialement entre 1 et 5 μm afin de simplifier les calculs ($Q_{ext} = 2$) et de favoriser ainsi une analyse plus rapide (mesure de transmission à une seule longueur d'onde comme expliqué à la fin du chapitre 4) du nuage en expansion. **Par conséquent, les résultats présentés dans ce chapitre portent sur l'évaluation du rayon effectif des gouttes à partir d'une mesure de transmission intégrée sur la bande [1.5-5] μm .**

Ainsi, pour pouvoir mettre en application la méthode d'extinction sur ce type de phénomène rapide, le site d'expérimentation pyrotechnique a été équipé d'une caméra haute fréquence (FLIR SC7000) et d'une source de rayonnement de type corps noir plan porté à 400 °C pour avoir une émission en BII (l'utilisation d'une source laser n'étant pas autorisée sur le site d'expérimentation pyrotechnique).

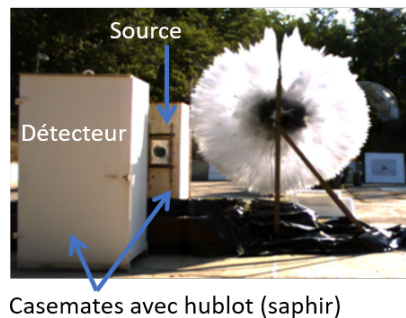


Figure 5.5 – Disposition des équipements de mesure pour déployer la méthode d'extinction sur une dispersion par explosif.

Comme on peut le voir sur la figure 5.5, les deux appareils ont été disposés de part et d'autre du nuage, ce qui a permis de réaliser des mesures de transmission. Pour les protéger du souffle de l'explosion, ces derniers ont été placés dans des casemates (abri métallique) équipées de hublots en saphir (bonne transmission dans la BII) autorisant le passage du rayonnement infrarouge de la source vers le détecteur.

Sur la figure 5.6 est représenté schématiquement l'ensemble du dispositif d'acquisition pour les

différentes mesures (transmission, largeur du nuage, rayon de la dispersion). Les observations ont été complétées par deux visualisations dans le visible de la dispersion du nuage pour évaluer la largeur du nuage dans l'axe optique de mesure de la transmission et le rayon de la dispersion. Le récapitulatif des caractéristiques des caméras utilisées au cours des essais est donné dans le tableau 5.1.

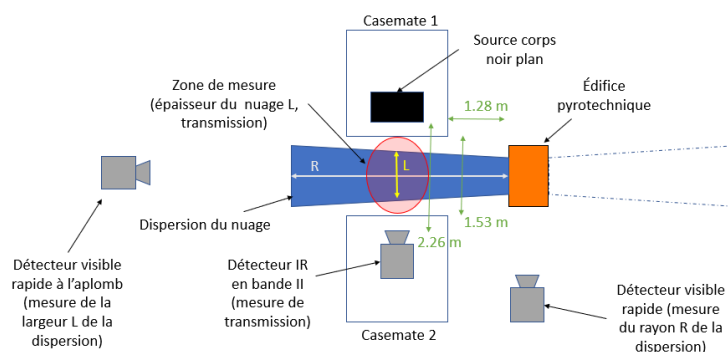


Figure 5.6 – Schéma du positionnement des équipements de mesure pour déployer la méthode d'extinction au CEA de Gramat.

Modèle de caméra	Plage spectrale (μm)	Capteur	Focale de l'objectif (mm)	Fréquence d'acquisition (Hz)	Mesure
FLIR SC7000	[1.5-5]	InSb 320*256pixels	50	500	Transmission
Photron Fastcam SA5	[0.4-0.8]	CMOS 1024*1024pixels	30	5000	Largeur du nuage L dans la zone de mesure
Photron Fastcam SA5	[0.4-0.8]	CMOS 1024*1024pixels	16	5000	Rayon R de la dispersion

Table 5.1 – Caractéristiques des caméras utilisées lors des essais de tir réalisés au CEA de Gramat.

La caméra IR "rapide" utilisée pour la mesure de transmission (FLIR SC7000) est celle présentée au chapitre 4. Au cours des essais, le déclenchement de la caméra est synchronisé avec l'amorçage de la détonation. Ici, le choix de la fréquence d'acquisition (500 Hz) est conditionné par la distance de visée imposée par la géométrie du dispositif. En effet, pour pouvoir conserver un champ de vue et une résolution spatiale suffisante (visualisation complète du hublot de la casemate contenant le corps noir), il a été nécessaire de travailler en mode "mid-frame". Ce mode d'enregistrement permet de travailler sur des images de dimension réduite (de la taille du hublot) pour augmenter la fréquence d'acquisition. L'utilisation d'une fréquence d'acquisition plus élevée aurait impliqué une réduction plus importante de la taille de l'image et n'aurait pas permis de visualiser le hublot dans sa totalité.

L'ensemble du dispositif mis en œuvre permet de caractériser les aspects temporels et dimensionnels du phénomène, indispensable pour l'évaluation des données granulométriques

(rayon effectif et concentration). Enfin, concernant l'analyse des résultats, nous avons proposé d'équiper le site d'expérimentation pyrotechnique d'un granulomètre laser afin de recueillir des mesures de références comme il a été fait dans la démarche menée en laboratoire. Mais en raison de l'impossibilité d'utiliser des lasers sur le site du CEA, cette suggestion n'a pas pu aboutir. **C'est pourquoi la confrontation des résultats de rayon effectif a été faite avec la seule donnée de comparaison disponible pour les essais de dispersion, c'est-à-dire avec le modèle numérique présenté plus haut.**

Nous soulignons toutefois que les conditions utilisées pour paramétrer ce modèle ne sont pas connues, notamment l'instant et la localisation de la mesure (par rapport au centre de l'explosion). Le modèle ne permettra donc qu'un positionnement indicatif des rayons effectifs obtenues à différents instants.

5.2 Rappel sur la méthode d'extinction en rayon effectif et ses hypothèses de travail

On rappelle brièvement que la méthode d'extinction consiste à mesurer à travers un milieu optiquement dilué, la transmission (équation 1.4) qui peut être explicitée avec la théorie de Mie selon l'équation 1.11. Il a été vu également dans le premier chapitre que cette expression, ou plus exactement le coefficient K_{ext} , peut être simplifié moyennant des hypothèses sur la nature du milieu dispersé. Lors de cette campagne d'essais, pour avoir une première approche des tailles de goutte du nuage, nous avons supposé (hypothèse forte) que **le nuage était monodispersé et homogène**. Dans ce cas, la forme de K_{ext} devient celle donnée à l'équation 1.9. Ce qui implique que l'expression de la transmission est la suivante (équation 5.3) :

$$\tau(\lambda, t) = \exp(-C(t)\pi r_{eff}^2 Q_{ext}(n_\lambda, k_\lambda, \lambda, r_{eff}) * L(t)) \quad (5.3)$$

où $C(t)$ est le nombre de particules par unité de volume, r_{eff} le rayon effectif des gouttes (proche du $r_{3,2}$ d'après les chapitres 3 et 4), Q_{ext} la fonction d'efficacité d'extinction et $L(t)$ la largeur du nuage. Dans cette équation, mis à part le rayon que l'on recherche, il y a trois autres inconnues : $C(t)$, $L(t)$ et Q_{ext} . $L(t)$ est mesuré expérimentalement avec une caméra rapide visible (située au-dessus de l'axe optique de la mesure de transmission) et est considéré comme invariant dans le temps (au premier abord). Concernant la fonction d'efficacité, nous avons vu précédemment que pour les tailles de gouttes des dispersions estimées par le CEA, sur la BII, on a $Q_{ext} \sim 2$ (figure 5.4). Pour palier à la méconnaissance de $C(t)$, une troisième hypothèse simplificatrice a donc été nécessaire. **On a alors supposé que la concentration C était constante et homogène spatialement (hypothèse forte) ce qui a permis de définir une concentration moyenne instantanée à partir de données connues : le volume initial V_i du conteneur, le volume $V_0 = \frac{4}{3}\pi r_{eff}^3$ d'une goutte sphérique et le volume de la dispersion $V_{explosion}$ en supposant que la totalité du liquide se retrouve sous forme dispersée dans ce volume.**

Il est possible d'assimiler la forme du nuage de dispersion à un cylindre de rayon R et de longueur L (figure 5.6), le volume de dispersion a alors été pris comme égal à $V_{explosion} = \pi R^2 L$. En réalité, surtout lorsque les conteneurs de liquide sont plus gros (11 L), les images acquises sur le nuage montrent des géométries de dispersion plus complexes avec des pertes latérales en dehors du cylindre qui ne sont pas prises en compte dans l'estimation du volume de la dispersion. Ce point, abordé en perspectives, mériterait d'être approfondi pour affiner notre connaissance du volume total de la dispersion.

Avec les notations précédentes, la concentration peut alors s'écrire selon l'équation 5.4.

$$C = \frac{V_i}{V_0 * V_{explosion}} \quad (5.4)$$

En remplaçant C par son expression dans l'équation de transmission (équation 5.3), il est possible d'extraire le rayon effectif r_{eff} qui est donné à l'équation 5.5.

$$r_{eff} = \frac{-3V_i Q_{ext}}{4\pi R^2 \ln(\tau)} \quad (5.5)$$

Dans cette relation, la mesure du rayon de dispersion R pouvant se faire à partir d'analyses d'image issues d'une caméra visible, la seule grandeur restante est la mesure de la transmission τ (caméra IR en BII). Cette mesure se fait à partir des images IR qui renseignent sur l'atténuation du plan chaud (corps noir) par le nuage d'eau en expansion.

À partir de ces images, la transmission est calculée pour chaque pixel à l'aide de l'équation 5.6

$$\tau = \frac{NN}{NN_{ref}} \quad (5.6)$$

où NN est le niveau numérique d'un pixel mesurant la contribution du nuage et NN_{ref} celui de la référence (niveau maximal avant passage du nuage d'eau). L'application du calcul de la transmission à tous les pixels des images donne accès à un champ de transmission au cours du temps comme le montre la figure 5.7.

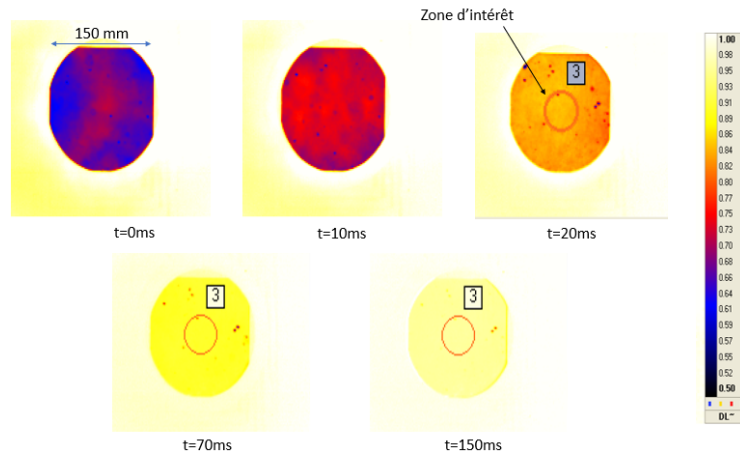


Figure 5.7 – Exemples de champ de transmission IR au cours du temps obtenue avec la caméra FLIR SC7000.

En choisissant une zone d'intérêt (figure 5.7) centrée sur le corps noir, la transmission a été définie comme étant la moyenne spatiale de la transmission sur cette zone. Cette mesure peut être réalisée à différents instants, ce qui par conséquent, donne accès à plusieurs valeurs du rayon effectif associé à chacun de ces temps.

Avec toutes ces hypothèses fortes mais nécessaires pour une première approche du phénomène, il sera possible de remonter à un rayon effectif de gouttes via la méthode d'extinction.

Évaluation de la concentration

Par ailleurs, si l'on souhaite déterminer la concentration du nuage, il est nécessaire - compte tenu de l'unique mesure intégrée de transmission à disposition - d'apporter un a priori sur le rayon des gouttes (déterminé par un modèle). Pour cela, il suffit de reprendre l'équation 5.3 et d'isoler C comme à l'équation 5.7 avec les hypothèses énoncées précédemment.

$$C = \frac{-\ln(\tau)}{\pi r_{eff}^2 QL} \quad (5.7)$$

Pour résumer les trois approches utilisées dans ce chapitre (rayon effectif, rayon du modèle semi-empirique et concentration moyenne constante), la figure 5.8 résume les différentes hypothèses de travail qui leur sont associées.

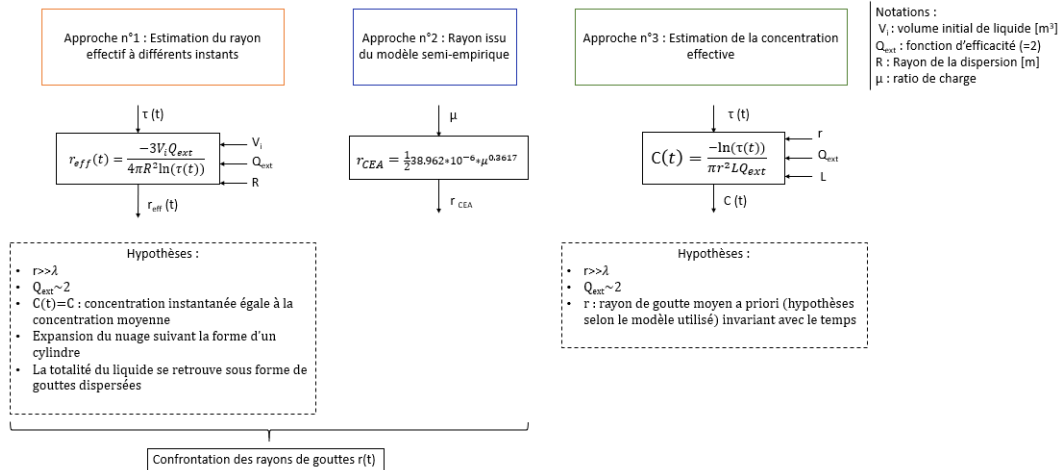


Figure 5.8 – Organigramme résumant les trois approches de calcul utilisées.

Une étude préalable à l'évaluation du rayon effectif est présentée ci-dessous : la détermination de la fenêtre temporelle de mesure pour évaluer le rayon de la dispersion et la mesure de la largeur du nuage.

5.3 Étude dimensionnelle du nuage

5.3.1 Fenêtre temporelle d'intérêt et rayon de dispersion

Pour suivre la cinématique de la dispersion, il est nécessaire, comme évoqué plus haut de travailler à très haute fréquence. Le déploiement d'une caméra visible rapide fonctionnant avec une fréquence de 5 kHz avec des enregistrements de 1 à 4 s sur le terrain a permis d'évaluer le rayon de la dispersion au cours du temps. Pour se faire, les images enregistrées sont traitées à l'aide du logiciel Photron Fastcam Viewer (PFV4) en construisant un cercle passant par trois points délimitant les contours de l'explosion (figure 5.9).

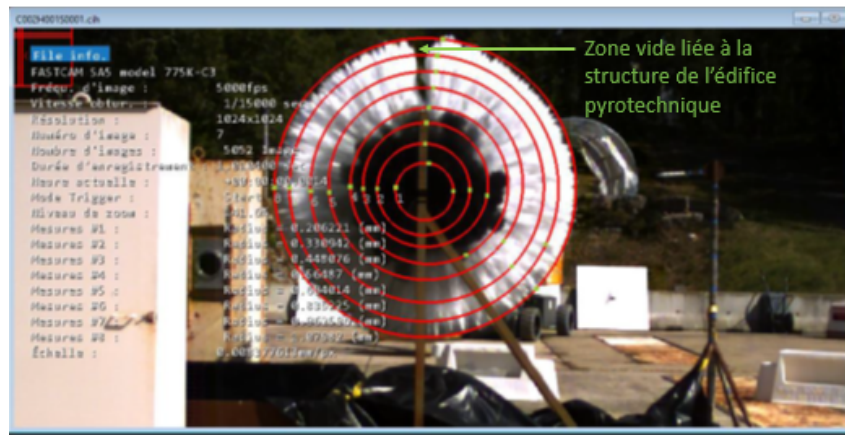


Figure 5.9 – Exemple de mesure du rayon de la dispersion au cours du temps.

L'opération a été réitérée sur les différentes séquences d'images de trois essais pour lesquels nous disposons d'images de caméras hautes fréquences. Les caractéristiques de ces derniers sont résumées dans le tableau 5.2 et les résultats de l'évolution temporelle du rayon de dispersion sont indiqués sur la figure 5.10.

Essai	1	2	3
μ	11	32	86

Table 5.2 – Ratios de charge des essais de tir réalisés lors de la campagne de 2018 au CEA de Gramat.

Pour les trois essais présentés, le volume initial V_i du conteneur vaut 1L.

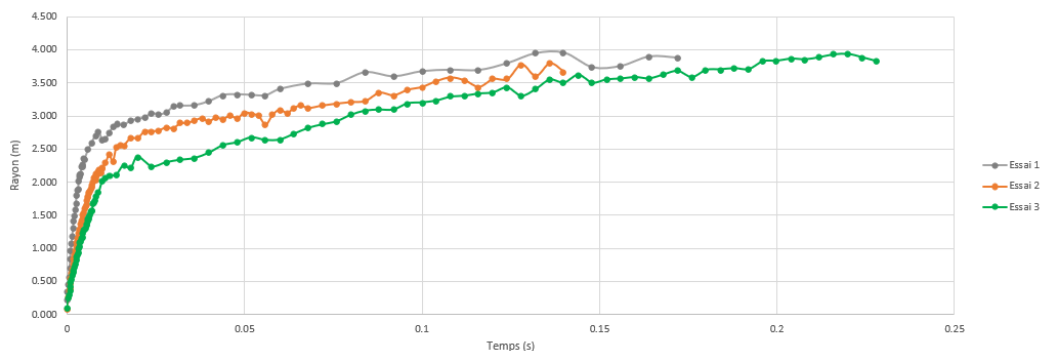


Figure 5.10 – Évolution du rayon de la dispersion au cours du temps.

La figure 5.10 met en avant deux régimes de dispersion du nuage. Le premier régime, bref et intense, correspond à la croissance du nuage : le rayon de dispersion augmente de 0 à environ 2 m en presque 10 ms. Le second régime, plus long, correspond à la stabilisation du nuage, c'est-à-dire à une mise en équilibre du nuage avec son environnement. Pour chaque essai, la limitation de la mesure du rayon de dispersion dans le temps est fonction de la géométrie/dimension du nuage (asymétrie, expansion en dehors du champ optique de la

caméra) et de sa disparition (dissipation). Le rayon maximal de dispersion atteint sera noté R_{max} par la suite. L'évolution du rayon de dispersion dans le temps pour différents ratios de charge montre également que plus μ est important (traduisant une faible quantité d'explosif), plus le rayon de la dispersion est faible.

L'analyse du rayon de dispersion souligne le changement d'échelle important entre les dimensions des nuages étudiés au cours des précédents chapitres (spray décimétrique) et de ceux observés sur le site d'expérimentation pyrotechnique (échelle métrique). Cela renforce le fait d'avoir choisi des caméras (mesure de champs) pour effectuer les mesures.

À partir des mesures des rayons R_n et R_{n+1} associées aux instants respectif t_n et t_{n+1} , la vitesse d'expansion v du nuage a pu être estimée en utilisant l'équation 5.8 et en lissant les résultats à l'aide d'une moyenne glissante sur 10 points.

$$v = \frac{R_{n+1} - R_n}{t_{n+1} - t_n} \quad (5.8)$$

Les résultats de l'évolution de la vitesse d'expansion du nuage en cours de dispersion sont fournis sur la figure 5.11.

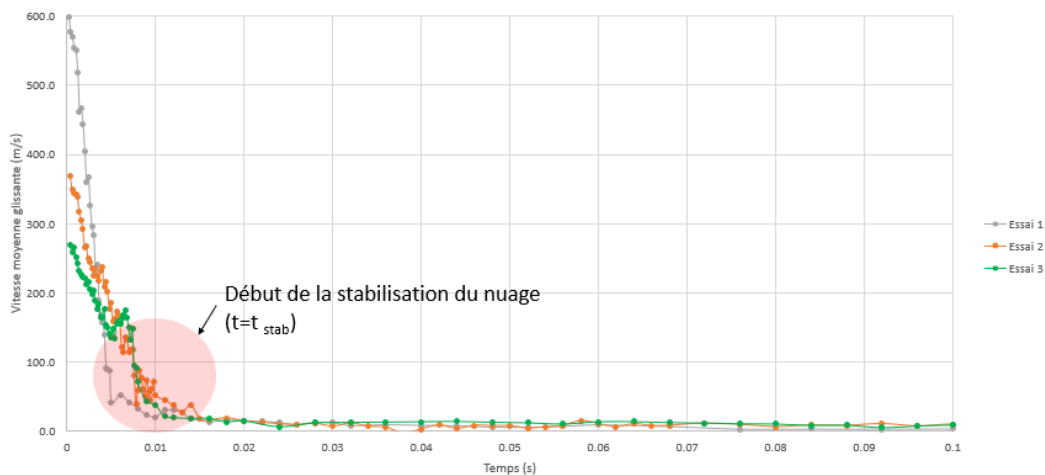


Figure 5.11 – Vitesse de la dispersion du nuage au cours du temps.

Sur la figure 5.11, l'instant $t = t_{stab}$ marquant le début de la stabilisation du nuage est défini par le croisement entre la tangente à l'origine et l'axe des abscisses.

La figure 5.11 met en évidence les deux régimes de dispersion évoqués précédemment : le premier où la vitesse de dispersion est comprise entre 600 et 100 m/s. Et l'autre régime, plus long, montre une expansion plus lente (< 50 m/s) qui correspond à la stabilisation du nuage (démarrant à $t = t_{stab}$). Le CEA s'intéressant au deuxième régime de dispersion, ce tracé a permis d'établir la fenêtre temporelle d'intérêt des mesures qui se situe entre la détonation ($t=0$ s) et $t_{stab} + 0.1$ s car t_{stab} est un point de repère sur la courbe d'accroissement du nuage et qu'à cet instant, le calcul de la concentration moyenne est le plus représentatif.

Après avoir déterminé le début de stabilisation du nuage t_{stab} pour chaque essai (point d'inflexion sur la figure 5.11) et l'instant t_{Rmax} où le rayon de dispersion est maximal, nous avons reporté dans le tableau 5.3, les rayons de dispersion à ces instants. Ces données seront utilisées par la suite pour les calculs de rayon effectif.

Essai	1	2	3
μ	11	32	86
t_{stab} (s)	0.0058	0.01	0.012
$R(t_{stab})$ (m)	2.48	2.21	2.10
t_{Rmax} (s)	0.0208	0.1	0.0152
$R(t_{Rmax})$ (m)	2.78	3.35	3.03

Table 5.3 – Rayon de la dispersion à $t = t_{stab}$ et $t = t_{Rmax}$ des essais de tir.

La comparaison des mesures du rayon de dispersion à deux instants ($t_{stab} < t_{Rmax}$) montre une cohérence avec l'augmentation du rayon de dispersion au cours du temps.

5.3.2 Mesure de la largeur du nuage

À l'aide d'une caméra haute fréquence (tableau 5.1) située à l'aplomb de l'axe optique et perpendiculairement à ce dernier comme décrit sur la figure 5.6, l'épaisseur du nuage au niveau de la zone d'intérêt (figure 5.6) de la méthode d'extinction a été mesurée. C'est ce qu'illustre la figure 5.12.

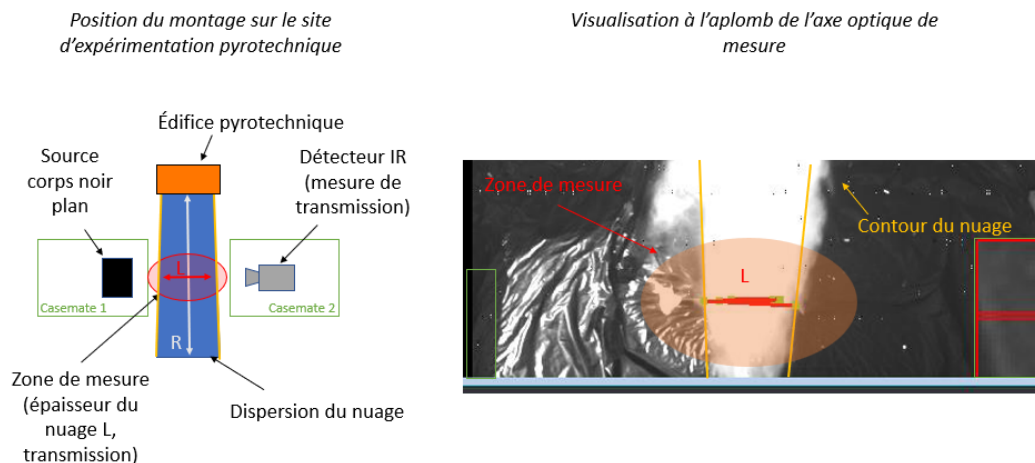


Figure 5.12 – Mesure de l'épaisseur du nuage au niveau de la zone de mesure de l'extinction.

Ce faisant, les résultats à $t = t_{stab}$ pour les différents essais évoqués précédemment sont résumés dans le tableau 5.4.

Essai	1	2	3
t_{stab} (s)	0.0058	0.01	0.012
L (m)	0.36	0.40	0.30

Table 5.4 – Épaisseur des nuages dans la zone de mesure de l'extinction à $t = t_{stab}$.

Pour synthétiser l'étude de dimensionnement des trois essais, la figure 5.13 représente graphiquement les mesures des nuages (R , L) en fonction du ratio de charge μ .

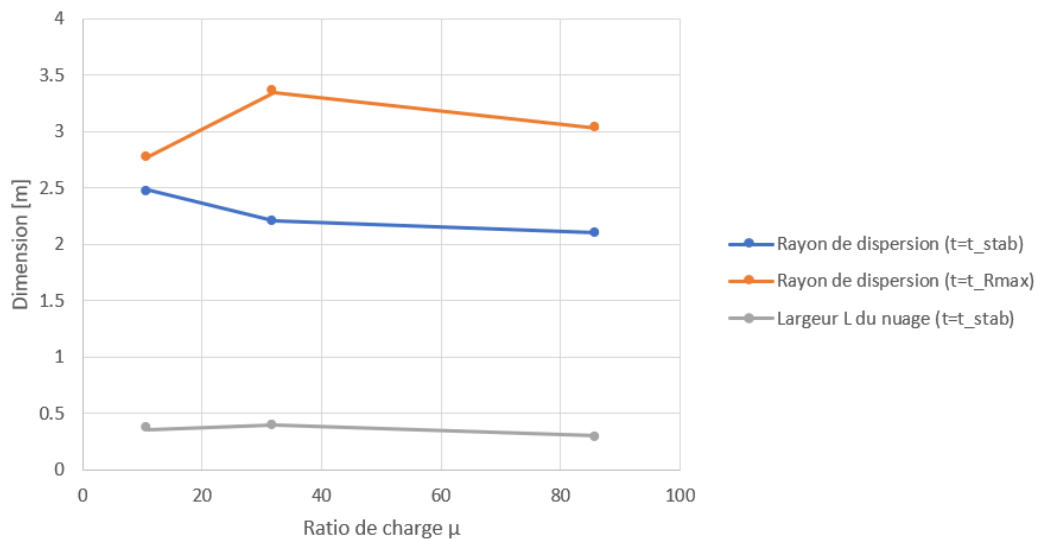


Figure 5.13 – Résumé de l'étude de dimensionnement des dispersions des essais 1, 2 et 3.

La méthode d'extinction est appliquée ci-dessous avec ces hypothèses de travail afin de calculer le rayon effectif des gouttes d'une dispersion réelle et sa concentration.

5.4 Utilisation de la méthode d'extinction avec caméra pour l'obtention d'un rayon effectif et de la concentration sur le terrain

5.4.1 Détermination du rayon effectif

La figure 5.14 montre un exemple d'image de l'explosion pour l'essai 1. Les essais 2 et 3 présentent le même type de variations que celui présenté sur cette figure.

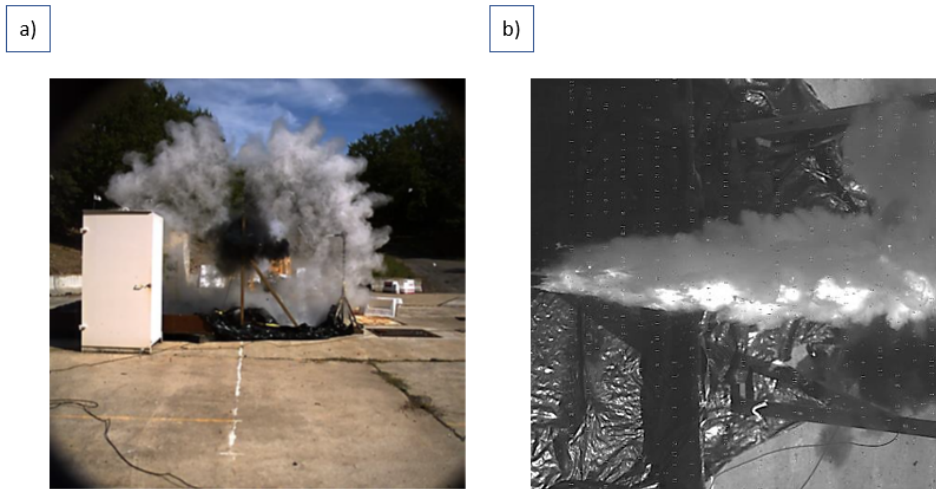


Figure 5.14 – a) Photographie en champ lointain par caméra rapide de l'explosion de l'essai 1 (voir configuration décrite sur la figure 5.6. b) Photographie visualisant la largeur du nuage au dessus de l'expérience.

N-B : La "fumée noire" présente sur la figure 5.14 est le signe de la présence de produits de combustion mais nous ne travaillons pas dans cette partie du nuage. La zone de mesure est donc éloignée des gaz de combustion (non intégré dans le modèle numérique).

Nous rappelons que les caractéristiques (L et R) des trois essais sont données dans les tableaux 5.3 et 5.4. Pour appliquer la formule du rayon effectif (équation 5.5) avec nos hypothèses de travail, seul manquent à ce stade les mesures de transmission dont la méthodologie a été expliquée précédemment. Les résultats de la transmission obtenus au cours du temps pour les trois essais sont donnés sur la figure 5.15.

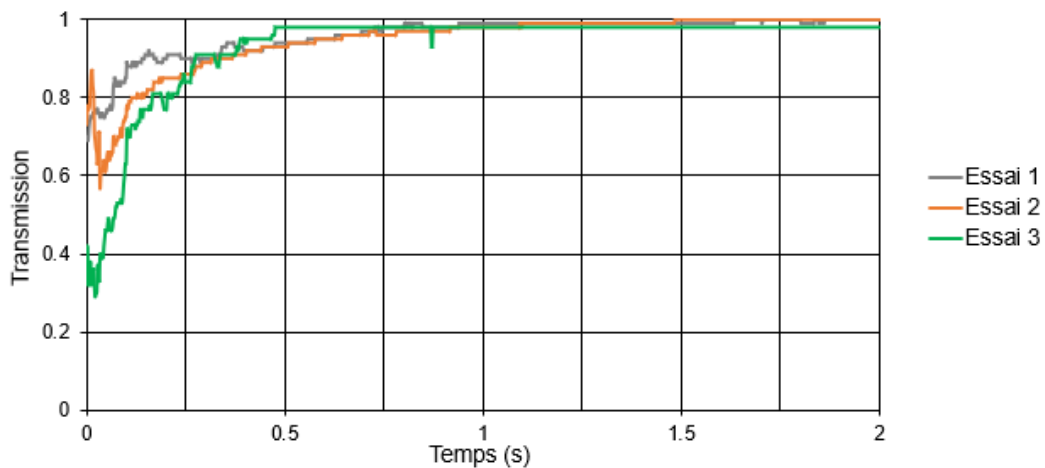


Figure 5.15 – Transmission au cours du temps pour les essais 1, 2 et 3.

Un zoom de ces mesures sur la fenêtre temporelle d'intérêt (nuage stabilisé) est indiqué sur la figure 5.16.

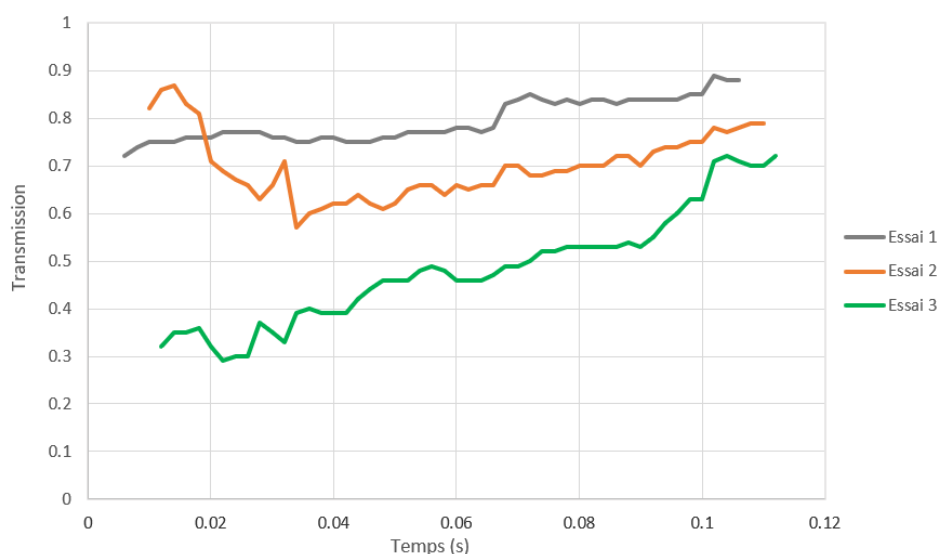


Figure 5.16 – Transmission entre t_{stab} et $t_{stab} + 0.1s$ pour les essais 1, 2 et 3.

On retrouve ici également l'observation du temps court de stabilisation du nuage : autour de 10 ms pour les essais 2 et 3 et autour de 6ms pour l'essai 1. L'utilisation de petite quantité de liquide à disperser et un faible ratio de charge impliquent une durée d'explosion réduite, ce qui explique les fortes variations observées sur la fenêtre temporelle. En reprenant l'équation 5.5 avec ces valeurs de transmission à différents instants, plusieurs rayons effectifs des gouttes au cours du temps ont été estimés. Les temps de mesure analysés varient entre $t = t_{stab}$ (tableau 5.3) et $t = t_{Rmax}$ (temps où le rayon de dispersion est maximal). L'ensemble des données sont récapitulées dans le tableau 5.5.

Essai	μ	r [μm]				r_{CEA}
		$t = t_{stab}$	$t = t_{Rmax}$	$t = t_{stab} + 50ms$	$t = t_{stab} + 100ms$	
1	11	224	225	332	530	40
2	32	334	148	202	262	60
3	86	322	50	67	165	85

Table 5.5 – Résultats de rayon des gouttes (μm) à différents instant de la dispersion avec hypothèse de concentration moyenne.

D'après ces résultats, l'ordre de grandeur des tailles de goutte des essais 1 à 3 est compris entre 224 et 334 μm au début de la stabilisation du nuage. La confrontation des rayons de gouttes calculés à différents temps de comparaison, montre que la taille des gouttes du nuage évolue au cours du temps et de sa propagation dans le milieu environnant : celle-ci augmente après la stabilisation du nuage. Le tableau 5.5 met en exergue que l'estimation du rayon effectif n'est pas absolu car il dépend de l'instant où il est évalué.

Par ailleurs, l'augmentation globale des rayons des gouttes avec l'augmentation du ratio de charge pour $t = t_{stab}$ va dans le sens des prédictions semi-empiriques du CEA de Gramat. La mesure de l'essai 1 semble s'écarter légèrement du modèle. Ce phénomène pourrait être relié aux conditions d'essais différentes entre les édifices utilisés pour établir la loi semi-empirique (type de chargement : axial, central/ géométrie et dimension de l'édifice, etc.), l'instant d'évaluation du rayon et les conditions expérimentales.

L'estimation du rayon r_{CEA} (entre 40 et 85 μm) ne comportant pas de paramétrage lié au temps, la confrontation des résultats du modèle semi-empirique avec les rayons effectifs évalués aux différents instants est délicate et nécessitera des investigations supplémentaires (calage du modèle, conditions d'essais, etc.) évoquées dans la partie "Perspectives".

SYNTHÈSE

En conclusion, le calcul du rayon effectif des gouttes avec une hypothèse de concentration moyenne constante donne en première approche, une indication de la taille des gouttes différente du modèle numérique de confrontation. Toutefois, la différence entre ces deux estimations peut s'expliquer par le fait que le modèle du CEA indique des rayons médians massiques (équivalent aux rayons médians volumiques pour de l'eau) alors que notre méthode permet de déterminer un rayon effectif. De plus, la méconnaissance sur l'instant d'estimation du rayon indiqué par le modèle empirique rend la mise en parallèle des résultats délicate. Pour aller plus loin, il est indispensable de construire l'histoire temporelle de l'évolution de la taille des gouttes (prise en compte de l'aspect dynamique de la dispersion par la méthode d'extinction). Pour cela, il faudrait reprendre la démarche de la méthode développée et validée au cours de cette thèse (approche multispectrale sur des nuages centimétriques) et la transposer à une échelle réelle de dispersion soit environ 10 fois plus grande qu'en laboratoire. Cela implique une étude sur une échelle intermédiaire en utilisant par exemple deux caméras (BII et BIII) synchrones et équipées de filtres (ou avec un filtre commutatif à grande vitesse) pour visualiser une tranche du nuage mis en dispersion par un dispositif ad hoc. Ceci permettrait de faire le lien entre la méthode développée en laboratoire sur des sprays et des dispersions plus importantes avec la prise en compte de la dynamique de la dispersion. Cette perspective sera traitée plus loin.

5.4.2 Détermination de la concentration du nuage

Dans cette section, la formule donnée à l'équation 5.7 a été appliquée aux essais 1 à 3 pour estimer la concentration du nuage à partir des données issues de la méthode d'extinction d'une part et des rayons prédits par simulation (code du CEA) d'autre part. Les résultats sont donnés dans le tableau 5.6.

Essai	μ	Concentration à $t = t_{stab}$ estimée avec les rayons issus de la méthode d'extinction ($part/m^3$)	Concentration estimée avec les rayons du modèle semi-empirique ($part/m^3$)
1	11	$2.8944 * 10^6$	$9.0769 * 10^7$
2	32	$7.0782 * 10^5$	$2.1934 * 10^7$
3	86	$5.8301 * 10^6$	$8.3666 * 10^7$

Table 5.6 – Comparaison des résultats de concentration des gouttes obtenus par la méthode d'extinction avec les résultats de simulation du CEA (modèle semi-empirique [112]).

On observe un écart d'un ordre de grandeur entre les résultats de concentration estimés à partir des rayons effectifs issus de la méthode d'extinction et ceux obtenus à partir des

estimations numériques (code du CEA) de rayon des gouttes. Cela se justifie par les différences entre les valeurs des rayons estimés par les deux méthodes. On notera par ailleurs que pour l'essai 3 par exemple, en utilisant une concentration proche de celle estimée par le modèle semi-empirique, le modèle direct (figure 5.3) est en capacité de retrouver les niveaux de transmission obtenus expérimentalement à $t = t_{stab}$ (tableau 5.4). Ce qui confirme la cohérence des résultats de concentration obtenus avec les données du modèle direct.

5.5 Conclusions

Dans ce dernier chapitre, des essais de dispersions réelles avec des explosifs ont été présentés. Par le calcul du rayon effectif de ces dispersions, le bon potentiel de la méthode de calcul analytique a été illustré même en condition dégradée (une mesure intégrée sur la BII) et avec certaines hypothèses réductrices. Pour cela, le dispositif déployé sur le terrain était composé d'une caméra infrarouge en bande II et d'un corps noir plan porté à 400 ° C pour les mesures d'extinction, et l'ajout de caméras rapides visibles pour la visualisation de l'explosion (estimation de R et L). L'ensemble de ce dispositif compatible avec les conditions présentes sur le site d'expérimentation pyrotechnique, a permis de mesurer la largeur du nuage dans la zone de mesure, le rayon de la dispersion ainsi que la transmission au cours du temps. La caractérisation des dimensions du nuage au cours du temps nous a permis d'établir la fenêtre temporelle d'intérêt du CEA et les grandeurs nécessaires au calcul du rayon effectif en supposant la concentration connue et constante ou vice-versa. De nombreuses hypothèses de travail ont été nécessaires du fait d'une "enveloppe" de tailles présupposée via le modèle du CEA pour avoir une première approche du rayon des gouttes. Rappelons-le, nous avons fait plusieurs hypothèses : $Q_{ext} = 2$, concentration spatialement homogène et invariante dans le temps (concentration instantanée égale à la concentration moyenne), expansion du nuage suivant une forme cylindrique et totalité du liquide se retrouvant sous forme de gouttes dispersées dans ce cylindre. Pour l'estimation de la concentration du nuage, la largeur du nuage dans la zone de mesure est considérée comme invariante dans le temps. Dans ces conditions de travail, des rayons effectifs de gouttes variant entre 50 et 530 μm ont été estimés selon le ratio de chargement utilisé lors des essais et l'instant de mesure. On observe un écart de ces évaluations avec les données semi-empiriques du modèle du CEA qui prédit des rayons compris entre 40 et 85 μm , mais comme évoqué précédemment, cela peut s'expliquer par les différences des conditions d'essais et d'instant de mesure pour notre campagne de tir et celle ayant permis le développement du modèle.

Cependant, contrairement aux études en laboratoire (sur spray) pour lesquelles nous disposions du spectre de transmission, ici, la mesure caméra ne permet de remonter qu'à un rayon effectif. Dans l'idée d'obtenir une granulométrie un peu plus détaillée, nous pourrions reprendre la démarche du chapitre 4. C'est-à-dire utiliser sur le terrain, des caméras hautes fréquences équipées de filtres spectraux et synchronisées en BII et BIII pour bénéficier des variations de spectres dans les deux bandes (densification du système de mesure). Et ainsi, remonter à quelques classes de rayons par inversion de données. Les améliorations possibles du dispositif de mesures sur le site d'expérimentation pyrotechnique seront présentées dans la partie "Perspectives" de ce travail.

6

Conclusion et perspectives

6.1 Conclusion générale	171
Développement d'une méthode optique de mesure granulométrique d'une dispersion de liquide	171
Approche	172
Principales contributions de ce travail	172
Résultats	174
6.2 Perspectives	176

6.1 Conclusion générale

Développement d'une méthode optique de mesure granulométrique d'une dispersion de liquide

Ce travail de thèse visait à répondre à un besoin du [CEA](#) de Gramat en matière du développement d'une méthodologie pour la détermination de la granulométrie d'un liquide dispersé par explosif. Comme indiqué dans le chapitre 1, il existe dans la littérature différents moyens pour caractériser la granulométrie d'un liquide dispersé, mais pas pour les fortes contraintes expérimentales évoquées dans le chapitre 5 du fait de l'emploi d'un explosif pour générer la dispersion de liquide. Pour pouvoir analyser ce type de nuage en expansion radiale rapide, il a donc été nécessaire d'adapter le moyen de mesure en travaillant à haute fréquence d'acquisition. L'objectif de ce travail était donc de développer une méthode pour la détermination de la granulométrie d'une dispersion d'eau qui soit transposable aux conditions expérimentales sur le site du [CEA-Gramat](#).

La méthode de détermination de la granulométrie présentée dans ces travaux se base sur la mesure de l'extinction optique, c'est-à-dire de la transmission détectée dans un angle solide restreint, à travers un milieu diffusant. Le faisceau est ainsi atténué à la fois par les phénomènes d'absorption, mais aussi de diffusion qui ont lieu au sein du nuage de gouttes (chapitre 1). La mise en œuvre expérimentale est donc assez simple puisqu'elle ne requiert qu'une source optique et un détecteur ponctuel. Dans un second temps, l'identification de la granulométrie se fait via un modèle inverse se basant sur un modèle de Mie (chapitre 2).

Approche

Le cahier des charges initial prévoyait d'obtenir la granulométrie d'un nuage de gouttes en expansion rapide avec au moins trois classes de taille de goutte notamment, voire plus. Dans cette perspective, des expérimentations de laboratoire ont été menées sur des situations de référence (spray contrôlé) en vue d'accéder à différents niveaux de raffinement pour la granulométrie : une approche "dense" utilisant un spectromètre à transformée de Fourier (chapitre 3), approche progressivement "dégradée" afin d'arriver à des configurations faiblement résolues spectralement comme des caméras infrarouges, équipées de quelques filtres (chapitre 4) ou sans filtres (chapitre 5).

Principales contributions de ce travail

Dans le chapitre 1, les différentes notions utiles pour appréhender notre problématique ont été développées. Après un état de l'art des méthodes de mesure de granulométrie des gouttes dans des conditions expérimentales usuelles, trois méthodes possibles ont été retenues pour déterminer la granulométrie d'un milieu dispersé : la granulométrie laser, la spectroscopie (IRTF) et la mesure d'extinction. Ces trois approches complémentaires ont été conservées pour développer différents aspects de notre méthode de mesure de la façon suivante :

- Mesure granulométrique de référence : granulomètre laser.
- Mesure de transmission de référence paramétrable sur une large plage spectrale : spectromètre IRTF.
- Mesure via la méthode développée : mesure d'extinction (transmission).

L'analyse des données de transmission obtenues étant assurée par une méthode d'inversion.

Dans le chapitre 2, dans lequel a été abordé le développement de l'aspect numérique de la méthode, nous avons vu que pour pouvoir déterminer la distribution de taille des gouttes à partir de mesures de transmission, nous nous sommes appuyés sur la loi de Beer-Lambert ; cette dernière permettant de relier les dimensions du nuage (largeur) aux valeurs de transmission grâce à un coefficient d'extinction K_{ext} qui rend compte des phénomènes d'absorption et de diffusion dans le milieu. L'intérêt de cette formulation est que la théorie de Mie, permet de relier ce coefficient à plusieurs paramètres notamment la granulométrie recherchée (concentration et rayon des gouttes) et la fonction d'efficacité d'extinction Q_{ext} via la formulation du problème direct. La mise en équation matricielle de ce problème (équation de Fredholm de première espèce), a permis de densifier le système de mesure afin d'obtenir la granulométrie la plus complète du milieu. Dans ce chapitre, nous avons montré que notre problème est mal posé au sens de Hadamard et est mal conditionné. C'est pourquoi, la résolution du problème a dû se faire par une inversion via l'utilisation d'une méthode de régularisation (Tikhonov) qui a été implémentée numériquement. La nouveauté dans l'utilisation de cette méthode de régularisation réside dans son application pour l'estimation de la granulométrie et de la concentration à partir de données infrarouges (entre 2 et 15 μm principalement).

Ainsi, un modèle direct a été construit. Ses apports essentiels sont les suivants :

- Possibilité de générer un vecteur de transmission synthétique que l'on peut bruite et ainsi tester la robustesse du code.
- Nombre de données d'entrée ajustable offrant la possibilité de tester différentes solutions.
- Réalisation d'une étude paramétrique exhaustive sur le choix des paramètres d'utilisation de la méthode :
 - Choix de la gamme de longueurs d'ondes
 - Choix du nombre de longueurs d'ondes dans cette gamme (résolution spectrale)
 - Étude de la sensibilité au bruit pour l'inversion

- Prédiction des variations de la transmission pour le choix de nébuliseurs de référence (chapitre 3).
- Extrapolation de la méthode d'extinction à différents capteurs matriciels IR.

Toutefois, ce modèle se fonde sur un certain nombre d'hypothèses de travail pour lesquelles nous apportons des pistes d'amélioration dans la partie "Perspectives". Le cœur de l'algorithme d'inversion, lui, donne accès à plusieurs classes de rayon (N mesures donnent accès à N classe(s) de rayon au maximum) et à la concentration du nuage recherchée.

Dans le chapitre 3, plusieurs aspects métrologiques ont été développés pour pouvoir travailler sur des dispersions de référence contrôlées et répétables en vue de "calibrer" expérimentalement notre méthode de mesure. Ces aspects concernent principalement :

- Le choix et la mise en œuvre d'une situation de référence utilisant un spectromètre IRTF.
- La caractérisation du bruit de mesure du spectromètre IRTF.
- La conception d'une enceinte permettant de recevoir une nébulisation (avec insensibilité aux variations environnementale) et de garantir le confinement de celle-ci dans le spectromètre.
- La mise en place de différents types de buses et générateurs de spray d'eau pour la production de cas représentatifs et reproductibles des différentes granulométries pouvant apparaître dans le nuage réel.
- La caractérisation des propriétés des sprays par analyse d'images (largeur, fenêtre temporelle et stabilité des sprays, mesures de transmission et calcul de concentration de référence).
- L'étalonnage des granulométries (granulomètre laser) issues des nébuliseurs afin d'avoir des points de comparaisons fiables avec les résultats produits par la méthode d'inversion.

Dans ce chapitre, des mesures d'extinction ont été réalisées avec un spectromètre IRTF. Ce type d'appareil, en tant qu'instrument de référence pour la mesure de transmission, offre un certain nombre d'avantages, notamment :

- L'accès à des mesures sur une large plage spectrale ($[0.4-28 \mu m]$).
- L'accès à une résolution paramétrable favorisant le travail à haute résolution spectrale.
- La possibilité de tester les capacités d'un système de mesure opérant sur certaines plages spectrales (réduites) avec un certain nombre de points de mesure.

Nous avons vu également que, disposer de données de transmission "riches" en longueurs d'ondes, permettait de remonter à plusieurs classes de granulométrie. Toutefois, les mesures réalisées avec ce type d'appareil sont lentes (~ 3 s/spectre sur $[1.5-28] \mu m$ avec une résolution de 8 cm^{-1}) et non-adaptées aux conditions d'essais sur le site d'expérimentation pyrotechnique. C'est pourquoi dans la suite du manuscrit, le travail s'est orienté vers des méthodes de mesure plus rapides et compatibles avec les conditions présentes sur le terrain même si cela implique la restitution d'une granulométrie moins résolue.

Dans le chapitre 4, des caméras infrarouges en BII équipées de filtres ont été utilisées avec une source polychromatique comme un corps noir plan. Ce dispositif a rendu possible l'acquisition

à hautes fréquences de mesures de transmission intégrées à plusieurs longueurs d'ondes. En augmentant le nombre de données d'entrées (mesure bi-spectrale à cinq longueurs d'ondes), nous avons pu mettre en évidence une meilleure capacité du code d'inversion à restituer une granulométrie plus détaillée et cohérente avec les données de référence. Enfin, à l'aide de certaines hypothèses de travail, une étude analytique en condition dégradée au maximum (une seule mesure de transmission) a permis d'évaluer un rayon effectif de la taille des gouttes des situations de référence. Le déploiement de la méthode de mesure de la transmission par caméra a montré que le choix des appareils de mesure doit se faire selon la résolution attendue sur la granulométrie et des fréquences d'acquisition nécessaires pour étudier le nuage.

Dans le chapitre 5, l'approche du rayon effectif développée au chapitre 4 a été transposée à des dispersions d'eau en conditions réelles. Pour cela, une démarche complète de caractérisation (physique et temporelle) du nuage en expansion a été menée afin de pouvoir évaluer les rayons effectifs des gouttes à différents moments de la dispersion.

Résultats

En termes de résultats quantitatifs, dans le deuxième chapitre, des mesures de transmission synthétiques très détaillées (> 6000 points de mesure) ont été générées à l'aide du modèle direct. Après avoir testé les capacités du code d'inversion sur différentes plages de longueurs d'ondes comprises entre 0.2 et 50 μm et ce, en resserrant de plus en plus l'étendue spectrale pour se rapprocher des plages spectrales accessibles avec des caméras infrarouges, **nous avons établi que le code d'inversion est en mesure de déterminer dix classes de rayon en commettant une erreur moyenne de 0.4% sur la solution, ceci sur la plage de fonctionnement du spectromètre.** Ce nombre de classes de rayon étant relié à l'erreur maximale de 1% (elle-même reliée au conditionnement du système) que l'on s'est autorisé sur la solution. **En effet, nous avons vu également dans ce chapitre que si l'on s'autorise une marge un peu plus grande sur l'erreur de la solution (2.5%), le code est en mesure de restituer 500 classes de rayon.** Par ailleurs, **une analyse sur la plage [0.2-15] μm a permis de mettre en avant que le code est en mesure de déterminer avec une bonne précision (<3%) dix classes de rayon à partir d'un faible nombre de données d'entrées (20). La preuve de concept du code d'inversion sur des données synthétiques a alors été avérée.** L'objectif suivant a été de faire fonctionner le code sur des données réelles.

Dans le chapitre 3 consacré à l'exploitation de données de transmission expérimentales détaillées (mais moins résolues qu'au chapitre 2 : ~ 500 points de mesure) obtenues avec le spectromètre IRTF, nous avons montré que lorsqu'on dispose d'une haute résolution spectrale, le code d'inversion est en mesure de déterminer dix classes de rayon avec un bon accord avec les données de référence. Nous rappelons que l'obtention de dix classes de rayon va au-delà des attentes du cahier des charges. Nous avons également pu noter que **le code est en principe capable de restituer 500 classes de rayon à partir d'au moins 500 points de mesure.** En conclusion des deux premiers chapitres, dans le cas où l'on dispose de la possibilité de densifier les mesures, il est donc possible d'espérer déterminer une granulométrie plus résolue. Toutefois, **nous avons constaté des écarts entre l'estimation de la concentration du nuage par inversion et les calculs de concentration de référence. Ces différences peuvent s'expliquer par la présence de diffusion avant non pris en compte par le modèle.** Cet effet de diffusion avant sera limité si on contraint l'angle solide de collection au niveau du système de détection, ce qui reviendrait à placer un diaphragme dans le spectromètre (par exemple) afin d'intercepter au maximum les rayons ramenés vers l'avant par la diffusion du rayonnement. Ce point sera détaillé dans la partie "Perspectives".

Les analyses menées à l'aide du spectromètre ont également permis (conjointement avec le

modèle direct) d'identifier les plages de longueurs d'ondes de travail intéressantes pour nos sprays de référence. **Nous avons pu mettre en avant des plages spectrales incluses sur [2-6] et [7-14] μm qui présentent des variations de transmission avantageuses.** Et pour nos sprays, les domaines du NIR et VIS ont été exclus en raisons du manque de sensibilité et les valeurs très faibles de la transmission sur ces plages de longueurs d'ondes. Ceci a permis de choisir des détecteurs (caméras) plus rapides que le spectromètre et opérant sur les gammes spectrales retenues.

Nous avons vu au chapitre 4, le déploiement de la méthode de mesure avec caméra(s) équipée(s) de filtres pour pouvoir effectuer des mesures de transmission intégrées à plusieurs longueurs d'ondes. **Des mesures en bande II ont permis d'acquérir une première base de données à trois longueurs d'ondes (3, 4 et 5 μm).** Cependant, malgré le peu de sensibilité sur les mesures (qui étaient prévisibles avec le modèle direct et les mesures spectrométriques réalisées au préalable), nous avons tout de même évalué les capacités du code sur ces données. **Nous avons alors constaté qu'en condition très défavorable, celui-ci était en mesure de fournir une première estimation de l'ordre de grandeur de la granulométrie avec trois classes de rayon. Les concentrations obtenues par inversion présentaient quant à elles, un écart de deux ordres de grandeur avec les données de référence.** Nous retrouvons là également une sous-estimation de la concentration pour les raisons évoquées plus haut. **Pour faire fonctionner le code dans des conditions moins sévères (plus de points de mesure et plus de sensibilité sur le spectre de transmission), la base de données de transmission a été complétée par deux mesures à 10 et 13 μm .** Cela a permis d'augmenter le nombre de classes de rayon accessibles par inversion (cinq classes de rayon). Nous avons alors noté une amélioration de l'estimation du rayon et de la concentration (bon ordre de grandeur sur la concentration et les rayons). Enfin, pour illustrer le potentiel de la méthode d'extinction dans le cas où il ne serait pas possible de faire des mesures multispectrales, nous avons ensuite complété l'étude par un calcul de rayon effectif à partir d'une seule longueur d'onde de mesure (mesure intégrée ou monochromatique) sur quelques cas de référence. Suite à toutes ces analyses, nous avons pu montrer que le rayon effectif déterminé par notre méthode se rapproche du rayon issu de Sauter de référence ($r_{3,2}$) mesuré avec la méthode de référence (granulomètre laser).

Enfin, le dernier chapitre a illustré sur des cas de dispersion par explosif, le bon potentiel de la méthode "caméra" sur le terrain pour pré-estimer le rayon effectif (transmission intégrée sur la plage spectrale complète de la caméra/pas de filtre) des gouttes à différents temps de la dispersion et la concentration des nuages dispersés par explosif. Ces rayons ont été confrontés à un modèle semi-empirique. Nous avons montré que la détermination d'un rayon effectif sur un système sous-dimensionné, dans des conditions d'échelle et temporelle extrêmement sévères, ne permet que d'avoir que des estimations du rayon par rapport à différents moments. De par le développement de la méthode multispectrale développée au cours de cette thèse, il apparaît que le système de calcul de rayon effectif est aujourd'hui une approche "dépassée" puisque ce travail a démontré qu'il fallait privilégier l'approche "bi-caméras avec filtre" ou encore une méthode plus "dense" comme celle utilisant un spectroradiomètre. Toutefois, l'interprétation des résultats obtenus par cette approche sur le terrain sera indissociable d'une connaissance préalable de l'histoire des gouttes.

En résumé, ces travaux ont permis de :

- Développer un banc de mesure de l'extinction sur un nuage de gouttes : méthode par spectrométrie (approche "dense") et méthode avec caméras (mesures dégradées).
- Développer le modèle direct de notre problématique et un algorithme d'inversion.
- Définir et concevoir un banc de mesure spécifique (dimensionnement, choix des buses) par prédiction numérique (modèle direct) et l'adapter au spectromètre [IRTF](#).
- Générer différentes tailles de gouttes susceptibles d'être présentes à différents instants de l'histoire de la dispersion du nuage.
- Valider la méthode de traitement d'images pour la caractérisation des situations de références (morphologie, fenêtre temporelle et stabilité des sprays, concentration de référence).
- Valider la mesure par spectrométrie comme moyen de mesure de transmission de référence.
- Valider les codes de calculs de traitement d'image (obtention de la transmission) et d'inversion multispectrale.
- Comparaison entre les données de granulométrie de référence (granulomètre laser) et celles issues de l'inversion (données spectrométriques dans un premier temps puis données obtenues avec la "méthode camera") pour le positionnement du rayon effectif.
- Valider notre méthode de mesure d'extinction pour la détermination de quelques classes de rayon à partir de quelques points de mesures (approche caméra équipée de filtres).
- Proposer une méthode de mise en place de l'essai et d'une voie de dépouillement : mesure d'extinction pour la détermination du rayon effectif (mesure unique) en laboratoire et sur la dalle de tir.
- Proposer une configuration possible d'instrumentation terrain pour pouvoir appliquer notre méthode de mesure granulométrique à des dispersions d'eau réelle.

6.2 Perspectives

Les différentes améliorations possibles de la méthode mise en œuvre dans ce travail et des perspectives de travail futur sont classées ci-dessous selon les trois thématiques suivantes : une partie "modèle numérique", une partie "expérimentation en laboratoire" et une partie "expérimentation sur le terrain".

Sur le volet numérique de ce travail, nous pourrions améliorer nos hypothèses de travail :

1. Parmi ces hypothèses de travail, se trouve notamment le choix de la base de données des indices de réfraction de l'eau. Nous rappelons que pour cette étude, il a été nécessaire de faire appel à une base de données recouvrant une large plage de longueurs d'ondes. **Les travaux menés dans cette thèse pourraient à toute fin utile, être reconduit en nourrissant l'algorithme d'inversion par une autre**

base de données que celle de Segelstein, afin de réaliser une analyse de sensibilité aux données d'entrée.

En perspectives, si l'on souhaite changer la nature du liquide dispersé, il sera indispensable de rechercher une base de données des indices optiques de ce liquide et la tester sur l'algorithme d'inversion. Ceci permettra à la méthodologie de s'appliquer à un autre liquide que de l'eau.

2. Le cœur du code d'inversion en lui-même comporte également des hypothèses de simplifications : **pour rendre compatibles les données entre-elles, il faut prendre en considération la forme des données de mesure. Concrètement, si celles-ci sont intégrées sur une certaine plage via un filtre par exemple, il faut faire de même sur le modèle direct.** Ce qui revient à intégrer celui-ci sur un certain nombre de plages spectrales finies pour être ensuite cohérent sur les grandeurs inversées.
3. Pour aller plus loin dans l'amélioration de l'utilisation du code d'inversion, **il serait également intéressant d'automatiser par itérations successives le choix des bornes de rayon minimum et maximum balisant la recherche de classe de rayon.**
4. Par ailleurs, le modèle d'extinction ne prend pas en compte les phénomènes de diffusion avant que nous avons pu mettre en évidence sur nos cas d'étude (tableau 3.1). Par exemple, la figure 6.1 montre le tracé des polaires de diffusion pour une goutte de diamètre $D = 5 \mu m$, c'est-à-dire de la répartition angulaire de l'énergie diffusée par la particule, pour trois longueurs d'ondes λ différentes.

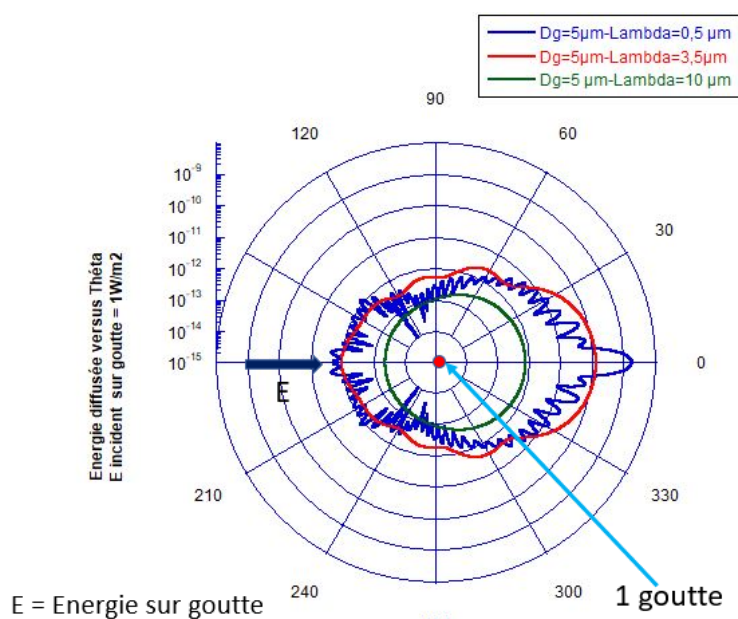


Figure 6.1 – Polaire de diffusion d'une particule de diamètre $D = 5 \mu m$ à $\lambda = 0.5 \mu m$, $\lambda = 3.5 \mu m$ et $\lambda = 10 \mu m$ (calcul Mieplot®).

On observe que plus la longueur d'onde est faible, plus le paramètre de taille ($x = \frac{\pi D}{\lambda}$) est grand, ce qui se traduit par une augmentation de la diffusion avant. Pour prendre en compte cela, **il faudrait travailler avec une loi d'extinction corrigée du phénomène de diffusion avant et arrière selon la valeur du paramètre de taille avant de traiter l'information par inversion.** Les travaux [71, 113, 114] abordent des méthodes pour estimer les facteurs de correction sur Q_{ext} par le calcul

du terme Q_{sca} correspondant à la diffusion avant dans un angle solide représentant l'ouverture du détecteur (demi-angle d'entrée de notre spectromètre IRTF : $\sim 9.5^\circ$). D'après [115], Q_{sca} peut être déterminé par un logiciel de lancer de rayons permettant d'établir la distribution des angles de diffusion dans un angle d'intérêt. En perspectives futures, un modèle quantitatif plus fin de type Monte-Carlo pourrait également permettre de modéliser les trajets optiques dans le nuage et donc de connaître de façon précise le flux en sortie du milieu. Ceci pourrait donner au modèle direct développé dans ce travail, une valeur plus quantitative et plus prédictive intéressante.

À titre indicatif, les ratios entre l'énergie intégrée sur le demi-angle de détection du spectromètre et l'énergie totale (entre 0 et 180°) pour différentes tailles d'ouverture de la fenêtre de détection sont donnés dans le tableau 6.1.

Angle d'ouverture du détecteur ($^\circ$)	Taille d'ouverture de la fenêtre du détecteur (mm)	$\lambda = 0.5\mu m$ ($x=31.4$)	$\lambda = 3.5\mu m$ ($x=4.48$)	$\lambda = 10\mu m$ ($x=1.57$)
$\pm 9.5^\circ$	40	0.9	0.42	0.16
$\pm 1^\circ$ (réduite)	4	0.3	0.046	0.0169

Table 6.1 – Estimation *qualitative* du ratio d'énergie diffusée à partir d'une goutte de diamètre $D = 5 \mu m$ selon la taille de l'ouverture du détecteur.

Ce tableau permet de montrer *qualitativement* qu'en diminuant la taille de l'ouverture par 10, le facteur de correction en BII et BIII devient inférieur à 5%. **Ainsi, pour limiter la contribution de la diffusion avant, il faudra privilégier un angle de mesure très petit au niveau du détecteur en plaçant par exemple un diaphragme en amont, mais avec un certain nombre de précautions quant au niveau de signal sur le détecteur DLATGs du spectromètre. Par ailleurs, pour travailler en configuration quasi-paraxiale (conditions optimales de la mesure d'extinction), nous pourrions aussi placer une lentille en entrée du nuage pour collimater le faisceau lumineux (rayons incidents parallèles) et une autre en sortie du nuage (avant le diaphragme) pour collecter la totalité du rayonnement et le faire converger sur un détecteur. Cependant en pratique, cela est complexe à mettre en œuvre car pour analyser de grandes zones, il faudrait utiliser des "grosses" lentilles et effectuer des compensations thermiques sur ces dernières si l'on travaille en BII ou BIII, ou privilégier des miroirs (montage "caméra" avec une source halogène ponctuelle par exemple).** Néanmoins, nous avons pu montrer aux chapitres 3 et 4, que l'algorithme était malgré cela capable de retranscrire de bon ordre de grandeur de la granulométrie.

Ceci nous amène aux perspectives d'amélioration sur le volet d'expérimentation en laboratoire. Concernant notre système de mesure, un certain nombre de perfectionnements pourraient permettre de se placer dans des conditions de mesure plus optimales comme :

1. **Redimensionner la spraybox (enceinte plus haute et étroite) et travailler sur un nuage avec circulation** plutôt que stagnant.
2. **Atteindre des vitesses de mesures plus rapides avec le spectromètre** (en optimisant la résolution spectrale et le nombre d'acquisitions).
3. **Préciser la caractérisation de la vitesse de gouttes : nous pourrions imaginer utiliser une méthode de mesure de champs des vitesses par Anémométrie Phase Doppler (PDA) plus adapté pour les débits de sprays élevés.** Ce qui permettrait de mieux connaître la vitesse et la concentration des sprays.

4. **Mener une analyse de sensibilité sur le choix des filtres optimaux entre 2 et 14 μm à partir du modèle numérique** (positionnement des longueurs d'ondes centrales des filtres et de leurs largeurs afin d'optimiser la réponse de la méthode inverse).
5. **Tester d'autres liquides avec les mêmes nébuliseurs.**

Les principales perspectives d'amélioration des mesures sur site sont résumées ci-dessous. Pour l'approche de la mesure du rayon effectif :

1. **Imposer une largeur de nuage** en contraignant son expansion par des fentes par exemple.
2. Améliorer le contrôle de l'environnement des mesures (éclairage, météo, etc.), le conteneur et sa tenue.
3. Poursuivre l'amélioration du dispositif de mesure sur le terrain (disposer d'un système de vidéométrie avec un cadrage adapté pour visualiser l'entièreté du nuage, corriger les erreurs de perspectives de la caméra placée à l'aplomb et l'alignement du conteneur par rapport à l'axe optique).
4. **Disposer d'un autre moyen pour caractériser la concentration au cours du temps.** L'hypothèse de concentration constante par exemple pourrait être remplacée par le choix d'une loi de variation temporelle de la concentration.
5. **Disposer d'un moyen de mesure de référence du rayon de goutte de type granulométrie laser ou par ombroscopie** qui pourrait dans un premier temps se faire à **échelle intermédiaire sur un tube à choc pour prendre en considération l'aspect dynamique de la dispersion.** Des premiers essais de visualisation sur ce type de dispositif ont commencé à voir le jour à l'IMT Mines Alès en septembre 2020 en parallèle de ce travail de thèse.

Toutefois, l'approche de rayon effectif est indicative, car le travail mené dans cette thèse permet désormais d'aller plus loin, vers un dispositif de mesure multi-spectrale afin de déterminer plusieurs classes de rayon.

Pour la mise en œuvre de la mesure multi-spectrale sur le site d'expérimentation pyrotechnique, il faudrait :

- Installer plusieurs bancs de mesure d'extinction dans le nuage pour estimer les variations de la granulométrie (C et r) dans le nuage.
- Exploiter davantage le champ de mesure (obtention d'un champ de granulométrie).
- Compléter l'étude granulométrique par la détermination de l'histoire des gouttes (5) via la prise en compte de la dynamique de fragmentation des gouttes (essais sur un tube à choc à Alès : figure 6.2).

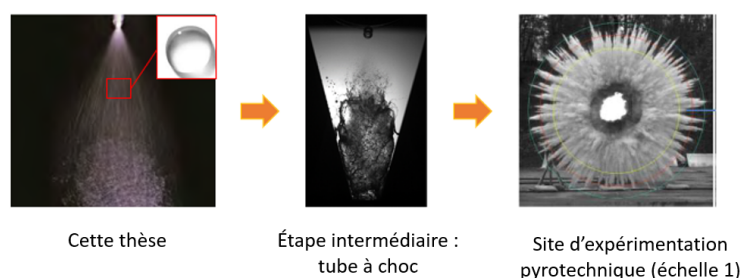


Figure 6.2 – Étude multi-échelle permettant la transposition de la méthode d'extinction multi-spectrale sur le site d'expérimentation pyrotechnique.

Par ordre de "résolution granulométrique" accessible, la composition du futur "système terrain" pourrait être basé sur :

- un spectromètre IRTF de terrain,
- un imageur hyperspectral ou une caméra hyperspectrale,
- un spectro-radiomètre à filtre tournant (CVF),
- ou sur des caméras : installation de caméras IR synchronisées opérant dans deux bandes spectrales différentes (BII et BIII), équipées de filtres pour l'identification de plusieurs classes de rayon.

Le tableau 6.2 présente les avantages et les inconvénients prévisibles de chacune de ces options.

Dispositif	Avantages	Inconvénients
Spectromètre IRTF de terrain	Ex. : Type "ABB", Bomem fréquence d'acquisition (résolution 1 cm^{-1} : cadence = 10 spectres/s, résolution : 32 cm^{-1} : cadence = 107 spectres/s), très haute résolution (9000 points de mesure sur la plage spectrale [1-15] μm) → obtention d'une granulométrie très détaillée	analyse ponctuelle, coût élevé, sensibilité aux vibrations* (interféromètre de Michelson)
Imageur hyperspectral ou caméra hyperspectrale (avec interféromètre de Michelson).	Ex. : TELops imagerie sur 320×256 pixels, caméra pouvant être configurée selon les BII et BIII, plage d'analyse : [7.4-12.8] μm avec une résolution d'analyse spectrale de 4 cm^{-1}	coût élevé, dépouillement complexe (quantité de données), sensibilité aux vibrations* (interféromètre de Michelson)
Spectro-radiomètre à filtre tournant	Ex. : SR5000 (CI Systems) appareil compact, plage spectrale étendue ([0.2-14.3] μm), haute résolution spectrale (323 points de mesure entre 0.4 et 14.3 μm) → obtention d'une granulométrie détaillée, haute fréquence d'acquisition (50 spectres/s), coût moyen	analyse ponctuelle, sensibilité aux vibrations* ?
Caméras synchronisées	Ex. : TELops facilité de déploiement, compatibilité avec les conditions terrain (fréquence d'acquisition : cadences : 3100 Hz sur un seul filtre fixe / 800 Hz en mode filtre tournant, vibration), choix des longueurs d'ondes de mesures (BII et BIII) avec possibilité de mettre jusqu'à 8 filtres dans l'imageur, analyse d'image (mesure de champs : 320×256 pixels)	coût modéré, mesures dégradées → obtention de quelques classes de rayon, choix restreint des longueurs d'ondes de mesure

Table 6.2 – Projection vers le futur système de mesure : comparaison de différents dispositifs. (*) : situation pyrotechnique/dalle de tir

Ce tableau montre que *l'utilisation d'un spectro-radiomètre de terrain* pourrait avoir un potentiel intéressant pour les applications du CEA de Gramat et être un bon compromis en termes de coût, de facilité de déploiement, de cadence d'acquisition et de résolution (spectrale et granulométrique). Le cas échéant, en travaillant avec des mesures dégradées, le recours à des *mesures d'extinction par caméra* pourra tout de même permettre de déterminer quelques classes de rayon.

Quel que soit le dispositif choisi, une étape intermédiaire de l'étude de l'histoire des gouttes sur un tube à choc permettrait de déployer le nouveau système de mesures sur une scène plus complexe avec une prise en compte de la dynamique du phénomène pour permettre la transition de la mise en œuvre de la méthode d'extinction multi-spectrale sur un nuage réel.

ANNEXES

A

Morphologie des gouttes d'eau dispersées par explosif

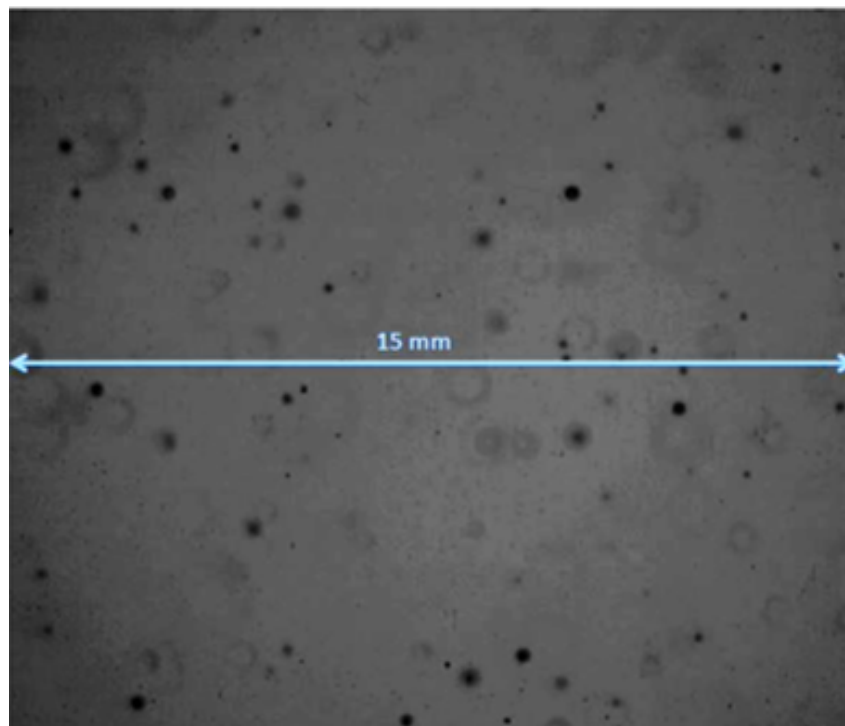


Figure A.1 – Morphologie sphérique des gouttes d'une dispersion d'eau par explosif réalisée au [CEA](#) de Gramat.

La photographie de la figure [A.1](#) représente une dispersion dans le visible (ombroscopie avec un laser pulsé) acquise à l'aide d'une caméra rapide Photron (10000 images/s) sur une détonation d'une petite quantité de liquide (1L). Elle montre la présence de grosses et de petites gouttes sphériques allant de quelques dizaines de μm à $\sim 400 \mu m$.

Le montage ayant permis cette visualisation est présenté sur les figures [A.2](#) et [A.3](#).



Figure A.2 – Banc de mesure d'ombroscopie pour la dispersion d'1 L d'eau avec 1 g de matière explosive.

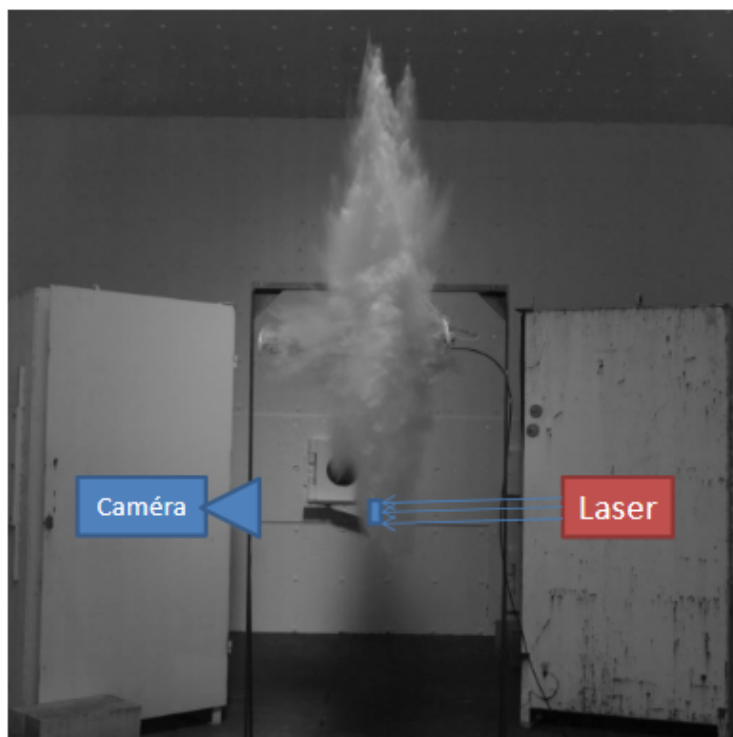


Figure A.3 – Principe du banc de mesure. La zone visée est un volume de 15 mm*15 mm*30 mm (LxHxP) à $t = 0.01$ s

B

Démonstration de la forme de la solution de Tikhonov

Le problème direct que nous cherchons à résoudre est de la forme $T = S * V$ (équation 2.6) où T est la matrice des observables, S est la matrice noyau, et V le vecteur inconnu. De par la complexité de notre problématique (problème mal posé et mal conditionné), nous rappelons également que la résolution de ce type de problème doit passer par de l'inversion, ce qui est équivalent à la résolution d'un problème de minimisation du résidu (méthode classique d'inversion : les moindres carrés). Autrement dit, classiquement la forme de la solution est celle donnée à l'équation B.1 :

$$\min(\|T - SV\|^2) \quad (\text{B.1})$$

Mais cette méthode peut fournir plusieurs solutions. En faisant appel à la méthode de régularisation de Tikhonov, il est possible de faire converger la solution vers une solution unique V_γ . Pour cela, il faut remplacer le problème de minimisation des moindres carrés (équation B.1) par un autre problème de minimisation dont la formule est rappelée ci-dessous et qui fait intervenir un terme de régularisation (équation 2.15)

$$\min(\|T - SV\|^2 + \|\Gamma V\|^2)$$

Dans cette formulation, Γ est la matrice de régularisation - généralement prise comme étant égale à la matrice identité multipliée par un paramètre de régularisation positif γ (à déterminer). Cette équation peut s'écrire comme suit (équation B.2) :

$$\min(\|T - SV\|^2 + \gamma^2\|V\|^2) \quad (\text{B.2})$$

Nous appellerons par la suite $F(x)$ le critère de minimisation correspondant (équation B.3).

$$F(x) = \|T - Sx\|^2 + \gamma^2\|V\|^2 \quad (\text{B.3})$$

D'après [116], notre problème étant un problème de minimisation sans contrainte, le minimum du critère de minimisation est atteint lorsque le gradient de l'équation B.2 est nul. Autrement dit, la solution V_γ doit vérifier pour tout réel fini μ , l'équation B.4.

$$\langle \nabla F(V_\gamma), \mu \rangle = 0 \quad (\text{B.4})$$

Or, $F(x)$ peut être réécrite comme à l'aide de l'équation B.5.

$$F(x) = \langle T - Sx, T - Sx \rangle + \gamma^2 \langle x, x \rangle \quad (\text{B.5})$$

Ce qui permet ensuite d'écrire le gradient de $F(x)$ comme selon l'équation B.6.

$$\langle \nabla F(V_\gamma), \mu \rangle = 2\langle T - SV_\gamma, S\mu \rangle + 2\gamma^2 \langle V_\gamma, S\mu \rangle = 2\langle S^t(T - SV_\gamma), \mu \rangle + 2\gamma^2 \langle S^t V_\gamma, \mu \rangle \quad (\text{B.6})$$

Puisque le minimum est atteint pour un gradient de F nul, l'égalisation de l'équation B.4 et de l'équation B.6 conduit à une solution de la forme donnée à l'équation B.7

$$[S^t S + \gamma^2 I] V_\gamma = S^t T \quad (\text{B.7})$$

En isolant la solution V_γ , on retrouve la forme de la solution de Tikhonov donnée au chapitre 2. Soit pour rappel :

$$V_\gamma = (S^t S + \gamma^2 I)^{-1} S^t T = (S^t S + \Gamma^t \Gamma)^{-1} S^t T$$

C

Étude de la robustesse du code d'inversion au bruit de mesure

Pour évaluer la robustesse de notre code d'inversion face au bruit de mesure du spectromètre, plusieurs signaux bruités avec des niveaux contrôlés de bruit blanc uniforme allant de 0% à 10% ont été simulés avec le modèle direct. Ces quantités de bruit sont ici arbitraires, et comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, elles correspondent à des valeurs sur-estimées des niveaux de bruit réels retrouvés sur des mesures expérimentales de transmission en laboratoire. Nous avons fait le choix de présenter ici des bruits de mesure importants dans le but de montrer les limites du code développé au cours de cette thèse. Cette analyse permettra de démontrer jusqu'à quel niveau de bruit sur un signal d'entrée, l'algorithme est capable de proposer une solution (concentration par classe de rayon et par m^3) correcte et acceptable (critère de convergence).

Considérons une loi de distribution de tailles de gouttes $p(r)$ log-normale, de rayon moyen $100 \mu m$ avec un écart type de $10 \mu m$. La concentration totale est fixée à $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$ et la plage de longueur d'onde est comprise entre 0.2 et $50 \mu m$. Les matrices S générées dans cette section C sont de format 2491 (lignes) * 10 (colonnes). À l'exception du niveau de bruit sur la transmission, ces configurations de test seront les mêmes pour tous les cas (A à E) présentés ci-dessous. Le vecteur T_{synt} généré par le modèle direct est ensuite utilisé comme donnée d'entrée du code d'inversion dont les résultats sont illustrés ci-dessous.

Cas A : signal de transmission non bruité

En vue d'identifier l'effet de la présence du bruit dans les mesures de transmission sur les capacités du code à reconstruire une granulométrie, nous exposons ici un premier cas sans bruit. La figure C.1 présente le vecteur de transmission synthétique T_{synt} en fonction de la longueur d'onde sur toute la plage d'exploration. Ces données ont été obtenues en renseignant dans l'algorithme, les paramètres énoncés ci-dessus.

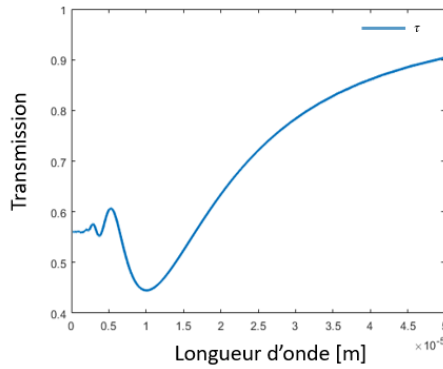


Figure C.1 – Évolution de la transmission (modèle direct) non bruitée en fonction de la longueur d'onde.

En compilant le code d'inversion avec ces données de transmission, nous obtenons le tracé de la courbe en "L" présentée sur la figure C.2 ci-dessous.

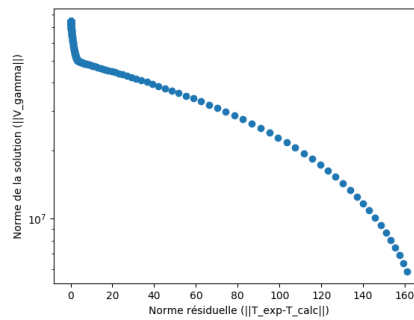


Figure C.2 – Tracé de la courbe en "L" à partir du signal non bruité de la figure C.1.

Après une étape de sélection de la solution optimale du code ($\gamma = 1.4 \times 10^{-13}$) suivant la démarche décrite plus haut, le code affiche une granulométrie représentée en bleu sur la figure C.3.a. Sur ce même graphique sont représentées en points oranges les données issues du modèle direct (V).

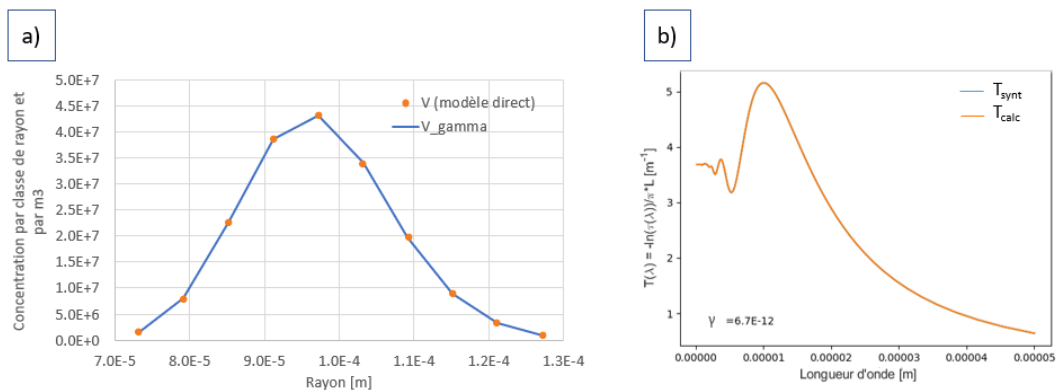


Figure C.3 – a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiale V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.

L'erreur cumulée entre le vecteur solution V_γ et le vecteur V (modèle direct) est ici de l'ordre de $10^{-6}\%$ donc négligeable. Pour appuyer cette analyse, la figure C.3.b montre la différence observée entre le vecteur T_{synt} sur le vecteur $T_{calc} = S * V_\gamma$. Il apparaît clairement que ces deux courbes sont parfaitement superposées (erreur cumulée 10^{-6}), ce qui est cohérent avec notre première observation sur le vecteur solution V_γ . Ceci illustre donc bien les capacités du code à retrouver sans difficulté une granulométrie connue, mais sur un signal non bruité.

Pour estimer l'effet du bruit sur les capacités du code, les cas B à E reprennent cette même configuration d'essai, mais avec un bruit graduel entre chaque cas exposé.

Cas B : signal de transmission bruité à 1.5%

Ce deuxième cas correspond à un signal de transmission bruité à 1.5%. La figure C.4 montre en vert l'allure de ce signal de transmission qui varie entre 0.04 et 1 sur toute la plage de longueur d'onde proposée.

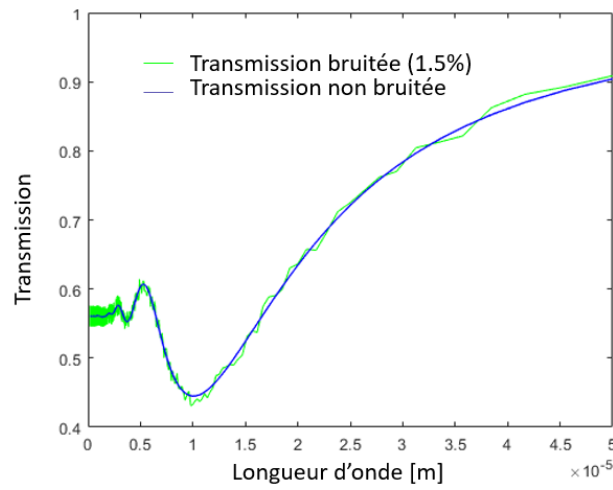


Figure C.4 – Transmission synthétique bruitée à 1.5% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas A.

A partir de ce signal de transmission (en vert), le code génère la courbe en "L" (figure C.5) sur laquelle l'opérateur a sélectionné la solution optimale du code ($\gamma = 2.3 * 10^{-8}$) en suivant la démarche décrite plus haut dans ce chapitre. Cette solution optimisée est représentée sur la figure C.6.a

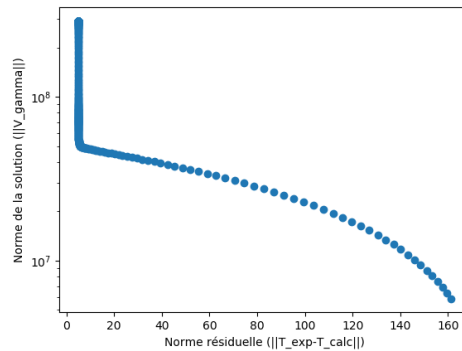


Figure C.5 – Allure de la courbe en "L" obtenue à partir d'une transmission synthétique bruitée, ici à 1.5%.

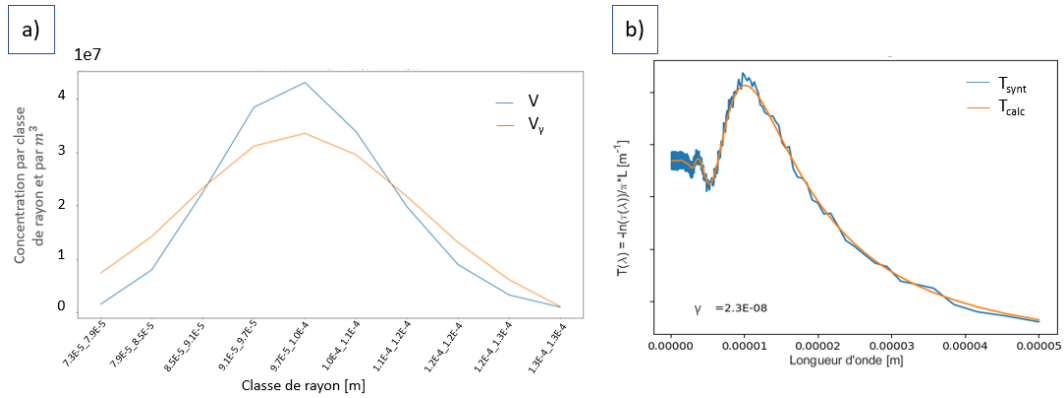


Figure C.6 – a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.

Sur la figure C.6.a, nous observons une erreur cumulée entre le signal d'entrée (modèle direct, en orange) et la solution du code (en bleu) de 5.6%. Par ailleurs, nous constatons en comparant les vecteurs d'observable T (figure C.6.b), qu'en présence de bruit, le code (courbe orange) est toujours capable de retrouver le signal bruité T_{synt} du modèle direct (courbe bleue). On observe ici une erreur moyenne de 2.4% entre ces deux vecteurs.

Pour voir l'effet de l'augmentation du bruit sur les résultats du code, nous avons fait croître le niveau de bruit sur la transmission issue du modèle direct.

Cas C : signal de transmission bruité à 3%

Ici, un bruit de 3% a été imposé sur la transmission synthétisée. À titre indicatif, le signal correspondant est affiché en vert sur la figure C.7.

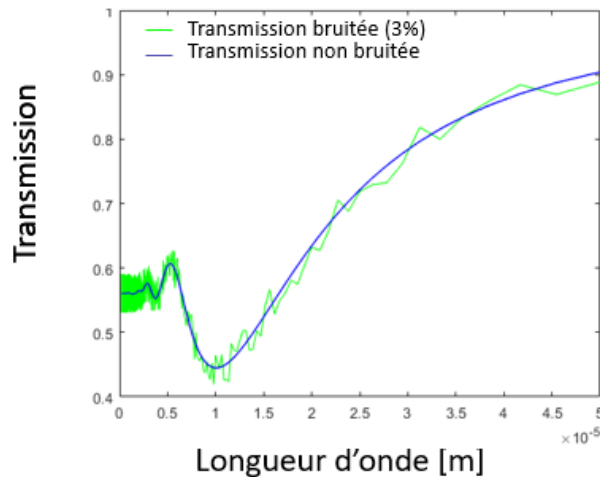


Figure C.7 – Transmission synthétique bruitée à 3% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas C.

En procédant de la même manière que précédemment, la figure C.8 reprend les résultats de l'inversion du cas C. Ces résultats ont été obtenus avec un paramètre de régularisation optimisé égal à $\gamma = 3 * 10^{-8}$.

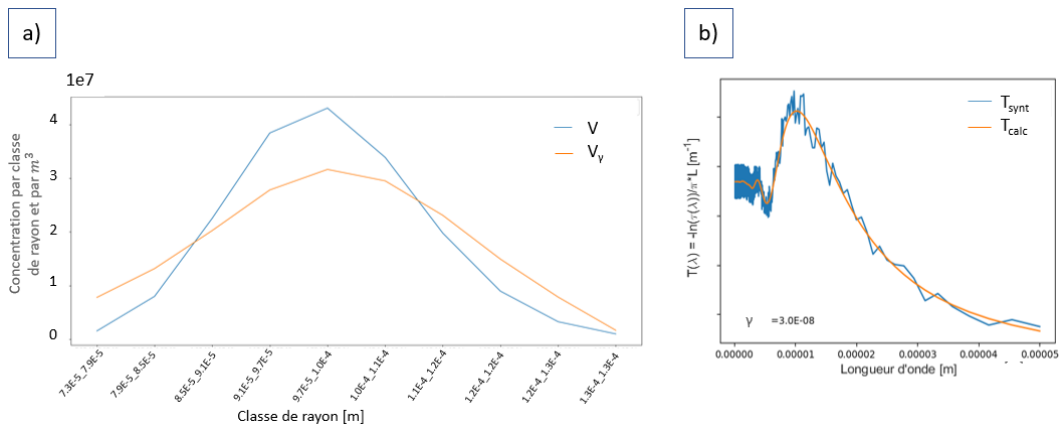


Figure C.8 – a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.

La figure C.8.a montre que malgré l'augmentation du bruit, l'algorithme est encore capable de générer une granulométrie ne présentant une erreur cumulée, comparée au modèle direct, que de 6.85%. L'allure de la courbe de concentration des gouttes par classe de rayon et par m^{-3} (en orange) est bien reconstituée par notre code. Si l'on compare les vecteurs T en entrée (T_{synt}) et sortie (T_{calc}) de code (figure C.8.b), on s'aperçoit également qu'en présence d'un bruit de 3%, les limites du code ne sont pas encore atteintes. En effet, l'erreur cumulée entre les vecteurs T n'est que de 7.38%.

Cas D : signal de transmission bruité à 5%

Toujours dans le but de repousser le code dans ses limites d'usage et mesurer son potentiel, cette fois le bruit sur la transmission synthétique a été augmenté à 5%. Comme précédemment, la figure C.9 permet de visualiser en vert le signal bruité qui en résulte.

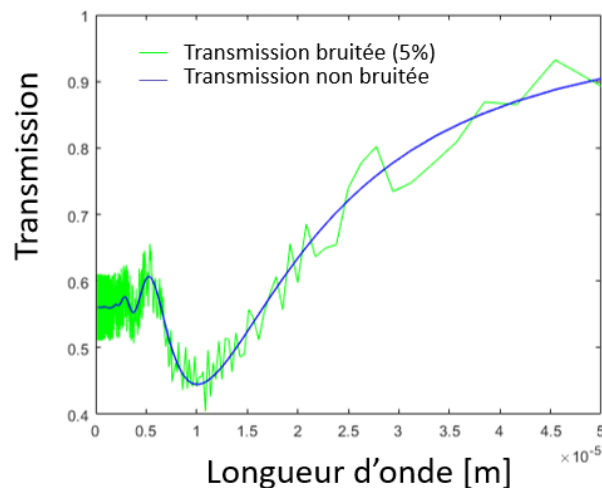


Figure C.9 – Transmission synthétique bruitée à 5% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas D.

Les résultats de l'inversion obtenus après optimisation de la solution ($\gamma = 3.9 * 10^{-8}$) sont donnés sur les figures C.10.a et b.

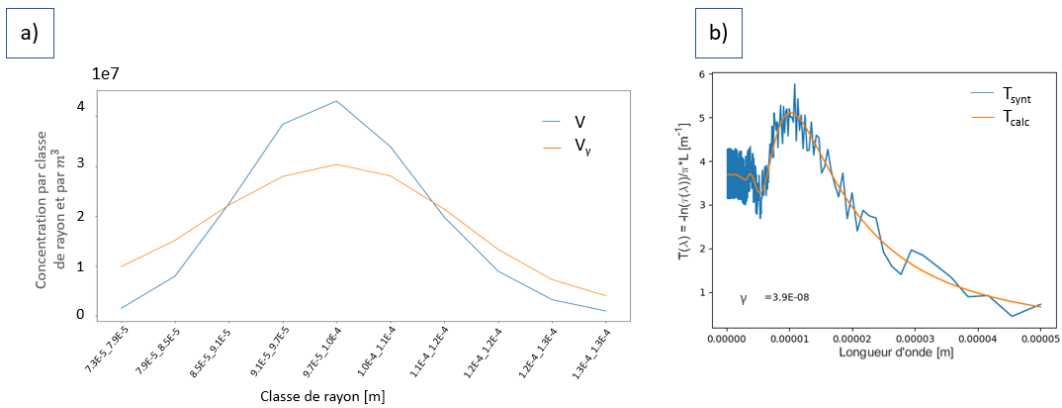


Figure C.10 – a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.

La figure C.10.a montre qu'avec une erreur cumulée de 10.47%, l'algorithme est capable de reconstruire l'allure de la granulométrie initiale (modèle direct en orange). On observe que les écarts les plus importants correspondent aux concentrations de gouttes dans les classes des plus petits rayons. La figure C.10.b indique par ailleurs que le vecteur T_{calc} calculé à partir de la solution du code est toujours relativement proche du vecteur d'entrée T_{synt} . L'erreur cumulée entre ces deux vecteurs est de 20.54%

Cas E : signal de transmission bruité à 10%

Ce dernier cas correspond à un bruit de 10% sur le signal de transmission. Nous sommes ici très loin des réalités expérimentales retrouvées en laboratoire, mais nous rappelons que nous recherchons les limites numériques de fonctionnement du code. Le signal de transmission bruité à 10% est donné en vert sur la figure C.11.

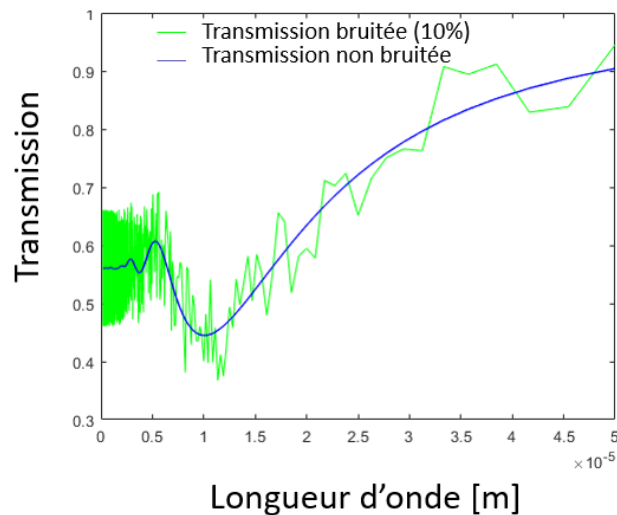


Figure C.11 – Transmission synthétique bruitée à 10% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas E.

À partir de ce signal, les résultats de l'inversion (obtenu pour $\gamma = 4.7 * 10^{-8}$) sont affichés sur la figure C.12.

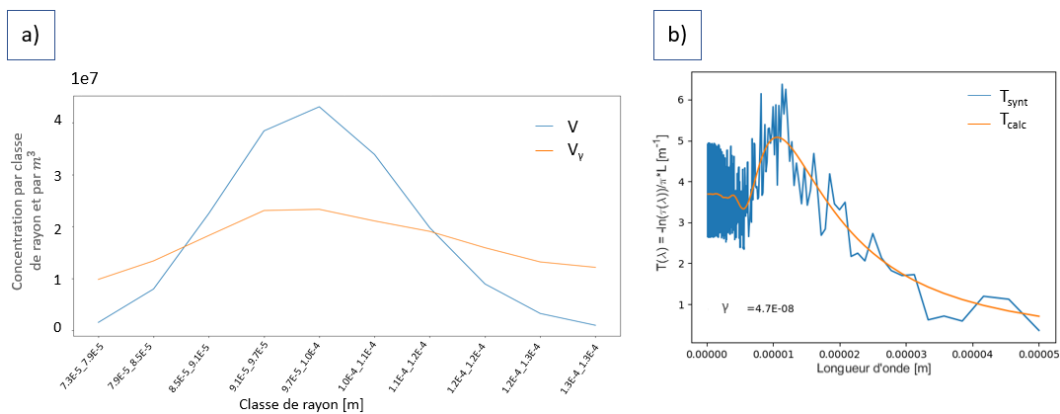


Figure C.12 – a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.

Le premier graphique (figure C.12.a) nous montre directement que le code n'est plus en capacité de reconstruire la granulométrie de départ (courbe orange : modèle direct). L'erreur cumulée entre les deux courbes de répartition de la concentration par classe et par unité de volume est ici de l'ordre de 19.7%. À titre indicatif, la figure C.12.b montre que l'on retrouve également un écart assez important (erreur cumulée : 82.8%) entre le vecteur calculé avec la solution proposée par le code (T_{calc}) et le vecteur V initial (modèle direct).

En conclusion de cette analyse, nous avons pu mettre en avant que notre code d'inversion est capable de gérer des signaux de transmission bruités jusqu'à 5%. Au delà, les solutions proposées par le code ne sont plus acceptables. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, cette limite intrinsèque à notre méthode d'inversion ne posera pas de problème dans notre étude car expérimentalement car les bruits de mesure enregistrés par nos appareils de mesure n'atteignent pas des niveaux si élevés.

D

Résultats complémentaires sur l'inversion de cas numériques

Exemple 2 : [0.2-25] μm	197
Cas a : S=(6200,3)	198
Cas b : S=(6200,5)	199
Cas c : S=(6200,10)	200
Cas d : S=(6200,50)	201
Cas e : S=(6200,500)	202
Exemple 3 : [0.2-15] μm	203
Cas a : S=(6166,3)	204
Cas b : S=(6166,5)	205
Cas c : S=(6166,10)	206
Cas d : S=(6166,50)	207
Cas e : S=(6166,500)	208

Cette annexe regroupe les graphiques illustrant les résultats d'inversion des exemples numériques n° 2 et 3 déclinés en 4 sous-cas noté de a à e dans le chapitre 2. L'analyse numérique de ces courbes est donnée dans ce même chapitre.

Exemple 2 : [0.2-25] μm

Le signal de transmission bruité (1.5%) correspondant à la plage de longueurs d'ondes analysée ([0.2-25] μm) est donnée en vert sur la figure D.1.

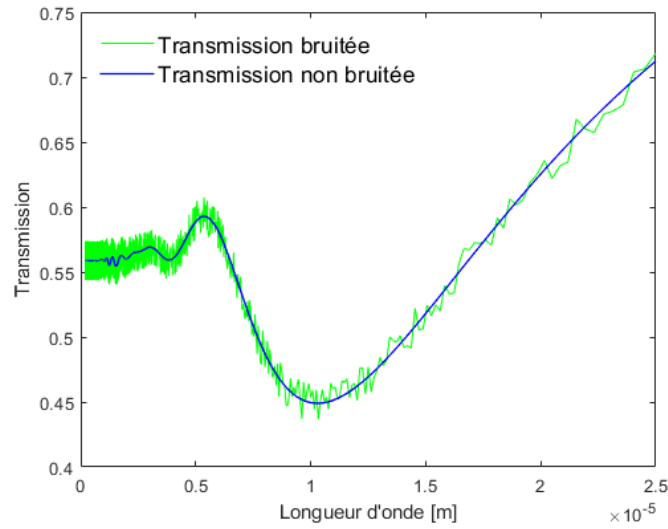


Figure D.1 – Transmission synthétique du modèle direct pour l'exemple 2. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$.

Cas a : $S=(6200,3)$

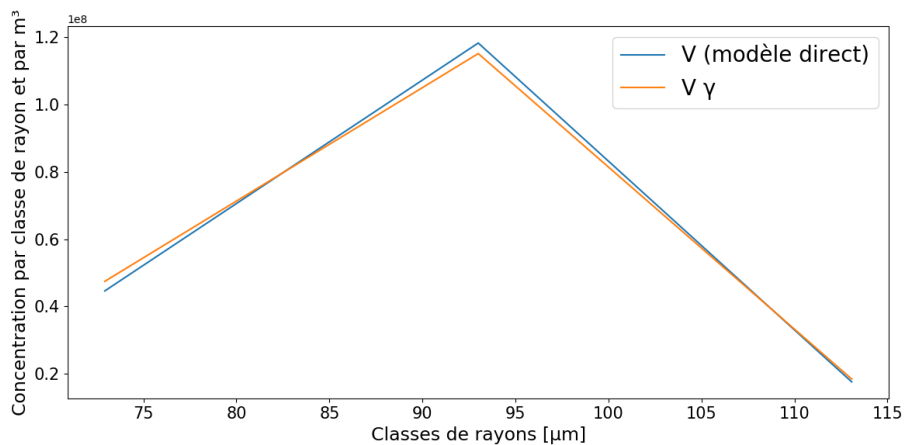


Figure D.2 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$.

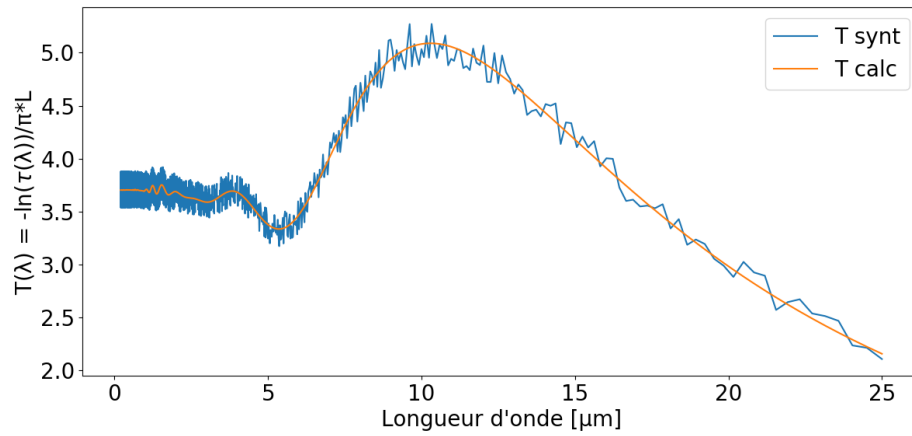


Figure D.3 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 25] μm , 3 classes de rayon.

Cas b : S=(6200,5)

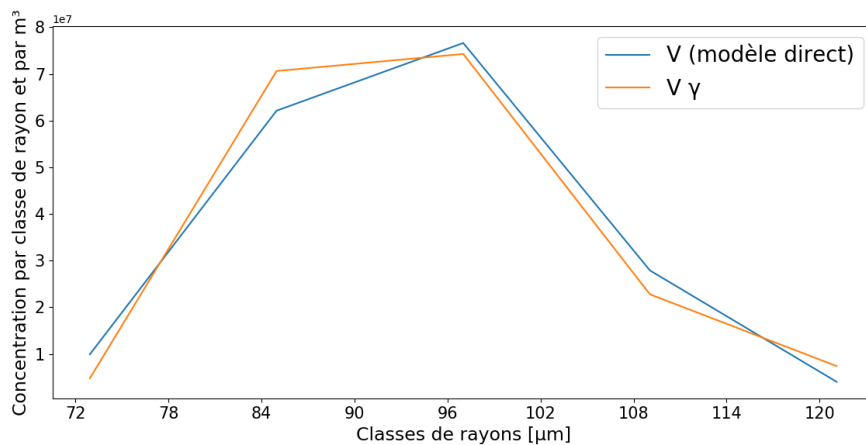


Figure D.4 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 25] μm .

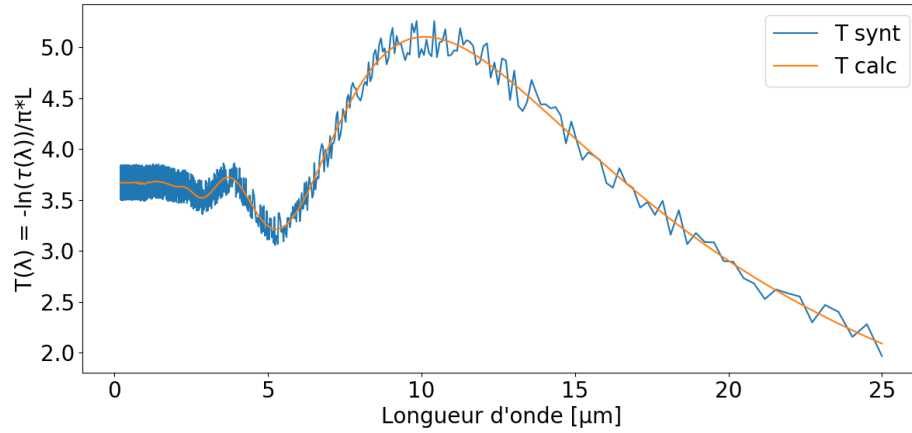


Figure D.5 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$, 5 classes de rayon.

Cas c : S=(6200,10)

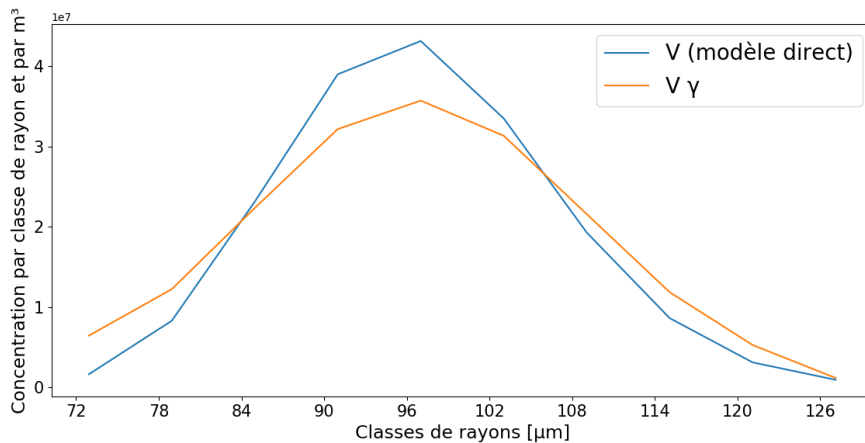


Figure D.6 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$.

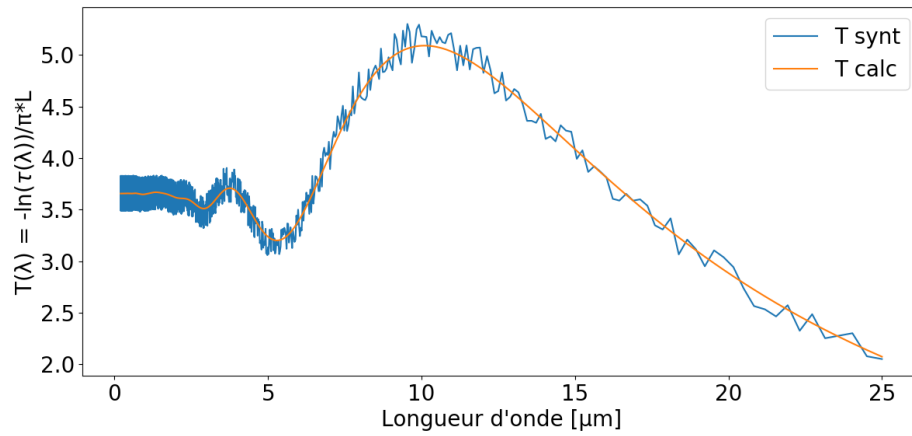


Figure D.7 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu\text{m}$, 10 classes de rayon.

Cas d : $S=(6200,50)$

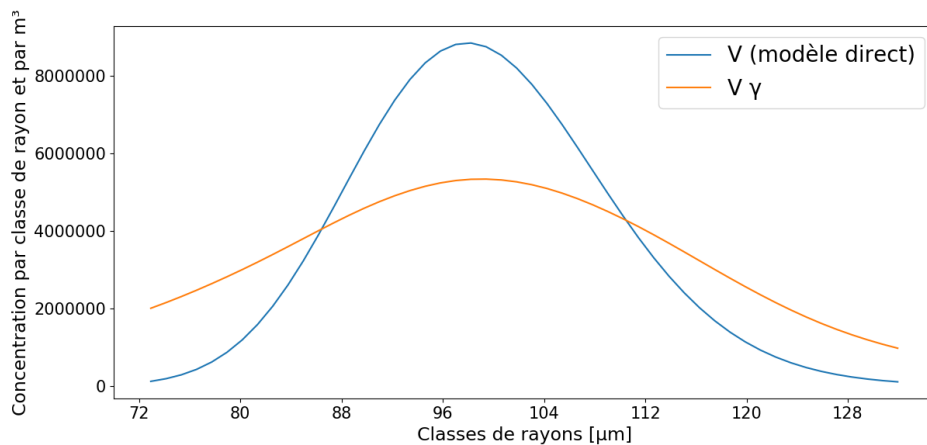


Figure D.8 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu\text{m}$.

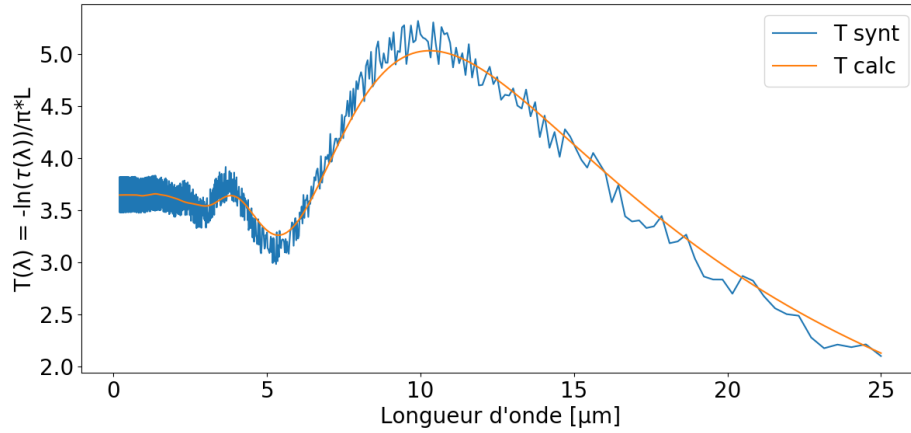


Figure D.9 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$, 50 classes de rayon.

Cas e : S=(6200,500)

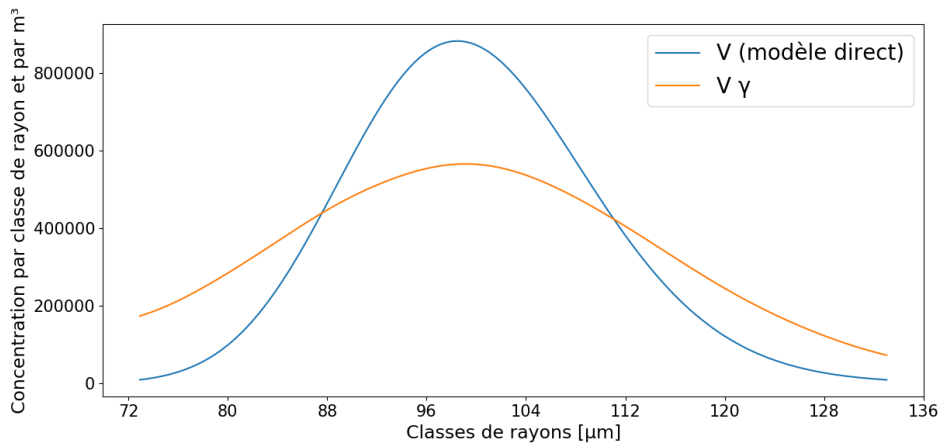


Figure D.10 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$.

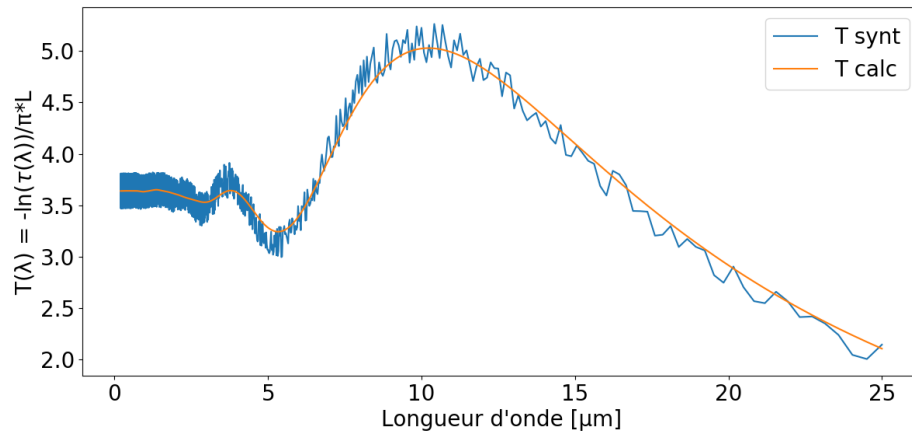


Figure D.11 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu\text{m}$, 500 classes de rayon.

Exemple 3 : [0.2-15] μm

Le signal de transmission bruité correspondant à cette plage de longueurs d'ondes réduite ($[0.2-15] \mu\text{m}$) est donnée en vert sur la figure D.12.

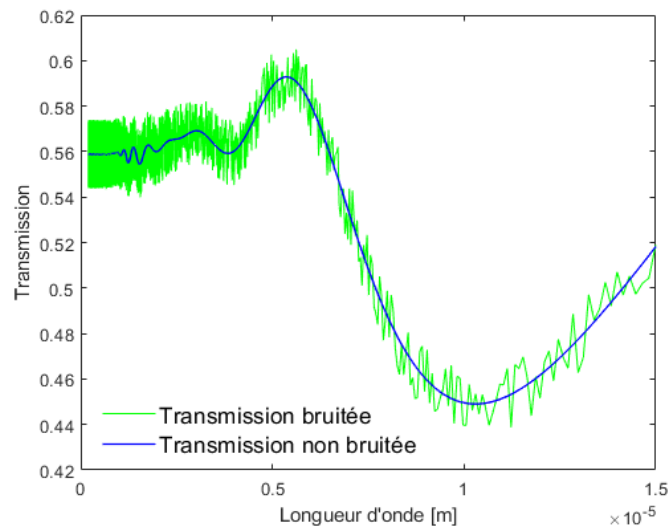


Figure D.12 – Transmission synthétique du modèle direct pour l'exemple 3. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu\text{m}$.

Cas a : S=(6166,3)

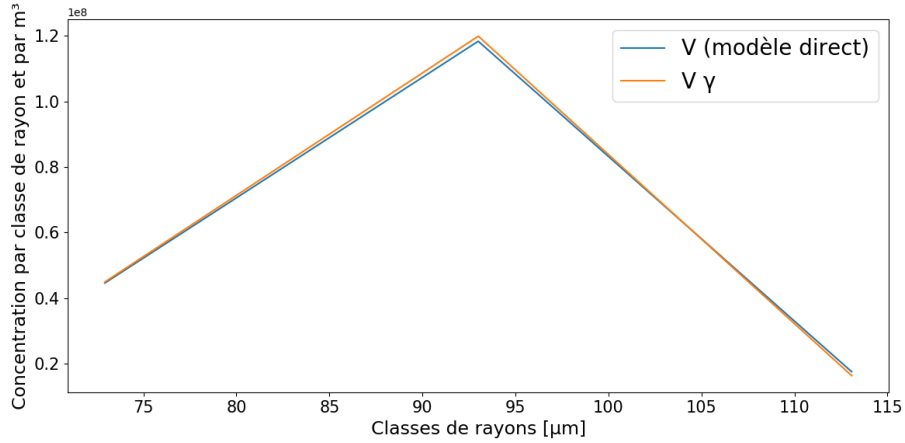


Figure D.13 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 15] μm .

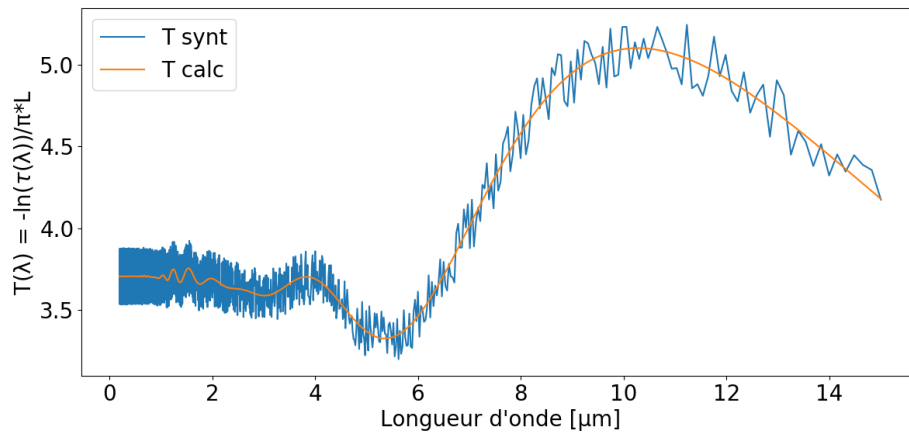


Figure D.14 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 15] μm , 3 classes de rayon.

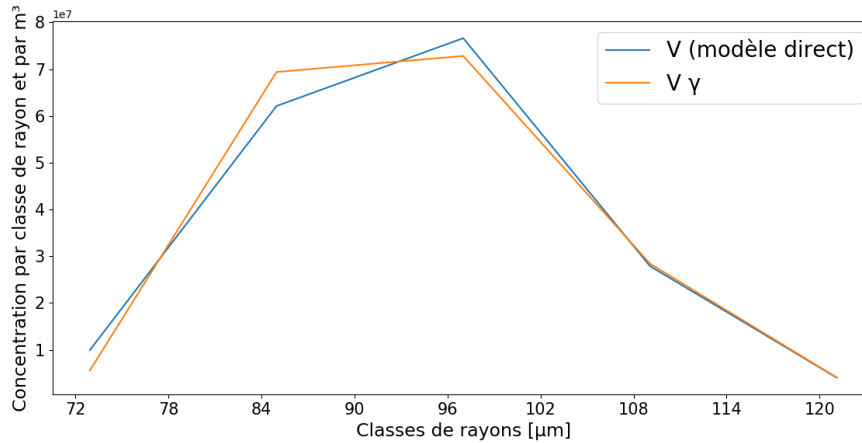
Cas b : $S=(6166,5)$ 

Figure D.15 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 15] μm .

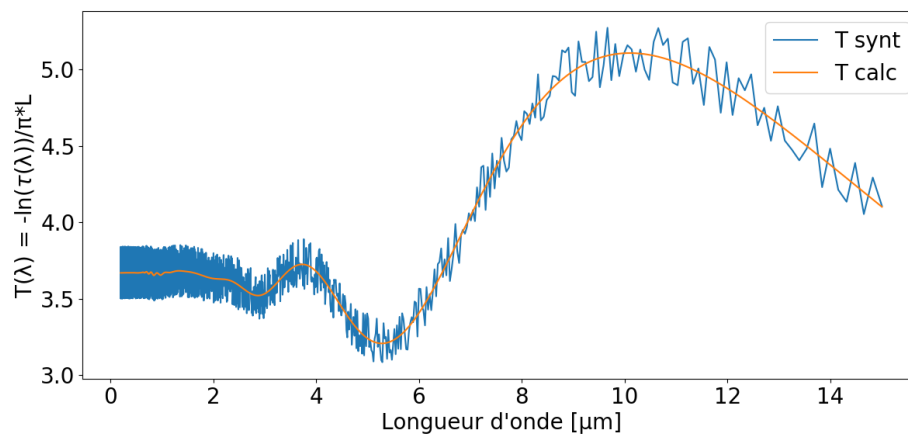


Figure D.16 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 15] μm , 5 classes de rayon.

Cas c : $S=(6166,10)$

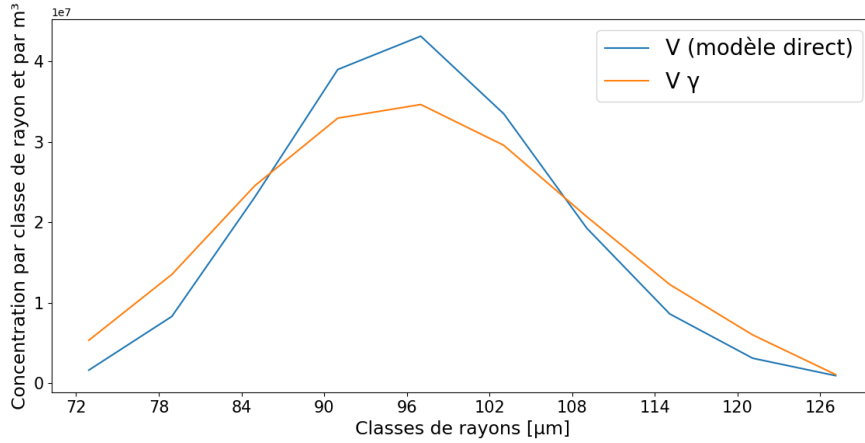


Figure D.17 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.

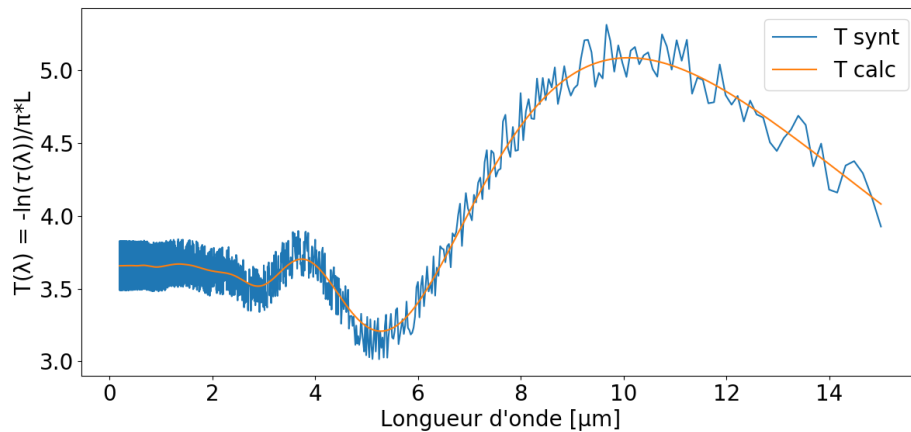


Figure D.18 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$, 10 classes de rayon.

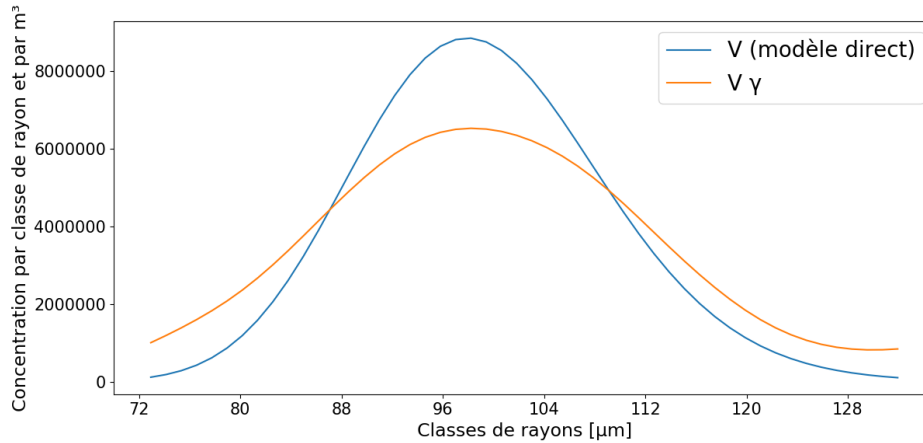
Cas d : S=(6166,50)

Figure D.19 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100\mu\text{m}$, Écart-type= $10\mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15]\mu\text{m}$.

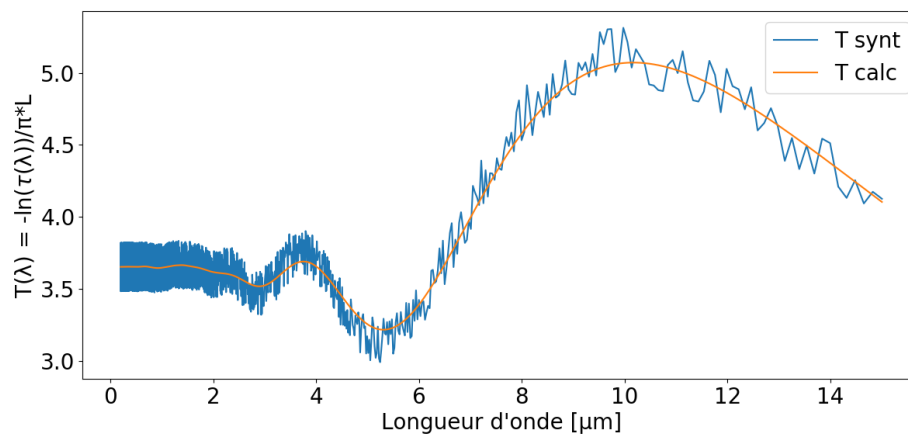


Figure D.20 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type= $10 \mu\text{m}$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu\text{m}$, 50 classes de rayon.

Cas e : $S=(6166,500)$

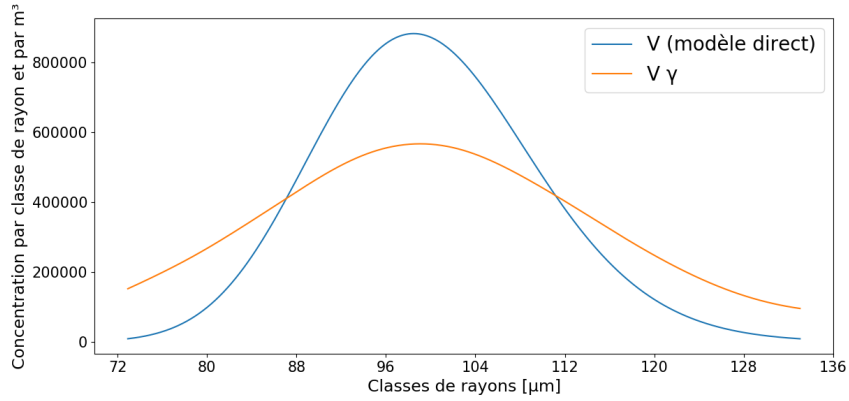


Figure D.21 – Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.

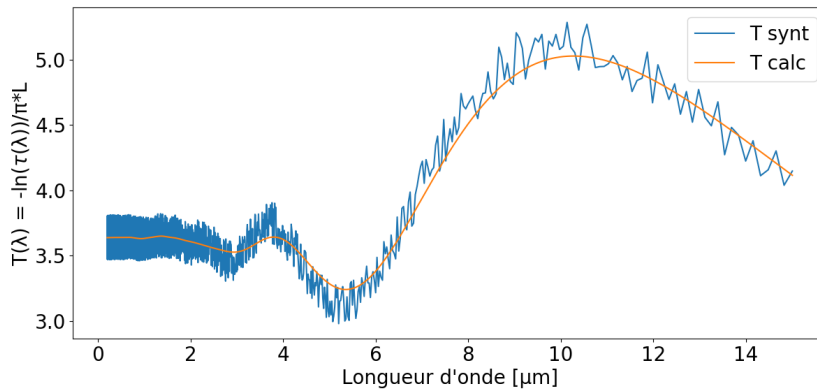


Figure D.22 – Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueur d'onde : $[0.2 - 15] \mu m$, 500 classes de rayon.



Complément de caractérisation des buses IKEUCHI

Dans le cadre de cette thèse, nous avons fait l'acquisition de quatre buses du fabricant IKEUCHI, dont une qui a été conservée comme cas de référence (buse à $130 \mu m$) et qui est présentée dans ce manuscrit. Cette annexe fournit les caractérisations des buses d'IKEUCHI qui n'ont pas été retenues comme situation de référence pour notre étude en raison d'instabilité trop importante des jets, surtout en configuration d'utilisation confinée. Les données du fabricant des trois buses sont référencées dans le tableau E.1.

Réf. de la buse	Taille moyenne des gouttes (μm)	Pression nominale (MPa)	Débit (L/min)	Angle ($^{\circ}$)	Forme du jet
JJRP 005	260	0.15	0.44	56	Cône plein
JJXP 010	290	0.05	0.54	50	Cône plein
LYYP 02	850	0.015	0.2	70	Plat

Table E.1 – Caractéristiques des buses IKEUCHI non retenues pour cette étude.

Avant de "recaler" ces buses, ces dernières ont été caractérisée en termes de morphologie de jet pour identifier les buses dont les largeurs de jet sont les plus stables dans le temps en air libre dans un premier temps, puis dans un second temps en utilisation confinée (spraybox). Pour effectuer ces caractérisations, le même protocole expérimental et le même script de filtrage d'image que ceux présentés au chapitre 3 (parties 3.1.2 et 3.2.2.1) ont été utilisés. Les résultats pour chaque buse sont référencés dans les tableaux ci-dessous (tab. E.2, E.3 et E.4) pour trois hauteurs distinctes par rapport à la sortie de la buse : $H1 = 3 \text{ cm}$, $H2 = 5.1 \text{ cm}$ et $H3 = 7.3 \text{ cm}$. Les seuils de filtrage choisis ici pour obtenir ces données correspondent aux seuils optimisés au cas par cas.

Hauteur (config.essai)	H1 (libre)	H2 (libre)	H3 (libre)	H1 (confiné)	H2 (confiné)	H3 (confiné)
Valeur moyenne(cm)	2.7241	3.6308	4.7373	2.4549	4.9413	7.6398
Écart- type(%)	5.9010	3.6870	6.1068	11.7106	29.1445	3.2126

Table E.2 – Caractérisation de la largeur de spray de la buse JJRP à 3 hauteurs différentes. Seuil de filtrage optimisé : 96% en jet libre et 95% en configuration confinée.

Hauteur (config.essai)	H1 (libre)	H2 (libre)	H3 (libre)	H1 (confiné)	H2 (confiné)	H3 (confiné)
Valeur moyenne(cm)	4.4066	5.7175	7.5420	3.2394	5.3302	8.3978
Écart- type(%)	7.4189	8.0216	10.7858	21.1435	41.7878	6.4953

Table E.3 – Caractérisation de la largeur de spray de la buse JJXP à 3 hauteurs différentes. Seuil de filtrage optimisé : 98% en jet libre et 96% en configuration confinée.

Hauteur (config.essai)	H1 (libre)	H2 (libre)	H3 (libre)	H1 (confiné)	H2 (confiné)	H3 (confiné)
Valeur moyenne(cm)	9.5225	9.7272	9.5692	-	-	-
Écart- type(%)	7.3929	6.8401	7.4278	-	-	-

Table E.4 – Caractérisation de la largeur de spray de la buse BLYYP à 3 hauteurs différentes. Seuil de filtrage optimisé : 98% en jet libre et en configuration confinée.

Dans un premier temps, concentrons nous sur les données des spray nébulisé en air libre. Pour l'ensemble des buses, on retrouve bien le caractère conique de la forme des jets (la buse plate ayant également un angle d'ouverture), puisque la largeur des jets augmente bien avec la hauteur H_i . Par ailleurs, on s'aperçoit également que les sprays ont une largeur plus fluctuante dans le temps lorsque l'on se place loin de la base de la buse (écart type élevé). La hauteur de mesure expérimentale avec le spectromètre étant $H2$, avoir une trop grande fluctuation de la largeur du nuage pour cette hauteur n'est pas acceptable pour notre étude. Ceci nous a conduit à analyser le comportement des sprays lorsque ces derniers sont confinés dans la spraybox.

Dans un second temps, grâce à l'analyse de ces tableaux de données, l'effet du confinement des jets sur la largeur de ces derniers a pu être étudié. Alors que nous avons montré une assez bonne stabilité de la buse à $130 \mu m$ dans le chapitre 3, nous pouvons observer ici à l'inverse, que les buses sont très impactées par le confinement du jet. Par exemple, pour la

buse BJJRP (tableau E.2), la largeur à mi-hauteur du spray passe de 3.6 cm (jet en air libre) à 4.9 cm (jet confiné) avec un écart-type correspondant à 29%. Outre la perturbation de la largeur du jet par la présence d'un confinement, on note surtout un écart-type beaucoup trop important qui indique une très forte instabilité du jet dans le temps en termes de largeur pour toutes les buses. Cette observation, faite sur toutes les buses présentées dans cette annexe, nous a conduit à écarter ces buses de notre étude. De plus, on observe également sur ces buses, un écart type faible pour la hauteur de mesure la plus éloignée de la buse ($H3$). Cela s'explique par le fait que l'information sur les contours réel du jets se retrouve noyé dans la recirculation du jet au fond de la spraybox.

N-B : les données obtenues sur la buse plate (BLYYP) ne sont pas exploitable dans la configuration confinée car l'angle d'ouverture du jet est trop important par rapport à la largeur de la spraybox. De ce fait, la morphologie du jet n'est pas visible (jet rempli tout l'espace du fond d'émission donc pas de contour contrasté possible) et est très instable même en optimisant le choix du seuil de filtrage (trou dans le spray). Il n'est pas possible de retrouver les contours de ce jet en configuration confinée.

La présence de recirculation d'eau dans le fond de la spraybox (rebonds des gouttes) qui perturbe fortement la largeur du spray est un phénomène qui est plus marqué pour certaines buses que pour d'autres selon leur caractéristiques (tailles de gouttes, pression d'utilisation, angle d'ouverture, etc.). Afin d'illustrer la présence de cette recirculation du spray dans la spraybox, reprenons l'exemple du spray de la buse BJJRP. La figure H.2.a montre l'image réelle filtrée (seuil : 96%) du spray lorsque le jet est libre (à gauche : image avant filtrage/ à droite : image après filtrage) et la figure H.2.b montre l'image réelle filtrée (seuil : 95%) obtenue lorsque le spray est utilisé dans la spraybox. Ces images ont été obtenues avec la méthode de détermination de la largeur des sprays présentée au chapitre 3.

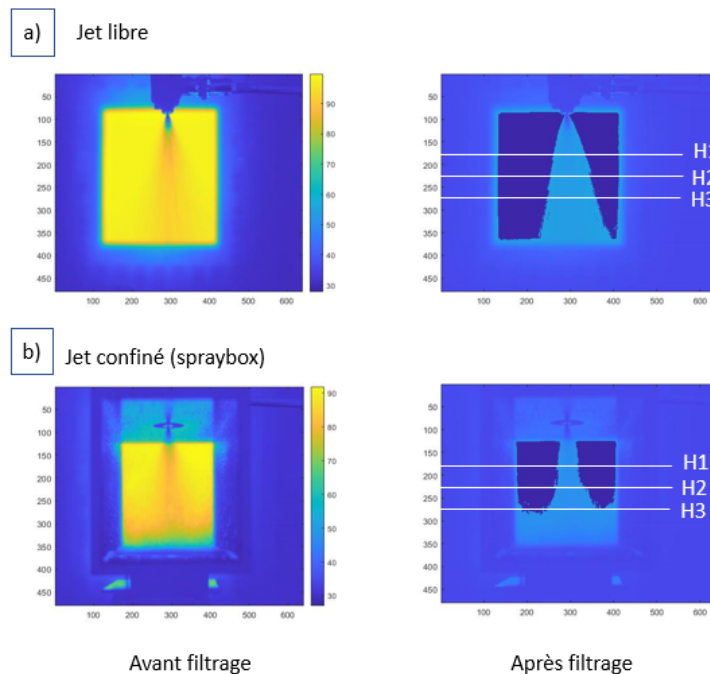


Figure E.1 – a) Exemple d'image filtrée (seuil 96%) du spray de la buse BJJRP vaporisé en air libre. b) Exemple d'image filtrée (seuil 95%) du spray de la buse BJJRP nébulisé dans la spraybox. Pression d'utilisation du spray : a)3 bars b)1.5 bars.

La comparaison de ces deux images mets en évidence une importante perturbation du bas du jet sur la buse BJJRP qui modifie de façon conséquente la largeur du jet dans le temps. Cela rend impossible l'utilisation de ces buses en situation confinée pour des mesures de référence dans le spectromètre IRTF. Comme cela a été constaté également sur les autres buses présentées dans cette annexe, ces dernières n'ont pas été retenues lors de notre recherche de cas de référence.

F

Spectre de transmission atmosphérique

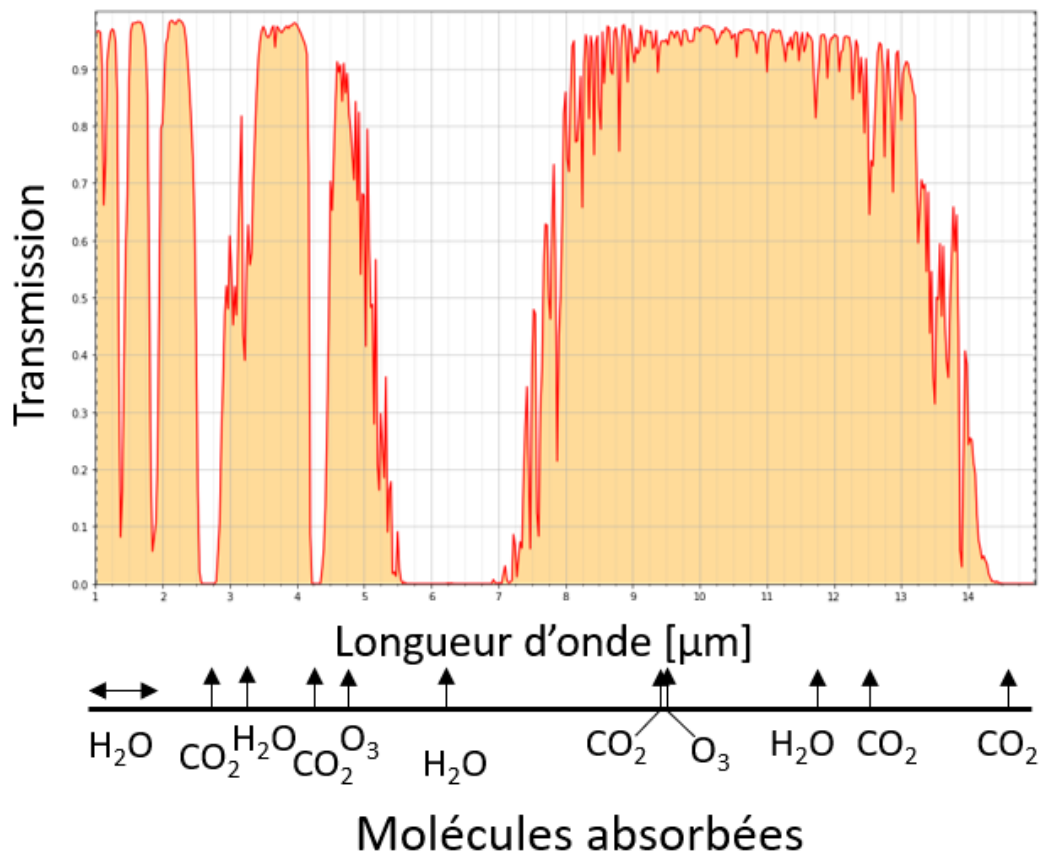


Figure F.1 – Spectre de transmission atmosphérique dans l'infrarouge [117]. Paramètres : distance=0.5km, humidité= standard, aérosol=rural.

G

Spectres de transmission des nébulisations obtenus avec le spectromètre IRTF

Cette annexe fournit les spectres de transmission obtenus sur les plages spectrales du NIR et du MIR avec le spectromètre IRTF pour les autres buses dans les configurations d'essai présentées dans le chapitre 3.

Buse à 5 μm - Débit : 0.657 mL/min

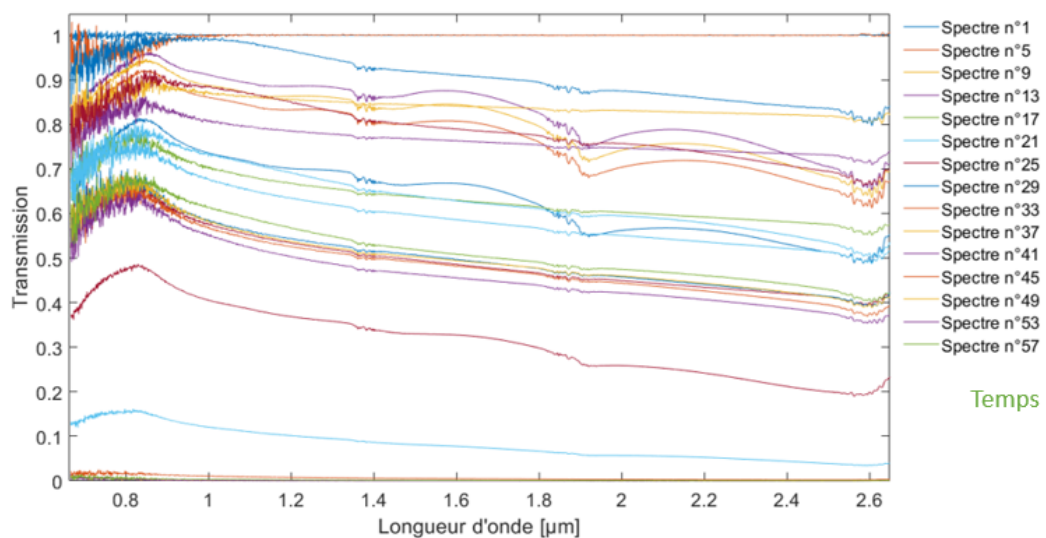


Figure G.1 – Spectre de transmission dans le NIR pour la buse à 5 μm . Débit : 0.657 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.

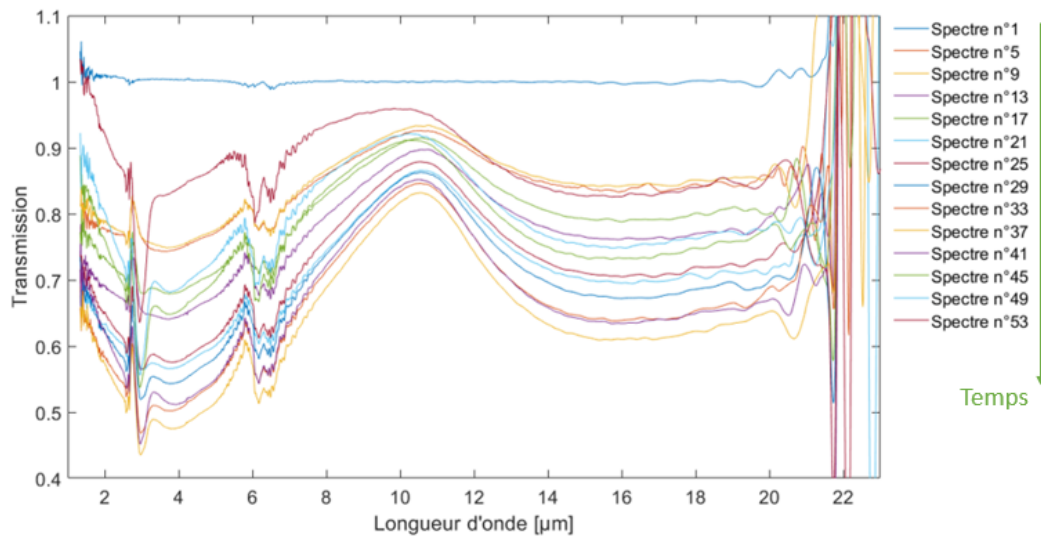


Figure G.2 – Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à 5 μm . Débit : 0.657 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.

Buse à 20 μm - Débit : 2.22 mL/min

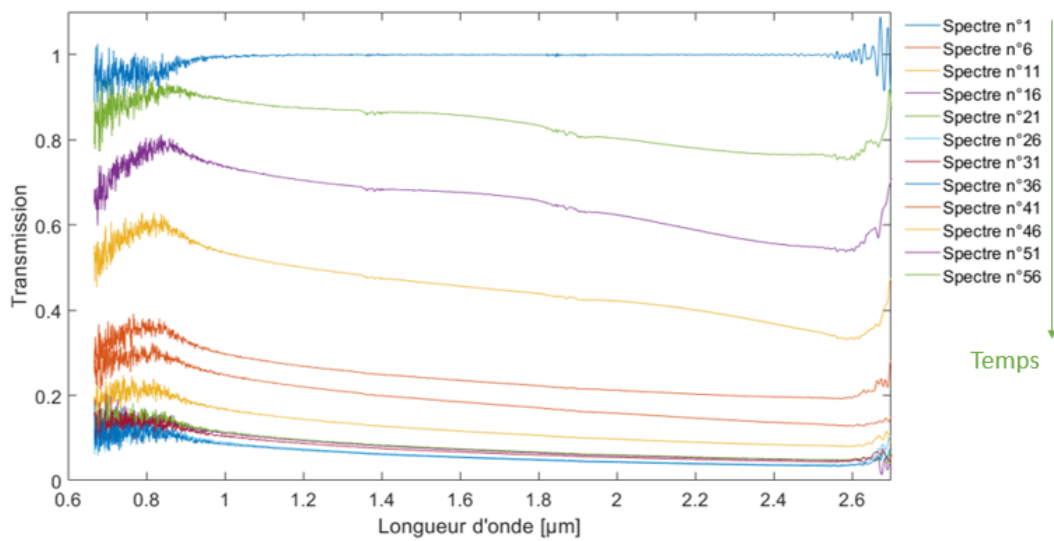


Figure G.3 – Spectre de transmission dans le NIR pour la buse à 20 μm . Débit : 2.22 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.

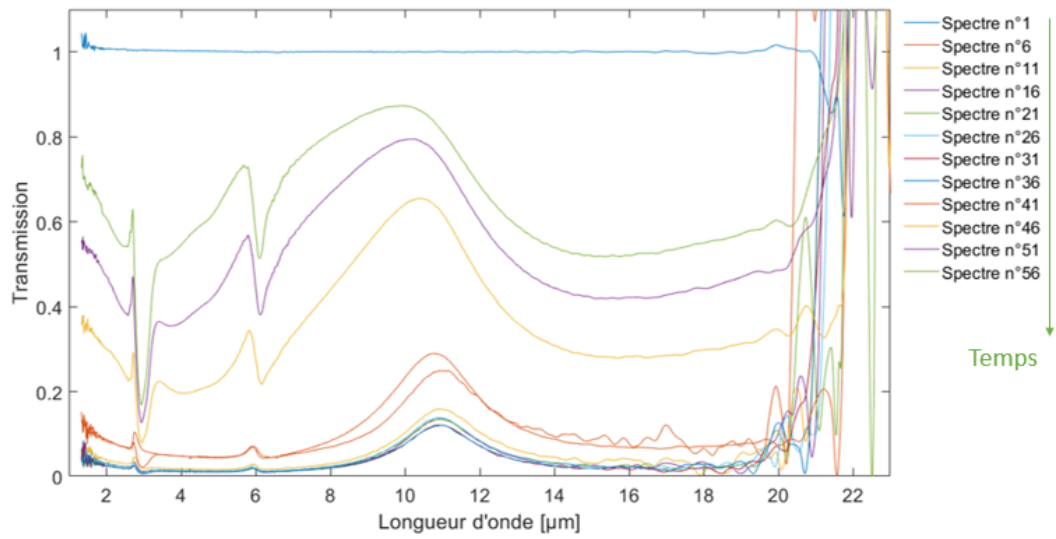


Figure G.4 – Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à $20 \mu\text{m}$. Débit : 2.22 mL/min , durée de nébulisation : 60 s .

Buse à $50 \mu\text{m}$ - Débit : 5.36 mL/min

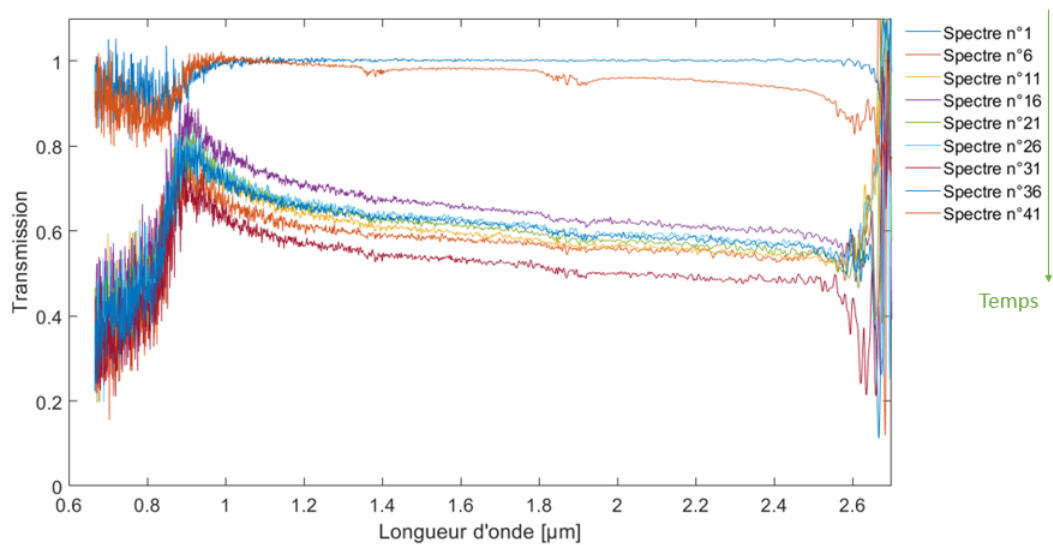


Figure G.5 – Spectre de transmission dans le NIR pour la buse à $50 \mu\text{m}$. Débit : 5.36 mL/min , durée de nébulisation : 60 s .

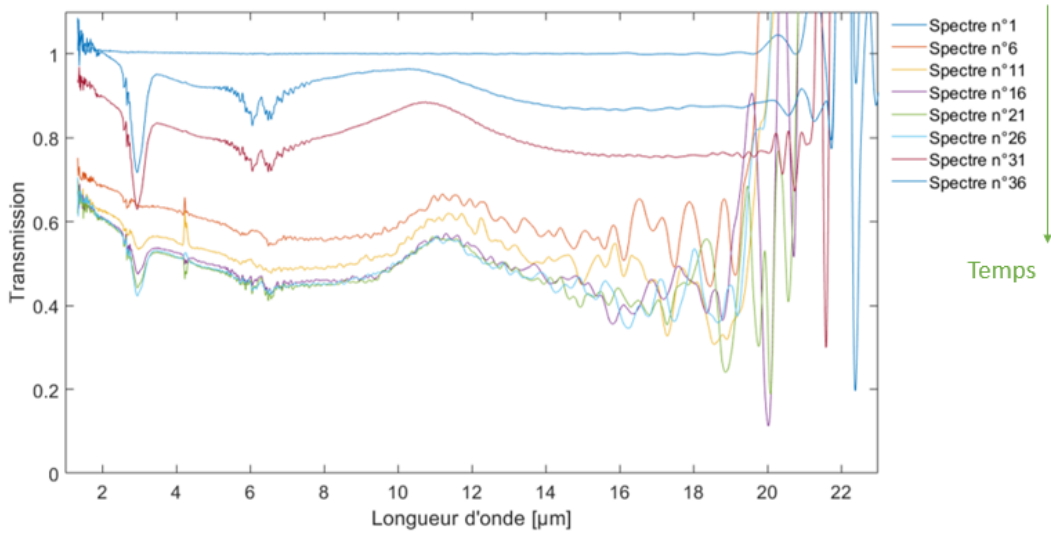


Figure G.6 – Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à 50 μm . Débit : 5.36 mL/min, durée de nébulisation : 40 s.

Buse à 130 μm - Débit : 70 mL/min

Les spectres de transmission dans le NIR pour cette buse montrent des transmissions nulles. Ils ne sont donc pas présentés ici. Nous donnons ci dessous directement les spectres dans le MIR.

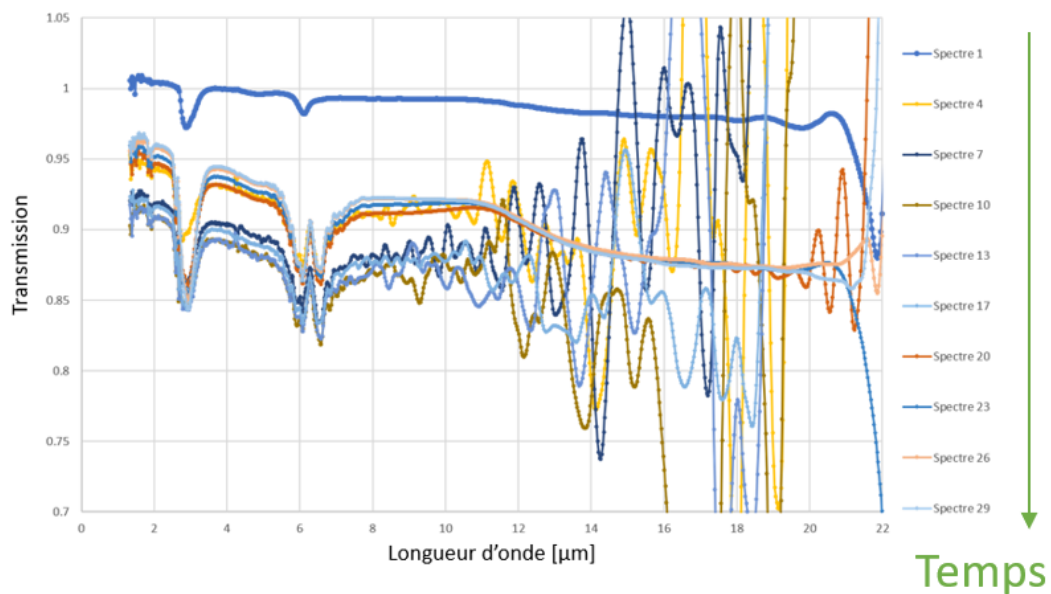


Figure G.7 – Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à 130 μm . Débit : 70 mL/min.

H

Courbes de transmission sélectionnées pour l'inversion de données spectrales pour les buses de TEKCELEO

Dans cette annexe, le lecteur trouvera les courbes de transmission relatives aux résultats d'inversion de données spectrales pour les buses de TEKCELEO à 5 μm et 20 μm utilisé en configuration confinée comme indiqué dans le chapitre 3.

Buse à 5 μm - Débit : 0.657 mL/min

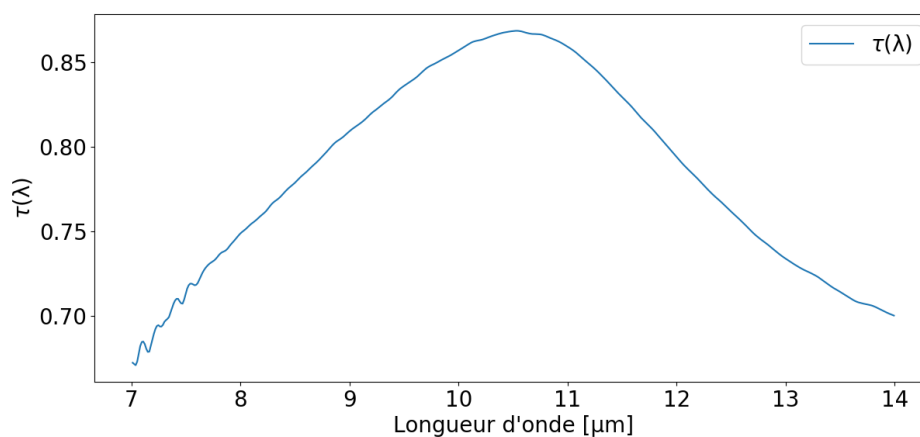


Figure H.1 – Spectre de transmission (MIR) utilisé pour l'inversion des données de la buse à 5 μm de diamètre (Débit : 0.657 mL/min).

Buse à 20 μm - Débit : 2.22 mL/min

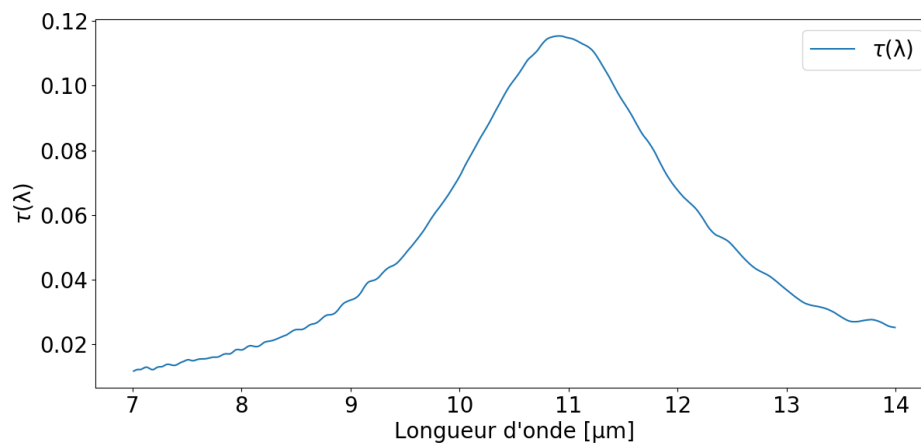




Figure H.2 – Spectre de transmission (MIR) utilisé pour l'inversion des données de la buse à 5 μm de diamètre (Débit : 2.22 mL/min).

Table des figures

1	Exemples d'applications de l'utilisation d'un rideau d'eau pour la protection contre les incendies [1].	1
2	Évolution au cours du temps d'une dispersion d'eau par explosif (photographies du CEA-Gramat).	2
3	Différentes échelles de taille des gouttes d'un liquide dispersé.	4
4	Approche incrémentale et multispectrale adoptée.	4
1.1	Schéma du pendule et ses deux positions d'équilibre.	8
1.2	Expérience de pensée : vue d'une lamelle d'eau en lévitation dans l'air. . .	9
1.3	Représentation schématique de différentes instabilités pouvant conduire à la rupture des liquides lors d'expérimentations sur site pyrotechnique et leurs caractéristiques. Les images sont extraites de [6].	9
1.4	Représentation des différents niveaux d'atomisation dans le cas de l'injection d'un carburant [9].	11
1.5	Vue par interférométrie de l'expansion des ondes de choc, du gaz produit de détonation et des instabilités à l'interface gaz-air pour une charge cylindrique [34].	14
1.6	Simulation au cours du temps de l'effet de cavitation suite à une détonation d'un volume d'eau initialement confiné dans un conteneur en PMMA [35].	15
1.7	Exemple de configuration de dispersion d'un liquide confiné par un explosif [31].	15
1.8	a) Réservoir en verre contenant un volume de 1L l'eau distillé et une charge centrale de 28g de C4 (explosif composé majoritairement de RDX). b) Exemple de dispersion obtenue avec un dispositif similaire au a) mais avec un volume d'eau de 2.8L et une charge de 84g de C4 [36].	16
1.9	Schéma de principe de deux types de buse : a) Sans chambre d'arrivée d'air b) Avec chambre de mélange [42].	17
1.10	Simulation de l'éjection d'un spray de Diesel. Diamètre de buse : $100 \mu m$, vitesse d'éjection $100 m.s^{-1}$, masse volumique du liquide et du gaz respectivement : $696 kg.m^{-3}$ et $25 kg.m^{-3}$ [45].	18

1.11	Schéma du montage du compteur Coulter. Extrait de [55].	20
1.12	Principe schématique du fonctionnement de l'ombroscopie [52] adapté à du suivi de gouttes (petit champ de mesure).	21
1.13	Image d'ombroscopie obtenue à l'aide d'un tube à choc développé au LSR d'Alès pour ces applications de dispersion de liquide notamment. Caractéristiques de l'essai : épaisseur initiale du film d'eau de 3 cm, pression dans le tube égale à 20 bars, vitesse de l'onde de choc de 240 m/s, capture d'écran prise à 16,8 ms après l'arrivée de l'onde de choc sur le film liquide.	22
1.14	Principe de fonctionnement de l'holographie sur le cas d'une pulvérisation de gouttelette de carburant automobile [52].	23
1.15	a) Principe schématique de l'anémomètre phase Doppler [52]. b) Exemple de déphasage de signaux recueillis par deux détecteurs après filtrage passe haut [59].	24
1.16	Principe de la technique d'imagerie par défaut de mise au point [60].	25
1.17	Principe de fonctionnement du spraytech de Malvern.	26
1.18	Schéma de principe de la mesure d'extinction.	27
1.19	Schéma du montage et du principe de la mesure d'extinction [52].	27
1.20	a) Principe de fonctionnement d'un spectromètre à transformée de Fourier. Exemple du spectromètre de modèle VERTEX 80 : FT-IR. b) Mode de transmission d'intérêt pour la détermination de granulométrie [66].	28
1.21	Représentation schématique du phénomène d'extinction.	31
1.22	Régime de diffusion en fonction de la longueur d'onde et du rayon r des particules [65].	32
1.23	Représentation schématique de la polaire de diffusion selon le paramètre de taille [73]. Image avec légende ajoutée sous licence 	33
1.24	Représentation schématique de la contribution du rayonnement mesuré par la méthode d'extinction [73]. Image avec légende ajoutée sous licence 	33
1.25	Représentation schématique de la fonction d'efficacité d'extinction [74].	34
1.26	Visualisation (MiePlot®) des 3 régimes de diffusion : Évolution de la fonction d'efficacité d'extinction et de ces composantes en fonction du paramètre de taille de gouttes d'eau monodispersées dans l'air à 20 °C. Le faisceau incident à une longueur d'onde de 4 μm	35
1.27	Organigramme du principe de la méthode de Twomey-Chahine.	42
2.1	Organigramme du principe de notre méthode d'inversion.	55
2.2	Schéma des deux configurations d'utilisation possibles du code d'inversion.	56
2.3	Organigramme du principe de notre méthode d'inversion lorsqu'on travaille sur des signaux synthétiques. Le modèle direct permet alors la construction d'une représentation de la transmission.	56
2.4	Exemple de loi de densité de probabilité $p(r)$ générée par le modèle direct. Paramètres : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type=10 μm , loi : log-normale.	59
2.5	Exemple de transmission non bruitée (courbe bleu) et bruitée à 1.5% maximum (courbe verte) générées par le modèle direct. Paramètres d'entrée : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu\text{m}$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/\text{m}^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	61

2.6	Comparaison de T_{calc} (courbe orange) et T_{synt} (point bleu) non bruité avec les paramètres d'entrée : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	62
2.7	Comparaison de T_{calc} (courbe orange) et T_{synt} (courbe bleu) avec les paramètres d'entrée : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	62
2.8	Courbe en "L" obtenu au bloc D avec les paramètres d'entrée suivants : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	64
2.9	Superposition du vecteur V (modèle direct) sur la solution V_γ de l'inversion lorsque l'on sélectionne un point de la courbe en "L" loin du point d'inflexion ($\gamma = 5.72 * 10^{-7}$). Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	65
2.10	Superposition du vecteur V (modèle direct) sur la solution V_γ de l'inversion lorsque l'on sélectionne un point pas encore optimal de la courbe en "L" dans la zone du point d'inflexion de la courbe en "L" ($\gamma = 7.51 * 10^{-8}$). Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	65
2.11	Superposition du vecteur V (modèle direct) sur la solution V_γ de l'inversion lorsque l'on sélectionne un point, supposé optimal, de la courbe en "L" dans la zone du point d'inflexion de la courbe en "L" ($\gamma = 1.72 * 10^{-8}$). Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	66
2.12	Variation de $REQM(T)$ en fonction de γ . Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm	67
2.13	Variation de T_{calc} (bleu) et T_{synt} (vert) en fonction de la longueur d'onde. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2 – 20] μm , $\gamma = 2.6969 * 10^{-14}$	68
2.14	Variation de T_{calc} (bleu) et T_{synt} (vert) en fonction de la longueur d'onde après application du critère de positivité. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, 10 classes de rayon, gamme de longueurs d'ondes : [2–20] μm , $\gamma = 1.8644 * 10^{-9}$	68
2.15	Évolution du nombre de conditionnement de la matrice noyau en fonction de sa dimension. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm	69
2.16	Transmission synthétique du modèle direct pour l'exemple 1. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2–50] μm	73
2.17	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm	73

2.18	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 3 classes de rayon.	74
2.19	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 5 classes de rayon.	75
2.20	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 10 classes de rayon.	75
2.21	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 50 classes de rayon.	76
2.22	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : [0.2 – 50] μm , 500 classes de rayon.	76
2.23	Erreur moyenne relative de la solution du code d'inversion en fonction de la plage de longueurs d'ondes de travail et du nombre de classes de rayon à déterminer.	80
3.1	Vues schématiques des deux types de spray utilisés dans notre étude.	86
3.2	Vu schématique du dimensionnement adéquat de L pour éviter des pertes d'énergie en entrée des détecteurs du spectromètre.	87
3.3	Exemples de couple "rayon moyen R [μm]- concentration C [$part/m^3$]" qui permettent d'obtenir un signal de transmission variant entre 0 et 1.	88
3.4	Vue interne et dimensions de la buse à 130 μm d'IKEUCHI.	89
3.5	Dispositif de nébulisation des buses d'IKEUCHI.	90
3.6	Dispositif de nébulisation de TEKCELEO.	90
3.7	Prédiction numérique (modèle direct) des niveaux de transmission des buses de TEKCELEO.	91
3.8	Transmittance du pexyglas en fonction de la longueur d'onde (épaisseur : 1cm, source : Zhang et al. 2020 : Mitsubishi). Extrait de [110].	94
3.9	Présentation des deux géométries de spraybox conçues pour notre étude. Dessinée par A.Lieurey/ Albi, réalisation des enceintes (CEA Gramat).	95
3.10	Transmittance du ZnSe d'épaisseur 0.7cm en fonction de la longueur d'onde (source : M. R. Querry 1987). Extrait de [110].	95
3.11	Plan des faces latérales de la spraybox équipée de hublot en ZnSe.	96
3.12	Constituants du dispositif d'acquisition de données spectrométriques sur un spray en laboratoire.	96
3.13	a) Présence de buée sur les hublots en ZnSe sans utilisation d'antibuée. b) Montage de suivi de la transmission du spray au cours du temps.	98

3.14 a) Transmission au cours du temps sans utilisation de l'agent dé mouillant. b) Transmission au cours du temps avec utilisation de l'agent dé mouillant.	98
3.15 Visualisation du jet de la buse à 130 μm dans le visible. Extrait de la documentation technique du fournisseur.	99
3.16 Transmission d'un film d'eau (épaisseur : 0.5 mm) dans le domaine infrarouge [1-15] μm . Source : G. M. Hale and M. R. Query, données : [110].	100
3.17 Montage expérimental pour la détermination de la largeur d'un spray. a) Photographie du montage. b) Schéma de principe du montage.	101
3.18 a) Exemple d'image brute recueillie par le logiciel ResearchIR de la caméra FLIR SC655 sur le spray de la buse BJ006. b) Image filtrée à l'issue du traitement d'image par Matlab®. c) Visualisation du filtre appliqué à l'image brute pour obtenir l'image b).	101
3.19 Schéma des hauteurs d'analyse de la largeur du spray dans une configuration d'utilisation d'un spray conique dans le spectromètre.	102
3.20 Étapes de traitement d'image appliqué au background (a) puis aux autres images de la séquence vidéo (b, c et d) au cours du remplissage de la spraybox.	103
3.21 Largeur du spray/buse à 20 μm (débit : 2.22 mL/min) dans la spraybox au cours du temps.	104
3.22 Exemple de traitement d'image pour caractériser le remplissage de la spraybox au cours du temps. Buse : 5 μm , débit : 0.995 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	106
3.23 Taux de remplissage de la spraybox au cours du temps. Buse : 5 μm , débit : 0.995 mL/min, durée de nébulisation : 60s.	107
3.24 Largeur du nuage dans la spraybox au cours du temps. Buse : 5 μm , débit : 0.995 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	107
3.25 Visualisation de la dispersion du nuage dans la spraybox au cours du temps. Buse : 5 μm , débit : 0.995 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	108
3.26 Schéma d'un spray conique dans le compartiment échantillon du spectromètre et zone d'analyse pour l'évaluation de la concentration du spray.	109
3.27 Schéma géométrique de la zone d'analyse pour l'estimation de la concentration du spray.	109
3.28 Évolution de la concentration au cours du temps de la buse à 5 μm avec un débit de 0.995 mL/min (spray confiné).	111
3.29 Présentation du montage d'utilisation du spraytech sur nos buses de références.	112
3.30 Granulométrie de référence de la buse de rayon moyen 130 μm obtenu par le spraytech.	113
3.31 Bande spectrale accessible selon l'instrument de mesure.	115
3.32 Présentation du spectromètre IRTF Vertex 70 de Bruker.	116
3.33 Bruit de mesure du spectromètre IRTF Vertex 70 en fonction de la longueur d'onde (NIR). Détecteur : InGaAs	119
3.34 Bruit de mesure du spectromètre IRTF Vertex 70 en fonction de la longueur d'onde (MIR). Détecteur : DLaTGS	119

3.35	Données spectrométriques de transmission au cours du temps obtenu avec le spray issu de la buse de $5 \mu m$ de diamètre dans le NIR.	120
3.36	Évolution de la transmission cours du temps à $\lambda = 1.5 \mu m$ obtenu avec le spray de la buse de $5 \mu m$ de diamètre.	121
3.37	Données spectrométriques de transmission au cours du temps obtenu avec le spray issu de la buse de $5 \mu m$ de diamètre dans le MIR.	122
3.38	Évolution de la transmission cours du temps à $\lambda = 10 \mu m$ obtenu avec le spray issu de la buse de $5 \mu m$ de diamètre.	122
3.39	Spectre de transmission de la buse à $5 \mu m$ de diamètre dans le MIR. Débit : 0.995 mL/min, nébulisation : 60 s, $L = 22 \text{ cm}$. Orange : zone d'intérêt . .	124
3.40	Résultats d'inversion avant d'imposer le critère de positivité du V_γ . Paramètres : 10 classes de rayon, $\gamma = 4.76 * 10^{-17}$, $L = 22 \text{ cm}$. a) Comparaison des vecteurs T . b) Granulométrie V_γ	124
3.41	Résultats d'inversion après avoir imposé le critère de positivité du V_γ . Paramètres : 10 classes de rayon, $\gamma = 1.69 * 10^{-12}$, $L = 22 \text{ cm}$. a) Comparaison des vecteurs T . b) Granulométrie V_γ	125
3.42	Comparaison des résultats d'inversion (bleu) aux données de référence (rouge).	125
3.43	Inversion des données issues de la buse à $5 \mu m$ - débit : 0.657 mL/min. a) Comparaison des vecteurs T . b) Comparaison des résultats d'inversion (bleu) aux données de référence (rouge).	126
3.44	Inversion des données issues de la buse à $20 \mu m$ - débit : 2.22 mL/min. a) Comparaison des vecteurs T . b) Comparaison des résultats d'inversion (bleu) aux données de référence (rouge).	126
3.45	Résultats d'inversion après avoir imposé le critère de positivité à V_γ . a) Comparaison des vecteurs T b) Granulométrie V_γ	127
4.1	Plages spectrales de nos différents détecteurs.	131
4.2	Photographie de la caméra infrarouge FLIR SC7000.	131
4.3	Photographie du corps noir plan CI Systems.	134
4.4	Spectre d'émission thermique théorique d'un corps noir porté à 450°C	134
4.5	Photographie du montage expérimental pour les mesures de transmission avec la méthode caméra : a) Configuration d'essais sur spray confiné b) Configuration d'essais sur spray libre.	135
4.6	Démarche de la mesure de la transmission. Exemple : buse de $20 \mu m$ en configuration libre, débit : 3.37 mL/min, filtre : $3.027 \mu m$	136
4.7	Illustration de la stabilité des niveaux de transmission sur les sprays en configuration libre sur l'exemple de la buse $50 \mu m$ (débit : 5.36 mL/min) à différentes longueurs d'ondes de mesure.	138
4.8	Spectre de transmission obtenu à partir de la caméra FLIR SC7000 pour la buse à $5 \mu m$ avec un débit de 0.657 mL/min (spray confiné).	139
4.9	Solution de l'inversion pour la buse à $5 \mu m$ avec un débit de 0.657 mL/min (spray confiné). a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion. b) Comparaison du positionnement des granulométries de référence et de la solution numérique ($\gamma = 1.75 * 10^{-11}$).	140

4.10	Spectre de transmission obtenu à partir de la caméra FLIR SC7000 pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min (spray confiné).	141
4.11	a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min. b) Comparaison du positionnement des granulométries de référence et de la solution de l'inversion ($\gamma = 8.59 * 10^{-11}$).	142
4.12	a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 50 μm avec un débit de 5.36 mL/min. b) Comparaison de la solution de l'inversion ($\gamma = 7.98 * 10^{-10}$) (bleu) avec les données de granulométrie de référence (rouge).	143
4.13	a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 50 μm avec un débit de 10.71 mL/min. b) Comparaison du positionnement des granulométries de référence et de la solution de l'inversion ($\gamma = 4.22 * 10^{-10}$).	144
4.14	Spectre de transmission obtenu par méthode caméra en bandes II et III pour la buse à 20 μm avec un débit de 1.11 mL/min (spray libre).	146
4.15	a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 20 μm avec un débit de 1.11 mL/min (spray libre). b) Solution de l'inversion ($\gamma = 1.31 * 10^{-10}$).	146
4.16	Spectre de transmission obtenu par méthode caméra en bande II et III pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min (spray libre).	147
4.17	a) Comparaison des vecteurs T_{exp} et T_{calc} associée à la solution de l'inversion pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min (spray libre). b) Solution de l'inversion ($\gamma = 1.31 * 10^{-10}$).	148
4.18	Granulométrie de référence (mesures spraytech) pour la buse à 20 μm avec un débit de 1.11 mL/min (spray confiné).	152
5.1	a) Vue en coupe : Structure schématique du dispositif de dispersion de liquide avec une charge explosive (CE) élaborée par le CEA de Gramat. b) Vue de profil : Conteneur d'une capacité de 1 L avec en son centre le cylindre de charge explosive.	156
5.2	Modèle semi-empirique du CEA de Gramat.	157
5.3	Transmission issue du modèle direct pour une distribution de tailles de goutte répartie autour de 80 μm . Paramètres : $R_{min} - R_{max} = [50 - 100] \mu m$, $C = 5 * 10^7 \text{ part}/m^3$, $L = 30 \text{ cm}$, plage de longueurs d'ondes : $[0.2-25] \mu m$	157
5.4	Variation de la fonction d'efficacité pour une taille de rayon de goutte de 100 μm , tracée avec Mieplot®.	158
5.5	Disposition des équipements de mesure pour déployer la méthode d'extinction sur une dispersion par explosif.	158
5.6	Schéma du positionnement des équipements de mesure pour déployer la méthode d'extinction au CEA de Gramat.	159
5.7	Exemples de champ de transmission IR au cours du temps obtenue avec la caméra FLIR SC7000.	161
5.8	Organigramme résumant les trois approches de calcul utilisées.	162
5.9	Exemple de mesure du rayon de la dispersion au cours du temps.	163

5.10	Évolution du rayon de la dispersion au cours du temps.	163
5.11	Vitesse de la dispersion du nuage au cours du temps.	164
5.12	Mesure de l'épaisseur du nuage au niveau de la zone de mesure de l'extinction.	165
5.13	Résumé de l'étude de dimensionnement des dispersions des essais 1, 2 et 3.	166
5.14	a) Photographie en champ lointain par caméra rapide de l'explosion de l'essai 1 (voir configuration décrite sur la figure 5.6. b) Photographie visualisant la largeur du nuage au dessus de l'expérience.	167
5.15	Transmission au cours du temps pour les essais 1, 2 et 3.	167
5.16	Transmission entre t_{stab} et $t_{stab} + 0.1s$ pour les essais 1, 2 et 3.	168
6.1	Polaire de diffusion d'une particule de diamètre $D = 5 \mu m$ à $\lambda = 0.5 \mu m$, $\lambda = 3.5 \mu m$ et $\lambda = 10 \mu m$ (calcul Mieplot®).	177
6.2	Étude multi-échelle permettant la transposition de la méthode d'extinction multi-spectrale sur le site d'expérimentation pyrotechnique.	179
A.1	Morphologie sphérique des gouttes d'une dispersion d'eau par explosif réalisée au CEA de Gramat.	185
A.2	Banc de mesure d'ombroscopie pour la dispersion d'1 L d'eau avec 1 g de matière explosive.	186
A.3	Principe du banc de mesure. La zone visée est un volume de 15 mm*15 mm*30 mm (LxHxP) à $t = 0.01$ s	186
C.1	Évolution de la transmission (modèle direct) non bruitée en fonction de la longueur d'onde.	190
C.2	Tracé de la courbe en "L" à partir du signal non bruité de la figure C.1.	190
C.3	a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiale V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.	190
C.4	Transmission synthétique bruitée à 1.5% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas A.	191
C.5	Allure de la courbe en "L" obtenue à partir d'une transmission synthétique bruitée, ici à 1.5%.	191
C.6	a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.	192
C.7	Transmission synthétique bruitée à 3% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas C.	192
C.8	a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.	193
C.9	Transmission synthétique bruitée à 5% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas D.	193
C.10	a) Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.	194

C.11	Transmission synthétique bruitée à 10% obtenue via le modèle direct dans la configuration du cas E.	194
C.12 a)	Tracé de la courbe en la solution V_γ du code (bleu) sur les données initiales V (modèle direct en orange). b) Tracé des vecteurs T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$ en fonction de la longueur d'onde.	195
D.1	Transmission synthétique du modèle direct pour l'exemple 2. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$	198
D.2	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$	198
D.3	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$, 3 classes de rayon.	199
D.4	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$	199
D.5	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$, 5 classes de rayon.	200
D.6	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$	200
D.7	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$, 10 classes de rayon.	201
D.8	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$	201
D.9	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$, 50 classes de rayon.	202
D.10	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$	202
D.11	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_\gamma$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type=10 μm , loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 25] \mu m$, 500 classes de rayon.	203

D.12	Transmission synthétique du modèle direct pour l'exemple 3. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.	203
D.13	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.	204
D.14	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$, 3 classes de rayon.	204
D.15	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.	205
D.16	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$, 5 classes de rayon.	205
D.17	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.	206
D.18	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$, 10 classes de rayon.	206
D.19	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, Écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.	207
D.20	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$, 50 classes de rayon.	207
D.21	Comparaison du vecteur solution du code d'inversion et du vecteur V du modèle direct. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueurs d'ondes : $[0.2 - 15] \mu m$.	208
D.22	Comparaison du vecteur T_{synt} (modèle direct) et $T_{calc} = S * V_{\gamma}$. Paramètres d'entrée du code : rayon moyen $\bar{R} = 100 \mu m$, écart-type= $10 \mu m$, loi : log-normale, $C = 1.81 * 10^8 \text{ part}/m^3$, gamme de longueur d'onde : $[0.2 - 15] \mu m$, 500 classes de rayon.	208
E.1	a) Exemple d'image filtrée (seuil 96%) du spray de la buse BJRP vaporisé en air libre. b) Exemple d'image filtrée (seuil 95%) du spray de la buse BJRP nébulisé dans la spraybox. Pression d'utilisation du spray : a)3 bars b)1.5 bars.	211

F.1	Spectre de transmission atmosphérique dans l'infrarouge [117]. Paramètres : distance=0.5km, humidité= standard, aérosol=rural.	213
G.1	Spectre de transmission dans le NIR pour la buse à 5 μm . Débit : 0.657 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	215
G.2	Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à 5 μm . Débit : 0.657 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	216
G.3	Spectre de transmission dans le NIR pour la buse à 20 μm . Débit : 2.22 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	216
G.4	Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à 20 μm . Débit : 2.22 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	217
G.5	Spectre de transmission dans le NIR pour la buse à 50 μm . Débit : 5.36 mL/min, durée de nébulisation : 60 s.	217
G.6	Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à 50 μm . Débit : 5.36 mL/min, durée de nébulisation : 40 s.	218
G.7	Spectre de transmission dans le MIR pour la buse à 130 μm . Débit : 70 mL/min.	218
H.1	Spectre de transmission (MIR) utilisé pour l'inversion des données de la buse à 5 μm de diamètre (Débit : 0.657 mL/min).	219
H.2	Spectre de transmission (MIR) utilisé pour l'inversion des données de la buse à 5 μm de diamètre (Débit : 2.22 mL/min).	220

Liste des tableaux

1	Cahier des charges de l'étude.	2
1.1	Principaux explosifs et leurs caractéristiques	13
1.2	Définition des diamètres.	19
1.3	Bilan des avantages et inconvénients des méthodes de mesure granulométriques.	30
1.4	Lois de distribution de tailles les plus courantes et quelques unes de leurs applications.	38
1.5	Résumé des avantages et inconvénients des méthodes et outils de mesure granulométrique.	46
2.1	Nombre de conditionnement selon la plage de longueurs d'ondes pour une matrice S (4,3).	54
2.2	Exemple de validation de la répartition de la concentration par classe de rayon avec le modèle direct.	60
2.3	Résumé des écarts sur les vecteurs V et T selon le choix du paramètre de régularisation γ	66
2.4	Nombre de conditionnement des différents cas traités par la suite. Résolution spectrale : $8cm^{-1}$	72
2.5	Erreurs relatives sur la solution de l'inversion.	77
2.6	Erreurs relatives sur la solution de l'inversion.	79
2.7	Erreur sur la solution du code d'inversion selon la résolution spectrale (nombre de point de mesure) pour une recherche de 10 classes de rayon.	81
3.1	Valeurs du paramètre de taille selon la longueur d'onde et le diamètre de gouttes de nos buses.	93
3.2	Condition sur la concentration pour être dans le cadre d'une diffusion indépendante pour nos différentes buses.	94
3.3	Conditions d'utilisation des nébuliseurs de TEKCELEO.	97

3.4	Largeurs de spray de la buse d'IKEUCHI à 130 μm nébulisé en situation libre.	104
3.5	Largeurs de spray de la buse d'IKEUCHI à 130 μm nébulisée dans la spraybox.	105
3.6	Fenêtre temporelle d'utilisation des sprays de références.	108
3.7	Granulométrie de références des sprays de références en configuration confinée.	113
3.8	Résumé des propriétés des sprays de références en configuration confinée.	114
3.9	Tableau récapitulatif des performances du spectromètre Vertex 70 et le temps minimal d'acquisition pour couvrir les plages temporelles de stabilité des sprays.	117
3.10	Résumé des propriétés des sprays de références en configuration confinée comparées aux valeurs obtenues après inversion.	127
4.1	Comparatif des caméras disponibles au laboratoire.	132
4.2	Comparatif des performances des caméras les plus résolues du laboratoire.	133
4.3	Choix des cas de référence en configurations confinée et libre. Transmission : mesure sur la bande II.	137
4.4	Mesures de transmission avec la caméra SC7000 (bande II) sur sprays confiné et libre.	138
4.5	Mesures de largeur des sprays des cas de référence pour l'étude en BII.	138
4.6	Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à 5 μm avec un débit de 0.657 mL/min en configuration confinée.	141
4.7	Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min en configuration confinée.	142
4.8	Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à 50 μm avec un débit de 5.36 mL/min en configuration confinée.	144
4.9	Synthèse des résultats d'inversion en bande II pour la buse à 50 μm avec un débit de 10.71 mL/min en configuration confinée.	145
4.10	Mesures de transmission avec les caméras SC7000/A655SC (bande II/III) sur spray libre.	145
4.11	Synthèse des résultats d'inversion en bande II et III pour la buse à 20 μm avec un débit de 1.11 mL/min en configuration confinée.	147
4.12	Synthèse des résultats d'inversion en bande II et III pour la buse à 20 μm avec un débit de 2.22 mL/min en configuration confinée.	148
4.13	Caractéristiques des sprays à 50 (débit : 5.36 mL/min), 20 (débit : 2.22 mL/min) et 5 μm (débit : 0.995 mL/min) pour l'évaluation d'un rayon effectif sur différentes tailles de gouttes à partir d'une mesure intégrée en bande II.	150
4.14	Caractéristiques du spray d'IKEUCHI pour l'évaluation d'un rayon effectif sur des grosses tailles de gouttes à partir de mesure intégrée en bande III.	151
4.15	Caractéristiques des sprays pour l'évaluation d'un rayon effectif de gouttes.	152
4.16	Caractéristiques du spray d'IKEUCHI pour l'évaluation d'un rayon effectif sur des grosses tailles de gouttes.	153
5.1	Caractéristiques des caméras utilisées lors des essais de tir réalisés au CEA de Gramat.	159

5.2	Ratios de charge des essais de tir réalisés lors de la campagne de 2018 au CEA de Gramat.	163
5.3	Rayon de la dispersion à $t = t_{stab}$ et $t = t_{Rmax}$ des essais de tir.	165
5.4	Épaisseur des nuages dans la zone de mesure de l’extinction à $t = t_{stab}$	166
5.5	Résultats de rayon des gouttes (μm) à différents instant de la dispersion avec hypothèse de concentration moyenne.	168
5.6	Comparaison des résultats de concentration des gouttes obtenus par la méthode d’extinction avec les résultats de simulation du CEA (modèle semi-empirique [112]).	169
6.1	Estimation <i>qualitative</i> du ratio d’énergie diffusée à partir d’une goutte de diamètre $D = 5 \mu m$ selon la taille de l’ouverture du détecteur.	178
6.2	Projection vers le futur système de mesure : comparaison de différents dispositifs. (*) : situation pyrotechnique/dalle de tir.	180
E.1	Caractéristiques des buses IKEUCHI non retenues pour cette étude.	209
E.2	Caractérisation de la largeur de spray de la buse JJRP à 3 hauteurs différentes. Seuil de filtrage optimisé : 96% en jet libre et 95% en configuration confinée.	210
E.3	Caractérisation de la largeur de spray de la buse JJXP à 3 hauteurs différentes. Seuil de filtrage optimisé : 98% en jet libre et 96% en configuration confinée.	210
E.4	Caractérisation de la largeur de spray de la buse BLYYP à 3 hauteurs différentes. Seuil de filtrage optimisé : 98% en jet libre et en configuration confinée.	210

Liste des symboles

Alphanumériques

C	part m ⁻³	Concentration totale du nuage (calculé) 41, 52, 59, 94, 99, 108, 109, 113, 149, 150, 153
C_{ref}	part m ⁻³	Concentration totale de référence du nuage 140, 142
D	µm	Diamètre des particules 35, 36, 93, 110, 111
$D_{3,2}$	µm	Diamètre de Sauter 19
$D_{4,3}$	µm	Diamètre de Broukere 19, 113
D_{50}	µm	Diamètre de Stokes ou diamètre moyen 18, 19
D_m	g s ⁻¹	Débit massique des sprays 110
e_c	m	Écartement entre deux particules 93
I_0	µm	Mesure de référence de l'intensité du faisceau incident 27, 135
I_T	µm	Mesure du faisceau transmis par l'échantillon 27, 135
K_{abs}	m ⁻¹	Coefficient d'absorption 34
K_{diff}	m ⁻¹	Coefficient de diffusion 34
K_{ext}	m ⁻¹	Coefficient d'extinction 27, 29, 34, 36, 43, 49, 50, 99, 149
L	cm	Longueur du nuage 3, 28, 33, 50, 85–88, 99, 104, 106, 107, 109, 113, 149
m_{eff}	kg	Masse effective d'eau présente dans un volume v 110
N_g	kg	Nombre de gouttes dans un volume v 110, 111
$p(r)$	µm	Loi de distribution granulométrique 37, 49, 50, 59
P_{CJ}	kbar	Pression de Chapman-Jouguet 13
Q_{ext}	µm	Fonction d'efficacité d'extinction 35, 39, 41, 43, 49–52, 56, 57, 60, 149, 153
r	µm	Rayon des gouttes 39, 50–52, 57
r_{eff}	µm	Rayon effectif des gouttes 149, 151
r_{ref}	µm	Rayon de référence des gouttes 152, 153
S	m ²	Matrice noyau 39, 41, 44, 45, 51, 52, 55–60, 68–73, 76, 77, 79, 80
T	m ⁻¹	Vecteur des observables ($T = -\ln(\tau(\lambda)/\pi * L)$) 39, 40, 45, 51, 52, 54–57, 63, 67, 68, 74, 75, 77–79, 81, 123
T_{calc}	m ⁻¹	Vecteur T calculé à partir de V_γ (modèle direct) 58, 61, 62, 65–68, 74–78, 81, 118, 124, 127, 140–142
T_{exp}	m ⁻¹	Vecteur T expérimental 56–58, 63, 116, 124, 136, 139, 143, 154

Liste des symboles

T_{synth}	m^{-1}	Vecteur T généré par le modèle direct 61–63, 65–68, 74–76
V	part m^{-3}	Vecteur des coefficients v_i 39, 51, 52, 57–60, 64–66, 68, 70, 73–76, 108, 223
v_g	$m s^{-1}$	Vitesse des gouttes 109, 150
V_γ	part m^3 classe de r	Solution de l'inversion 55, 57, 58, 61–68, 71, 74–78, 124, 125, 127
x	μm	Paramètre de taille 41, 93

Lettres grecques

ε	%	Bruit de mesure 53, 58
Γ		Matrice de régularisation 54, 55
γ	m^2	Paramètre de régularisation 45, 54, 55, 57, 58, 63, 65–67, 80
λ	μm	Longueur d'onde 29, 93
ρ	$kg m^{-3}$	Masse volumique de l'eau 110
σ	μm	Écart type de la loi de distribution granulométrique 59
τ		Transmission 29, 33, 37, 41, 50, 116

Acronymes

BI Bande infrarouge I : [0.9-1.7] μm	85, 115, 121, 131, 239
BII Bande infrarouge II : [1.5-5] μm	85, 99, 100, 115, 121, 131, 134, 136, 138, 140, 145, 148, 149, 157, 158, 160, 169, 170, 173, 178, 180, 234, 239
BIII Bande infrarouge III : [7.5-14] μm	85, 99, 100, 115, 121, 131, 132, 134, 136, 140, 145, 146, 148, 153, 157, 169, 170, 178, 180, 239
CEA Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives	1, 2, 32, 87, 89, 95, 154–156, 164, 168–171, 185, 221, 224, 228
ICA Institut Clément Ader	28
IR Infrarouge	4, 27, 85, 101, 115, 130, 131, 134, 135, 159, 161, 172, 180
IRTF Spectroscopie Infrarouge à transformée de Fourier	28, 77, 85, 86, 92, 97, 101, 114, 115, 117, 118
MIR Moyen infrarouge : BII et BIII	91, 117–121, 123, 137, 145
NIR Proche infrarouge : BI	91, 118–121, 123

Bibliographie

- [1] S. Lechêne. “Etude expérimentale et numérique des rideaux d’eau pour la protection contre le rayonnement thermique.” Thèse de doctorat dirigée par Boulet, Pascal et Parent, Gilles Mécanique et énergétique Nancy 1 2010. PhD thesis. 2010 (cit. on p. 1).
- [2] R. Gilblas, Y. Le Maoult, N. Lecysyn, and D. Capdeville. *Développement d’une méthode de mesure granulométrique haute fréquence par imagerie infrarouge : application aux dispersions d’eau par explosif*. Tech. rep. (cit. on pp. 2, 33).
- [3] R. Gilblas, Y. Le Maoult, and A. Lieurey. *Poursuite du suivi et du diagnostic granulométrique d’une dispersion d’eau par explosif*. Tech. rep., p. 30 (cit. on p. 3).
- [4] P. Tuersun, C. Zhu, X. Han, K. F. Ren, and Y. Yin. “Light extinction spectrometry for determining the size distribution and concentration of polydisperse gold nanospheres”. In: *Optik* 204 (Feb. 2020), p. 163676 (cit. on pp. 3, 28, 29, 54).
- [5] D.H. Sharp. “An overview of Rayleigh-Taylor instability”. In: *Physica D: Nonlinear Phenomena* 12.1-3 (July 1984), pp. 3–18 (cit. on p. 8).
- [6] S. Eveillard. “Propagation d’une onde de choc en présence d’une barrière de protection.” PhD thesis. Orléans, 2014 (cit. on pp. 9, 10, 12).
- [7] D. R. Guildenbecher, C. López-Rivera, and P. E. Sojka. “Secondary atomization.” en. In: *Experiments in Fluids* 46.3 (Mar. 2009), pp. 371–402 (cit. on p. 10).
- [8] E. Ghabache. “Surface libre hors équilibre : de l’effondrement de cavité aux jets étirés.” PhD thesis. Paris 6, 2015 (cit. on pp. 10, 15).
- [9] H. Garih. “Etude d’un film liquide soumis à l’instabilité de Faraday : étude théorique, expérimentale et numérique.” PhD thesis. ISAE-Toulouse, 2014, p. 149 (cit. on p. 11).
- [10] M. Ed. Thevenin. *Détonique théorique*. Vol. Tome 1. ENSTA ParisTech, 1981 (cit. on pp. 11–13).
- [11] D. L. Frost, Z. Zarei, and F. Zhang. “Instability of combustion products interface from detonation of heterogeneous explosives.” In: *ICDERS* (), p. 6 (cit. on pp. 12, 14–16, 156).
- [12] J. Suarez. “Modélisation de la combustion diphasique de l’aluminium et application sur la post-combustion d’une charge explosive condensée dans l’air.” PhD thesis. Toulouse, INPT, Sept. 2020 (cit. on p. 12).
- [13] T. Kazuyoshi. *Shock waves: proceedings of the 18th International Symposium on Shock Waves, Held at Sendai, Japan 21-26 July 1991*. en. Vol. 1-2. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1992 (cit. on p. 12).

- [14] Ya. B. Zel'dovich and Yu. P. Raizer. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Hayes, W.D.; Probstein, Ronald F. Vol. 1. New York: Academic Press, 1966 (cit. on p. 12).
- [15] M. Ed. Thevenin. *Détonations explosives-méthode modernes en pyrotechnie et détonique*. Vol. Tome 1. ENSTA ParisTech, 1972 (cit. on pp. 12, 13).
- [16] P. Slangen, L. Aprin, F. Heymes, L. Munier, E. Lapébie, and G. Dusserre. "Overpressure wave interaction with droplets: time resolved measurements by laser shadowscopy." en. In: *Speckle 2012 : V International Conference on Speckle Metrology*. Ed. by Ángel F. Doval and Cristina Trillo. Vigo, Spain, Sept. 2012, p. 841312 (cit. on pp. 12, 21).
- [17] Bernier and Fauquignon. "Cours de Détonique." In: (1964) (cit. on pp. 12–14).
- [18] I. I. Glass. *Shock Waves & Man*. University of Toronto Institute for Aerospace Studies, 1974 (cit. on p. 12).
- [19] R. Brun and L. Z. Dumitrescu. *Shock Waves @ Marseille Iv*. Springer-Verlag Berlin An, 1995, p. 505 (cit. on p. 12).
- [20] S. Courtiaud. "Étude et simulation de la postcombustion turbulente des explosifs homogènes sous-oxygénés." PhD thesis. INTP-Toulouse, 2017, p. 234 (cit. on p. 13).
- [21] Seen M. Paul W. *Cooper-Explosives Engineering*. en. Wiley-VCH, 1996 (cit. on p. 13).
- [22] E. THOMAS. « Etude théorique et expérimentale de l'amorçage par choc et de la détonation de compositions énergétiques intégrant des additifs oxydants métalliques ». Thèse de doct. ENSTA ParisTech, 2019, p. 269 (cf. p. 13).
- [23] K. MAHMADI. « Modelisation des phénomènes d'ondes explosives ». Thèse de doct. Lille 1, 2006, p. 195 (cf. p. 13).
- [24] V. Bohanek, M. Dobrilović, and V. Škrlec. "The efficiency of linear shaped charges". In: *Tehnicki Vjesnik* 21 (June 2014), pp. 525–531 (cit. on p. 14).
- [25] Z-X. Zhang. "Chapter 25 - Special Blasting Techniques." In: *Rock Fracture and Blasting*. Ed. by Zong-Xian Zhang. Butterworth-Heinemann, 2016, pp. 483–491 (cit. on p. 14).
- [26] A. BONIFACE. « Les charges "creuses" et leur application aux projectiles antichars ». In : *Imprimeries Réunies* (mar. 1947) (cf. p. 14).
- [27] S.K. Singh and V.P. Singh. "Extended near field modelling and droplet size distribution for fuel air explosive warhead." en. In: *Defence Science Journal* 51.3 (Jan. 2001), pp. 303–314 (cit. on pp. 14–16).
- [28] M. Mar. "Détonations dans les aérosols de gouttelettes de carburants liquides : étude de l'influence de la granulométrie des gouttelettes." PhD thesis. Chasseneuil-du-Poitou, Ecole nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique, Jan. 2012 (cit. on p. 14).
- [29] M. Dabos. "Thermodynamic characterization of gas-aluminium deflagration products." PhD thesis. Paris 10, Sept. 2021 (cit. on p. 14).
- [30] C. Deberg. "Diagnostic de nuage de gouttes par transmission infrarouge." In: *Rapport de stage* (), p. 45 (cit. on pp. 14, 15).
- [31] L. Li, X.B. Ren, X.X. Lu, and X. Yan. "On the characteristics of liquid explosive dispersing flow." In: *ICFM2010, WASET* 70 (Sept. 2010), pp. 606–610 (cit. on pp. 14–16).
- [32] L. B. Seely and J. G. Berke. *Détonation, shock, and chemical reaction processes in explosive dissemination: boundary stability and cavitation*. en. Tech. rep. 12, p. 32 (cit. on p. 14).

-
- [33] L. Li, J. Cui, Y. Dong, S. Xu, Y. Ren, X. Liu, and G. Ren. “Experimental investigations to the interfaces breakup during liquid explosive disseminations process.” In: *Chinese Science Bulletin* (2009), pp. 1693–1700 (cit. on p. 14).
- [34] L. MUNIER. « Simulations expérimentale et numérique des effets retardés d’une explosion en milieu clos et en présence de produits liquides ». In : 2011, p. 317 (cf. p. 14).
- [35] L. Li, X-X. Lu, X-B. Ren, Y-J. Ren, S-T. Zhao, and X-F Yan. “[The mechanism of liquid dispersing from a cylinder driven by central dynamic shock loading.](#)” In: *Defence Technology* 17.4 (2021), pp. 1313–1325 (cit. on p. 15).
- [36] A. Milne, A. Longbottom, D.L. Frost, J. Loiseau, S. Goroshin, and O. Petel. “[Explosive fragmentation of liquids in spherical geometry.](#)” en. In: *Shock Waves* 27.3 (May 2017), pp. 383–393 (cit. on pp. 15, 16).
- [37] R. Gilblas and Y. Le Maoult. *Compte rendu d’essais*. 2017 (cit. on p. 15).
- [38] *Rapport interne CEA DEXCO SD* (cit. on p. 15).
- [39] L. Li, J. Cui, and Y.C. Dong. “Experimental investigations to the interfaces breakup during liquid explosive disseminations process.” In: *Chinese Science Bulletin* 54 (Jan. 2009), pp. 1693–1700 (cit. on p. 16).
- [40] P. Lauret, F. Heymes, P. Slangen, L. Aprin, and N. Lecysyn. “Consequences of liquid jet breakup resulting from interaction with overpressure wave from domino effect.” en. In: *Chemical Engineering Transactions* (2016), p. 6 (cit. on p. 16).
- [41] P. Marmottant and E. Villermaux. “[On spray formation.](#)” In: *Journal of Fluid Mechanics* 498 (Jan. 2004), pp. 73–111 (cit. on p. 17).
- [42] A. Fartouk. “Modélisation de l’interaction entre un spray de gouttelettes d’eau et la combustion turbulente: Application au procédé d’extinction d’un foyer incendie par brouillards d’eau.” PhD thesis. Chasseneuil-du-Poitou, Ecole nationale supérieure de mécanique et d’aérotechnique, 2013, p. 193 (cit. on p. 17).
- [43] S. Kooij, R. Sijs, M. M. Denn, E. Villermaux, and D. Bonn. “What determines the drop size in sprays?” en. July 2018 (cit. on pp. 17, 18).
- [44] C. STEVENIN. « Étude de l’atomisation d’un jet d’eau haute vitesse. Application à l’irrigation par aspersion et à la pulvérisation ». Thèse de doct. Ecole Centrale Marseille, 2012, p. 170 (cf. p. 17).
- [45] P-A. Beau. “Modélisation de l’atomisation d’un jet liquide - Application aux sprays Diesel.” PhD thesis. Université de Rouen (cit. on p. 18).
- [46] J. Brettar. “Développement de techniques optiques pour la caractérisation de brouillards de gouttes dans les foyers aéronautiques.” PhD thesis. 2015 (cit. on p. 18).
- [47] X. Liu, K-S. Im, Y. Wang, J. Wang, D. Hung, J. Winkelman, M. Tate, A. Ercan, L. Koerner, T. Caswell, D. Chamberlain, and D. Schuette. “[Quantitative characterization of near-field fuel sprays by multi-orifice direct injection using ultrafast X-tomography technique.](#)” In: *SAE Technical Papers* (Apr. 2006) (cit. on p. 18).
- [48] J. DODDS et G. BALUAIS. « [Caractérisation de la taille des particules. Particle size characterization](#) ». In : *Sciences Géologiques, bulletins et mémoires* 46.1 (1993), p. 79-104 (cf. p. 18, 38).
- [49] R. Gilblas and Y. Le Maoult. *Apperçu des methodes de mesures granulométriques optiques*. ICA-Albi, Sept. 2017 (cit. on p. 19).
- [50] C. Bernhardt. *Particle size analysis*. Springer Netherlands, 1994 (cit. on p. 19).
- [51] H. G. Merkus. “[Sedimentation techniques](#)”. In: *Particle Size Measurements*. Vol. 17. Springer Netherlands, 2009, pp. 319–348 (cit. on p. 19).

- [52] A. Kleitz and D. Boulaud. “Granulométrie des particules en mouvement et des aérosols.” In: *Techniques de l'ingénieur Caractérisation des fluides*. Base documentaire : TIB540DUO.ref. article : r2360 (1995) (cit. on pp. 19–24, 27).
- [53] B-M. BRUNO. « L'institut national polytechnique de Lorraine ». Thèse de doct. 1999, p. 290 (cf. p. 19, 20).
- [54] A. Boualem. “Estimation de distribution de tailles de particules par techniques d'inférence bayésienne.” PhD thesis. Université d'Orléans, p. 167 (cit. on p. 20).
- [55] R. Grappin and R. Jeunet. “Essais de l'appareil ” Compteur Coulter ” utilisé pour la détermination du nombre de cellules totales des laits de troupeaux.” In: *Le Lait* 51.505_506 (1971), pp. 273–293 (cit. on p. 20).
- [56] V. Latard. “Méthodes de visualisation par gradient d'indice en mécanique des milieux non homogènes : application à la diffusion acoustique et aux écoulements diphasiques.” PhD thesis. Lille 1, 1998 (cit. on p. 22).
- [57] H. LIU. « Microscopie tomographique diffractive et profilométrie multivue à haute résolution ». Thèse de doct. Université de Haute Alsace, 2014, p. 140 (cf. p. 23).
- [58] C. Carré, Y. Renotte, P. Smigielski, X. Allonas, C. Ley, and S. Jradi. “L'holographie, une reconstruction par la lumière grâce à un matériau photostructurable.” In: *L'Actualité Chimique*. La chimie fête la lumière 397-398 (July 2015), pp. 102–107 (cit. on p. 23).
- [59] C. Hespel. “Extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure d'indice de réfraction et développement de la vélocimétrie laser par corrélation.” PhD thesis. Rouen, 2007, p. 197 (cit. on p. 24).
- [60] P. LEMAITRE, E. PORCHERON, D. MARCHAND et A. NUBOER. *Comparaison de diagnostics optiques granulométriques : imagerie en défaut de mise au point – Anémométrie phase Doppler* (cf. p. 25).
- [61] H. Grassl. “Determination of aerosol size distributions from spectral attenuation measurements”. In: *Applied Optics* 10.11 (Nov. 1971), p. 2534 (cit. on pp. 27, 29, 41, 43).
- [62] R. Jarrige. “Détermination des propriétés optiques de matériaux granulaires.” PhD thesis. Paris 6, 2013, p. 160 (cit. on pp. 28, 29).
- [63] W. Li, S. Xiaogang, and X. Jian. “Determination of particle size distribution by light extinction method using improved pattern search algorithm with Tikhonov smoothing functional.” In: *Journal of Modern Optics* 59.21 (Dec. 2012), pp. 1829–1840 (cit. on pp. 28, 29, 54).
- [64] G. Crawley. “Granulométrie des suspensions de particules fines par mesures turbidimétriques spectrales. Application à l'étude de la fragmentation des cristaux dans une cuve agitée.” PhD thesis. INPG-Grenoble, 1994, p. 287 (cit. on pp. 28, 32).
- [65] H. PATRICE. « Spectres d'extinction de particules minérales et restitution des indices complexes de réfraction dans l'infrarouge et l'UV-visible ». Thèse de doct. Lille 1, 2016, p. 247 (cf. p. 28, 32, 35, 36).
- [66] *Guide de la spectroscopie IRTF*. URL : <https://www.bruker.com/fr/products-and-solutions/infrared-and-raman/ft-ir-routine-spectrometer/what-is-ft-ir-spectroscopy.html> (cf. p. 28).
- [67] C. F. Bohren and D. R. Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. First. Wiley, Apr. 1998 (cit. on pp. 29, 32, 36, 39).
- [68] S. Barbosa, F.R.A. Onofri, L. Couëdel, M. Wozniak, C. Montet, C. Pelcé, C. Arnas, L. Boufendi, E. Kovacevic, J. Berndt, and C. Grisolia. “An introduction to light extinction spectrometry as a diagnostic for dust particle characterisation in dusty plasmas”. In: *Journal of Plasma Physics* 82.4 (Aug. 2016) (cit. on p. 29).

-
- [69] I. HORVATH, E. PESCHINI et P. COLINET. *Application de la technique spectroscopique d'extinction à un écoulement de nanoparticules*. Rapp. tech., p. 8 (cf. p. 29, 54).
- [70] A. Deepak and M.A. Box. “[Forwardscattering corrections for optical extinction measurements in aerosol media 2: polydispersions](#).” en. In: *Applied Optics* 17.19 (Oct. 1978), p. 3169 (cit. on p. 29).
- [71] A. Deepak and M.A. Box. “[Forwardscattering corrections for optical extinction measurements in aerosol media 1: Monodispersions](#)”. In: *Applied Optics* 17.18 (Sept. 1978), p. 2900 (cit. on pp. 29, 177).
- [72] A. Deepak and O.H. Vaughan. “[Extinction-Sedimentation inversion technique for measuring size distribution of artificial fogs](#).” en. In: *Applied Optics* 17.3 (Feb. 1978), p. 374 (cit. on p. 29).
- [73] Sharayanan. *Illustration de la diffusion de Mie sur une particule sphérique* (cit. on p. 33).
- [74] C. Caliot. “Modélisation et simulation de l’émission énergétique et spectrale d’un jet réactif composé de gaz et de particules à haute température issus de la combustion d’un objet pyrotechnique.” PhD thesis. Toulouse, INPT, Jan. 2006 (cit. on p. 34).
- [75] C. Gloaguen, M. Rafizadeh, and J. Lavergnat. *CHLOE: logiciel de calcul des interactions entre les ondes électromagnétiques et les hydrométéores*. Tech. rep. 1992, p. 73 (cit. on p. 35).
- [76] M.J. Berg, C.M. Sorensen, and A. Chakrabarti. “[A new explanation of the extinction paradox](#)”. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 112.7 (May 2011), pp. 1170–1181 (cit. on p. 36).
- [77] M. ELIAS et J. LAFAIT. *La couleur. Lumière, vision et matériaux : Lumière, vision et matériaux*. Humensis, juil. 2015 (cf. p. 36).
- [78] D. LACROIX, P. BOULET et R. VAILLON. « Diagnostique optique de nanoparticules dans les plasmas : application aux poussières carbonées. » In : *PPF* (2016), p. 50 (cf. p. 37).
- [79] J. H. Randrianalisoa. “Transfert thermique par rayonnement et conduction dans les matériaux poreux micro et nanostructurés : analogie transfert de phonons et de photons.” PhD thesis. Lyon, INSA, Jan. 2006 (cit. on p. 37).
- [80] C. CHARLES. « Introduction aux problèmes inverses ». In : *Notes de Statistique et d’Informatique* (2014) (cf. p. 39, 54).
- [81] M. KERN. « Problèmes inverses : aspects numériques ». In : *Ecole supérieure d’ingénieurs Léonard de Vinci* (2002), p. 139 (cf. p. 39, 40, 53, 54).
- [82] S. ANDRIEUX. *Introduction aux problèmes inverses*. 2015 (cf. p. 39).
- [83] D. L. Phillips. “[A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind](#)”. In: *Journal of the ACM* 9.1 (Jan. 1962), pp. 84–97 (cit. on pp. 40, 43).
- [84] L. Landweber. “[An iteration formula for Fredholm integral equations of the first kind](#).” In: *American Journal of Mathematics* 73.3 (1951), pp. 615–624 (cit. on p. 40).
- [85] A. Bassini. “[Optical particle sizer based on the Chahine inversion scheme](#)”. In: *Optical Engineering* 31.5 (1992), p. 1112 (cit. on p. 41).
- [86] F. Ferri, A. Bassini, and E. Paganini. “[Modified version of the Chahine algorithm to invert spectral extinction data for particle sizing](#)”. In: *Applied Optics* 34.25 (Sept. 1995), pp. 5829–5839 (cit. on pp. 41, 42).
- [87] F. Ferri, M. Giglio, and U. Perini. “[Inversion of light scattering data from fractals by the Chahine iterative algorithm](#)”. In: *Applied Optics* 28.15 (Aug. 1989), pp. 3074–3082 (cit. on p. 41).

- [88] R. Santer and M. Herman. “Particle size distributions from forward scattered light using the Chahine inversion scheme”. In: *Applied Optics* 22.15 (Aug. 1983), pp. 2294–2301 (cit. on p. 41).
- [89] M. Li and D. Wilkinson. “Particle size distribution determination from spectral extinction using evolutionary programming”. In: *Chemical Engineering Science* 56.10 (May 2001), pp. 3045–3052 (cit. on pp. 41, 43).
- [90] G. Franssens, M. De Mazière, and D. Fonteyn. “Determination of the aerosol size distribution by analytic inversion of the extinction spectrum in the complex anomalous diffraction approximation”. In: *Applied Optics* 39.24 (Aug. 2000), p. 4214 (cit. on p. 41).
- [91] S. Twomey, B. Herman, and R. Rabinoff. “An extension to the Chahine method of inverting the radiative transfer equation”. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 34.7 (July 1977), pp. 1085–1090 (cit. on pp. 41–43).
- [92] S. Twomey. “On the numerical solution of Fredholm integral equations of the first kind by the inversion of the linear system produced by quadrature”. In: *Journal of the ACM* 10.1 (Jan. 1963), pp. 97–101 (cit. on p. 43).
- [93] M.D. King, D.M. Byrne, B.M. Herman, and J.A. Reagan. “Aerosol size distributions obtained by inversions of spectral optical depth measurements”. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 35.11 (Nov. 1978), pp. 2153–2167 (cit. on p. 44).
- [94] M.D. King. “Sensitivity of constrained linear inversions to the selection of the Lagrange multiplier”. In: *Journal of the Atmospheric Sciences* 39.6 (June 1982), pp. 1356–1369 (cit. on p. 44).
- [95] F. Onofri. *Granulométrie optique des écoulements*. Editions T.I, Feb. 2023 (cit. on p. 50).
- [96] J. Hadamard. *Lectures on Cauchy’s problem in linear partial differential equations*. Yale University Press, 1923 (cit. on p. 53).
- [97] *Cours TACS : problèmes inverses (Chapitre 1)*. URL: <https://perso.crans.org/vergnault/tacs/Cours%5C%20TACS%5C%20pbinverse%5C%20chap1.pdf> (cit. on p. 53).
- [98] D. MAILLET et D. PETIT. « Problèmes inverses en diffusion thermique ». In : *Techniques de l’Ingénieur* (2018) (cf. p. 54, 63, 70).
- [99] M. Bonnet. *Problèmes inverses*. Oct. 2018 (cit. on p. 54).
- [100] J. Mao, Y. Ren, J. Li, Q. Wang, and Y. Zhang. “Observation and inversion of aerosol particle size distribution over Yinchuan area”. In: *Atmosphere* 12.8 (July 2021), p. 992 (cit. on p. 54).
- [101] P. C. Hansen. “Regularization tools: A matlab package for analysis and solution of discrete ill-posed problems”. In: *Numerical Algorithms* 6.1 (Mar. 1994), pp. 1–35 (cit. on p. 54).
- [102] A. El Kebch, M. El Mouden, N. Dlimi, and D. Saifaoui. “Study by inverse method the size distribution of the particle of carbonaceous generated in RF discharge”. In: *Optics and Photonics Journal* 9.7 (July 2019), pp. 99–111 (cit. on p. 54).
- [103] M. Rezghi and S. M. Hosseini. “A new variant of L-curve for Tikhonov regularization”. In: *Journal of Computational and Applied Mathematics* 231.2 (Sept. 2009), pp. 914–924 (cit. on p. 54).
- [104] M. Su, F. Xu, X. Cai, K. Ren, and J. Shen. “Optimization of regularization parameter of inversion in particle sizing using light extinction method”. In: *China Particuology* 5.4 (Aug. 2007), pp. 295–299 (cit. on p. 54).
- [105] D. J. Segelstein. “The complex refractive index of water.” PhD thesis. University of Missouri–Kansas City, 1981 (cit. on p. 57).

-
- [106] W. Wiscombe. *Mie scattering calculations: Advances in technique and fast, vector-speed computer codes*. Tech. rep. UCAR/NCAR, 1979, 3355 KB (cit. on p. 57).
- [107] Q. LEVEAU. *Contribution à l'étude de l'extinction optique*. 2022 (cf. p. 60).
- [108] C-L. Tien and B. Drolen. "Thermal radiation in particulate media with dependent and independent scattering." In: *Annual Review of Numerical Fluid Mechanics and Heat Transfer* 1 (Jan. 1987), pp. 1–32 (cit. on p. 94).
- [109] H. C. van de Hulst. *The scattering of light by small particles*. en. One thousand, nine hundred eighty-first. Vol. 182. New York, NY : Dover, Nov. 1981 (cit. on p. 94).
- [110] *Refractive index Info Database* (cit. on pp. 94, 95, 100).
- [111] R. Gilblas. "Mesure de champs de températures vraies par thermo-rélectométrie proche infrarouge." PhD thesis. INSA-Toulouse, 2012 (cit. on p. 135).
- [112] M.J. Steindler and W.B. Seefeldt. *Method for estimating the challenge to an air-cleaning system resulting from an accidental explosive event*. Tech. rep. United States, 1980, p. 12 (cit. on pp. 151, 156, 169).
- [113] L. Wind and W. W. Szymanski. "Quantification of scattering corrections to the Beer-Lambert law for transmittance measurements in turbid media." In: *Measurement Science and Technology* 13.3 (2002), p. 270 (cit. on p. 177).
- [114] H. Horvath and C. Dellago. "On the accuracy of the size distribution information obtained from light extinction and scattering measurements—II. Case Studies." In: *Journal of Aerosol Science* 24.2 (1993), pp. 143–154 (cit. on p. 177).
- [115] I. Horvath, T. Regert, and M. R. Vetrano. "L'effet de la diffusion vers l'avant sur les mesures spectroscopique d'extinction d'un écoulement de nanoparticules." In: *CFTL* (Jan. 2014) (cit. on p. 178).
- [116] A. KAROUI. « Méthodes numériques pour la résolution du problème inverse en électrocardiographie ». Thèse de doct. 2021 (cf. p. 187).
- [117] *Photonics Project - Atmospheric Transmission*. URL: <https://photonicsproject.org/calculators/atmos/> (cit. on p. 213).

Résumé

Granulométrie d'un liquide dispersé par explosif

Dans le cadre de ses études sur la détonique, le CEA de Gramat s'intéresse à la dispersion de liquides dans l'air, avec des contraintes de haute vitesse/énergie, et des aspects multi-échelles. La mesure de la granulométrie du liquide dispersé suscite un vif intérêt et s'avère complexe car aucune solution commerciale n'est utilisable dans ces conditions particulières. Toutefois, dans ces conditions et avec l'impossibilité d'utiliser des sources laser en environnement pyrotechnique, aucune solution commerciale n'est disponible. Pour ce travail de thèse, une nouvelle méthode d'identification de la granulométrie a donc été développée, et se base sur une mesure dite "par extinction", particulièrement simple de déploiement et robuste en environnement sévère. Il s'agit d'une approche multispectrale (mesure avec des caméras ou un spectromètre) faisant appel à une méthode d'inversion régularisée au sens de Tikhonov, basée sur la mesure de transmissions spectrales et qui permet de reconstruire la granulométrie de ce dernier a posteriori à l'aide de la loi de Beer-Lambert combinée au modèle de Mie.

De par la complexité des phénomènes liée à l'usage d'explosif pour la dispersion, la méthode développée a été testée sur des dispersions de liquide reproduites à petite échelle sur des sprays. La méthode générale a été développée en exploitant les informations spectrales provenant de sprays d'eau contrôlés et confinés dans une enceinte placée dans un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (haute résolution). Cependant, cet appareillage étant peu adapté aux conditions terrain, la méthode de mesure a été dégradée en utilisant des caméras permettant des mesures à "faible résolution" mais plus rapides. Ainsi, l'utilisation d'une caméra infrarouge opérant en bande spectrale 2-5 μm avec des filtres spectraux et d'un corps noir plan a été testée pour suivre l'évolution de granulométrie du spray en fonction du temps. Par la suite, cette méthode a pu être appliquée à des dispersions d'eau par explosif et a fourni des résultats prometteurs. La démarche complète de mesure et d'analyse a donc pu être validée à chaque étape de l'étude.

Mots-clés : Dispersion de liquide, Imagerie infrarouge multispectrale, Imagerie rapide, Méthode d'extinction, Granulométrie, Métrologie, Inversion numérique.

Abstract

Granulometry of a liquid dispersed by explosive

As part of its studies on detonation, the CEA at Gramat is interested in the dispersion of liquids in air, with high speed/energy constraints and multi-scale aspects. Measuring the particle size of the dispersed liquid is attracting a great deal of interest, but is proving complex because no commercial solution can be used under these particular conditions. However, under these conditions and given the impossibility of using laser sources in a pyrotechnic environment, no commercial solution is available. For this thesis, a new granulometry identification method was developed, based on a measurement known as "extinction", which is particularly easy to deploy and robust in harsh environments. This is a multispectral approach (measurement with cameras or a spectrometer) using a regularised inversion method in the sense of Tikhonov, based on the measure of spectral transmissions and which makes it possible to reconstruct the granulometry of the latter a posteriori using the Beer-Lambert law combined with the Mie model.

Given the complexity of the phenomena involved in using explosives for dispersion, the method developed was tested on liquid dispersions reproduced on a small scale on sprays. The general method was developed by exploiting spectral information from controlled water sprays confined in an enclosure placed in a Fourier transform infrared spectrometer (high resolution). However, as this equipment is poorly suited to field conditions, the measurement method was downgraded by using cameras that allow "low resolution" but faster measurements. The use of an infrared camera operating in the 2-5 μm spectral band with spectral filters and a flat black body was therefore tested to monitor changes in spray particle size as a function of time. This method was subsequently applied to water dispersions using explosives, with promising results. The complete measurement and analysis process was therefore validated at each stage of the study.

Keywords : Liquid dispersion, Multispectral infrared imaging, Rapid imaging, Extinction methods, Granulometry, Metrology, Numerical inversion.