HAL
open science

Étude du nuage de particules éjectées sous choc : apports de la Vélocimétrie Hétérodyne

Gabriel Prudhomme

▶ **To cite this version:**

Gabriel Prudhomme. Étude du nuage de particules éjectées sous choc : apports de la Vélocimétrie Hétérodyne. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2014. Français. NNT : 2014ENAM0044 . tel-01165754

HAL Id: tel-01165754

https://pastel.hal.science/tel-01165754v1

Submitted on 19 Jun 2015

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.

2014-ENAM-0044

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Mécanique-Matériaux "

présentée et soutenue publiquement par

Gabriel PRUDHOMME

le 03 décembre 2014

Étude des nuages de particules éjectées sous choc : apports de la Vélocimétrie Hétérodyne

Directeur de thèse : **Laurent BERTHE**
Co-encadrement de la thèse : **Patrick MERCIER**

Jury

M. Ivan IORDANOFF, HDR, PR, Laboratoire I2M (Bordeaux), Arts et Métiers ParisTech	Président
M. Lazhar HOUAS, DE, DR CNRS, IUSTI, Université Aix-Marseille	Rapporteur
M. Rémi MICHEL, HDR, Professeur, Université Pierre et Marie Curie (UPMC – Paris)	Rapporteur
M. Laurent BERTHE, HDR, DR CNRS, Laboratoire PIMM (Paris), Arts et Métiers ParisTech	Examinateur
M. Jean-Marc CHEVALIER, HDR, Ingénieur de Recherche, CEA	Examinateur
M. David HOLTKAMP, Dr, Ingénieur de Recherche, LANL (Nouveau Mexique, E-U.)	Examinateur
M. Patrice LE BOUDEC, Dr, Président Directeur Général, IDIL (Lannion)	Invité
M. Patrick MERCIER, Ingénieur de Recherche, CEA	Invité

T H È S E

Arts et Métiers ParisTech - Centre de Paris
Laboratoire PIMM

Remerciements

Je remercie, en premier lieu, Lazhar Houas et Rémi Michel d'avoir accepté de rapporter ma thèse. Merci également à Jean-Marc Chevalier, Ivan Iordanoff et Patrice Le Boudec d'avoir participé à mon jury de thèse. Bien qu'il n'ait pas pu être présent le jour J, j'exprime toute ma reconnaissance à David Holtkamp pour notre échange très riche par visioconférence. Je retiens leurs messages et conseils pour les années à venir.

Il y a de nombreuses raisons pour lesquelles je tiens à remercier très chaleureusement Patrick Mercier, qui fut mon encadrant durant ses 3 années. Sa disponibilité, sa spontanéité, son soutien, aussi bien au bureau que dans les salles blanches du *LULI* et sur les dalles de béton, ainsi que sa relecture attentive (et complète !) me permettent de présenter aujourd'hui un travail aussi riche. En plus de ses qualités humaines, j'ai beaucoup appris durant ces 3 ans, grâce à lui, aussi bien en physique qu'en voyages et gastronomie.

J'exprime à travers ces lignes toute ma gratitude à l'égard de Laurent Berthe, mon directeur de thèse. Soutien jusqu'à la dernière ligne du mémoire (et au-delà...) et disponible, compris le weekend. Grâce à lui, expérimentateur chevronné et volontaire, nous avons réalisé les premiers tirs laser quelques mois après les avoir imaginés. La qualité de ce document reflète les longues discussions que nous avons eues. J'illustre également dans ce manuscrit la deuxième campagne réalisée sur l'installation *Héphaïstos*. Ces moments furent également l'occasion de découvrir un certain nombre de restaurants parisiens forts agréables.

La suite de mes remerciements va à tous ceux qui m'ont aidé à plonger dans l'expérimentation.

— Davina Sihachakr pour son soutien dans ce monde qui m'était inconnu.

— Patrick Faucher et Thomas Rodier, concepteur des « moutons » à une ou trois pattes. Jérome Tidu, Philippe Montlaurent et Eric Ferré pour avoir permis à ces moutons de se tenir debout ! Je pense aussi à tous mes collègues de la mécanique et du bureau qualité, que je n'ai pas cités.

— Les équipes du *Polygone d'Expérimentation de Moronvilliers* pour les expériences pyrotechniques réalisées au cours de ces travaux, avec une pensée particulière à l'adresse de Christian Rion.

— Les équipes du *LULI* pour leur aide dans les multiples campagnes auxquelles j'ai pu participer. Je pense à Fabien Serre et Philippe Vacar, mais aussi à Arnaud Sollier, Michel Boustie, Didier Loison et David Hébert, mes anciens coexpérimentateurs. Le succès des expériences *carbone* revient à Gabriel Seisson. Les belles images réalisées à ces occasions sont le fruit des travaux d'Émilien Lescoute et de mon confrère Pierre-Antoine Frugier.

— Jacky Bénier, avec qui nous avons grandement progressé sur la connaissance de la Vélocimétrie Hétérodyne. Je lui dois un grand nombre de résultats.

— Philippe Avril, Aude Carbillet, Estelle Dubreuil et Séverine Lauriot et pour leur aide à de nombreuses reprises.

— Frédéric Coste, Matthieu Schneider, Damien Courapied et Thierry Malot du laboratoire *PIMM*.

— Stéphane Crochetet de la société *LeCroy*, grâce à qui nous avons pu utiliser un oscilloscope à la pointe de la technologie.

— Joëlle Bontaz, pour son appui dans la préparation des expériences.

Mon fardeau triennal m'exigeait toutefois de rentrer au bureau. Ces résultats ont en effet requis de nombreuses heures de préparation et d'analyse. Ainsi, je souhaite également exprimer ma reconnaissance à :

— Thibaut de Rességuier, avec qui j'ai aussi eu l'occasion d'expérimenter, pour nos échanges fructueux sur la micro-éjection.

— Pierre Gandeboeuf, Gilles Naulin et Cyril Bolis pour leurs conseils sur l'interprétation et la simulation des phénomènes.

— Denis Juraszek pour avoir pris le temps d'étudier mon manuscrit avec bienveillance, ainsi que pour les questions scientifiques qui en ont découlé (bien que je n'aie pas pu les approfondir pour la plupart).

— David Partouche, Jacqueline Veaux et Cathy Vigier pour la relecture attentive de mes articles et de ce manuscrit.

Je remercie le département, le service, et bien sûr mon (exceptionnel) laboratoire au CEA pour m'avoir accueilli, ainsi que les équipes du laboratoire PIMM des Arts et Métiers.

Merci à tous ceux avec qui j'ai pu profiter des conférences et autres séminaires (ou plus précisément l'« entre » session).

Enfin, je remercie mes proches, amis et famille, qui m'ont soutenu (et supporté) durant ces 3 années.

Table des matières

Table des matières i

Table des figures iv

Liste des tableaux x

Symboles, constantes et valeurs physiques de référence xi

Glossaire xv

Introduction générale 1

1 Introduction au problème physique de la micro-éjection — état de l'art 4
1.1 Phénomènes physiques mis en jeu et problématiques induites . . . 4
1.1.1 Physique des chocs . . . 4
1.1.2 Écaillage, micro-écaillage, éjection et micro-éjection : différents mécanismes de fragmentation . . . 4
1.1.3 Fragmentation . . . 9
1.1.4 Transport des particules — sprays épais . . . 10
1.1.5 Synthèse . . . 11
1.2 Générateurs de chocs . . . 12
1.2.1 Chocs laser . . . 12
1.2.2 Chocs produits par un lanceur . . . 14
1.2.3 Générateurs de chocs par induction (ou *Z-pinch*) . . . 15
1.2.4 Générateurs d'Onde Plane (GOP), à base d'explosif . . . 15
1.3 Diagnostics utilisés pour la caractérisation des nuages de particules . . . 16
1.3.1 Imagerie . . . 17
1.3.2 Mesures de la taille des particules . . . 19
1.3.3 Mesure de masse totale éjectée . . . 21
1.3.4 Récupération et analyse post mortern . . . 24
1.3.5 Vélocimétrie . . . 24
1.4 Études sur la micro-éjection de matières . . . 25
1.4.1 Résultats expérimentaux . . . 26
1.4.2 Modèles . . . 29
1.4.3 Dynamique Moléculaire . . . 30
1.4.4 Simulations hydrodynamiques à petites échelles . . . 31
1.4.5 Instabilités de Richtmyer-Meshkov . . . 32
1.5 Objectifs de ces travaux . . . 37
Résumé du chapitre . . . 40

2 Vélocimétrie Hétérodyne : mesure de vitesse et radiométrie associée 41
2.1 Introduction historique . . . 42
2.2 Présentation de la Vélocimétrie Hétérodyne (VH) . . . 46
2.2.1 Principes généraux . . . 46

2.2.2 Mesure velocimétrique : du signal à la vitesse . . . 54
2.3 Approche radiométrique . . . 63
2.3.1 Du signal à la radiométrie . . . 64
2.3.2 Limite de détection . . . 67
2.3.3 Calibration . . . 74
2.3.4 Instabilité de la mesure . . . 79
2.3.5 Modélisation de la sonde . . . 80
Résumé du chapitre . . . 83

3 Approche de l'interaction entre l'onde électromagnétique VH et le nuage de particules — Diffusion résultante 85
3.1 Physique de la diffusion . . . 85
3.1.1 Domaines et approximations . . . 86
3.1.2 Théorie de la diffusion . . . 87
3.1.3 Solution de Lorentz-Mie . . . 94
3.1.4 Limite de détectivité pour une seule particule . . . 95
3.2 Modélisation des nuages peu denses . . . 97
3.2.1 Nuage homogène et monocinétique . . . 97
3.2.2 Code *Nuage* . . . 101
3.3 Diffusion dans les milieux denses — simulations FDTD . . . 105
3.3.1 Démarche . . . 105
3.3.2 Cas pratique : mise en place d'une simulation . . . 106
3.3.3 Validation . . . 107
3.3.4 Résultats attendus . . . 110
3.4 Perspectives . . . 111
Résumé du chapitre . . . 113

4 Faisabilité et développement de la caractérisation de nuages de particules calibrées par Vélocimétrie Hétérodyne, grâce aux chocs laser 114
4.1 Présentation des expériences . . . 114
4.1.1 Expériences *PIMM-1* . . . 115
4.1.2 Expériences *PIMM-2* . . . 119
4.1.3 Tir à vide, mesures de vitesse de surface libre . . . 125
4.1.4 Autres phénomènes atypiques . . . 125
4.1.5 Poudres métalliques . . . 127
4.2 La mesure et le freinage des particules . . . 127
4.2.1 Accélération par choc et mesure de la vitesse des particules millimétriques et submillimétriques . . . 128
4.2.2 Mesure du freinage des particules micrométriques . . . 133
Résumé du chapitre . . . 152

5 Expériences en dynamique nominale 153
5.1 Expériences « carbone » . . . 154
5.1.1 Mesure de la face avant à travers le plasma . . . 154
5.1.2 Fragmentation du carbone et freinage des particules . . . 157
5.1.3 Imagerie transverse (expériences « carbone ») . . . 158
5.2 Expériences pyrotechniques dites « lanceur de particules » . . . 166
5.2.1 Présentation et réalisation expérimentale . . . 166
5.2.2 Résultats vélocimétriques . . . 171
5.2.3 Mesures de pesée . . . 176
5.2.4 Analyse des résultats grâce à la radiométrie VH . . . 178
5.2.5 Application du code *Nuage* . . . 183
5.2.6 Conclusion et apports . . . 187
Résumé du chapitre . . . 189

Conclusions et perspectives **190**

A Des notions de base en physique des chocs **194**
A.1 Ondes de choc dans les matériaux . . . 195
A.1.1 Ondes soniques . . . 195
A.1.2 Évolution d'ondes soniques successives . . . 196
A.1.3 Équations régissant l'onde de choc . . . 197
A.2 Transmission des ondes de choc à travers une interface . . . 198
A.3 Vitesse de surface libre . . . 200
A.4 Onde de choc non soutenue . . . 200
A.5 Représentation X-T . . . 200
A.6 Onde de choc dans un gaz . . . 201

B Qualification de l'état de surface **204**
B.1 Approche « 2D » . . . 205
B.2 Approche « 3D » ou surfacique . . . 205

C Modèle de freinage d'une particule sphérique **208**

D Détails des calculs associés à l'analyse radiométrique des spectrogrammes **213**
D.1 Effets de la fenêtre sur le calcul des densités spectrales . . . 213
D.2 Spectre d'un bruit blanc borné . . . 214

E Expériences « carbone » : estimation de la vitesse angulaire du premier anneau (tir n° 11) **215**

F Spécifications des poudres calibrées **217**
F.1 Données issues du constructeur . . . 219
F.2 Observation microscopique des poudres . . . 222

G Résultats « Lanceur de particules » **223**

Bibliographie **234**

Table des figures

1 Schéma de l'éjection, et ordres de grandeur des différents éléments. 1
2 Première mesure de micro-éjection de l'étain par choc lanceur utilisant la Vélocimétrie Hétérodyne. 2

1.1 Écaillage modélisé dans un diagramme X-T. 5
1.2 Vitesse de surface libre résultante d'un écaillage. 6
1.3 Écaillage multiple modélisé dans un diagramme X-T. 7
1.4 Illustration du micro-écaillage. 7
1.5 Principe de la charge creuse. 8
1.6 Photographie d'une charge creuse en cours de fonctionnement. 9
1.7 Exemple de microrainures issues de l'usinage de la surface d'un disque, et extraction d'une cible à partir de la zone « périphérique ». 9
1.8 Évolution de la micro-éjection au cours du temps. 10
1.9 Défauts typiques 10
1.10 Chronologie des différents phénomènes présents dans les expériences ayant pour but l'étude de la micro-éjection. 11
1.11 Illustration du choc laser 13
1.12 Schéma d'un lanceur à poudre. 14
1.13 Photographie d'un lanceur à poudre. 14
1.14 Principe de fonctionnement d'un générateur de chocs par induction (Z-pinch). 15
1.15 Illustration d'un Générateur d'Onde Plane (GOP) explosif utilisant une lentille d'air. . 16
1.16 Détonation d'un explosif. 16
1.17 Principe de l'ombroscopie. 18
1.18 Images d'ombroscopie pour différents usinages. 18
1.19 Comparaison d'images de radiographie et d'ombroscopie. 19
1.20 Principe de l'imagerie par absorption. 20
1.21 Schéma de principe de l'analyse des tailles de particules par diffraction (ou « Diffraction de Mie »). 21
1.22 Illustration de mesures de masse éjectée, en représentation $M_s(t)$ (à gauche) et $M_s(V_p)$ (à droite). 22
1.23 Schéma de la pesée cible mince. 23
1.24 Schéma de principe d'une fenêtre d'Asay. 24
1.25 Grandeurs caractéristiques d'un motif périodique sinusoïdal et triangulaire. 25
1.26 Domaines spatiaux accessibles par les diagnostics, la mécanique et les simulations numériques ; en rouge, l'échelle caractéristique des stries d'usinage. 26
1.27 Face arrière d'une cible de plomb subissant un choc par impact le conduisant à une température proche, mais inférieure au point de fusion. 27
1.28 Influence de la température de fusion du matériau sur la masse éjectée 28
1.29 Distributions en taille de particules pour l'étain soumis à une pression de choc de 40 GPa (Sorenson et collab., 2002). 28
1.30 Exemples de simulations de micro-éjection de trois arches sinusoïdales de différentes amplitudes ($h = 2, 3$, ou 10 nm) sur un cristal d'étain. Image et figure tirées de l'article de Durand et Soulard 2013. 31
1.31 Évolution des instabilités et conventions d'écriture (inspiré de Dimonte et collab. 2013). 32

1.32 Résultats partiels de l'expérience *Sn-pRad0427* extraits de l'article Buttler et collab. (2012b). . . . 35
1.33 Résultats partiels de l'expérience *Cu-pRad0426* extraits de l'article Buttler et collab. (2012b). . . . 38
1.34 État de surface réel d'une cible . . . 39

2.1 Exemple de signaux obtenus par une mesure VISAR ou IDL, avec des vitesses d'appareil identiques. . . . 43
2.2 Schéma d'un interféromètre de Michelson. . . . 46
2.3 Schéma équivalent (type Michelson) d'un système VH. . . . 47
2.4 Schéma d'un système VH . . . 48
2.5 Champs électriques le long du bras *objet* de l'interféromètre. $\mathtt{E}_-$ et $\mathtt{E}_+$ sont respectivement les champs incident et réfléchi. . . . 49
2.6 Schéma d'un circulateur, annoté des différents coefficients de transmission ainsi que le coefficient de transmission des pertes $T_{1->3}$. . . . 53
2.7 Modélisation de la réponse spectrale de la chaine d'enregistrement. . . . 54
2.8 Exemple d'enregistrement VH monovitesse (un seul objet). . . . 55
2.9 Exemple du morcèlement d'un signal enregistré par un système de VH. . . . 56
2.10 Exemple de fenêtre (ici rectangle) dans l'espace des fréquences annotée des différents paramètres. . . . 58
2.11 Illustration des deux définitions possibles d'un spectrogramme en puissance. . . . 59
2.12 La modélisation de la transformée de Fourier d'un bruit blanc à spectre borné (en bleu sur la figure) et un exemple de réalisation de ce bruit en rouge. . . . 61
2.13 Illustration d'un spectrogramme VH. Le temps est usuellement représenté en abscisse, les vitesses en ordonnées et la DSP en côte (colorié). . . . 62
2.14 Puissance moyenne reçue sur le capteur et taux de modulation en fonction de la puissance objet. . . . 68
2.15 Tension maximale reçue par l'enregistreur en fonction de la puissance objet . . . 70
2.16 Estimation du niveau de bruit en fonction de la largeur de la fenêtre de posttraitement. 70
2.17 Niveau de bruit minimal de la baie VH couplée à l'oscilloscope Agilent DSO8080. . . 72
2.18 Photographies à l'endoscope optique de la partie extérieure de deux connecteurs : l'un est propre, l'autre est sale. Le cercle noir visible sur les deux images est le *cladding* de la fibre et mesure 125 µm. . . . 73
2.19 Estimation de l'histogramme de bruit lors de la campagne « carbone » pour différentes largeurs de fenêtre. . . . 73
2.20 Mesure de la réponse du système par mesure globale . . . 77
2.21 Résultats d'une série de mesures de calibration de la voie 1 de la baie VH avec une puissance de référence de 75 mW. . . . 78
2.22 Schéma de la mesure. Une cible est placée à la distance d de la sonde VH de type OZ25. 79
2.23 Illustration de l'influence des polarisations sur le niveau des battements (efficacité de polarisation). . . . 79
2.24 Histogrammes de la tension enregistrée (normalisée par rapport à la tension moyenne) pour différentes cibles. La sonde est placée à $d = 5$ cm de la cible et avec un angle de 0°. 80
2.25 Sondes *OZ Optics*. . . . 81
2.26 Diamètre du faisceau, pour différentes sondes d'après le modèle géométrique. . . . 81
2.27 Schéma fonctionnel d'une baie VH, annoté des grandeurs essentielles. . . . 84

3.1 Diffusion explicitée. . . . 88
3.2 Définition du repère de la diffusion, du plan de diffusion (*scattering plane*) et des différents repères. . . . 89
3.3 Illustration du transport dans une couche infiniment mince. . . . 91
3.4 Illustration du transport dans un nuage épais. . . . 92
3.5 Illustration de l'hypothèse radar. . . . 93

3.6 Représentation des efficacités de LORENTZ-MIE (Q_{ext}, Q_{sca}, Q_{bs}, Q_{abs}) pour le cuivre, l'or et l'étain ($\lambda = 1{,}55$ µm). 94
3.7 Puissance reçue dans le système VH en fonction du diamètre, pour une particule d'or à différentes distances D. 96
3.8 Diamètre limite observable en fonction de la largeur de la fenêtre. 97
3.9 Schéma illustrant les conventions prises pour modéliser le nuage de particules. 97
3.10 Albédos de nuages de particules, homogènes, peu denses, et non dispersés en diamètre autour de la valeur moyenne ou médiane des poudres *Au1*, *Au4*, *Au8* et *Cu10*. Ces courbes sont issues de l'équation 3.36. 99
3.11 Puissance retour issue de nuages homogènes en fonction de la masse surfacique. 100
3.12 Longueur d'analyse issue de nuages homogènes en fonction de la masse surfacique. Nous avons considéré ici la voie n° 1 de la baie VH, avec une puissance émise $P_s = 500$ mW et une limite de détection de 1 nW. 101
3.13 Ajustement de lois log-normales pour les poudres calibrées. 102
3.14 Conséquences de l'élargissement de la distribution log-normale sur l'extinction totale et l'albédo apparent d'un nuage homogène. 102
3.15 Schéma global de la simulation du transport de la lumière par le programme *Nuage*. . 103
3.16 Illustration de la déformation de l'histogramme au cours du temps, pour des particules d'or freinées par le gaz environnant (air, conditions standards). 104
3.17 Simulation d'une couche du nuage. 104
3.18 Exemple d'application du code de simulation *openEMS* 106
3.19 Comparaison de l'indicatrice de diffusion obtenue grâce à une simulation *openEMS* avec la solution analytique (diffraction par un barreau aux petits angles). 107
3.20 Comparaison des résultats pour différentes tailles de maille, pour un matériau d'indice 0,55+11,5i (Or) et pour une longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm. 109
3.21 Comparaison des résultats pour différentes durées d'impulsion avec un matériau d'indice 0,55+11,5i (Or) et pour une longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm. 109
3.22 Exemple de nuages de particules homogènes, utilisés pour la simulation FDTD. 110

4.1 Exemple de mesures VH effectué sur un spray de gouttelettes d'eau. 116
4.2 Expériences *PIMM-1*. 3 sondes VH sont disposées respectivement aux angles 0°, 15° et -15° par rapport à la normale de la surface choquée. La sonde VH4 a été installée en visualisation transverse. 117
4.3 Photographies des cibles utilisées lors des expériences *PIMM-1*. 118
4.4 Expériences *PIMM-2*. 5 sondes VH sont disposées aux angles respectifs 0°, 7,5°, 15°, −7,5° et −15° par rapport à la normale à la cible. 119
4.5 Intégration de l'enceinte dans la salle expérimentale du laser *Héphaïstos*. Le trajet du faisceau laser de puissance est tracé en rouge. 120
4.6 Laser *Héphaïstos*, source bivoie. 120
4.7 Niveau de bruit minimal attendu pour différentes puissances totales retours de la baie VH couplée à l'oscilloscope *Lecroy HDO6104* 122
4.8 Schéma à l'échelle de la cible utilisée lors des expériences *PIMM-2*. 123
4.9 Cible seule, puis montée lors des expériences dites *PIMM-2*. 123
4.10 Tests du non-déplacement des particules lors du pompage, puis du remplissage (ventilation) de l'enceinte de confinement *PIMM-2*. 124
4.11 Mesure de la vitesse de surface libre, sur une cible en l'absence de dépôt de particules. 125
4.12 Illustration des réflexions multiples sur l'enregistrement *PIMM-1-28-VH3*. La lumière laser, issue de la ligne VH, sonde directement la cible ou le nuage et indirectement ce dernier en se réfléchissant 2 fois sur la cible. 126
4.13 Illustration de l'impact et du rebond de particules sur la plaque de protection en PMMA. 127
4.14 Pièce métallique quasi parallélépipédique accélérée lors des expériences *PIMM-1*. Sa taille est de $2,0 \times 1,4 \times 0,10$ mm^3. Le quadrillage en arrière-plan a un pas de 5 mm. 128
4.15 Spectrogramme annoté illustrant l'accélération et la mise en rotation d'une pièce métallique. 128
4.16 Illustration de l'effet d'une rotation sur la mesure de vitesse VH. 129

4.17 Spectrogramme issu du tir *PIMM-2-33* (VH1) utilisant des particules d'aluminium de taille approximative 150 µm. On observe la décélération dans le gaz ainsi que des mouvements de rotation (battements sinusoïdaux autour des courbes de décélération). 130
4.18 Images d'ombroscopie obtenues lors du tir *PIMM-2-33*. 131
4.19 Zoom autour de la tête du nuage des images d'ombroscopie obtenues lors du tir *PIMM-2-33* présentées en figure 4.18. 131
4.20 Spectrogramme issu du tir *PIMM-2-33* (VH1), sur lequel est tracée la loi de vitesse de la particule la plus rapide et la vitesse de surface libre. 132
4.21 Positions des fronts soniques en fonction du temps, visibles sur le images 4.18. 133
4.22 Exemple de spectrogramme comportant des traces unitaires de particule freinant dans un gaz ambiant (tir PIMM-1-24-VH1, poudre *Cu10*). Cela a été, entre autre, rendu possible par la faible densité du nuage de particules. 133
4.23 Illustration des deux domaines de freinage : ralentissement et accélération par le gaz en mouvement pour différentes vitesses initiales, à diamètre identique. 134
4.24 Nombre de Reynolds en fonction de la vitesse et du diamètre de la particule, pour différents gaz à la température de 30 °C. 135
4.25 Traces extraites du spectrogramme du tir *PIMM1-24*. 135
4.26 Traces extraites lors du tir *PIMM1-24*, superposées aux projections temporelles issues de l'ajustement de la loi de freinage. 137
4.27 Diagramme représentant la vitesse initiale des particules en fonction du diamètre lors du tir (*PIMM-1-24*). 138
4.28 Résultats des mesures réalisées sur le tir *PIMM-2-89*. 140
4.29 Diagramme représentant la vitesse initiale des particules en fonction du diamètre lors du tir (*PIMM-2-89*). 141
4.30 Histogramme reconstruit à partir du freinage des particules pour la poudre *Cu10*, comparé à la distribution obtenue par granulométrie. 142
4.31 Comparaison de l'histogramme construit à partir du freinage des particules et celui obtenu par granulométrie, pour la poudre *Cu3*. 142
4.32 Combinaison de l'ensemble des résultats issus de la poudre *Cu10*. 144
4.33 Combinaison de l'ensemble des résultats issus de la poudre *Au1*. Les données du fournisseur sont indiquées en haut de la figure. 145
4.34 Combinaison de l'ensemble des résultats issus de la poudre *Au4*. Les données du fournisseur sont indiquées en haut de la figure. 146
4.35 Combinaison de l'ensemble des résultats issus de la poudre *Au8*. Les données du fournisseur sont indiquées en haut de la figure. 147
4.36 Synthèse des diamètres obtenus pour chaque poudre, en fonction de la pression et de la nature du gaz. 149
4.37 Comparaisons d'histogrammes issus des tirs utilisant des particules d'or et différents gaz. 151

5.1 Schémas des expériences d'endommagement du carbone graphite sous choc laser réalisées au LULI (par Seisson 2014). 155
5.2 Oscillations de la cible vue par les sondes VH. 156
5.3 Comparaison des différentes vitesses obtenues par les 3 sondes VH lors du tir n° 1 sur une plaque d'aluminium d'épaisseur 250 µm. L'énergie est suffisamment faible (49 J) pour ne pas provoquer d'écaillage dans la plaque. 156
5.4 Mesure de la vitesse de la face avant de la cible durant les tirs 6 à 10. 157
5.5 Résultats concernant le tir n° 29, réalisé sur une feuille d'aluminium de 250 µm, avec une énergie de 249 J, sous une pression absolue de 1,63 bar d'argon. 158
5.6 Résultats concernant le tir n° 33, réalisé sur une cible de carbone de 1,00 mm, avec une énergie de $E_L = 522$ J, sous une pression absolue de 1,5 bar d'Argon. 159
5.7 Images du tir n° 11 comparées à un des spectogramme temps-vitesse du même tir. . . 161
5.8 Images du tir n° 9 comparées à un des spectogramme temps-vitesse du même tir. . . . 164
5.9 Images du tir n° 8 comparées à un des spectogramme temps-vitesse du même tir. . . . 165
5.10 Schéma de l'édifice « lanceur de particules ». 167

5.11 Photographie des « transmetteurs 2 » utilisés dans les expériences « lanceur de particules ». 167
5.12 Photographies de cibles étain et d'un transmetteur en Dénal. 168
5.13 Disposition de la caméra ultrarapide par rapport aux cibles, pour le tir 4. Les cercles représentent les lamages vus du dessus. 169
5.14 Représentation des phénomènes attendus lors d'une mesure vélocimétrique au niveau d'un lamage d'une cible (campagne « lanceur de particules »). 171
5.15 Extrait de la simulation du tir 4 réalisée avec le code de calcul *CEA Hésione*. Ce tir comporte une pièce intermédiaire nommée « transmetteur 1 bis ». 172
5.16 Vitesses de surface libre mesurées au fond des lamages sur les tirs 1, 2 et 4. 172
5.17 Vues de profil de l'édifice avec ses 8 lamages, acquises à l'aide de la caméra ultrarapide CIAS. 174
5.18 Mesure type d'un nuage de particules à l'aide de la VH lors d'une expérience « Lanceur de particules ». 175
5.19 Vitesses maximales du nuage de particules obtenues grâce à la VH en fonction du tir (1 à 4) pour chacune des voies (1 à 8). 176
5.20 Spectrogramme de la voie 3-2 et lois en vitesse extraites. 177
5.21 Vitesse des feuilles d'Asay, et comparaison avec le déplacement de la surface libre. . . 178
5.22 Synthèse des différentes mesures de pesée pour la poudre d'or *Au8*. 179
5.23 Tension et pression obtenues à l'aide des sondes piézoélectriques sur le tir n° 3. 181
5.24 Comparaison des différents objets radiométriques (pivot, nuage de particules incluant la surface libre, surface libre seule) issus des voies 2 et 3 du tir n° 1. 183
5.25 Spectrogrammes centrés sur les premiers moments de l'éjection d'étain. 184
5.26 Utilisation du code *Nuage* pour simuler le spectrogramme obtenu avec la poudre *Au8* sur la voie 2 du tir 3. 186
5.27 Utilisation du code *Nuage* pour simuler la micro-éjection de l'étain observée sur la voie 8 du tir 3. 188

A.1 Illustration d'une onde de choc dans un matériau (l'onde se déplace de gauche à droite). 194
A.2 Illustration d'une onde de choc à l'aide du modèle du chasse-neige 195
A.3 Illustration d'un train d'ondes soniques de compression à différents instants. 196
A.4 Illustration d'un train d'ondes soniques de détente à différents instants. 196
A.5 Naissance d'une onde de choc et évolution d'un faisceau de détente. 197
A.6 Illustration de la transmission d'une onde à travers une interface séparant deux matériaux différents. 199
A.7 Polaires de choc lors de la transmission d'un choc à travers une interface matérielle. . 199
A.8 Polaires de choc lors du débouché du choc à la surface libre. 200
A.9 Propagation d'une onde de choc non soutenue, représentée à différents instants. 201
A.10 Propagation d'une onde de choc non soutenue, représentation X-T. 202

B.1 Décomposition du profil de l'état de surface selon les 4 ordres. 204
B.2 Mesure de la rugosité de surface à l'aide d'un palpeur. 205
B.3 Exemple de 4 séries de données obtenues lors de la mesure de la rugosité de surface à l'aide d'un palpeur. 206

C.1 Définition des notations utilisées dans le modèle de freinage 208
C.2 Modèle de Kliachko modélisant le coefficient de trainée en fonction du nombre de Reynolds. 209

E.1 Extraction des bords du premier anneau depuis les images d'ombroscopie issues du tir n° 11. 215
E.2 Superposition des bords du premier anneau extraits des images d'ombroscopie aux instants 5, 10 et 15 µs. 216

F.1 Certificat du lot *F29W003* pour la poudre *Au1*. 219
F.2 Certificat du lot *D04T030* pour la poudre *Au4*. 220
F.3 Certificat du lot *A18S004* pour la poudre *Au8*. 220

F.4 Certificat du lot *J08T006* pour la poudre *Cu10*. 221
F.5 Certificat du lot *K25U016* pour la poudre *Cu125*. 221
F.6 Photographie au microscope des particules d'aluminium constituant la poudre appelée *Alu150*. 222

G.1 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–1. 223
G.2 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–2. 223
G.3 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–3. 224
G.4 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–4. 224
G.5 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–5. 224
G.6 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–6. 225
G.7 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–7. 225
G.8 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–8. 225
G.9 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–1. 226
G.10 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–2. 226
G.11 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–3. 227
G.12 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–4. 227
G.13 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–5. 227
G.14 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–6. 228
G.15 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–7. 228
G.16 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–8. 228
G.17 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 3–1. 229
G.18 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 3–2. 229
G.19 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 3–8. 230
G.20 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–1. 231
G.21 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–2. 231
G.22 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–3. 232
G.23 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–4. 232
G.24 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–5. 232
G.25 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–6. 233
G.26 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–7. 233
G.27 Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–8. 233

Liste des tableaux

1 Symboles et notations utilisés dans ce document. xiii
2 Constantes physiques élémentaires. xiv
3 Valeurs d'indice optique, pour la longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm, utilisées dans ce document. xiv

1.1 Récapitulatif des caractéristiques des différents types de générateur de choc. 12
1.2 Synthèse des diagnostics utilisés pour la caractérisation des nuages de particules émises sous choc. 17

2.1 Convention de la transformée de Fourier rapide. 57
2.2 Quelques correspondances entre les puissances exprimées en watts et en dBm. 62
2.3 Quelques valeurs caractéristiques de différentes fenêtres. 63
2.4 Niveaux de bruit de quantification associés à l'oscilloscope *Agilent*, pour différents calibres. 75
2.5 Description des données utilisées pour la calibration unitaire. 75
2.6 Résultats des mesures par calibration unitaire. 76
2.7 Quelques sondes collimatées utilisées pour la VH. 80

3.1 Approximations de la diffusion, d'après Kokhanovsky et Zege (1997). 87
3.2 Paramètres utilisés pour l'ajustement des lois log-normales. 101
3.3 Durées typiques de l'impulsion, du pas de temps et du nombre de pas de temps nécessaires pour discrétiser l'impulsion. 110

4.1 Paramètres utilisés lors du dépouillement des tirs issus de l'expérience *PIMM-1*. 136
4.2 Détails des résultats numériques obtenus à partir du tir *PIMM1-24* utilisant la poudre *Cu10*. 137
4.3 Paramètres utilisés lors du dépouillement du tir issu de l'expérience *PIMM-2-89*. . . . 139
4.4 Viscosités utilisées pour le modèle de freinage. 143
4.5 Comparaison entre les données issues des histogrammes obtenus avec l'or et les valeurs connues. 150

5.1 Comparaison des grandeurs mises en jeu par les différentes expériences. 153
5.2 Détail des calculs effectués pour l'estimation de la vitesse à partir de l'image d'ombroscopie n° 11. 160
5.3 Synthèse de la campagne « lanceur de particules ». 170
5.4 Masse surfacique associée aux différents évènements, dont la position est déterminée par l'intégration de la vitesse mesurée par la VH. 180
5.5 Niveaux de puissance des différents objets pour les voies 2 et 3 du tir n° 1. 183

A.1 Quelques valeurs caractéristiques des matériaux issus de l'ouvrage (Thouvenin, 1997, p. 43). 198

B.1 Récapitulatif des différents paramètres caractérisant une rugosité de surface. 207

E.1 Interprétation des images d'ombroscopie issues du tir n° 11. 216
E.2 Paramètres dynamiques du premier anneau du tir n° 11. 216

F.1 Synthèse des données caractéristiques des particules calibrées. 218

Symboles, constantes et valeurs physiques de référence

Cette annexe regroupe les différentes constantes physiques présentes dans ce document et sur lesquelles le lecteur peut se reporter.

Symboles mathématiques utilisés dans ce document

Symbole	Description
$B^{\mathbb{R}}$	Amplitude réelle de l'induction magnétique
$\vec{B}^{\mathbb{R}}$	Vecteur d'amplitude réelle de l'induction magnétique
$B_{\text{dét}}$	Bruit détecteur
B_{eo}	Bruit équivalent objet
B_{φ}	Niveau de bruit moyen sur le spectrogramme
c	Vitesse du son
c	Vitesse de la lumière dans le milieu, $c = \frac{\mathrm{c_0}}{\mathrm{n}}$
c_0	Vitesse de la lumière dans le vide
D	Vitesse du front de choc
$\mathrm{d}t$	Élement différentiel associé à t
δ_i^j	Symbole de Kronecker $\left(\delta_i^j = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}\right)$
$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t}$	Dérivée de l'expression f par rapport à la variable t
$\frac{\partial f}{\partial t}$	Dérivée partielle de l'expression f par rapport à la variable t
e	Charge électrique élémentaire
E	Amplitude complexe du champ électrique
$E^{\mathbb{R}}$	Amplitude réelle du champ électrique
$\mathcal{E}$	Éclairement
$\mathcal{E}_{\text{inc}}$	Éclairement incident
$\mathtt{E}$	Champ électrique scalaire
$\vec{\mathtt{E}}$	Champ électrique vectoriel
$\vec{E}$	Vecteur d'amplitude complexe du champ électrique
$\vec{E}^{\mathbb{R}}$	Vecteur d'amplitude réelle du champ magnétique
E_{L}	Énergie lumineuse associée au générateur de choc laser
$\mathcal{E}_{\mathrm{L}}$	Éclairement associé au générateur de choc laser
η_0^-	Amplitude de la perturbation initiale
f_{BP}	Largeur de bande-passante
$f_{\text{éch}}$	Fréquence d'échantillonnage

f_{e}	Fréquence enregistrée
$f_{\mathbf{P}}$	Fréquence du pivot (*baseline*).
$f_{\mathcal{V}}$	Fraction volumique
G_{c}	Gain cohérent
$\hat{G}_{\mathrm{c}}$	Gain cohérent normalisé
G_{i}	Gain incohérent
$\hat{G}_{\mathrm{i}}$	Gain incohérent normalisé
G_{P}	Gain de traitement
$\hat{G}_{\mathrm{P}}$	Gain de traitement normalisé
$H^{\mathbb{R}}$	Amplitude réelle du champ magnétique
$\vec{H}^{\mathbb{R}}$	Vecteur d'amplitude réelle du champ magnétique
k_{B}	Constante de Boltzmann
k	Vecteur d'onde (électromagnétique ou matériel), $k = \frac{2\pi}{\lambda}$
$k_{\mathbf{P}}$	Vecteur d'onde associé au pivot
$\mathcal{K}_{\mathrm{sonde}}$	Coefficient de couplage de la sonde (hypothèse orthotrope)
ℓ_{ana}	Longueur d'analyse
ℓ_{ext}	Longueur d'extinction
ℓ_{tr}	Longueur efficace de transport (*radiative pressure*)
$\mathcal{L}$	Luminance
λ	Longueur d'onde (électromagnétique ou matérielle)
$m_{\mathcal{S}}$	Masse surfacique
$m_{\mathcal{V}}$	Densité du nuage de particules
$\tilde{\mathrm{m}}$	Indice optique relatif
$n_{\mathcal{S}}$	Nombre surfacique de particules
$n_{\mathcal{V}}$	Nombre volumique de particules
n	Indice optique réel
$\tilde{\mathrm{n}}$	Indice optique complexe
$\mathrm{n}_{\mathrm{milieu}}$	Indice optique (réel) du milieu hote
n'	Partie réelle de l'indice optique
n''	Partie imaginaire de l'indice optique
$\mathrm{ON}_{\mathrm{eff}}$	Ouverture numérique effective
$\Omega_{\mathrm{dét.}}$	Angle solide d'ouverture du détecteur
$\omega_{\mathbf{P}}$	Pulsation associée au pivot
p	Pression
p_x	Densité de probabilité associée à x
P_{lim}	Limite de détectivité pour le système VH
$P_{\mathrm{reçue}}$	Puissance reçue
ρ	Masse volumique
ϱ	Albédo
ϱ_{app}	Albédo apparent
ϱ_{eq}	Albédo équivalent
R	Constante des gaz parfaits
Q_x	Coefficient d'efficacité
Q_{abs}	Efficacité d'absorption
Q_{bs}	Efficacité de rétrodiffusion

Q_{ext}	Efficacité d'extinction
Q_{tr}	Efficacité de transport (*radiative pressure*)
Q_{sca}	Efficacité de rétrodiffusion
$\mathrm{R_a}, \mathrm{R_z}, \mathrm{R_q} \ldots$	Caractéristiques de la rugosité de surface (voir annexe B page 204
$\mathcal{R}_{\mathrm{e}}$	Réponse opto-électronique
$\mathcal{R}_{\mathrm{sys}}$	Réponse du système VH
S_{φ}	Seuil sur le spectrogramme (95 %)
$S_{\varphi}^{\mathrm{aff.}}$	Seuil d'affichage sur le spectrogramme (99,3 %)
$\mathcal{S}$	Surface
$\mathcal{S}$	Section droite
σ_{abs}	Section efficace d'absorption
σ_{bs}	Section efficace de rétrodiffusion
σ_x	Section efficace
σ_{ext}	Section efficace d'extinction
σ_{tr}	Section efficace de transport (*radiative pressure*)
σ_{sca}	Section efficace de rétrodiffusion
T	Largeur de la fenêtre d'analyse
T	Température
t	Temps
d_{tf}	Tache focale associée au générateur de choc laser
τ_{L}	Durée de l'impulsion du générateur de choc laser
θ	Angle caractéristique du défaut
U_{e}	Tension enregistrée
u	Vitesse matérielle
$V_{\mathbf{P}}$	Vitesse du pivot (*baseline*)
$\mathcal{V}$	Volume
V_{SL}	Vitesse de surface libre
x	Paramètre de taille (chapitre 3)
W, W^N	Fenêtres d'analyse continue et discrete (à N points)
Z_{p}	Coefficient associé au Zero-padding sec. 2.2.2

Tableau 1 – Symboles et notations utilisés dans ce document.

Constantes physiques élémentaires

	Description	Valeur	Unité
c_0	Vitesse de la lumière dans le vide	$2{,}9979246 \cdot 10^{8}$	$\mathrm{m.s^{-1}}$
ε_0	Permitivité du vide	$8{,}8541878 \cdot 10^{-12}$	$\mathrm{F.m^{-1}}$
e	Charge élémentaire	$1{,}6021765 \cdot 10^{-19}$	C
h	Constante de Planck	$6{,}6260693 \cdot 10^{-34}$	J.s
k_B	Constante de Boltzmann	$1{,}38065 \cdot 10^{-23}$	$\mathrm{J.K^{-1}}$
μ_0	Perméabilité du vide	$1{,}2566371 \cdot 10^{-6}$	$\mathrm{H.m^{-1}}$
R	Constante des gaz parfaits	8,314462	$\mathrm{J.mol^{-1}.K^{-1}}$

Tableau 2 – Constantes physiques élémentaires.

Indices de réfraction

	Source	n	k
Cuivre	Palik (1985, p. 285)	0,61	8,26
Étain	Palik (1988, p. 268)	3,31	8,67
Or	Palik (1985, p. 294)	0,55	11,5
Or (autre valeur)	Palik (1985, p. 294)	0,56	9,81
Aluminium	Palik (1985, p. 400)	1,44	16
Aluminium (autre valeur)	Palik (1985, p. 400)	1,5	15,5

Tableau 3 – Valeurs d'indice optique, pour la longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm, utilisées dans ce document.

Glossaire

ablation L'ablation est l'érosion, par le freinage, de la partie périphérique des particules.. 11

BRDF *Bidirectional Reflectance Distribution Function.* 81

CEA Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives. 2, 11, 13, 19, 26, 29, 30, 41, 44, 191

CMLA Le Centre de Mathématiques et de Leurs Applications est une unité mixte de recherche située à l'École Normale Supérieure (ENS) de Cachan.. 11

critère de NYQUIST Pour obtenir un signal bien échantillonné au sens de NYQUIST (ou de SHANNON), la fréquence de la bande-passante du système (ou du signal utile) doit être inférieure à la moitié de la fréquence d'échantillonnage, soit $f_{\mathrm{BP}} \leq f_{\text{éch}}/2$. . 67

dBm Unité de mesure de flux optique (équation 2.50 page 61).. 61, 178

DSP Densité Spectrale de Puissance. 58

ESTHER ESTHER est un code hydrodynamique 1D développé par le CEA pour la simulation de l'interaction laser, matière et plasma (COMBIS et VIDEAU, 2014).. 13, 29, 125

FDTD *Finite Difference Time Domain.* 85, 111, 112, 190, 191

FFT *Fast Fourier Transform*, (Transformée de Fourier Rapide), méthode de calcul de la transformée de Fourier discrète dont la complexité est en $O(N \ln N)$ dans le meilleur des cas, où N est le nombre de points.. xv, 58, 67

fraction volumique La fraction volumique est le rapport entre le volume total des particules et le volume total du nuage qui les contient.. 11, 12, 87

GOP Générateur d'Onde Plane (explosif). 15, 166, 168

Hugoniot Également appelée adiabatique dynamique, elle désigne l'équation d'état sous choc (voir A.1.3).. 6

IDL Interférométrie Doppler Laser. 24, 25, 27, 41–44

Institut P' L'Institut P' est une unité propre de recherche du CNRS (UPR 3346) située à Poitiers et, notamment, sur le site du Futuroscope localisé à Chasseneuil-du-Poitou.. 29, 191

lambertien Une surface lambertienne ou orthotrope est une surface dont la luminance ne dépend pas de l'angle d'observation. Cette hypothèse très forte est souvent considérée dans les études de radiométrie, car réaliste et simplificatrice.. 81, 93, 99, 111, 189

LANL *Los Alamos National Laboratory*, Nouveau-Mexique, EU. 19, 27, 28, 32, 34, 111

LLNL *Lawrence Livemore National Laboratory*, Nouveau-Mexique, EU. 1, 8, 9

loi de Gladstone-Dale La loi de GLADSTONE-DALE stipule que $n-1$ évolue linéairement avec la masse volumique (et avec la pression, pour un gaz parfait); autrement dit, les grandeurs d'un état 1 comprimé en un état 2 sont reliées par $\frac{\mathrm{n}_2-1}{\mathrm{n}_1-1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_2}{p_1}$ (à température constante).. 87

LULI Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. 153, 154

PIMM Le laboratoire *PIMM* (Procédés en Ingénierie Mécanique-Matériaux) est une unité mixte du *CNRS*, des *Arts et Métiers ParisTech* et du *Conservatoire des Arts et Métiers*; elle est située à Paris dans le 13e arrondissement.. 115, 119, 191

pivot Dans le cadre de la VH, le « pivot » (*baseline* en anglais) désigne le décalage en fréquence entre les deux lasers (source et référence) du système. Par extension, il dénomme la trace sur le spectrogramme causée par les retours statiques sur la ligne de mesure.. xii, xiii, 47, 48, 54–56, 73, 79, 125, 127, 182

RSB Rapport Signal à Bruit, en anglais *Signal Noise Ratio – SNR*. 58, 67

RXM Rayons X Mous (*soft X-ray*). 17–19, 26–28, 192

SNL *Sandia National Laboratory*, Nouveau-Mexique, EU. 26

tache focale Dans le domaine des chocs produits par laser, la tache focale désigne la surface éclairée par le laser de puissance.. 12

TFCT Transformée de Fourier Court-Terme (*Short-Time Fourier Transform – STFT*). 25, 41, 46, 55, 56, 66, 172, 182, 187, 190

VH Vélocimétrie Hétérodyne (*Photonic Doppler Velocimetry – PDV*). iv, x, xvi, 2, 3, 6, 8, 12, 24, 29, 34, 35, 37, 41, 45, 52, 56, 58, 63, 80, 83–85, 112, 114, 125, 127, 130, 152–154, 158, 166, 168, 177, 178, 180, 182, 183, 190

VISAR *Velocity Interferometer System for Any Reflector*. 5, 7, 8, 24, 25, 41–44

VSL Vitesse de Surface Libre. 125, 173, 182

Introduction générale

Les installations laser de fortes puissances (NIF [(a)], LMJ [(b)], Orion [(c)], Omega [(d)], ...) sont destinées à mettre en condition thermodynamique un combustible sous forme de gaz cryogénique contenu dans un microballon. Lors de la compression de ce dernier, les produits de l'endommagement sont éjectés et projetés en vol balistique [(e)] sur la chambre expérimentale, détériorant les optiques de très haute qualité ainsi que les diagnostics : on parle alors de « particules contaminantes » (Andrew et Wallace, 2010 ; Stolken, 2013). En effet, un objet métallique soumis à un choc de plus d'une dizaine de gigapascals (GPa) peut subir de nombreux mécanismes de détérioration.

Les études élémentaires, conduisant à l'endommagement d'une plaque métallique par un choc, permettent d'observer et de comprendre ces mécanismes. La caractérisation expérimentale est toutefois très difficile. En effet, les vitesses mises en jeu sont de l'ordre du kilomètre par seconde. Lors du débouché du choc en face arrière de la plaque, l'état de surface de cette dernière va se dégrader, voire se fragmenter, en de multiples morceaux ou en de fines particules, animés de vitesses jusqu'à trois plus élevées que celle de la face arrière, constituant des nuages.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne la caractérisation de ces nuages en vol. Les phénomènes physiques associés sont difficilement observables : des vitesses de quelques kilomètres par seconde, des diamètres inférieurs à une dizaine de micromètres, et une répartition spatiale mal connue (figure 1). Nous nous sommes également interessés aux nuages de particules produits par le *micro-jetting* (en français : micro-éjection), c'est-à-dire à la génération, lors du débouché d'une onde de choc, de particules associées aux défauts d'usinage ou de surface.

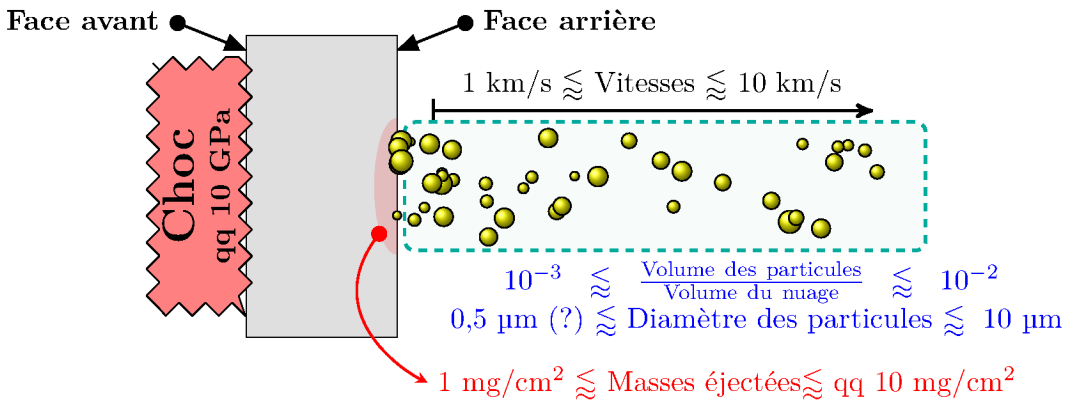


Figure 1 – Schéma de l'éjection, et ordres de grandeur des différents éléments.

Enfin nous avons choisi l'étain comme principal matériau à étudier. Il a une grande capacité à produire de la micro-éjection à «basse pression» (à partir d'une dizaine de gigapascals) et de nombreuses publications lui sont associées.

(a). *National Ignition Facility*, installation Laser, d'énergie 1,9 MJ, située sur le site du LLNL.
(b). Le Laser Méga Joule, capable de délivrer des énergies d'environ 1 MJ, est situé sur le centre du CEA/CESTA.
(c). Installation laser, de 5 kJ, située au Royaume-Uni.
(d). Installation laser, de 40 kJ, situé à l'université de Rochester, état de New-York.
(e). Les fragments ou les particules ont des vitesses supérieures au kilomètre par seconde, et les expériences laser sont réalisées dans le vide : les produits de l'endommagement sont donc en vol balistique et ne sont arrêtés que par des obstacles physiques.

Parallèlement aux études effectuées en dynamique moléculaire et en micro-hydrodynamique (qui seront présentées dans le chapitre 1), une approche expérimentale reste pertinente. L'objectif est de déterminer les grandeurs suivantes :

— la masse totale éjectée,
— la vitesse des particules,
— la taille des particules.

Le récent développement de la Vélocimétrie Hétérodyne (VH) a ouvert une nouvelle possibilité pour caractériser ces nuages de particules. La première mesure de micro-éjection obtenue avec ce diagnostic a été publiée en 2009 (f) par le CEA (g). Toutefois, la complexité des signaux enregistrés et les outils disponibles pour leur analyse ne permettaient pas d'interpréter ces données et de les relier aux grandeurs caractéristiques du nuage.

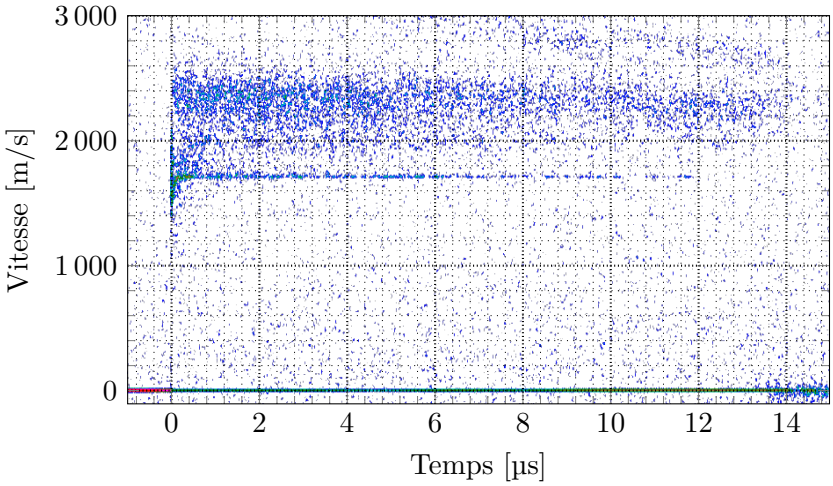


FIGURE 2 – Première mesure de micro-éjection de l'étain par choc lanceur (section 1.2.2) utilisant la Vélocimétrie Hétérodyne. Après analyse, les vitesses des particules sont comprises entre 1,8 et 2,5 km/s. La vitesse de surface libre est de 1,7 km/s.

L'objectif de ce travail de thèse est de qualifier le potentiel apport de la vélocimétrie hétérodyne aux études de micro-éjection. Cela nécessite une connaissance du(des) phénomène(s) observable(s), la compréhension du diagnostic pour en percevoir les possibilités et les limites, ainsi que des essais à plusieurs échelles se rapprochant progressivement du domaine étudié.

Le travail présenté dans ce document est structuré comme suit.

Dans le premier chapitre nous aborderons les phénomènes physiques entrant dans la formation de la micro-éjection, sans oublier les phénomènes analogues (telle que l'éjection) ou connexes (écaillage, micro-écaillage) pouvant apparaitre en même temps. Nous présenterons les différents générateurs de choc utilisables ainsi que les diagnostics existants pour de telles études. Enfin, un état de l'art des expérimentations publiées jusqu'à aujourd'hui et des différentes modélisations, permettra de justifier l'approche expérimentale pour laquelle la vélocimétrie hétérodyne représente une nouvelle source d'information sur le phénomène.

Dans un deuxième chapitre, nous détaillerons l'application de la VH aux nuages. Ce diagnostic, dont les principes physiques sont connus depuis plusieurs décennies et appliqués notamment dans le domaine des micro-ondes, a pu être réalisé à 1,55 µm (proche infrarouge) grâce aux avancées technologiques des télécommunications. Nous détaillerons les principes physiques et la méthode de dépouillement associée à ce diagnostic. Afin d'évaluer le niveau de flux retour d'un objet, apparaissant sur le spectrogramme, une approche originale, appelée « radiométrie », sera proposée. Ce développement nous est nécessaire pour qualifier les limites de sensibilité du système.

Dans un troisième chapitre, nous aborderons l'interaction d'une onde électromagnétique issue de la vélocimétrie hétérodyne avec un nuage de particules. Des modèles simples permettant d'estimer

(f). MERCIER, BENIER, FRUGIER, CONTENCIN, VEAUX, LAURIOT-BASSEUIL et DEBRUYNE (2009a).
(g). Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives

le flux rétrodiffusé par une particule sphérique ou un nuage de ces particules. Grâce aux limites du système que nous aurons explicitées, un seuil de détectivité en termes de diamètre de particules sera proposé. Des simulations de signaux VH d'un nuage inhomogène ont été réalisées, grâce à une approche macroscopique, à l'aide du code *Nuage* développé au cours de ce travail. Des perspectives concernant des études futures seront présentées. Elles découlent de la possibilité croissante de réaliser des calculs électromagnétiques microscopiques, c'est-à-dire à l'échelle de la particule. Leur faisabilité a été démontrée en utilisant le programme *openEMS*.

Dans un quatrième chapitre, nous détaillerons des expériences élémentaires où les particules calibrées sont accélérées par un faisceau laser intense, et ce, dans différentes conditions. Ces expériences ont pour but de démontrer la grande sensibilité du diagnostic VH puisque nous avons pu retrouver la taille des particules calibrées. L'utilisation des chocs laser facilite la mise en place de l'expérience (rapidité et répétabilité) et permet de s'approprier, plus efficacement, le diagnostic ; les chocs produits lors de ces expériences sont cependant moins intenses que ceux utilisés dans les chocs induits par explosifs.

Dans un cinquième et dernier chapitre, nous présenterons deux campagnes expérimentales impliquant des chocs de plusieurs dizaines de gigapascals, régime recherché durant nos expériences. Une première série d'expériences a concerné l'étude de la fragmentation dynamique du carbone graphite et l'analyse croisée des données issues de l'imagerie et de la VH. Une seconde série a combiné l'utilisation de particules calibrées avec des générateurs de chocs pyrotechniques. Des confrontations avec les résultats issus d'un programme de prévision de mesures radiométriques VH sont exposées.

Conventions utilisées dans ce document

Les références bibliographiques sont triées par nom du premier auteur (ou des deux uniques auteurs), puis par année. Si plusieurs références ne peuvent être différenciées par ces informations, une lettre (*a, b, ...*) en suffixe lèvera l'ambiguïté.

Les termes nouvellement définis sont soulignés. Les termes anglais sont en *oblique inverse* par rapport au texte.

Un résumé conclura chaque chapitre.

Chapitre 1

Introduction au problème physique de la micro-éjection — état de l'art

Ce chapitre introductif présente une description synthétique des mécanismes d'endommagement par choc produisant des nuages de particules. Aussi, il s'intéresse à :

— la description générale des phénomènes d'endommagement de matériaux par choc produisant des particules (écaillage, micro-écaillage, éjection, micro-éjection),
— un tour d'horizon des générateurs de chocs qui peuvent être utilisés pour produire des nuages de particules en laboratoire,
— un résumé des différents diagnostics associés à ce type d'études,
— un état de l'art sur la micro-éjection, principalement dans le cas de l'étain.

1.1 Phénomènes physiques mis en jeu et problématiques induites

Lors d'expériences de physique de choc monodimensionnel, quatre phénomènes associés à la matière en amont de la surface libre (dans l'ordre antichronologique) peuvent se produire :

— la micro-éjection,
— le micro-écaillage,
— l'écaillage,
— la fragmentation.

Ces phénomènes produisent des quantités de matière éjectée de plus en plus importantes. Nous nous intéressons au premier mécanisme (la micro-éjection), le plus faible et le plus bref.

Nous allons décrire, dans cette première partie, ces différents phénomènes. Ce document se focalise sur l'étain, qui a fait l'objet de nombreuses publications dans le cadre de l'endommagement. En effet, il possède un point de fusion bas (23 ± 1 GPa en détente, d'après Mabire et Hereil 2000) ; la micro-éjection est exacerbée lorsque le matériau est en phase liquide. L'annexe A de la thèse de Signor (2008, p. 145–149) propose une description précise de l'équation d'état de l'étain, pour ses différentes phases.

1.1.1 Physique des chocs

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser aux mécanismes d'endommagement, le micro-écaillage et la micro-éjection. Ces deux phénomènes sont responsables de la production de particules. Les éléments de base sur la propagation des ondes de choc dans les matériaux, qui peuvent être nécessaires pour la compréhension de cette étude, sont rappelés dans l'annexe A page 194.

1.1.2 Écaillage, micro-écaillage, éjection et micro-éjection : différents mécanismes de fragmentation

Un matériau supposé homogène (appelé ci-après *cible*) subit une agression en face avant (telle qu'un impact) conduisant à la formation d'une onde de choc que l'on suppose monodimensionnelle.

Lors du débouché de choc et peu après celui-ci, différents mécanismes peuvent produire des fragments ou des particules issus du matériau, liés :

— aux propriétés du matériau (l'écaillage et le micro-écaillage),

— à l'usinage de la face arrière qui est le lieu du débouché du choc (éjection et micro-éjection).

Selon la puissance et la durée du choc appliqué, ces processus d'endommagement sont plus ou moins importants. Il existe différents générateurs de chocs utilisables dans un cadre expérimental ; ils seront détaillés dans la section 1.2.

Écaillage

L'écaillage est la rupture dynamique d'une « couche » du matériau. Elle est la résultante d'un choc non soutenu (un choc suivi d'une détente). Son processus est décrit sur le diagramme espace-temps en contrainte de la figure 1.1.

Lorsque le choc débouche en face arrière, la surface libre accélère brutalement et un faisceau de détentes contra-propagatif se propage depuis la face arrière. Lors de la rencontre de ce faisceau de détentes avec le faisceau incident, une traction apparait sur le lieu de superposition des faisceaux. Si elle est suffisamment forte vis-à-vis de la résistance du matériau, ce dernier finit par rompre.

Une première approche, pour modéliser ce que l'on appelle communément l'écaillage, est d'utiliser un seuil de contrainte appelé seuil d'écaillage σ_R. Lorsque les tractions induisent une pression inférieure à $(-\sigma_R)$, alors une fissure se forme. Ce critère de rupture est nommé *cut-off*.

La formation de cette fissure provoque la naissance de deux ondes de compression se propageant dans des directions opposées. L'onde propagative accélère l'écaille (qui se détache alors de la cible), débouche ensuite en face avant et provoque une réaccélération de la surface libre (à l'instant t_2).

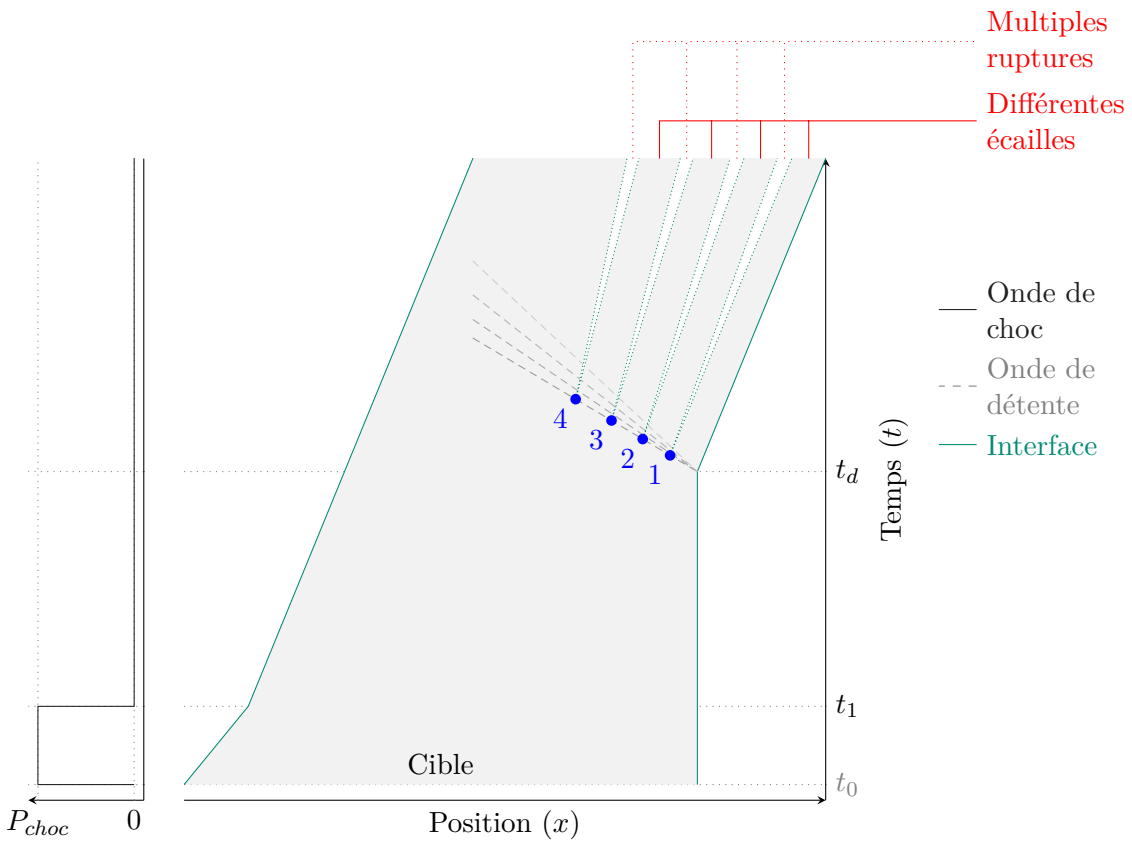


FIGURE 1.1 – Écaillage modélisé dans un diagramme X-T.

La mesure de vitesse de la face arrière peut ainsi renseigner sur les caractéristiques du mécanisme d'écaillage. Cette mesure peut être réalisée par vélocimétrie interférentielle (par exemple, VISAR [a] ou

(a). *Velocity Interferometer System for Any Reflector*

VH, qui seront présentés au chapitre 2). Cette mesure de vitesse, telle que symbolisée par la figure 1.2, permet d'estimer les informations suivantes :

— la contrainte de rupture seuil grâce au saut de vitesse ΔV_{SL} nommée *pullback* en anglais. L'équation basée sur l'approximation acoustique donne une estimation de la pression seuil d'écaillage (Antoun et collab., 2002) :

$$\sigma_R = \frac{1}{2}\rho_0 c \Delta V_{\mathrm{SL}} \tag{1.1}$$

— l'épaisseur de l'écaille en considérant le temps d'aller-retour des ondes à travers cette dernière :

$$e = c_0\,\Delta t \tag{1.2}$$

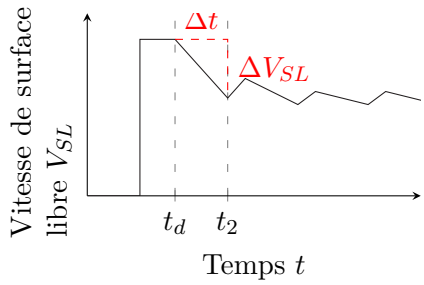


Figure 1.2 – Vitesse de surface libre résultante d'un écaillage.

Notons que le phénomène d'écaillage ne peut apparaitre que si deux conditions sont réunies :

1. Les pressions mises en jeu au moment du croisement des détentes doivent être suffisamment importantes (de l'ordre de 10 GPa pour les métaux). Cela implique que la cible ne doit pas être trop épaisse pour que les détentes provenant d'un choc de durée finie ne provoquent pas l'affaissement du saut de pression (ce qui dépend bien sûr de la durée de maintien du choc).
2. À l'inverse, la durée du saut doit être suffisamment courte pour que les détentes provenant de la face avant puissent rencontrer les détentes de la face arrière. Ainsi la durée du choc doit être approximativement inférieure à $\frac{e}{c_0}$.

Il existe beaucoup d'autres modèles prenant en compte la rupture **cumulative** (par exemple Tuler et Butcher 1968) et l'endommagement **actif** (Kanel et Fortov, 1987). Ces deux modèles sont présentés dans la thèse de Tollier (1996).

Par la suite, l'onde contra-propagative réfléchie en face arrière continue de traverser le faisceau de détentes incident, si bien que l'on peut de nouveau atteindre le seuil d'écaillage : une nouvelle écaille peut alors se détacher de la cible (figure 1.3). Ce phénomène peut se répéter tant que le faisceau de détentes impose une traction suffisante. Le nombre maximal d'écailles est alors prévisible ; il est égal à $\frac{p_{choc}}{\sigma_R}$. On parle alors d'écaillage multiple, présenté pour la première fois par Rinehart (1952).

Micro-écaillage

Imaginons à présent que la pression seuil d'écaillage σ_R tende vers 0, le nombre d'écailles devrait alors tendre vers l'infini et leur épaisseur vers 0. Par exemple, un faible seuil en contrainte d'écaillage peut être atteint dans le cas des liquides qui possèdent une résistance à la traction nettement plus faible que les solides.

Le cas des liquides est pertinent pour l'application aux métaux (solides), puisque sous les conditions extrêmes accessibles par la physique expérimentale des chocs, la cible peut devenir liquide, soit en compression à cause de la température élevée induite par la forte pression (50 GPa pour l'étain, voire plusieurs centaines de gigapascals pour d'autres matériaux), soit en détente. En effet, cette dernière suit une courbe isentropique légèrement différente de l'Hugoniot qui peut traverser une courbe de fusion. Ainsi, pour la compréhension des phénomènes, la connaissance de l'équation d'état est importante.

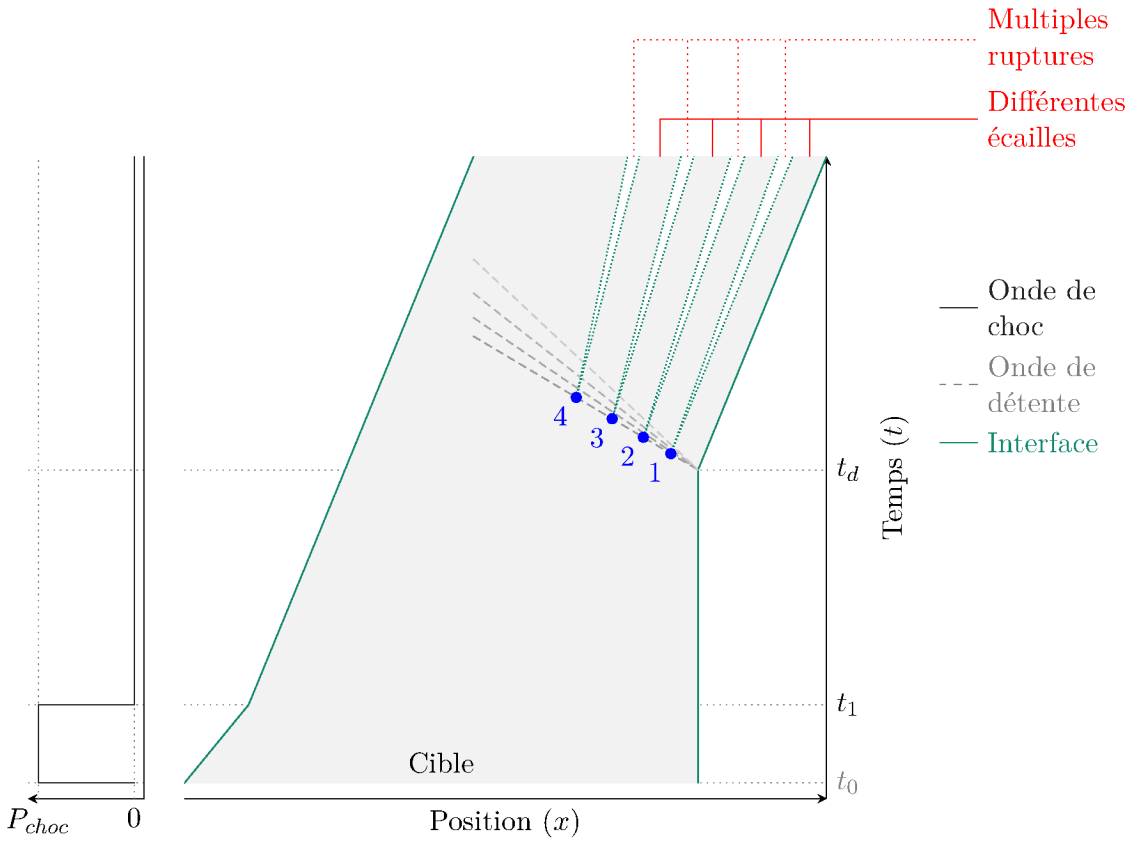


FIGURE 1.3 – Écaillage multiple modélisé dans un diagramme X-T.

Pour ces situations, la taille typique des fragments peut atteindre l'échelle des mécanismes d'endommagement (autrement dit, la forme des ondes dans le matériau). Cette ruine de la cible ne se comporte plus selon des plans parallèles, mais en tout lieu de la cible où la traction est suffisante. Le matériau endommagé se décompose en fines gouttelettes. Ce nuage de particules peut s'étendre si aucun phénomène ne gêne sa course (ce qui est vrai pour toutes les expériences réalisées dans le vide). Le préfixe *micro* se rapporte davantage au mécanisme plutôt qu'à la taille même des gouttelettes. Généralement, ce phénomène se limite à une profondeur finie caractérisée par le lieu de passage en fusion du matériau.

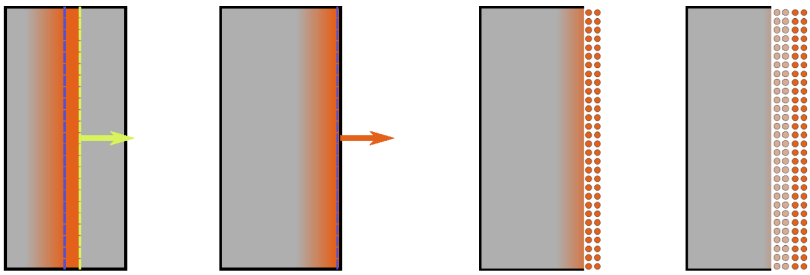


FIGURE 1.4 – Illustration du micro-écaillage.

Ce mécanisme a été introduit pour la première fois par ANDRIOT et collab. (1984).

Par la suite, GRADY (1988) s'est intéressé à la modélisation de la fragmentation des matériaux dans le cadre du micro écaillage. Sur ce sujet, les travaux de thèse de SIGNOR (2008) et de LOISON (2012) confrontent des simulations du processus du micro-écaillage à des expériences, et aboutissent à une modélisation de la taille des particules. Les articles de DE RESSÉGUIER et collab. (2010a, b) illustrant les campagnes expérimentales de micro-écaillage par choc laser, dans lesquelles une caractérisation postmortem et des mesures de vitesse par VISAR furent associées, montrant les limites de la technique.

En effet, le VISAR est incapable de mesurer de multiples vitesses simultanément, ce qui n'est pas le cas de la VH. Cette dernière technique est donc prévilégiée sur les expériences conduisant à la production de particules possèdant des vitesses différentes. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre 2.

Éjection

Avant d'évoquer les principes de la micro-éjection, nous allons aborder dans un premier temps ceux de l'éjection — ou plus précisément le principe des charges creuses.

D'après les auteurs du premier article abordant le sujet (Birkhoff et collab., 1948), le concept de la charge creuse était connu des mineurs depuis la fin du XVIIIe siècle ; son implémentation militaire n'aurait été mise en œuvre que durant la Deuxième Guerre mondiale. Son intérêt est d'augmenter le pouvoir pénétrant des armes explosives (telles que les missiles) face à des structures (béton, blindage, ...).

Le principe est le suivant : pincer à très haute vitesse deux plaques métalliques formant un triangle ou pincer l'extrémité d'un cône le plus souvent à l'aide d'explosifs. Il en résulte un fin jet de matière, naissant au niveau du pli, dont la tête peut atteindre plusieurs fois la vitesse de la matière en dehors du jet « simplement » poussée par l'explosif (cette zone est appelée *liner*) ; un exemple réalisé au LLNL [(b)] dans le cadre d'un cône métallique est présenté par la figure 1.6. Ce flux de matière à haute pression et à très haute vitesse est très agressif.

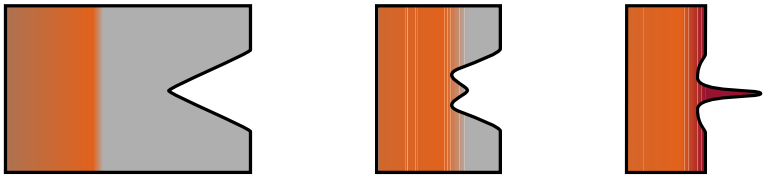


Figure 1.5 – Principe de la charge creuse.

Plusieurs études théoriques et expérimentales ont été réalisées, notamment (Birkhoff et collab., 1948 ; Eichelberger, 1955 ; Eichelberger et Pugh, 1952 ; Pugh et collab., 1952). Notons, également, les travaux de modélisation de (Walsh et collab., 1953) définissant une condition limite pour la formation d'un jet.

Enfin, citons l'article très récent de Zellner et Vunn (2013) appliquant la mesure de vitesse par VH (voir chapitre 2) à une charge creuse où le jet atteint des vitesses voisines de 9 km/s.

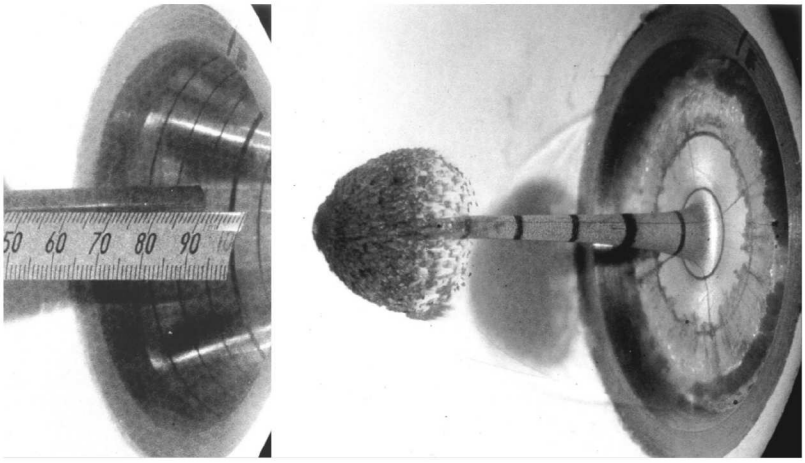
Micro-éjection

La micro-éjection est liée aux imperfections de surface qui peuvent être :

1. Soit des défauts répartis aléatoirement sur la surface tels que des imperfections d'usinage, des rainures, des impacts... Ces défauts sont de formes et de tailles très différentes.
2. Soit des formes engendrées par la fabrication et l'usinage de la surface, par exemple les outils de fraisage qui attaquent le matériau en rotation. Ces outils arrachent la matière par couche et tronçon, formant ainsi des stries dont les caractéristiques dépendent principalement de l'outil, mais aussi de la matière. En effet, en fonction de la dureté du matériau, ce dernier ne réagira pas de la même façon. Il est donc difficile d'obtenir mécaniquement des pièces avec des états de surface comparables et fabriquées à partir de matériaux différents.

   À partir d'un disque usiné, il est possible d'extraire des éléments relativement contrôlés qui constitueront les futures cibles. Si la cible est découpée loin du centre de la pièce, alors les rainures sont considérées comme parallèles (figure 1.7) ; on définit également leur profondeur h et leur pas λ.

(b). *Lawrence Livemore National Laboratory*



(a) Statique (b) Dynamique

FIGURE 1.6 – Photographie d'une charge creuse en cours de fonctionnement (réalisée au LLNL). Les marques concentriques à gauche sont réalisées au crayon et sont toujours présentes dans le jet en mouvement : elles montrent le déplacement cohérent de matière sous choc.

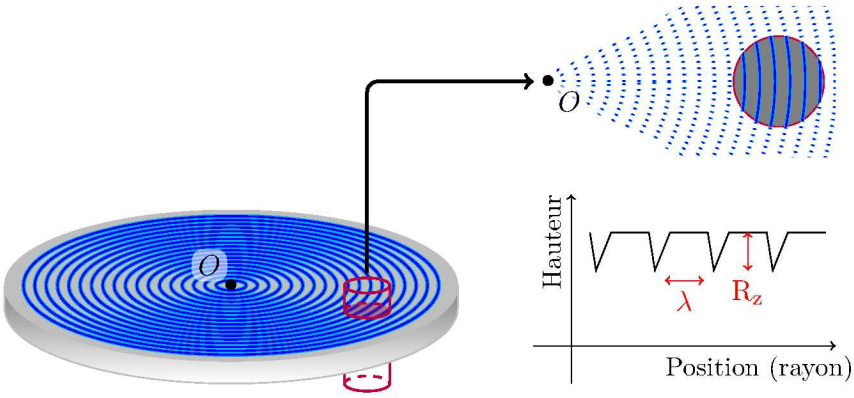


FIGURE 1.7 – Exemple de microrainures issues de l'usinage de la surface d'un disque, et extraction d'une cible à partir de la zone « périphérique ».

Ces microdéfauts (comme ceux illustrés par la figure 1.7) se comportent comme des microcharges creuses à l'échelle du micromètre. L'arrivée de l'onde de choc sur ces défauts entraine la formation d'un microjet de matière au niveau de chaque strie qui finit par se déstructurer et former un nuage de gouttelettes à hautes vitesses (figure 1.8). Les vitesses obtenues sont de l'ordre du kilomètre par seconde et la taille des particules supposée être inférieure à une dizaine de micromètres. Une loi empirique prédit que la masse éjectée par micro-écaillage est dix fois plus importante que celle éjectée par la micro-éjection (CHEN et collab., 2012).

La caractérisation de ces nuages de particules est à terme l'objectif de cette thèse.

Les formes couramment étudiées dans le cadre de la micro-éjection sont triangulaires, triangulaires à fond plat et cylindriques (figure 1.9). Elles sont souvent développées en motif périodique pour les études expérimentales ou numériques. Des microcharges creuses coniques ont également été étudiées par le passé.

Une revue des travaux réalisés depuis les années 1970 est détaillée à la section 1.4.

1.1.3 Fragmentation

La fragmentation, correspondant à la pulvérisation de la cible, est un phénomène susceptible de produire des particules. Dans ce cas, les particules sont généralement plus « grosses » (environ 10 à 500 µm) que celles produites par la micro-éjection. Ce phénomène est particulièrement présent dans les explosions (divergentes). MILNE et collab. (2010) traitent un cas précis de dispersion de particules

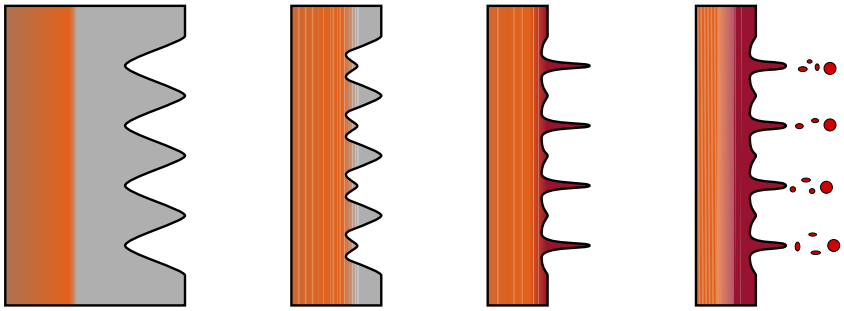


FIGURE 1.8 – Évolution de la micro-éjection au cours du temps.

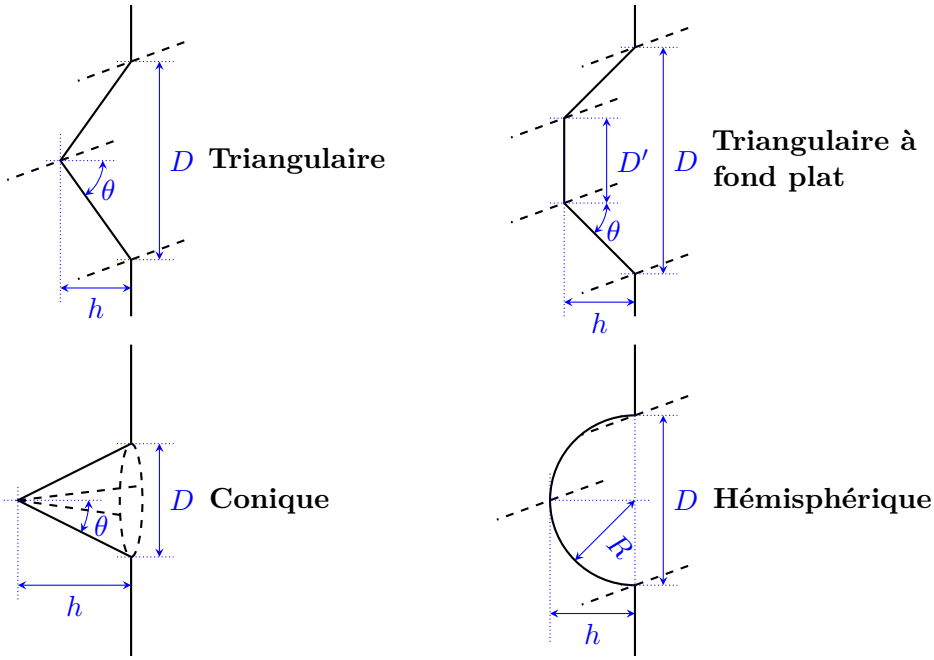


FIGURE 1.9 – Défauts typiques

par fragmentation en utilisant une charge sphérique. Citons également LEFRANÇOIS et collab. (2011) qui exposent des mesures radiographiques de nuages de fragments (dont les tailles sont supérieures à 10 µm avec des matériaux finement usinés [R_a de 0,2 à 2 µm]).

Ce phénomène est également courant dans les expériences sous chocs laser ; les effets bidimensionnels et la finesse des cibles utilisées conduisent à leur morcèlement, et expliquent l'origine de leurs tailles importantes (supérieures à 100 µm) ; il est possible de les récupérer par collectes postmortem (DE RESSÉGUIER, T. et collab., 2006).

Bien que connexe à cette thématique, ce travail n'a pas pour objectif de traiter cette problématique.

1.1.4 Transport des particules — sprays épais

Nous avons évoqué, précédemment, la création de particules à partir des phénomènes d'endommagement provoqués par le débouché de choc en face arrière. Après leur détachement, ces dernières sont confrontées aux forces qu'elles rencontrent au cours de leur propagation dans le milieu débouchant.

La force de gravitation n'est pas prise en compte. En effet, les vitesses étant de l'ordre du kilomètre par seconde et les durées expérimentales de l'ordre de la dizaine de microsecondes, la variation induite par la pesanteur ($\approx$ 100 µm/s) est alors négligeable.

Sprays épais Si le milieu est le vide, les particules ne subissent aucune interaction et chacune vole à vitesse constante : l'existence d'une dispersion de vitesse initiale induit l'élargissement du nuage au cours du temps (les plus rapides s'éloignent alors plus vite de la cible). Cette situation est courante dans

les expérimentations, notamment celles réalisées par des chocs laser où les fortes densités d'énergies nécessitent de faire propager le faisceau laser (source du choc) dans le vide pour éviter une déperdition d'énergie dans la formation d'un plasma atmosphérique.

En revanche, pour les expériences réalisées à l'air ambiant ou celles réalisées dans des enceintes pressurisées (beaucoup plus complexes à concevoir), l'interaction entre les particules et le gaz ambiant induit un freinage, une fragmentation, de l'ablation, des collisions entre elles... Ces phénomènes ne sont pas, dans ce cas de figure, négligeables, compte tenu des vitesses atteintes par ces nuages de particules ($\gtrsim$ km/s) et de leurs fractions volumiques importantes ($\gtrsim 10^{-3}$).

Ce problème de transport de nuages de particules denses à hautes vélocités (appelé spray épais) est souvent traité par une formulation hydrodynamique numérique avec un couplage dit « Euler-Lagrange », où le gaz environnant est traité comme un fluide (composante Eulérienne de la simulation) et les particules comme des solides (composante Lagrangienne). On peut citer les travaux de Creismeas (1995) ; Dukowicz (1980) ; Hatta et collab. (1992) ; mais également les nombreuses thèses effectuées sur le sujet soit au CEA soit au CMLA [(c)] (Baranger, 2004 ; Benjelloun, 2012 ; Champmartin, 2011 ; Mathiaud, 2006). L'article de Fung et collab. (2012) présente une implémentation du transport du nuage de particules dans le code ALE *FLAG* ; l'éjection de matière y est modélisée par un terme source purement numérique (et non une simulation du phénomène).

Des études sur l'injection de carburant dans les moteurs (tel que Apte et collab. 2003 décrivant un modèle numérique couplé Euler-Lagrange) abordent également le sujet des sprays épais. Cependant, les vitesses restent faibles (inférieures à 10 m/s) et le diamètre des particules est nettement plus grand (de l'ordre de 500 µm).

Dispersion de particules Un sujet connexe, qui doit être cité de par sa proximité scientifique, est la dispersion de particules par des explosifs, autrement dit, leur mise en vitesse par un choc ou un souffle. Des études aussi bien expérimentales (Frost et collab., 2012 ; Grégoire et collab., 2012 ; Grégoire, 2009) que numériques Zarei et collab. (2011) ont été réalisées.

1.1.5 Synthèse

Nous venons d'évoquer un certain nombre de phénomènes physiques produisant des nuages de particules induits par choc. Par ordre chronologique (figure 1.10), il s'agit :

1. **de la micro-éjection (*microjetting*)** liée à l'usinage ou aux défauts de surface conduisant à la formation de microjets se fragmentant en particules,
2. **du micro-écaillage (*microspalling*)** lié à la fusion de la surface et au non-maintien du choc provoquant la fragmentation d'une couche de la face avant en particules,
3. **de l'écaillage (*spalling*)** lié au non-soutien du choc provoquant une traction que le matériau ne peut supporter.

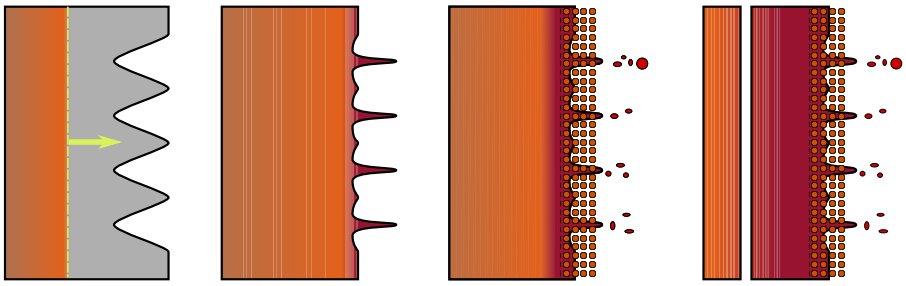


Figure 1.10 – Chronologie des différents phénomènes présents dans les expériences ayant pour but l'étude de la micro-éjection.

Bien que ces phénomènes se produisent à des instants différents, ils ont un impact sur les nuages de particules se propageant ensuite sous forme de spray que nous sommes amenés à caractériser

(c). Centre de Mathématiques et de Leurs Applications

pour remonter aux phénomènes sources. La présence combinée de ces mécanismes sur les expériences destinées à qualifier la micro-éjection rend son étude difficile.

On peut préciser les ordres de grandeur associés aux nuages de particules que l'on cherche à étudier, c'est-à-dire à ceux issus de la micro-éjection :

— **des vitesses de l'ordre du km/s à quelques km/s**,
— **des tailles comprises entre 0,5 µm et 10 µm**,
— **une fraction volumique** comprise **entre 10^{-3} et 10^{-2}**,
— **une durée de fragmentation des microjets inférieure à 500 ns** ; au-delà nous supposerons que le nuage est distribué de manière aléatoire sur tout plan transverse [(d)] (décohérence spatiale).

La dernière hypothèse sur l'homogénéité est forte. Sur la dispersion de particules par des explosifs, les deux cas de figure ont été conduits expérimentalement : homogène (Frost et collab., 2007) et non homogène, par formation de jets de particules (Milne et collab., 2010 ; Ritzel et collab., 2007).

Les différents paramètres de l'étude des nuages de particules produits par le micro-écaillage sont :

— **la masse totale éjectée**,
— **la vitesse du nuage de particules**,
— **la taille des particules**.

L'objectif principal de cette thèse est de montrer les apports possibles du diagnostic de Vélocimétrie Hétérodyne, pour caractériser ces paramètres, principalement les vitesses individuelles des particules. En revanche, il ne s'agit pas d'étudier les phénomènes à l'origine de la micro-éjection.

1.2 Générateurs de chocs

Étudier l'endommagement des métaux implique la possibilité de leur appliquer un chargement dynamique en pression qui induira une onde de choc dans la cible étudiée. Les différents types de générateurs de chocs utilisés dans le cadre des études expérimentales des matériaux sous choc vont être détaillés dans la suite de cette section. Le choix d'un générateur a des conséquences sur les domaines de pression accessibles, la durée du maintien du choc ou encore sa planéité.

Le tableau 1.1 propose une synthèse des caractéristiques des différents générateurs.

Générateur	Pression	V_{SL} (Cu)	Temps de maintien	Planéité	$\approx e_{max}$ (Cu)
Laser	1 à 100 GPa	60 à 3 600 m/s	100 fs à 10 ns	Mauvaise	40 µm
Lanceur	4 à 20 GPa	100 à 1 000 m/s	2 à 12 µs	Excellente	1 à 5 cm
Z-Pinch	qq 10 à 1 000 GPa	jusqu'à 70 km/s	Lié au liner	Implosion cylindrique	Épaisseur du liner
Explosif (GOP)	40 GPa	1700 m/s	10 µs	Bonne	4 cm

Tableau 1.1 – Récapitulatif des caractéristiques des différents types de générateur de choc. La vitesse de surface libre (V_{SL}) et l'épaisseur maximale de la cible (e_{max}) résultantes sont estimées à partir des paramètres du générateur pour le cuivre.

1.2.1 Chocs laser

Le développement des lasers impulsionnels (les lasers déclenchés, mais aussi ceux à synchronisation de modes) de fortes puissances a permis d'aborder la physique des chocs. Le développement de cette technique date de la fin des années 1990. Un aperçu de la méthode est présenté dans (Boustie et collab., 2008). Nous la rappelons ici.

Un laser impulsionnel est focalisé sur une cible (par exemple, métallique), ce qui provoque un échauffement très rapide de la surface éclairée (appelée tache focale) et conduit à la production d'un plasma (issu de la cible) qui entre en expansion (figure 1.11). Ce dernier induit alors une pression sur

(d). Plan parallèle à la surface d'éjection.

la face avant qui conduit à la formation d'un choc dont la durée est proche de celle de l'impulsion laser. Une estimation de la pression obtenue en face arrière (le chargement) est accessible par le modèle de Phipps et collab. (2002). De manière pratique, la pression en face avant est estimée par une mesure de la vitesse de surface libre lors du débouché de choc (équation A.12) ou calculée par simulation numérique. L'utilisation d'un matériau de confinement pour contenir le plasma permet d'augmenter la

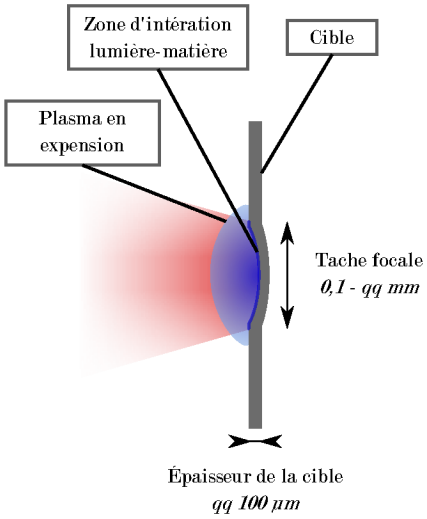


Figure 1.11 – Illustration du choc laser

pression de choc (d'un facteur 5 à 10) et de le maintenir plus longtemps (2 à 3 fois l'impulsion laser, Boustie et collab. 2008) . Cette approche pour un confinement par eau a été développée par Berthe et collab. (1997, 1996, 2000).

L'éclairement (la puissance lumineuse par unité de surface) limite la puissance du laser utilisée. Si les expériences sont réalisées dans l'air, la limite est de l'ordre de 10 MW/cm^2 : l'échauffement de la cible amorce le claquage de l'air. Elle passe à 10 GW/cm^2 si un confinement par eau est utilisée, en effet l'eau isole le plasma de l'air (Sollier et collab., 2003).

La durée du maintien de choc est dans son ensemble limitée par la durée de l'impulsion. Pour les lasers déclenchés, elle est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Elle est beaucoup plus basse pour les lasers à modes synchronisés (de l'ordre de la picoseconde, voire de la femtoseconde), mais ces derniers permettent cependant d'atteindre des pressions et des vitesses de déformation beaucoup plus élevées [(a)]. Ces très brèves durées contraignent l'expérimentateur à limiter l'épaisseur des cibles utilisables (au maximum quelques dizaines de micromètres), ce qui réduit le risque de voir s'effondrer la pression de choc ou d'induire de forts phénomènes d'écaillage simple ou multiple. L'utilisation d'échantillons très minces soulève cependant la question de la représentativité du matériau massif, à cause de leur fabrication qui peut nécessiter des procédés modifiant sa nature, ou de son grain si sa taille est proche de l'épaisseur de la cible.

Un deuxième inconvénient est la forme de la tache laser sur la cible (modélisée par un *top hat* ou une gaussienne en première approximation) qui provoque la génération d'un choc non isobare et non isochrone. Les « effets 2D » sont très importants et compliquent l'interprétation des résultats. Le dernier inconvénient est la difficulté à modéliser le processus d'interaction lumière-matière (faisant intervenir un spectre physique très large, de la matière solide au plasma). Des codes tels que *ESTHER* (1D) ou *FCI2* (2D) développés par le CEA permettent de simuler ces expériences.

En revanche, une grande souplesse expérimentale est associée à ce type de générateur. Elle autorise une cadence de tirs élevée (environ un tir par heure).

(a). La thèse de Cuq-Lelandais (2010) est un exemple de l'exploration de l'endommagement à des échelles de la femtoseconde.

1.2.2 Chocs produits par un lanceur

Le principe du lanceur est d'envoyer un projectile sur une cible. Celui-ci est accéléré par de la poudre explosive (lanceur à poudre, figure 1.13), par une détente de gaz (lanceur à gaz) ou par induction (lanceur inductif). Ils peuvent être mono ou bi-étages. La figure 1.12 présente le schéma d'un lanceur à gaz mono-étage. Lors de la combustion de la poudre, les gaz en expansion poussent le sabot qui entraine alors le projectile. Ce dernier est guidé par le tube de lancement jusqu'à la cible.

L'onde de choc induite dans la cible dépend de la vitesse et de la taille du projectile ainsi que des propriétés mécaniques des deux matériaux. S'il y a adaptation d'impédance, la vitesse matérielle engendrée par le choc en surface libre de la cible est égale à la vitesse du projectile. Sinon, il est nécessaire de calculer l'état hydrodynamique de la cible à partir de la transmission d'un choc à travers une interface de pression nulle et de vitesse matière égale à la vitesse du boulet (annexe A.2).

La durée du maintien du choc dépend de l'épaisseur du projectile. La planéité, assurée par l'impacteur, est excellente [(b)]. Les gammes de vitesses vont de 1 km/s à 3 km/s pour les lanceurs les plus puissants. Le diamètre du projectile varie de 1 à quelques centimètres ; plus il est petit, plus il est possible de lui transmettre une vitesse importante. En réalité, la puissance du lanceur est limitée par la quantité du mouvement pouvant être transférée.

Le lanceur est le générateur idéal pour les études de physique de base. La qualité du choc produit (monodimensionnel et soutenu) permet de s'affranchir des phénomènes d'écaillage (aux premiers instants) et spatiaux. Un revers à l'utilisation d'un projectile est que ce dernier n'est pas arrêté par la cible ; il continue sa course, détruisant, pour les plus puissants, les objets sur sa trajectoire (cibles, sondes, porte-sondes, ... etc.) jusqu'à rencontrer un obstacle de masse importante tel qu'un mur. C'est également le cas avec un choc induit par explosif.

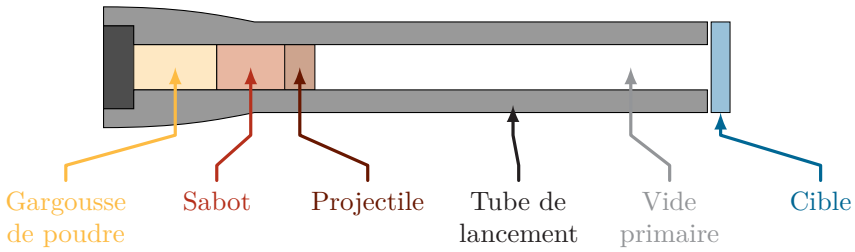


FIGURE 1.12 – Schéma d'un lanceur à poudre.

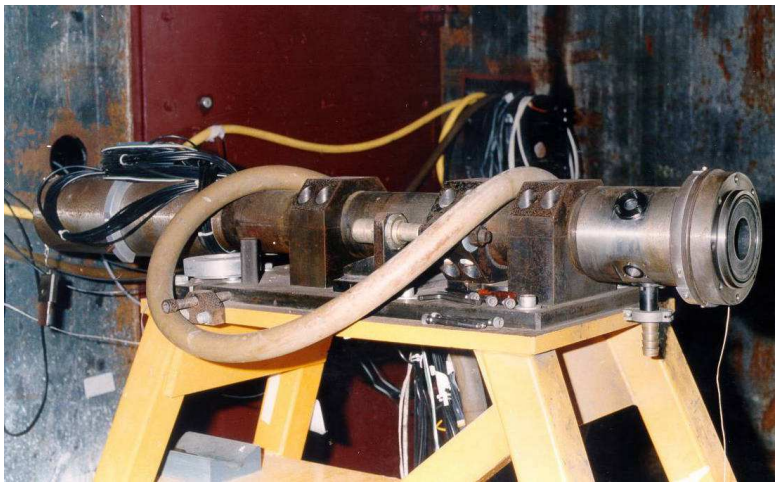


FIGURE 1.13 – Photographie d'un lanceur à poudre. La « bouche » du canon où est placée la cible se situe à droite.

(b). Un *tilt* (ou basculement) peut cependant exister.

1.2.3 Générateurs de chocs par induction (ou *Z-pinch*)

Les générateurs par induction fonctionnent grâce aux forces de Laplace. La figure 1.14 présente le principe. Des forts courants circulent dans la pièce conductrice de forme cylindrique appelée *liner* qui est alors accélérée en implosion, avec une loi de vitesse progressive (isentropique). Pour produire un choc de forme impulsionnelle, la cible (elle aussi cylindrique) est placée à une distance minimale du liner pour que celui-ci acquière une vitesse suffisante avant l'impact.

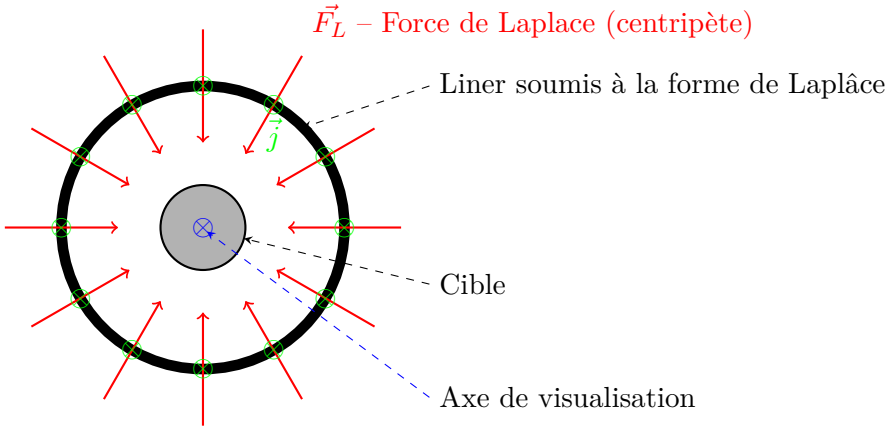


FIGURE 1.14 – Principe de fonctionnement d'un générateur de chocs par induction (Z-pinch).

La durée du maintien du choc est alors limitée par l'épaisseur du liner (quelques centaines de micromètres). Les diagnostics, généralement de l'ombroscopie ou de la radiographie X mous, sont disposés selon l'axe de visée (en bleu sur le schéma) pour observer l'intérieur du cylindre cible. Ce type de générateur a l'avantage de fournir des chocs isochrones (sur la surface extérieure de la cible) et isobares. Cependant, il est délicat (mais réalisable) de placer des diagnostics longitudinaux, tels que les sondes de vélocimétrie (DOLAN et collab., 2013).

1.2.4 Générateurs d'Onde Plane (GOP), à base d'explosif

Le GOP est un explosif structuré capable de transformer une onde de détonation divergente (souvent sphérique ou quasi sphérique, liée à la zone d'amorçage) en une onde de détonation plane. Pour obtenir ce résultat, plusieurs techniques existent et notamment celle de la « lentille d'air » décrite en figure 1.15. Son fonctionnement est le suivant : le *bloc 1* d'explosif est amorcé en son extrémité, induisant une onde sphérique divergente. Cette onde va atteindre la *plaque* (initialement plane) qui est accélérée, mise en forme et projetée sur le second bloc d'explosif pour l'amorcer de façon plane. Comme la vitesse de projection de la plaque est plus faible que la vitesse du front de détonation de l'explosif, la « lentille d'air » va ralentir le front de l'onde aux endroits où elle est la plus épaisse. Ainsi, cette lentille d'air agit finalement comme une lentille optique. Le front d'onde, redressé, débouche finalement sur la cible.

Détonation d'un explosif

Le type de chargement d'un explosif en pression est quelque peu particulier. Sa forme est schématisée sur la figure 1.16. Il est composé de trois zones :

— Pic de Von-Neumann : zone plus forte en pression, mais extrêmement courte ($\precsim$ 1 ns). Son comportement temporel dépend uniquement de la nature de l'explosif.
— État de Chapman-Jouguet (ou état CJ) : état quasi stable en pression. Sa pression est notée p_{CJ} et est caractéristique de l'explosif utilisé.
— Détente de Taylor : remontée de détente arrivant de l'arrière. Cette décroissance en pression est liée à la géométrie de l'explosif.

Finalement, le pic de Von-Neumann est très rapidement rattrapé par le faisceau de détentes qui le suit dans la cible. En effet, la taille caractéristique des pièces utilisées dans les expériences pyrotechniques est de l'ordre du millimètre (voire du centimètre) ce qui est trop épais pour que le pic de Von-Neumann

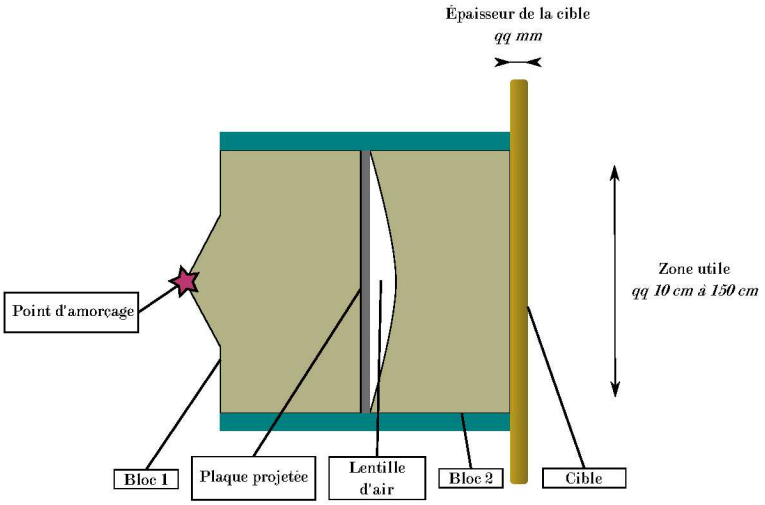


FIGURE 1.15 – Illustration d'un Générateur d'Onde Plane (GOP) explosif utilisant une lentille d'air.

puisse être observé en face arrière. De manière pratique, le chargement en pression, après avoir traversé une cible, est modélisé par l'état de Chapman-Jouguet et les détentes de Taylor.

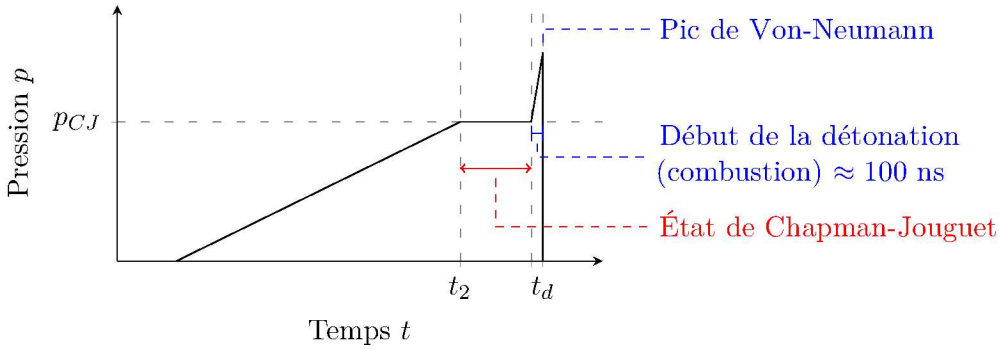


FIGURE 1.16 – Détonation d'un explosif.

Le GOP permet ainsi de produire un choc soutenu d'environ 1 µs à des pressions de plusieurs gigapascals avec une bonne planéité. L'isochronisme est en général de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Il permet de réaliser des expériences impliquant des cibles dont l'épaisseur est comprise entre le millimètre et plusieurs centimètres. Les contraintes de mise en œuvre et son aspect destructif ne sont pas négligeables. En effet, le montage de la partie explosive doit être réalisé par des personnes habilitées à manipuler ces matières dans un environnement protégé (par exemple, un bunkeur). De plus, l'énergie délivrée est peu localisée, ce qui conduit à la destruction totale de l'édifice expérimental (les sondes, mais également le montage, le support, ...). Cela est également contraignant pour les diagnostics, soit ils sont « consommés » par l'expérience (sondes), soit ils sont protégés, par exemple, par un épais hublot pour une caméra.

Nous présenterons aux chapitres 4 et 5 des expériences utilisant les générateurs de chocs laser (1 GPa à 100 GPa) ou pyrotechniques (autour de 30 GPa).

1.3 Diagnostics utilisés pour la caractérisation des nuages de particules éjectées sous choc

Depuis le début des études sur le sujet de la micro-éjection, un nombre relativement grand de diagnostics a été développé ; chacun d'eux permet de mesurer un à plusieurs paramètres microscopiques (tailles des particules, vitesses) ou macroscopiques (forme du nuage, densités, masses surfaciques, ...). Le tableau 1.2 propose une synthèse des systèmes existants.

Technique	Principe	Grandeur accessible	Particules
Barrière de Chapron-Asay	Conservation de l'impulsion, vélocimétrie	Masse surfacique $m_s(t)$ ou $m_s(V)$	Toutes
Fenêtre d'Asay	Conservation de l'impulsion, vélocimétrie	Masse surfacique $m_s(t)$ ou $m_s(V)$	Toutes
Sonde piézoélectrique	Piezoélectricité, pression $p(t)$	Masse surfacique $m_s(t)$ ou $m_s(V)$	Toutes
Holographie	Imagerie cohérente	Histogramme des diamètres de particules	2 à 100 µm [(a)], nuages peu denses
Diffraction « de Mie »	Diffraction	Histogramme des diamètres de particules	< 1 µm
Vélocimétrie Hétérodyne	Interféromètre de déplacement	Spectrogramme temps-vitesse apparent	Toutes (le diamètre limite sera évoqué en partie 3.1.4)
Rayons X Mous (RXM), protonographie	Imagerie par absorption	Masse linéique (densité si hypothèse de forme), forme	Toutes
Ombroscopie (*shadowgraphy*)	Imagerie	Forme du nuage, vitesse moyenne	Toutes
Analyse postmortem	Collecte des particules (dans un gel, par exemple)	Tailles et formes des particules	Uniquement sur les expériences non destructives (choc induit par laser, par exemple)

Tableau 1.2 – Synthèse des diagnostics utilisés pour la caractérisation des nuages de particules émises sous choc.

Le but de cette partie est de présenter au lecteur un tour d'horizon des moyens de mesure existants, ainsi que leurs limitations.

1.3.1 Imagerie

Les moyens d'imagerie permettent d'estimer la forme du nuage de particules, sa vitesse moyenne (depuis le moment d'éjection ou entre deux images) et sa masse linéique (c'est-à-dire la répartition de la masse le long de l'axe d'éjection) si le faisceau éclairant est pénétrant.

La masse linéique peut être associée à la densité en appliquant une hypothèse de forme. Par exemple, on peut admettre que le nuage soit homogène dans chaque plan parallèle à la surface libre ; ou encore supposer que l'éjection soit invariante par rotation autour d'un axe.

Ombroscopie

L'ombroscopie (ou en anglais *shadowgraphy*) est l'imagerie, par transmission, d'une source lumineuse à travers un nuage de particules. Son principe est schématisé en figure 1.17. Une source lumineuse (laser ou incohérente) est placée au foyer d'un système optique pour assurer un éclairement quasi homogène au niveau du nuage. Une deuxième optique conjugue ce dernier avec la matrice d'une caméra ultra-rapide. Le nombre d'images et le temps d'exposition τ_{pause} sont en général limités par la caméra.

Si la taille du pixel n'est pas limitante, la résolution peut être majorée par la diffraction :

$$\delta_{\text{optique}} = 1{,}22 \frac{\lambda_{img}}{n} N \tag{1.3}$$

(a). Sorenson et collab. (2002)

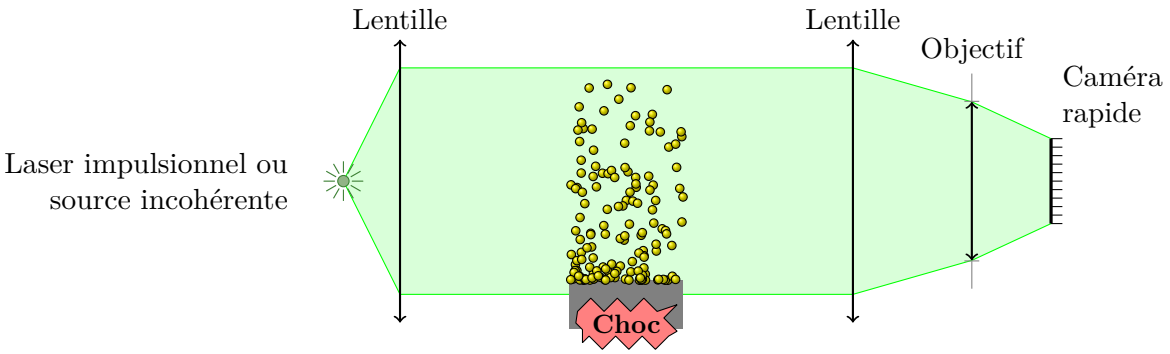


FIGURE 1.17 – Principe de l'ombroscopie. Le laser ou la caméra limite le temps de pose, selon la configuration utilisée.

où n est l'indice du milieu (en général 1 pour de l'air), λ_{img} la longueur d'onde utilisée et N le nombre d'ouverture de l'optique.

Une deuxième limite de résolution est liée au flou de bougé, engendré par le déplacement des objets :

$$\delta_{\text{bougé}} = V\,\tau_{pause} \tag{1.4}$$

où V est la vitesse de l'objet observé. Le flou de bougé peut être d'avantage réduit en utilisant un laser impulsionnel dont la durée d'exposition limitera le temps de pause (quelques nanosecondes) : dans ce cas, ce flou est de l'ordre de 10 µm ($\tau_{\text{pause}} = 5$ ns, $V = 2$ km/s). De plus, l'utilisation d'un laser monochromatique permet de filtrer le spectre de la lumière et d'éliminer les flux provenant d'autres sources (détonation, réflexion du laser de puissance, ...).

L'intérêt de cette technique est de visualiser la complexité de l'éjecta lors de l'implication de phénomènes d'endommagement variés. La figure 1.18 montre la multitude de débris, ainsi que la formation d'ondes de choc, suite à la traversée du gaz par les particules. Si ces dernières sont plus grandes que la limite de résolution, leur taille peut être estimée.

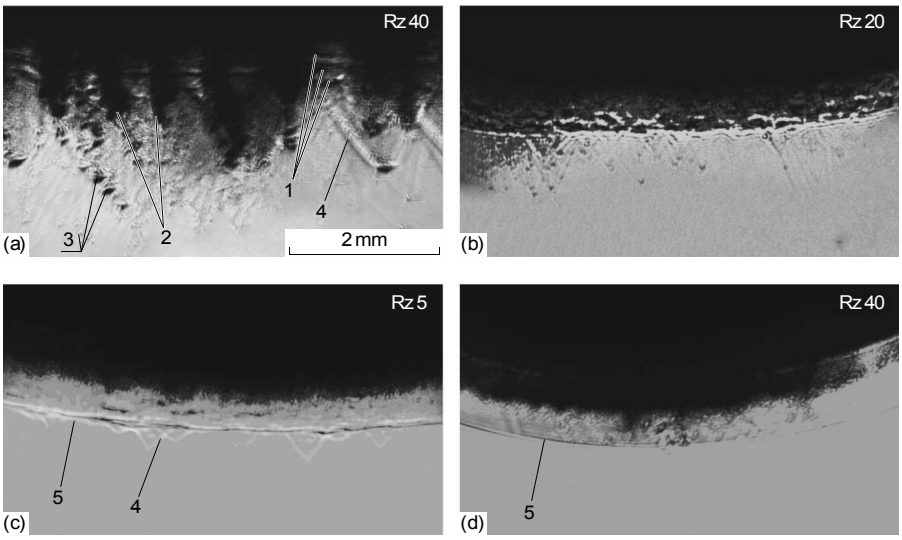


FIGURE 1.18 – Images d'ombroscopie pour différents usinages d'après OGORODNIKOV et collab. (2009). (a), (b), (c) : plomb, (d) acier. Des phénomènes d'écaillage semblent apparaitre (1). Sur l'usinage le plus grossier, il est possible de distinguer les jets ainsi que de grosses particules en tête de nuage (3). Les ondes de choc dans le gaz sont visibles (4 et 5). Les R_z sont indiqués en micromètres (voir annexe B).

Imagerie par Rayons X Mous (RXM) et protonographie

Les RXM (dans la gamme de 80 à 400 keV) et les protons à grandes vitesses (quelques centaines de MeV) sont deux types de flux qui sont progressivement absorbés par les matériaux que nous cherchons

à étudier. Cette absorption dépend du matériau et de l'énergie du flux, et croît avec la masse de matière traversée. Les niveaux de gris des images sont ainsi beaucoup plus étalés et correspondent à la masse traversée par le faisceau, contrairement à l'ombroscopie où la lumière est très vite arrêtée par la matière ; la figure 1.19 présente une comparaison de ces 2 techniques. Un « pénétramètre », généralement placé dans le champ objet, permet de mesurer l'absorption du faisceau pour des épaisseurs calibrées de matériaux.

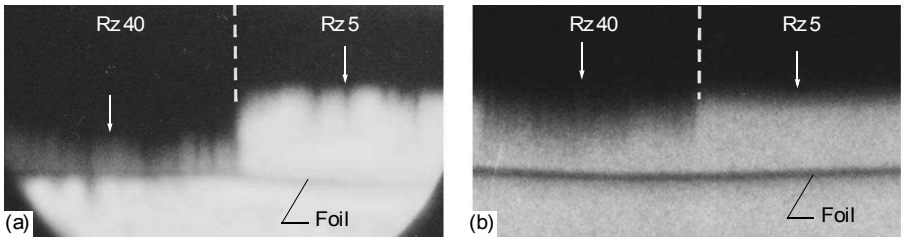


FIGURE 1.19 – Comparaison d'images de radiographie et d'ombroscopie pour deux usinages différents d'après OGORODNIKOV et collab. (2009). (a) : image optique, (b) image radiographique. Le matériau éjectant est du plomb. Le rendu est particulièrement différent, la résolution de l'imagerie X semble plus faible que celle de l'image optique. Les R_z sont indiqués en micromètres (voir annexe B).

Si une hypothèse sur la forme du nuage (homogène selon chaque plan transverse, invariance par rotation, ...) est formulée, alors il est possible de remonter à la densité locale du nuage, c'est-à-dire à la quantité de matière par unité de volume.

L'originalité de ces systèmes est de fonctionner sans optique : ce type de rayonnement peut être difficilement focalisé. Ainsi, l'imagerie se fait souvent par un point source et le flux traverse le nuage pour atteindre le convertisseur optique (le scintillateur) selon un trajet rectiligne. L'image obtenue sur le scintillateur est alors agrandie par un facteur de grandissement $g = \frac{d_1+d_2}{d_1}$. Plusieurs éléments viennent limiter la résolution, notamment la largeur du point source. Sur les systèmes à diode (injection d'une tension importante – quelques centaines de kilovolts – sur une anode), les résolutions spatiales peuvent atteindre environ 1 mm. En utilisant une génération de rayons X par laser, la résolution peut atteindre 200 µm, mais la dose produite est nettement plus faible. Citons, notamment, quelques premières publications du CEA sur l'étude de la micro-éjection à l'aide des RXM : ELIAS et CHAPRON (1986), REMIOT et collab. (1991). Soulignons que cette deuxième publication présente une utilisation croisée des RXM et de l'ombroscopie, avec un freinage dans des gaz particuliers. Nous réitérons cette volonté de modifier l'atmosphère dans laquelle freinent les particules pour les expériences présentées au chapitre 4.

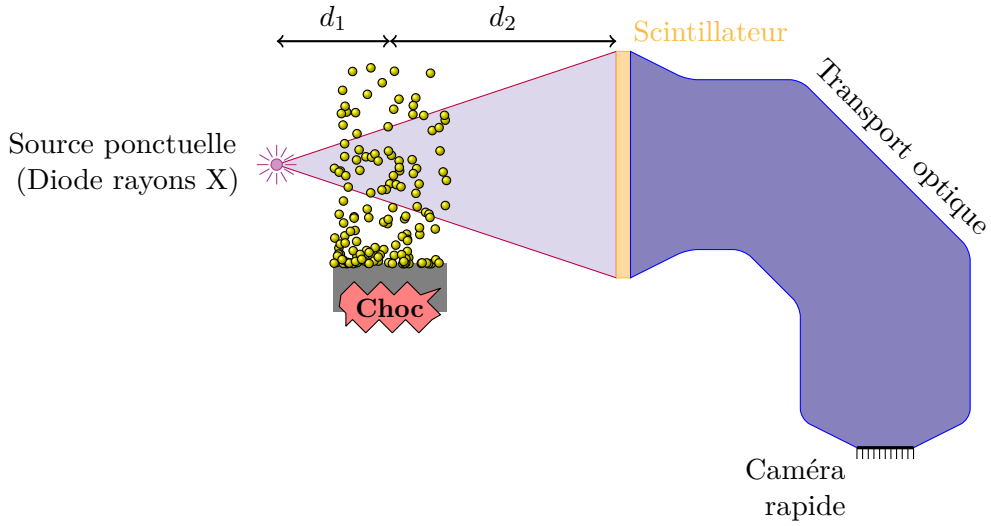
L'installation *pRad* du LANL [(b)] est un système d'imagerie protonique 1.20b capable de délivrer de multiples impulsions de 200 ps avec une énergie de 800 MeV. Elle a la particularité d'utiliser un flux collimaté de protons et une optique magnétique, conduisant à une résolution d'environ 80 µm. Deux articles illustrent les grandes capacités du dispositif pour qualifier l'écaillage et la micro-éjection de l'étain (HOLTKAMP et collab., 2004a ; MAKARUK et collab., 2007) ; nous présenterons plus loin des images d'éjections d'étain (figures 1.32a et 1.33) extraites de BUTTLER et collab. (2012b). Le lecteur trouvera davantage d'informations sur cet équipement et plus généralement sur l'accélérateur *LANSCE* dans les documents KING et collab. (1999) ; LISOWSKI et SCHOENBERG (2006) ; ZIOCK et collab. (1998).

1.3.2 Mesures de la taille des particules

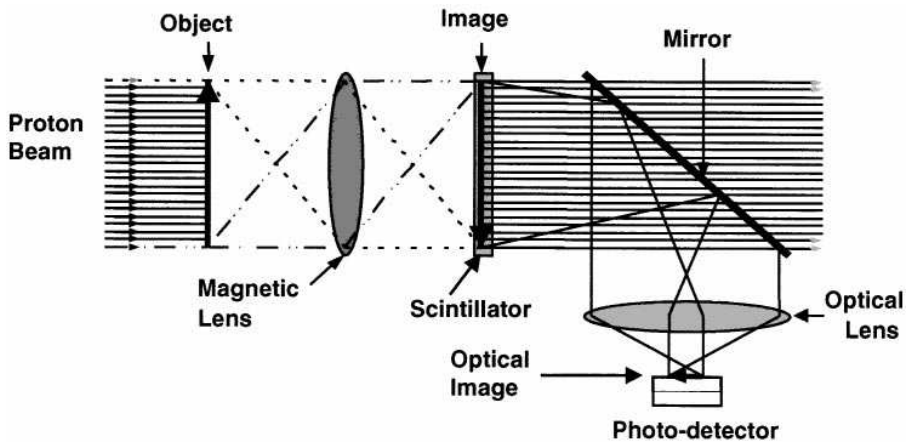
Holographie

L'holographie est un procédé capable d'enregistrer sur un film épais l'amplitude et la phase du champ électromagnétique. Le film doit avoir des caractéristiques suffisantes pour être capable d'enregistrer précisément l'information (taille de grain, épaisseur). Une optique de grande qualité est nécessaire pour agrandir et focaliser le nuage sur le film : elle est une première cause de la limitation de la résolution du système (quelques micromètres, selon la longueur d'onde employée). La technique dite de

(b). *Los Alamos National Laboratory*



(a) Système d'imagerie X.



(b) Système d'imagerie protonique utilisant une optique magnétique (d'après King et collab. 1999).

Figure 1.20 – Principe de l'imagerie par absorption.

« l'holographie en ligne » permet de ne pas utiliser un flux laser de référence (Sorenson et collab., 1997a).

L'enregistrement de la phase permet de modifier virtuellement le plan de focalisation grâce à des reconstitutions numériques. Ce procédé permet ainsi d'estimer la taille, la forme et l'emplacement des particules ; le lecteur trouvera davantage d'informations sur les publications Obst et collab. (1997) ou Tunnell et collab. (1997).

L'application de cette technique à la micro-éjection a été présentée par quelques publications (McMillan et Whipkey, 1988 ; Sorenson et collab., 2002), dont un résultat est présenté sur la figure 1.29.

Diffusion angulaire

La diffusion angulaire est une technique grandement utilisée dans l'industrie pour analyser la distribution en diamètre de particules dispersées dans un fluide. Elle utilise le principe de la diffraction (figure 1.21) pour des objets de taille proche de la longueur d'onde. La mesure du flux lumineux en fonction de l'angle permet théoriquement de résoudre le problème inverse qui conduit à la taille (ou aux tailles) des particules sous réserve d'hypothèses sur la forme (par exemple, la sphéricité des particules). La résolution analytique des équations de Maxwell pour une particule sphérique homogène, conduisant à la dispersion angulaire associée, est appelée « solution de Lorentz-Mie » que nous décrirons rapidement à la partie 3.1.3.

Malheureusement, le problème numérique est compliqué à résoudre à cause de la grande dynamique qu'il est nécessaire de mesurer entre les petits angles et la périphérie. De plus, de faibles variations sur la forme des particules entrainent un flou sur la distribution angulaire.

Elle a notamment été mise en place par McMillan (1986) et, plus récemment, par Monfared et collab. (2014b) sur des expériences de micro-éjection.

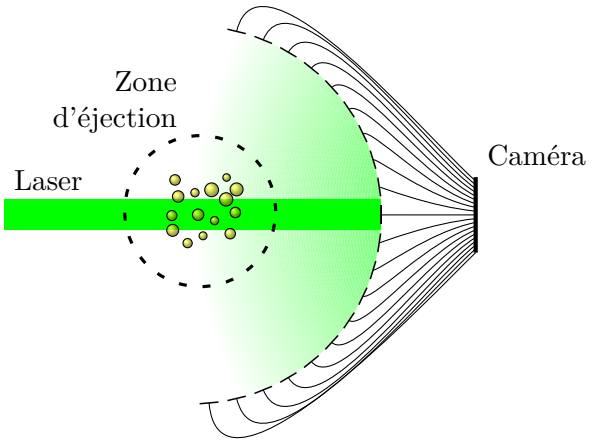


Figure 1.21 – Schéma de principe de l'analyse des tailles de particules par diffraction (ou « Diffraction de Mie »).

Le lecteur peut trouver davantage d'informations sur la distribution angulaire par un nuage peu dense (Sorensen et Fischbach, 2000 ; Xu et Alfano, 2003), d'un nuage épais (diffusion multiple, Jonsson et collab. 2004), ou encore celle d'amas de particules sphériques (Xu et Gustafson, 2001). Les notions de nuage mince ou épais seront définies au chapitre 3.

1.3.3 Mesure de masse totale éjectée

La mesure de la masse totale éjectée fut la première grandeur sur laquelle les études de micro-éjection se sont concentrées. Elle correspond à une masse surfacique.

Cette mesure est généralement résolue en temps : on parle alors de masse surfacique cumulée notée ici $M_s(t)$. Cette grandeur correspond à la masse interceptée par la cible entre le premier impact et l'instant t. $M_s(t)$ est donc égale à la masse totale éjectée lorsque la surface libre impacte la sonde. La difficulté, est qu'au moment de l'impact, la masse augmente fortement et continument ; ce qui rend le

choix de l'instant d'impact délicat et modifie fortement la mesure de la masse totale (puisque $\frac{\mathrm{d}M_s}{\mathrm{d}t}$ est important à l'instant d'impact).

Si l'expérience a lieu dans le vide, alors les particules se déplacent à vitesse constante, égale à la distance cible-sonde divisée par le temps de vol (différence entre le temps d'impact et le temps d'émergence). Il est alors courant de calculer la masse éjectée cumulée en fonction de la vitesse des particules $M_s(V_p)$ par changement de variable, associée à l'écriture $\alpha = \frac{V_p}{V_{\mathrm{SL}}}$.

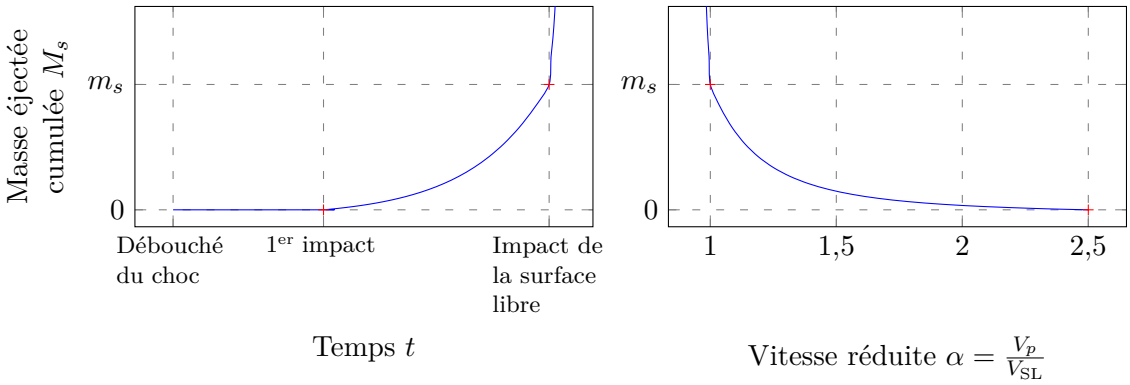


FIGURE 1.22 – Illustration de mesures de masse éjectée, en représentation $M_s(t)$ (à gauche) et $M_s(V_p)$ (à droite).

Les diagnostics de pesée peuvent être comparés à l'imagerie par absorption (par intégration sur l'image), avec la même difficulté : il est difficile de séparer, sur une image de densité, le nuage de la surface libre ; l'interface n'est pas nette. Citons l'article de CHEN et collab. (2012) qui présente une comparaison expérimentale des différents diagnostics de pesée présentés ici.

Pesée cible mince

La pesée cible mince consiste à placer une feuille métallique sur la trajectoire du nuage. Lorsque ce dernier rencontre la feuille, elle accélère au fur et à mesure que les particules la percutent. Cette accélération est mesurée à l'aide d'un vélocimètre (VISAR, IDL ou VH décrits en section 2.1).

Étant convenu que les chocs dans les métaux se déplacent à plusieurs kilomètres par seconde ($>$ 3,6 km/s) et que l'épaisseur typique de la cible est comprise entre 100 µm et 500 µm, le temps de propagation du choc est respectivement inférieur à 27 et 140 ns. En conséquence, la correction de la vitesse de la face arrière par rapport à la face avant est couramment négligée (correction égale à la durée de déplacement du son dans le matériau et dans la masse déposée).

Cette méthode a été tout d'abord développée par ASAY (1978). Elle permet de mesurer la quantité de mouvement échangée entre les particules et la feuille, puis par analyse, d'estimer la masse surfacique cumulée au cours du temps, à une certaine distance de la face d'émission. Elle a deux grandes limitations connues :

1. Pour restituer la masse surfacique, un choix sur l'échange de quantité de mouvement doit être fait : choc mou ou élastique. Ce choix implique une modification d'un facteur 2 du résultat (un choc élastique transfère deux fois plus d'impulsions qu'un choc mou, et la masse estimée est ainsi deux fois plus faible).
2. Cette mesure n'est valide que si la feuille arrête bien les particules. Si cette dernière est transpercée, la mesure est faussée. Un contrôle holographique (ASAY, 1978) ou par ombroscopie (DE RESSÉGUIER et collab., 2014) peut révéler l'éventuelle perforation de la feuille.

Le diagnostic a notamment été validé par ANDRIOT et collab. (1981, p. 506) en utilisant de l'époxy déposé sur une plaque soumise à un choc.

Pour les expériences réalisées dans le vide (absence de freinage des particules), et avec les hypothèses suivantes :

1. les particules percutent la feuille avec un choc mou,

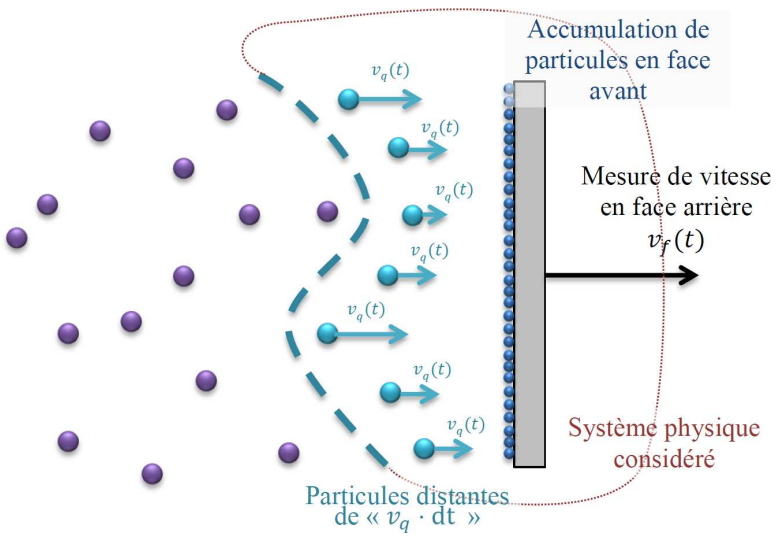


FIGURE 1.23 – Schéma de la pesée cible mince.

2. toute la masse est éjectée au même instant (en d'autres termes, la durée de la phase d'éjection est négligeable devant la durée de vol des particules),
3. le nuage est homogène sur la section de la feuille,

il est possible d'estimer la vitesse des particules V_p et la masse éjectée cumulée M_s grâce aux formules suivantes :

$$V_p(t) = \frac{d + \int V_f(t')\mathrm{d}t'}{t} \tag{1.5}$$

$$M_s(t) = m_{s,f}\frac{\int \mathrm{d}tV_f}{d - \int t\mathrm{d}V_f} \tag{1.6}$$

où $m_{s,f}$ est la masse surfacique de la feuille (masse par unité de surface) et V_f la vitesse de la feuille en face arrière.

Fenêtre d'Asay

La fenêtre d'Asay est similaire à une cible mince, à la différence que l'on ne va pas chercher à mesurer l'accélération d'un objet complet, mais d'une interface. L'interface en question est la face d'une fenêtre transparente (PMMA ou LiF), souvent recouverte d'une mince pellicule augmentant sa réflectivité. La fenêtre doit être suffisamment épaisse pour que l'onde de détente provenant de la face arrière n'atteigne pas la face avant durant la mesure.

Les mesures de vitesse interférométrique doivent être corrigées compte tenu du changement dynamique d'indice entre la zone mesurée et le milieu où l'interférence a lieu (l'air) ; des données numériques concernant le LiF sont disponibles dans l'article JENSEN et collab. (2007).

Cette technique a fait l'objet de quelques travaux publiés ; ASAY (1978) ; HOLTKAMP et collab. (2004b) ; MCCLUSKEY et ET AL. (2006).

Sondes piézoélectriques

Les sondes piézoélectriques sont des capteurs de pression. Leur zone active, un cristal de section (notée S) de quelques millimètres carrés, libère des charges électriques sous une contrainte selon un axe privilégié. La tension U produite par ces charges est mesurée au cours du temps à travers une résistance de valeur R. La sonde est caractérisée par un facteur noté d_{ij} (ij correspondant à l'orientation du cristal, souvent uniaxe $i = j$) compris entre 10 et 1 000 pC/N.

Ainsi, la contrainte est estimée par :

$$\sigma = \frac{1}{RSd_{ii}}\int \frac{U(t)}{dt} \tag{1.7}$$

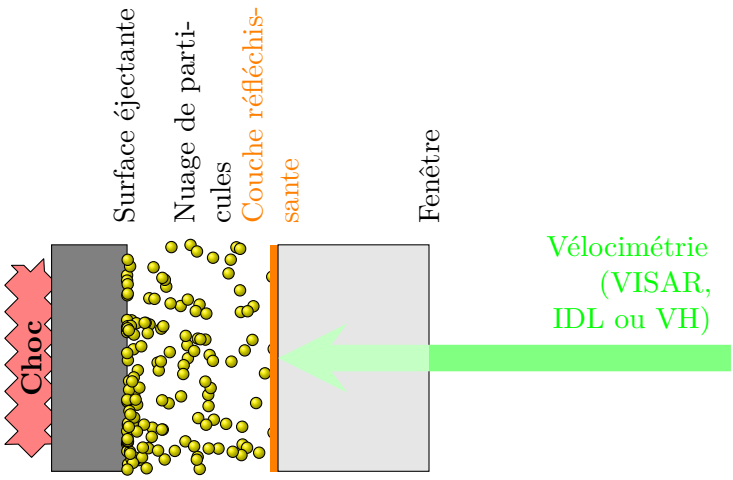


FIGURE 1.24 – Schéma de principe d'une fenêtre d'ASAY.

Cette contrainte peut être reliée à la quantité de mouvement échangée P, avec l'hypothèse d'un choc mou. Dans un second temps, elle permet d'estimer la densité du nuage ρ lorsque la vitesse $V_p(t)$ des particules est constante :

$$\sigma = \frac{1}{\mathcal{S}}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} = P(t) = \rho(t)V_p^2(t) \tag{1.8}$$

où p est la pression exercée sur le cristal.

Deux technologies de cristaux sont utilisées : PZT (zirconate de plomb) et LN ($LiNbO_3$, niobate de lithium). Les sondes LN ont une sensibilité environ 8 fois plus élevée que les sondes à base de cristaux PZT.

VOGAN et collab. (2005) ont montré la validité de la mesure en comparant l'imagerie X et les sondes piézoélectriques (PZT et LN), sur la mesure de l'éjection d'étain d'échantillons d'usinage compris entre 10 et 250 µinch (soit 0,25 à 6,4 µm). Les auteurs affirment que les hypothèses, notamment le choc inélastique, sont correctes. Plus récemment, (BUTTLER et collab., 2007) ont réalisé une comparaison entre les sondes PZT et LN, ainsi qu'une version modifiée des sondes LN équipées d'un masque pour réduire leur sensibilité.

Toutefois, les données issues de ces mesures ont une fiabilité limitée, pour deux raisons :

— les cristaux présentent des écarts de sensibilité importants, la calibration doit être effectuée au cas par cas,
— la réponse est non linéaire au-delà d'une déformation limite (0,1 GPa),
— l'aspect temporel de la contrainte semble également avoir une influence sur la réponse de la sonde.

Ces éléments sont extraits des travaux récents de MEARS et collab. (2009).

1.3.4 Récupération et analyse post mortern

Si l'expérience est réalisée selon un mécanisme peu destructif, tel que les chocs laser à intensité modérée, il est possible de récupérer les particules issues de l'endommagement du matériau, voire des débris, sur des matériaux solides (PMMA, par exemple, DE RESSÉGUIER, T. et collab. 2006) ou des gels (LESCOUTE et collab., 2012 ; TOBIN et collab., 2003).

La matière éjectée, ainsi collectée, est analysée sur des systèmes statiques (microscopie, MEB, tomographie X, ...). La postanalyse par tomographie X permet notamment de reconstruire des distributions en taille, forme et position des particules (LOISON, 2012, p. 149–162).

1.3.5 Vélocimétrie

La vélocimétrie est souvent mise en œuvre dans les expériences d'endommagement pour mesurer les vitesses des débris ou des particules issus de l'endommagement, mais également pour obtenir la

pression du saut de choc par la mesure de la vitesse de surface libre au moment du débouché de celui-ci (voir partie A.3).

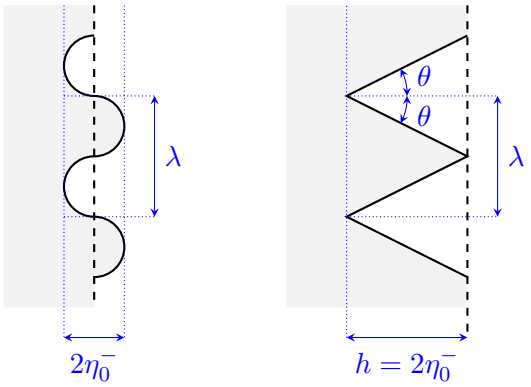
Les diagnostics de vélocimétrie IDL [c] et VISAR sont présentés en introduction du chapitre 2, ainsi qu'une étude approfondie de la Vélocimétrie Hétérodyne, du traitement TFCT [d] associé et la traduction radiométrique de la mesure.

1.4 Études sur la micro-éjection de matières

Nous allons aborder, dans cette partie, les différentes études relatives à la qualification et à la quantification de la micro-éjection.

Ces études que nous évoquerons montrent le problème de la discontinuité entre les différentes échelles (dimensions géométriques) accessibles par les expériences (limitées à certaines fabrications mécaniques possibles et par les solutions technologiques associées aux diagnostics, figure 1.26). Le domaine d'intérêt de la micro-éjection est défini par la profondeur des stries comprises entre 1 et 10 µm. Les limites des diagnostics présentées ici ont été explicitées en partie 1.3. Au-delà de la dizaine de micromètres, les performances mécaniquement atteintes par les systèmes de finition d'usinage permettent d'élaborer de tels défauts.

La définition d'une grandeur sans dimension est issue de cette non-superposition des différents domaines géométriques nécessitant de pouvoir comparer des expériences, des simulations et des cas utiles de tailles sensiblement différentes. La réponse a été apportée par l'étude des instabilités de Richtmyer-Meshkov (section 1.4.5) appliquées à la micro-éjection. À l'opposé de la démarche consistant à diviser les défauts en motifs élémentaires (initiée par Asay et Bertholf), cette autre approche suppose une structure de base d'amplitude η_0^- et de période λ (figure 1.25). Pour un motif triangulaire, l'amplitude η_0^- est égale à la moitié de la hauteur crête à crête h et l'équation $\lambda = 2h\tan(\theta)$ relie la période et l'angle du défaut.



(a) Défaut à motif sinusoïdal

(b) Défaut à motif triangulaire

Figure 1.25 – Grandeurs caractéristiques d'un motif périodique sinusoïdal et triangulaire.

Le paramètre sans dimension caractéristique d'une structure est à présent :

$$k\eta_0^- = 2\pi\frac{\eta_0^-}{\lambda} \tag{1.9}$$

et pour un motif triangulaire :

$$k\eta_0^- = \frac{\pi}{2}\cot\theta \tag{1.10}$$

(c). Interférométrie Doppler Laser
(d). Transformée de Fourier Court-Terme

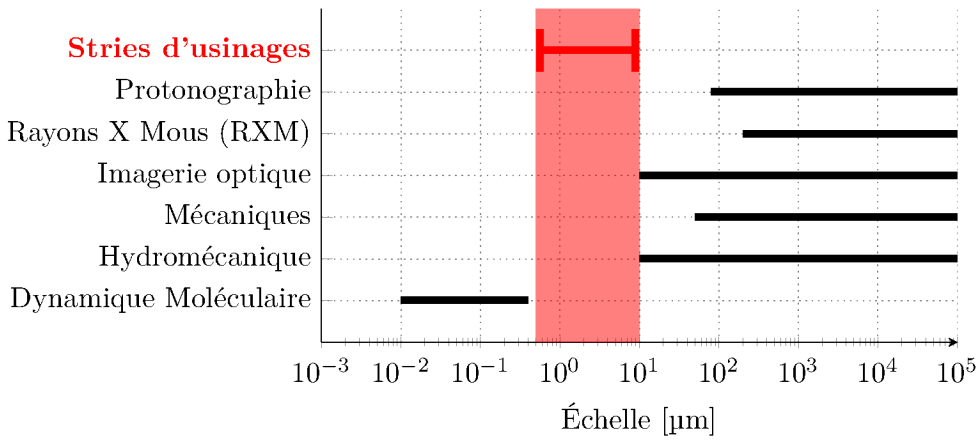


FIGURE 1.26 – Domaines spatiaux accessibles par les diagnostics, la mécanique et les simulations numériques ; en rouge, l'échelle caractéristique des stries d'usinage.

1.4.1 Résultats expérimentaux

Les premiers travaux ont concerné des observations expérimentales principalement réalisées par deux groupes : le SNL [(a)] et le CEA. Nous présentons ci-dessous une revue.

Études SNL durant les années 1970–1980.

— La première publication importante est celle d'ASAY (1976) ; ASAY et collab. (1976) dans laquelle il présente la technique de mesure de la masse éjectée par pesée cible mince (technique dite de la « barrière », feuille ou cible d'Asay-Chapron ou plus communément dénommée barrière d'Asay, également présentée dans le même article) appliquée sur de l'aluminium et du plomb. Une première conclusion est que **la masse éjectée augmente avec l'angle du motif triangulaire et la vitesse maximale du nuage décroit avec ce même angle**.

— Le rapport du même auteur (ASAY, 1977) décrit l'effet du temps de montée de l'onde de choc sur l'aluminium. En appliquant des compressions progressives (jusqu'à 560 ns), l'auteur montre l'importance de la « raideur » du choc agressant la cible : **un temps de montée supérieur à 35 ns induit une diminution de la masse éjectée**.

— La deuxième étude d'importance est le rapport d'ASAY et BERTHOLF (1978) dans lequel le modèle d'ASAY-BERTHOLF est défini ; nous l'expliciterons dans la section 1.4.2. Ont notamment été détaillés dans ce rapport : les effets de forme et d'angle sur la quantité éjectée (plus précisément sur le *jetting-factor* défini ultérieurement), les effets d'une distribution de différents défauts, les influence de la pression de choc et du volume du défaut. Cette étude portait sur plusieurs matériaux (aluminium, plomb, or, alliage cuivre-or, alliage cuivre-tungstène, tungstène) ; les défauts étaient de l'ordre de quelques dizaines de micromètres.

— Enfin, citons l'article de Couch *et coll.* (COUCH et collab., 1985) dans lequel sont présentées des images de la face arrière de la cible après débouché de choc en ombroscopie (avec des temps de pose d'environ 15 ns) pour différents matériaux et types d'usinage. L'étude révèle des inhomogénéités associées aux phénomènes d'éjection, très présentes dans le cas d'une fusion partielle, par exemple, celle du plomb (figure 1.27).

Études paramétriques CEA durant les années 1980.

Le CEA a amorcé ses propres études au début des années 1980. Elles se sont focalisées sur la masse éjectée (à l'aide de la pesée cible mince), mais aussi sur la vitesse du nuage de particules.

— Dans leur communiqué de 1981, ANDRIOT et collab. publient un grand nombre de résultats sur la masse éjectée en fonction de différents paramètres :

(a). *Sandia National Laboratory*

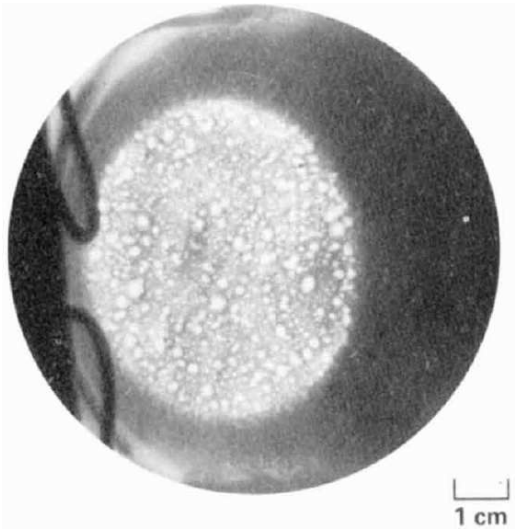


FIGURE 1.27 – Face arrière d'une cible de plomb subissant un choc par impact le conduisant à une température proche, mais inférieure au point de fusion. On remarque des points de réflectivités bien différentes, signalant le passage en fusion localisé. Image tirée de l'article (COUCH et collab., 1985).

  - L'usinage : plus il est grossier, plus le matériau est éjectant (c'est-à-dire que la masse éjectée est plus importante) Cette tendance est démontrée sur l'étain et le tantale.
  - La fusion : si le matériau fond sous l'effet du choc, il est beaucoup plus éjectant.
  - Le type de matériau éjectant (des résultats sur le tantale, cuivre et étain sont présentés dans cet article).
  - La composition métallurgique qui peut induire une importante variation de la quantité éjectée (alliages SnPb et CuPb pour différentes proportions de plomb).
- En 1985 et 1987, BIZEUIL et collab. ainsi qu'ELIAS et collab. présentent des résultants expérimentaux combinant les RXM (dans cet article, le rayonnement est autour de 500 keV et 20 mRad, de durée 20 ns ; voir section 1.3.1), des mesures par cible mince et IDL (section 2) et de l'ombroscopie (section 1.3.1).
- ANDRIOT et collab. (1984) illustrent l'influence de la température de fusion du matériau sur la masse éjectée à chargement et forme de défauts constants (figure 1.28). Les auteurs introduisent la notion de micro-écaillage pour expliquer l'augmentation de la masse éjectée.
- En 1987, FRACHET et collab. (1987) définissent un modèle qualifiant la vitesse maximale d'éjection en fonction de l'angle du motif avec des comparaisons expérimentales relatives à des cibles comportant des motifs de quelques millimètres. Ce modèle est détaillé en section 1.4.2.
- En 1992, CHAPRON et ELIAS (1992) publient de nouveau des résultats expérimentaux combinant les RXM, les mesures par cible mince et l'ombroscopie.
- Citons également l'article de REMIOT et collab. (1991) présentant des résultats de micro-éjection dans des atmosphères particulières au moyen de l'ombroscopie et des RXM.
- Enfin, l'article de CHAPRON et collab. (2000) synthétise les développements effectués au CEA liés au sujet de l'éjection.

Études LANL durant les années 1990–2000, sur la taille des particules

Durant ces années, les équipes de SORENSON ont publié plusieurs articles dont le but premier était de qualifier la distribution en taille des particules en utilisant l'holographie sur l'installation *PEGASUS* (SORENSON et collab., 1997a, 1995). Le document de SORENSON et collab. (1997b) complète ces résultats par de l'ombroscopie où la grande disparité des phénomènes d'éjection en fonction du type de défaut est visible. Enfin, l'article de (SORENSON et collab., 2002) présente des résultats concernant l'aluminium et l'étain soumis respectivement à des pressions de choc de 30 GPa et de 40 GPa sur des défauts de l'ordre de la dizaine de micromètres. Les auteurs concluent en présentant une distribution

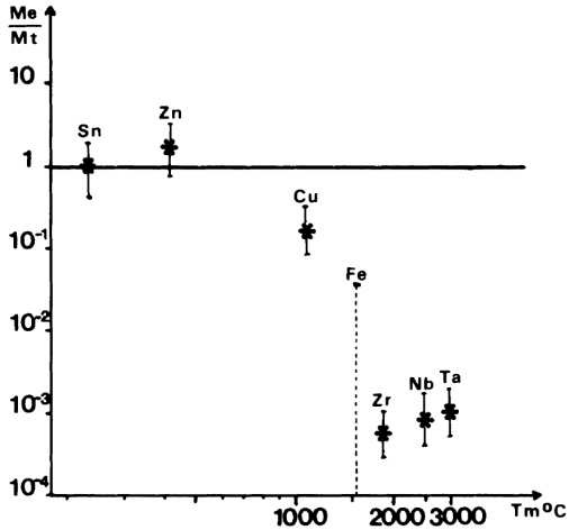


FIGURE 1.28 – Influence de la température de fusion du matériau sur la masse éjectée selon ANDRIOT et collab. (1984). La forme étudiée est un motif triangulaire de largeur 40 µm et de profondeur 10 µm (soit un angle de 130°). Le matériau est soumis à un choc explosif de 50 GPa et la transmission du choc est quasi identique grâce aux impédances proches des différents matériaux.

de taille de particules suivant une loi en puissance dont les coefficients sont $(-5,65)$ et $(-5,60)$ pour l'étain ; les défauts triangulaires, ont des angles respectifs de 60° et de 120°.

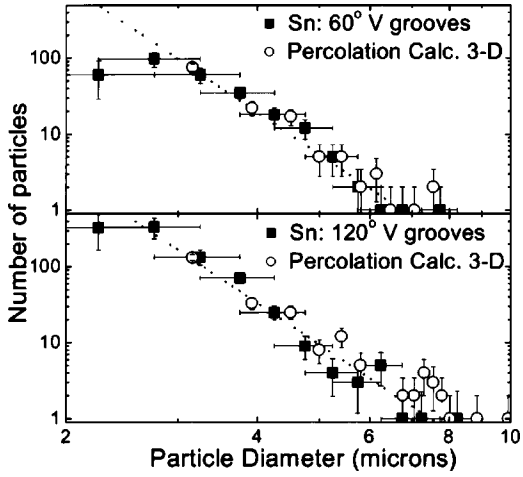


FIGURE 1.29 – Distributions en taille de particules pour l'étain soumis à une pression de choc de 40 GPa (SORENSON et collab., 2002). En fonction de l'angle d'usinage (60° ou 120°), les courbes de régression (en pointillés) sont des lois en puissance de coefficients respectifs (-5,65) et (-5,60).

Études paramétriques LANL durant les années 2010

Les objectifs des études du LANL de 2010 à aujourd'hui ont été multiples, centrés sur la masse éjectée, le processus de formation des jets et la vitesse maximale de ces derniers. Les équipes de RIGG, ZELLNER et BUTTLER ont notamment travaillé avec des cibles en cuivre et en étain présentant des défauts de plusieurs dizaines de micromètres.

— Les premières études concernent une comparaison entre les barrières d'ASAY, les sondes piézoélectriques (technologies PZT et LN) (BUTTLER et collab., 2007) avec un recoupement RXM (RIGG et collab., 2006 ; VOGAN et collab., 2005).
— ZELLNER *et coll.* ont ensuite entrepris une série d'expériences sur l'influence de différents paramètres pilotant l'éjection :
  — la pression de débouché de choc (ZELLNER et collab., 2007a, 2008a, 2007b),

  - l'effet de l'usinage sur des cibles d'aluminium et d'étain (Zellner et collab., 2008b), l'effet d'un choc soutenu par rapport à un choc explosif (Zellner et collab., 2009),
  - l'effet de la profondeur et de l'angle des défauts avec des pressions de débouché de choc proches de la région mixte liquide-solide pour prouver l'existence d'instabilités de Richtmyer-Meshkov (détaillées dans la partie 1.4.5). Les auteurs aboutissent également à un facteur 4 sur la masse éjectée entre l'état liquide et solide (Zellner et collab., 2008c),
  - des mesures réalisées à différentes distances au moyen de sondes piézoélectriques pour confronter la micro-éjection à la modélisation issue des instabilités de Richtmyer-Meshkov. Les auteurs montrent que l'ouverture du nuage a un effet d'échelle avec la distance, et que l'éjection est créée quasi instantanément par rapport à la durée de l'expérience (quelques microsecondes) (Zellner et Buttler, 2008).
- Buttler et coll. publient en 2012 des mesures protonographiques de l'éjection avec des cibles de cuivre et d'étain qualifiant la croissance des jets de matière pour différentes profondeurs de défauts triangulaires (Buttler et collab., 2012a, b).
- Enfin, Monfared et collab. (2014a) ont récemment publié une étude paramétrique (en fonction du rapport $k\eta$) de la micro-éjection d'étain.

Étude laser de Loison, de Rességuier et Signor *et coll.* dans les années 2010–2014

De nombreuses expériences de physique des chocs ont été réalisées principalement au *LULI*, mais aussi sur des installations du CEA comme celles d'*ALISE* ou de la *LIL*. Certaines ont concerné le micro-écaillage et la micro-éjection. Nous citons ci-dessous les études relatives à ces deux domaines. Ces travaux ont été principalement conduits par les équipes de l'Institut P' et du CEA :

- Les premières expériences ont été présentées par de Rességuier, T. et collab. où la transition entre l'écaillage sous formes solide et liquide de l'étain a été constatée grâce à une variation de l'énergie laser déposée sur la cible et donc de la pression de choc induite (de Rességuier, T. et collab., 2006 ; de Rességuier et collab., 2007a, b).
- Les articles de Cuq-Lelandais et collab. dérivés de son manuscrit de doctorat (Cuq-Lelandais, 2010) illustrent le micro-écaillage du tantale en régime femtoseconde, impliquant des distances caractéristiques très courtes. Ils présentent des comparaisons réalisées avec le code *ESTHER* (Cuq-Lelandais et collab., 2009a) et avec des simulations en dynamique moléculaire (Cuq-Lelandais et collab., 2009b).
- En 2008, Mercier et collab. présentent les premières mesures de micro-écaillage sur choc laser par VH (Mercier et collab., 2009b).
- Le micro-écaillage ainsi que la fragmentation des cibles soumises à un choc laser dûs à la très faible épaisseur des cibles sont, également, un sujet à prendre en compte. La collecte et la mesure des tailles de particules à l'aide d'analyses postmortem (microscopie et microtomographie) des éjecta dans des gels ont fait l'objet de nombreuses publications (Loison et collab., 2012a, b ; de Rességuier et collab., 2010a, b ; Signor et collab., 2010).
- Enfin, citons l'article de Rességuier et collab. (2014) dans lequel ils présentent les résultats de micro-éjection par des motifs de l'ordre de la centaine de micromètres sous choc laser avec des mesures par VH, pesée cible mince et ombroscopie.

1.4.2 Modèles

En complément de la précédente revue, nous allons détailler deux modèles empiriques, encore utilisés aujourd'hui (Dimonte et collab., 2013 ; de Rességuier et collab., 2014). Le premier concerne la masse totale éjectée (équation 1.11) et le second la vitesse maximale des particules (équation 1.12).

Modèle d'Asay-Bertholf : masse totale éjectée

Le modèle d'Asay-Bertholf a été publié dans le rapport d'Asay et Bertholf (1978, p. 11), puis repris dans la thèse d'Elias (1988, p. 88). En introduisant la notion de masse manquante (*defect mass per unit area — DMA*), autrement dit, le volume d'un défaut $\mathcal{V}_D$, les auteurs modélisent la masse totale éjectée M_j :

$$M_j = R \times \mathcal{V}_D \times \rho_0 \tag{1.11}$$

où ρ_0 représente la masse volumique du matériau au repos et R le *jetting-factor*. Ce dernier coefficient, approximative égal à 1, dépend principalement de l'angle du défaut, de sa forme et du matériau.

De plus, dans le cas de défauts multiples, les auteurs supposent le principe de sommation : $m_{\mathcal{S}} = \frac{1}{S}\sum_{jets} M_{\text{jet}}$ et le généralisent à des distributions de défauts de formes multiples.

Elias (1988, p. 89) a soulevé des limitations à ce modèle : validité pour les matériaux à bas point de fusion, fondus ou proches de la fusion en détente et forte dépendance à la pression de choc.

Modèle « CEA »

Dans leur participation de 1987, Frachet, Elias et Martineau prédirent la vitesse maximale $V_{\max}$ des éjectas en introduisant l'équation suivante :

$$V_{\max} = V_{\text{SL}}\left(1 + k\left(90° - \theta\right)\right) \tag{1.12}$$

où V_{SL} est la vitesse de surface libre, θ l'angle des défauts en degrés et k un coefficient voisin de 0,03 qui dépend de la forme des défauts, de l'angle et du type de matériau.

1.4.3 Dynamique Moléculaire

Réaliser des simulations hydrodynamiques à l'échelle du micromètre est très difficile. C'est une des raisons qui poussent à l'utilisation, de plus en plus fréquente, de la Dynamique Moléculaire. Son principe consiste à travailler directement avec les entités atomes ou électrons en leur associant un potentiel et en résolvant les équations des mécaniques classique ou quantique selon les cas, au lieu de simuler des portions de matière ou de fluide (comme effectué dans un code hydrodynamique Lagrangien ou Eulérien).

Dans le cas de l'étude de la micro-éjection, des potentiels de type *embedded-atom-method (EAM)* sont utilisés comme ceux décrits dans les articles suivants : Mei et Davenport (1992) ; Sapozhnikov et collab. (2014) ; Sutton et Chen (1990) ; Voter (1998).

Ces simulations ont été rendues possibles grâce aux progrès des supercalculateurs. Par exemple, les derniers résultats présentés par Durand et Soulard sont constitués de plusieurs centaines de millions d'atomes et utilisent entre 2 000 et 4 000 cœurs de calcul du calculateur pétaflopique Tera-100 [(b)]. Malgré cette capacité très importante de calcul, le domaine simulé reste limité à un volume d'environ $300 \times 100 \times 100$ nm ; il est impossible d'y faire entrer un défaut de l'ordre du micromètre. Pour pouvoir comparer ces résultats issus de calculs atomistiques, il est nécessaire de supposer que la physique de la micro-éjection vérifie bien une loi d'échelle pour transposer ce type de calcul.

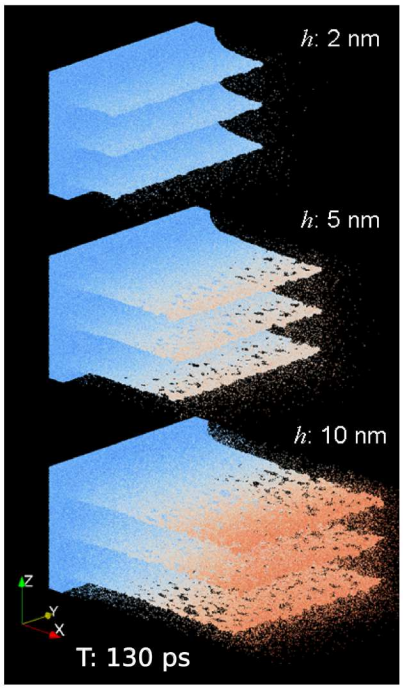
Dans les paragraphes qui suivent, nous allons tout d'abord présenter les résultats concernant l'écaillage, puis la micro-éjection.

Écaillage et micro-écaillage

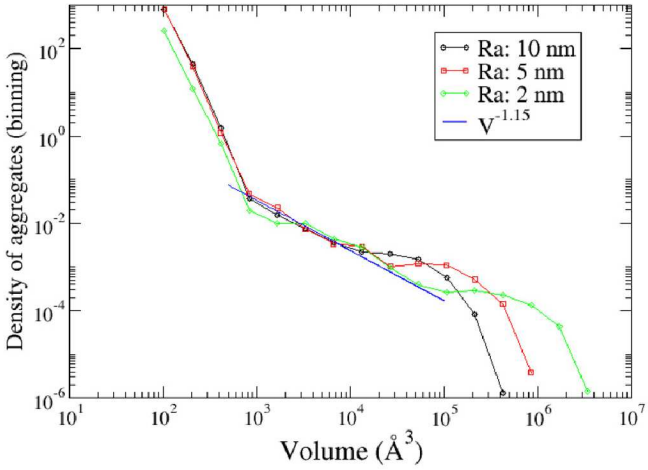
L'écaillage traité avec la dynamique moléculaire a fait l'objet d'un certain nombre de publications, comme celles de Soulard (2008), de Shao et collab. (2013b) sur les modes de micro-écaillage de l'aluminium, et de Xiang et collab. (2013a, b) sur le micro-écaillage du plomb (incluant une étude sur la nucléation aboutissant à une loi en puissance fonction de la taille des particules).

Enfin, citons l'utilisation de la Dynamique Moléculaire par Cuq-Lelandais et collab. pour déterminer les coefficients du modèle d'endommagement de Kanel (Cuq-Lelandais et collab. 2012 ou Cuq-Lelandais 2010, p. 147–151).

(b). Tera-100 est le calculateur du CEA capable d'exécuter plus de 10^{15} opérations par seconde sur des nombres à virgule flottante.



(a) Rendu 3D à $T = 130$ ps de la micro-éjection simulée par dynamique moléculaire sur 3 hauteurs de défauts différentes.



(b) Distribution du volume des particules pour 3 simulations utilisant des hauteurs de défauts différentes et ajustement par une loi en puissance.

FIGURE 1.30 – Exemples de simulations de micro-éjection de trois arches sinusoïdales de différentes amplitudes ($h = 2, 3$, ou 10 nm) sur un cristal d'étain. Image et figure tirées de l'article de DURAND et SOULARD 2013.

Micro-éjection

Les études sur le micro-écaillage ont commencé dès 2002. Citons l'article CHEN et collab. (2002) qui présente les résultats d'un motif de cuivre de forme triangulaire dans un espace de simulation 2D de taille 80×120 nm couvrant 500 000 atomes, et celui de CHEN et collab. (2005) sur l'aluminium et le cuivre. La distribution des tailles des amas (en atomes) est ajustée par une loi en puissance.

D'autres études ont suivi : américaines GERMANN et collab. (2009, 2004) sur le cuivre, françaises (DURAND et SOULARD, 2012, 2013) sur le cuivre et l'étain (1.30), chinoises (SHAO et collab., 2011, 2013a) sur l'aluminium et le cuivre. La récente étude de LI et collab. (2014) s'est focalisée sur l'influence de la forme du défaut (triangulaire, rond ou rectangulaire) sur le processus d'éjection, tandis que SHAO et collab. (2014) présentent l'influence du maintien (ou du non-maintien) du choc sur la micro-éjection de l'aluminium.

La force de ces études est de pouvoir calculer toute sorte d'informations telles que la masse éjectée, le *jetting-factor*, le diamètre des particules, leur orientation, les asymétries, ... Toutes ces études semblent converger sur le fait que l'éjection produit des particules distribuées en taille selon une loi en puissance. Ce constat est une possible preuve de l'existence d'une loi d'échelle (AN-MIN et collab., 2014 ; DURAND et SOULARD, 2013) qui proviendrait d'un mécanisme de percolation [c] du vide à travers les nappes de matière. Cette loi permettrait de transposer ces simulations réalisées dans des échelles submicrométriques (en général, quelques centaines de nanomètres, limitées par la puissance des calculateurs) à des échelles micrométriques représentatives des stries d'usinages.

1.4.4 Simulations hydrodynamiques à petites échelles

À l'inverse de la dynamique moléculaire, d'autres études ont été menées sur la simulation de la micro-éjection en utilisant des codes hydrodynamiques.

(c). Le lecteur peut trouver davantage d'informations sur la percolation dans les documents CLAR et collab. (1995, 2008).

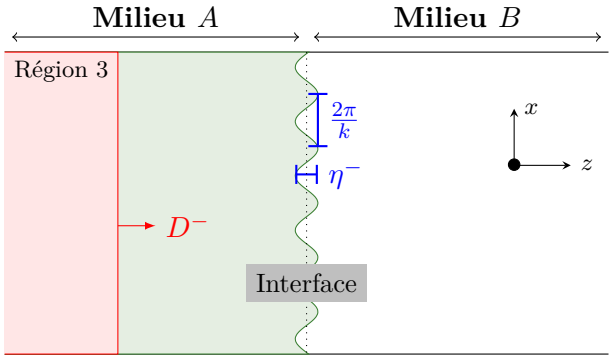
En 2012, Kullback et collab. ont présenté l'utilisation du code *PAGOSA* (reconnu pour sa capacité à modéliser des charges creuses) du LANL pour simuler le phénomène de micro-éjection. Plus récemment, d'autres simulations ont été réalisées par Liu et Grieves (2014).

1.4.5 Instabilités de Richtmyer-Meshkov

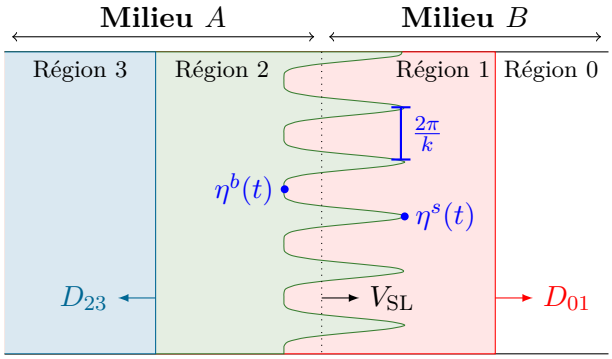
Depuis 2008, des études considèrent la micro-éjection comme une Instabilité de Richtmyer-Meshkov décrite par Richtmyer (1960) et Meshkov (1969) afin de la modéliser de façon plus théorique. Elle se produit lors de la propagation d'une onde de choc entre deux milieux de densités très différentes. Le nombre d'Atwood est défini respectivement avant et après le débouché de choc pour qualifier la différence de densités (figure 1.31) :

$$A^- = \frac{\rho_B - \rho_A}{\rho_B + \rho_A} \qquad A^+ = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \tag{1.13}$$

où ρ_A et ρ_B sont respectivement les masses volumiques du métal éjectant et du milieu débouchant (du vide ou du gaz), et ρ_1 et ρ_2 les densités du vide ou du gaz choqué et du métal après le passage la détente. Dans le cas de l'éjection, il est donc courant de considérer $A^- = A^+ = -1$ (car $\rho_A \gg \rho_B$, les métaux sont beaucoup plus denses que les gaz).



(a) Avant le débouché du choc.



(b) Après le débouché du choc.

Figure 1.31 – Évolution des instabilités et conventions d'écriture (inspiré de Dimonte et collab. 2013).

La surface initiale du matériau est supposée comporter une perturbation sinusoïdale de la forme $\eta^-(x) = \eta_0^- \sin(kx)$. Après le débouché du choc, les perturbations sont inversées et ont une amplitude η_0^+ et une vitesse initiale de la surface $\dot{\eta}_0^+$, relative à la vitesse de surface libre (la vitesse absolue est alors $\dot{\eta}_0^+ + V_{\mathrm{SL}}$). La détermination des paramètres postchoc est importante pour la suite, car ils fixent les conditions initiales de l'évolution des perturbations à la surface libre de la cible.

Les zones de vitesses positives sont appelées « pics » et les zones de vitesses négatives « bulles ».

Le régime linéaire est une hypothèse courante pour le calcul des instabilités de Richtmyer-Meshkov qui consiste à supposer que les perturbations sont petites ($k\eta \ll 1$).

La suite de cette section est grandement inspirée des travaux de Buttler et collab. (2012b) et de ceux de Dimonte et collab. (2013).

Cas des fluides

Conditions initiales Afin de connaitre l'évolution temporelle du front déformé après le débouché du choc, il est nécessaire d'estimer les conditions initiales après choc (autrement dit l'amplitude des défauts après choc η_0^+ et la vitesse de croissance initiale $\dot{\eta}_0$), puis de leur appliquer une évolution temporelle.

Pour des chocs faibles, dans des fluides incompressibles et avec un régime linéaire, les vitesses relatives de croissances initiales des pics ($\dot{\eta}_0^s$) et des bulles ($\dot{\eta}_0^b$) sont égales (en valeur absolue) et l'article Richtmyer (1960) conduit à définir :

$$V_{\mathrm{RM}} = \dot{\eta}_0^s = -\dot{\eta}_0^b = k\eta_0^- \, V_{\mathrm{SL}} \tag{1.14}$$

Pour prendre en compte l'aspect compressible, Meshkov (1969) affirme que l'amplitude après le débouché de choc vérifie, pour $A = 1$:

$$\eta_0^+ = \eta_0^- \left(1 - \frac{V_{\mathrm{SL}}}{D^-}\right) \tag{1.15}$$

si le choc est extrêmement violent, il serait alors possible d'avoir $\frac{V_{\mathrm{SL}}}{D^-} > 1$ et l'amplitude postchoc serait opposée à l'amplitude préchoc, ce qui engendrerait une inversion de la perturbation durant le débouché du choc.

Une autre approche applicable au cas linéaire où $A = -1$ est celle de Meyer et Blewett (1972) qui constatent, par simulation numérique, que la vitesse initiale de croissance $\dot{\eta}_0{}^+$ après le débouché du choc est bien modélisée par la moyenne entre $k\eta_0^- \, V_{\mathrm{SL}}$ et $k\eta_0^+ \, V_{\mathrm{SL}}$, où η_0^- et η_0^+ sont respectivement les amplitudes avant et après choc. Ainsi Buttler et collab. (2012b) aboutissent au facteur de compression linéaire applicable aux bulles et aux pics (en utilisant l'équation 1.15 et l'égalité $\frac{1}{2}k\eta_0^+ \, V_{\mathrm{SL}} = k\eta_0^- \left(\frac{1}{2} - \frac{V_{\mathrm{SL}}}{2D^-}\right) V_{\mathrm{SL}}$) :

$$F_l = \left(1 - \frac{V_{\mathrm{SL}}}{2D^-}\right) \tag{1.16}$$

$$V_{MB} = F_l \, V_{\mathrm{RM}} \tag{1.17}$$

Pour prendre en compte les effets de la non-linéarité pour les cas $k\eta_0^- \gtrsim 1$, nous devons introduire un nouveau coefficient correctif dépendant de $k\eta_0^-$. Buttler et collab. (2012b) utilisent le modèle de Dimonte et Ramaprabhu (2010) basé sur les simulations numériques de Velikovich et Dimonte (1996) pour exprimer les coefficients respectivement donnés pour les pics et les bulles :

$$F_{nl}^s = \frac{1}{1 + \left(\frac{k\eta_0^-}{2}\right)^2} \tag{1.18a}$$

$$F_{nl}^b = \frac{1}{1 + \frac{k\eta_0^-}{6}} \tag{1.18b}$$

la vitesse de croissance initiale s'exprime alors par :

$$\dot{\eta}_0^s = F_l F_{nl}^s V_{\mathrm{RM}} \tag{1.19a}$$

$$\dot{\eta}_0^b = -F_l F_{nl}^b V_{\mathrm{RM}} \tag{1.19b}$$

Évolution de la perturbation dans le cas fluide La théorie associée aux fluides parfaits [(d)] a été développée par Mikaelian (1994), puis reprise par Buttler et collab. (2012b) et Dimonte et collab. (2013). En supposant que les microjets sont beaucoup plus grands que les défauts initiaux, et que le temps nécessaire au choc pour traverser l'interface reste négligeable devant le temps d'observation, l'équation (5a) de Mikaelian (1998) est vérifiée pour les pics et les bulles (Buttler et collab., 2012b) :

(d). Fluide parfait : fluide dans lequel les effets de viscosité et de conductivité thermique peuvent être négligés.

$$\frac{\dot{\eta}}{\dot{\eta}_0} = \sqrt{\frac{3}{2}\frac{1}{\exp\left(-3k\eta\right) + \frac{1}{2}}} \tag{1.20}$$

La vitesse maximale des pics est déduite de l'équation différentielle précédente :

$$\dot{\eta}^s_\infty = \lim_{\eta\to\infty} \dot{\eta}^s(\eta) = \sqrt{3}\dot{\eta}^s_0 \tag{1.21a}$$

En combinant les équations 1.14, 1.16, 1.18a et 1.21a, on obtient :

$$V^s_\infty = V_{\mathrm{SL}} + \dot{\eta}^s_\infty = V_{\mathrm{SL}} + \sqrt{3}\underbrace{\left(1 + \left(\frac{k\eta^-_0}{2}\right)^2\right)^{-1}}_{F^s_{nl}}\underbrace{\left(1 - \frac{V_{\mathrm{SL}}}{2D^-}\right)}_{F_l}\underbrace{k\eta^-_0\, V_{\mathrm{SL}}}_{V_{\mathrm{RM}}} \tag{1.21b}$$

Quant à la vitesse des bulles, elle est approchée grâce à l'équation (18) de Mikaelian (1998) qui permet d'obtenir une limite asymptotique :

$$V^b_\infty = V_{\mathrm{SL}} + \dot{\eta}^b(t) = V_{\mathrm{SL}} + \frac{2\dot{\eta}^b_0}{2 + 3k\dot{\eta}^b_0 t} = V_{\mathrm{SL}} + \frac{2}{3\,kt} + \underset{t\to\infty}{o}\left(\frac{1}{t}\right) \tag{1.22}$$

Vérification expérimentale Buttler et collab. (2012b) exposent une vérification expérimentale sur étain et sur cuivre en utilisant la protonographie et la VH. Les cibles utilisées sont des disques usinés de 4 séries de rainures sinusoïdales. L'axe d'observation radiographique est aligné avec ces rainures. Leur pas λ est d'environ 550 nm.

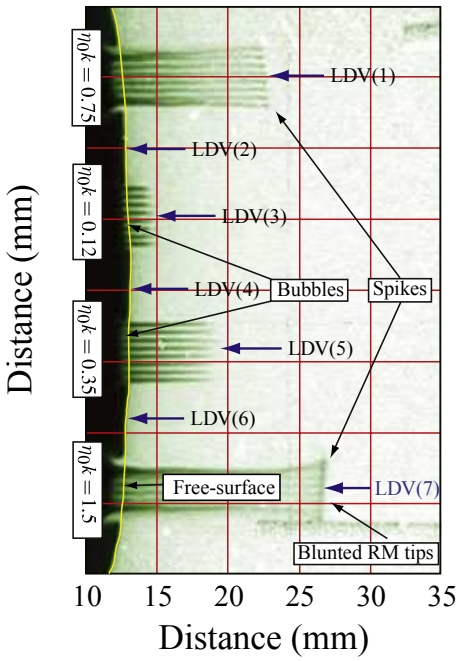
Nous présentons l'expérience *Sn-pRad0427* qui a produit de l'éjection sur une cible d'étain soumise à un saut de pression de 22 GPa. L'image (figure 1.32a) montre clairement les jets en étirement ; la vitesse de la tête de jet est croissante avec le produit $k\eta^-_0$. La ligne jaune représente une interpolation de la surface libre, cette dernière met en avant les bulles au pied des pics. La figure 1.32b présente les spectrogrammes VH : les vitesses des pics mesurées sont cohérentes avec l'observation protonographique, d'après les auteurs. La mesure révèle que la vitesse des pics augmente avec l'amplitude des perturbations, et que le temps nécessaire aux pics et aux bulles pour atteindre leur vitesse asymptotique est d'autant plus grand que les amplitudes sont fortes. Enfin, la comparaison des vitesses relatives à la surface libre mesurées à celles calculées grâce au modèle présenté par l'équation 1.21b conduit à une erreur inférieure à 20 %.

Synthèse des simulations d'Instabilités de Richtmyer-Meshkov au LANL utilisant des codes hydrodynamiques et de dynamique moléculaire. Dimonte et collab. (2013) proposent une synthèse de simulations hydrodynamiques avec les codes *FLASH* et *PAGOSA*, ainsi qu'avec le code de dynamique moléculaire *SPaSM* ; les résultats sont utilisés pour ajuster des modèles mathématiques et être comparés aux modèles existants. Ces modèles sont valides pour des fluides de compressibilité γ (γ_A est la compressibilité pour le métal non choqué) concernant les travaux autour des instabilités de Richtmyer-Meshkov. Au sujet de la vitesse maximale des pics, les auteurs ajoutent un terme de compressibilité à l'équation de Zhang (1998) ; Dimonte et collab. obtiennent :

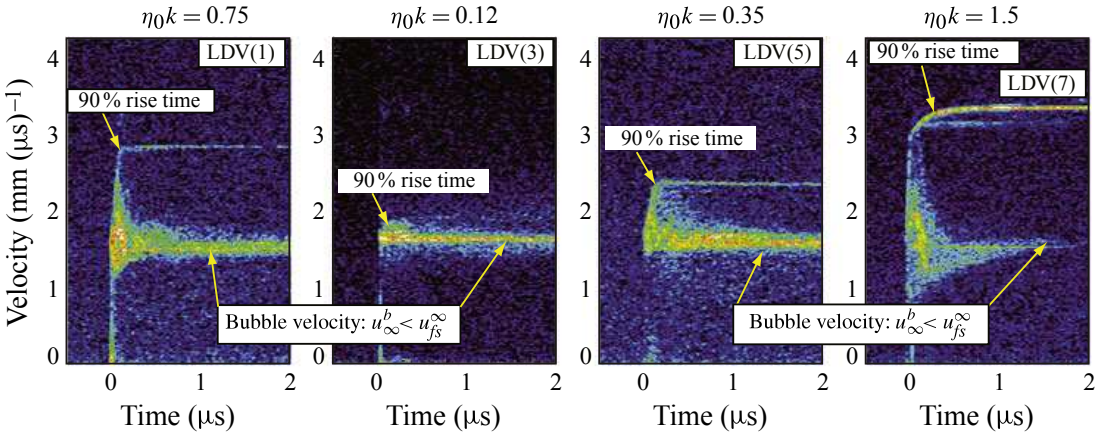
$$\begin{aligned} V^s_\infty &= \frac{V_{MB}}{1 + \phi_b\, k\eta^-_0}\sqrt{\phi^2_s\frac{k\eta^-_0 + 1}{3\,M_i\,k\eta^-_0 + 1}} \\ \phi_s &= \frac{3{,}5\gamma_A}{\gamma_A + 1} \end{aligned} \tag{1.23}$$

Le modèle incompressible est obtenu en prenant $M_i = 1$.

Les auteurs proposent également un modèle concernant la masse totale éjectée en la supposant égale à la masse « perdue » dans les bulles de matière après l'inversion des perturbations que nous avons décrites précédemment. Ils constatent numériquement que le volume de matière « aspiré » depuis les bulles (proportionnel à $\left|k\eta^+_0 - k\eta^b_{\max}\right|$) semble se comporter comme une fonction affine de l'écart entre



(a) Image protonographique à 7.9 µs après le débouché du choc.



(b) Spectrogrammes VH issus de l'expérience *pRadSn0427*.

FIGURE 1.32 – Résultats partiels de l'expérience *Sn-pRad0427* extraits de l'article BUTTLER et collab. (2012b). La vitesse de surface libre est de $V_{\mathrm{SL}} = 1{,}85$ km/s permettant d'estimer la pression de choc à $\Delta p = 21{,}9$ GPa et la vitesse du front préchoc à $D^- = 3{,}77$ km/s. *Veuillez noter la correction des grandeurs $\eta_0 k$ (correspondant à $k\eta_0^-$ avec les notations de ce manuscrit), la valeur* 0,15 *a été remplacée par la valeur* 1,5 *pour que les graphiques soient cohérents avec les résultats annoncés par les auteurs.*

l'amplitude pré- et postchoc ; cet écart est proportionnel à la variation de volume lors du débouché de choc. Des différentes simulations réalisées, le modèle suivant est ajusté en F_1 et F_2 :

$$\left|k\eta_0^+ - k\eta_{\max}^b\right| = F_0 + F_1\left(k\eta_0^- + k\eta_0^+\right) \tag{1.24}$$

Dans le cas où $\frac{V_{\mathrm{SL}}}{2D^-} < 1$, les signes des termes en η sont identifiés et les auteurs obtiennent l'équation 1.25 ; l'équation suivante est déduite en injectant l'égalité 1.15. La masse éjectée est associée à la variation de volume des bulles, fournissant la matière d'où naissent les jets.

$$\begin{aligned}\mu_j &= -\rho_2\eta_{\max}^b \\ &= \rho_2\left[\frac{F_0}{k} + F_1 h_0^- + (F_1 - 1)\, h_0^+\right] && (1.25)\\ &= \rho_2\left[\frac{F_0}{k} + \left(2F_1 - 1 + (1 - F_1)\frac{V_{\mathrm{SL}}}{D^-}\right) h_0^-\right] && (1.26)\end{aligned}$$

Cette équation diffère du modèle d'Asay et Bertholf sur les éléments suivants :

— la masse éjectée dépend du volume, mais également de la forme ($\propto \frac{1}{k}$) ; il ne faut cependant pas oublier que le *jetting-factor* dépend lui aussi de l'angle,
— ce nouveau modèle introduit une dépendance en $\frac{V_{\mathrm{SL}}}{D^-}$, autrement dit à la pression de choc,
— enfin, ce modèle utilise la masse volumique du métal (liquide) choqué, qui peut être différente de celle au repos pour les chocs forts. Ce modèle reste compatible avec ceux introduits précédemment (sections 1.4.2 et 1.4.2), mais en ajoutant de nouveaux éléments physiques.

Cas des solides

Modélisation Dans le cas des matériaux solides au moment de l'éjection, c'est-à-dire non fondus à la compression et à la détente, il n'est plus possible de considérer le matériau comme un fluide (en d'autres termes, sans résistance à la déformation). Buttler et collab. (2012b) proposent un modèle basé sur une limite de déformation du jet par une contrainte de cisaillement. Cette approche est elle-même basée sur les travaux de Piriz et collab. (2008, 2009) réalisés dans le cas $A = 1$. Après un certain nombre d'approximations, Buttler et collab. aboutissent à une expression de la taille maximale des jets avant rupture :

$$\begin{aligned}&\frac{\eta_\infty^s - \eta_0}{\eta_0} = \mu'\, F_{s,l}\, k\eta_0\, \frac{\rho_A V_{\mathrm{SL}}^2}{Y} && (1.27)\\ &\text{avec } F_{s,l} = \left[\frac{1 - \frac{V_{\mathrm{SL}}}{2D^-}}{1 - \frac{V_{\mathrm{SL}}}{D^-}}\right]^2\end{aligned}$$

où η_∞^s est la taille maximale des pics avant rupture, Y la limite élastique , ρ_A la densité du métal pré-choc, $F_{s,l}$ un facteur lié à la compressibilité et μ' est une constante issue de la simulation. Cette dernière est prise égale à 0,29 comme dans les travaux de Piriz et collab., cependant Buttler et collab. estiment qu'une réévaluation de cette constante est pertinente dans le cas $A = -1$.

En utilisant la hauteur du pic décrite par Piriz et collab. (2009) :

$$\eta^s(t) = \eta_0^+\dot{\eta}_0 t\left(1 - \frac{t}{2t_m}\right), \tag{1.28}$$

où t_m est l'instant où le pic atteint sa hauteur maximum :

$$t_m = \frac{2\left(\eta_\infty^s - \eta_0\right)}{\dot{\eta}_0}, \tag{1.29}$$

la vitesse du pic est :

$$\dot{\eta}^s(t) = \dot{\eta}_0\left(1 - \frac{t}{t_m}\right) \tag{1.30}$$

Cette équation vérifie le fait que le pic a une vitesse nulle juste avant de rompre.

Vérification expérimentale Nous présentons l'expérience *Cu-pRad0426* qui a donné lieu à de l'éjection sur une cible de cuivre. Le saut de pression a atteint 36,1 GPa, pression pour laquelle le cuivre reste solide. Sur les images radiographiques, il est possible de distinguer clairement les têtes de jets détachées du corps du pic confirmant l'hypothèse de rupture du jet. Les vitesses mesurées par VH montrent un ralentissement qui n'était pas présent sur l'étain liquide. La vitesse initiale des jets est croissante avec l'amplitude de la perturbation. Les images semblent montrer que pour les perturbations initiales les plus faibles ($k\eta = 0{,}12$ et 0,35), aucune éjection ne se soit produite. En réalité, les jets de matière éjectés sont ralentis, puis rattrapés par la surface libre car la contrainte à l'intérieur du jet n'a pas dépassé le seuil de cisaillement. L'éjection se réalise (c'est-à-dire que la matière est séparée de la cible) seulement si la perturbation initiale est suffisamment importante. Ainsi, pour les matériaux à l'état solide sous choc, il existerait un seuil de défaut pour produire de l'éjection. Les mesures de vitesses confirment ce point de vue : une perturbation nait, mais cette dernière possède une vitesse qui converge très vite vers la vitesse de surface libre.

D'autres études ont été plus récemment publiées. Mikaelian (2013) propose une nouvelle équation pour modéliser le comportement des instabilités entre deux milieux visqueux dans le cas $A = 1$. Suponitsky et collab. (2014) présentent des simulations de ces instabilités à l'intérieur d'une cavité liquide-gaz dans le cadre de la *magnetized target fusion* (MTF) à l'aide du code open-source *OpenFOAM*[(e)].

1.5 Objectifs de ces travaux

Cette thèse concerne la micro-éjection des matériaux sous choc liée aux stries d'usinage dont les tailles sont voisines du micromètre.

Beaucoup d'études ont été réalisées pour comprendre ce phénomène ; aussi bien expérimentales que numériques. Malheureusement, ces études ne couvrent pas le domaine géométrique visé (figure 1.26). Les résultats (notamment la loi en puissance du diamètre des particules) suggèrent qu'une loi d'échelle semble applicable pour transposer les résultats dans le domaine du micromètre.

Les moyens expérimentaux sont aussi limités à ces dimensions : les résolutions sont de l'ordre de la centaine de micromètres, en particulier, sur des expériences monocoups et rapides (de l'ordre de la microseconde, avec des vitesses voisines du kilomètre par seconde). Ainsi, il est très difficile de qualifier la micro-éjection par une approche microscopique qui étudierait la formation du nuage à partir de la fragmentation des jets.

Le développement des instabilités de Richtmyer-Meshkov pour décrire la formation des jets est séduisant. Cependant, il n'est actuellement maitrisé que pour les matériaux liquides (sous choc ou en détente) ; à l'état solide, la théorie est plus complexe et s'appuie sur des constantes mal déterminées.

D'un point de vue mésoscopique, pour remonter aux paramètres comme les vitesses, les tailles des particules et la densité des nuages, les études expérimentales ont toujours un intérêt.

L'objectif de ce travail est de développer les moyens de mesures, notamment le diagnostic prometteur appelé « Vélocimétrie Hétérodyne (VH) », instrument de mesure multi-vitesses résolu en temps. Il est utilisé depuis peu pour caractériser la micro-éjection dans des domaines de l'ordre du micromètre.

Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étain qui est un matériau école fréquemment utilisé pour ce type d'étude. L'étain a la particularité de posséder un point de fusion bas, et ainsi peut passer liquide à des pressions de choc relativement faibles. De plus, nous avons consolidé notre approche grâce à l'élaboration « d'expériences écoles » sur des vols de particules calibrées (chapitre 5) accélérées par laser et à l'étude des produits de fragmentation d'autres matériaux comme le carbone. En effet, nous avons précédemment illustré le manque de compréhension du phénomène, souligné par le grand nombre d'études (expérimentales, théoriques ou numériques). Les simulations sont notamment incapables de travailler sur des tailles voisines du micromètre. Pour les expériences destinées à montrer les capacités du système, nous avons donc décidé de remplacer ce « terme source » issu de la micro-éjection par des particules calibrées. Elles pourraient être comprises entre environ 0,5 et 10 µm. Cette approche permet de découpler le phénomène physique de l'étude du diagnostic. Ce type d'expériences est présenté au

(e). http://www.openfoam.com

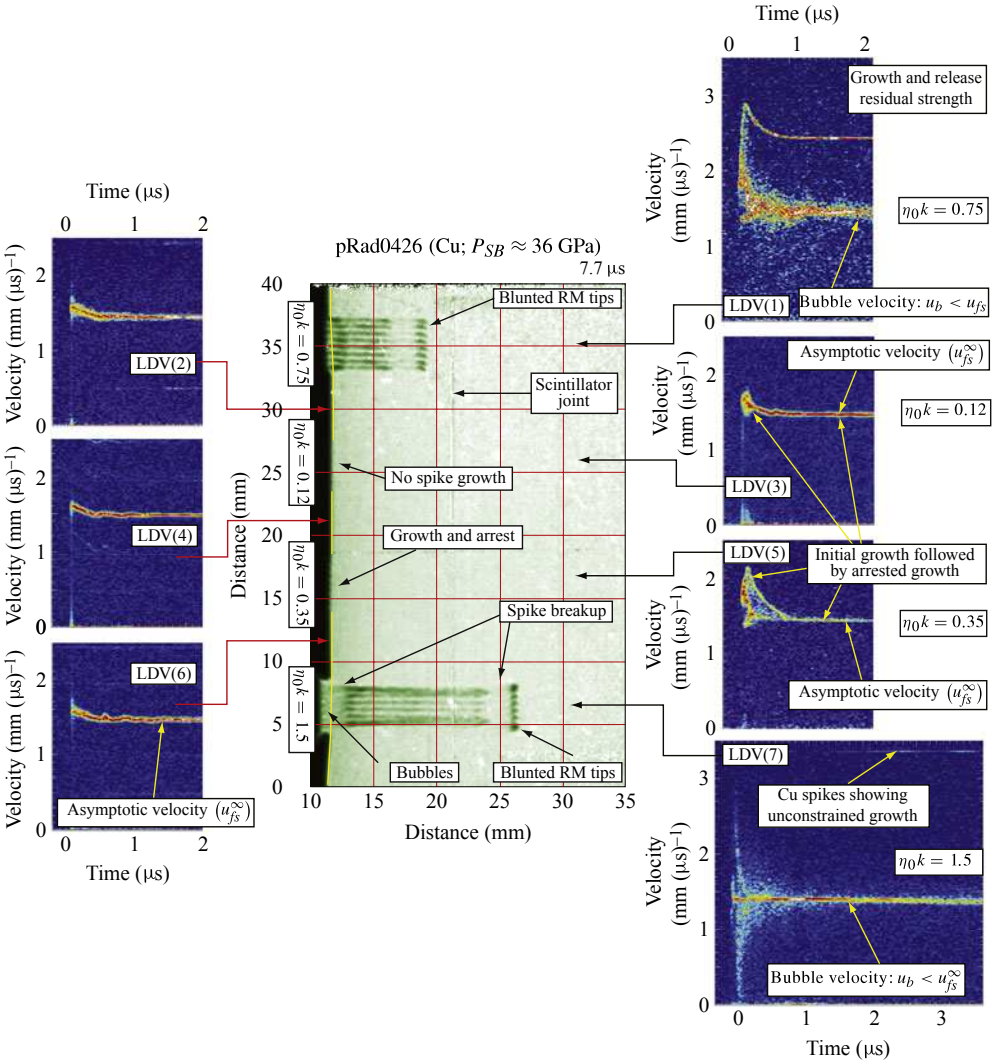
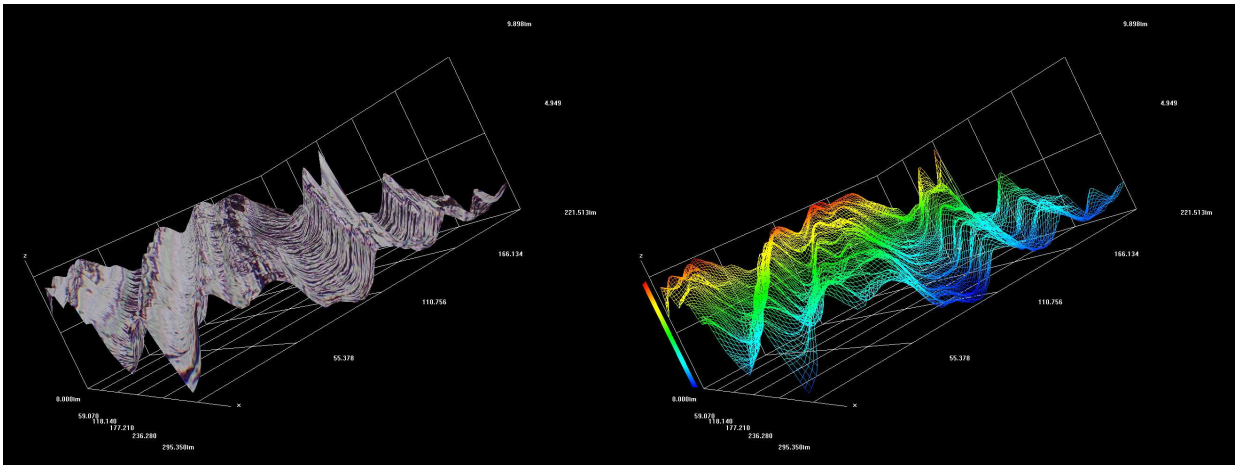


FIGURE 1.33 – Résultats partiels de l'expérience *Cu-pRad0426* extraits de l'article BUTTLER et collab. (2012b). La vitesse de surface libre V_{SL} est de 1,46 km/s permettant d'estimer la pression de choc à $\Delta p = 36{,}1$ GPa et la vitesse du front préchoc à $D^- = 5{,}12$ km/s. *Veuillez noter la correction des grandeurs $\eta_0 k$ (correspondant à $k\eta_0^-$ avec les notations de ce manuscrit), la valeur* 0,15 *a été remplacée par la valeur* 1,5 *pour que les graphiques soient cohérents avec les résultats annoncés par les auteurs.*



(a) Vue en couleurs réelles (b) Vue en fil de fer

FIGURE 1.34 – État de surface réel d'une cible. La cible possède un état de surface dont la finition est qualifiée avec une rugosité de $R_a = 0{,}8$ µm ; une telle cible est modélisée par un motif triangulaire de largeur $\lambda = 60$ µm et de hauteur $h = 8$ µm. Les unités sont exprimées en micromètres.

chapitre 4 pour des basses vitesses (quelques centaines de mètres par seconde) et à la partie 5.2 pour le régime pyrotechnique avec des vitesses supérieures au kilomètre par seconde.

Nous citons quelques questions récurrentes lors de l'exploitation des spectrogrammes issus des expériences de micro-éjection :

— Quel est le flux retour issu du nuage de particules ?
— Jusqu'à quelle profondeur le nuage est-il sondé ?
— Deux spectrogrammes peuvent-ils être comparés ? Notamment, est-ce que le spectrogramme d'un nuage de particules semblant plus « contrasté » qu'un autre est représentatif d'une densité de particules plus importante ?
— Est-on capable de détecter toutes les particules ? Sinon, existe-t-il un critère de détectivité, par exemple, dépendant de la distance et du diamètre des particules ?
— Est-il possible de prédire un spectrogramme ? Une telle simulation peut-elle être comparée avec l'expérience ?

Ces questions sont le fil rouge de ce document, elles seront progressivement abordées. L'analyse des spectrogrammes sera couplée à l'étude de la chaine de mesure, au traitement associé (chapitre 2) et à une approche de la propagation du faisceau d'analyse dans un nuage (chapitre 3).

Il est admis que la vélocimétrie hétérodyne ne peut pas à elle seule remonter à l'ensemble des grandeurs caractérisant le nuage : un couplage avec d'autres diagnostics doit être, à terme, envisagé pour réaliser l'étude complète. Par exemple, les RXM permettent d'étudier la densité, les pesées (par cible mince ou piézoélectrique) la masse éjectée au cours du temps, et l'imagerie la forme du nuage. L'utilisation de la vélocimétrie permet une meilleure compréhension du phénomène physique.

Précisons, enfin, que les défauts ou stries que nous avons présentés jusqu'ici sont idéaux. L'aspect réel de la surface dépend de la machine utilisée, de l'outil et de sa nature, et de la matière usinée. De plus, les motifs sont loin d'être simples et périodiques. La figure 1.34 présente un exemple issu d'une cible réelle. La modélisation de l'état de surface de cette dernière par un motif triangulaire est loin d'être représentatif. Une présentation sommaire de la mesure de rugosité en mécanique est proposée en annexe B.

Résumé du chapitre 1

Lors d'expériences de physique de choc monodimensionnel, quatre phénomènes associés à la matière en amont de la surface libre (dans l'ordre antichronologique) peuvent se produire :

— la micro-éjection,
— le micro-écaillage,
— l'écaillage,
— la fragmentation.

Ces phénomènes produisent des quantités de matière éjectée de plus en plus importantes. Nous nous intéressons au premier mécanisme (la micro-éjection), le plus court et le plus faible en quantité de masse éjectée. Ce document se focalise sur l'étain, matériau école possédant un point de fusion bas ; l'état liquide favorisant la masse éjectée.

Différentes approches de modélisation existent :

— empiriques (telles que les modélisations proposées par Frachet et collab. et Asay et Bertholf),
— à l'échelle de la mécanique des fluides ($\approx 10 - 100$ µm),
— à l'échelle de la dynamique moléculaire (≈ 100 nm),
— basées sur la théorie des instabilités de Richtmyer-Meshkov en supposant des défauts sinusoïdaux.

Ces approches s'appuient, notamment, sur une possible loi d'échelle capable de transposer les résultats à l'échelle recherchée (≈ 1 µm). Ainsi, nous souhaitons disposer de moyens expérimentaux pour qualifier les phénomènes de micro-éjection à l'échelle du micromètre.

Nous souhaitons développer les possibilités de qualifier la micro-éjection induite par les stries d'usinage (d'ordre de grandeur 1 µm) afin de la confronter à des modèles. La plupart des moyens expérimentaux ont des difficultés à atteindre cette échelle spatiale. **Ce document détaille les apports de la vélocimétrie hétérodyne pour l'étude des nuages de particules hyper-véloces, particulièrement ceux produits par la micro-éjection.** Les grandeurs mises en jeu sont (section 1.1.5) :

— **des vitesses de l'ordre du km/s à quelques km/s**,
— **des tailles comprises entre 0,5 µm et 10 µm**,
— **des fractions volumiques** comprises **entre 10^{-3} et 10^{-2}**,

Afin de simplifier l'étude, des particules calibrées ont été accélérées pour mesurer des nuages de composition connue (taille, forme, matériau, ...). Les chapitres 4 et 5 traiteront de ces expériences.

Chapitre 2

Vélocimétrie Hétérodyne : mesure de vitesse et radiométrie associée

Les vitesses des particules issues de la micro-éjection sont une donnée clé dont la détermination est souhaitée (partie 1.1.5). Elles ne sont pas homogènes : les particules ne sont pas toutes éjectées avec la même vélocité et peuvent accélérer ou décélérer au cours de leur propagation (freinage dans un gaz, rattrapage par une onde de choc, ...).

L'imagerie par ombroscopie (section 1.3) est uniquement capable de mesurer la vitesse moyenne de la tête de nuage. Les diagnostics par interférométrie laser existent depuis plusieurs dizaines d'années (voir 2.1), mais seule la Vélocimétrie Hétérodyne (VH), développée à partir de 2004 et utilisée au CEA depuis 2006, est capable de réaliser des mesures multi-vitesses résolues en temps, conduisant à une représentation sous la forme d'un spectrogramme temps-vitesse (tel que celui présenté en figure 2 page 2). En effet, l'endommagement de la face arrière (fragmentation, micro-écaillage ou micro-jetting) provoque un « brouillage » de la mesure pour les appareils « Doppler » classiques (VISAR ou IDL).

L'interprétation d'un tel spectrogramme n'est pas évidente, notamment en terme de puissance renvoyée par la particule ou le nuage, puis collectée par la sonde de mesure. De même, la sensibilité du dispositif doit être estimée. **Nous développerons dans ce chapitre une analyse originale du signal pour aboutir à un spectrogramme en densité de puissance traduisant la quantité de lumière reçue par « unité de vitesse », ainsi qu'une limite de détection sur ce même spectrogramme en fonction du bruit détecteur et du traitement appliqué.** Cette démarche nécessite une calibration du système de mesure. La résolution temps-vitesse du spectrogramme sera obtenue grâce à la limite dite de Gabor.

Les questions concernant le diamètre limite de détection, l'extinction à travers le nuage et la profondeur d'analyse, seront abordées au chapitre 3.

Cette introduction reflète le plan de ce chapitre. Tout d'abord, un historique des moyens de vélocimétrie pour la physique des chocs est rappelé. Nous présenterons le principe de fonctionnement de l'IDL et du VISAR pour soulever les différences avec la vélocimétrie hétérodyne. Les développements réalisés, notamment au sein du CEA, seront énumérés.

Nous décrirons, ensuite, un système VH dans sa généralité pour présenter les principes et équations. Puis, en s'appuyant sur l'équipement développé au CEA comme exemple, nous simplifierons la modélisation en adéquation avec les mesures de nuages de particules. L'analyse des signaux expérimentaux par une Transformée de Fourier Court-Terme (TFCT), est également détaillée.

Enfin, nous aborderons les aspects radiométriques de la mesure, en tenant compte du traitement appliqué. Ce développement permet d'estimer le flux retour. Il sera nécessaire de définir la sensibilité de la baie de mesure. La question de la limite de détectivité sera traitée à partir du bruit au niveau du flux mesuré par le détecteur, ainsi que la problématique de la calibration de l'instrument. Enfin, une modélisation simple de la sonde sera proposée.

2.1 Introduction historique

Dans les expériences de physique de choc, les diagnostics ont vu leurs technologies évoluer au cours des années. Sous le vocable « vélocimétrie », nous regroupons l'ensemble des moyens capables de mesurer la vitesse d'un objet (ou plus précisément de sa surface). Parmi les nombreuses applications, on peut citer la mesure de la vitesse de surface libre qui donne accès aux paramètres A et B de l'équation d'état caractéristique d'un matériau dense (annexe A.3).

Ces systèmes de mesure reposent principalement sur l'effet dit de *Fizeau-Doppler*[(a)] ou plus couramment d'*effet Doppler*. Cet effet a d'abord été découvert par Christian Doppler (Doppler, 1842), puis redécouvert de manière indépendante par le français Hippolyte Fizeau en 1848. Il consiste en un décalage de fréquence dû à la vitesse relative entre l'observateur et l'objet réflecteur ou émetteur. Dans le cadre de la mécanique classique, la fréquence f_{source} d'une onde acoustique ou électromagnétique se propageant selon $\vec{e}_z$, vue par le récepteur, est modifiée ainsi :

$$f_D = \frac{1 - \frac{\vec{v}_{\text{récepteur}} \cdot \vec{e}_z}{c}}{1 - \frac{\vec{v}_{\text{source}} \cdot \vec{e}_z}{c}} f_{\text{source}} \approx 1 + \frac{(\vec{v}_{\text{source}} - \vec{v}_{\text{récepteur}}) \cdot \vec{e}_z}{c} f_{\text{source}} \qquad (v \ll c) \tag{2.1}$$

Les vitesses sont comptées comme positives le long de la direction de propagation. Dans un cadre expérimental, la vitesse du récepteur $v_{\text{récepteur}}$ sera nulle (récepteur immobile).

D'abord exploitée dans le domaine des micro-ondes (Fauquignon et collab., 1963–1965), la mesure d'un décalage de fréquence, résultant de la propagation de l'onde à travers un milieu soumis à des ondes acoustiques, a été présentée dès le début du siècle d'abord par Debye et collab. (1934) ; Debye et Sears (1932), puis par Cummins et collab. (1963).

Les techniques utilisées pour mesurer ces décalages peuvent être regroupées en 3 catégories :

1. **La mesure directe de la fréquence**
   — Soit par un enregistrement direct des battements du signal, ce qui nécessite des enregistreurs capables de mesurer des fréquences très élevées selon le domaine. Cela est réalisable dans le domaine acoustique ou plus récemment dans celui des micro-ondes.
   — Soit par un analyseur de fréquences (souvent résolu en temps), tel qu'un réseau optique ou (plus « anecdotique ») l'oreille humaine, capable de différencier les sirènes d'un véhicule de secours selon que ce dernier s'éloigne ou se rapproche.

2. **La mesure homodyne**
   Dans ce cas, le signal (en général optique) revenant de la cible est couplé avec lui-même avec un léger retard τ_i. Ce dernier permet de définir la vitesse d'appareil V_{app} (en anglais, *fringe constant*) correspondant à la variation de vitesse induisant une évolution de phase de 2π :

$$V_{\text{app}} = \frac{\lambda_{\text{s}}}{2\tau_i} = \frac{\lambda_{\text{s}} c_0}{2\delta_i} \tag{2.2}$$

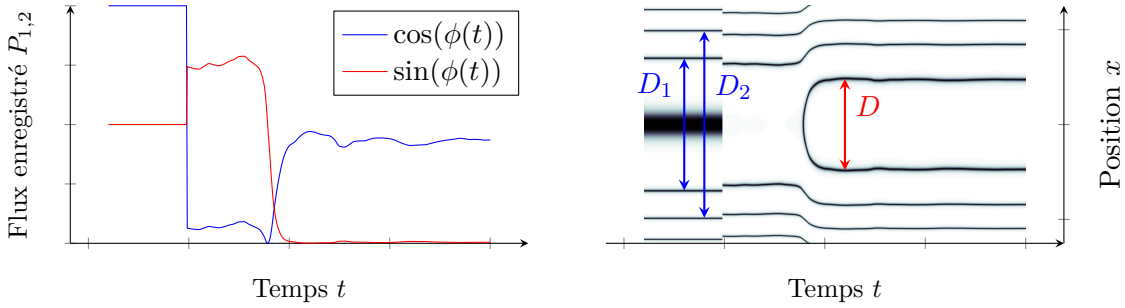
   où λ_{s} est la longueur d'onde du laser, τ_i le retard introduit par l'interféromètre et δ_i la différence de marche correspondante. Le système est respectivement appelé « VISAR » ou « IDL » (*DLI* ou *F-P technique* en anglais) si l'interféromètre est respectivement de Michelson ou de Fabry-Pérot. L'état interférométrique est alors relié à la vitesse de la cible, sous condition que l'on connaisse sa vitesse initiale (nulle dans la plupart des cas). En mesurant la phase $\phi(t)$ à partir de l'état interférométrique, il est possible de calculer la vitesse $v(t)$ de la cible par la relation :

$$v_{\text{source}}(t) - v_{\text{source}}(t_0) = V_{\text{app}} \left(m + \frac{\phi(t) - \phi(t_0)}{2\pi} \right), \; m \in \mathbb{Z}. \tag{2.3}$$

   Cependant, comme la détermination de la phase est réalisée à 2π près, le dépouillement conduit à une multitude de solutions séparées d'un multiple entier de la vitesse d'appareil (1 seule est physique). Une technique simple pour éviter cette situation est d'utiliser une vitesse d'appareil supérieure à la vitesse maximale attendue. Il est également possible d'utiliser deux interféromètres de vitesses d'appareil différentes.

(a). L'appellation *Fizeau-Doppler* est principalement utilisée dans les documents francophones.

Le flux reçu par le détecteur est proportionnel à celui revenant de l'objet, ce qui limite la détectivité de l'instrument. L'utilisateur doit donc optimiser le flux retour en ajustant l'alignement optique et en améliorant l'homogénéité de la rétrodiffusion de la cible (en dépolissant la surface cible avec du papier de verre, par exemple). Ainsi, la plupart des systèmes sont équipés de laser d'éclairage de plusieurs watts. Le transport aller-retour peut être assuré par des fibres optiques multimodes.



(a) Exemple de signal VISAR (numériseur)

(b) Exemple de signal IDL (caméra à balayage de fente)

FIGURE 2.1 – Exemple de signaux obtenus par une mesure VISAR ou IDL, avec des vitesses d'appareil identiques.

— Dans le cas du VISAR (pour *Velocity Interferometer System for Any Reflector*), nom commercial du système produit par la société *Valyn* désignant également, à l'usage, tout système reposant sur le même principe. Il est construit sur la base d'un interféromètre de MICHELSON – 2 ondes – compensé en champ [(b)] tel que l'un des bras possède un retard (provoqué par l'ajout d'étalons en silice [(c)]). Deux photodiodes enregistrent les flux sortant de chacun des bras respectivement proportionnels à :

$$\begin{aligned} P_1(t) &\propto P_o(t)\left[1 + c(t)\cos\left(\phi(t)\right)\right] \\ P_2(t) &\propto P_o(t)\left[1 + c(t)\sin\left(\phi(t)\right)\right] \end{aligned} \tag{2.4}$$

avec $P_o(t)$ le flux retour et $c(t)$ le contraste des franges (figure 2.1a). Généralement une troisième photodiode enregistre un prélèvement du flux entrant dans l'interféromètre pour normaliser les puissances recueillies sur les deux premiers capteurs. Une évolution du VISAR, dite *push-pull*, requiert 4 photodiodes et 2 amplificateurs différentiels : toute la lumière sortant des deux voies de l'interféromètre est alors mesurée (ce qui n'était pas le cas des précédents) ; cette structure permet de s'affranchir de l'estimation du flux entrant utilisé pour la normalisation des signaux (HEMSING, 1979). Il est aussi possible de remplacer les photodiodes par une caméra rapide à balayage de fente. Le grand défaut de cet interféromètre est son incapacité à mesurer plusieurs vitesses simultanément. Si la cible devient multivitesse (en cas de écaillages multiples, par exemple), alors le contraste des franges s'écroule et la détermination de la phase devient impossible. Cette conséquence a été mentionnée par ASAY (1976, p. 12–15) ainsi que dans les publications DE RESSÉGUIER et collab. (2007a, b). Des mesures jusqu'à 10 km/s ont été présentées (FURNISH et collab., 1999).
Le lecteur collectera à travers les différentes publications (BARKER et HOLLENBACH, 1965, 1972 ; DOLAN, 2006 ; MERCIER et collab., 2003) diverses informations sur le *VISAR*.

— Dans le cas de l'« IDL » (pour « Interférométrie Doppler Laser », *Doppler Laser Interferometry – DLI* ou encore *Fabry-Pérot technique*), l'interféromètre utilisé est un Fabry-Pérot – ondes multiples – avec une distance inter miroirs notée $d_{FP} = c\tau_i$; la figure d'interférence produite

(b). Interféromètre de MICHELSON compensé en champ : présence d'un étalon en silice sur l'un des miroirs tel que la différence de marche puisse s'écrire $\delta = \delta_0 + \delta_2 i^2 + \underset{i\to 0}{O}\left(i^4\right)$ avec $\delta_2 = 0$ où i est l'angle de champ. Cette compensation permet d'augmenter le champ sur lequel la phase est constante afin, par exemple, de placer un détecteur de taille plus importante pour augmenter le flux capté.

(c). Lames de verre de grande qualité dont l'épaisseur optique a été mesurée avec précision.

à l'infini est projetée à l'aide d'une lentille de focale f_{FP} sur une caméra rapide à balayage de fente. L'interférence est constructive lorsque le déphasage induit par l'interféromètre est un multiple entier de 2π,

$$\delta = 2\, d_{FP}\, \cos\theta = m\lambda,\ m \in \mathbb{N}$$

où λ est la longueur d'onde modifiée par l'effet Doppler-Fizeau,

$$\lambda = \frac{c}{f_D} = \frac{c}{f_{\text{source}}\left(1 + \frac{v_{\text{source}}}{c}\right)} \approx \lambda_{\text{s}}\left(1 - \frac{v_{\text{source}}}{c}\right)$$

L'angle étant relié à la position sur la caméra $x_{\text{caméra}}$ par la focale, la relation finale pour des angles θ petits s'écrit :

$$1 - \frac{1}{2}\left(\frac{x_{\text{caméra}}}{f_{FP}}\right)^2 = m\frac{V_{\text{app}}}{c}\left(1 - \frac{v_{\text{source}}}{c}\right),\ m \in \mathbb{Z} \tag{2.5}$$

Finalement, on s'intéresse uniquement à la distance $D = x^{+}_{\text{caméra}} - x^{-}_{\text{caméra}}$ entre les deux positions constructives (pic) sur l'image. En utilisant le système d'anneaux en statique (avant tir, où les vitesses sont nulles) et l'équation précédente, l'expression de la vitesse se simplifie en (voir figure 2.1b) :

$$v_{\text{source}} = V_{\text{app}}\left(m + \frac{D^2 - {D_1}^2}{{D_2}^2 - {D_1}^2}\right),\ m \in \mathbb{Z} \tag{2.6}$$

permettant ainsi une lecture de l'interférogramme indépendamment des paramètres du système (telle que la focale ou le grandissement de l'image après développement).
Comparé au VISAR, l'apport de l'IDL est sa capacité à pouvoir résoudre plusieurs vitesses simultanément. Notamment, si la cible subit du micro-écaillage (soit une dispersion des vitesses autour d'une vitesse centrale), la largeur des raies sur la caméra s'épaissit. Un tel résultat est présenté dans (Elias, 1988, p. 165) [(d)] où les raies mesurées, lors de chocs sur l'étain à différents sauts de pression (estimés à 22,5 GPa, 23,9 GPa et 27,1 GPa), s'élargissent, puis disparaissent à des instants de plus en plus précoces ; l'étain passant en fusion sous choc-détente autour de 29 ± 1 GPa (Mabire et Hereil, 2000).
L'IDL a été développée par le CEA dès 1963 à l'École Polytechnique, puis au Fort de Vaujours où les premières expériences sur explosif ont été réalisées. L'histoire de sa conception est relatée dans Collectif CEA (1998, p. 163–169). Le lecteur peut se rapporter aux publications (Andriot et collab., 1982 ; Durand et collab., 1977 ; Laharrague et collab., 1970 ; McMillan et collab., 1988 ; Mercier et collab., 1993, 2003) pour plus de détails sur ces systèmes. De nombreux équipements multivoies (jusqu'à 8) ont été développés (Durand et collab., 1994 ; Gidon et Behar, 1988 ; Veaux et collab., 1990).

3. **La mesure hétérodyne**
Dans ce cas, le signal provenant de l'objet interfère avec un signal de référence qui peut être :
— soit une partie de l'onde utilisée pour éclairer l'objet,
— soit une partie de l'onde décalée en fréquence grâce à un modulateur acoustique (utilisé par exemple en vibrométrie laser), soit un deuxième laser dit de « référence » (ou « oscillateur local ») dont le décalage avec le premier est mesurable. La fréquence du battement du flux reçu est égale à la différence des fréquences optiques entre l'onde retour et l'onde de référence ; elle est reliée à la vitesse.

Si le même laser source est utilisé (ou sur une durée pendant laquelle le laser source et le laser de référence sont cohérents entre eux), ce vélocimètre se comporte comme un interféromètre de déplacement de type Michelson ou Mach-Zehnder.
À la différence des interféromètres « homodynes », l'intensité des battements est proportionnelle à la moyenne géométrique des flux « retour » et « référence » : le signal peut ainsi être « amplifié » par en augmentant le flux de référence.

(d). Ces résultats sont aussi présentés dans l'article Elias et collab. (1988).

Les systèmes hétérodynes sont utilisés pour la mesure de la vitesse des fluides (Foreman et collab., 1965 ; Yeh et Cummins, 1964) ou en anémométrie.

Le seule difficulté technique de ces systèmes est la gamme de fréquences mise en jeu. Nous démontrerons que la fréquence est reliée à la vitesse par une demi-longueur d'onde ($v = \frac{\lambda}{2} f$), si bien qu'avec une bande passante de 1 GHz et une longueur d'onde optique de 1 µm (par exemple), il n'est possible d'enregistrer que des vitesses inférieures à 500 m/s, ce qui est faible pour les expériences de détonique. Ainsi, les premiers systèmes de ce type, développés dans le début des années 1960 (arrêt en 1963) au Fort de Vaujours par P. Laharrague, G. Guerber et P. Viguier ont utilisé des micro-ondes ($\lambda = 3$ cm).

Il a fallu attendre les années 2000 pour que les progrès des télécommunications autorisent l'utilisation de longueur d'onde optique. Avec le développement de ces techniques, les composants fibrés et hautes fréquences (> 10 GHz) autour de la longueur d'onde 1,55 µm, aujourd'hui grandement utilisés dans les transmissions, ont pu permettre la conception de systèmes de Vélocimétrie Hétérodyne (VH). Grâce à sa grande sensibilité, il est possible de fonctionner avec des puissances inférieures au watt, rendant ainsi aisée une conception entièrement fibrée.

Le terme français Vélocimétrie Hétérodyne fait l'objet de nombreuses traductions en langue anglaise : d'abord appelée *Laser Doppler Velocimetry* (principalement utilisé pour les mesures de vitesse de fluides), la traduction mot à mot est plus rarement utilisée *Heterodyne Velocimetry* (abrégé *het-V* ou *HV*). L'appellation *Photonic Doppler Velocimetry (PDV)* [(e)] est actuellement la désignation usuelle des systèmes VH entièrement fibrés.

La longueur d'onde choisie est située dans la bande dite de « sécurité oculaire ». Ce terme ne signifie pas qu'un laser fonctionnant dans cette gamme (comprise entre 1,5 µm et 1,55 µm), soit inoffensif, mais que l'énergie transportée par la lumière infrarouge est principalement absorbée par la cornée et l'humeur aqueuse ; cela réduit le danger par rapport à une onde lumineuse qui est essentiellement arrêtée par le cristallin ou la rétine qui ne peuvent se régénérer [(f)].
L'idée de la réalisation d'un système fonctionnant à la longueur d'onde utilisée par les télécommunications a été proposée dès 2004 (Buttler et collab., 2004) ; le premier système entièrement fibré, est présenté en 2005, puis en 2006 par O. Strand du *Lawrence Livermore National Laboratories* (Strand et collab., 2005, 2006).

Le premier prototype du CEA utilisant un unique laser fut présenté en 2006 Mercier, Benier, Azzolina, Lagrange et Partouche. Dès 2009, les développements du système (ajout d'un laser de référence) et les résultats furent présentés à plusieurs reprises entre 2008 et 2009, puis 2011 (Benier et collab., 2009 ; Besnard et collab., 2010 ; Mercier et collab., 2009a, 2012, 2010, 2009b). Citons :

— la mesure de micro-écaillage sous choc laser et sous vide,
— la mesure d'un nuage de micro-éjection, aussi bien dans le vide que dans l'air ambiant,
— la mesure d'une onde de superdétonation dans du nitrométhane,
— la mesure des ondes de choc dans les matériaux transparents (eau lourde, nitrométhane, PMMA).

Récemment, Devlaminck et collab. (2014) ont présenté un montage de VH en triature [(g)] permettant de lever l'indétermination de phase ainsi qu'un traitement par ondelettes continues de Morlet (*CWT*).

Quant à la question de la précision de la mesure, elle fait l'objet de nombreuses présentations au *PDV User Workshop* [(h)]. Pour notre part, nous aborderons un critère de résolution sur le

(e). La définition de *photonic* ou de son équivalent français « photonique » est floue. Le *Larousse* propose une définition dérivant ce terme du photon ; d'autres proposent des définitions plus techniques, notamment attribuant l'adjectif photonique à toute technologie liant le photon à l'information, ou encore aux systèmes optiques fibrés.

(f). Le lecteur peut, par exemple, se référencer à l'introduction de la thèse de Tanguy (1996) ou au livre Sliney et Wolbarsht (1980).

(g). Un coupleur en triature est un composant optique qui possède trois entrées et trois sorties. Chaque sortie est alimentée par un mélange égal des trois entrées, mais respectivement déphasées de $-\frac{2\pi}{3}$, 0, $\frac{2\pi}{3}$ radian.

(h). Le *PDV User Workshop* sont des journées d'échanges entre les utilisateurs (principalement américains), concepteurs et équipementiers des systèmes VH. Elle a lieu tous les un ou deux ans aux États-Unis. `http://kb.osu.edu/dspace/handle/1811/52627`.

spectrogramme, couramment utilisé de manière empirique, concernant la loi de vitesse extraite. Nous citerons deux articles publiés abordant ces points : Dolan (2010) ; Jensen et collab. (2007).

2.2 Présentation de la Vélocimétrie Hétérodyne (VH)

2.2.1 Principes généraux

Dans notre approche, nous aborderons rapidement le principe de l'interféromètre de déplacement de la VH, décrit dans Mercier et collab. (2006), en utilisant la variation de la différence de chemin optique. Puis, nous poursuivrons par une description fréquentielle, mieux adaptée au dépouillement utilisé (TFCT). Celle-ci peut être facilement appréhendée dans le cadre du premier modèle, lorsque les vitesses sont supposées constantes durant le temps d'analyse (par fenêtre glissante). Enfin, pour discuter des aspects radiométriques, nous utiliserons les caractéristiques du système CEA décrit dans ce mémoire ainsi que les ordres de grandeur des flux retours des objets observés pour simplifier les équations décrites dans le cas général.

Interféromètre de déplacement

Un système VH est avant tout un interféromètre de déplacement comme le sont les interféromètres de Michelson (figure 2.2) ou de Mach-Zehnder ; nous allons commencer par décrire un tel interféromètre puis, ajouter les différents éléments pour obtenir les baies vélocimétriques actuelles.

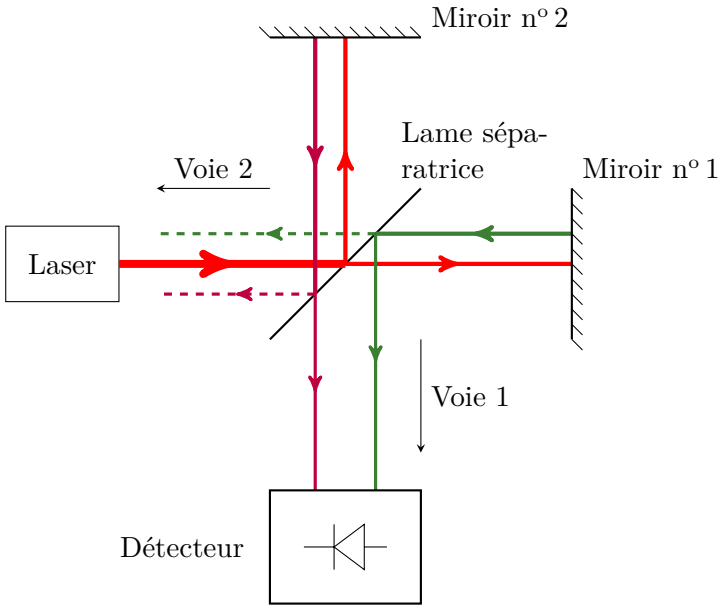


Figure 2.2 – Schéma d'un interféromètre de Michelson.

En supposant que les réflexions soient partielles sur les miroirs et que les transmissions soient parfaites sur les autres composants, la puissance en sortie peut s'écrire :

$$P_{s1} = R_1 P_e + 2\sqrt{R_1 R_2} P_e \cos\left(2\pi \frac{2\delta}{\lambda}\right) + R_2 P_e \tag{2.7}$$

avec :

- P_e la puissance en entrée de l'interféromètre,
- R_1 et R_2 les coefficients de réflexion des miroirs 1 et 2,
- λ la longueur d'onde du laser,
- P_{s1} la puissance en sortie de l'interféromètre sur la voie 1 représentée sur le schéma,
- $\delta = \mathrm{n}\,\Delta x$ est la différence de chemin optique entre les voies *objet* et *référence*, n l'indice optique du milieu (en général de l'air, très proche de 1) et x la différence de chemin géométrique entre les deux voies.

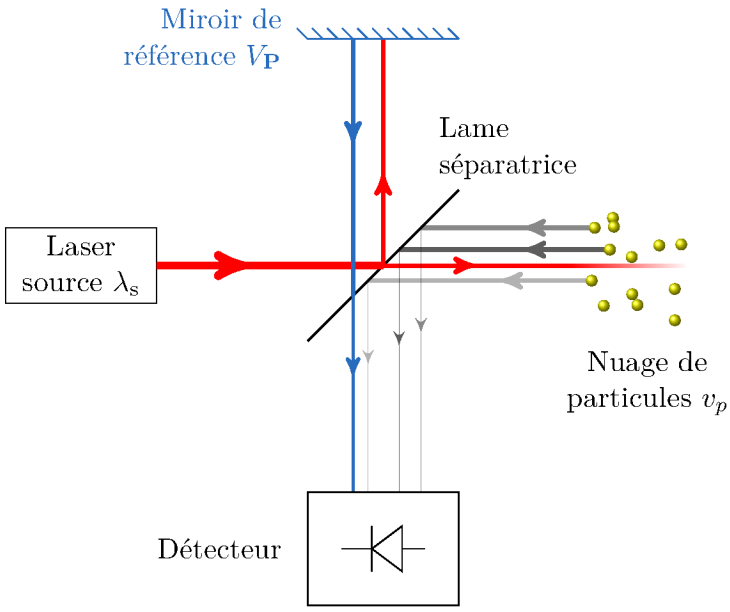


FIGURE 2.3 – Schéma équivalent (type Michelson) d'un système VH.

Nous pouvons alors réécrire cette équation :

$$P_{s1} = (R_1 P_e + R_2 P_e)\left(1 + \underbrace{\frac{2\sqrt{R_1 R_2} P_e}{R_1 P_e + R_2 P_e} \cos\left[2\pi \frac{2\delta}{\lambda}\right]}_{\text{Terme de modulation } \kappa \cos[\phi(t)]}\right) \tag{2.8}$$

Nous définissons le taux de modulation $\kappa = \frac{2\sqrt{R_1 R_2} P_e}{R_1 P_e + R_2 P_e}$, compris entre 0 et 1 ; il est maximal lorsque $R_1 = R_2$. Le terme de modulation $(\kappa \cos[\phi(t)])$ de l'équation 2.8 est porteur de l'information de déplacement δ.

Transposition à la vélocimétrie

Imaginons que les positions respectives du premier et du second miroir soient x_1 et x_2. Si le premier miroir est animé d'une loi de vitesse $v_1(t)$ et le second fixe, alors :

$$x_1(t) = \int_{t_0}^{t} v(\tau)\mathrm{d}\tau + l_{\text{fibre}} \tag{2.9}$$

$$P_{s1}(t) \propto (1 + \kappa \cos[\phi(t)]) \tag{2.10}$$

$$\text{avec } \phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda}\left(\int_{t_0}^{t} v(\tau)\mathrm{d}\tau + l_{\text{fibre}}\right) \tag{2.11}$$

$$\tag{2.12}$$

Comme la fréquence instantanée du flux enregistré est égale à la dérivée de la phase de l'équation précédente, elle est proportionnelle à la vitesse :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\phi(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{2}{\lambda}V(t) \tag{2.13}$$

Il est possible de refaire le calcul précédent en supposant que le second miroir (de référence) se déplace à une vitesse constante $V_{\mathbf{P}}$. On obtient alors l'équation suivante qui nous servira dans le cheminement de ce chapitre, et pour expliquer le principe du « pivot » (utilisation de 2 lasers décalés en fréquence) :

$$f(t) = \frac{2}{\lambda}\left(V(t) + V_{\mathbf{P}}\right). \tag{2.14}$$

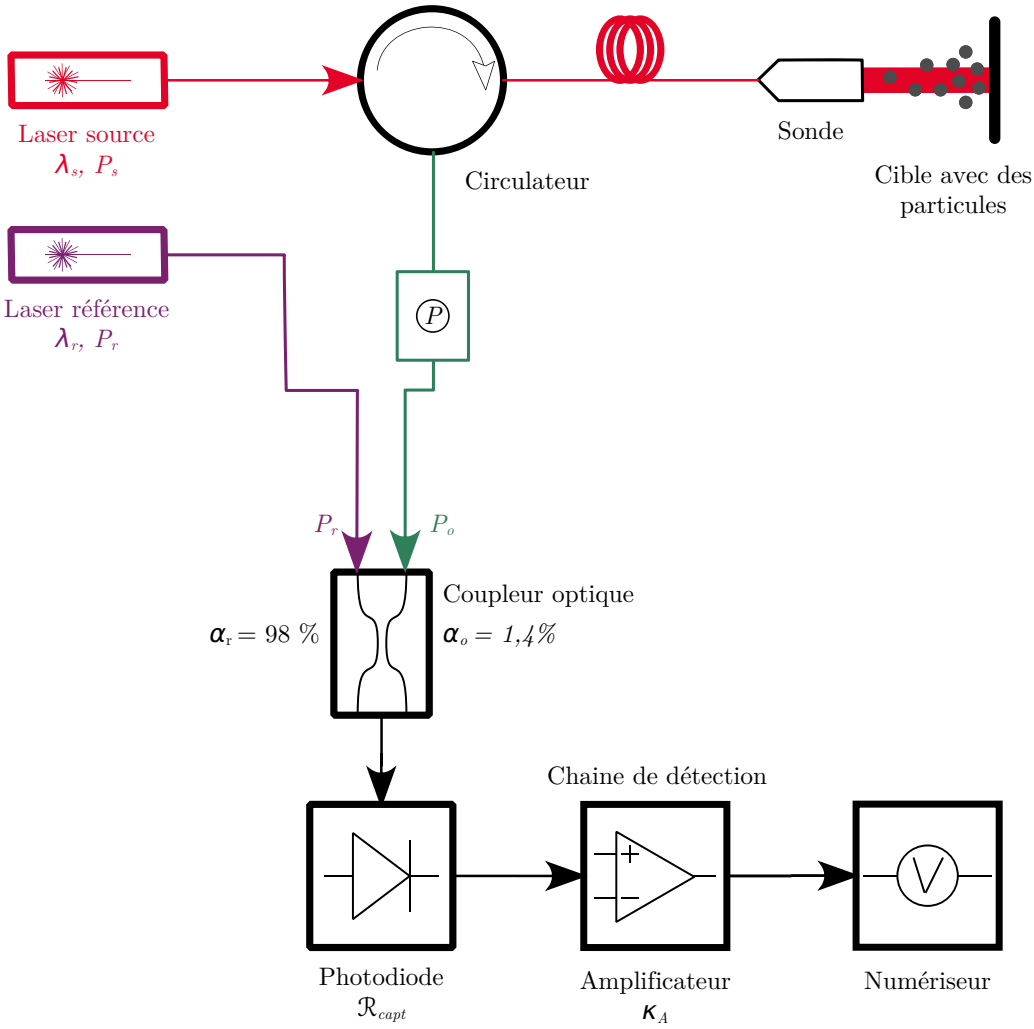


FIGURE 2.4 – Schéma d'un système VH

Fonctionnement des systèmes de Vélocimétrie Hétérodyne

Un système de VH est un dispositif optique fibré constitué au moins des éléments suivants (figure 2.4) :

— Un laser monochromatique dit *source* délivrant une lumière de longueur d'onde $\lambda = \lambda_s$ et de puissance P_s.

— (Éventuellement) un laser monochromatique dit *référence* délivrant une lumière de longueur d'onde $\lambda = \lambda_r$ et de puissance P_r. La différence de fréquence entre les deux lasers est $f_{\mathbf{P}} = \frac{c}{\lambda_r} - \frac{c}{\lambda_s} \approx c\,\frac{\lambda_s - \lambda_r}{\lambda^2}$. Ce second faisceau laser peut être directement prélevé sur le laser source grâce à un coupleur ; dans ce cas la différence de fréquence est égale à $f_{\mathbf{P}} = 0$ (on parle également de « pivot nul »). Pour obtenir des performances optimales, les durées de cohérence du ou des laser(s) doivent être grandement supériences à la durée d'analyse T (cf. page 52).

— Un circulateur (figure 2.6, page 53) permettant de séparer le flux revenant de la cible de celui qui l'éclaire, la même sonde étant généralement utilisée pour éclairer et collecter la lumière retour.

— Une sonde optique traitée antireflet.

— Un coupleur optique ayant des coefficients de couplages β_r et β_o asymétriques, mélangeant le signal retour (porteur de l'information δ) au laser de référence.

— Un photodétecteur, un amplificateur équipé d'un filtre passe-bas ou passe-bande, puis d'un enregistreur. Ce dernier ensemble forme la chaine d'acquisition opto-électronique.

Les différents éléments sont reliés par des fibres monomodes afin de conserver le chemin optique parcouru (pour ne pas altérer le parcours optique δ et brouiller les interférences, comme le ferait une

fibre multimode) [a]. La longueur des fibres est sans incidence sur l'interféromètre, c'est une constante additive au chemin optique qui disparait au calcul. En effet, nous nous intéressons à la fréquence du signal (équation 2.14) et l'introduction d'une phase constante supplémentaire ne change pas le résultat.

La comparaison avec un interféromètre de déplacement se comprend rapidement dans le cas où un seuil laser est utilisé. Dans le cas où deux lasers sont implémentés, l'interprétation mérite des explications supplémentaires et un développement plus poussé que la simple analyse à l'aide d'un interféromètre de Michelson. En effet, les deux sources laser sont dans ce cas indépendantes et donc incohérentes entre elles, même si chacune d'elles offre une bonne cohérence. L'approche « fréquentielle » que nous allons développer montre que le résultat est toujours valable pendant un temps lié au temps de cohérence entre les deux lasers. Nous allons, tout d'abord, établir une équivalence entre l'effet Doppler et le déplacement de la cible, en considérant la fréquence comme la dérivée instantanée de la vitesse. Ensuite, nous aborderons le couplage des deux ondes et enfin l'enregistrement.

Équivalence effet Fizeau-Doppler et déplacement

Nous commençons par considérer le bras de l'interféromètre dans lequel est situé l'objet animé d'une vitesse $V \ll c$ (figure 2.5). Si le champ incident est noté $\mathtt{E}_-(z,t) = E_- e^{2i\pi\left(-\frac{z}{\lambda}-\frac{ct}{\lambda}\right)}$, le champ réfléchi est supposé s'écrire $\mathtt{E}_+(z,t) = E_+ e^{2i\pi\left(\frac{z}{\lambda}-\frac{ct}{\lambda}-\varphi(t)\right)}$. La réflexion du champ sur la cible, dont la position est notée $Z(t)$, permet d'écrire :

$$\mathtt{E}_+\left[Z(t),t\right] = r\mathtt{E}_-\left[Z(t),t\right] \tag{2.15}$$

De plus, le déplacement de l'onde à la vitesse c justifie :

$$\begin{cases} \mathtt{E}_-\left[0, t-\frac{Z(t)}{c}\right] = \mathtt{E}_-\left[Z(t),t\right] \\ \mathtt{E}_+\left[0, t+\frac{Z(t)}{c}\right] = \mathtt{E}_+\left[Z(t),t\right] \end{cases} \tag{2.16}$$

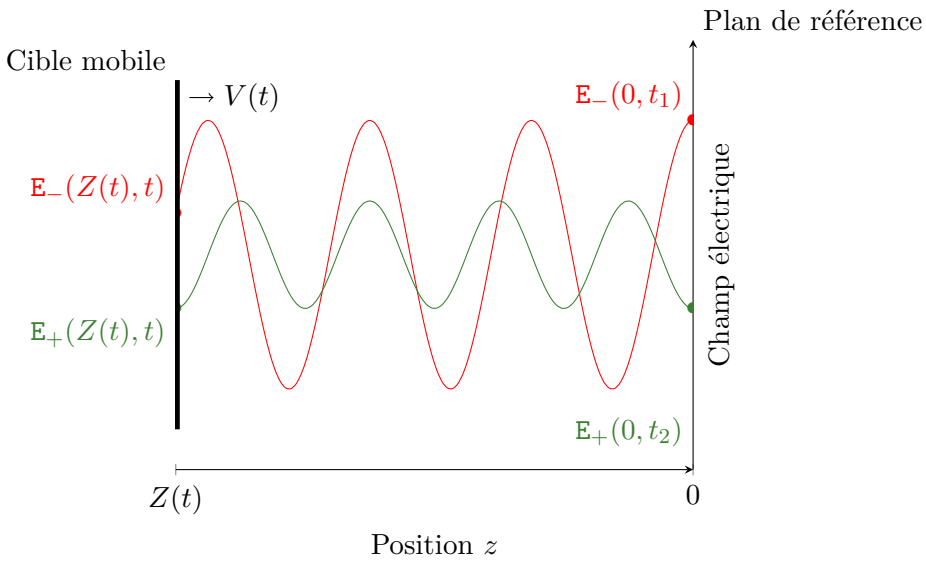


FIGURE 2.5 – Champs électriques le long du bras *objet* de l'interféromètre. $\mathtt{E}_-$ et $\mathtt{E}_+$ sont respectivement les champs incident et réfléchi.

En introduisant, dans les équations, la position initiale de la cible $Z_0 = Z(t=0)$, les équations précédentes deviennent :

$$\begin{cases} \mathtt{E}_-\left[0, t-\frac{Z_0}{c}-\frac{Z(t)-Z_0}{c}\right] = \mathtt{E}_-\left[Z(t),t\right] \\ \mathtt{E}_+\left[0, t+\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c}\right] = r\mathtt{E}_-\left[Z(t),t\right] \end{cases} \tag{2.17}$$

[a]. Des essais ont montré que l'introduction d'une portion courte (1 à 2 m) de fibre multimode sur la ligne *objet* ne perturbait pas la mesure (MERCIER et collab., 2009a).

Ainsi $E_+ \exp\left[-2i\pi\left(-\frac{Z_0+Z(t)-Z_0}{\lambda} - \varphi(t+\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c})\right)\right] = rE_- \exp\left[-2i\pi\left(\frac{Z_0+Z(t)-Z_0}{\lambda}\right)\right]$. Sachant que pour une réflexion le coefficient de Fresnel est réel et négatif, on aboutit à :

$$\varphi\left(t+\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c}\right) = 2\frac{Z(t)}{\lambda}+\pi \tag{2.18}$$

$$E_+ = |r|\,E_- \tag{2.19}$$

$$t' = t+\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c} \tag{2.20}$$

En dérivant l'équation précédente, comme pour l'équation 2.14, la modulation de fréquence est :

$$f_{\mathrm{M}}\left(t+\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c}\right) = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial\varphi}{\partial t}(t') = \frac{2}{\lambda}V(t) \tag{2.21}$$

Commentons les équations précédentes. Le choix d'écriture permet de mettre en avant le fait que l'information de la position sera « retardée » d'une durée $\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c}$ (équation 2.20). Le choix d'avoir introduit la position initiale de la cible Z_0 permet une première correction constante appelée retard de ligne, le terme restant $\frac{Z(t)-Z_0}{c}$ est lié à l'expérience et provoque une « déformation temporelle » de la mesure. Puisque $c \approx 30$ cm/ns, l'erreur temporelle induite sera inférieure à la nanoseconde dans la plupart des expériences de choc (qui impliquent des déplacements inférieurs à la dizaine de centimètres). En pratique, la correction temporelle du retard de ligne sera considérée comme constante. Notons également que cette équation est vraie pour tout point Z_0, l'origine du repère peut ainsi être changée ; autrement dit, cette équation est vraie en tout emplacement de la ligne de mesure.

Afin de simplifier les écritures, on utilise les notations de pulsation $\omega = 2\pi f$ et de vecteur d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{c}$, où f est la fréquence optique.

Notons qu'il est également possible de définir directement la pulsation et le vecteur d'onde modulés par :

$$\omega_{\mathrm{M}}\left(t+\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c}\right) = \frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{4\pi}{\lambda}V(t) \tag{2.22a}$$

$$k_{\mathrm{M}}\left(t+\frac{Z_0}{c}+\frac{Z(t)-Z_0}{c}\right) = \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{\partial\varphi}{\partial t}\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{4\pi}{c\lambda}V(t) \tag{2.22b}$$

L'un des avantages de la VH est de pouvoir réaliser simultanément la mesure des multiples vitesses. Pour pouvoir décrire ce phénomène, un ensemble de réflecteurs (notés par des indices p ou q) est considéré. Ces derniers sont dotés d'une vitesse v_p. Une amplitude réelle E_p et un terme de phase constante ϕ_p leur sont associés. Le champ retour (champ « objet ») total est alors :

$$E_{\mathrm{o}}(t') = \sum_p E_p \exp i\left[k_p z - \omega_p t - \phi_p\right]\omega_p \tag{2.23}$$

$$\text{avec} \qquad \omega_p = \omega + \omega_{\mathrm{M},\,p}$$
$$k_p = k + k_{\mathrm{M},\,p}$$

Couplage avec le laser de référence

Nous allons considérer le cas où un laser de référence est utilisé, le cas sans ce second laser sera obtenu en fixant $f_{\mathbf{P}} = 0$.

Le coupleur permet de mélanger deux faisceaux optiques en respectant les proportions définies par le composant. Dans le cadre d'un système VH, l'amplitude du champ électrique, en sortie du coupleur, est égale à $E_{\mathrm{c}} = \sqrt{\alpha_{\mathrm{r}}}E_{\mathrm{r}} + \sqrt{\alpha_{\mathrm{o}}}E_{\mathrm{o}}$ où E_{r} et E_{o} sont les amplitudes des champs complexes provenant respectivement du laser et de l'objet (à des corrections de phase près), α_{r} et α_{o} leurs coefficients de couplage associés. Dans le cadre de la VH (comme pour d'autres systèmes hétérodynes), il est courant d'avoir α_{o} proche de 1 et α_{r} proche de 1 %.

Soit $E_{\mathrm{r}}(z,t') = \sqrt{\alpha}_{\mathrm{r}}E_{\mathrm{r}} \exp i\left[(k+k_{\mathbf{P}})z - (\omega+\omega_{\mathbf{P}})t' - \phi_r\right]$ le champ issu du laser de référence. Le champ en sortie du coupleur est alors égal à :

$$E_{\mathrm{o}}(t') = \sqrt{\alpha_{\mathrm{r}}}E_{\mathrm{r}} \exp i\left[k_r z - \omega_r t - \phi_r\right] + \sum_p \sqrt{\alpha_{\mathrm{o}}}E_p \exp i\left[k_p z - \omega_p t - \phi_r\right] \tag{2.24}$$

Enregistrement sur la photodiode

Pour rappel, l'éclairement issu du champ électromagnétique se calcule grâce au vecteur de Poynting $\Pi = \vec{E^{\mathbb{R}}} \wedge \vec{H^{\mathbb{R}}} = \frac{\vec{E^{\mathbb{R}}} \wedge \vec{B^{\mathbb{R}}}}{\mu}$ avec $\vec{E^{\mathbb{R}}}$, $\vec{B^{\mathbb{R}}}$ les champs électromagnétiques réels, ε et μ sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu (vérifiant $\mu\,\varepsilon\,c^2 = 1$ [(b)]). Dans le cas d'une onde plane progressive [(c)], $B = \frac{1}{c}E$. Ainsi :

$$\Pi = \frac{\varepsilon}{c^3}\left(E^{\mathbb{R}}\right)^2$$

Sachant que $\left(E^{\mathbb{R}}\right)^2 = \left[\frac{1}{2}\left(E + E^*\right)\right]^2 = \frac{1}{2}EE^*$, il est possible d'exprimer le vecteur de Poynting à partir des champs complexes :

$$\Pi = \frac{\varepsilon}{2c^3}EE^* \tag{2.25}$$

Enfin, en se plaçant dans un plan à z fixé, moyennant une modification des phases ϕ_p et ϕ_r, la puissance $\Pi_{\text{dét.}}$ à la sortie du coupleur est (avec $\omega_{\mathbf{P}} = 2\pi f_{\mathbf{P}}$) :

$$\begin{aligned}\Pi_{\text{dét.}} = \frac{\varepsilon}{2c^3}\Bigg\{&\alpha_{\text{r}}E_{\text{r}}^2 + \sum_p \alpha_{\text{o}}E_p^2 \\ &+ \sum_p 2\sqrt{\alpha_{\text{r}}\alpha_{\text{o}}}E_pE_{\text{r}}\cos\left[\left(\omega_{\text{M},p} - \omega_{\mathbf{P}}\right)t - \left(\phi_p' - \phi_r'\right)\right] \\ &+ \sum_{p<q} 2\alpha_{\text{o}}E_pE_q\cos\left[\left(\omega_{\text{M},\,p} - \omega_{\text{M},\,}\right)t - \left(\phi_p' - \phi_q'\right)\right] \\ &+ \alpha_{\text{r}}E_{\text{r}}^2\cos\left[2\omega_r t - 2\phi_r'\right] + \sum_p \alpha_{\text{o}}E_p^2\cos\left[2\omega_p t - 2\phi_p'\right]\Bigg\}\end{aligned} \tag{2.26}$$

Les termes oscillants aux pulsations $2\omega_r$ et $2\omega_p$ de la dernière ligne de l'équation précédente peuvent être supprimés. En effet, ces pulsations sont de l'ordre des fréquences optiques soit 10^{14} Hz. Aucun capteur n'est capable de mesurer de telles fluctuations [(d)] si bien que la moyenne de ces termes sera enregistrée. Ces derniers constituent une somme de fonctions sinusoïdales, conduisant à une moyenne quasi nulle sur de très nombreuses périodes. Nous pouvons donc remplacer cette moyenne par 0.

En distribuant les termes et en supposant que chaque portion du plan perpendiculaire à l'axe z agit de manière identique pour pouvoir intégrer sur la surface du détecteur, les champs électriques sont remplacés par les puissances dans l'équation 2.27. Nous en profitons pour introduire les notations de vitesses $V_{\mathbf{P}} = \frac{\lambda}{2}f_{\mathbf{P}} = \frac{\omega_{\mathbf{P}}}{2k}$ (pour le pivot) et $V_p(t) = \frac{\omega_{\text{M},\,p}(t)}{2k}$ (pour le réflecteur d'indice p) :

$$\begin{aligned}P_{\text{dét.}} = \Bigg\{&\alpha_{\text{r}}P_{\text{r}} + \sum_p \alpha_{\text{o}}P_{\text{o}} \\ &+ \sum_p 2\sqrt{\alpha_{\text{r}}\alpha_{\text{o}}}\sqrt{P_pP_{\text{r}}}\cos\left[2k\left(V_p(t) - V_{\mathbf{P}}\right)t - \left(\phi_p' - \phi_r'\right)\right] \\ &+ \sum_{p<q} 2\alpha_{\text{o}}\sqrt{P_pP_q}\cos\left[2k\left(V_p(t) - V_q(t)\right)t - \left(\phi_p' - \phi_q'\right)\right]\Bigg\}\end{aligned} \tag{2.27}$$

Après conversion en courant électrique, chacun des composants de la chaine d'enregistrement (photodiode, amplificateur, enregistreur) applique un filtre en fréquence au signal. Nous avons décidé de les réunir en un seul terme $F(\omega)$ adimensionné et de grouper la réponse de la chaine d'enregistrement

(b). Ces équations sont valables dans tout milieu où la vitesse de la lumière est $c = \frac{c_0}{\text{n}} = c_0\sqrt{\frac{\mu_0\varepsilon_0}{\mu\varepsilon}} = \frac{c_0}{\sqrt{\mu_r\varepsilon_r}}$.

(c). Se démontre à partir de $\vec{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}$.

(d). Les photodiodes enregistrent au mieux sur quelques picosecondes, alors que les périodes optiques sont de l'ordre de 10^{-4} ps.

dans un facteur nommé $\mathcal{R}_\mathrm{e}$. Ainsi, l'expression générale de la tension enregistrée est :

$$\begin{aligned} U_\mathrm{e} = \mathcal{R}_\mathrm{e}\Bigg\{ & F(0)\alpha_\mathrm{r}P_\mathrm{r} + F(0)\sum_p \alpha_\mathrm{o}P_\mathrm{o} \\ & + \sum_p 2F\left[2k\left(V_p(t) - V_\mathbf{P}\right)\right]\sqrt{\alpha_\mathrm{r}\alpha_\mathrm{o}}\sqrt{P_pP_\mathrm{r}}\cos\left[2k\left(V_p(t) - V_\mathbf{P}\right)t - (\phi'_p - \phi'_r)\right] \\ & + \sum_{p<q} 2F\left[2k\left(V_p(t) - V_q\right)\right]\alpha_\mathrm{o}\sqrt{P_pP_q}\cos\left[2k\left(V_p(t) - V_q(t)\right)t - (\phi'_p - \phi'_q)\right]\Bigg\} \end{aligned}$$

L'équation précédente modélise la réponse spectrale d'un système VH sans aucune approximation. Des simplifications concrètes sont possibles en fonction des systèmes et de ce qui est mesuré. Toutefois, l'équation 2.28 contient le terme $\cos\left[2k\left(V_p(t) - V_\mathbf{P}\right)t - (\phi'_p - \phi'_r)\right]$ qui permet la détermination des vitesses des objets par analyse spectrale.

À propos de la longueur de cohérence des lasers Une limite physique reste en suspens : nous avons supposé que les deux lasers étaient des sources certes cohérentes, mais indépendantes et les longueurs d'onde sont très légèrement différentes. Quelles sont les conditions pour lesquelles ces lasers produisent des interférences codant l'information δ ?

— La première condition est que la différence de fréquence $|f_\mathbf{P}|$ soit inférieure à la bande passante du capteur pour pouvoir être enregistrée.

— La deuxième condition est liée à la validité des équations précédentes pendant un intervalle temporel où les deux lasers sont stables en phase. Ainsi, **les longueurs de cohérence sont plus grandes que le temps d'analyse des signaux (appelé ultérieurement « largeur de fenêtre T »)**. Cette approche a l'avantage d'être valable pour les systèmes VH à un ou deux lasers. Dans le cas contraire, les « traces » sur le spectrogramme seront élargies en vitesse (voir section 2.2.2).

Pour rappel, pour un laser dont la raie d'émission est lorentzienne, la longueur de cohérence L_c est reliée à la largeur spectrale Δf par :

$$L_\mathrm{c} = c\tau_\mathrm{c} = \frac{c}{\pi\Delta f} \tag{2.28}$$

.

Système VH CEA

Pour simplifier l'équation 2.27, nous évaluerons des ordres de grandeur numériques qui dépendent du système et des objets observés. Nous allons décrire un système VH utilisé par le CEA. Nous l'appellerons la *baie VH*. Ce système, fournissant 4 voies de mesure, est construit à partir de composants issus des technologies de la télécommunication et utilise une longueur d'onde de $\lambda = 1{,}55$ µm. Il comprend :

— Un laser source, de puissance ajustable $4P_\mathrm{s} = 4 \times 500$ mW et de longueur d'onde $\lambda = 1\,550$ nm ; il est divisé en 4 sorties pour alimenter chaque voie d'analyse.

— Un laser de référence, de puissance $P_\mathrm{r} = 75$ mW et de longueur d'onde $\lambda_\mathrm{r} = 1\,550$ nm ajustable en puissance et en fréquence sur une plage de quelques gigahertz. La puissance de sortie est répartie sur les 4 voies. Cette répartition, ainsi que les différentes pertes associées au transport du faisceau dans les fibres sont quantifiées grâce à la grandeur γ_r telle que $\gamma_\mathrm{r}P_\mathrm{r}$ soit égal au flux entrant dans le circulateur. Idéalement, $\gamma_\mathrm{r} = \frac{1}{4}$.
Les lasers utilisés ont une largeur spectrale inférieure à $\Delta f = 50$ kHz, soit une longueur de cohérence de $L_c = 1{,}9$ km et une durée de cohérence $\tau_c = 60$ µs.

— Un circulateur fibré (figure 2.6) permettant une utilisation de la voie dans un mode qualifié de « mono fibre ». Ainsi, une même sonde optique peut être utilisée pour éclairer la cible et pour collecter la lumière retour. Ce circulateur possède une fuite comprise entre -50 dB et -60 dB. Une configuration dite « bivoie » permet de passer outre le circulateur et d'utiliser une voie pour l'éclairement de la cible et une autre pour la collecte. Cette dernière configuration peut être utilisée dans les cas où le retour statique (provenant de la sonde ou de la cible par exemple) est important.

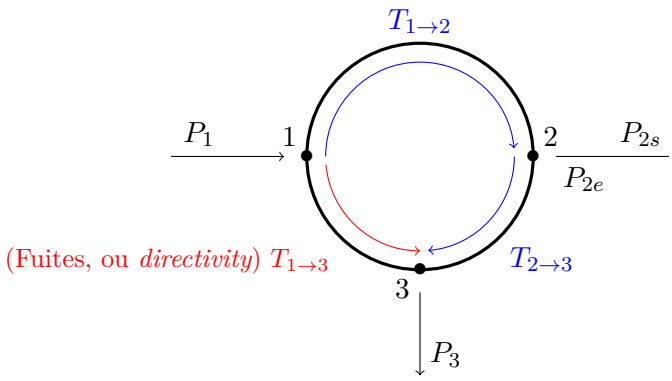


FIGURE 2.6 – Schéma d'un circulateur, annoté des différents coefficients de transmission ainsi que le coefficient de transmission des pertes $T_{1->3}$.

— Un wattmètre mesurant la puissance retour moyenne. Lors de la mise en œuvre d'une expérience, il permet à l'utilisateur de contrôler le flux retour afin d'éviter un endommagement du détecteur par brûlure (les durées d'intégration sont de l'ordre de la seconde).
— Un coupleur (98 % / 2 %) dont les coefficients de couplage sont respectivement notés β_r et β_o.
— Un détecteur quantique fonctionnant dans le proche infrarouge, de réponse $\mathcal{R}_\mathrm{capt} = 0{,}57$ A/W, équipé d'un amplificateur disposant d'une bande passante comprise entre 50 kHz et 12 GHz et d'un gain de transimpédence de -1 000 V/A. Sa puissance équivalente au bruit (NEP) est de 24 pW/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Le facteur de conversion flux-courant est de $\mathcal{R}_\mathrm{e} = 570$ V/W = 0,57 mV/µW.
— Un oscilloscope Agilent-DSO80804B ; sa bande passante maximale est de 8 GHz et sa fréquence d'échantillonnage de 20 GS/s, d'une profondeur effective comprise entre 5 et 6 bits (selon la bande passante) [(e)]. C'est ce dernier qui limite la bande passante à $f_\mathrm{BP} = 8$ GHz.
— Les sondes utilisées dans ces travaux sont dites « colimatées » (le faisceau est idéalement un cône gaussien limité par la diffraction). Elles proviennent de la société *Oz Optics*. et sont traitées antireflet pour minimiser le retour statique lié aux interfaces. Quelques exemples de sondes sont détaillés dans le tableau 2.7.
— Le système est connecté au moyen de fibres monomode respectant la norme *ITU-T G.652* [(f)] telle que la fibre SMF-28® de la société Corning®.

Les pertes, au travers de la ligne entre la sonde et le coupleur, sont notées γ_o. Ainsi, les coefficients de couplage du champ électromagnétique sont $\alpha_\mathrm{r} = \beta_\mathrm{r}\gamma_\mathrm{r}$ et $\alpha_\mathrm{o} = \beta_\mathrm{o}\gamma_\mathrm{o}$.

Précisons les flux « retour » avec lesquels nous travaillons habituellement :

1. Pour les objets « solides » tels que les surfaces, les flux retour sont généralement compris entre 0,1 et 10 µW.
2. Pour les nuages de particules, il semblerait que les grandeurs mesurées soient inférieures à 1 µW.
3. Une dernière source de lumière dans le coupleur est le retour statique. Ce terme regroupe l'ensemble des retours lumineux liés à des éléments fixes de la chaine, notamment la fuite du circulateur ($T_{1\to3}$), et des connexions réfléchissantes liées à des pollutions sur les interfaces (la figure 2.18 propose un exemple de connecteur encrassé), ...

Les informations suivantes nous permettent de simplifier l'équation générale de la tension enregistrée par la baie VH (équation 2.28).

1. Le filtrage de l'amplificateur élimine les composantes continues. Ce choix technique d'un filtre passe-bande plutôt que passe-bas se justifie par la profondeur d'enregistrement limitée pouvant être fortement consommée par cette composante continue. Nous reviendrons sur cet aspect par la suite. De plus, les oscilloscopes possèdent à présent des filtres numériques caractérisés par une pente très raide. Par la suite, la réponse du filtre sera modélisée par une porte spectrale (figure 2.7). La largeur de la bande passante est notée f_BP.

(e). La profondeur numérique (d'enregistrement) est de 8 bits.
(f). *International Telecommunication Union*, originalement Union Internationale du Télégraphe, basée à Genève.

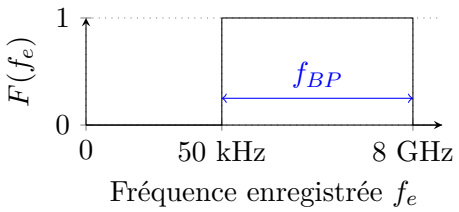


FIGURE 2.7 – Modélisation de la réponse spectrale de la chaine d'enregistrement.

2. La grande différence entre le flux provenant de la référence $\alpha_\mathrm{r} P_\mathrm{r} \approx 250$ µW et les flux retour (typiquement inférieurs à 10 µW) a plusieurs conséquences : il est notamment possible de classer, par ordre décroissant, les différentes contributions à la puissance déposée sur le détecteur.
   — *La composante continue du flux* déposé sur le capteur est majoritairement due à la référence $\alpha_\mathrm{r} P_\mathrm{r} \approx 250$ µW, et cette dernière est elle-même très supérieure aux autres termes.
   — *Les battements entre la référence et le flux dit « objet »* sont le deuxième terme d'importance, grâce à la moyenne quadratique $2\sqrt{\alpha_\mathrm{r} P_\mathrm{r} \alpha_\mathrm{o} P_\mathrm{o}}$, se situant typiquement entre 1 et 50 µW. Elle modélise une qualité essentielle de la VH par rapport aux autres vélocimètres tels que le VISAR et l'IDL : **la transformation du flux objet par la moyenne quadratique avec un terme de grande amplitude induit un processus d'amplification qui rend la VH sensible à des flux très faibles.**
   — *Les battements entre deux flux provenant de réflecteurs p et q différents* (dernière somme de l'équation 2.28). Ces flux sont généralement de l'ordre du microwatt au plus, l'amplitude de ces battements est négligeable devant les autres termes de la somme. De plus, le fait que leur pulsation soit potentiellement différente provoque un étalement dans tout le spectre, qui ne sera pas constructif par transformation de Fourier. **Ainsi, nous négligerons les termes d'inter battements entre les différentes contributions « objets » dans la somme.** Une exception notable est liée au retour statique. Celui-ci est rarement inférieur au microwatt et bat également avec le laser de référence pour former un signal de fréquence égale à celui du décalage en fréquence f_p. Si celui-ci est vraiment important (jusqu'à quelques dizaines de microwatts dans une configuration défavorable), les battements entre le retour statique et les flux modulés en fréquences des objets en mouvement deviennent significatifs. Cette situation est comparable à celle où un deuxième pivot dont le décalage en fréquence est nul : un nouveau jeu de battements est introduit dans le spectre distant du décalage en fréquence. Cette dernière situation reste cependant rare.

Ainsi, ces informations permettent de simplifier les équations 2.27 et 2.28 décrivant respectivement la puissance reçue par le détecteur et la tension enregistrée ; elles peuvent se réécrire :

$$P_\text{dét.} = \alpha_\mathrm{r} P_\mathrm{r} + 2\sum_p \sqrt{\alpha_\mathrm{r}\alpha_\mathrm{o} P_\mathrm{r} P_p} \cos\left[2k\left(V_p(t) - V_\mathbf{P}\right)t - (\phi'_p - \phi'_r)\right] \tag{2.29}$$

et

$$U_\mathrm{e} = 2\mathcal{R}_\mathrm{e}\sqrt{\alpha_\mathrm{r}\alpha_\mathrm{o}}\sum_p \sqrt{P_\mathrm{r} P_p} \cos\left[2k\left(V_p(t) - V_\mathbf{P}\right)t - (\phi'_p - \phi'_r)\right] \tag{2.30}$$

Un exemple de signal VH est présenté en figure 2.8. Le décalage important dû à la prédominance de la composante continue est clairement visible sur le flux retour, composante continue supprimée par le filtre coupe-bande du détecteur.

2.2.2 Mesure velocimétrique : du signal à la vitesse

Nous venons de démontrer que dans un système hétérodyne, la détermination de la fréquence permet de remonter à la vitesse de chaque objet. Par souci de clarté, nous allons supprimer les dépendances temporelles des vitesses et des fréquences (ce qui revient à supposer la vitesse constante durant le temps d'analyse T). Introduisons $A_p = 2\mathcal{R}_\mathrm{e}\sqrt{\alpha_\mathrm{r}\alpha_\mathrm{o} P_\mathrm{r} P_p}$ dans cette partie pour pouvoir temporairement

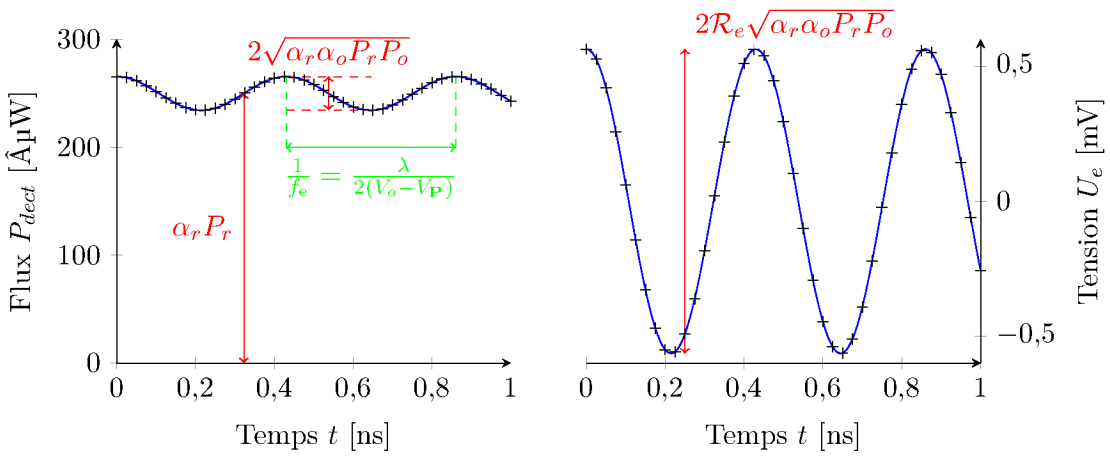


FIGURE 2.8 – Exemple d'enregistrement VH monovitesse (un seul objet) de vitesse $V_o = 1$ km/s pour un flux retour d'un microwatt ($\alpha_o P_o = 1$ µW et $\alpha_r P_r = 250$ µW), une longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm, une vitesse pivot $V_\mathbf{P} = -3$ km/s et un échantillonnage de 40 GS/s.

réécrire l'équation 2.30 :

$$U_e = \sum_p A_p \cos\left[2k\left(V_p - V_\mathbf{P}\right)t - \phi''_p\right]. \tag{2.31}$$

Le moyen classique de réaliser l'analyse fréquentielle est d'appliquer une Transformée de Fourier Court-Terme (TFCT).Cette méthode est décrite en page 56.

La figure 2.9 propose un exemple de traitement VH appliqué à une mesure de vitesse de surface libre réalisée lors d'une expérience sur une plaque soumise à choc soutenu : une accélération brutale de l'état au repos à une vitesse élevée est attendue. Quatre portions du signal de largeurs différentes se suivent : deux avant le débouché de choc et deux après. Les deux segments proches de cet instant de débouché sont plus courts sur cet exemple.

Sur chaque section une analyse temps-fréquence est appliquée grâce à une transformée de Fourier. Chaque spectre obtenu, dont les fréquences sont associées à une vitesse grâce à la relation « $v = \frac{\lambda}{2} f$ », donne une densité de vitesse instantanée : le pic le plus important correspond à la vitesse majeure du signal, c'est-à-dire (le plus souvent) la vitesse de surface libre. L'impact de la largeur de la fenêtre (plus intuitivement : du segment) peut être observé sur cet exemple : plus la fenêtre est étroite, plus le pic dans le spectre est large.

D'autres méthodes existent, telles que l'utilisation d'ondelettes que nous ne détaillerons pas ici (LIU et collab., 2011 ; SONG et collab., 2012).

Un premier constat : l'intérêt pratique de l'utilisation d'un laser de référence ($f_\mathbf{P} \neq 0$)

L'analyse d'un unique signal ne permet de déterminer que la valeur absolue de la fréquence enregistrée f_e ; par exemple, si un seul objet est présent :

$$f_e = 2k\left|V_o - V_\mathbf{P}\right| \quad \text{autrement dit} \quad V_o = \pm\left(\frac{f_e}{2k} + V_\mathbf{P}\right) \tag{2.32}$$

Pour être capable de lever l'indétermination, l'utilisateur doit adapter la vitesse du pivot $V_\mathbf{P}$ de telle sorte que la fréquence enregistrée n'atteigne jamais 0. De plus, si le signe de $V_\mathbf{P}$ est inconnu, ce sont 4 solutions qui sont envisageables $V_o = \pm_1\left(\frac{f_e}{2k} \pm_2 \left|V_\mathbf{P}\right|\right)$; 3 d'entre elles sont à éliminer. La précédente équation met en avant les deux avantages de l'utilisation d'un laser de référence :

1. En choisissant une vitesse de pivot négative, il devient possible d'enregistrer des vitesses aussi bien négatives que positives sans indétermination sur le signe.
2. La plus haute fréquence enregistrable est limitée par la chaine d'acquisition ainsi que par l'oscilloscope. En adaptant la vitesse du pivot, il est possible d'analyser des vitesses qui pourraient être trop élevées pour le système, comme l'ont démontré DOLAN et collab. (2013) en mesurant un cylindre implosant à 48 km/s.

À présent que la relation est établie entre la bande passante de la baie et la fréquence induite par la différence entre la vitesse mesurée et celle du pivot, il est possible de déterminer la bande-passante nécessaire pour les études de micro-éjection. Le besoin lié à ces travaux a été précisé précédemment (partie 1.1.5 page 12), d'un système travaillant à la longueur d'onde 1,55 µm doit posséder une bande passante comprise entre 4 et 8 GHz pour étudier ce phénomène (selon les vitesses de surface libre des matériaux étudiés et les éventuelles compensations par une fréquence de pivot).

Transformée de Fourier (court terme)

La Transformée de Fourier Court-Terme (TFCT, ou en anglais *Short-Term Fourier Transform – STFT*) consiste simplement à prendre dans le signal des tranches d'une durée T appelée largeur de fenêtre et régulièrement espacée d'une distance δT nommée pas (un pas égal à $\frac{T}{5}$, soit 20 %, est souvent utilisé). Le lecteur trouvera une très bonne introduction à l'analyse spectrale dans le document Harris et collab. (2011). Pour étudier et détailler les conséquences de l'utilisation d'une transformée de Fourier,

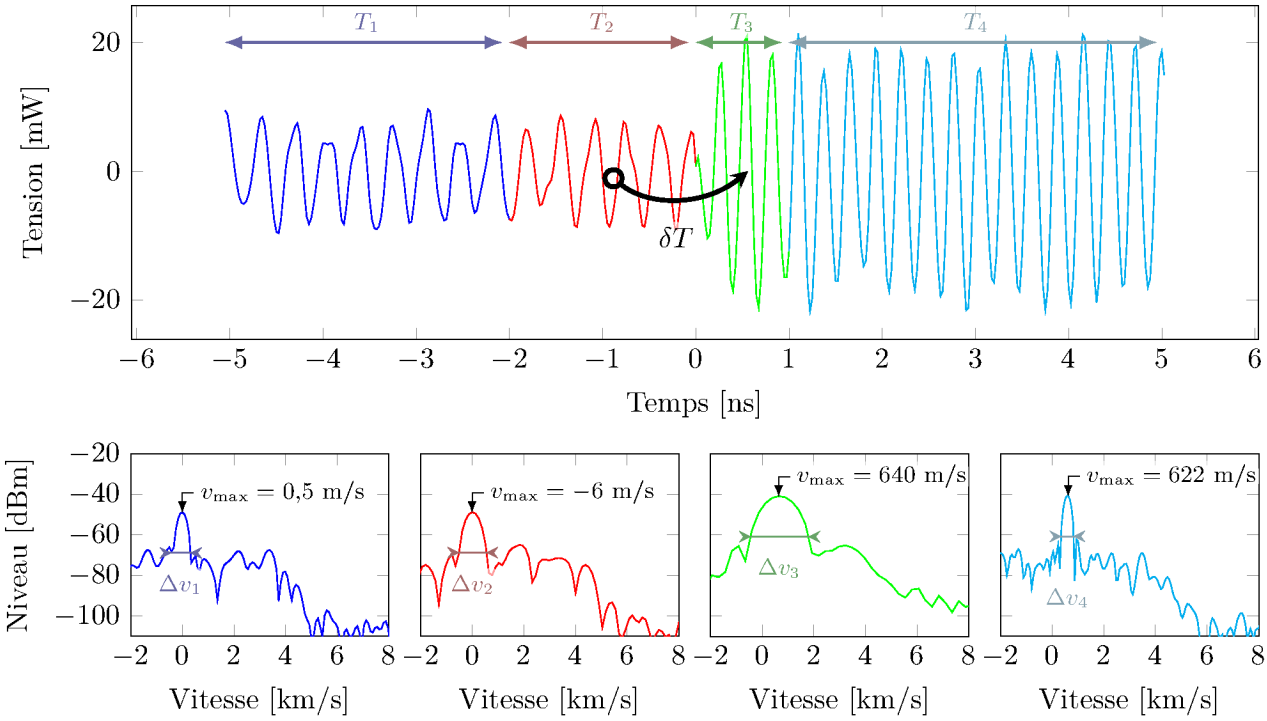


Figure 2.9 – Exemple du morcèlement d'un signal enregistré par un système de VH. L'expérience dont il est question ici est un débouché de choc soutenu (passage d'un état fixe à une vitesse non nulle). Le traitement appliqué ici est un cas particulier : la largeur de la fenêtre T n'est pas constante dans le temps (elle est plus étroite au niveau du débouché). De plus, le pas δT est tel que les différentes parties ne se superposent pas (pour des raisons de clarté).

nous allons devoir travailler sur un signal $u_{0\leq n<N-1}$ échantillonné à la fréquence $f_{\text{éch}}$ (avec $N = f_{\text{éch}}T$). La transformée de Fourier discrète est alors définie en utilisant la transformée de Fourier Rapide avec les conventions de la librairie *FFTW* (Frigo et Johnson, 2005) ; pour tout $0 \leq m < N$:

$$\tilde{u}_m = \text{FFT}(u)_m = \sum_{n=0}^{N-1} u_n \exp\left[-2i\pi \frac{nm}{N}\right] \tag{2.33}$$

Cette expression est une discrétisation de la transformée de Fourier analytique avec la convention explicitée ci-dessous :

$$\tilde{g} = \text{TF}(g) = \left\{ \begin{array}{ccc} \mathbb{R} & \to & \mathbb{C} \\ f & \mapsto & \int_{-\infty}^{\infty} g(t) \exp\left[-2i\pi f t\right] dt \end{array} \right. \tag{2.34}$$

Le théorème de Parceval (conservation de « l'énergie ») s'écrit :

$$\sum_{n=0}^{N-1} |u_n|^2 = \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{N-1} |\tilde{u}_m|^2 \tag{2.35}$$

Pour des signaux réels, seule la première moitié du résultat de l'équation 2.33 révèle de l'information, la seconde étant égale au complexe conjugué de la première moitié ($\forall n, u_n = u^*_{N-n}$). Ainsi, il n'est pas nécessaire de calculer les coefficients au-delà de la fréquence médiane $m_f \delta_f$. Dans ce cas précis, le théorème de Parceval se réécrit :

$$\sum_{n=0}^{N-1} |u_n|^2 = \frac{1}{N} \left(|\tilde{u}_0|^2 + 2 \sum_{m=1}^{m_f} |\tilde{u}_m|^2 \right) \tag{2.36}$$

Rappelons enfin la transformée discrète d'une fonction cosinus $f : t \mapsto A\cos(2\pi f t + \phi)$ de fréquence « normalisée » entière non nulle :

$$\begin{aligned} m_0 &= \frac{|f|}{\delta_f} \in \mathbb{N}^* \\ \forall 0 \leq n < N,\ f(n\delta_t) &= A\cos(2\pi \frac{m_0 n}{N} + \phi) \\ \forall 0 \leq m < N,\ \left|\tilde{f}_m\right| &= \frac{A}{2} N \delta_m^{m_0} \end{aligned} \tag{2.37}$$

***Zero-padding*, ou remplissage de zéros** Un mécanisme couramment utilisé pour augmenter l'échantillonnage en fréquence est la technique dite du *Zero-padding* (ou « remplissage de zéros » en français) qui consiste à injecter $\frac{Z_\mathrm{p}-1}{Z_\mathrm{p}} N$ zéros en fin de la portion du signal isolé avant l'application de la transformée de Fourier discrète. Cette méthode n'apporte pas davantage d'information sur la transformée, mais cette dernière présente un aspect plus lisse, ce qui permet d'éviter des problèmes de traitement par certains algorithmes. Le cas sans Zéro-Padding peut être obtenu en prenant $Z_\mathrm{p} = 1$.

Les différents paramètres d'échantillonnage sont résumés dans le tableau 2.1 :

Nombre de points (initial, en entrée)	$N = f_\text{éch} T$
Nombre de points après Zéro-Padding	N_Z
Facteur de Zéro-Padding	$Z_\mathrm{p} = \frac{N_Z}{N} \geq 1$
Pas d'échantillonnage en temps	$\delta_t = f_\text{éch}^{-1}$
Pas d'échantillonnage en fréquence	$\delta_f = (Z_\mathrm{p} T)^{-1}$
Pas d'échantillonnage en vitesse	$\delta_v = \frac{\lambda}{2 Z_\mathrm{p} T}$
Fréquence maximale pertinente	$m_f \delta_f = Z_\mathrm{p} E\left[\frac{N}{2}\right] \delta_f$

Tableau 2.1 – Convention de la transformée de Fourier rapide.

Fenêtrage Le fenêtrage est une opération indispensable pour éviter l'apparition d'artéfacts sur la transformée. Différentes fenêtres ont été développées, l'article Harris (1978) en propose un résumé bien construit. L'opération de « fenêtrage » est modélisée par la multiplication du signal par la fenêtre notée W, ce qui conduit à une convolution (notée $*$) dans l'espace spectral. Autrement dit, $\mathrm{FFT}(W^N \times u) = \mathrm{FFT}(W^N) * \mathrm{FFT}(u)$, où W^N est la discrétisation de la fenêtre W à N points. Le fenêtrage a pour conséquence l'élargissement des différentes raies du spectre. Une fenêtre est qualifiée par plusieurs paramètres, notamment (figure 2.10) :

- la largeur à -3 dB, exprimée en « bins », fréquence normalisée Tf,
- l'atténuation du pic secondaire (SLL), en dB,
- les gains cohérent et incohérent (sans unité), qui seront définis plus tard,
- la perte « au pire des cas » (*Scallop Loss*) qui intervient lors d'une analyse en puissance (sur la « hauteur » des pics).

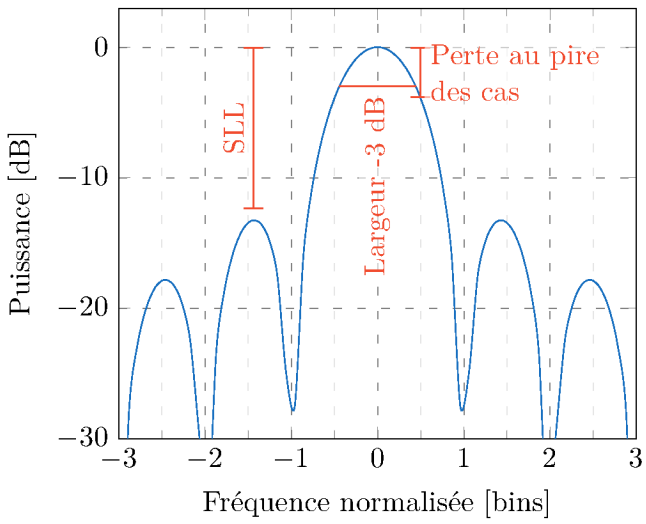


FIGURE 2.10 – Exemple de fenêtre (ici rectangle) dans l'espace des fréquences annotée des différents paramètres.

Définition de la Densité Spectrale de Puissance (DSP)

La DSP pour des signaux réels peut être définie en prenant le module au carré des termes de la transformée de Fourier sur le demi-spectre. Toutefois, deux définitions sont possibles :

— soit en unité de puissance (figure 2.11a), dans ce cas, la puissance associée à un signal sinusoïdal est égale au maximum sur le spectre,

— soit en unité de densité de puissance (figure 2.11b), la puissance associée à un signal sinusoïdal est égale à l'intégrale de ce même pic.

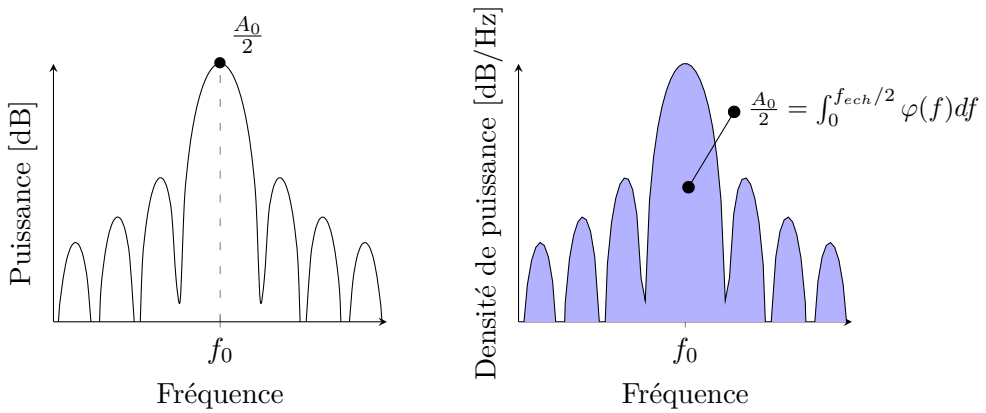
Tant que la fenêtre appelée « rectangle [g] » est utilisée, la définition « analytique » est la même, à un facteur 2 près correspondant à l'intégration sur un demi-spectre. Dans le cas contraire, une correction doit être appliquée ; elle correspond au gain en puissance, respectivement cohérent (G_c) ou incohérent (G_i). Le gain cohérent en puissance correspond à l'amplification du pic issu d'un signal purement sinusoïdal par la FFT [h] ; à l'inverse, le gain incohérent correspond à l'amplification du bruit par ce même processus.

La DSP unilatérale en unité de puissance Dans ce cas, chaque pic du spectrogramme donne la puissance associée à un mode sinusoïdal. Ce type de représentation est bien adapté aux signaux constitués de raies bien distinctes. Le signal est alors amplifié d'un facteur nommé gain cohérent en puissance G_c et le bruit d'un facteur nommé gain incohérent en puissance G_i. Le gain sur le RSB [i] apporté par la FFT est noté G_P (pour *processing gain*) ; il est égal au rapport des deux. Cette amélioration du RSB est proportionnelle à N : ce traitement est le deuxième avantage de la VH lui permettant d'être exploitée même sur des signaux très bruités (autrement dit très ténus). Cette définition est mal adaptée aux spectres larges (constitués de plusieurs modes se chevauchant) et la mesure de P_o est entachée d'une erreur dont la valeur est minorée par l'« erreur dans le pire des cas » qui dépend du type de la fenêtre (il s'agit d'une perte). Cette erreur résulte du fait que la fréquence du signal n'est pas un multiple de l'échantillonnage en fréquence δ_f et que le pic de la transformée de Fourier de la fenêtre est situé entre deux points échantillonnés. En général, cette erreur maximale est comprise entre -1 et -4 dB. Les différentes relations sont résumées dans les équations suivantes (démontrées dans HARRIS 1978, dans le cas d'un spectre bilatéral), les notations pour les grandeurs

(g). L' appellation « fenêtre rectangle » signifie concrètement que la portion est prise telle quelle, sans application d'une fenêtre. Le morcèlement du signal est semblable à la multiplication par une fonction « porte », dont la forme rectangle est à l'origine du terme.

(h). *Fast Fourier Transform*

(i). Rapport Signal à Bruit



(a) Densité spectrale de puissance en unité de puissance (équation 2.38a).

(b) Densité spectrale de puissance en unité de densité de puissance (équation 2.40).

FIGURE 2.11 – Illustration des deux définitions possibles d'un spectrogramme en puissance, pour un signal sinusoïdal associé à une amplitude A_0.

normalisées sont annotées d'un « chapeau » :

$$DSP_P\left(u\right)_m = \frac{1}{\hat{G}_\mathrm{c}\, N^2} \begin{cases} 2\left|\mathrm{FFT}(W^N u)_m\right|^2 & \text{si } m \neq 0 \\ \left|\mathrm{FFT}(W^N u)_0\right|^2 & \text{si } m = 0 \end{cases}$$

$$= \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_c\, N^2}\left|\mathrm{FFT}(W^N u)_m\right|^2 \tag{2.38a}$$

$$G_\mathrm{c} = \hat{G}_\mathrm{c} N^2 = \left[\sum_{n=0}^{N-1} W_n^N\right]^2 \tag{2.38b}$$

$$G_\mathrm{i} = \hat{G}_\mathrm{i} N = \sum_{n=0}^{N-1}\left[W_n^N\right]^2 \tag{2.38c}$$

$$PG = \hat{G}_\mathrm{P}.N = \frac{G_\mathrm{c}}{G_\mathrm{i}} \tag{2.38d}$$

Si le signal est de la forme $U_\mathrm{e} = \sum_m A_m \cos\left[2k\delta_v mt - \phi_p''\right]$, alors les termes de la DSP issue de la définition précédente seront égaux à :

$$DSP_P(U_\mathrm{e})_m = \begin{cases} \frac{|A_m|^2}{2} & \text{si } m \neq 0 \\ |A_m|^2 & \text{sinon} \end{cases} \tag{2.39}$$

La DSP unilatérale en unité de puissance spectrale Dans ce cas, la puissance du signal est obtenue en intégrant le spectre autour du pic du spectrogramme (ou autour d'un ensemble de modes). Cette approche est notamment proposée dans le livre *Numerical Recipes* (PRESS et collab., 2007, p. 652). En pratique, la puissance contenue dans les pics secondaires est très faible, la puissance totale est obtenue en intégrant uniquement le pic principal. Pour un signal réel, l'intégration est réalisée autour d'un unique pic, excluant ainsi son symétrique hermitien et justifiant le qualificatif *unilatéral* : le facteur 2 présent dans cette définition est ainsi expliqué [(j)]. Ce type de représentation est bien adapté aux signaux constitués d'une multitude de modes continus. Le signal est alors multiplié par un facteur nommé gain incohérent en puissance défini précédemment.

(j). Dans les cas où le nombre de points N est pair, la puissance associée à la fréquence de Nyquist doit être, elle aussi, divisée par deux. Cependant, cette puissance est insignifiante en pratique (au-delà de la fréquence de coupure adaptée à l'échantillonneur) ; nous avons volontairement omis cette précision dans cette définition.

$$DSP\,(u)_{0\leq m\leq m_f} = \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\left|\mathrm{FFT}(W^N\times u)_m\right|^2 \tag{2.40}$$

$$\hat{G}_\mathrm{i} = \frac{1}{N}\sum_{n=0}^{N-1}\left[W_n^N\right]^2 \tag{2.41}$$

Cette définition a l'avantage de fournir une réécriture agréable du théorème de Parceval adapté aux signaux réels (équation 2.36) :

$$\sum_{n=0}^{N-1}|u_n|^2 = \frac{1}{N}\sum_{m=0}^{m_f}DSP(u)_m \tag{2.42}$$

La plupart des démonstrations seront réalisées sur le spectre complet puis en se ramenant au spectre unilatéral. Par exemple, nous pouvons vérifier l'égalité 2.40 en sommant le terme $(2-\delta_0^m)\left|\mathrm{FFT}(W^N u)_m\right|^2$ pour un signal sinusoïdal idéal fenêtré par W^N :

$$\begin{aligned}
&\sum_{m=0}^{m_f}(2-\delta_0^m)\left|\mathrm{FFT}\left[\left(W_n^N\cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]_m\right|^2\\
&=\sum_{m=0}^{N-1}\left|\mathrm{FFT}\left[\left(W_n^N\cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]_m\right|^2\\
&=\ldots \qquad \text{(équations D.1 page 213)}\\
&=\frac{N^2\hat{G}_i}{2}
\end{aligned}$$

Le facteur $\hat{G}_\mathrm{i}N^2$ présent dans cette définition de la DSP est ainsi justifié. La somme de la DSP d'un signal sinusoïdale de la forme $U_\mathrm{e}=\sum_m A_m\cos\left[2k\delta_v mt-\phi_p''\right]$ s'écrit donc :

$$\sum_{m0}^{m_f}DSP(U_\mathrm{e})_p = |A_0|^2+\sum_{m=1}^{m_f}\frac{|A_m|^2}{2} \tag{2.43}$$

La hauteur du pic est alors (voir équations D.2 page 214) :

$$DSP\left[\left(W_n^N\cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]_{m_o} = (2-\delta_0^m)\hat{G}_\mathrm{P} \tag{2.44}$$

De même, le niveau d'un bruit b stationnaire et ergodique est (équations D.3 page 214) :

$$\begin{aligned}
\forall m\neq 0,\left\langle\left|\mathrm{FFT}\left(W^N b\right)_m\right|^2\right\rangle_b &= \sum_{n_1=0}^{N-1}\sum_{n_2=0}^{N-1}W_{n_1}^N W_{n_2}^N\left\langle b_{n_1}b_{n_2}^*\right\rangle_b\exp\left[-2i\pi\frac{n_1 m}{N}\right]\exp\left[+2i\pi\frac{n_2 m}{N}\right]\\
&=\left\langle\left|\tilde{b}_n\right|^2\right\rangle_b\sum_{n=0}^{N-1}\left[W_n^N\right]^2\\
&=N\hat{G}_\mathrm{i}\left\langle\left|\tilde{b}_n\right|^2\right\rangle_b
\end{aligned} \tag{2.45}$$

Ce résultat est valable pour tout $m>0$. Ainsi, la DSP d'un bruit b (sans hypothèse sur le spectre) est :

$$DSP(b)_m = \frac{2}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\begin{cases}\left|\tilde{b}_m\right|^2 & \text{si m} > 0\\ 0 & \text{si } m=0\end{cases} \tag{2.46}$$

De plus, si le bruit est supposé avoir un niveau spectral moyen constant sur une largeur spectrale f_b et nul ailleurs (figure 2.12), nous définissons alors :

$$N_b = \frac{f_b}{\delta_f} = N\frac{f_b}{f_\text{éch}} \tag{2.47}$$

le nombre d'échantillons du spectre contenant du bruit (mais également du signal). En sommant l'égalité 2.46, nous relions l'écart-type du bruit à son niveau spectral moyen $\left\langle \left|\tilde{b}_m\right|^2 \right\rangle_m$ (voir équations D.4 page 214) :

$$\left\langle \left|\tilde{b}_m\right|^2 \right\rangle_m = N \frac{f_{\text{éch}}}{2 f_b} \left\langle {b_n}^2 \right\rangle_b \tag{2.48a}$$

$$\forall m / \left\langle |b_m|^2 \right\rangle_b \neq 0, \langle DSP(b)_m \rangle_b = \frac{f_{\text{éch}}}{4 \hat{G}_{\text{i}}\, N f_b} \left\langle {b_n}^2 \right\rangle_b \tag{2.48b}$$

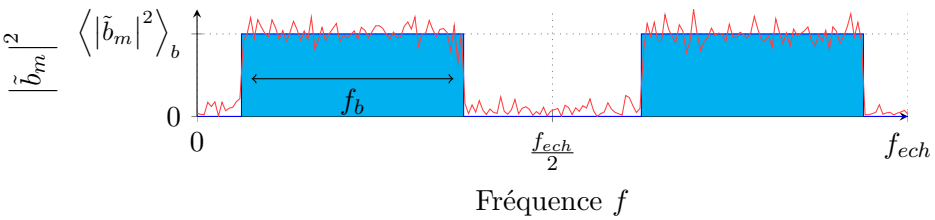


FIGURE 2.12 – La modélisation de la transformée de Fourier d'un bruit blanc à spectre borné (en bleu sur la figure) et un exemple de réalisation de ce bruit en rouge.

Cette seconde définition sera retenue par la suite pour définir le spectrogramme. La définition discrète proposée ci-dessus n'est cependant pas dans l'unité naturelle (W/Hz) que l'on peut attendre d'un spectre en densité de puissance. Cette différence entre les versions continues et discrètes peut être interprétée comme une conséquence du choix de l'expression de la transformée de Fourier discrète (équation 2.33). Il est ainsi possible d'exprimer la DSP en la divisant par le pas de discrétisation δ_f pour obtenir :

$$DSP\,(u)_m = \frac{2 - \delta_0^m}{\hat{G}_{\text{i}}\, N^2\, \delta_f} \left|\text{FFT}(W^N \times u)_m\right|^2 \tag{2.49}$$

mais par souci de simplicité, nous ne garderons par cette formulation.

Calcul du spectrogramme

La transformée de Fourier est appliquée à des tronçons de signaux distants d'un pas, généralement égal à 20 ou 25 % de la largeur de la fenêtre. L'ensemble des spectres calculés, puis juxtaposés est appelé le spectrogramme temps-vitesse (figure 2.13), obtenu en convertissant les fréquences en vitesse par l'utilisation de la relation $v = \frac{\lambda}{2} f$. Les différentes vitesses en sont extraites grâce à un seuillage (ou par extraction du maximum local [(k)] pour une seule vitesse).

Dans ce document, les flux optiques seront exprimés en dBm. Il est rappelé que la puissance optique exprimée en dBm est reliée à la puissance en unité « naturelle » par :

$$P_{dBm} = 10 \log \left(\frac{P}{1 \text{ mW}} \right) \tag{2.50}$$

Le tableau 2.2 propose quelques correspondances en valeurs.

Pour obtenir la puissance associée à l'objet, il suffit de sommer le spectre autour du pic à un temps donné après conversion en unité « naturelle » et multiplication par un pas d'intégration. La définition de la DSP mène à un pas d'intégration égal à $\frac{1}{Z_{\text{p}}}$.

Résolution du spectrogramme Dans ce paragraphe, nous allons essayer de définir les résolutions temporelle et fréquentielle (c'est-à-dire en vitesse) du spectrogramme pour un signal monofréquentiel.

(k). Un critère de maximum local consiste à choisir la fréquence (associée à une vitesse) dont l'amplitude est maximum sur le spectre.

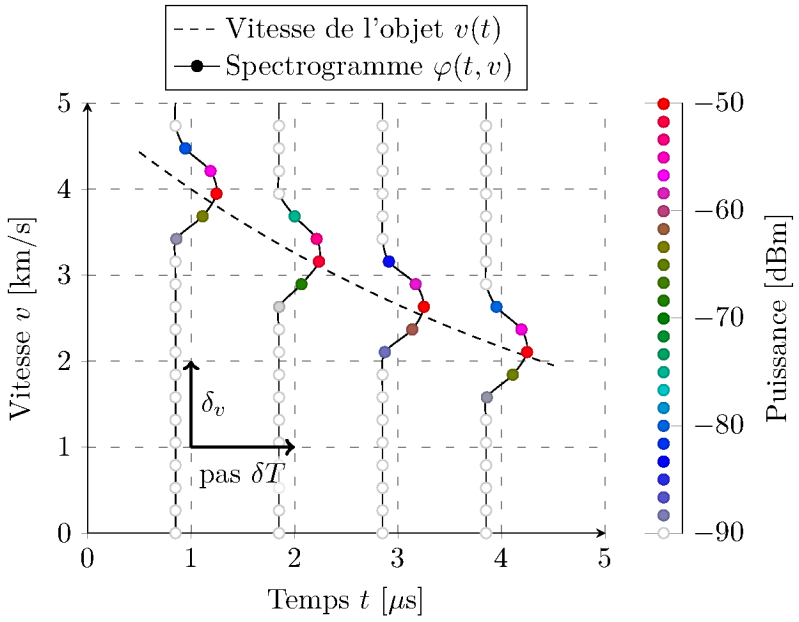


FIGURE 2.13 – Illustration d'un spectrogramme VH. Le temps est usuellement représenté en abscisse, les vitesses en ordonnées et la DSP en côte (colorié).

Valeurs [Watts]	Valeurs [dBm]
1 pW	-90 dBm
1 nW	-60 dBm
1 µW	-30 dBm
1 mW	0 dBm

TABLEAU 2.2 – Quelques correspondances entre les puissances exprimées en watts et en dBm.

Nous allons tout d'abord définir le barycentre $\bar{g}$ et la dispersion $D(g)$ d'une fonction g par les équations suivantes :

$$\bar{g} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x \left|g(x)\right|^2 \mathrm{d}x}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|g(x)\right|^2 \mathrm{d}x} \tag{2.51a}$$

$$D(g)^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x-\bar{g})^2 \left|g(x)\right|^2 \mathrm{d}x}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|g(x)\right|^2 \mathrm{d}x} \tag{2.51b}$$

Ces relations reviennent à calculer la moyenne et la variance sur une densité de probabilité égale à $|g|^2$ (et non de g comme usuellement).

Un modèle simple, pour estimer la résolution temporelle, est de la confondre avec la largeur de la fenêtre, ou plus précisément avec sa dispersion. Cette démarche s'illustre de la manière suivante : pour un signal qui contiendrait une information de vitesse sur un instant très ponctuel (plus précisément de durée négligeable devant la largeur de la fenêtre), sa réponse sera dispersée, dans le spectrogramme, sur une largeur égale à la largeur T de la fenêtre avec un étalement qui suivra la forme de la fenêtre (au carré). Pour estimer la résolution en vitesse, nous allons supposer que l'amplitude et la fréquence du signal sont stables durant la durée de la fenêtre, afin de pouvoir assimiler la dispersion du signal fenêtre à la dispersion de la fenêtre seule. Cette hypothèse forte est vérifiée dans la plupart des cas (les fenêtres sont plus courtes que les durées des phénomènes qui sont caractérisés, à l'exception des débouchés de choc). Ceci dit, en utilisant le « principe d'incertitude » relatif aux transformées de Fourier $\left(\forall g, D(\tilde{g})^2 D(g)^2 \geq \frac{1}{16\pi^2}\right)$ dont l'égalité n'est vérifiée que pour les fonctions gaussiennes, une

Nom de la fenêtre	$\hat{D}$	$\hat{G}_\mathrm{c}$	$\hat{G}_\mathrm{i}$	$\hat{G}_\mathrm{P}$	*SLL* [dB]	*Scallop Loss* [dB]	Bande-passante -3 dB [bins]
Rectangle	0,289	1,000	1,000	1,000	−13	−3,922	0,884
Hann	0,141	0,250	0,375	0,667	−32	−1,424	1,438
Hamming	0,153	0,292	0,397	0,734	−43	−1,751	1,301
Minimum 3s Blackman-Harris	0,120	0,179	0,306	0,585	−67	−1,129	1,621
3s Blackman-Harris	0,127	0,202	0,326	0,621	−61	−1,267	1,530
Minimum 4s Blackman-Harris	0,101	0,129	0,258	0,499	−92	−0,826	1,896
4s Blackman-Harris	0,114	0,162	0,290	0,558	−74	−1,021	1,701
Flat-Top *MS-5FT* (l)	0,068	0,044	0,171	0,257	−91	−0,004	3,834

Tableau 2.3 – Quelques valeurs caractéristiques de différentes fenêtres.

minoration de la dispersion en vitesse est obtenue à partir de la dispersion de la fenêtre W :

$$D_t = D(W) \approx \hat{D}T \tag{2.52a}$$

$$D_v = \frac{\lambda}{2D_t} \geq \frac{\lambda}{8\pi D(W)} \approx \frac{\lambda}{8\pi \hat{D}T} \tag{2.52b}$$

En considérant certaines fenêtres typiques, on peut exprimer numériquement la dispersion en fonction de la largeur T au moyen des expressions analytiques. Ces grandeurs peuvent être légèrement différentes des expressions discrètes présentées ci-dessus, mais elles offrent l'avantage d'être universelles (en d'autres termes, indépendantes de N) et d'être précises lorsque N est grand, ce qui est le cas pour la VH.

L'étalement du spectrogramme, que nous caractérisons partiellement à partir des dispersions D_t et D_v, doit être considéré comme sa résolution, c'est-à-dire la capacité à séparer deux évènements (ou deux vitesses) et non aux incertitudes associées aux lois de vitesses obtenues, qui dépendent du processus d'extraction de l'information du spectrogramme (bien souvent un seuillage). Cependant, on peut retenir ces valeurs pour estimer les incertitudes dans la plupart des cas.

2.3 Approche radiométrique

Nous avons décrit jusqu'à présent un système capable de mesurer de multiples vitesses résolues en temps. Lors de mesures sur des objets relativement connus et maitrisés (vitesse de surface libre, écailles...), l'obtention d'une loi de vitesse était suffisante : l'utilisateur est convaincu de pouvoir associer cette loi avec le phénomène physique qu'il attend.

Dans le cas des nuages de particules, de nouvelles interrogations ont vu le jour. En effet, ce nuage, pouvant se présenter sous différentes formes, est très peu connu ; particulièrement à cause de l'absence de systèmes d'imagerie ou de radiographie capables de le résoudre aux échelles qui nous intéressent. L'interprétation et la comparaison de deux spectrogrammes deviennent ainsi, avec cette nouvelle thématique, beaucoup plus hasardeuses. Rappelons ici quelques questions récurrentes qui apparaissent lors de l'exploitation des spectrogrammes (section 1.5) :

— Quel est le flux retour issu du nuage de particules ?
— Jusqu'à quelle profondeur le nuage est-il sondé ?
— Deux spectrogrammes peuvent-ils être comparés ? Notamment, est-ce que le spectrogramme d'un nuage de particules semblant plus « contrasté » qu'un autre est représentatif d'une densité de particules plus importante ?

(l). *Minimum sidelobe 5-term flat-top (*Salvatore *et* Trotta*, 1988).*

— Est-on capable de détecter toutes les particules ? Sinon, existe-t-il un critère de détectivité, par exemple, dépendant de la distance et du diamètre des particules ?
— Est-il possible de prédire un spectrogramme ? Une telle simulation peut-elle être comparée à l'expérience ?

Enfin, permettons-nous de rappeler quelques définitions. La radiométrie est l'étude et la mesure de la puissance lumineuse reçue ou émise par une surface. Les principales grandeurs en jeu sont le flux (en watt), l'éclairement (en watt par mètre carré), l'intensité (en watt par stéradian) et la luminance (en watt par stéradian par mètre carré). Ce terme ne doit pas être confondu avec la photométrie, science étudiant la perception humaine de la lumière. Bien que le terme photométrie puisse étymologiquement sembler adapté à notre travail, nous utiliserons exclusivement le terme radiométrie dans ce document.

Cette étude ne traitera pas des aspects de « tavelures » (speckle en anglais) liés à la cohérence de la lumière utilisée. Des études récentes (Moro, 2014 ; Moro et collab., 2013) ont porté sur l'aspect de la tache laser sur la cible ainsi que de son effet sur le flux retour vers la sonde. Cet effet est utilisé pour évaluer des vitesses transverses, la faisabilité a été démontrée à faible vitesse (Moro et Briggs, 2013).

2.3.1 Du signal à la radiométrie

Expression du spectrogramme en unité radiométrique

À partir des équations 2.31 et 2.40, il est possible de remonter à l'intensité des objets sources. Le niveau du spectrogramme (sa « côte z »), en unité radiométrique, s'écrit :

$$\varphi_{(n_t,m_v)}(u) = \frac{1}{2\mathcal{R}_{\text{sys}}^2 P_{\text{r}}} DSP\left[(u_n)_{0\leq n-n_t+E\left[\frac{N}{2}\right]<N}\right]_{m_v} \tag{2.53a}$$

$$\mathcal{R}_{\text{sys}}^2 = \alpha_{\text{o}}\alpha_{\text{r}}\mathcal{R}_e^2 \tag{2.53b}$$

$$\delta_v = \frac{1}{Z_{\text{p}}}\frac{\lambda}{2}\delta_f \tag{2.53c}$$

$$n_t = t\, f_{\text{éch}} \tag{2.53d}$$

$$m_v = v/\delta_v \tag{2.53e}$$

La puissance associée à un domaine de vitesses (que l'on attribue à un objet ou à un ensemble d'objets de vitesses comprises entre v_{min} et v_{max}) est alors calculée par sommation :

$$P(n_t) = \frac{1}{Z_{\text{p}}} \sum_{m_v\delta_v=v_{\text{min}}}^{v_{\text{max}}} \varphi(n_t, m_v) \tag{2.54}$$

Il est ainsi possible d'exprimer un spectrogramme dans une grandeur correspondant au flux retour et d'extraire la puissance lumineuse retour d'un objet ou d'un ensemble d'objets.

Bruit induit sur le spectrogramme

Des précautions doivent être prises dans l'estimation, par le calcul, du bruit issu du spectrogramme. En effet, si on considère le signal $U_{\text{e}} + b$, où U_{e} est la tension enregistrée idéale et b est la réalisation d'un bruit gaussien de spectre uniforme de largeur f_{BP} et de même échantillonnage que le signal, le module au carré de la transformée de Fourier s'écrit alors :

$$|\text{FFT}\,[u+b]_m|^2 = \left|\tilde{u}_m + \tilde{b}_m\right|^2 = |\tilde{u}_m|^2 + 2\,|\tilde{u}_m|\left|\tilde{b}_m\right|\cos(\phi_m) + \left|\tilde{b}_m\right|^2 \tag{2.55}$$

où ϕ_m est un nombre dépendant du signal et du bruit.

Cas non fenêtré Sans fenêtrage et avec un signal mono vitesse s'écrivant (équation 2.31) :

$$\begin{aligned} U_\mathrm{e} + b &= A_o \cos\left[2\pi \frac{n m_0}{N} - \phi_o\right] + b \\ \text{avec } A_o &= 2\mathcal{R}_\mathrm{sys}\sqrt{P_\mathrm{r} P_o} \\ \text{tel que } &\begin{cases} m_0 = \dfrac{2k(V_o - V_\mathbf{P})}{2\pi N} \text{ entier} \\ m_o \delta_f \leq f_\mathrm{BP} \end{cases} \end{aligned} \tag{2.56}$$

L'expression se simplifie en $\tilde{u}_m = \frac{A_o}{2}\delta_m^{m_o} N$ (équation 2.37) pour donner :

$$|\mathrm{FFT}(u+b)_m|^2 = \frac{A_o^2}{4} N^2 \delta_m^{m_o} + A_o N \left|\tilde{b}_m\right| \cos(\phi_m)\delta_m^{m_o} + \left|\tilde{b}_m\right|^2 \tag{2.57}$$

Comme $\tilde{b}_m$ et ϕ_m sont deux variables aléatoires indépendantes et $\langle \cos\phi_m \rangle_b = 0$ (ϕ_m est une variable aléatoire uniforme) :

$$\left\langle \left|\tilde{b}_m\right| \cos\phi_m \right\rangle_b = \left\langle \left|\tilde{b}_m\right| \right\rangle_b \langle \cos\phi_m \rangle_b = 0$$

Cas fenêtré En reprenant le calcul précédent et en remplaçant $u+b$ par $W^N u + W^N b = W^N(u+b)$, le résultat s'applique à présent à un signal fenêtré :

$$|\mathrm{FFT}(u+b)_m|^2 = \frac{A_o^2}{4}\widetilde{W^N}_{m-m_o} + A_o \left|\tilde{W}^N_{m-m_0}\right| \left|\widetilde{W^N b}_m\right| \cos(\phi_m) + \left|\widetilde{W^N b}_m\right|^2 \tag{2.58}$$

Ainsi le spectrogramme de ce signal u bruité est :

$$\varphi_m(u+b) = \varphi_m(u) + \varphi_m(b) + \frac{A_o}{\mathcal{R}_\mathrm{sys}^2 P_\mathrm{r} \hat{G}_\mathrm{i} N^2} \left|\tilde{W}^N_{m-m_0}\right| \left|\widetilde{W^N b}_m\right| \cos(\phi_m) \tag{2.59}$$

Notons que le terme supplémentaire est de moyenne nulle et les amplitudes considérées comme non négligeables sont extrêmement localisées en fréquences autour de $m_o\delta_f$.

De plus, le bruit est supposé blanc à spectre borné (comme représenté par la figure 2.12) et s'étale sur $N_b = f_\mathrm{BP}/\delta_f = N f_\mathrm{BP}/f_\text{éch} = T f_\mathrm{BP}$. La puissance de bruit sur le signal est notée :

$$B_u = \sqrt{\left\langle {b_n}^2 \right\rangle_b} \tag{2.60}$$

et le bruit induit sur la puissance collectée par le détecteur :

$$B_\text{dét} = \frac{B_u}{\mathcal{R}_\mathrm{e}} \tag{2.61}$$

Le rapport signal à bruit sur le signal u est défini par :

$$RSB_u = \frac{A_o}{B_u} = \frac{2\mathcal{R}_\mathrm{sys}\sqrt{P_\mathrm{r} P_o}}{\mathcal{R}_\mathrm{e} B_\text{dét}} = \frac{2\sqrt{\alpha_\mathrm{o}\alpha_\mathrm{r} P_\mathrm{r} P_o}}{\mathcal{R}_\mathrm{e} B_\text{dét}} \tag{2.62}$$

En utilisant les équations 2.48b et 2.53a, le niveau moyen de bruit B_φ induit sur le spectrogramme est relié au bruit présent sur le signal :

$$\forall m / \left\langle |b_m|^2 \right\rangle_b \neq 0, \quad B_\varphi = \langle \varphi_m(b) \rangle_b = \frac{f_\text{éch}}{2\mathcal{R}_\mathrm{sys}^2 P_\mathrm{r} \quad 4\hat{G}_\mathrm{i} N f_\mathrm{BP}} B_u^2 \tag{2.63}$$

$$= \frac{1}{8\alpha_\mathrm{r}\alpha_\mathrm{o} P_\mathrm{r} \hat{G}_\mathrm{i} T f_\mathrm{BP}} B_\text{dét}^2 \tag{2.64}$$

Ainsi, en moyenne, le niveau du spectrogramme bruité sur sa bande utile est égal à :

$$\forall m / \left\langle |b_m|^2 \right\rangle_b \neq 0, \langle \varphi_m(u+b) \rangle_b = \varphi_m(u) + B_\varphi \tag{2.65}$$

En utilisant « l'idée » du théorème central limite, il est facile de supposer que le bruit suit une loi gaussienne (malgré le fait que les échantillons ne soient pas tous indépendants temporellement, en raison de la bande-passante limitée). En l'absence de signal et en supposant le bruit gaussien, il est possible de montrer que la distribution des niveaux du spectrogramme suit une loi exponentielle :

$$\mathrm{p}_\varphi = \varphi \mapsto \frac{1}{B_\varphi} \exp\left(-\frac{\varphi}{B_\varphi}\right) \tag{2.66}$$

Cette loi est particulière : sa moyenne (B_φ) est égale à son écart-type. Pour une telle loi, 95 % des échantillons (« 2σ ») sont présents entre 0 et quasiment $3B_\varphi$ [(a)]. Ainsi, il est judicieux de définir un seuil sur le spectrogramme égal à :

$$S_\varphi = 3B_\varphi \tag{2.67}$$

Pour la visualisation des spectrogrammes, il est esthétique d'utiliser un seuil plus strict fixé à $5B_\varphi$ (ce qui représente 99,3 % des échantillons). Ce choix se justifie par le grand nombre de points affichés.

$$S_\varphi^{\text{aff.}} = 5B_\varphi \tag{2.68}$$

La hauteur du pic situé à $m_o\delta f$, correspondant au signal non bruité u sur le spectrogramme, est égal dans le meilleur des cas à :

$$\varphi_{m_o}(u) = (2 - \delta^0_{m_o})\hat{G}_\mathrm{P}\, P_o \tag{2.69}$$

Ainsi, pour qu'en moyenne la hauteur du pic d'un signal $(u + b)$ bruité associé à une puissance objet P_lim soit égale au seuil, l'égalité $\langle\varphi_{m_o}(u + b)\rangle_b = 3B_\varphi$ doit être vérifiée pour $P_o = P_\mathrm{lim}$, ou encore :

$$3B_\varphi = (2 - \delta^0_{m_o})\hat{G}_\mathrm{P}\, P_\mathrm{lim} + B_\varphi \tag{2.70}$$

On aboutit ainsi aux équations suivantes (de manière pratique, on utilisera $\delta^0_{m_o} = 0$) :

$$P_\mathrm{lim} = \frac{2}{(2-\delta^0_{m_o})\,\hat{G}_\mathrm{c}\, T f_\mathrm{BP}} B_\mathrm{eo} \tag{2.71a}$$

$$S_\varphi^{\text{aff.}} = \frac{5}{\hat{G}_\mathrm{i}\, T f_\mathrm{BP}} B_\mathrm{eo} \tag{2.71b}$$

$$B_\varphi = \frac{1}{\hat{G}_\mathrm{i}\, T f_\mathrm{BP}} B_\mathrm{eo} \tag{2.71c}$$

$$\text{où } B_\mathrm{eo} = \frac{1}{8\alpha_\mathrm{r}\alpha_\mathrm{o}\, P_\mathrm{r}} B^2_\mathrm{dét} \tag{2.71d}$$

Cette dernière équation nous donne un critère de détectivité sur un grand nombre de réalisations d'un objet à vitesse constante. En d'autres termes, il traduit la question suivante : « est-on capable de voir un signal monovitesse sur un spectrogramme qui contient un grand nombre de réalisations de cette mesure de vitesse, supposée constante, au cours du temps ? ». L'équation 2.71d correspond au procédé d'hétérodynage et définit un bruit « équivalent objet », alors que l'équation 2.71a représente le traitement par la TFCT. Ce critère est utilisé par la suite pour définir une limite de détectivité en fonction du flux retour et du bruit sur la puissance collectée par le capteur (ou ramené au bruit « équivalent objet », section 2.3.2).

Plusieurs remarques peuvent être formulées :

1. L'équation 2.63 montre que le bruit associé au signal engendre, sur le spectrogramme, un biais moyen sur le niveau spectral. Ce résultat s'interprète rapidement en considérant la densité de probabilité d'un bruit de moyenne nulle qui serait élevée au carré. Ce constat explique que la limite de détectivité est inférieure au seuil proposé, soit $P_\mathrm{lim} < S_\varphi$.
2. En développant les équations 2.71, la limite de détectivité s'exprime en fonction du bruit moyen (équation 2.63) :

$$P_\mathrm{lim} = \frac{2}{(2 - \delta^0_{m_o})\hat{G}_\mathrm{P}} B_\varphi \tag{2.72}$$

(a). 2,996B_φ plus précisément.

3. Les fluctuations sur le spectrogramme sont plus fortes au niveau des domaines où le spectre du signal est non nul, comme le montre l'équation 2.58.
4. Ce critère est fortement dépendant du traitement : principalement de la largeur de la fenêtre ($\propto \frac{1}{T}$) et dans une faible mesure de sa forme ($\propto \hat{G}_\mathrm{c}$). Le gain en $\frac{1}{T}$ permettant de détecter des signaux dans le rapport signal sur bruit est inférieur à 1.
5. Ces équations semblent indiquer que plus la bande passante est large, plus la détectivité est faible ($B_\mathrm{eo} \propto \frac{1}{f_\mathrm{BP}}$). Cependant, le bruit détecteur $B_\mathrm{dét}$ est généralement proportionnel à $\sqrt{f_\mathrm{BP}}$. Si ce bruit est modélisé par :
$$B_\mathrm{dét}(f_\mathrm{BP}) = K_\mathrm{dét}\,\sqrt{f_\mathrm{BP}} \tag{2.73}$$
où $K_\mathrm{dét}$ est une constante du système s'exprimant en [W/$\sqrt{\mathrm{Hz}}$], il est alors possible d'écrire :
$$B_\varphi = \frac{K_\mathrm{dét}}{\hat{G}_\mathrm{i}\,T} \tag{2.74}$$
Le résultat global est alors indépendant de la bande passante. Ce résultat, qui peut paraitre étonnant, est en réalité une conséquence de l'utilisation d'une transformée de Fourier.
6. Notre approche suppose que l'intégralité de la bande-passante soit bien échantillonnée au sens du critère de NYQUIST, soit $f_\mathrm{BP} \leq f_\mathrm{éch}/2$. Dans le cas contraire, la réduction du niveau de bruit par la FFT est limitée au nombre de points composant le spectre, soit $N_b = f_\mathrm{éch}/2$, et on obtient :
$$B_\varphi = \frac{1}{\hat{G}_\mathrm{i}\,T\,\frac{f_\mathrm{éch}}{2}} B_\mathrm{eo}(f_\mathrm{BP}) \tag{2.75}$$
De plus, si on suppose l'équation 2.73 vérifiée, on aboutit à :
$$B_\varphi = \frac{2\,K_\mathrm{dét}\,f_\mathrm{BP}}{\hat{G}_\mathrm{i}\,T\,f_\mathrm{éch}} \tag{2.76}$$
Cette dernière expression permet d'estimer la perte en détectivité due à un sous-échantillonnage du signal, en fonction du rapport $\frac{2f_\mathrm{BP}}{f_\mathrm{éch}}$.

2.3.2 Limite de détection

Nous allons définir la limite de détection pour un **objet se déplaçant à vitesse constante** et engendrant un flux retour P_o tel que le bruit sur le spectrogramme respecte le critère défini à l'équation 2.71d. Pour estimer le bruit du détecteur requis pour calculer le résultat de l'équation sus-cité, il est nécessaire d'en déterminer les différentes sources et éventuellement de les rapporter en terme de flux collecté par le détecteur.

Le capteur étant quantique, nous allons considérer trois sources de bruit :

1. interne au détecteur,
2. photonique,
3. lié à la quantification (numérisation).

Du fait des fréquences importantes intervenant ici (> 100 MHz), le bruit technologique « en $1/f$ » (*flicker noise*) sera ignoré dans la suite.

Bruit interne au détecteur

Le bruit interne du détecteur nous est connu grâce au NEP (*Noise Equivalent Power*). Il qualifie la puissance du signal pour laquelle le RSB est égal à 1, normalisée par la racine carrée de la bande passante. Ainsi, le bruit interne du détecteur est égal à :
$$B_\mathrm{NEP} = \mathrm{NEP}\sqrt{f_\mathrm{BP}} = 2{,}1\ \mu\mathrm{W} \tag{2.77}$$

Bruit photonique

Le bruit photonique est la conséquence de la quantification de la lumière en photon, quantité élémentaire d'énergie lumineuse égale à $E_{\text{ph}} = \frac{hc_0}{\lambda}$ où h est la constante de Planck et c_0 la vitesse de la lumière dans le vide. Le transfert de l'énergie se réalise par « paquets » de photons enregistrés par le détecteur dans chaque « tranche temporelle », dont le nombre de photons suit une loi de Poisson, de valeur moyenne égale au flux lumineux (en nombre de photons).

L'équation 2.27 traduit la puissance reçue par le capteur. Nous allons considérer la puissance moyenne $\bar{P}_{\text{dét.}} = \alpha_{\text{r}} P_{\text{r}} + \alpha_{\text{o}} P_{\Sigma}$ reçue par le capteur en fonction du flux retour total $P_{\Sigma} = \sum_p P_p$ issus d'un ou de multiples objets, ainsi que le taux de modulation ici égal à $M = \frac{2\sqrt{\alpha_{\text{r}}\alpha_{\text{o}} P_{\text{r}} P_{\Sigma}}}{\bar{P}_{\text{dét.}}}$ (rappelons que P_{r} est la puissance délivrée par la référence associée à son coefficient de couplage total α_{r}). Ces deux grandeurs sont représentées sur la figure 2.14. Pour les puissances retour qui nous intéressent (inférieures à 10 µW), la puissance moyenne sur le détecteur peut être considérée comme constante et proche du niveau de la voie de référence $\bar{P}_{\text{dét.}} \approx \alpha_{\text{r}} P_{\text{r}}$; nous utiliserons ce constat pour calculer le bruit photonique. De plus, la substitution, pour le calcul du bruit, de la puissance instantanée par la puissance moyenne est relativement correcte étant donné que le taux de modulation est bien inférieur à 30 %. Cette démarche est décrite dans la communication de Teich et Yen (1972).

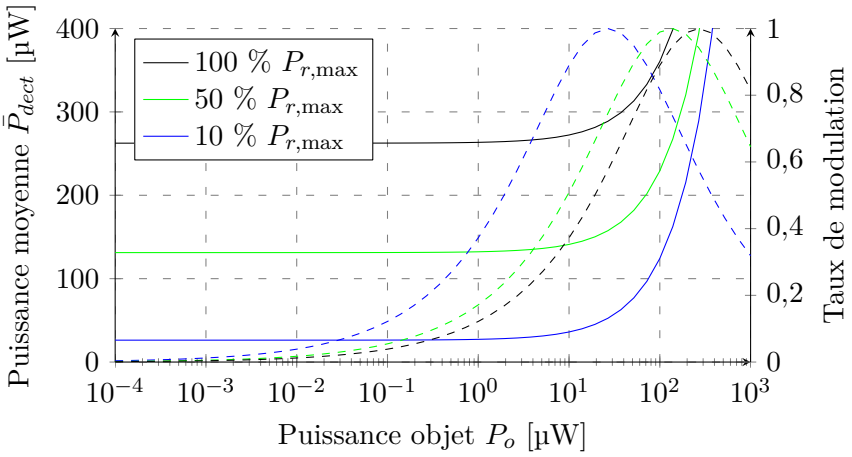


Figure 2.14 – Puissance moyenne reçue sur le capteur (trait plein) et taux de modulation (trait discontinu) en fonction de la puissance objet pour différentes puissances de référence P_{r}, exprimée en pourcentage de la puissance référence maximale utilisable pour le système $P_{r,\max}$.

Ce nombre de photons peut être calculé grâce à la sensibilité du capteur $\mathcal{R}_{\text{capt}} = \frac{e\eta\lambda}{hc_0}$ où e est la charge élémentaire et h la constante de Planck. S'exprimant en A.W^{-1}, ce facteur modélise la conversion de la lumière en électrons. η est nommé le rendement quantique du capteur. Compris entre 0 et 1, il quantifie le nombre de photons convertis en électrons sur le nombre total de photons reçus par le détecteur. Le capteur utilisé dans la baie VH possède une réponse de $\mathcal{R}_{\text{capt}} = 0{,}57$ A/W à la longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm, la réponse quantique est alors de $\eta = 0{,}46$ (la réponse d'un détecteur parfait est $\frac{e\lambda}{hc_0} = 1{,}25$ A/W). Rappelons que pour obtenir la réponse du système en tension (la grandeur réellement enregistrée), il suffit de multiplier la réponse en courant par la transimpédence $\kappa = 1\,000$ V/A liée à l'amplificateur, soit $\mathcal{R}_{\text{e}} = \kappa\mathcal{R}_{\text{capt}} = 0{,}57$ mV/µW.

Enfin, nous en déduisons le niveau de bruit sur le courant, égal à la racine carrée du nombre de photons convertis (autrement dit d'électrons) durant une durée caractéristique $\tau = \frac{1}{2f_{\text{BP}}}$ correspondant à la bande passante du système. Le nombre moyen d'électrons, collectés pendant une période τ, est :

$$n_{\text{e}} = \frac{\mathcal{R}_{\text{capt}}}{e}\alpha_{\text{r}} P_{\text{r}} \tau = \frac{\mathcal{R}_{\text{capt}}}{2\,e\,f_{\text{BP}}}\alpha_{\text{r}} P_{\text{r}} \tag{2.78}$$

Le bruit engendré sur le détecteur pour la baie VH avec une puissance de référence maximale, est donc :

$$B_{\text{ph}} = \frac{e\sqrt{n_{\text{e}}}}{\mathcal{R}_{\text{capt}}} = \sqrt{\frac{2\,h\,c_0\,f_{\text{BP}}\,\alpha_{\text{r}} P_{\text{r}}}{\eta\,\lambda}} = 1{,}1\ \text{µW} \tag{2.79}$$

Le cas général où le bruit photonique est calculé à partir du flux total $\bar{P}_{\text{dét.}} = \alpha_{\text{r}} P_{\text{r}} + \alpha_{\text{o}} P_{\Sigma}$ est tracé sur la figure 2.17 ; il est discuté en page 71.

Bruit de quantification

Le bruit de quantification est lié à l'opération de numérisation réalisée par l'enregistreur, plus précisément ici par le numériseur. Lors de la numérisation, la valeur réelle de la tension est projetée sur un espace équidistant de n points compris entre $-\Delta_U$ et $+\Delta_U$. Le nombre de quantums n s'exprime généralement en bit, soit $2^b = n$, où b est la profondeur en nombre de bits. Le pas de quantification (la plus petite distance entre deux valeurs admises par le numériseur) est alors égal à $\delta = \frac{2\Delta_U}{2^b - 1}$. Cette discrétisation est modélisée par une loi de probabilité uniforme de longueur L égale au pas d'échantillonnage δ, dont l'écart-type est de $\frac{L}{2\sqrt{3}}$. Ainsi, le bruit de quantification en tension et son équivalent en puissance sont respectivement égaux à :

$$B_{U,\text{q}} = \frac{\Delta_U}{\sqrt{3}\,(2^b - 1)} \qquad\qquad B_{\text{q}} = \frac{\Delta_U}{\sqrt{3}\,(2^b - 1)\,\mathcal{R}_{\text{e}}} \tag{2.80}$$

Sur la plupart des oscilloscopes, la tension maximale enregistrée Δ_U est égale à la tension correspondant à une division (le calibre U_{cal}) multipliée par le nombre de divisions, généralement 4 dans le demi-cadran positif ou négatif, soit 8 au total. En le rapportant au bruit détecteur, nous obtenons :

$$B_{U,\text{q}} = \frac{4U_{\text{cal}}}{\sqrt{3}\,(2^b - 1)} \qquad\qquad B_{\text{q}} = \frac{4U_{\text{cal}}}{\sqrt{3}\,(2^b - 1)\,\mathcal{R}_{\text{e}}} \tag{2.81}$$

Afin d'illustrer le choix du calibre minimal, nous allons, comme précédemment, considérer le cas monovitesse avec la tension maximale $U_{max} = 2\mathcal{R}_{\text{e}}\sqrt{\alpha_{\text{r}}\alpha_{\text{o}}P_{\text{r}}P_o}$ enregistrée en fonction du flux retour P_o (figure 2.15). Le cas où l'amplificateur est dépourvu de filtre coupe-bas est également représenté en pointillé sur le graphique. Dans ce second cas, la tension maximale s'écrit $U_{+dc,max} = \mathcal{R}_{\text{e}}\left(\alpha_{\text{r}}P_{\text{r}} + \alpha_{\text{o}}P_{\text{o}} + 2\sqrt{\alpha_{\text{r}}\alpha_{\text{o}}P_{\text{r}}P_o}\right)$. La superposition des deux courbes montre l'intérêt de l'utilisation de ce filtre : la tension maximale enregistrée est beaucoup plus basse pour les faibles flux (inférieurs à 10 µW) et diminue ainsi grandement le calibre à utiliser, ce qui est bénéfique pour la quantification du signal utile et pour la réduction du bruit de quantification.

De la figure 2.15, nous pouvons en déduire que la tension maximale, dans le domaine d'intérêt, est située entre 20 et 80 mV. Ces valeurs correspondent aux calibres 5, 10 et 20 mV/div. Les numériseurs sont qualifiés d'un nombre de bits dit « effectifs », prenant en compte le bruit et les distorsions de l'appareil [(b)]. L'oscilloscope utilisé avec la baie VH a été mesuré avec un nombre de bits effectifs de 6 environ (en réalité, ce nombre dépend du calibre et de la bande passante).

Des mesures internes au CEA ont montré que l'oscilloscope *Agilent* de la baie VH a un nombre de bits effectifs de 5,2 utilisé avec la bande passante de 8 GHz, ce nombre est inférieur à la profondeur utilisée pour l'enregistrement des fichiers (8 bits). Pour un calibre de 20 mV/div (qui sera en pratique couramment utilisé), le bruit de quantification est de 2,3 µW (tableau 2.4). Le bruit en tension associé au nombre de bits effectifs (1,3 mV) est 2,8 fois plus élevé que le bruit sur ce même calibre (0,460 mV) annoncé par le constructeur. Cependant, cette dernière donnée correspond au bruit seul et n'inclut pas les effets de la distorsion contrairement aux mesures de bits effectifs.

Synthèse des sources de bruit

Cas pratique Après analyse des différentes sources de bruit, il apparait que le bruit de quantification est prédominant dans la chaine d'acquisition pour la baie VH décrite ci-dessus. Si l'oscilloscope utilisé est très performant (plus précisément, possédant un bruit de quantification supérieur ou égal à celui associé à 8 bits), ce bruit devient complètement négligeable (tableau 2.4). Le bruit interne au détecteur est également une source de bruit notable, presque aussi important que le précédent. Enfin, le bruit photonique peut, dans certains cas défavorables, être important si le flux retour est trop élevé, autrement

(b). Le document Kester propose une bonne introduction aux figures de mérite du bruit dans les numériseurs.

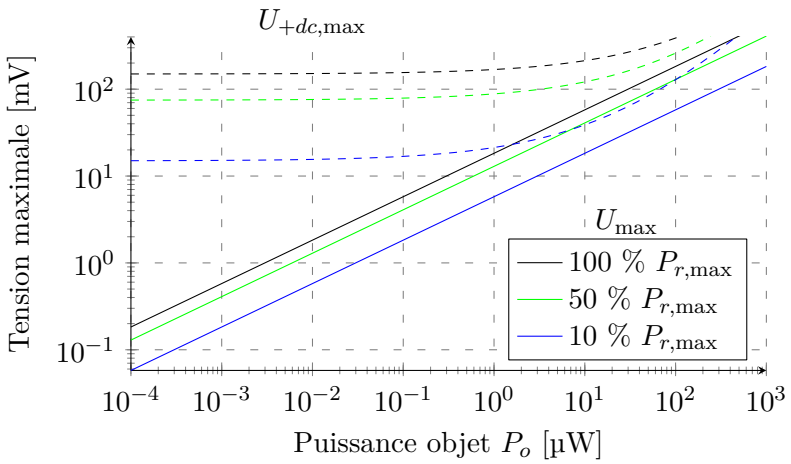


FIGURE 2.15 – Tension maximale reçue par l'enregistreur en fonction de la puissance objet pour différentes puissances de référence selon la nature du filtre utilisé :
– si le filtre est un passe-bande (trait plein), alors la composante continue est supprimée et la tension maximale croit avec la puissance objet,
– sinon le filtre est un passe-bas (trait pointillé), alors la composante continue est conservée et la tension maximale possède un seuil minimal.

il est de l'ordre de 30 % du bruit de quantification. Avec un flux entrant inférieur à 10 µW, le bruit total détecteur est égal à la somme quadratique de l'ensemble des bruits, soit :

$$\begin{aligned} B_{\text{dét}} &= \sqrt{B_{NEP}^2 + B_{ph}^2 + B_q^2} \\ &= \sqrt{2{,}1^2 + 1{,}1^2 + 2{,}3^2} = 3{,}3 \text{ µW} \end{aligned} \tag{2.82}$$

Il est possible d'en déduire le bruit équivalent objet qui est alors égal à (équation 2.71d) :

$$B_{\text{eo}} = \frac{B_{\text{dét}}^2}{8\alpha_{\text{r}}\alpha_{\text{o}}P_{\text{r}}} = \frac{(3{,}3 \text{ µW})^2}{8(0{,}98)(\frac{1}{4}\,0{,}014)(75 \text{ mW})} = 5{,}3 \text{ nW} \tag{2.83}$$

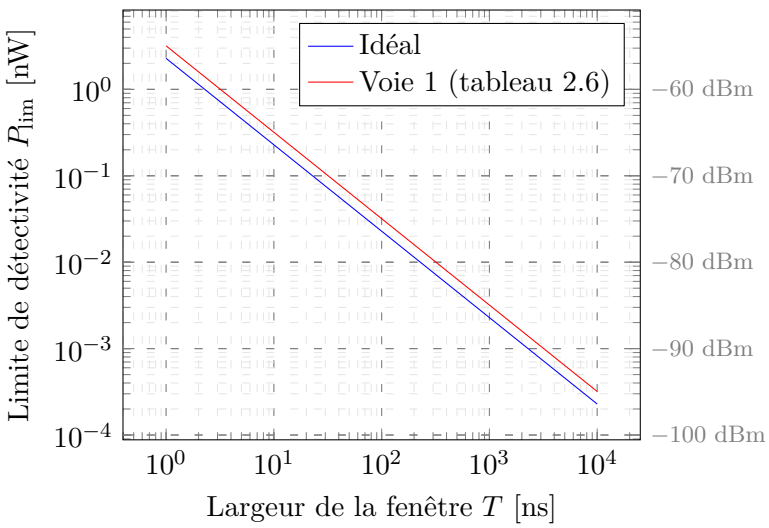


FIGURE 2.16 – Estimation du niveau de bruit en fonction de la largeur de la fenêtre de posttraitement avec une fenêtre de type *Hamming*, pour la baie VH. Les cas idéal et réel ont été tracés sur ce graphique, le cas réel tient compte des pertes dans les lignes (section 2.3.3). Les autres voies possèdent des limites de détectivité comparables.

Ce résultat permet de déduire le seuil de détectivité en fonction du traitement, par exemple pour une fenêtre de Hamming de différentes largeurs (figure 2.16). Ce calcul semble suggérer que des flux

retour inférieurs au picowatt seraient détectables pour des fenêtres suffisamment larges (supérieures à environ 1 µs).

Généralisation à différentes puissances totales retour et adaptation de calibre Nous avons généralisé les résultats précédents et synthétisé ces derniers pour des flux retour totaux $P_\Sigma = \sum_p P_p$ (incluant les flux parasites de la ligne) y compris dans le domaine supérieur à 10 µW.

Nous souhaitons également définir dès à présent un critère explicitant une augmentation non négligeable du bruit. Partant de l'hypothèse qu'une augmentation du niveau de bruit moyen, sur le spectrogramme, de 50 % est pénalisante et que ce niveau est proportionnel au carré du bruit détecteur, **il est convenu qu'une augmentation de 25 % du bruit détecteur est définie comme non négligeable** (en effet, $\sqrt{1+50\ \%} \approx 1{,}22 \approx 1+25\ \%$).

Sur la configuration présentée dans ce chapitre, la première conclusion est que le bruit sur le détecteur est extrêmement dépendant du flux retour, avec un facteur proche de 5 entre la limite basse ($P_\Sigma \to 0$) et 400 µW, soit un facteur 22 sur la détectivité après traitement. Le bruit de quantification est responsable de cette forte augmentation, conséquence de l'adaptation du calibre. Toutefois, le gain apporté par les petits calibres est limité par le bruit interne au détecteur qui devient dominant. L'utilisation du calibre de 20 mV/div est presque acceptable selon le critère défini sur le bruit total ; ce niveau de bruit est augmenté de +33 % par rapport à la limite basse et de +25 % par rapport au calibre 10 mW/div (le plus bas utilisable en pratique, voir ci-dessous). **Ainsi, lors de l'augmentation du flux retour, la principale cause de dégradation du rapport signal à bruit est lié à l'adaptation du calibre à la tension mesurée**, comparée à l'augmentation du bruit photonique engendré par l'accroissement du flux total. Par comparaison, le bruit photonique peut être considéré comme constant jusqu'à 150 µW, et au-delà les variations qu'il induit sur le bruit total sont négligeables.

Ainsi, nous montrons l'importance du flux total retour P_Σ par son impact sur le bruit total du détecteur. Les objets que nous souhaitons mesurer réfléchissent une quantité de lumière inférieure à 1 µW, minimiser le flux apporté par les autres réflecteurs est essentiel. Cependant, la liste des contributeurs est variée :

— La fuite du circulateur (généralement comprise entre -50 dB et -60 dB) contribue à hauteur de quelques microwatts sur le flux ($T_{1\to3}\gamma_s P_s$, cf 2.3.3).
— La propreté des connexions : les connecteurs propres (de type APC) ont des retours de -60 dB : la volonté de diminuer le flux retour impose d'en vérifier l'état. La figure 2.18 illustre l'exemple de deux connecteurs propre et sale.
— La réflexion propre de la sonde. Les sondes *Oz Optics* utilisées dans ces travaux (tableau 2.7) sont conçues pour renvoyer au maximum -60 dB du flux incident.
— La réflexion de la surface libre. Ce paramètre est propre à l'expérience. Toutefois, il est possible d'imaginer de placer la sonde avec un angle faible de façon à éviter la réflexion spéculaire par la cible. La perturbation de la vitesse mesurée serait négligeable (par exemple, $\cos(10°) \approx 0{,}98$) et la sonde ne suivrait pas exactement le même point au cours de l'expérience. Toutefois, cette idée n'est valable que pour une cible polie (pour que le retour soit spéculaire et non pas diffus) et plane ; ces conditions sont difficilement réunies lors d'un débouché de choc (endommagement de la face arrière de la cible et non-planéité du choc).

De ce fait le calibre 5 mV/div n'est pas utilisable en pratique. Il semble judicieux de se concentrer sur l'utilisation du calibre 10 mV/div. Toutefois, notons que le gain d'un bit effectif ramène le bruit de quantification du calibre 20 mV/div à celui du calibre inférieur (qui est très proche de la limite basse) ; les progrès technologiques réalisés depuis la conception de la baie VH permettent d'espérer la disponibilité d'oscilloscopes plus performants dotés de bandes passantes suffisantes. Le chapitre 4 illustre l'emploi d'un numériseur à grande profondeur d'enregistrement, mais à bande passante réduite.

Á plus long terme, il est envisageable de considérer un système « bivoie » où les parcours aller et retour de la lumière sont assurés par deux fibres différentes, afin de diminuer le flux retour statique. En effet, même en utilisant des circulateurs dont la fuite est inférieure à -60 dBm, il n'est pas possible de limiter les réflexions parasites des autres composants (connecteurs, sondes, ...) en deça de -60 dBm. L'implémentation d'un système bivoie nécessite la mise en place (et la caractérisation) de nouvelles

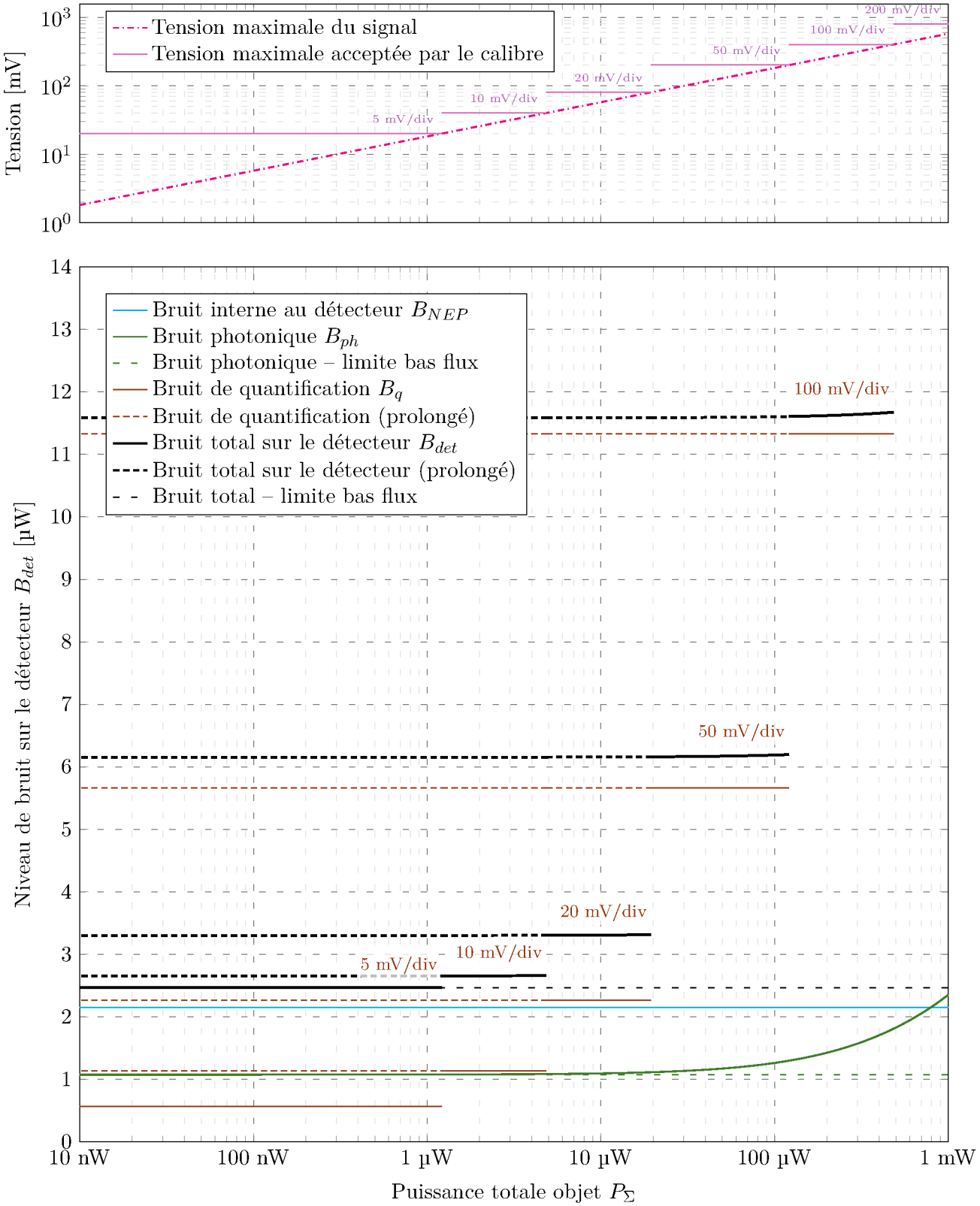
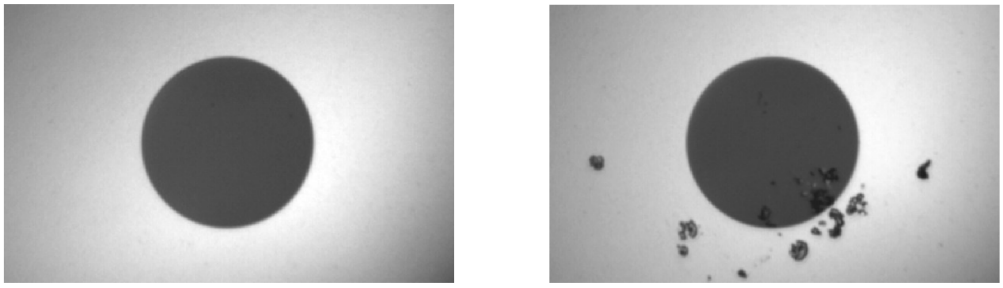


FIGURE 2.17 – Niveau de bruit minimal attendu pour différentes puissances totales retour (courbes noires) de la baie VH présentée dans ce chapitre et couplée à l'oscilloscope Agilent DSO8080. Ces calculs sont effectués pour une bande passante de 8 GHz ; le nombre de bits effectifs associé à cette fréquence est supposé être de 5,2. Les différentes sources de bruits (interne, photonique et de quantification) sont détaillées.



(a) Connecteur propre (b) Connecteur sale

FIGURE 2.18 – Photographies à l'endoscope optique de la partie extérieure de deux connecteurs : l'un est propre, l'autre est sale. Le cercle noir visible sur les deux images est le *cladding* de la fibre et mesure 125 µm.

sondes adaptées. Il est également possible de remplacer les connecteurs par des soudures optiques, plus coûteuses.

Exemple d'application, comparaison à un spectrogramme mesuré (campagne *carbone*)

Nous allons confronter notre estimation du bruit moyen B_φ à des données réelles issues de la campagne carbone, que nous décrirons ultérieurement (section 5.1). En effet, trois largeurs de fenêtre T différentes (10, 100 et 500 ns) ont été utilisées pour analyser les vitesses. Pour chaque largeur, nous avons estimé un histogramme à partir d'une zone située avant le débouché du choc, dans la bande utile et ne comportant pas de signal (en particulier la fréquence du pivot). Le calibre est réglé à 20 mW/div.

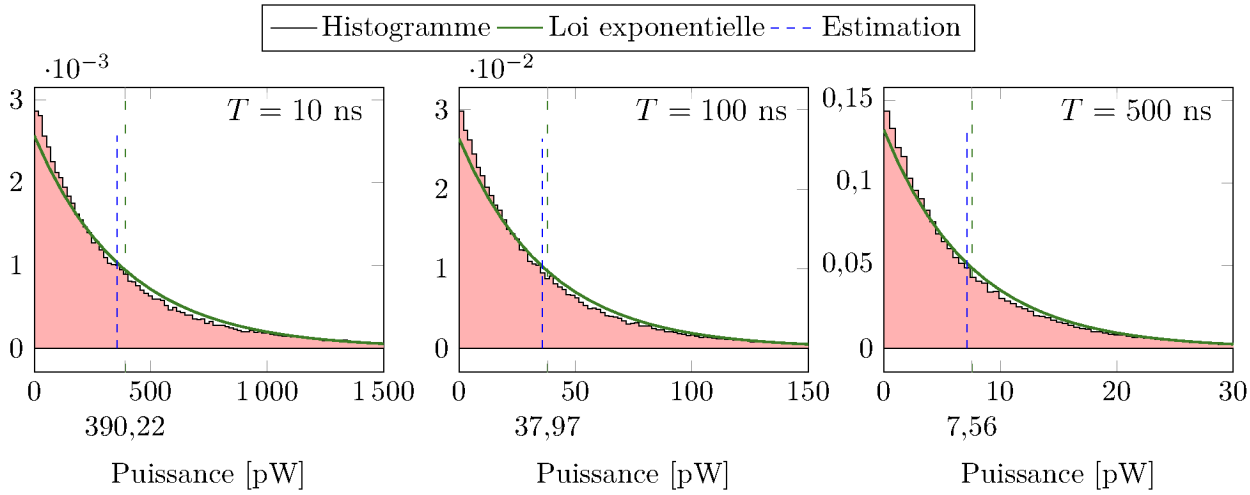


FIGURE 2.19 – Estimation de l'histogramme de bruit lors de la campagne « carbone » pour différentes largeurs de fenêtre à partir d'un domaine, situé entre 1,7 et 8 GHz, ne contenant pas de signal utile, de type *Minimum 4s Blackman-Harris*. Le dépouillement est réalisé à l'aide des valeurs associées à la voie 1 (tableau 2.6).

Ces histogrammes (figure 2.19) nous permettent d'obtenir une mesure du bruit moyen sur le spectrogramme B_φ (390, 38 et 7,6 pW) pour différentes largeurs de fenêtre (10, 100 et 500 ns). Une loi exponentielle $\varphi \mapsto \frac{1}{B_\varphi} \exp\left(-\frac{\varphi}{B_\varphi}\right)$ a été tracée sur chaque histogramme. Nous pouvons alors affirmer :

— Le bruit, en l'absence de signal utile, suit une loi exponentielle (équation 2.66). Le léger écart entre l'histogramme et la loi s'explique par la faible dépendance du bruit en fonction de la fréquence que nous avons ignorée dans notre modèle. La distribution s'interprète comme la somme de lois exponentielles de moyennes légèrement différentes.

— Pour cette configuration, notre modèle estime le niveau moyen de bruit (respectivement évalué à 356, 36 et 7,1 pW) avec un écart inférieur à 10 %.
— Les mesures respectent bien une loi en « $\frac{1}{T}$ ».

Notre modèle est donc satisfaisant pour décrire le niveau de bruit sur un spectrogramme.

2.3.3 Calibration

La calibration consiste à déterminer $\mathcal{R}_{\text{sys}}$ de telle sorte que l'équation 2.53a soit vérifiée.

Le calcul du cas idéal, réalisé en l'absence de perte, est obtenu avec les grandeurs suivantes (voir tableau 2.5) :

$$\begin{cases} \gamma_{\text{r}} &= \frac{1}{4} \\ \gamma_{\text{o}} &= 1 \\ \beta_{\text{r}} &= 0{,}98 \\ \beta_{\text{o}} &= 0{,}014 \\ \mathcal{R}_e &= -0{,}570 \text{ mV/µW} \\ \mathcal{R}_{\text{sys}} &= \sqrt{\alpha_{\text{r}}\alpha_{\text{o}}}\mathcal{R}_e = \sqrt{\gamma_{\text{r}}\beta_{\text{r}}\gamma_{\text{o}}\beta_{\text{o}}}\mathcal{R}_e = -33 \text{ mV/mW} \end{cases} \tag{2.84}$$

Le signe de $\mathcal{R}_{\text{sys}}$ est négatif. Bien que cela puisse surprendre de prime abord, cette réponse négative n'a d'impact ni sur l'analyse fréquentielle ni sur le traitement radiométrique ; seule sa valeur, élevée au carré, est utilisée.

Calibration par mesures unitaires

Une première stratégie, pour réaliser cette calibration, est d'étudier la transmission composant par composant. La perte, dans les fibres, est en général très faible (−0,2 dB/km pour la fibre utilisée ici) et celle au niveau des connexions inférieure à −55 dB (sous réserve que celles-ci soient propres et non endommagées) ; il est alors pertinent de considérer uniquement les atténuations à travers chaque composant. Les différentes transmissions sont résumées dans le tableau 2.5. Nous avons classé les composants en 3 groupes :

1. la **voie source** désigne la partie de la chaine entre le laser source et la sonde (incluant un éventuel biais entre la commande et la puissance réellement émise par le laser),
2. la **voie référence** désigne celle située entre le laser référence et le coupleur (à travers la voie $1 \to 2$ du circulateur, incluant un éventuel biais entre la commande et la puissance réellement émise par le laser),
3. la **voie objet** désigne la partie de la chaine située entre la sonde et le coupleur (à travers la voie $2 \to 3$ du circulateur).

Les valeurs obtenues sont en deçà de celles calculées au paragraphe précédent (équation 2.84). Ce résultat était attendu car le premier calcul sous-estime les pertes. De plus, les résultats sont stables d'une voie à l'autre, autour de $\mathcal{R}_{\mathbf{sys}} = -29$ $\mathbf{V.W^{-1}}$.

Nous avons également mesuré les fluctuations associées aux différentes acquisitions et nous les avons utilisées comme incertitude. Les circulateurs ont été contrôlés par le fabricant, les valeurs sont reportées dans le tableau 2.6. Malheureusement, les importantes fluctuations (probablement liées à la mesure d'une cible réelle et induisant des variations du flux retour) conduisent à une incertitude importante sur le résultat (dépassant 100 %). Le choix d'associer les fluctuations (estimées « visuellement ») aux incertitudes surestime ces dernières.

Ces mesures ont été l'occasion de constater les fuites importantes (autour de 2 µW) observées à la sortie des circulateurs, plus fortes que celles prévues par les calculs de transmission. De plus, les fuites mesurées sont soumises à de très fortes fluctuations (> 100 %, nous n'avons pas associé d'incertitude pour ces mesures) bien que ces circulateurs soient vendus avec une très faible dépendance à l'état de polarisation (0,12 dB sur les voies $1 \to 2$ et $2 \to 3$) ; cette forte spécification ne semble cependant pas s'appliquer aux fuites (« voie $1 \to 3$).

Calibre [mV/div]	Tension maximale [mV]	Bruit de quantification [µW]					
		$b = 4$	$b = 5$	$b = 6$	$b = 7$	$b = 8$	$b = 10$
5	±20	1,4	0,7	0,3	0,2	0,1	0,0
10	±40	2,7	1,3	0,6	0,3	0,2	0,0
20	±80	5,4	2,6	1,3	0,6	0,3	0,1
50	±200	13,5	6,5	3,2	1,6	0,8	0,2
100	±400	27,0	13,1	6,4	3,2	1,6	0,4

Tableau 2.4 – Niveaux de bruit de quantification associés à l'oscilloscope *Agilent*, pour différents calibres.

Voie source		Typique
Total	$\alpha_\mathrm{s} = \gamma_\mathrm{s} T_{1->2}$	±20 %
Différence entre l'afficheur et la sortie du laser source	γ_s	±20 %
Transmission circulateur	$T_{1\to 2}$	> -1 dB
Fuite circulateur	$T_{1\to 3}$	-65 à -55 dB
Voie référence		
Total	$\alpha_\mathrm{r} = \gamma_\mathrm{r} \beta_\mathrm{r}$	
Différence entre l'afficheur et la sortie du laser source	$\gamma_\mathrm{r} = T_r$	25 %
Coefficient couplage	β_r	98 %
Voie objet		
Total	$\alpha_\mathrm{o} = \gamma_\mathrm{o} \beta_\mathrm{o}$	
Total transport	$\gamma_\mathrm{o} = T_{2\to 3} \gamma_{PM}$	
Transmission circulateur	$T_{2\to 3}$	> -1 dB
Transmission photomètre	γ_{PM}	90 %
Coefficient couplage	β_o	98 %

Tableau 2.5 – Description des données utilisées pour la calibration unitaire.

Grandeur	Voie 1	Δ	Voie 2	Δ	Voie 3	Δ
Voie source						
$\alpha_\mathrm{s} = \gamma_\mathrm{s} T_{1->2}$	0,78	0,04	0,65	0,03	0,84	0,04
γ_s	1,00	0,05	1,02	0,05	1,02	0,05
$T_{1\to2}$ (M)	0,78	0,05	0,64	0,05	0,82	0,06
$T_{1\to2}$ (F)	0,90	0,10	0,87	0,09	0,88	0,10
$T_{1\to3}$ (F)	-59 dB	1 dB	-59 dB	1 dB	-59 dB	1 dB
Voie référence						
$\alpha_\mathrm{r} = \gamma_\mathrm{r}\beta_\mathrm{r}$	0,0041	0,0000	0,0041	0,0000	0,0039	0,0000
$\gamma_\mathrm{r} = T_r$	0,17	0,01	0,16	0,01	0,16	0,01
β_r	0,023	0,001	0,026	0,001	0,025	0,001
Voie objet						
$\alpha_\mathrm{o} = \gamma_\mathrm{o}\beta_\mathrm{o}$	0,6	0,1	0,6	0,4	0,7	0,5
$\gamma_\mathrm{o} = T_{2\to3}\gamma_\mathrm{PM}$	0,65	0,08	0,63	0,31	0,72	0,43
$T_{2\to3}$ (F)	0,90	0,10	0,87	0,09	0,88	0,10
γ_PM	0,74	0,08	0,72	0,30	0,81	0,40
β_o	0,95	0,15	0,95	0,39	0,94	0,41
Bilan						
$\mathcal{R}_\mathrm{sys}$	-29	10	-28	29	-29	32
Fuite (M)	0,6	—	0,6	—	0,6	—
Fuite (E)	2,4	—	4	—	2,4	—
B_eo [nW] (pour Pr = 75 mW)	7,4	—	7,4	—	6,6	—

(M) Valeur mesurée.
(F) Valeur issue du contrôle fournisseur.
(E) Valeur estimée à partir des mesures et des données fournisseur.

TABLEAU 2.6 – Résultats des mesures par calibration unitaire.

Calibration par mesure globale

Afin de déterminer $\mathcal{R}_{\text{sys}}$, une autre stratégie possible est d'injecter un flux connu dans la baie. Cette opération est réalisée en plaçant un atténuateur variable à la place de la sonde et en réinjectant le flux dans la chaine au niveau de la sortie 3 du circulateur (figure 2.20). Les mesures du flux P_o, à la sortie de l'atténuateur, sont réalisées à l'aide d'un puissance-mètre dont l'incertitude relative est de 4,5 % (minimum : 1 nW). Nous avons choisi de réaliser ces mesures sur la voie 1 de la baie VH avec la puissance de référence maximale que peut délivrer le système (75 mW). Cette calibration est effectuée en l'absence de décalage en fréquence lié à la vitesse de la cible. En revanche cette configuration ne permet pas l'apparition de flux retour parasite, tel que les fuites du circulateur ou des réflexions sur la ligne qui fausseraient la mesure particulièrement pour des basses valeurs de P_o (inférieures à environ 3 µW).

Lors de ces mesures, le bruit de quantification est minimisé en choisissant un calibre adapté pour chaque flux retour.

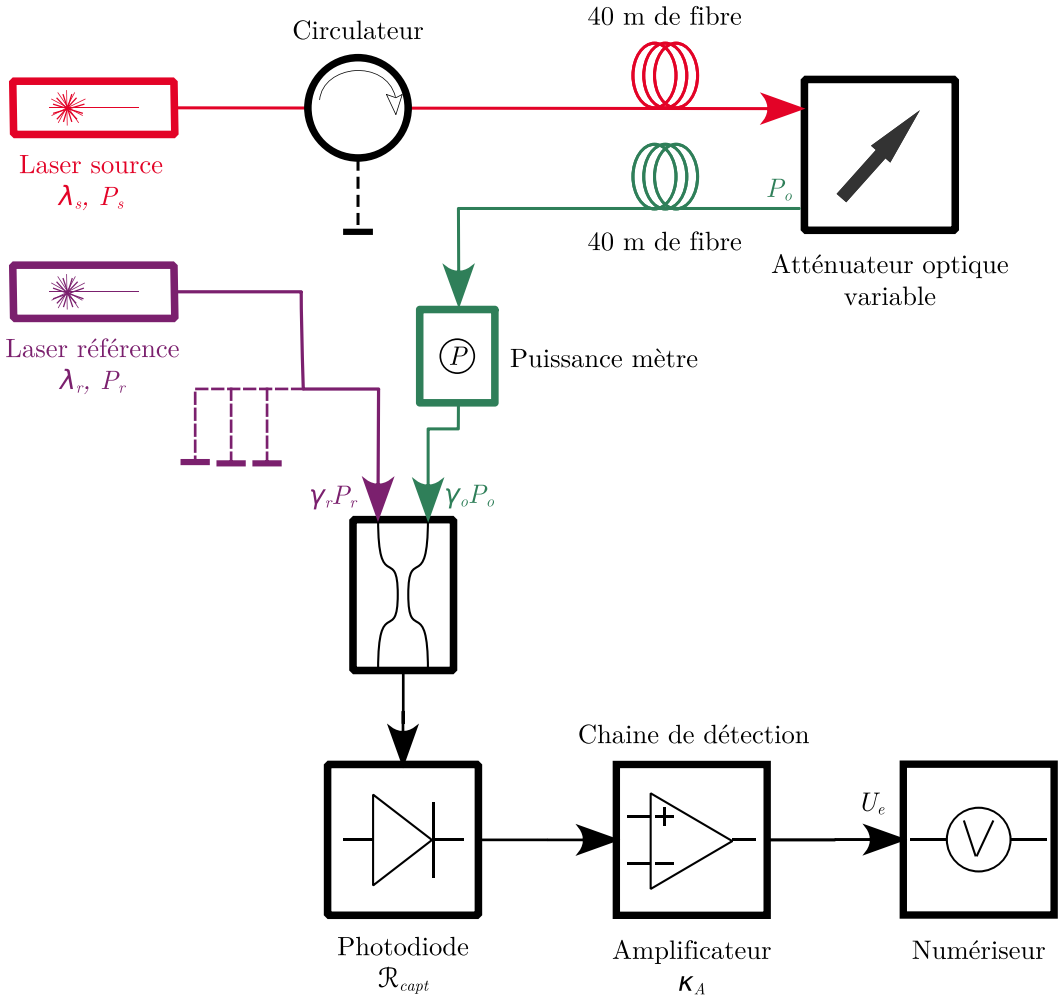
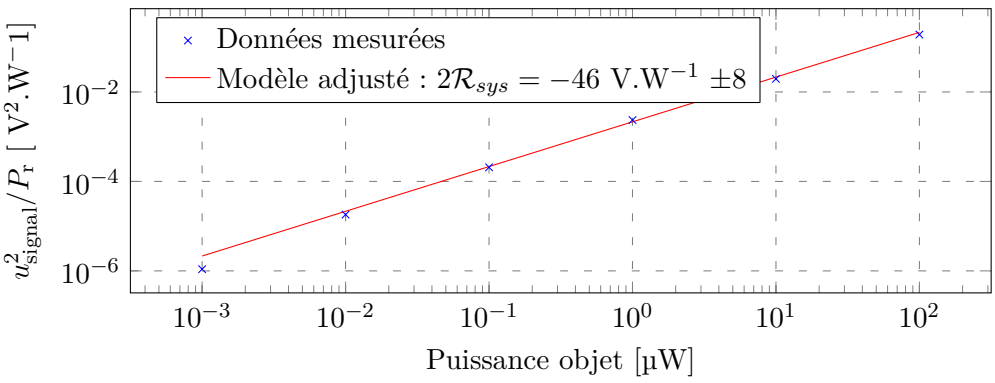


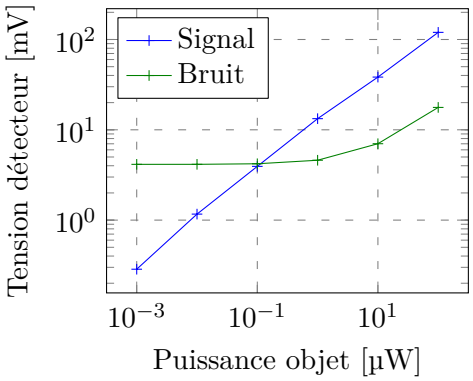
FIGURE 2.20 – Mesure de la réponse du système par mesure globale. Un atténuateur optique remplace l'objet.

En l'absence de modulation de fréquence par cette « cible artificielle », le signal reçu par le détecteur s'écrit alors :

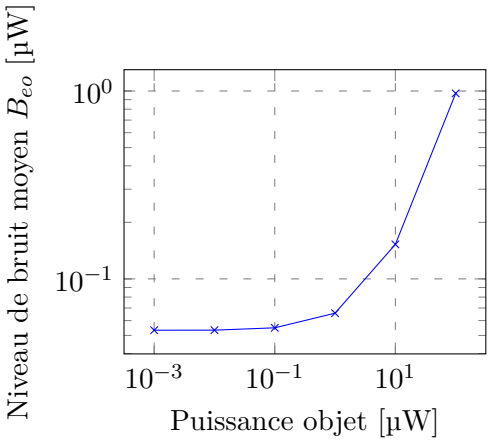
$$U_{\text{e}} = 2\frac{\mathcal{R}_{\text{sys}}}{T_{2\to 3}}\sqrt{P_{\text{r}}P_o}\cos\left(2\pi f_{\mathbf{P}}t + \phi\right) + \underbrace{\mathcal{R}_{\text{e}}\alpha_{\text{r}}P_{\text{r}} + \mathcal{R}_{\text{e}}\alpha_{\text{o}}P_{\text{o}}}_{\text{terme nul si un amplificateur passe-bande est utilisé.}} \tag{2.85}$$



(a) Exemple d'un jeu de mesures réalisées sur la baie VH. Évolution de l'amplitude, élevée au carré, et divisée par la puissance de référence ($P_{\text{r}} = 19$ mW), en fonction des puissances objets.)



(b) Exemple d'un jeu de mesures réalisées sur la baie VH.



(c) Niveau de bruit moyen objet B_{eo} estimé grâce à la mesure.

FIGURE 2.21 – Résultats d'une série de mesures de calibration de la voie 1 de la baie VH avec une puissance de référence de 75 mW.

En supposant que la fréquence s'écrive $m\delta_f = f_p$ et en utilisant la définition de la DSP en puissance (page 58), nous relions le signal mesuré au coefficient $\mathcal{R}_{\text{sys}}$:

$$DSP_P(U_{\text{e}})_m = 4\left(\frac{\mathcal{R}_{\text{sys}}}{T_{2\to3}}\right)^2 P_{\text{r}} P_o \tag{2.86}$$

La calibration consiste donc à ajuster $\mathcal{R}_{\text{sys}}$ de telle sorte que le modèle corresponde, au mieux, aux données :

$$\frac{\tilde{u}^2_{m_o}}{P_{\text{r}}} = 4\mathcal{R}^2_{\text{sys}} \frac{P_o}{T^2_{2\to3}} \tag{2.87}$$

L'estimation de $\tilde{u}_{m_o}$ est réalisée grâce à une transformée de Fourier, sur un signal enregistré par l'oscilloscope constitué de 1 025 000 points et échantillonné à 40 GHz. Une fenêtre de Hanning est associée à un zéro-padding de 5 pour que le *scallop loss* (voir page 57) soit négligeable.

Le modèle est ajusté à l'aide d'un modèle affine $\frac{\tilde{u}^2_{m_o}}{P_{\text{r}}} = 4\mathcal{R}^2_{\text{sys}} P_o + b$. La réponse du système ainsi obtenue est $\mathcal{R}_{\text{sys}} = -23$ V/W ±4. L'ordonnée à l'origine b est de l'ordre de 2 mV^2/W. Cette valeur reste relativement importante par rapport aux tensions qu'il est possible d'enregistrer avec des flux objets faibles. L'incertitude attribuée à $\mathcal{R}_{\text{sys}}$ est calculée par une méthode de Monte-Carlo. Les incertitudes, sur le flux mesuré, sont masquées par l'utilisation d'une échelle logarithmique. Cette valeur est du même ordre de grandeur que l'analyse unitaire. Cependant, l'écart entre les deux n'est pas négligeable. Une possible explication est une surestimation de la sensibilité du capteur par le constructeur et d'éventuelles pertes aux connecteurs.

Le graphique 2.21b représente la tension sur le détecteur en fonction du flux objet ainsi que le bruit total calculé grâce à la même transformée de Fourier. Le niveau de bruit augmente significativement à

partir d'un niveau de flux retour de 10 µW, ce qui vient confirmer le domaine de validité des hypothèses développées précédemment à propos du bruit de détection. Le niveau seuil de bruit est de 2,7 mV, correspondant à 4,7 µW sur le détecteur. Le niveau de bruit est ainsi légèrement supérieur à celui qui nous avions anticipé (3,3 µW, soit 42 % plus élevé).

Le niveau de bruit moyen B_{eo} est calculé grâce à l'équation 2.71d ; il est de l'ordre de 10 nW.

2.3.4 Instabilité de la mesure

Afin de mieux comprendre l'incompatibilité des mesures révélée avec le modèle, nous avons réalisé des mesures en configuration statique (cible immobile). Les résultats de ces expériences sont présentés en figure 2.22. La sonde de diamètre 2,5 mm est placée sur un support ajustable, en angle et en distance d. Le flux source est limité à 50 mW afin d'éviter un échauffement de la cible conduisant à une déformation de cette dernière.

L'oscilloscope est configuré pour réaliser des acquisitions d'une durée de 20 µs à une fréquence de 1 kHz, en utilisant une bande passante réduite à 1 GHz avec un échantillonnage de 2,5 GHz. L'oscilloscope utilisé est de marque *Lecroy* modèle *Z50i*. La fréquence du pivot $f_{\mathbf{P}}$ est adaptée pour rester inférieure à la bande passante du système (en pratique, entre 400 et 500 MHz). A chaque acquisition, l'oscilloscope calcule et enregistre la tension RMS moyenne du signal (stable sur ces courtes durées) pour construire un histogramme. La figure 2.24 représente plusieurs histogrammes obtenus avec différentes cibles à une distance de 5 cm avec un angle de 0°. Les cibles utilisées présentaient des stries d'usinage au profil connu.

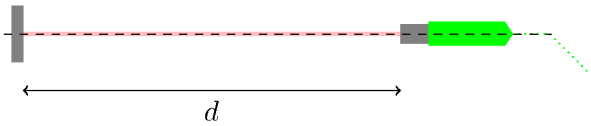


FIGURE 2.22 – Schéma de la mesure. Une cible est placée à la distance d de la sonde VH de type OZ25.

Les résultats obtenus montrent que les écarts entre les tensions mesurées (ici normalisées par rapport à leur moyenne) sont très grands. Ce comportement est indépendant de la cible. Les cibles notées « alu fin » et « alu grossier » sont deux feuilles d'aluminium qui ont été dépolies à l'aide de papier de verre fin et grossier.

Ces fluctuations peuvent probablement s'expliquer par une « efficacité de polarisation », précédemment avancée par Sun en 2012 au *PDV User Workshop* (SUN, 2012). En effet, nous avons ignoré, jusqu'à présent, les effets de la polarisation. Pour des faisceaux complètement polarisés (ce qui est le cas pour des faisceaux cohérents), l'interférence entre deux ondes doit être pondérée par le produit scalaire des deux champs électriques (figure 2.23).

(a) Cas 1 : les polarisations sont colinéaires : l'amplitude des battements est maximale.

(b) Cas 2 : les polarisations sont perpendiculaires : l'amplitude des battements est nulle.

FIGURE 2.23 – Illustration de l'influence des polarisations sur le niveau des battements (efficacité de polarisation).

Les champs électriques issus des lasers utilisés dans la baie sont polarisés de façon rectiligne, mais d'orientation aléatoire. Cependant, l'utilisation de fibre classique conduit à la perte de l'état initial de polarisation au bout de quelques dizaines de centimètres de fibre (l'état de polarisation est alors elliptique, mais d'orientation et d'ellipticité inconnues). Ainsi, avec une telle configuration, l'état de

polarisation au niveau des différents composants de la baie (et notamment au niveau du coupleur) est inconnu, dépendant du temps (selon l'état des lasers) et peut-être bien de la réalisation de la mesure (vibration des fibres, ... etc.).

Il n'est cependant pas possible de conclure pour l'heure sur l'origine de ces instabilités : en effet, les fuites du circulateur ne sont pas isolées du signal retour et nous pensons que ces dernières sont importantes. Ces deux contributions battent à la même fréquence (cible immobile) et ne sont pas séparables sur le spectrogramme. D'autres mesures sont nécessaires pour les séparer. Pour cela, il suffirait d'ajouter un acousto-optique qui décale en fréquence le signal retour.

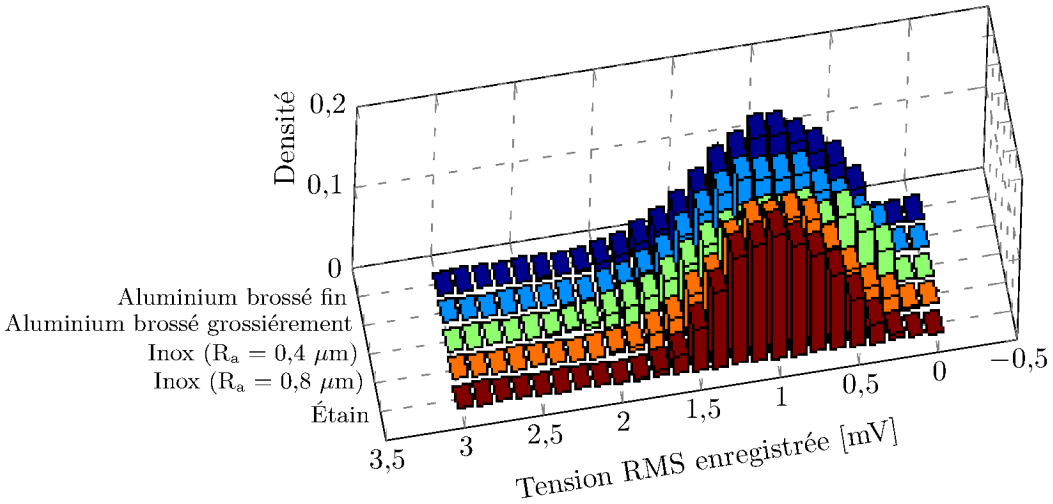


FIGURE 2.24 – Histogrammes de la tension enregistrée (normalisée par rapport à la tension moyenne) pour différentes cibles. La sonde est placée à $d = 5$ cm de la cible et avec un angle de 0°.

2.3.5 Modélisation de la sonde

Jusqu'à présent, nous avons cherché à quantifier l'amplitude des battements sur le signal en fonction du flux retour entrant dans la baie.

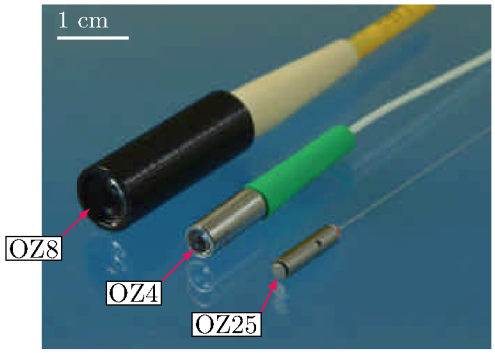
En complément de cette démarche, que nous avons appelée modélisation radiométrique de la réponse de la baie, il est nécessaire de modéliser la quantité de flux collectée par la sonde, ainsi que la tache laser décrite par le faisceau illuminant la cible.

Les sondes collimatées, utilisées dans ces travaux, proviennent de la société *Oz Optics* (figure 2.25a). Le traitement antireflet appliqué, lié aux interfaces de la sonde, limite le flux retour statique à -60 dB. Quelques exemples de sondes sont détaillés dans le tableau 2.7. Le constructeur affirme que l'optique (ici asphérique) est limitée par la diffraction (nous n'avons pas réalisé d'observations expérimentales).

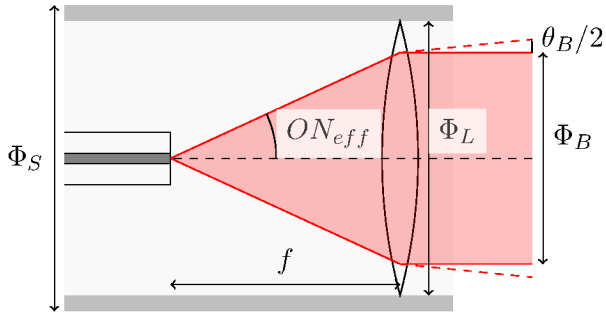
Désignation	Φ_S [mm]	Φ_B [mm]	f [mm]	θ_B [mrad]	Référence
OZ25	2,5	1,0	5,0	1,6	LPC-05-1550-9/125-S-1-5AS-60-EA-1-3
OZ4	4,0	1,0	5,0	1,6	LPC-01-1550-9/125-S-1-5AS-60-EA-1-3
OZ8	8,0	1,2	6,2	1,3	LPC-04-1550-9/125-S-1.2-6.2AS-60-EA-1-3

TABLEAU 2.7 – Quelques sondes collimatées utilisées pour la VH.

Une modélisation grossière des sondes (figure 2.25b) consiste à considérer le faisceau gaussien comme un cône s'ouvrant avec un angle issu de la diffraction. Dans ce modèle, le cœur de la fibre est placé au foyer de l'optique si bien que le diamètre du faisceau collimaté est fixé par $\Phi_B = 2f\mathrm{ON}_{\mathrm{eff}}$ et son angle de divergence par $\theta_B = \frac{\Phi_C}{f}$ où f est la focale du système, Φ_C le diamètre du cœur de la fibre et $\mathrm{ON}_{\mathrm{eff}}$ l'ouverture numérique effective du faisceau (définie avec le critère $1/\mathrm{e}^2$).



(a) Photographie des sondes collimatées de la société *OZ Optics* (d'après OZ Optics, 2005).



(b) Modèle simple du faisceau sonde.

FIGURE 2.25 – Sondes *OZ Optics*.

Ainsi, pour des courtes distances d'utilisation ($\lesssim$ 30 cm) qui sont tout à fait compatibles avec notre étude, nous allons considérer le diamètre de la tache comme constant pour toute distance. Cela conduit à un modèle simple (uniforme) de l'éclairement $\mathcal{E}_{\text{inc}}$:

$$\mathcal{E}_{\text{inc}} = \frac{4\alpha_{\text{s}} P_{\text{s}}}{\pi \Phi_B^2} \tag{2.88}$$

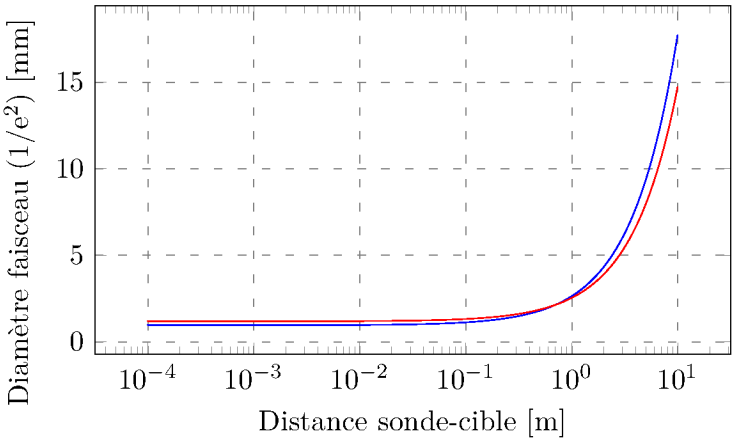


FIGURE 2.26 – Diamètre du faisceau, pour différentes sondes d'après le modèle géométrique.

En considérant l'objet comme lambertien (diffuseur orthotrope), sa luminance s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{\varrho \mathcal{E}_{\text{inc}}}{\pi} \tag{2.89}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminance de l'objet. Dans l'équation ci-dessus, ϱ est appelé l'albédo de la surface. Ce dernier est défini pour une surface lambertienne telle que la BRDF [c] f_r vérifie $f_r = \frac{\varrho}{\pi}$ (RUSINKIEWICZ, 2002) ; elle est inférieure ou égale à 1 pour assurer la conservation de l'énergie.

Avec une surface lambertienne et en configuration imageur (MEYZONNETTE et LÉPINE, 1999), le modèle simple permet d'écrire :

$$P_{\text{reçue}} = \mathcal{L} \frac{\pi \Phi_{\text{détecteur}}^2 \sin^2 \alpha_{ouverture}}{4} \tag{2.90}$$

(c). *Bidirectional Reflectance Distribution Function*

De manière concrète, cette équation bien connue, revient à définir une étendue géométrique $\mathcal{G}$ telle que $P_{\text{reçue}} = \mathcal{L}\mathcal{G}$. Avec les paramètres de la sonde ($\Phi_{\text{détecteur}}$, diamètre du cœur de la fibre et $\alpha_{ouverture}$, ouverture numérique effective, dont les valeurs sont respectivement 8,2 µm et 0,095), on aboutit à :

$$\mathcal{G} = 5 \cdot 10^{-13}\ \text{m}^2.\text{sr} \tag{2.91}$$

La condition imageur reste valide tant que l'image du capteur est plus petite que la source, autrement dit tant que $\Phi_B = 2\text{ON}_{\text{eff}} f > \frac{d}{f}\Phi_{\text{détecteur}}$ soit $d \leq d_{\text{max}} = \frac{2\text{ON}_{\text{eff}} f^2}{\Phi_{\text{détecteur}}}$. Cet éloignement maximal est de 58 cm pour les sondes OZ25 et OZ40, et de 89 cm pour les sondes OZ80 ; toutes ces valeurs sont compatibles avec nos distances de travail. Cependant, ce modèle reste très simple face à la complexité du système, les aspects cohérent et gaussien du faisceau laser ne peuvent être négligés.

Ajoutons que les très faibles ouvertures de la sonde (au plus limitée par le triangle formé par la distance et le diamètre du faisceau) permettent d'utiliser l'hypothèse radar consistant à considérer la luminance orthotrope dans une faible section angulaire autour de l'angle de rétrodiffusion (-180°) . On arrive à :

$$P_{\text{reçue}} = \varrho\, \alpha_{\text{s}} P_{\text{s}}\, \mathcal{K}_{\text{sonde}} = \varrho\, \alpha_{\text{s}} P_{\text{s}}\, \frac{\Phi^2_{\text{détecteur}}}{4\pi f^2} \tag{2.92}$$

Le terme $\mathcal{K}_{\text{sonde}} = \frac{\Phi^2_{\text{détecteur}}}{4\pi f^2}$, sans dimension, est égal à $2{,}1 \cdot 10^{-7}$ pour les sondes OZ25 et OZ40 et $1{,}4 \cdot 10^{-7}$ pour les sondes OZ80.

Enfin, rappelons que la modélisation géométrique réalisée n'est qu'une première approche. L'optique gaussienne serait plus adaptée, mais toujours insuffisante. En effet, les sondes citées ici utilisent des systèmes asphériques, d'autres sont construites avec des lentilles à gradient d'indice (*GRIN*). Une simulation complète se justifie ici de par la complexité du système (*CodeV* ou *Zeemax*, par exemple). Toutefois, une telle modélisation est pertinente si la sonde est connue mécaniquement (ainsi que le tolérancement) ; ce n'est pas le cas aujourd'hui.

Résumé du chapitre 2

La Vélocimétrie Hétérodyne (VH) est un interféromètre de déplacement qui réalise une mesure multi-vitesse résolue en temps. La détermination des multiples vitesses simultanément est possible grâce à un traitement adapté, tel que la transformée de Fourier court-terme qui a été détaillée dans ce chapitre. Ce système est donc adapté à la mesure d'objet possèdant une multitude de vitesses, comme les nuages de particules.

Une autre qualité appréciable de la VH est sa considérable sensibilité, grâce au couplage du flux « objet » avec un flux « référence » ; ce principe mène à une amplification de la puissance « retour » selon une loi en racine carrée. Il est possible d'atteindre une détectivité de l'ordre du nanowatt (ce résultat dépend de la largeur de la fenêtre de traitement, ici 1 µs).

En détaillant le traitement et la propagation du bruit à travers ce système, nous sommes arrivés à un niveau de bruit moyen permettant de définir un seuil de détectivité. Ce dernier dépend principalement de la largeur de la fenêtre appliquée au signal lors de son dépouillement. Nous avons également montré que l'oscilloscope est l'élément limitant la détectivité dans la configuration présentée dans ce chapitre. Les progrès technologiques nous permettent d'espérer une amélioration significative du système avec un numériseur possédant une dynamique de 7 à 8 bits effectifs. Au-delà, le détecteur utilisé ici limite le rapport signal à bruit.

Nous avons cherché à calibrer la baie VH afin de déterminer le flux retour d'un ou plusieurs objets en mouvement. Deux méthodes de calibration sont proposées dans ce document. Malheureusement, la grandeur obtenue semble être plus une valeur moyenne, car des mesures sur de grandes durées, montrent des fluctuations importantes.

La figure 2.27 propose un schéma résumant le fonctionnement de la VH, et comportant les principales notations utilisées.

Enfin, nous avons établi une modélisation simple de la sonde. Ce point nécessite une étude plus poussée.

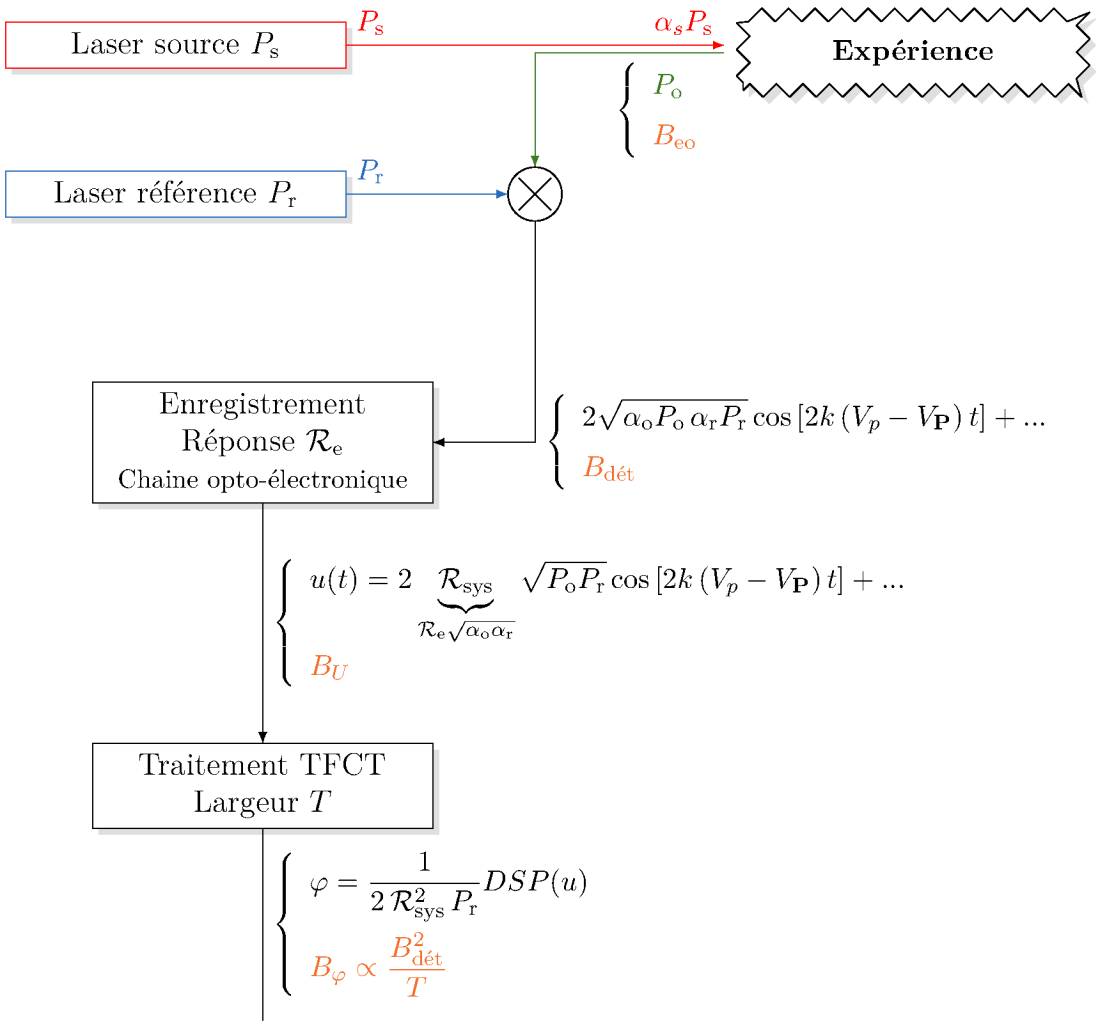
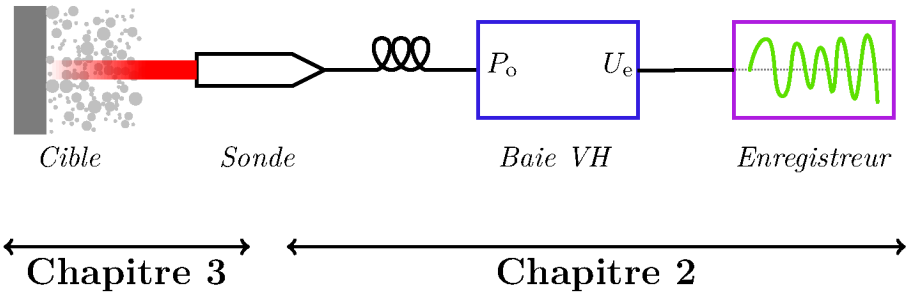


FIGURE 2.27 – Schéma fonctionnel d'une baie VH, annoté des grandeurs essentielles (en noir le signal, et en bleu le niveau de bruit).

Chapitre 3

Approche de l'interaction entre l'onde électromagnétique VH et le nuage de particules — Diffusion résultante

L'objet du chapitre 2 est de modéliser les performances et de définir la limite de détectivité d'une chaine VH (incluant le post-traitement utilisé). Cet instrument de mesure n'est qu'une partie de l'ensemble du système radiométrique : jusqu'à présent, nous avons complètement exclu l'objet étudié. Ce dernier — plus précisément le nuage de particules, mais également la face arrière de la plaque — doit, lui aussi, être modélisé pour obtenir des informations sur les performances du diagnostic ainsi que pour l'interprétation des spectrogrammes en terme de radiométrie.



Ce chapitre décrit une première approche pour estimer le flux retour de l'objet. Nous modéliserons les particules par des sphères homogènes réparties aléatoirement dans le nuage, sans agglomérat.

Dans une première partie, nous donnerons une description rapide de la physique de la diffusion électromagnétique et de la solution de Mie. Une première étape, indispensable pour continuer le calcul de détectivité, consiste à estimer le flux retour d'une particule unique.

Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons aux groupements de particules en nuage. Cependant, les modèles doivent inclure des hypothèses sur la composition du nuage (distribué en vitesse et en taille), alourdissant les équations. Pour les cas plus complexes, nous présenterons le code *Nuage* permettant de simuler un spectrogramme à partir d'un modèle de nuage composé de particules sphériques distribuées en taille et en vitesse.

Enfin, nous aborderons l'utilisation de simulations électromagnétiques discrètes de type FDTD [(a)]. Elles permettront une meilleure compréhension de la diffusion à travers les nuages, notamment ceux dotés d'une densité élevée.

3.1 Physique de la diffusion

La diffusion concerne la propagation des ondes dans un milieu inhomogène ; elle conduit à une redistribution des directions de propagation. Son cadre est très large étant donné le nombre de situations dans lesquelles elle s'applique.

(a). *Finite Difference Time Domain*

Nous pouvons tout d'abord citer le cas des milieux d'indice aléatoire. Si ces fluctuations sont faibles, on se place dans le cas typique de la turbulence atmosphérique qui peut entrainer une diminution de la qualité d'image. C'est également le cas de la diffraction par rayons X dans la matière condensée où les fluctuations d'indice à ces longueurs d'onde sont assez proches de 1.

Dans notre cas, il s'agit de milieux constitués d'éléments d'indices optiques différents : le gaz ambiant (ou le vide) et les particules. Contrairement à un cristal, ces éléments sont répartis aléatoirement dans l'espace. La taille des particules, proche de la longueur d'onde du diagnostic, rend le problème complexe.

Enfin, permettons-nous une précision : le terme français « diffusion » est utilisé pour décrire deux phénomènes (figure 3.1) que la langue anglaise différencie :

— **la dispersion angulaire** (*scattering*) caractérise la répartition angulaire de la lumière induite par un objet (diffuseur),
— **le transport** (*diffusion*) décrit la propagation de la lumière dans un milieu, comme une goutte d'encre qui se diffuse dans l'eau.

Bien que la dispersion angulaire soit intéressante pour caractériser la taille des particules (granulométrie), ce problème très complexe ne peut pas être abordé dans le cadre de cette thèse. Seul le problème du transport du faisceau est considéré.

Afin de rester dans une problématique raisonnable, **le faisceau sonde VH est supposé collimaté** [(a)] (ce qui explique l'emploi de sondes « collimatées » – voir section 2.3.5). Cette approche simplifiera grandement les équations dites « de transport ». En conséquence, la dispersion angulaire sera réduite à un terme de perte énergétique, que nous nommerons « efficacité d'extinction ». Toutefois, estimer cette efficacité — dans le but d'aboutir à des sections efficaces — nécessitera d'aborder la solution de Lorentz-Mie (inexactement nommée théorie de Mie) qui donne accès à la dispersion angulaire d'une particule (le lecteur est ainsi prévenu).

Ce travail n'a pas pour but de redémontrer les équations ardues de la diffusion, mais propose une approche pragmatique à la problématique de la diffusion du faisceau sonde dans un nuage de particules. Ainsi, nous commencerons par expliciter le domaine correspondant à notre travail sans aborder les résolutions analytiques. Une fois le cadre explicité, nous présenterons la diffusion par des particules dans le cadre général, en introduisant la matrice de diffusion ainsi que la notion de section efficace. Ensuite, nous introduirons la solution électromagnétique de Lorentz-Mie conduisant aux sections efficaces de particules sphériques homogènes.

Des documents très généraux sur la diffusion à travers des milieux aléatoires ont été publiés (Boyse et Keller, 1995 ; Karal et Keller, 1964 ; Keller, 1994 ; van Rossum et Nieuwenhuizen, 1999 ; Ryzhik et collab., 1996, 1997), le lecteur peut s'y référer pour approfondir sa connaissance du sujet.

3.1.1 Domaines et approximations

Comme décrit précédemment, la diffusion couvre un grand nombre de « secteurs « applicatifs associés à des grandeurs caractéristiques, définissant des domaines physiques dans lesquels certains modèles, hypothèses ou simplifications sont valides. Afin de continuer rigoureusement, il est temps de définir des notations :

— **concernant les particules** :
  — d_p est le diamètre de la particule, $\mathcal{S}_p = \pi \frac{d_p^2}{4}$ sa section droite et $\mathcal{V}_p = \frac{1}{6}\pi d_p^3$ son volume,
  — $\tilde{n}_p$ est l'indice complexe du matériau constituant la particule,
  — ρ_p est la masse volumique du matériau constituant les particules ;
— **concernant le nuage des particules** :
  — $n_\mathcal{V}$ et $n_\mathcal{S}$ sont respectivement les nombres de particules par unités de volume et de surface ($n_\mathcal{S}$ est l'ensemble des particules du nuage ou d'une partie de celui-ci rapporté à la surface perpendiculaire à la ligne de propagation),
  — m_v est la masse de particules par unité de volume, également appelée densité,
  — $m_\mathcal{S}$ est la masse de particules par unité de surface, couramment appelée masse surfacique ,

(a). C'est-à-dire que le faisceau issu de la sonde est supposé cylindrique ou « parallèle ».

— $f_{\mathcal{V}}$ est la fraction volumique du nuage. Elle correspond au rapport des volumes respectivement occupés par les particules et par le nuage. Elle peut s'écrire $f_{\mathcal{V}} = n_{\mathcal{V}}\mathcal{V}_p$ et $f_{\mathcal{V}} = \frac{n_{\mathcal{V}}\pi d_p^3}{6}$ pour des particules sphériques.

— **enfin concernant l'expérience** :
  — λ la longueur d'onde du faisceau sonde dans le milieu hôte d'indice $\mathrm{n_{milieu}}$ ($\lambda = \frac{\lambda_0}{\mathrm{n_{milieu}}}$),
  — $\mathrm{x} = \frac{\pi d_p}{\lambda}$ le paramètre de taille,
  — l'indice optique relatif des particules $\tilde{\mathrm{m}} = \frac{\tilde{\mathrm{n}}_p}{\mathrm{n_{milieu}}}$.

Dans le domaine d'étude que nous avons précédemment défini, les paramètres sont :
— $\lambda_0 \approx 1,55$ µm, longueur d'onde de la vélocimétrie hétérodyne,
— $\mathrm{n_{milieu}} = 1$, le milieu hôte est supposé être du vide ou de l'air [(b)],
— $|\tilde{\mathrm{n}}| \approx |\tilde{\mathrm{n}} - 1| \approx 10$ (la liste des métaux envisagés dans ce travail est décrite par le tableau 3 page xiv),
— x est approximativement compris entre 1 et 20.

Ainsi, notre problème implique des particules de diamètre de l'ordre ou légèrement supérieur à la longueur d'onde et un fort indice complexe. En s'appuyant sur une liste d'approximations proposée par Kokhanovsky et Zege (1997) (tableau 3.1), nous concluons qu'aucune estimation classique ne permet de traiter aisément ce problème. **Une approche complète de la diffusion est donc nécessaire.**

Approximation	Indice relatif de réfraction $\tilde{\mathrm{m}}$	Paramètre x	Saut de phase $\mathrm{x} \cdot |\tilde{\mathrm{m}} - 1|$
Diffusion Rayleigh	$|\tilde{\mathrm{m}}\mathrm{x}| \ll 1$	$\ll 1$	
Optique géométrique		$\gg 1$	$\gg 1$
Anomalous diffraction approximation	$|\tilde{\mathrm{m}} - 1| \ll 1$	grand	
Rayleigh-Gans	$|\tilde{\mathrm{m}} - 1| \ll 1$		proche de 1
Moment angulaire complexe	$\tilde{\mathrm{m}}$ « modéré »	grand	

Tableau 3.1 – Approximations de la diffusion, d'après Kokhanovsky et Zege (1997).

3.1.2 Quelques notions de théorie de la diffusion

Dans le but de modéliser la réponse radiométrique d'une particule ou d'un nuage, nous devons aborder la théorie de la diffusion afin d'en dégager des grandeurs et des tendances.

Ce traitement est toutefois très complexe. De nombreux documents théoriques sur la diffusion des ondes existent. Ce travail n'a pas l'ambition de construire un modèle adapté aux nuages issus de la micro-éjection. Une approche pragmatique utilisant des sections efficaces a été mise en place ; elle est décrite dans la suite de ce document.

Matrice d'amplitude de diffusion

Nous allons, tout d'abord, étudier le champ électrique lointain diffusé par une particule, que nous relierons au champ incident, supposé monochromatique, progressif et plan. Pour cela, il nous faut détailler la relation matricielle entre ces éléments. La démarche présentée ici s'inspire de Bohren et Huffman (2004), mais de nombreux autres documents présentent également la diffusion par des particules, notamment van de Hulst (1981).

Plaçons une particule quelconque au centre d'un repère sphérique $(O, \vec{e}_\phi, \vec{e}_\theta, \vec{e}_r)$ paramétré par le couple (ϕ, θ).

(b). Dans les expériences de choc dans des gaz (tels que l'air) où les vitesses sont suffisantes pour former une onde de choc, l'indice optique n évolue selon la loi de Gladstone-Dale. Dans le cadre de cette étude, relative à la radiométrie d'un nuage de particules, cet aspect n'est pas pris en compte.

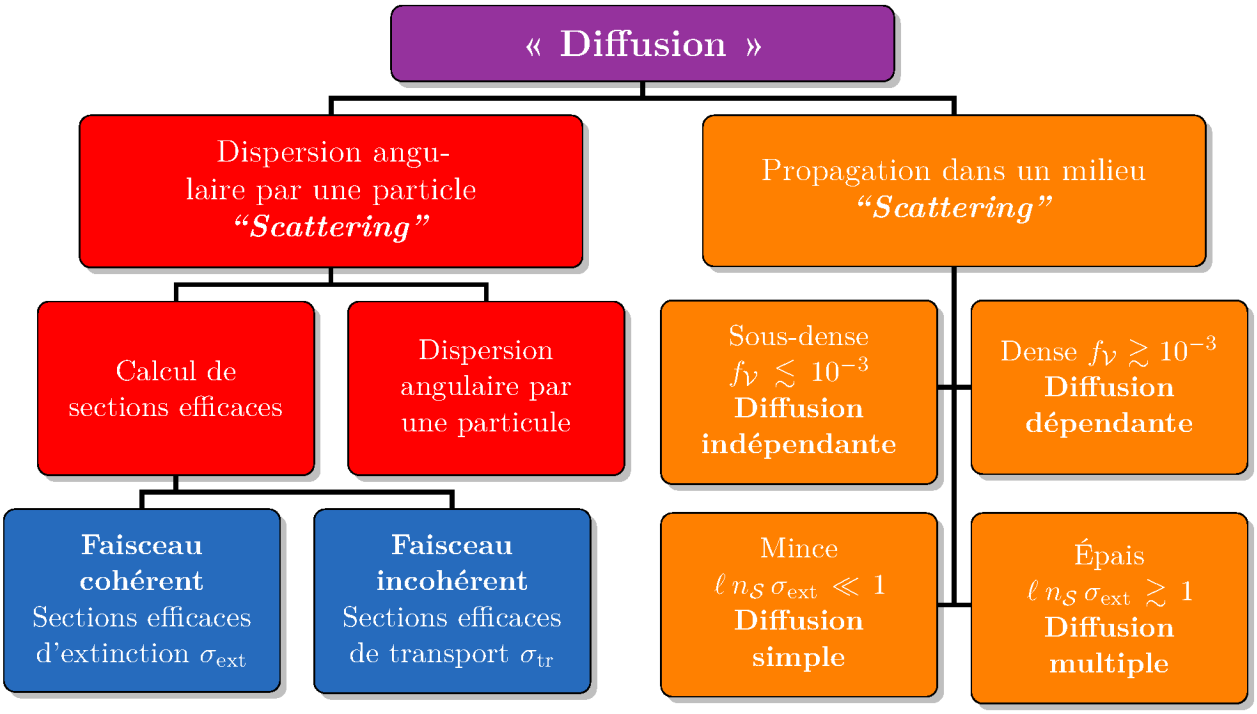


FIGURE 3.1 – Diffusion explicitée.

Soit $\vec{\mathtt{E}}_{inc}(t,x,y,z) = \vec{E}_{inc}e^{+ikz-i\omega t}$ le champ électrique complexe d'une onde électromagnétique plane monochromatique associé à une amplitude complexe $\vec{E}_{inc}$. Par convention usuelle dans ce problème physique, le repère est choisi de telle sorte que l'onde soit progressive selon $\vec{e}_z$. Ce champ électrique se décompose selon le couple $(\vec{e}_{i\|}, \vec{e}_{i\perp})$, base du plan $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y)$:

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= E_{i\|}\vec{e}_{i\|} + E_{i\perp}\vec{e}_{i\perp} \\ \begin{pmatrix} E_{i\|} \\ E_{i\perp} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos\phi & sin\phi \\ -\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{3.1}$$

Le champ électrique diffusé $\vec{\mathtt{E}}_s$ selon la direction $\vec{e}_r$ en champ lointain ($kr \gg 1$) est quasi transverse ($\lim_{r\to\infty} \vec{E}_s \cdot \vec{e}_r = 0$) et peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \vec{\mathtt{E}}_s(t,r,\theta,\phi) &= \vec{E}_s(r,\theta,\phi)e^{-i\omega t} \\ \vec{E}_s(r,\theta,\phi) &\underset{r\to\infty}{\sim} \frac{e^{ikr}}{-ikr}\vec{A}_s(\phi,\theta) \end{aligned} \tag{3.2}$$

La matrice d'amplitude de diffusion [c] relie l'amplitude du champ diffusé selon la direction (ϕ,θ) au champ incident, soit [d] :

$$\vec{E}_s(\phi,\theta) = \frac{e^{ikr}}{-ikr}\mathbf{S}(\phi,\theta)\,\vec{E}_i, \tag{3.3}$$

ou encore

$$\begin{pmatrix} E_{s\|} \\ E_{s\perp} \end{pmatrix} = \frac{e^{ikr}}{-ikr} \begin{pmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i\|} \\ E_{i\perp} \end{pmatrix}. \tag{3.4}$$

La matrice d'amplitude de diffusion $\mathbf{S}$ (tout comme ses valeurs S_1 à S_4) dépend des angles θ et ϕ respectivement appelés « angle de diffusion » et « azimut ».

Bien que le formalisme de la matrice d'amplitude de diffusion $\mathbf{S}$ soit plaisant, son interprétation macroscopique n'est pas accessible. En effet, les termes qui la composent sont complexes, intégrant

(c). Ce terme est une traduction mot à mot, mais précise, du terme anglais *amplitude scattering matrix*. Pour alléger leur texte, les auteurs francophones confondent régulièrement « matrice d'amplitude de diffusion » et « matrice de diffusion » (*scattering matrix*).

(d). Si le repère n'est pas centré sur la particule, alors un retard e^{ikz} doit être introduit dans l'expression 3.3.

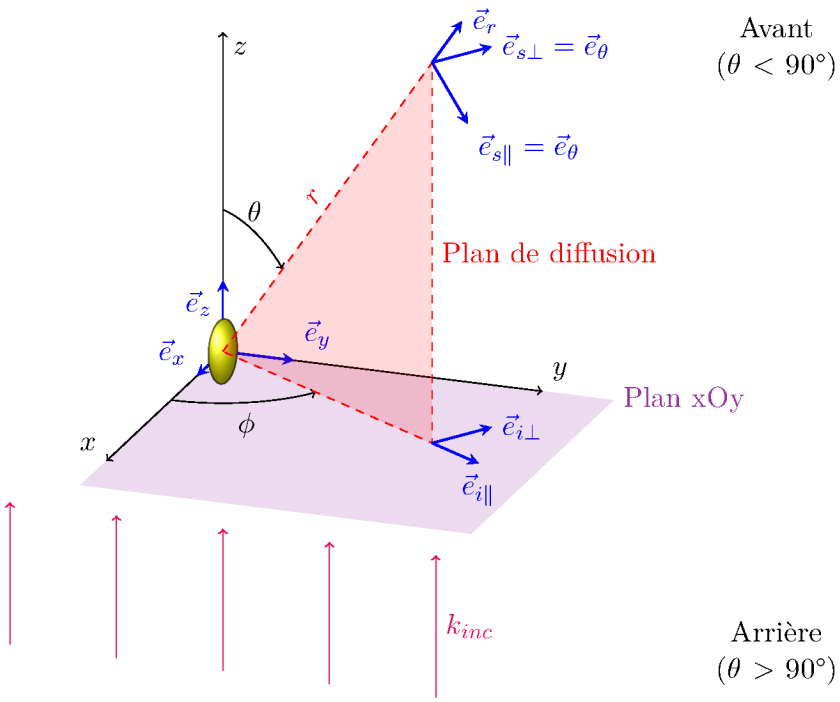


FIGURE 3.2 – Définition du repère de la diffusion, du plan de diffusion (*scattering plane*) et des différents repères (correspondant à des bases utilisées pour décrire le champ électrique). Cette figure s'inspire fortement de BOHREN et HUFFMAN (2004).

ainsi la différence de phase entre les composants de l'amplitude, à l'image d'un vecteur de JONES ; ces informations ne peuvent être directement mesurées dans le domaine optique. La suite logique de cette théorie est d'aboutir à la matrice de diffusion représentant la transformation du vecteur de STOCKES [(e)] par cette même particule. Nous ne l'aborderons pas ici pour les deux raisons suivantes :

1. Nous traitons un problème d'interférométrie, nécessitant de travailler avec la phase.
2. Nous avons fait l'hypothèse de travailler avec des particules sphériques éclairées par une lumière collimatée, ce qui revient à affirmer $\theta = 0$. Dans ce cas, la solution de LORENTZ-MIE (section 3.1.3) implique que $S_3 = S_4 = 0$ et $S_1 = S_2$: l'état de polarisation n'est pas modifié par la diffusion de cette particule et nous pouvons exprimer le champ électrique sous forme scalaire sans perdre de généralité (cette deuxième raison est, à elle seule, suffisante).

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à la dispersion angulaire d'une seule particule. Nous allons énumérer les résultats concernant les directions $\theta = 0°$ et $\theta = 180°$, le lecteur désirant d'avantage de détails est invité à lire BOHREN et HUFFMAN (2004, p. 69–81).

Section efficace d'extinction, expression à partir de la matrice d'amplitude de diffusion

Considérons une particule toujours éclairée par une onde plane monochromatique progressive selon $\vec{e}_z$; il est alors possible de considérer que la puissance perdue P_{ext} par le faisceau d'éclairement $\mathcal{E}_{\text{inc}}$ est égale à :

$$P_{ext} = \mathcal{E}_{\text{inc}}\, \sigma_{\text{ext}} \tag{3.5}$$

où σ_{ext} est appelée section efficace d'extinction. Cette grandeur peut se décomposer en deux contributions, la section efficace de diffusion σ_{sca} et la section efficace d'absorption σ_{abs} correspondant respectivement au rayonnement dévié par la particule et à l'énergie absorbée par cette dernière. Ces grandeurs vérifient $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{sca}} + \sigma_{\text{abs}}$.

En normalisant les sections efficaces par la section droite $\mathcal{S}_p$ de la particule, on aboutit aux coefficients d'efficacités $Q_i = \frac{\sigma_i}{\mathcal{S}_p}$ (i pour extinction, diffusion, absorption ou rétrodiffusion).

(e). Un vecteur de STOCKES (I, Q, U, V) représente le comportement de l'intensité d'un flux lumineux à travers un polariseur (BOHREN et HUFFMAN, 2004, p. 46-53).

Les sections efficaces peuvent être calculées à partir de la matrice d'amplitude de diffusion.

Pour traiter le cas général où aucune hypothèse sur la particule n'est établie, il est nécessaire de définir, dans un premier temps, le vecteur unitaire $\vec{e}_p = \frac{\vec{E}_i}{E_i}$ représentant l'état de la polarisation (vecteur de Jones), éventuellement complexe. En effet, la forme arbitraire de la particule interdit l'invariance par rotation d'angle ϕ. Le produit scalaire utilisé ici est donc celui d'un espace hermitien (il est notamment sesquilinéaire à gauche par convention dans ce document).

Théorème optique Nous admettons la première égalité, appelée « théorème optique » (Bohren et Huffman, 2004, p. 71), affirmant que :

$$Q_{\text{ext}}\left(\vec{e}_p\right) = \frac{\sigma_{\text{ext}}\left(\vec{e}_p\right)}{\mathcal{S}_p} = \frac{4\pi}{k^2}\,\Re\Big(\vec{e}_p \cdot \mathbf{S}_{(\theta=0)}\vec{e}_p\Big) \tag{3.6}$$

cette équation, de par son écriture, nécessite plusieurs précisions :

— L'expression $\vec{e}_p \cdot \mathbf{S}_{(\theta=0)}\vec{e}_p$ signifie « prendre l'état après diffusion vers l'avant (c'est-à-dire $\theta = 0$) et le projeter sur l'état incident. On ne considère que la lumière diffusée vers l'avant et ayant gardé le même état de polarisation.

— Cette écriture est plus pertinente au sens « opérateur » plutôt qu'au sens matriciel (l'écriture de l'application linéaire $\mathbf{S}$ est confondue avec une de ses représentations matricielles).
En effet, pour le cas particulier de la diffusion sur l'axe, il existe une infinité de plans de diffusion possibles (toute valeur de ϕ conduit à un plan contenant à la fois $\vec{e}_z$ et $\vec{e}_r$, et nous avons donc omis ce terme de l'équation), si bien qu'il existe une infinité de représentations de la matrice $\mathbf{S}$ et donc de scalaires $(S_1, ..., S_4)$. Toutes ces représentations correspondent à une même application linéaire (opérateur) puisque le résultat physique doit être identique.
Ainsi, aucune forme impliquant les termes (S_1, ..., S_4) ne sera proposée, puisqu'elle implique le choix d'une représentation de $\mathbf{S}$ (autrement dit, d'un angle ϕ).

— Dans le cas général, l'efficacité d'extinction, ainsi calculée, dépend de la polarisation incidente. Un cas particulier concerne la lumière dépolarisée [(f)], où :

$$Q_{\text{ext}}(\text{dépolarisée}) = \frac{1}{2}\left[Q_{\text{ext}}\left(\vec{e}_x\right) + Q_{\text{ext}}\left(\vec{e}_y\right)\right] \tag{3.7}$$

Distribution angulaire En adoptant la notation de section efficace différentielle de la physique atomique,

$$\frac{\mathrm{d}Q_{\text{sca}}}{\mathrm{d}\Omega}(\phi, \theta, \vec{e}_p) = \frac{\left|\vec{e}_p \cdot \mathbf{S}(\phi, \theta)\vec{e}_p\right|^2}{k^2} \tag{3.8}$$

le calcul de l'efficacité de diffusion en découle naturellement en intégrant sur une sphère :

$$Q_{\text{sca}}(\vec{e}_p) = \int_{4\pi} \frac{\mathrm{d}Q_{\text{sca}}}{\mathrm{d}\Omega}\,\mathrm{d}\Omega \tag{3.9}$$

Puisque le coefficient d'extinction est la somme des coefficients de diffusion et d'absorption, cette dernière inconnue est donc :

$$Q_{\text{abs}} = Q_{\text{ext}} - Q_{\text{sca}} \tag{3.10}$$

Il est également possible de normaliser la section efficace différentielle pour obtenir une fonction p appelée indicatrice de diffusion (*scattering diagram* ou incorrectement *phase function*) et vérifiant $\int_{4\pi} p\,\mathrm{d}\Omega = 1$:

$$p(\phi, \theta, \vec{e}_p) = \frac{1}{Q_{\text{sca}}}\frac{\mathrm{d}Q_{\text{sca}}}{\mathrm{d}\Omega}(\phi, \theta, \vec{e}_p) \tag{3.11}$$

La moyenne de la fonction cosinus pondérée par cette indicatrice est appelée le facteur d'anisotropie g (*asymmetry parameter*) :

$$g(\vec{e}_p) = \langle\cos\theta\rangle_p = \int_{4\pi} p(\phi, \theta, \vec{e}_p)\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega \tag{3.12}$$

(f). Dans le cas d'une lumière dépolarisée, toute décomposition (E_a, E_b) du champ électrique selon une base orthogonale $(\vec{a}, \vec{b})$ vérifie que (E_a, E_b) sont indépendantes au sens statistique et présentent un module moyen identique.

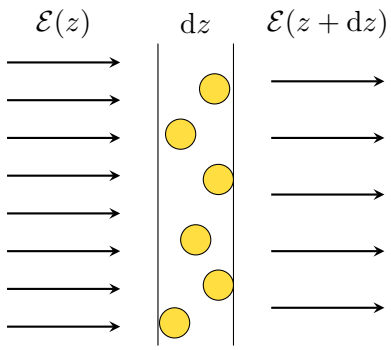


FIGURE 3.3 – Illustration du transport dans une couche infiniment mince.

Ce paramètre vaut 0 si la particule diffuse de façon isotrope ou symétrique par rapport au plan équatorial xOy ($\theta = 90°$) ; sinon il est positif (ou négatif) selon que la particule diffuse majoritairement vers l'avant (ou vers l'arrière). Nous y reviendrons lorsque nous aborderons les nuages épais.

Extinction, et transport dans un nuage mince

Supposons une couche d'épaisseur $\mathrm{d}z$, d'un nuage de particules réparties aléatoirement, suffisamment fine pour supposer qu'elles ne se superposent pas. Ces particules ont pour sections efficaces σ_{ext}, la tranche en contient donc $n_{\mathcal{V}}\mathrm{d}z$ par unité de surface. $\mathcal{E}(z)$ et $\mathcal{E}(z+\mathrm{d}z)$ représentent respectivement l'éclairement avant et après la tranche. Dans une approche géométrique, la proportion du flux lumière arrêtée est égale à la somme des sections efficaces de ces particules par unité de surface $n_{\mathcal{V}}\,\sigma_{\text{ext}}\,\mathrm{d}z$, ce qui nous conduit à définir la longueur caractéristique ℓ_{ext} :

$$\ell_{\text{ext}} = \frac{1}{n_{\mathcal{V}}\sigma_{\text{ext}}} \tag{3.13}$$

Ce raisonnement aboutit à l'expression différentielle :

$$\mathcal{E}(z+\mathrm{d}z) = \mathcal{E}(z) - \frac{\mathrm{d}z}{\ell_{\text{ext}}}\mathcal{E}(z)$$

qui s'intègre en :

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_0 \exp\left(-\frac{z}{\ell_{\text{ext}}}\right) \tag{3.14}$$

Nous obtenons ainsi la loi de Beer-Lambert-Bouguer (BEER, 1852 ; BOUGUER, 1729 ; LAMBERT, 1760).

La grandeur ℓ_{ext} est homogène à une longueur, elle correspond à la distance pour laquelle l'éclairement a perdu 63 % de son intensité, mais également au libre parcours moyen avant qu'un photon soit arrêté par une particule [(g)].

Ce modèle peut être établi pour un nuage composé de particules de tailles (ou de sections efficaces) différentes ; il suffit alors de sommer l'ensemble des sections efficaces pour obtenir ℓ_{ext} :

$$\ell_{\text{ext}} = \frac{1}{\int n_{\mathcal{V}}(\sigma_{\text{ext}})\,\mathrm{d}\sigma_{\text{ext}}} \tag{3.15}$$

Il est également possible de généraliser pour un nuage dont la composition $n_{\mathcal{V}}(\sigma_{\text{ext}}, z)$ varie et est distribuée en section efficace. L'équation 3.14 devient :

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}_0 \exp\left[\int n_{\mathcal{V}}(\sigma_{\text{ext}}, z)\,\mathrm{d}\sigma_{\text{ext}}\right] \tag{3.16}$$

La loi sus-citée n'est valide que sous les hypothèses suivantes :

(g). En associant l'éclairement à une fonction de répartition $P_Z : z \mapsto \frac{\mathcal{E}(z)}{\mathcal{E}_0} = \exp\left(-\frac{z}{\ell_{\text{ext}}}\right)$, la distance moyenne est $\langle z \rangle_p = \int_0^\infty z \frac{\mathrm{d}\left[\exp\left(-\frac{z}{\ell_{\text{ext}}}\right)\right]}{\mathrm{d}z}\,\mathrm{d}z = \ell_{\text{ext}}$.

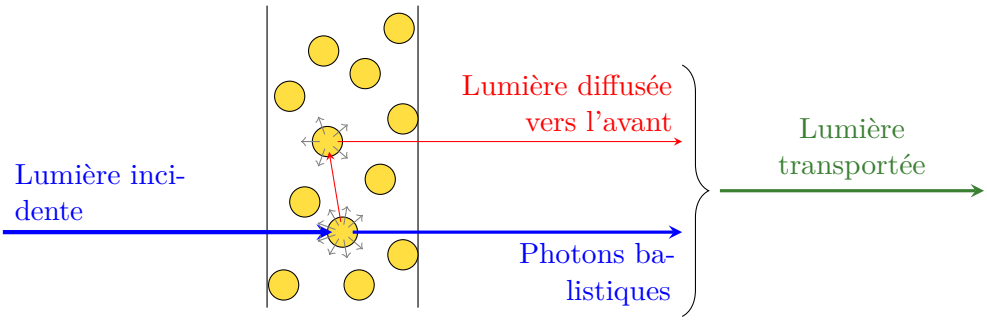


FIGURE 3.4 – Illustration du transport dans un nuage épais.

— La perturbation électromagnétique induite par la particule n'est pas modifiée par la présence de ses voisines, ce qui est vrai si les particules sont suffisamment espacées les unes des autres (environ dix fois leur taille ISHIMARU et KUGA 1982). **Ainsi ce modèle est valable pour des nuages de fraction volumique $f_{\mathcal{V}}$ inférieure à 10^{-3}.**
— Nous avons vu que la section efficace d'extinction comporte, entre autres, la perte par diffusion. Cependant, si le nuage est suffisamment épais, le rayonnement peut être de nouveau diffusé dans la direction du faisceau incident. Cette considération nous amène à définir un critère sur l'épaisseur géométrique L du nuage :
  — si $\frac{L}{\ell_{\text{ext}}} \leq 1$ le nuage est alors optiquement mince, le régime est qualifié de monodiffusion.
  — si $\frac{L}{\ell_{\text{ext}}} > 1$ le nuage est alors optiquement épais, le régime est qualifié de multidiffusion.
  L'équation 3.14 correspond aux photons balistiques, c'est-à-dire ceux qui n'ont jamais été perturbés par le nuage. Ce sont notamment ces photons que l'on cherche à détecter dans les applications d'imagerie utilisant l'optique cohérente.

Nous reviendrons sur ce point dans la partie suivante lorsque nous aborderons la solution pour le transport du flux lumineux total.

Transport dans un nuage épais

Lorsque le nuage est épais, un rayon diffusé pour la première fois par une particule peut de nouveau être diffusé vers l'avant. Ainsi pour connaitre le flux lumineux total, nous devons retrancher à l'extinction cette contribution supplémentaire pour estimer la quantité de lumière transportée.

Nous admettrons ici que traiter ce flux transporté revient à utiliser une nouvelle grandeur nommée efficacité de transport (*efficency for radiation pressure* en anglais) notée Q_{tr}. Dans le cas où g est indépendante de la polarisation incidente, cette valeur vérifie :

$$Q_{\text{tr}} = Q_{\text{ext}} - gQ_{\text{sca}} \tag{3.17}$$

Prenons un instant pour comparer les photons « balistiques » et « transportés » :
— Les photons balistiques sont ceux qui n'ont pas été perturbés par le nuage. Ils conservent leur phase et leur direction.
— À l'inverse, les photons transportés perdent l'information de phase et ne sont plus collimatés.

Une analogie du phénomène est le brouillard dans une plaine. Le paysage, ainsi que le ciel, nous apparaissent uniformément gris et pourtant lumineux : il s'agit de la lumière transportée. En revanche, certains éléments plus proches (arbre, sol, ...) sont visibles : le nombre de photons balistiques est suffisant pour que l'image formée par l'œil soit contrastée. Plus les objets sont lointains, plus la proportion de photons codant de l'information sur l'ensemble des photons est faible. La même analogie peut être utilisée pour décrire les images utilisant l'optique cohérente où l'on cherche à caractériser la faible quantité de photons balistiques traversant un milieu diffusant (comme la chair).

Concernant les applications de la vélocimétrie hétérodyne, nous admettrons désormais **l'hypothèse suivante : seuls les photons balistiques, porteurs de la phase, peuvent interférer constructivement et ainsi produire de l'information sur le spectrogramme** (nous montrerons cependant, en partie 4.1.4, que dans certaines conditions, des réflexions multiples peuvent être détectées sur les mesures expérimentales). En effet, comme les variations de chemins optiques sont

supérieures à quelques λ_0, nous considérons qu'à travers le nuage, l'ensemble des phases associées aux possibles trajectoires est distribué uniformément sur l'intervalle $]-\pi, \pi]$. Ainsi par la suite, nous nous intéresserons uniquement à la section efficace d'extinction.

Section efficace de rétrodiffusion

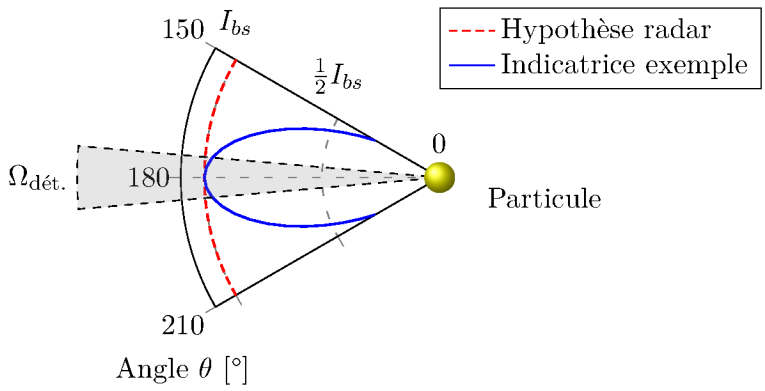


FIGURE 3.5 – Illustration de l'hypothèse radar.

Une dernière grandeur issue de l'opérateur de diffusion **S** est liée à la rétrodiffusion. En effet, il est souhaitable de pouvoir estimer le flux issu d'une particule et reçu par un détecteur d'ouverture $\Omega_{\text{dét.}}$ (figure 3.5). Nous nous plaçons dans le cadre de l'hypothèse radar, consistant à supposer que le détecteur est suffisamment petit pour considérer l'intensité diffusée constante sur son ouverture [(h)]. Cela revient à modéliser la particule par un émetteur ponctuel d'intensité constante I_{bs} égale à l'intensité retrodiffusée par la particule selon la direction $(-180°)$.

Selon BOHREN et HUFFMAN (2004), la section efficace de rétrodiffusion radar (*radar backscattering cross section*) est historiquement définie de telle sorte que son produit par l'éclairement soit égal à l'énergie totale diffusée par une particule hypothétique émettant une intensité constante égale à $I_{bs} = \frac{\mathrm{d}Q_{\text{sca}}}{\mathrm{d}\omega}(\theta = -180°)$. L'énergie totale diffusée par cet objet est alors égale à $4\pi I_{bs}$, qui doit donc être égale à $\mathcal{E}_i \sigma_{\text{bs}}$; ce qui permet d'écrire :

$$Q_{\text{bs}}(\vec{e}_p) = \frac{\sigma_{\text{bs}}(\vec{e}_p)}{\mathcal{S}_p} = 4\pi \frac{\mathrm{d}Q_{\text{sca}}}{\mathrm{d}\Omega}_{(\theta=180°,\ \vec{e}_p)} \tag{3.18}$$

Ainsi, l'énergie reçue par un détecteur d'ouverture $\Omega_{\text{dét.}}$ est :

$$P_{\text{reçue}}(\vec{e}_p) = \mathcal{E}_i\, \sigma_{\text{bs}}(\vec{e}_p)\, \frac{\Omega_{\text{dét.}}}{4\pi} \tag{3.19}$$

Si nous considérons une surface contenant $n_{\mathcal{S}}\, S$ particules de section efficace σ_{bs} sous un éclairement $\mathcal{E}_i$, alors :

$$P_{\text{reçue}}(\vec{e}_p) = \mathcal{E}_i\, S\, n_{\mathcal{S}}\, \sigma_{\text{bs}}(\vec{e}_p)\, \frac{\Omega_{\text{dét.}}}{4\pi} \tag{3.20}$$

En utilisant l'expression de la luminance en fonction de l'intensité $\mathcal{L}(\phi, \theta) = \frac{1}{\cos\theta}\frac{\mathrm{d}I(\phi,\theta)}{\mathrm{d}\mathcal{S}}$, l'hypothèse radar nous permet de supprimer le terme en $\cos\theta$ $(\theta \ll 1)$ et de supposer la source lambertienne ; nous arrivons à :

$$\mathcal{L}(\vec{e}_p) = \frac{\mathcal{E}_{\text{inc}}}{4\pi}\, n_{\mathcal{S}}\, \sigma_{\text{bs}}(\vec{e}_p) \tag{3.21}$$

En rappelant que $\mathcal{L} = \frac{\varrho}{\mathcal{E}_{\text{inc}}}\pi$, nous définissons un albédo équivalent ϱ_{eq} (valide sous hypothèse radar) égal à :

$$\varrho_{\text{eq}}(\vec{e}_p) = \frac{n_{\mathcal{S}}\, \sigma_{\text{bs}}(\vec{e}_p)}{4} \tag{3.22}$$

Ce résultat peut être généralisé à une distribution de particules en section efficace $n_{\mathcal{S}}(\sigma_{\text{bs}})$:

$$\varrho_{\text{eq}} = \frac{\int n_{\mathcal{S}}(\sigma_{\text{bs}})\, \mathrm{d}\sigma_{\text{bs}}}{4} \tag{3.23}$$

(h). Nous nous permettons de rappeler que l'intensité, notée I, est la quantité de lumière émise par unité d'angle solide.

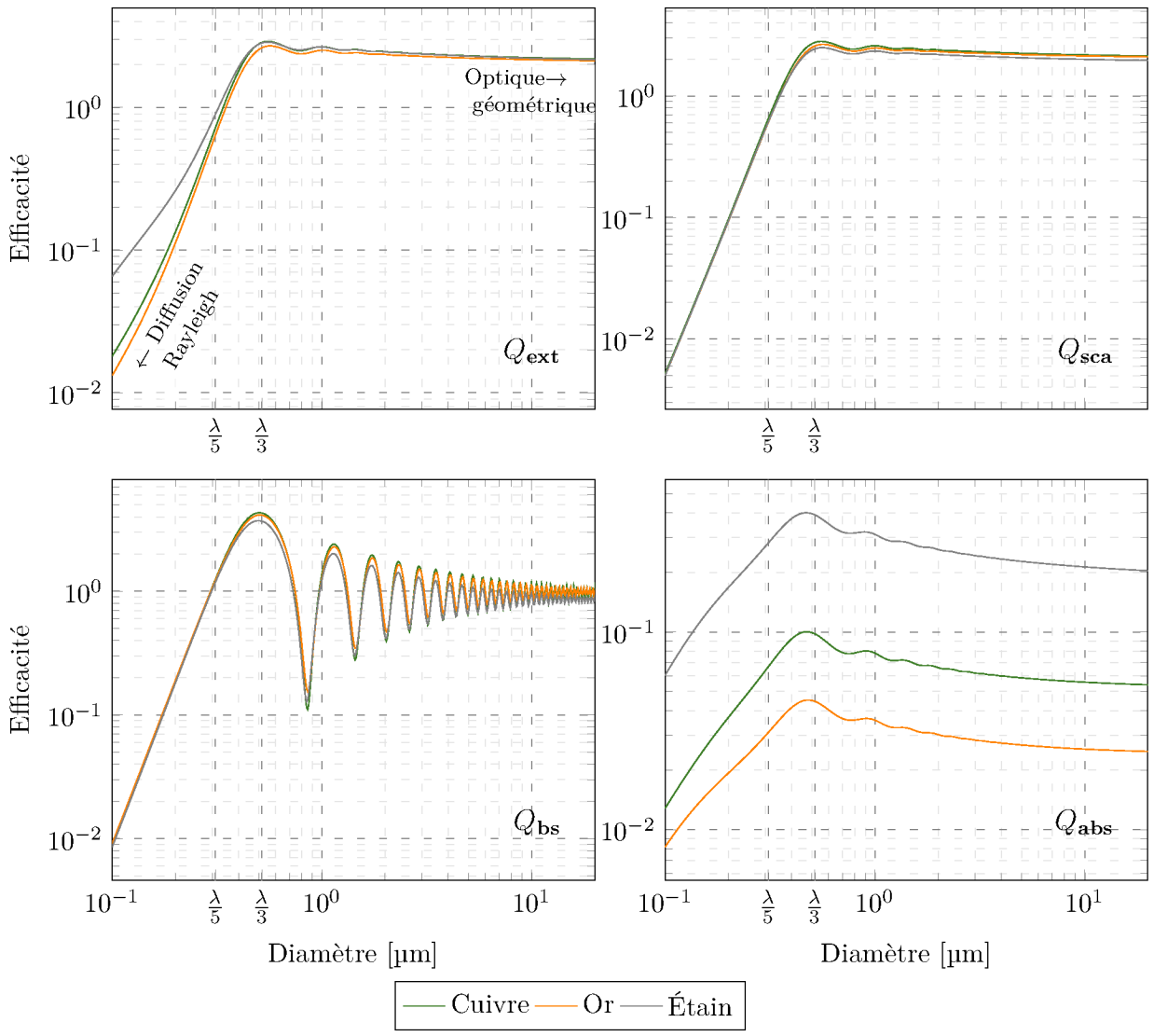


FIGURE 3.6 – Représentation des efficacités de LORENTZ-MIE (Q_{ext}, Q_{sca}, Q_{bs}, Q_{abs}) pour le cuivre, l'or et l'étain ($\lambda = 1{,}55$ µm).

3.1.3 Solution de Lorentz-Mie

La solution de LORENTZ-MIE est la résolution analytique des équations de Maxwell pour une particule homogène et sphérique soumise à une onde plane monochromatique progressive. Le champ électromagnétique est décomposé en une somme d'harmoniques sphériques pondérées, conduisant au champ lointain.

À partir de ce champ lointain, il est possible de remonter aux grandeurs caractéristiques de la diffusion que nous avons évoquées précédemment ; nous nous intéressons, entre autres, aux coefficients d'efficacité. De plus, dans le cas sphérique, ces coefficients ainsi que le facteur d'anisotropie ne dépendent plus de la polarisation incidente : le terme $\vec{e}_p$ sera omis des équations.

De nombreux programmes sont disponibles, sur internet, pour calculer les valeurs de ces grandeurs ; elles dépendent de l'indice complexe relatif du matériau $\tilde{m}_p$ et du paramètre de taille x (lui-même dépendant de la longueur d'onde dans le milieu hôte λ). Citons notamment les routines *FORTRAN* proposées par BOHREN et HUFFMAN, desquelles se sont inspirés de nombreux programmeurs, comme MÄTZLER (2002). Les simulations présentées ici sont réalisées sur la base du programme de ce dernier.

Précisons également que ces solutions ne sont pas valables pour un milieu hôte absorbant (autrement dit, $n_{\text{milieu}} \in \mathbb{R}$).

Nous avons tracé, sur la figure 3.6, les coefficients d'efficacité pour le cuivre, l'or et l'étain – matériaux étudiés dans le cadre de ce travail – en fonction du diamètre de la particule d_p. Les indices utilisés

pour ces calculs sont précisés en page xiv. Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- La perte par absorption est très faible pour ces particules et la diffusion est très majoritairement responsable de l'extinction.
- Notre domaine d'étude (0,5 à 10 µm) se situe dans une zone où la solution de Lorentz-Mie a toute son importance :
  - En dessous de $\frac{\lambda_0}{5}$, les coefficients semblent varier selon une asymptote en $\frac{1}{d_p^4}$: elle est alors caractéristique du régime de Rayleigh où l'énergie diffusée est proportionnelle à $\frac{1}{d_p^6}$ (la puissance 6 est retrouvée en multipliant l'efficacité par la section droite pour obtenir le coefficient d'efficacité).
  - Au-delà de 10 µm, le régime d'optique géométrique s'établit :
    - $\lim\limits_{d_p/\lambda \to +\infty} Q_{\text{bs}} = R$, où R est le coefficient de Fresnel, proche de 1 pour ces métaux.
    - $\lim\limits_{d_p/\lambda \to +\infty} Q_{\text{ext}} = 2$. Ce deuxième résultat s'appelle le « paradoxe optique » ; la particule perturbe les photons balistiques sur une section de diamètre égal à deux fois sa taille. La diffraction engendrée par cette même particule explique ce résultat : une partie de l'énergie est « déviée » vers l'azimut 0.

3.1.4 Une première application : limite de détectivité pour une seule particule

Nous présentons une première application de la section efficace de rétrodiffusion : à partir de quel diamètre peut-on supposer détecter une unique particule sphérique animée d'une vitesse constante ?

Ouverture de la sonde

Une modélisation simple de l'ouverture de la sonde consiste à assimiler la hauteur maximale des faisceaux acceptés par la lentille égale au rayon du faisceau sonde (figure 2.25b page 81), à partir d'un point source situé à une distance D sur l'axe. Ainsi, le demi-angle d'ouverture côté image est pris égale à :

$$\alpha_{img} = \arctan\left(\frac{\Phi_B}{2D}\right) = \frac{\Phi_B}{2D} + \underset{D\to\infty}{O}\left(\frac{1}{D^3}\right) \tag{3.24}$$

L'angle solide associé est :

$$\Omega_{\text{dét.}} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\alpha_{img}} \sin\theta \mathrm{d}\theta \mathrm{d}\phi = 2\pi\left(1-\cos(\alpha_{img})\right) = \pi\alpha_{img}^2 + \underset{\alpha_{img}\to 0}{O}\left(\alpha_{img}^4\right) \tag{3.25}$$

Limite de détection pour une particule sphérique

En combinant les équations 3.19 et 3.25 ainsi que la solution de Mie pour le calcul des sections efficaces, on obtient la puissance reçue d'une particule :

$$P_{\text{reçue}} = Q_{\text{bs}}(d_p)\,\mathcal{E}_{\text{inc}}\,d_p^2\,\frac{\Omega_{\text{dét.}}}{16\pi} \tag{3.26}$$

Pour le cas particulier d'une sonde VH, nous considèrerons l'éclairement comme constant et égal à $\mathcal{E}_{\text{inc}} = 4\frac{\alpha_s P_s}{\pi\Phi_B^2}$. L'ouverture du détecteur est alors de $\Omega_{\text{dét.}} = \pi\frac{\Phi_B^2}{4D^2}$. Nous obtenons finalement :

$$P_{\text{reçue}} = Q_{\text{bs}}(d_p)\,d_p^2\,\frac{\alpha_s P_s}{16\pi D^2} \tag{3.27}$$

Nous avons tracé sur la figure 3.7 la puissance reçue pour une particule sphérique d'or, à différentes distances. Dans le domaine étudié (0,5 – 10 µm), ces puissances varient de 10^{-3} à 10^{+2} nW ; les oscillations de Q_{bs} sont clairement visibles, même si la courbe tend rapidement vers une asymptote en d_p^2.

Face à ces variations importantes et à la modélisation simple de la sonde, nous décidons de limiter le domaine d'étude à des particules de diamètre supérieur à $\frac{\lambda}{5}$ (soit 0,31 µm) et de considérer en première approximation $Q_{\text{bs}} = 1$ pour tout $d_p \geq \frac{\lambda}{5}$ (figure 3.6). En utilisant les équations 2.71a et 2.71d

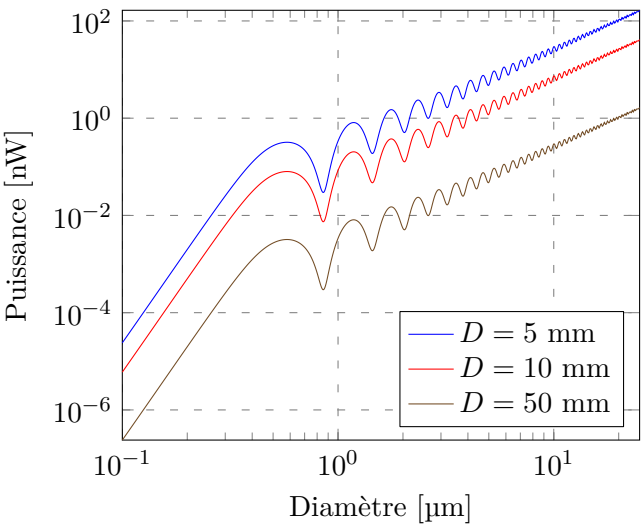


FIGURE 3.7 – Puissance reçue dans le système VH en fonction du diamètre, pour une particule d'or à différentes distances D. Le taux d'insertion est égal à $\alpha_s = 75$ %, la puissance source à $P_s = 500$ mW, et la longueur d'onde VH à $\lambda = 1{,}55$ µm.

pour estimer le niveau de puissance détectable par la baie VH, l'égalité du niveau du bruit moyen et de la puissance reçue, nous conduit à (pour une particule induisant un battement sur le détecteur, c'est-à-dire $\delta^0_{m_o} = 0$) :

$$\frac{1}{\hat{G}_{\mathrm{c}} T f_{\mathrm{BP}}} B_{eo} = \underbrace{Q_{\mathrm{bs}}(d_p)}_{\approx 1 \text{ pour } d_p \geq \frac{\lambda}{5}} \; d_p^2 \, \frac{\alpha_s P_s}{16\pi D^2}$$

Ainsi, le plus petit diamètre détectable d_{pl} s'exprime par :

$$d_{pl} = 4\sqrt{\frac{\pi \, B_{eo}}{\alpha_s P_s \, \hat{G}_{\mathrm{c}} \, T f_{\mathrm{BP}}}} \, D \tag{3.28}$$

Cette équation a été tracée, pour différentes distances D, en fonction de la largeur de fenêtre T (ici, de type *Hamming*, utilisée pour le traitement TFCT) sur la figure 3.8. Ce graphique montre la possibilité d'étudier des particules dans le domaine recherché (0,5 – 10 µm) pour des distances suffisamment petites (≤ 10 mm) et des fenêtres suffisamment larges (≥ 200 ns).

Rappelons les éléments limitant la précision de ces courbes :

— La modélisation des sondes constitue une première approche (optique géométrique) ; dont les limites ont déjà été évoquées (partie 2.3.5). Avoir une meilleure connaissance de l'ouverture de la sonde permettrait, dans un premier temps, d'améliorer grandement notre estimation du diamètre limite ; on doit cependant s'attendre à ce que cette acceptance angulaire ne soit pas binaire (tout ou rien).

— Le remplacement des variations de Q_{bs} par la valeur 1 masque des oscillations du diamètre limite jusqu'à un facteur 3,2 autour de 0,85 µm ; cette simplification est valable pour les diamètres inférieurs à $\frac{\lambda}{5}$ (0,31 µm). En dessous de ce diamètre, la puissance limite s'écroule vers une asymptote en d_p^6 (quand d_p tend vers 0).

— Enfin, nous avons supposé la particule placée sur l'axe optique de la sonde. Cette hypothèse, optimiste, n'est pas trop contraignante, car le lobe de rétrodiffusion des particules est relativement ouvert (±4,4° à -3 dB).

La suite de ce chapitre concerne la modélisation d'un nuage de particules.

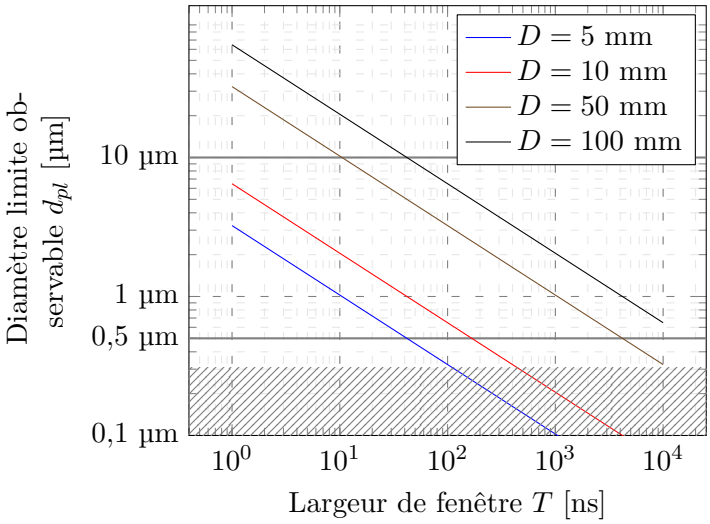


FIGURE 3.8 – Diamètre limite observable en fonction de la largeur de la fenêtre (type *Hamming*), utilisant les paramètres mesurés pour la voie 1 (tableau 2.6) de la baie VH présentée en chapitre 2 (notamment, $f_{\mathrm{BP}} = 8$ GHz et $B_{\mathrm{eo}} = 7{,}9$ nW).

3.2 Application de la physique de la diffusion pour la modélisation des nuages peu denses

Maintenant que nous avons rappelé les résultats issus de la théorie de la diffusion, nous allons les utiliser pour aboutir à des modèles permettant d'anticiper les comportements des nuages. Le but est notamment de déterminer les albédos équivalents ϱ_{eq} et les profondeurs caractéristiques d'analyses ℓ_{ana}.

3.2.1 Nuage homogène et monocinétique

Soit un nuage de composition homogène $n_{\mathcal{V}}(d_p)$ [(a)], de profondeur L. Ce nuage s'étend entre les positions $z = -L$ et $z = 0$, le faisceau laser l'éclaire du côté $z > 0$ (figure 3.9). Le nombre total de particules par unité de surface dont le diamètre est compris entre d_p et $d_p + \mathrm{d}d_p$ est :

$$n_{\mathcal{S}}(d_p)\mathrm{d}d_p = L n_{\mathcal{V}}(d_p)\mathrm{d}d_p$$

Sa longueur d'extinction est $\ell_{\mathrm{ext}} = \frac{1}{\int n_{\mathcal{V}}(d_p)\sigma_{\mathrm{ext}}(d_p)\mathrm{d}d_p}$ (équation 3.15). L'équation 3.14 exprime le flux incident à travers le nuage.

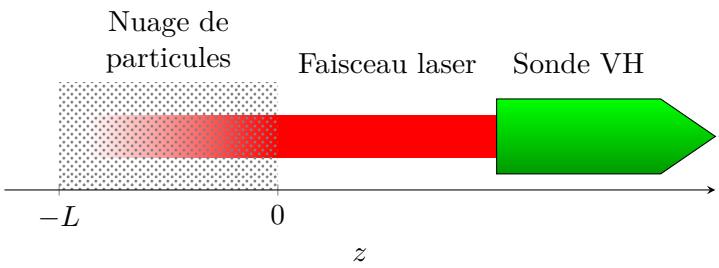


FIGURE 3.9 – Schéma illustrant les conventions prises pour modéliser le nuage de particules.

Albdédo équivalent Chaque « tranche » de nuage d'épaisseur $\mathrm{d}z$ située à la position z contient $\frac{\mathrm{d}z}{L}$ particules. Elle possède donc un albédo équivalent (équation 3.23) :

$$\mathrm{d}\varrho_{\mathrm{eq}}(z) = \frac{\int \left(n_{\mathcal{V}}(d_p)\mathrm{d}z\right)\sigma_{\mathrm{bs}}(d_p)\,\mathrm{d}d_p}{4} \tag{3.29}$$

(a). $n_{\mathcal{V}}(d_p)$ représente alors un nombre de particules par unité de volume et par unité de diamètre.

Ce flux retour (codé par l'albédo) est atténué par la traversée retour du nuage vers la sonde d'un facteur $\exp\left(\frac{z}{\ell_{\text{ext}}}\right)$ qui correspond à la même atténuation que pour le trajet aller. L'albédo apparent de cette tranche est finalement :

$$\mathrm{d}\varrho_{app}(z) = e^{\frac{2z}{\ell_{\text{ext}}}} \frac{\int n_{\mathcal{V}}(d_p)\sigma_{\text{bs}}(d_p)\,\mathrm{d}d_p}{4} dz \tag{3.30}$$

Après intégration de l'ensemble des contributions $\mathrm{d}\varrho_{app}(z)$, l'albédo apparent s'écrit :

$$\begin{aligned}\varrho_{\text{app}} &= \int_{-L}^{0} \mathrm{d}\varrho_{app}(z) = \int_{-L}^{0} e^{\frac{2z}{\ell_{\text{ext}}}} \frac{\int n_{\mathcal{V}}(d_p)\sigma_{\text{bs}}(d_p)\,\mathrm{d}d_p}{4} dz = \frac{1}{4}\int \frac{n_{\mathcal{S}}(d_p)}{L}\sigma_{\text{bs}}(d_p)\,\mathrm{d}d_p \frac{\ell_{\text{ext}}}{2}\left(1 - e^{\frac{-2L}{\ell_{\text{ext}}}}\right) \\ &= \frac{\ell_{\text{ext}}}{2L}\left(1 - e^{\frac{-2L}{\ell_{\text{ext}}}}\right)\varrho_{\text{eq}}\end{aligned} \tag{3.31}$$

Il est notamment intéressant de s'assurer qu'à faible concentration (autrement dit, faible épaisseur optique), l'équation 3.31 vérifie :

$$\varrho_{\text{app}} = \varrho_{\text{eq}} + \underset{\frac{2L}{\ell_{\text{ext}}}\to 0}{O}\left(\left[\frac{2L}{\ell_{\text{ext}}}\right]^2\right) \tag{3.32}$$

En régime de mono diffusion (puisque nous avons montré que l'absorption était négligeable pour les matériaux étudiés), l'albédo d'un nuage infiniment mince est égal à celui du nuage d'épaisseur L.

En développant $\frac{L}{\ell_{\text{ext}}} = \int n_{\mathcal{S}}(d_p)\sigma_{\text{ext}}(d_p)$, on constate que ce rapport est fortement lié à la masse surfacique. Pour appréhender la signification de cette équation, nous nous sommes placés dans le cas où les particules sont toutes de diamètre identique d_p, le nombre de particules par unité de surface est alors $n_{\mathcal{S}} = m_{\mathcal{S}}/m_p$ avec $m_p = \frac{1}{6}\rho_p\pi d_p^3$ la masse d'une particule. Il devient alors :

$$n_{\mathcal{S}} = \frac{6m_{\mathcal{S}}}{\rho_p\pi d_p^3} \tag{3.33}$$

Dans ce cas de figure, l'équation régissant la longueur d'extinction peut être explicitée :

$$\frac{1}{\ell_{\text{ext}}} = \frac{3m_{\mathcal{S}}}{2\rho_p d_p} Q_{\text{ext}}(d_p) \tag{3.34}$$

Ce cas particulier permet de montrer qu'à masse surfacique donnée, le nuage non dispersé en taille est plus transparent lorsque :

— le diamètre des particules qui le composent augmente,

— la masse volumique de ces particules augmente.

Enfin, nous proposons une première écriture de l'albédo apparent, par l'intermédiaire des équations suivantes :

$$\varrho_{\text{app}}(m_{\mathcal{S}}) = \Upsilon\left(2Q_{\text{ext}}(d_p)\,\Theta(m_{\mathcal{S}})\right)\,\varrho_{\text{eq}}(m_{\mathcal{S}}) \tag{3.35a}$$

$$\Theta(m_{\mathcal{S}}) = n_{\mathcal{S}}S_p = \frac{3m_{\mathcal{S}}}{2\rho_p d_p} \tag{3.35b}$$

$$\Upsilon(x) = \frac{1 - e^{-x}}{x} \tag{3.35c}$$

$$\frac{2L}{\ell_{\text{ext}}(m_{\mathcal{S}})} = 2n_{\mathcal{S}}\,Q_{\text{ext}}(d_p)\,S_p = 2Q_{\text{ext}}(d_p)\,\Theta(m_{\mathcal{S}}) \tag{3.35d}$$

$$\varrho_{\text{eq}}(m_{\mathcal{S}}) = \frac{3\,m_{\mathcal{S}}\,Q_{\text{bs}}(d_p)}{8\rho_p d_p} = \frac{Q_{\text{bs}}(d_p)\,\Theta(m_{\mathcal{S}})}{4} \tag{3.35e}$$

Une réécriture simplifiée de l'albédo apparent ϱ_{app} possible est :

$$\varrho_{\text{app}}(m_{\mathcal{S}}) = \frac{1}{8}\left(1 - e^{-2\,Q_{\text{ext}}(d_p)\,\Theta(m_{\mathcal{S}})}\right)\frac{Q_{\text{bs}}(d_p)}{Q_{\text{ext}}(d_p)} \tag{3.36}$$

L'expression 3.36 ne dépend que d'un « taux de recouvrement » Θ (pouvant être supérieur 1) et des efficacités de Mie ; elle est notamment indépendante de L la profondeur du nuage. Grâce à cette expression, nous avons tracé ϱ_{app} en fonction de la masse surfacique pour 4 poudres (Cu10, Au1, Au4 et Au8 ; voir page 217) sur la figure 3.10.

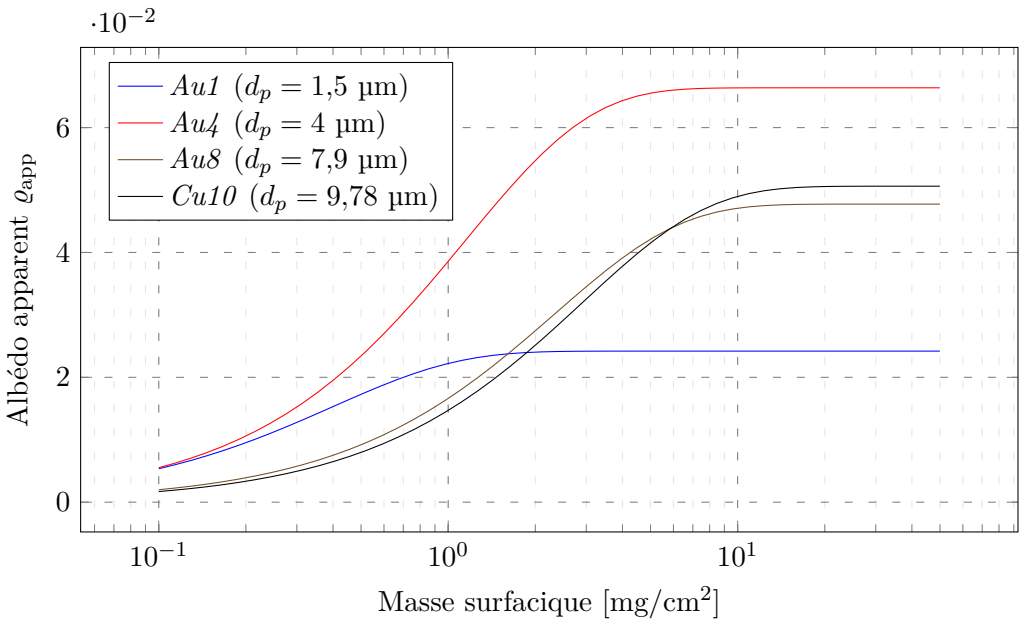


FIGURE 3.10 – Albédos de nuages de particules, homogènes, peu denses, et non dispersés en diamètre autour de la valeur moyenne ou médiane des poudres *Au1*, *Au4*, *Au8* et *Cu10*. Ces courbes sont issues de l'équation 3.36.

Puissance reçue par la baie En utilisant l'équation 2.92, la puissance reçue par la baie VH rétrodiffusée par une surface lambertienne peut facilement être calculée, en connaissant le flux émis par la sonde ($\alpha_s P_s$). La figure 3.11 présente les résultats concernant la voie n° 1 pour les mêmes poudres.

De ce graphique, on déduit que la puissance renvoyée par un nuage de particules est typiquement comprise entre 1 et 5 µW, pour des masses surfaciques comprises entre 1 et 50 mg/cm^2. Il semblerait ainsi, qu'un nuage de particules soit un objet parfaitement détectable pour la VH. Ce résultat doit cependant être nuancé : il s'agit de l'énergie totale du nuage. Ainsi, si le nuage est dispersé en vitesse, sa valeur (côte) sur le spectrogramme est divisée par le nombre de « points » $\frac{Z_{\text{p}}\,\Delta v}{\delta_v}$ où Δv est la dispersion en vitesse du nuage, que l'on a supposé homogène (ce qui n'est pas le cas en pratique).

Cette dispersion suggère de nouvelles conséquences, différentes de l'objet mono vitesse (tel qu'une particule) :

— Pour un objet mono vitesse, toute l'énergie est répartie sur un seul pixel (voir deux dans le pire des cas). Le niveau de bruit moyen que nous avons défini précédemment (équation 2.71a) est inversement proportionnel à la largeur de la fenêtre ($\propto \frac{1}{T}$). Ainsi, pour un objet animé d'une vitesse constante (comparé à la résolution en vitesse, pendant durée T), **sa détectivité augmente avec la largeur de fenêtre** T.

— Pour un objet multi vitesses (autrement dit résolu spectralement), l'énergie est répartie sur une largeur Δv du spectre, qui représente numériquement $\frac{Z_{\text{p}}\,\Delta v}{\delta_v}$ points. Or, δ_v est inversement proportionnel à T. Ainsi, le rapport signal sur bruit (RSB) pour cet objet sur le spectrogramme est :

$$RSB_\varphi = \frac{\varphi}{B_\varphi} = \frac{\frac{P_{\text{reçue}}\delta_v}{\Delta v Z_{\text{p}}}}{B_\varphi} \propto \frac{1/T}{1/T} = 1 \tag{3.37}$$

Ce RSB est indépendant de T : **augmenter la largeur de fenêtre n'augmente pas la détectivité d'un objet résolu en vitesse.**

Profondeur d'analyse Supposer le nuage mono vitesse est une première approche pour définir une profondeur d'analyse. Elle vérifie alors que la contribution du reste du nuage ($z < \ell_{\text{ana}}$) est égale au

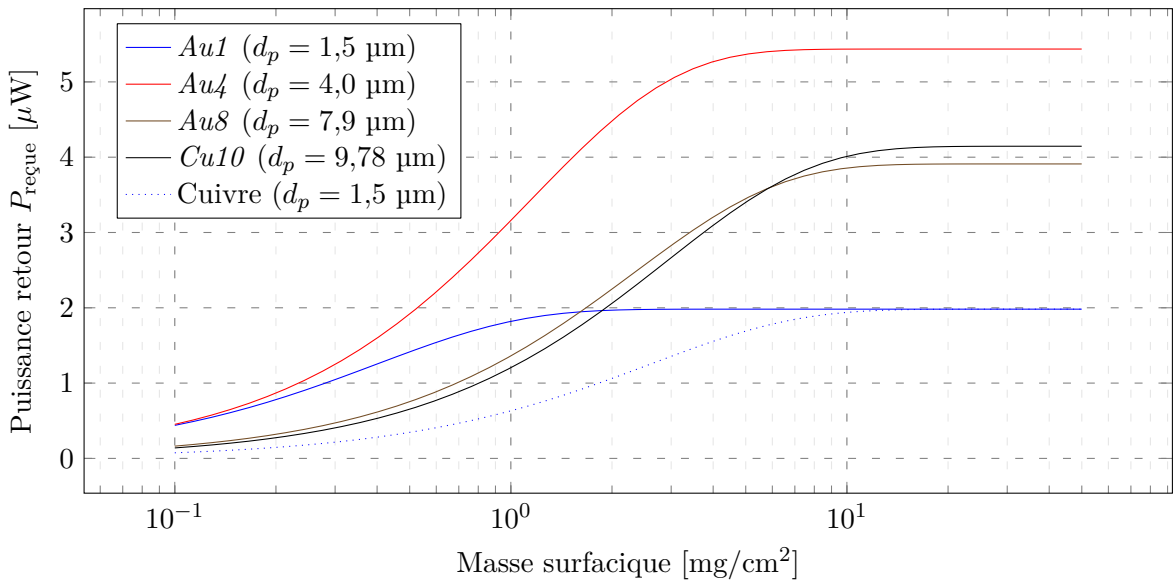


FIGURE 3.11 – Puissance retour issue de nuages homogènes en fonction de la masse surfacique.

seuil de détection P_{lim}, autrement dit :

$$\begin{aligned}
P_{\text{lim}} &= \alpha_s P_s \mathcal{K}_{\text{sonde}}\, \varrho(\text{Contributions entre } -L \text{ et } -\ell_{\text{ana}}) \\
&= \alpha_s P_s \mathcal{K}_{\text{sonde}}\, \frac{1}{8}\frac{Q_{\text{bs}}(d_p)}{Q_{\text{ext}}(d_p)}\, \frac{\ell_{\text{ext}}}{2} \int_{-L}^{-\ell_{\text{ana}}} e^{\frac{2z}{\ell_{\text{ext}}}}\, \mathrm{d}z \\
&= \alpha_s P_s \mathcal{K}_{\text{sonde}}\, \varrho_{\text{app}}\, \frac{e^{-2\ell_{\text{ana}}/\ell_{\text{ext}}} - e^{-2L/\ell_{\text{ext}}}}{1 - e^{-2L/\ell_{\text{ext}}}} \\
&= \alpha_s P_s \mathcal{K}_{\text{sonde}}\, \varrho_{\text{app}}\, \frac{e^{\frac{lAna+\ell_{\text{ext}}}{2L}} - 1}{e^{\frac{2L}{\ell_{\text{ext}}}} - 1}
\end{aligned} \tag{3.38}$$

L'utilisation d'un programme de résolution algébrique conduit à l'expression :

$$\frac{\ell_{\text{ana}}}{L} = \left(1 - \frac{d_p\, \rho_p}{3\, m_{\mathcal{S}}\, Q_{\text{ext}}} \ln\left(1 + \frac{8\, P_{\text{lim}}\, Q_{\text{ext}}\, e^{\frac{3\, m_{\mathcal{S}}\, Q_{\text{ext}}}{d_p\, \rho_p}}}{\alpha_s P_s\, \mathcal{K}_{\text{sonde}}\, Q_{\text{bs}}}\right)\right) \tag{3.39}$$

Sur le graphique 3.12, nous avons tracé le rapport $\frac{\ell_{\text{ana}}}{L}$ en fonction de la masse surface $m_{\mathcal{S}}$. La définition que nous avons choisie pour ℓ_{ana} (qui peut être discutée) est de telle sorte que la partie arrière du nuage de profondeur $L - \ell_{\text{ana}}$ renvoie un flux comparable à la limite de détection du système. Deux régimes se présentent :

1. Pour les masses surfaciques faibles ($m_{\mathcal{S}} \lesssim 1$ mg/cm^2), le rapport chute brutalement à 0 : cela signifie que pour la masse surfacique correspondante, l'intégralité de l'énergie renvoyée par le nuage est égale à P_{lim}. Ainsi, **nous avons défini un seuil de détectivité qui vérifie $\ell_{\text{ana}} = 0$, environ égal à 0,1 mg/cm^2** pour la voie n° 1, avec une puissance source de $P_s = 500$ mW et un seuil de détection de $P_{\text{lim}} = 1$ nW.
2. Pour les masses surfaciques importantes (supérieures à 10 mg/cm^2), la profondeur d'analyse tend vers 0 : les couches supérieures du nuage masquent de plus en plus les couches inférieures.

Ce modèle doit faire l'objet des mêmes réserves que pour l'albédo apparent : il n'est valable que pour un nuage mono vitesse ; sinon, l'énergie est étalée sur le spectre. Cet étalement peut être modélisé dans un cas uniforme (mais peu probable) d'un seuil de détection $\frac{P_{\text{lim}}\delta_v}{Z_{\text{p}}\,\Delta v}$.

Dépendance de la transmission optique avec l'élargissement de la distribution Le calcul de l'extinction est simple, dans le cas où la poudre est supposée mono dimensionnelle, et, nettement plus complexe, quand on introduit une distribution en taille [dépendance en $Q_{\text{ext}}(d_p)$ et $n_{\mathcal{V}}(d_p)$]. Le

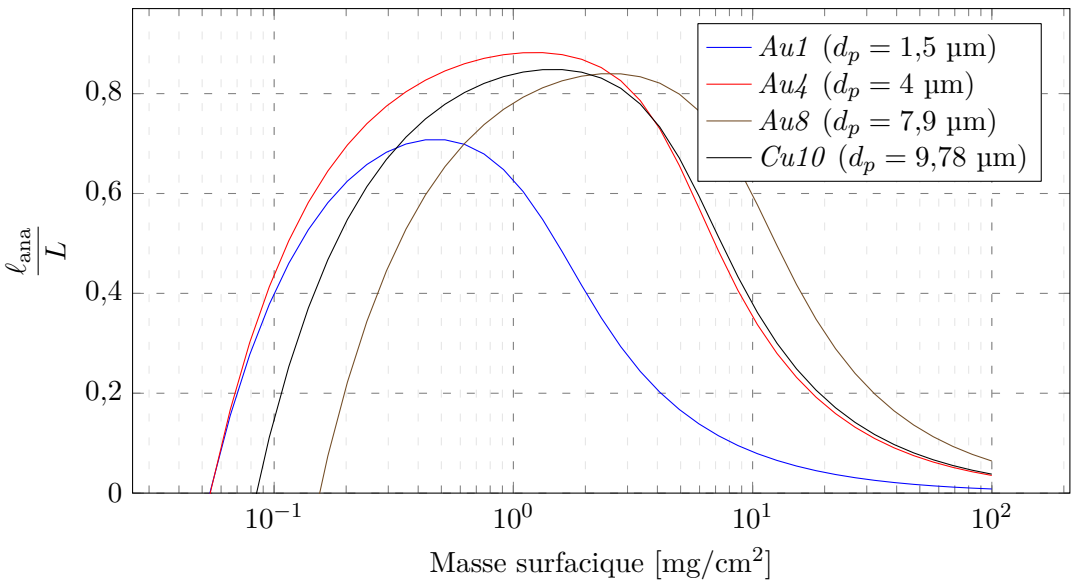


FIGURE 3.12 – Longueur d'analyse issue de nuages homogènes en fonction de la masse surfacique. Nous avons considéré ici la voie n° 1 de la baie VH, avec une puissance émise $P_s = 500$ mW et une limite de détection de 1 nW.

.

but de ce paragraphe est de répondre à la question : l'élargissement d'une distribution en taille a-t-il une forte influence sur l'extinction totale du nuage ? Dans le cas contraire, peut-on substituer une distribution en taille à sa médiane dans un calcul d'extinction ?

Pour répondre à cette question, nous allons considérer des distributions en diamètre log-normales, modèle souvent utilisé pour décrire les aérosols (et qui présente l'avantage analytique de ne pas avoir de valeur négative, par rapport à une distribution gaussienne, par exemple). Nous définissons également l'élargissement d'une distribution E_d comme la distance entre le premier et le dernier décile ; ainsi que l'élargissement relatif au diamètre médian, exprimé en pourcentage.

Pour consolider notre choix, nous avons tracé les lois ajustées aux poudres utilisées dans les expériences décrites en partie 5.2. Les paramètres sont précisés dans le tableau 3.2 et les modèles sont dessinés en figure 3.13. Les courbes s'ajustent bien aux données connues sur les poudres.

Poudre	Diamètre médian d_{med} [µm]	Premier décile [µm]	Dernier décile [µm]	Élargissement E_d [%]
Au1	1,5	0,9	2,7	120
Au8	7,9	5,5	9	44
Cu10	9,78	7,39	14,5	73

TABLEAU 3.2 – Paramètres utilisés pour l'ajustement des lois log-normales.

L'extinction et l'albédo apparent sont tracés sur la figure 3.14 pour différentes poudres, formant des nuages de masse surfacique totale égale à 5 mg/cm^2. Nous pouvons rapidement conclure sur le fait que :

— L'extinction est peu dépendante de l'élargissement, à l'exception de la poudre la plus fine.
— La rétro-diffusion l'est beaucoup plus. Ce résultat est, certainement, causé par le comportement oscillatoire (avec de très fortes amplitudes) de l'efficacité de rétrodiffusion avec le diamètre.

3.2.2 Code *Nuage*

Suite aux difficultés découlant de la lourdeur analytique de l'interaction d'un faisceau VH avec un nuage hétérogène et distribué en vitesse, un code de simulation a été réalisé. Nous l'avons développé en

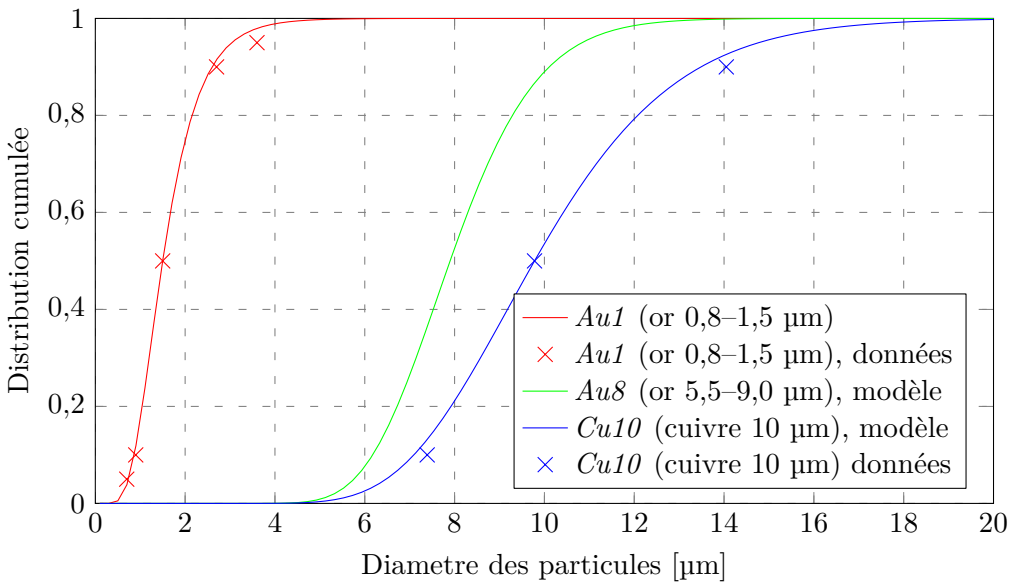


FIGURE 3.13 – Ajustement de lois log-normales pour les poudres calibrées. En l'absence de données, les indications commerciales sont prises comme premier et dernier déciles.

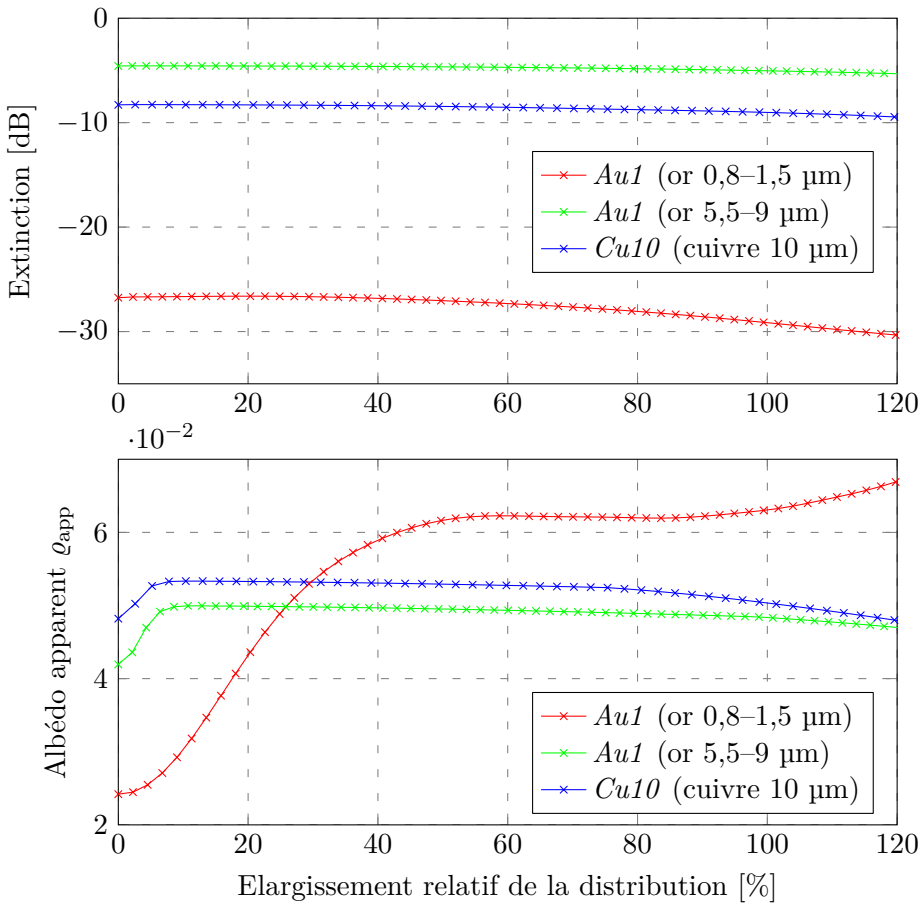


FIGURE 3.14 – Conséquences de l'élargissement de la distribution log-normale sur l'extinction totale et sur l'albédo apparent d'un nuage homogène. La masse surfacique est de 5 mg/cm^2.

C++ dans le cadre de ces travaux. Son but est de calculer le spectrogramme VH tel qu'obtenu avec un nuage de particules à partir des lois de diffusion décrites précédemment.

La simulation de ce nuage prend en compte son évolution temporelle (freinage ou réaccélération). Elle est régie par un modèle hydrodynamique, qui reste simple comparé à l'état de l'art. Comme indiqué dans le chapitre 1, l'objectif de ce travail n'est pas l'approfondissement des simulations du transport du nuage ; l'implémentation est satisfaisante pour montrer la pertinence de la prédiction radiométrique VH. Elle est décrite dans la suite de ce texte.

Une fois l'évolution temporelle établie, le nuage est à chaque moment découpé en tranches supposées homogènes selon l'axe z. Le transport aller et retour du faisceau est calculé (figure 3.15). Le code pondère l'ensemble de ses calculs par une distribution en vitesse, permettant de reconstruire un spectrogramme temps-vitesse.

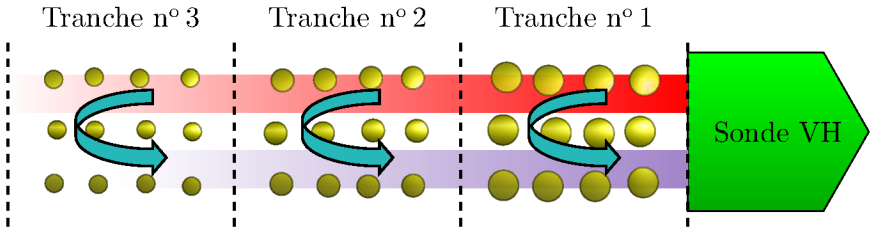


FIGURE 3.15 – Schéma global de la simulation du transport par le programme *Nuage*. Le nuage est découpé en différentes couches homogènes selon l'axe z pour chaque pas de temps.

Ce programme appelé « Nuage » est destiné à être un démonstrateur ; à terme, l'implémentation de l'évolution temporelle du nuage doit être remplacée par un couplage avec un code de simulation hydrodynamique adaptée aux sprays épais (section 1.1.4).

La difficulté technique est de travailler avec un échantillonnage en 4 dimensions (temps, diamètre, position et vitesse) engendrant un cout mémoire important.

La partie 5.2 présente un exemple d'utilisation.

Implémentation du freinage des particules

Le freinage des particules est décrit par les équations de CLOUTMAN (annexe C). Elles supposent que **les particules n'ont aucune interaction entre elles** (valable tant que la fraction volumique du nuage est inférieure à 10^{-3} selon l'auteur). La traversée du milieu gazeux par une seule onde de choc est prise en charge.

Pour modéliser un nuage, nous avons choisi de travailler avec des distributions *vitesse-diamètre*. À l'instant $t = 0$ µs, la simulation démarre avec un histogramme initial $h_{t=0\ \mu s}(v, d_p) = \mathrm{p}_{v_0}(v)\mathrm{p}_{d_p}(d_p)$ où :

— p_{v_0} représente la distribution initiale en vitesse, supposée gaussienne ou exponentielle, de moyenne $\bar{v}_0$ et d'écart type σ_{v_0} [(b)].

— p_{d_p} représente la distribution initiale en diamètre, supposée log-normale, de moyenne $\bar{d}_p$ et d'écart type σ_{d_p}.

Ce choix résulte des deux hypothèses suivantes :

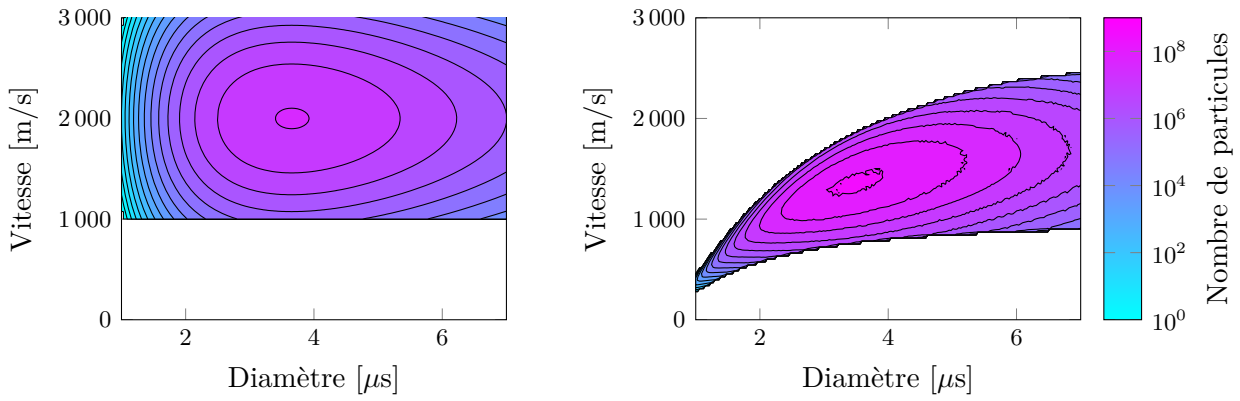
1. Toutes les particules sont éjectées au même moment.
2. Pour chaque niveau de vitesse initiale, la répartition des diamètres est la même, et vice versa (conséquence de la séparabilité de la distribution initiale).

Chaque élément de l'histogramme est redistribué à chaque pas de temps selon les équations de CLOUTMAN. Ce principe découle du choix de l'absence d'interaction entre particules. L'histogramme en diamètre, vitesse et position $H_t(z, v, d_p)$ est construit par « intégration » de $h_t(v, d_p)$.

La figure 3.16 présente un exemple de l'évolution de l'histogramme au cours du temps. À l'instant initial, le spectrogramme a bien une forme séparable, la distribution est identique selon un axe (à une constante multiplicative près) pour toute position de la « coupe ». À l'inverse, pour $t = 10$ µs,

(b). ces deux grandeurs sont égales pour une loi exponentielle.

l'histogramme perd sa séparabilité : la forme de croissant indique que les particules les plus grosses sont les plus rapides (conséquence des équations de Cloutman).



(a) Histogramme initial, $t = 0$ µs

(b) Histogramme, $t = 10$ µs

Figure 3.16 – Illustration de la déformation de l'histogramme au cours du temps, pour des particules d'or freinées par le gaz environnant (air, conditions standards).

À partir de l'histogramme $H_t(z, v, d_p)$, on construit numériquement un ensemble de tranches de nuage d'épaisseur Δz. Chacune d'elles, numérotée i et supposée homogène, possède une distribution du nombre de particules, en taille et en vitesse, par unité de surface $n^i_{\mathcal{S}}(v, d_p)$, équivalente à une distribution en unité de volume $n^i_{\mathcal{V}}(v, d_p) = \frac{n^i_{\mathcal{S}}(v,d_p)}{\Delta z}$.

Calcul du spectrogramme

Le transport de la lumière laser du faisceau sonde est détaillé sur la figure 3.17.

Le calcul s'effectue tout d'abord de la sonde vers le fond du nuage, de droite à gauche. Chaque couche, caractérisée par $n^i_{\mathcal{S}}(v, d_p)$, traite une partie de la lumière, selon le modèle du nuage épais (équation 3.14). L'éclairement incident à travers le nuage, $\mathcal{E}_{\text{inc}}(z)$, est ainsi obtenu.

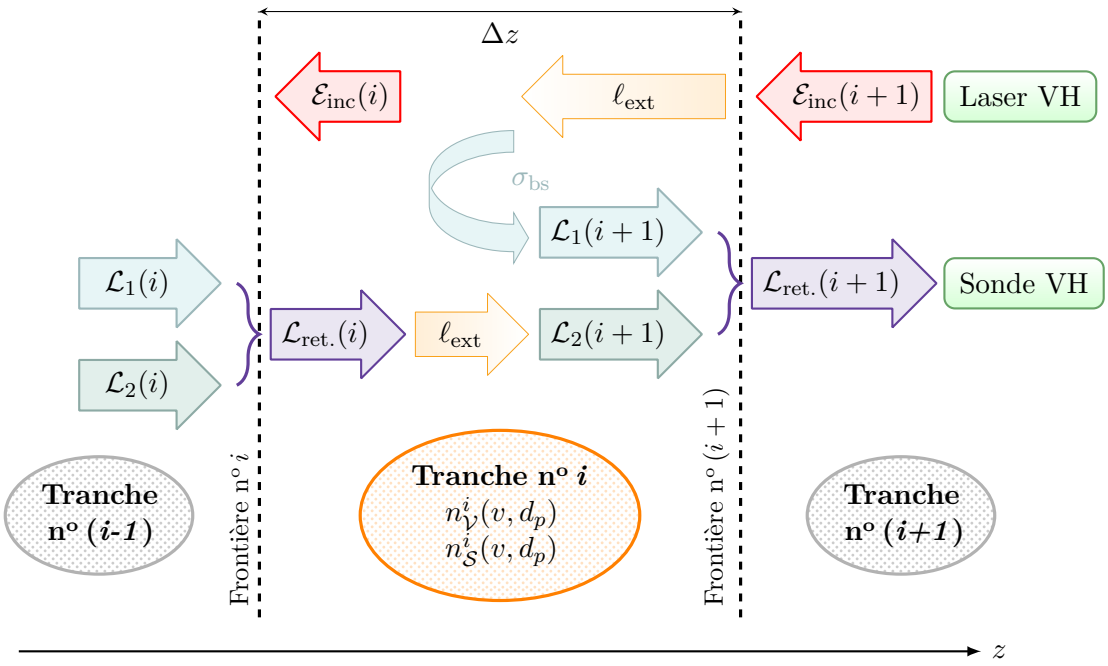


Figure 3.17 – Simulation d'une couche du nuage.

Une seconde étape concerne le calcul du flux retour. À présent le calcul est effectué du nuage vers la sonde (de gauche à droite). Le modèle d'albédo apparent est utilisé pour chaque couche (équation 3.31).

La lumière provenant de la couche $(i-1)$ est atténuée par l'extinction de la couche i, puis la lumière issue de la rétrodiffusion est ajoutée pour obtenir la luminance de la couche i. Cette dernière étape est répétée pour la couche suivante (numérotée $[i+1]$), et ainsi de suite.

Tous ces calculs sont effectués en prenant en compte la distribution en vitesse, ce qui permet de reconstruire le spectrogramme, non bruité.

3.3 Diffusion dans les milieux denses — simulations FDTD

Jusqu'à maintenant, nous avons présenté des modèles s'appliquant aux nuages peu denses : la diffusion est dite indépendante, c'est-à-dire que la perturbation du champ électromagnétique induite par une particule n'est pas influencée par ses voisines. Cette hypothèse n'est cependant valable que pour des fractions volumiques $f_{\mathcal{V}}$ (liées à la densité) faibles, inférieures à environ 10^{-3}. Les besoins que nous avons exprimés dans la partie 1.1.5 nécessitent d'étudier des nuages de fractions volumiques plus denses.

Dans le cas où la perturbation électromagnétique induite par une particule dépend de ses voisines, la diffusion est qualifiée de « dépendante ». De nombreux travaux ont été publiés sur le sujet, spécifiques aux milieux denses (Bordier et collab., 2008 ; Cartigny et collab., 1986 ; Hespel, 1999 ; Hespel et collab., 2003 ; Ishimaru et Kuga, 1982 ; Mishchenko, 2008 ; Roux, 1999 ; Yamada et collab., 1986).

Pour aborder ce cas de figure, nous nous sommes orientés vers le calcul d'efficacités dépendantes de la fraction volumique, notées $Q_i(C, f_{\mathcal{V}}) = \kappa_x(C, f_{\mathcal{V}})Q_{i,0}$, où $Q_{i,0}$ est l'efficacité correspondante en milieu peu dense avec $\kappa_x(C, f_{\mathcal{V}})$ un coefficient sans dimension à déterminer, dépendant de l'autocorrélation du nuage C (cette dernière traduit le positionnement des particules les unes ou autres). La détermination de $\kappa_i(C, f_{\mathcal{V}})$ a déjà fait l'objet de travaux théoriques, expérimentaux ou numériques (Durant et collab., 2007a, b ; García-Valenzuela et collab., 2013 ; Hespel et collab., 2001). La difficulté est que le coefficient κ_x dépend également de l'autocorrélation du nuage C. Dans le cadre de ce travail, il n'est pas possible d'estimer une telle fonction d'autocorrélation pour les nuages issus de micro-éjections. Il est cependant possible que la dynamique moléculaire puisse le faire. Selon les fonctions d'autocorrélation, le coefficient κ peut augmenter ou diminuer avec la fraction volumique. Leroy et collab. (2011) présente notamment le lien entre κ_x et l'autocorrélation C, autrement dit la structure du milieu diffusant.

Le but ultime est d'intégrer ces nouvelles données dans un programme semblable au démonstrateur *Nuage* que nous avons présenté précédemment (partie 3.2.2).

L'approche, que nous avons approfondie, se base sur une résolution entièrement numérique des équations de l'électromagnétisme en trois dimensions. **L'objectif est d'estimer les efficacités d'extinction et de rétrodiffusion pour des nuages modélisant ceux issus de la micro-éjection en milieu relativement dense** (de fraction volumique comprise entre 10^{-3} et 10^{-2}). Ce travail n'a pas abouti par manque de temps. Nous allons cependant démontrer une faisabilité de la méthode, et aborder **les nombreuses perspectives qu'elle laisse entrevoir**.

3.3.1 Démarche

Le but de ces simulations est, dans un premier temps, de pouvoir calculer les coefficients d'extinction et de rétrodiffusion des particules sphériques pour des fractions volumiques supérieures à 10^{-3}. Pour ce faire, des simulations électromagnétiques discrètes *(FDTD – Finite Difference Time Domain)* vont être réalisées, pour estimer la diffusion des particules synthétiques regroupées en nuage.

Le principe d'utiliser des méthodes FDTD (et de Monte-Carlo) pour simuler des milieux hétérogènes a déjà été présenté par Chanal et collab. (2006) (Onera Toulouse, 2005) sur des cas 2D. À noter qu'il existe d'autres méthodes, notamment FEM (*Finite Element Method*, Méthode des Éléments Finis) et MoM (Méthode des Moments), mais la méthode FDTD est jugée la plus efficace pour des géométries arbitraires. Une vue d'ensemble des différentes méthodes est présentée dans le document NEY (2013). Une autre méthode appelée Pseudo Spectral Time Domain (PSTD) (Tseng et collab.) a été en plein développement durant la dernière décennie et est annoncée comme moins gourmande en mémoire et plus robuste face à des problèmes de grande taille géométrique. Une comparaison des calculs de Q_{sca} et de g par ces deux méthodes est présentée dans la référence Sun et collab. (2013). Ces simulations

permettent d'estimer l'opérateur de diffusion $\mathbf{S}(\theta, \phi)$. À partir des valeurs calculées aux angles $\theta = 0°$ et $\theta = 180°$, les équations 3.6 et 3.18 relient les efficacités recherchées à l'indicatrice de diffusion.

Nous avons choisi d'utiliser le programme open-source *openEMS*[(a)] (Liebig et collab., 2012). Le programme *openEMS* a la particularité d'être un code *EC-FDTD (Equivalent Circuit Finite Difference Time Domain)* effectuant des calculs sur les tensions et les courants, ce qui apporte, selon les auteurs, un gain de 33 % sur la consommation mémoire et en temps calcul. Il présente, également, la particularité de proposer un maillage cylindrique (au lieu d'un maillage cartésien) ; son développement a été orienté par le besoin de simuler le comportement d'antenne dans le cadre d'applications médicales reposant sur l'imagerie à résonance magnétique (figure 3.18).

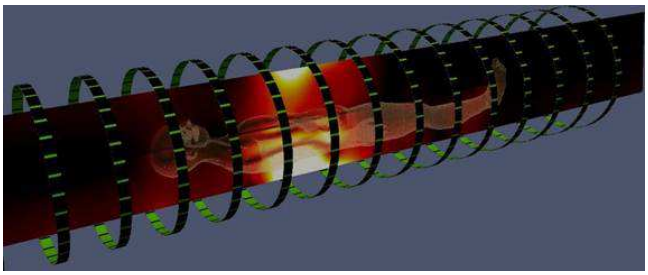


Figure 3.18 – Exemple d'application du code de simulation *openEMS* pour l'imagerie à résonance magnétique : un corps humain dans un champ d'antennes (exemple tiré du site web du dit logiciel).

3.3.2 Cas pratique : mise en place d'une simulation

Domaine de simulation

Le principe général de l'utilisation d'une méthode FDTD pour estimer les sections efficaces d'extinction ou de rétrodiffusion radar est le suivant :

1. L'objet est maillé dans un espace, souvent de façon cartésienne.
2. Il est entouré d'une *Plane Wave box (PW box)* qui va contenir une onde plane excitatrice, souvent une impulsion temporellement gaussienne.
3. La *PW box* est contenue dans une *simbox* dont les bords font office de « sondes enregistreuses » pour les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$.
4. Enfin une couche absorbante, telle que la *PML*, permet de simuler la propagation des ondes à l'infini. À noter que la limite *PML* introduit des mailles plus lourdes en calcul que des mailles standards.

La simulation *openEMS* impose une onde plane d'enveloppe gaussienne $\vec{\mathtt{E}}(t)$ dans la *PW Box*. Cette impulsion équivaut à un balayage en fréquence $\vec{E}(\omega)$. Ainsi, la largeur de la gaussienne permet d'explorer une gamme autour de la fréquence centrale. Malgré le fait que les équations de Maxwell soient invariantes par dilatation de l'espace, les propriétés des matériaux, elles, sont sensibles à la longueur d'onde (dans le domaine optique). Ainsi, une bonne connaissance des propriétés optiques du matériau sur une bande spectrale large est nécessaire. À défaut, on restreint à une bande spectrale étroite, impliquant une plus grande largeur temporelle.

Le critère de fin de calcul est un seuil sur l'énergie totale ; en conséquence, la durée de la simulation est liée à la longueur de l'impulsion.

Modélisation du matériau

Le programme *openEMS* supporte les modèles parfaits (PEC, PMC), ainsi que des modèles dits « dispersifs » (c'est-à-dire dépendant de la fréquence) : diélectrique[(b)], de Drude ou de Lorentz. Cette approche par des modèles diffère de celle, conventionnelle en optique instrumentale, où la dispersion est soit tabulée ($\tilde{n}(\lambda)$), soit décrite par un couple de nombres réels (indice, constringence).

(a). Téléchargeable sur `www.openems.de`, ce programme est disponible sous licence *GPL* ou *LGPL* selon les composants.
(b). Les notations ne sont pas identiques à celles utilisées par la documentation du code.

Le modèle diélectrique revient à exprimer la permittivité électrique ε et la perméabilité magnétique μ, sous la forme complexe :

$$\begin{aligned} \varepsilon(f) &= \varepsilon_0\varepsilon_r - i\frac{\sigma}{2\pi f} \\ \mu(f) &= \mu_0\mu_r - i\frac{\kappa}{2\pi f} \end{aligned} \tag{3.40}$$

avec σ la conductivité électrique et $\varepsilon_\infty = \varepsilon_0\varepsilon_r$ la permittivité statique qui vérifient $\sigma \in \mathbb{R}^+$ et $\varepsilon_\infty \in \mathbb{R}$.

La conductivité magnétique κ n'a pas de sens physique, nous la fixerons à 0 (elle peut être utile pour définir un matériau parfaitement conducteur).

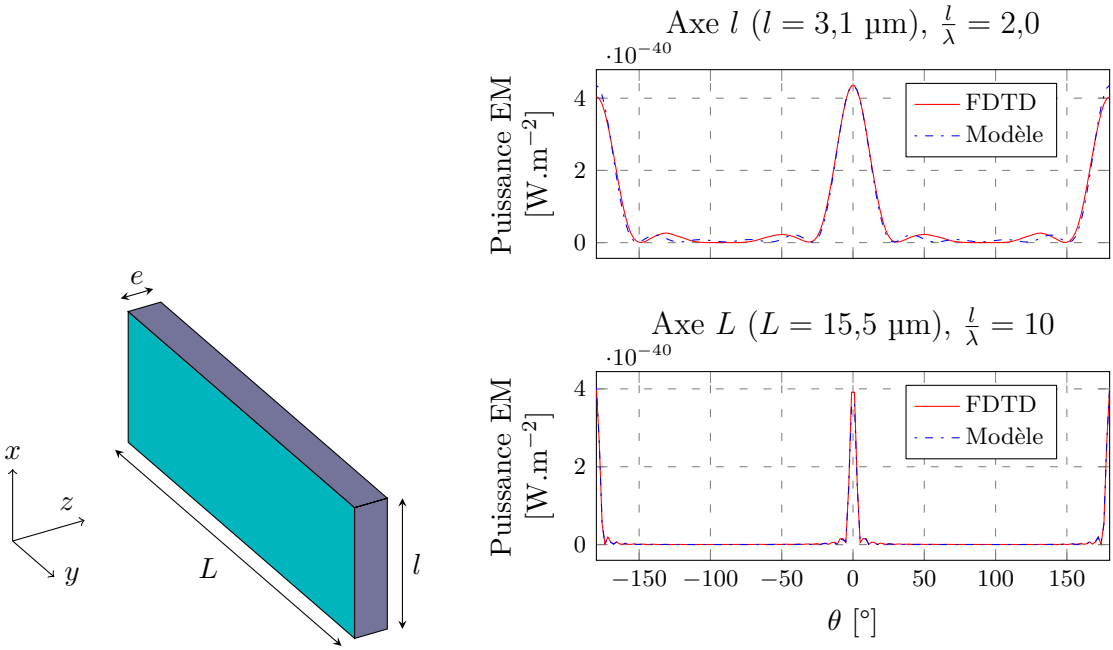
3.3.3 Validation

La démarche a été validée par deux cas simples : la diffraction par un barreau, et le calcul de section efficace pour une particule sphérique. Les solutions sont connues dans les deux cas ; cela permet de critiquer le résultat issu de la simulation.

Validation par un barreau parfaitement conducteur

En ce qui concerne la diffraction par une barre de métal parfaitement réfléchissante, la figure de diffraction attendue aux petits angles ($\theta \to 0$) est :

— selon le bord de longueur l ($\phi = 0$) : $I(\theta) = I_0 \operatorname{sinc}(\pi \frac{l}{\lambda}\theta)$,
— selon le bord de longueur L ($\phi = 0$) : $I(\theta) = I_0 \operatorname{sinc}(\pi \frac{L}{\lambda}\theta)$.



(a) Schéma du barreau utilisé pour la validation de la simulation FDTD.

(b) Résultat

FIGURE 3.19 – Comparaison de l'indicatrice de diffusion obtenue grâce à une simulation *openEMS* avec la solution analytique (diffraction par un barreau aux petits angles).

Les résultats sont très satisfaisants pour un barreau. On note cependant la non-correspondance des pics secondaires selon l'axe l (figure 3.19) : cela est dû au fait que le modèle est uniquement valide pour des petits angles.

Validation par une sphère, comparaison aux sections efficaces calculées grâce à la solution de Lorentz-Mie

À présent, nous souhaitons nous assurer que le calcul des sections efficaces est juste. Nous avons placé une particule sphérique d'indice optique homogène dans l'espace de simulation. Le résultat est comparé à la solution de Mie-Lorentz, calculée avec le code de Mätzler (2002).

Taille de la maille Tout d'abord, il est souhaitable de pouvoir déterminer une taille de maille pour laquelle la simulation peut être fiable. La documentation d'*openEMS* recommande un pas d'échantillonnage de $\lambda/15$ à l'intérieur des matériaux, soit $\frac{\lambda_{0,min}}{15\mathrm{n}'_{\mathrm{max}}}$ où $\mathrm{n}'_{\mathrm{max}}$ est l'indice maximal de réfraction de l'ensemble des matériaux présents et $\lambda_{0,min}$ la longueur d'onde minimale imposée par la simulation. La figure 3.20 présente des simulations pour l'or à différents pas de maille ($\frac{\lambda_0}{10}$, $\frac{\lambda_0}{20}$, $\frac{\lambda_0}{30}$). Ces résultats ont été obtenus avec un spectre étalé à 10 % [(c)]. Dans ce cas, la taille de maillage conseillée est ($\frac{\lambda_0}{15\mathrm{n}'_{\mathrm{or}}}(1+\Delta f/2)^{-1} \approx \frac{\lambda_0}{9} = 200$ nm), en utilisant $\mathrm{n}'_{\mathrm{or}} = 0{,}55$, partie réelle de l'indice. Ces simulations permettent de donner les conclusions partielles suivantes :

— Pour l'or, le maillage à $\frac{\lambda_0}{10}$ est clairement insatisfaisant, celui à $\frac{\lambda_0}{20}$ semble être une bonne approximation et enfin $\frac{\lambda_0}{30}$ est juste.
— Le maillage a surtout une influence sur le traitement des plus petites particules. En effet, plus le maillage est fin, plus le calcul des efficacités est juste.
— D'autres simulations (non présentées ici) ont montré la pertinence de la recommandation d'une taille de maille de $\lambda/15$ pour un indice optique purement réel.

Ainsi $\frac{\lambda_0}{20}$ semble un bon compromis pour les deux cas. Cependant, lorsque des matériaux d'indice fortement complexe ou des particules de diamètre inférieur à $\lambda_0/3$ sont traités, il peut être judicieux de réduire davantage le maillage.

Longueur de l'impulsion openEMS simule l'excitation par une impulsion pour obtenir la réponse en fréquence d'un objet, par exemple, une impulsion d'enveloppe gaussienne de fréquence centrale f_0 et de bande passante $2f_c$ à -20 dB. Sa durée est alors de $\frac{9}{\pi f_c}$. Cette approche est similaire à celle utilisée pour analyser la réponse en fréquence d'un circuit RC. Plus exactement, l'impulsion est définie par :

$$\cos\left[2\pi f_0\left(t-\frac{9}{2\pi f_c}\right)\right]\exp\left[-\left(\frac{2\pi f_c t}{3}-3\right)^2\right] \text{ (en tension)} \tag{3.41a}$$

$$\cos\left[2\pi f_0\left(t'-\frac{9}{2\pi f_c}\right)\right]\exp\left[-\left(\frac{2\pi f_c t'}{3}-3\right)^2\right] \text{ (en courant)} \tag{3.41b}$$

avec $t' = t + 0.5\delta t$. Le pas de temps δt est calculé grâce à l'algorithme *timestep* (Rennings, 2008, p. 66, eq. 4.52). Pour un maillage espacé de $\delta = \delta x, \delta y, \delta z$ constant selon chaque axe, le pas de temps est donné par la relation :

$$\delta t = 2TimeStepFactor\frac{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}\delta}{c} \tag{3.42}$$

où ε_r et μ_r sont respectivement les parties réelles de la permittivité et de la perméabilité ; $TimeStepFactor$ est un facteur compris entre 0 et 1 (par défaut égal à 1). Des durées typiques d'impulsion et de pas de temps sont fournies par le tableau 3.3. Il est précisé que ce nombre ne représente pas la durée de la simulation fixée par le temps nécessaire à la déplétion de l'énergie dans la zone de simulation ; le calcul se termine par le biais d'un critère basé sur l'énergie totale.

L'étude paramétrique a également été réalisée ; elle est représentée par la figure 3.21. On remarque une complète insensibilité du résultat par rapport à la durée de l'impulsion, cette dernière étant inversement proportionnelle à la largeur spectrale de l'impulsion. La question qui se pose, alors, concerne la résolution en fréquence. Ce point reste à approfondir.

(c). L'étalement du spectre Δf est défini comme le rapport entre la bande passante à -20 dB et la fréquence centrale f_0. Par exemple, pour une impulsion d'enveloppe gaussienne de fréquence centrale f_0 et de bande passante $2f_c$ à -20 dB, l'étalement est $\Delta f = \frac{2f_c}{f_0}$.

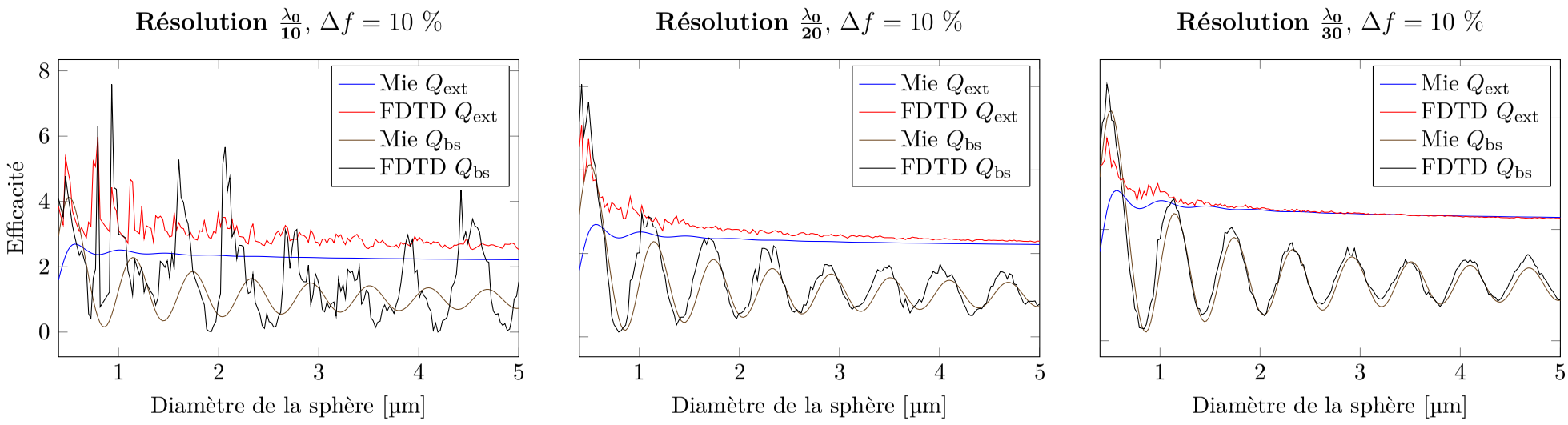


FIGURE 3.20 – Comparaison des résultats pour différentes tailles de maille, pour un matériau d'indice 0,55+11,5i (Or) et pour une longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm.

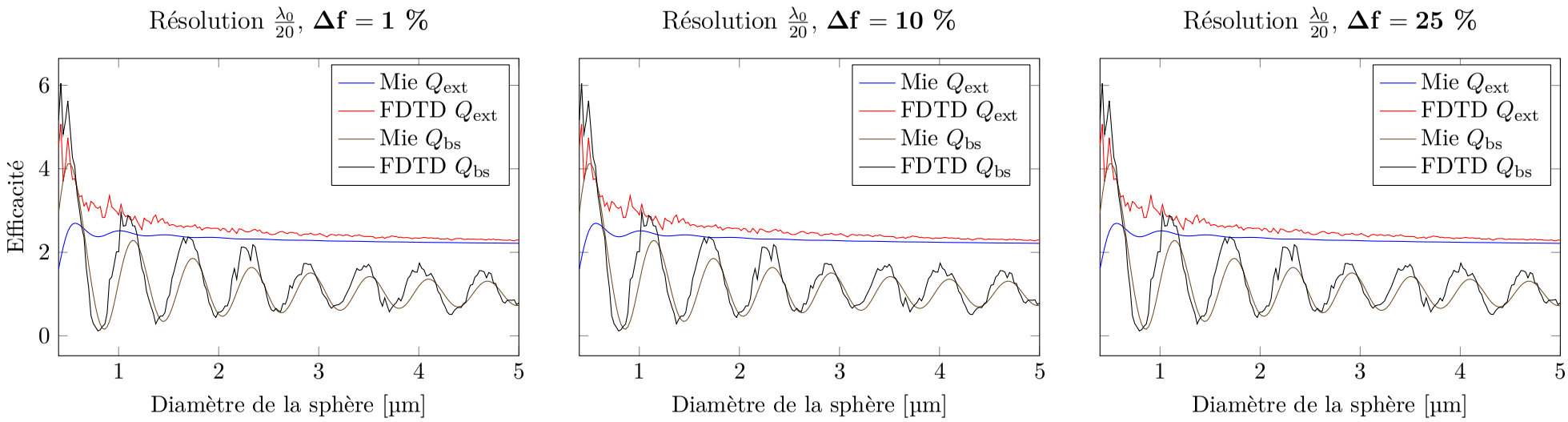


FIGURE 3.21 – Comparaison des résultats pour différentes durées d'impulsion avec un matériau d'indice 0,55+11,5i (Or) et pour une longueur d'onde $\lambda = 1{,}55$ µm.

Résolution exprimée en fraction de la longueur d'onde		10	20	30	40	50
Pas de temps [fs]		1,03	0,52	0,34	0,26	0,21
Largeur de l'impulsion (-20 dB)	Durée de l'impulsion (fs)					
1 %	1 480	1 432	2 865	4 297	5 730	7 162
5 %	293	286	573	859	1 146	1 432
10 %	148	143	286	430	573	716
20 %	74	72	143	215	286	358
50 %	30	29	57	86	115	143

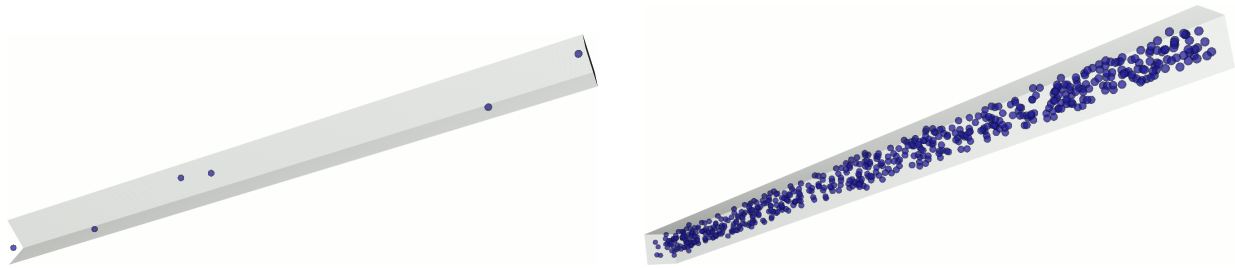
Tableau 3.3 – Durées typiques de l'impulsion, du pas de temps et du nombre de pas de temps nécessaires pour discrétiser l'impulsion.

3.3.4 Résultats attendus

Après avoir effectué ces vérifications préliminaires, nous pouvons évoquer les cas d'intérêt. Il s'agit de placer un nuage représentatif, de composition homogène et connu (diamètre d_p, concentration $n_{\mathcal{V}}$, autocorrélation C) dans l'espace de simulation. Deux exemples sont proposés sur la figure 3.22. Ils sont constitués de particules sphériques d'or, de diamètre 1 µm, placées de manière décorrélées (indépendamment des unes aux autres) dans un espace de simulation de taille $10 \times 10 \times 250$ µm, avec un pas de maille de $\frac{\lambda_0}{20}$. Ils diffèrent par leur fraction volumique $f_{\mathcal{V}}$: les limites extrêmes, dans le cadre de nos simulations, sont représentées ici ($f_{\mathcal{V}} = 10^{-3}$ et $f_{\mathcal{V}} = 10^{-1}$).

Une telle simulation dure une à deux heures sur une station équipée d'un biprocesseur 6 cœurs, et utilise environ 10 GO de mémoire ; un tel calcul est donc substantiel, mais reste raisonnable face aux technologies actuelles.

Nous n'avons, malheureusement, pas pu faire aboutir ces simulations. Le calcul nous fournit l'indicatrice de diffusion et l'interprétation (automatique) des résultats doit encore être implémentée. Notamment, il est nécessaire de séparer la composante diffuse de la composante transportée, ce qui nécessite une meilleure interprétation des mécanismes. De plus, de nombreux cas doivent encore être réalisés pour obtenir un résultat fiable. Enfin, si le domaine de simulation est suffisant pour une fraction volumique élevée (10^{-1}), ce n'est pas le cas pour des fractions volumiques plus faibles (10^{-3}) : il ne reste alors que six particules dans le domaine de simulation (figure 3.22), ce qui est trop peu !



(a) $f_{\mathcal{V}} = 10^{-3}$ (b) $f_{\mathcal{V}} = 10^{-1}$

Figure 3.22 – Exemple de nuages de particules homogènes, utilisés pour la simulation FDTD. Ils sont constitués de particules sphériques d'or, de diamètre 1 µm, placées de manière décorrélée dans un espace de simulation de taille $10 \times 10 \times 250$ µm avec un pas de maille de $\frac{\lambda_0}{20}$. Ils diffèrent par leur fraction volumique $f_{\mathcal{V}}$.

Rappelons que ces calculs à fortes fractions volumiques dépendent, également, de l'autocorrélation C du nuage. Nous avons supposé que les positions des particules sont décorrélées. Les images issues de la dynamique moléculaire (figure 1.30a) semblent démontrer qu'il existe bien une corrélation spatiale : l'éjecta se décompose selon une grille. Toutefois, cette image montre un stade très précoce de l'éjection ; il

est possible que le nuage perde sa corrélation lors de son transport, notamment lorsque la micro-éjection a lieu dans un gaz.

3.4 Perspectives

Les développements possibles des modèles et simulations présentés dans ce chapitre sont nombreux, et font l'objet de cette section.

Modélisation de la partie « objet-sonde » — Elle permet d'affiner nos modèles grâce aux considérations suivantes :

L'amélioration du calcul du couplage entre la sonde et l'objet. La modélisation de la sonde, pour obtenir le diamètre limite de particule détectable, est trop simple (3.1.4). Ainsi, calculer le flux retour à partir d'une source *supposée* lambertienne est peu satisfaisant pour les raisons suivantes :

— l'utilisation de l'optique géométrique à la place de l'optique gaussienne pour des faisceaux hautement cohérents et émis par une fibre monomode,
— la méconnaissance opto-mécanique des sondes, utilisant des éléments complexes.

La prise en compte du speckle. Au-delà du cas d'une particule, la prise en compte du speckle pour des objets complexes (nuage de particules ou toute surface rugueuse comparée à λ_0) n'a pas été prise en compte dans cette étude. Il peut impliquer des variations importantes d'intensités (une statistique de Rayleigh pour un speckle pleinement développé – voir Carminati 2009, p. 47–48 pour une description rapide ou Goodman 2007). D'autres études du LANL ont récemment abordé le sujet (Moro, 2014 ; Moro et collab., 2013).

Code *Nuage* — *Nuage* est un programme destiné à démontrer la faisabilité et à assoir la pertinence de la simulation d'un spectrogramme. La section 5.2 présente un exemple. Pour atteindre un stade « opérationnel » et le rendre fiable, il doit évoluer sur trois aspects :

1. Le couplage avec un programme de simulation hydrodynamique de transport des sprays issus de la micro-éjection (voir parties 1.1.4 et 1.4.4).
2. L'amélioration de la modélisation de la sonde, nécessaire pour l'obtention d'une prévision radiométrique précise (nous avons déjà évoqué ce point et les faiblesses actuelles). Ajouter la contribution de la surface libre serait également appréciable.
3. Le couplage avec d'autres diagnostics ; la mesure par vélocimétrie hétérodyne ne peut suffire pour déterminer toutes les inconnues du problème (y compris si le spray est ralenti dans un gaz). La partie 1.3 présente un état de l'art des diagnostics existants. À plus long terme, il s'agit de réaliser l'interprétation globale d'une expérience.

Ces trois améliorations sont scientifiquement et techniquement accessibles.

Afin d'anticiper le comportement radiométrique des nuages denses, il est nécessaire d'estimer les coefficients d'efficacité à fortes fractions volumiques qui seront utilisés en données d'entrée du programme *Nuage*.

Méthodes de simulations électromagnétiques, telles que FDTD — Elles nous permettent d'envisager des développements sur les axes suivants :

L'amélioration du dépouillement des diagnostics de granulométrie, particulièrement en milieu épais, voire dense. Ce diagnostic, présenté dans la partie 1.3.2, peut être envisagé dans l'étude des nuages issus de la micro-éjection. Toutefois, la réponse d'un nuage dense (ou composé de particules fortement non sphériques) reste complexe et la méthode FDTD pourrait aider à appréhender le problème. D'autres difficultés liées au principe même du système ne doivent pas être oubliées et peuvent relativiser l'apport d'une approche aussi précise.

La simulation d'agglomérats de particules par simulations FDTD. Ces ensembles complexes peuvent, ensuite, être traités comme une unique particule ayant des efficacités propres. Une telle démarche a été présentée par Kocifaj et collab. (2013) pour estimer des transmissions optiques.

La comparaison avec des résultats expérimentaux. Les travaux, présentés par Hespel (1999), peuvent servir de base pour développer de nouvelles expériences comparatives, aussi bien pour les milieux peu denses que denses.

Le fait que la VH mesure des objets en mouvement (dans des situations réelles) alors que les expériences typiques de transmission optique sont réalisées à vitesse nulle est une difficulté supplémentaire.

La modélisation d'une cible réelle. Jusqu'ici nous nous sommes intéressés, uniquement, au nuage de particules, mais qu'en est-il de la cible ? L'approche logique serait que la rétrodiffusion de la cible soit traitée dans un premier temps, bien qu'en pratique, la cible ne pose pas de problème de détectivité. Toutefois, l'utilisation de la méthode FDTD peut tout aussi bien s'appliquer à une surface (qu'il est nécessaire de modéliser dans ce cas) afin d'en connaître son lobe de rétrodiffusion. D'autres travaux, plus théoriques, ont été publiés sur l'estimation de la rétrodiffusion d'une surface imparfaite (Baylard, 1996 ; Chatterjee et collab., 2013 ; Guerin et Sentenac, 2007 ; Vorburger et collab., 1993).

La modélisation de la réponse temporelle. En augmentant les capacités de traitement (opérations parallèles sur supercalculateur, passage au 2D, composants plus récents...), des simulations de réponses temporelles peuvent être envisagées en réalisant ce calcul à chaque « pas » et en considérant le nuage fixe à chaque calcul.

Cette approche permettrait de réaliser des études statistiques sur le champ retrodiffusé et de séparer :

— le champ rétrodiffusé capable de produire de l'information sur le spectrogramme, que nous avons associé, par hypothèse, aux photons balistiques (« cohérent »), autrement dit, à l'extinction ;
— le champ retrodiffusé qui n'interfère pas constructivement avec le flux de référence, associé au transport de la lumière.

La simulation de la réponse du jet en formation. En continuant sur les idées précédentes, il est envisageable de simuler une surface en cours d'éjection, à partir du débouché de choc, lorsque les jets se forment et se fragmentent progressivement. Le but est de simuler un spectrogramme VH que l'on pourrait obtenir lors de la formation de microjets et de leur éclatement en particules. Cela demande une modélisation mécanique fine du phénomène. Compte tenu des moyens de calcul nécessaires et des connaissances requises sur la micro-éjection, cette approche ne peut être mise en œuvre à court terme.

Résumé du chapitre 3

Après avoir fourni au chapitre précédent une description approfondie d'une baie de vélocimétrie hétérodyne incluant une réponse radiométrique et une puissance limite de détection, nous nous sommes intéressés à la réflectivité d'une particule unique et à celle d'un nuage de particules.

Un modèle quantifiant le flux retour d'une particule est proposé. Grâce à lui, nous avons pu estimer un diamètre limite de détection pour une particule animée d'une vitesse constante, fonction du « bruit équivalent objet » B_{eo} et du traitement (très majoritairement tributaire de la largeur de fenêtre). Selon cette largeur, le diamètre limite d'une particule est compris entre 1 et 10 µm. Il est à noter qu'à la longueur d'onde utilisée (1,55 µm), ce modèle est insatisfaisant pour les tailles inférieures à 0,3 µm.

Dans le but de prédire le flux rétrodiffusé des nuages, la théorie de la diffusion, rapidement introduite, a été employée. Elle requiert la prise en compte des sections efficaces qui sont calculées à partir de la solution de Lorentz-Mie concernant les particules homogènes et sphériques. Ces efficacités conduisent à des albédos optiques apparents, ils peuvent être utilisés dans la prévision des spectrogrammes VH, et sont applicables aux nuages peu denses (de fraction volumique $f_{\mathcal{V}}$ inférieure à environ 10^{-3}). Des solutions analytiques ont été proposées, mais elles n'incluent pas de dispersion en vitesse.

C'est pour traiter cette problématique que le programme nommé *Nuage* a été développé. Il permet de simuler un spectrogramme VH à partir d'un histogramme représentant un nuage distribué en diamètre, vitesse et position en fonction du temps. Ce diagramme temps-vitesse est comparable à une mesure expérimentale. Ce code est actuellement au stade de démonstrateur ; les évolutions nécessaires, pour atteindre un stade satisfaisant en termes de contenu physique, sont aujourd'hui accessibles.

Enfin, pour les nuages les plus complexes, nous avons démontré qu'il était possible de recourir aux techniques FDTD appliquées aux nuages de particules micrométriques, dans le calcul de diffusion. Ces simulations permettraient, notamment, de calculer les coefficients d'efficacité dépendant de la fraction volumique, nécessaires aux calcul d'extinction et de rétrodiffusion des nuages denses ($f_{\mathcal{V}} \gtrsim 10^{-3}$).

Chapitre 4

Faisabilité et développement de la caractérisation de nuages de particules calibrées par Vélocimétrie Hétérodyne, grâce aux chocs laser

Ce chapitre concerne l'utilisation du diagnostic VH précédemment décrit, pour mesurer des nuages de particules métalliques accélérées par laser. Cette technique permet de produire de tels nuages à partir de quantité de poudres de diamètres connus. L'objectif est de travailler sur un ensemble étendu de configurations de particules, pour prédire la réponse du diagnostic, et par la suite, aborder des nuages inconnus (chapitre 5).

Afin de nous conforter sur la possible mesure en vitesse, par VH, de particules métalliques, nous avons conçu quelques séries d'expériences sous choc laser pour réaliser des essais simples et rapides à réitérer, avec pour but la qualification du diagnostic VH, en ambiance gazeuse. C'est l'objet de ce chapitre.

La première partie décrira ces expériences, les poudres et les diagnostics utilisés. Nous présenterons plusieurs résultats de mesure, montrant la possibilité d'accélérer des particules par choc laser et d'observer leur décélération à l'aide de la VH.

Dans une seconde partie, nous exploiterons les spectrogrammes VH pour analyser les traces de freinage de particules unitaires. Les lois de vitesse issues de ces traces permettent d'ajuster un modèle de freinage et de remonter aux diamètres des particules.

Les **objectifs majeurs** de ces expériences sont :

— De réaliser des mesures de vélocimétrie hétérodyne avec des nuages de particules freinées dans différentes ambiances gazeuses (types de gaz et pressions).

— D'observer, par imagerie transverse, la forme générale du nuage de particules éjectées.

Toutefois, les vitesses que nous avons obtenues lors de ces expériences sont de l'ordre de dix à quelques centaines de mètres par seconde, valeurs qui restent faibles devant celles associées à la micro-éjection. Ces campagnes nous ont cependant apporté de nouveaux éléments sur l'analyse de particules en mouvement par la technique de la vélocimétrie hétérodyne.

4.1 Présentation des expériences

L'observation simultanée de multiples particules a été validée lors d'essais à très basses vitesses (entre 0 et 8 m/s), en octobre 2010 par le CEA (figure 4.1, non publiée jusqu'à présent) en utilisant des gouttes d'eau accélérées dans un spray. Ces mesures ont toutefois été réalisées avec une bande passante étroite (12,5 MHz). Cette mesure montre clairement des « traces » qui seraient associées à des gouttelettes d'eau. Ces dernières semblent accélérer et ralentir au cours du temps. Les plus véloces d'entre elles sortent plus rapidement du faisceau sonde VH (haut du diagramme), ce dernier n'étant

pas aligné avec le spray. Ce type de résultats, préliminaires, va être reproduit dans les expériences décrites dans ce chapitre, à des vitesses plus élevées (quelques centaines de mètres par seconde) [a].

Le principe de ces expériences est d'induire un choc, par laser, dans une cible sur laquelle des particules métalliques sont préalablement déposées. Les mécanismes de ces chocs ont été décrits en introduction (section 1.2.1, page 12). Avant la réalisation de cette campagne, l'accélération des particules à une vitesse supérieure à la vitesse de surface libre de la plaque par à un choc laser (de « faible » saut de pression et durée de maintien de l'ordre de la nanoseconde) n'était pas chose acquise.

Deux séries d'expériences ont été réalisées dans les locaux du laboratoire PIMM [b] :
- la première (appelée *PIMM-1*) sur le laser impulsionnel *Continuum*.
- la seconde (*PIMM-2*) sur l'installation laser *Héphaïstos*. Ces nouvelles expériences ont tiré avantage de deux apports significatifs :
  - l'utilisation d'une enceinte de confinement pour réaliser des tirs sous pression avec des gaz spécifiques.
  - l'utilisation de l'imagerie transverse (ombroscopie, ou *shadowgraphy*, voir partie 1.3.1) pour visualiser le nuage de particules.

Plusieurs gammes de particules sont utilisées :
- des morceaux millimétriques en aluminium,
- des particules submillimétriques (*Al150*, entre 100 et 200 µm, de type bâtonnets),
- des particules de cuivre et d'or micrométriques (*Cu3*, *Cu10*, *Au1*, *Au4* et *Au8*, proche de la sphéricité).

4.1.1 Expériences *PIMM-1*

La figure 4.2 présente le montage. Les particules métalliques sont déposées sur la cible horizontale. Le laser de puissance chauffe la face avant de la cible à travers un ruban adhésif transparent destiné à confiner le choc. Après débouché de celui-ci, les particules s'envolent en dessinant un dôme, à l'image de ce qui a été observé lors d'autres expériences d'endommagement par chocs laser (Mercier et collab., 2011).

Le freinage des particules est observé par trois sondes VH numérotées de 1 à 3, inclinées respectivement de 0°, 15° et -15°. (Une quatrième sonde est également disposée à 90°, mais nous ne l'avons pas utilisée dans ces expériences). Une plaque transparente en PMMA disposée entre la cible et les sondes les protège d'un éventuel dépôt de poudre. Les particules peuvent ainsi parcourir une distance approximative de 70 mm avant d'être arrêtées.

Mesures VH et dépouillement

Les mesures de vélocimétrie ont été réalisées à l'aide de la baie présentée au chapitre 2. Le risque de diaphonie est réduit en plaçant le point de croisement des faisceaux à 5 mm au dessus de la cible. Toutefois, nous avons diminué la bande passante et l'échantillonnage respectivement à 1 GHz et 2 GHz, afin de pouvoir enregistrer le signal sur une durée suffisamment longue (approximativement 1 ms) ; pour une vitesse de 10 m/s, cela correspond à un déplacement de 100 mm.

Ces changements nécessitent de corriger les valeurs des niveaux de bruit annoncées au chapitre 2. Si on établit les hypothèses suivantes :
- l'oscilloscope applique un filtre de 8 GHz de bande-passante (non respect du critère de Nyquist),
- l'oscilloscope a un nombre de bits effectifs égal à 5,2 pour une fréquence d'échantillonnage de 2 GHz,
- le calibre utilisé est de 20 mV/div,

alors les niveaux de bruit détecteur $B_{\text{dét}} = 3{,}3$ µW et équivalent objet $B_{\text{eo}} = 5{,}3$ nW sont identiques aux valeurs calculées dans le chapitre 2.

(a). Le développement décrit plus loin dans ce chapitre, qui permet de déduire le diamètre de la particule supposée sphérique à partir de sa décélération dans l'air, n'est pas immédiatement applicable sur l'exemple des gouttes d'eau accélérées dans un spray. En effet, Simakov et Simakov (2005) ont montré que les coefficients de trainée, pour des sprays gaz-liquides, ne suivent pas la loi empirique de Kliacho. Cette dernière est utilisée dans le modèle de freinage (annexe C).

(b). Procédés en Ingénierie Mécanique-Matériaux

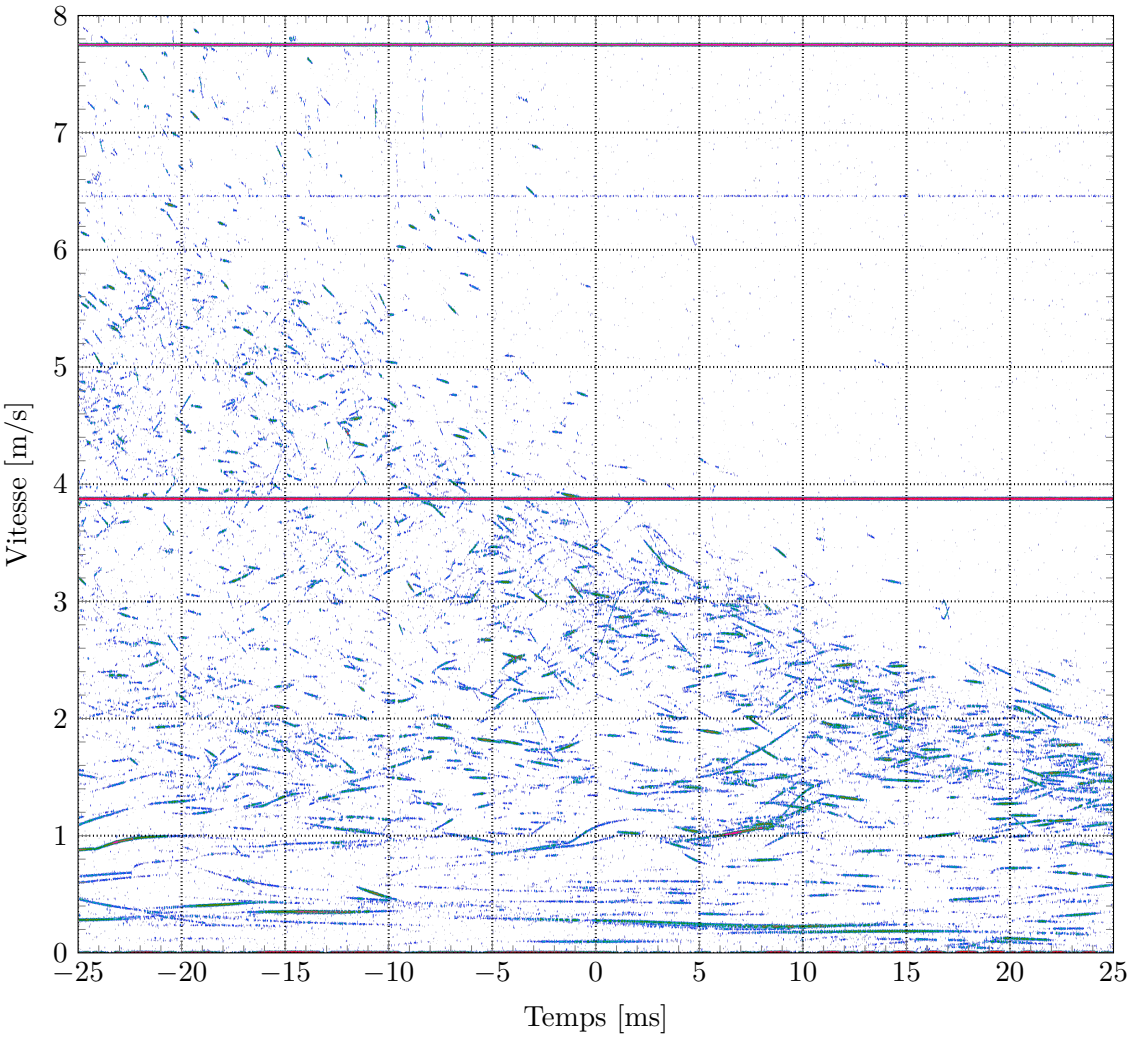
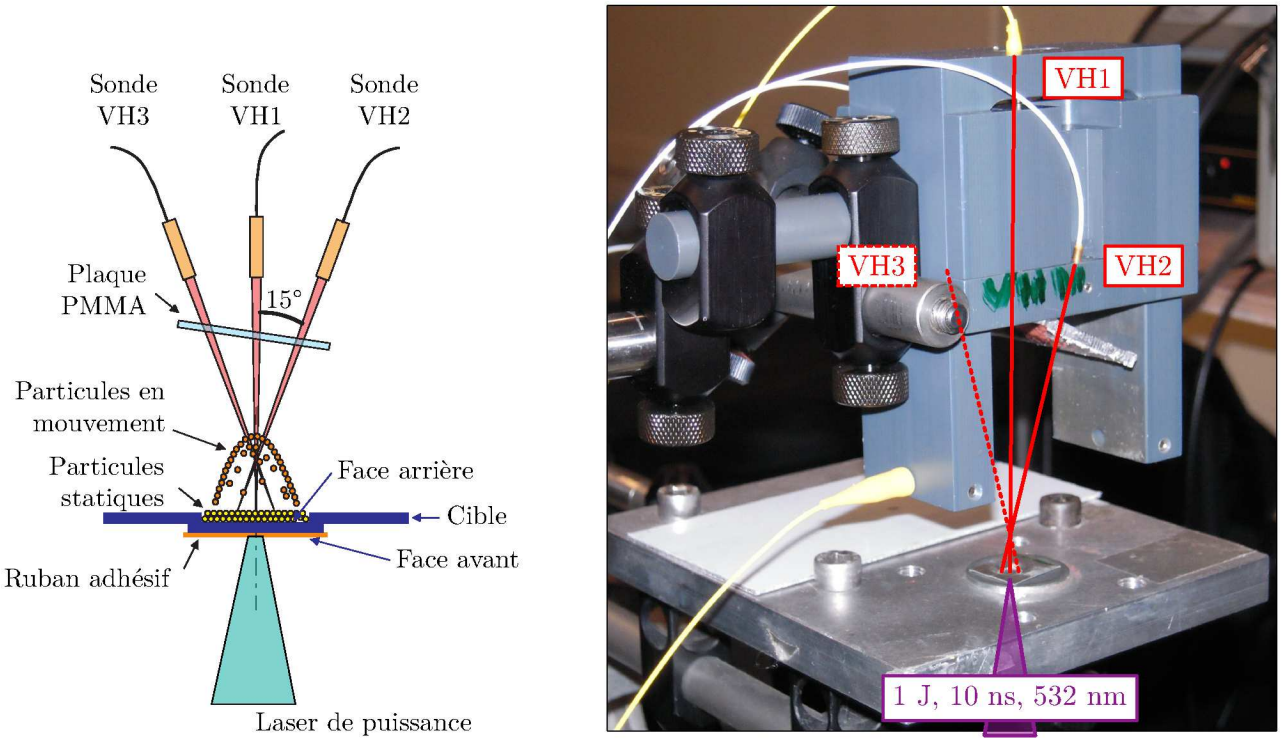


FIGURE 4.1 – Un exemple de mesure par VH d'un spray de gouttelettes d'eau (brumisateur). Les vitesses mesurées ici sont très faibles (entre 0 et 8 m/s). Le signal a été enregistré avec la baie VH en configuration monolaser (le retour statique est ainsi éliminé par le filtre passe-bande du détecteur) avec une très faible bande passante ($f_{\mathrm{BP}} = 12{,}5$ MHz et $f_{\text{éch}} = 25$ MHz). Les vitesses ont été dépouillées avec une fenêtre de largeur 100 µs. La très bonne détectivité obtenue ici (les gouttes d'eau sont observables avec un seuil d'environ −81 dBm) est liée à la grande fenêtre d'analyse utilisée. Les gouttes les moins véloces traversent lentement le faisceau VH ; c'est l'inverse pour les plus rapides. (Les traces « rouges » à vitesse constante sont des raies parasites liés à l'oscilloscope.)



(a) Schéma des expériences dites *PIMM-1*.

(b) Photographie du porte-sonde (ainsi que du porte-cible)

FIGURE 4.2 – Expériences *PIMM-1*. 3 sondes VH sont disposées respectivement aux angles 0°, 15° et -15° par rapport à la normale de la surface choquée. La sonde VH4 a été installée en visualisation transverse.

Les dépouillements ont été effectués (sauf indication contraire) avec une fenêtre de 5 µs, un pas de 20 % (1 µs), un zéro-padding de 3 et une fenêtre de type *Minimum 4s Blackman-Harris* (voir page 57). Ces paramètres entrainent un pas d'échantillonnage en vitesse δ_v égal à $5{,}2 \cdot 10^{-2}$ m/s et des largeurs temporelle et spectrale respectivement égales à $D_t = 0{,}55$ µs et à $D_v = 0{,}11$ m/s. Tenant compte du sous-échantillonnage (remarque 6 page 67), ces paramètres conduisent à un bruit moyen théorique :

$$B_\varphi = \frac{\times 5.3 \text{ nW}}{0{,}26 \times 5 \text{ µs} \times 1 \text{ GHz}} = 3{,}7 \text{ pW} = -82 \text{ dBm} \tag{4.1}$$

Cette valeur est identique à celle obtenue depuis le spectrogramme expérimental (-82 dBm), par la méthode présentée page 73.

Le seuil d'affichage sur le spectrogramme associé est : (équation 2.71b)

$$S_\varphi = \frac{5 \times 1.6 \text{ nW}}{0{,}26 \times 5 \text{ µs} \times 1 \text{ GHz}} = 30 \text{ pW} = -75 \text{ dBm} \tag{4.2}$$

Laser

Le laser de puissance, utilisé dans ces expériences, est de marque *Continuum*, capable de produire au maximum des impulsions de $E_\mathrm{L} = 1{,}5$ J à 532 nm, de durée de $\tau_\mathrm{L} = 10$ ns à une cadence de 10 Hz. Il est configuré pour ne fournir qu'une seule impulsion lors de ces expériences. Un polariseur permet d'ajuster l'énergie de l'impulsion qui est contrôlée en temps (photodiode) et en énergie (calorimètre). Son transport jusqu'à la cible est assuré par une série de miroirs.

Cibles

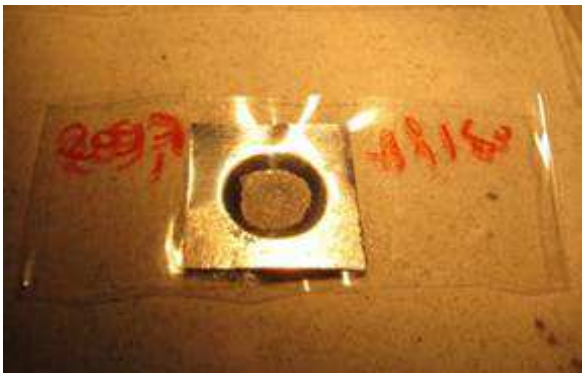
Pour ces premières expériences, les cibles sont des feuillards d'aluminium de taille approximative 15x15 mm^2 et d'épaisseur 100 µm.

Elles sont poinçonnées en leur centre, à l'aide d'un outil spécial (figure 4.3a) pour réaliser un réservoir cylindrique, profond de 1 mm et large de 5 mm. L'ensemble de ces opérations (découpe, enfoncement ...) et la qualité rudimentaire du poinçon ne permettaient pas d'obtenir des cibles de déformations régulières ; elles comportaient un grand nombre de rayures en surface (figure 4.3b).

La face inférieure est recouverte d'un ruban adhésif afin de confiner le choc. Les poudres sont déposées dans l'enfoncement réalisé par le poinçon (figure 4.3c). La masse approximative de poudre déposée est déterminée par double pesée de la cible.

(a) Poinçonneur, une cible découpée et une autre enfoncée.

(b) Quelques cibles poinçonnées, attendant de recevoir un dépôt.



(c) Cible avec son ruban adhésif après dépôt de particules (ici de l'aluminium 125-200 µm).

FIGURE 4.3 – Photographies des cibles utilisées lors des expériences *PIMM-1*.

4.1.2 Expériences *PIMM-2*

La réalisation de nouvelles expériences est née de deux approches scientifiques :

— La volonté de mettre en place une imagerie transverse, également appelée ombroscopie, pour visualiser la forme spatiale du nuage et bien identifier les objets qui seront simultanément sondés par la vélocimétrie hétérodyne.

— Le questionnement sur l'influence du milieu (ou plus précisément l'atmosphère ambiante) dans lequel les particules freinent.

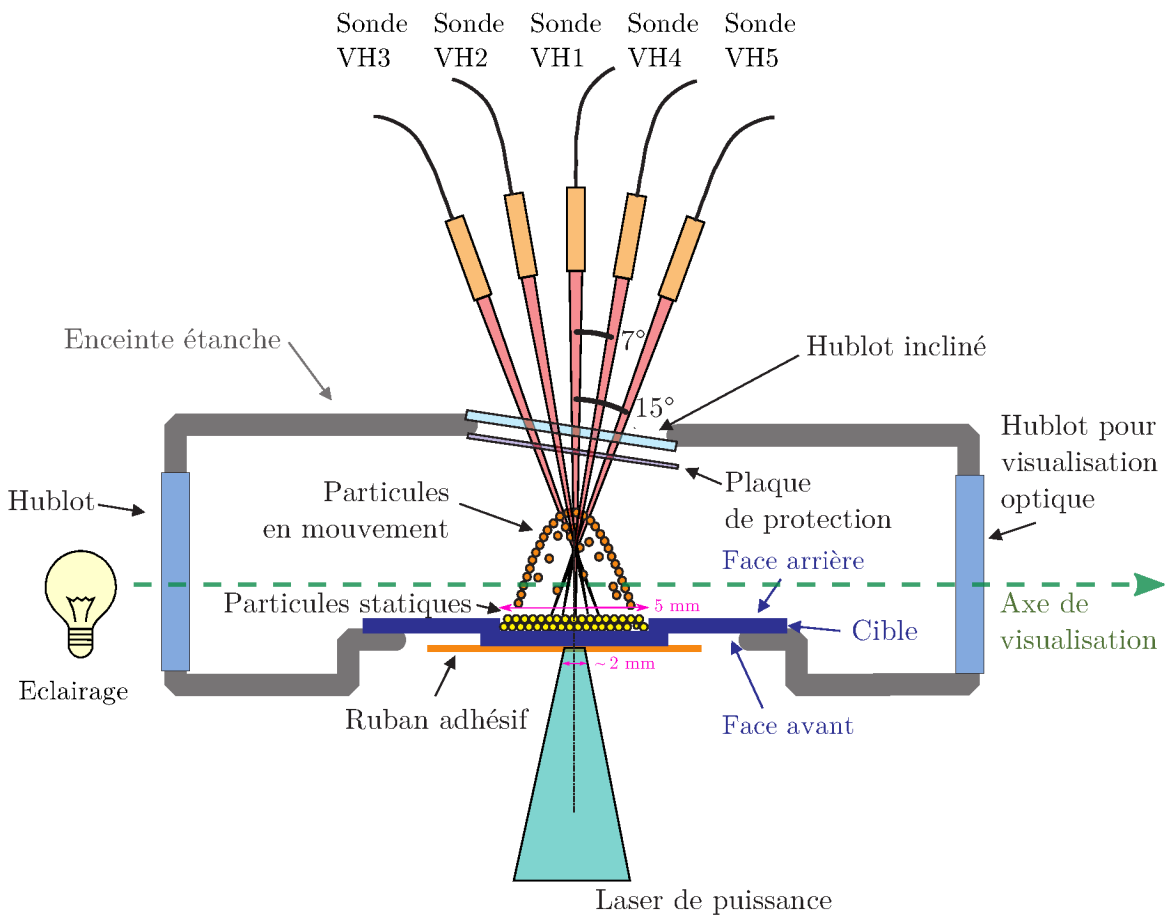


FIGURE 4.4 – Expériences *PIMM-2*. 5 sondes VH sont disposées aux angles respectifs 0°, 7,5°, 15°, −7,5° et −15° par rapport à la normale à la cible.

La principale différence, par rapport aux précédentes expériences, réside dans l'ajout d'une enceinte conçue par le *CEA* et permettant de confiner un gaz à différentes pressions (figures 4.4 et 4.5). Deux connecteurs de marque *Legris* sont dédiés au pompage ou à l'injection des gaz.

Laser

Les expériences *PIMM-2* se sont déroulées dans l'installation *Héphaïstos* du laboratoire PIMM. Elle abrite une source laser dans une pièce dédiée (figure 4.6), constituée de deux voies indépendantes (et synchronisables) ; le faisceau peut ensuite être orienté vers un des trois halls expérimentaux.

Le laser peut délivrer deux impulsions synchronisables à 532 nm, orthogonales en polarisation, d'énergie maximale $E_L = 7$ J, de durée d'environ $\tau_L = 10$ ns et cadencées à 2 Hz. Pour ces expériences, nous n'utiliserons qu'une seule voie avec une seule attaque laser sur la cible.

Lors de chaque tir, l'impulsion est caractérisée temporellement au moyen d'une photodiode, spatialement à l'aide d'une caméra et énergétiquement par le biais d'un calorimètre. Elle est ainsi parfaitement connue.

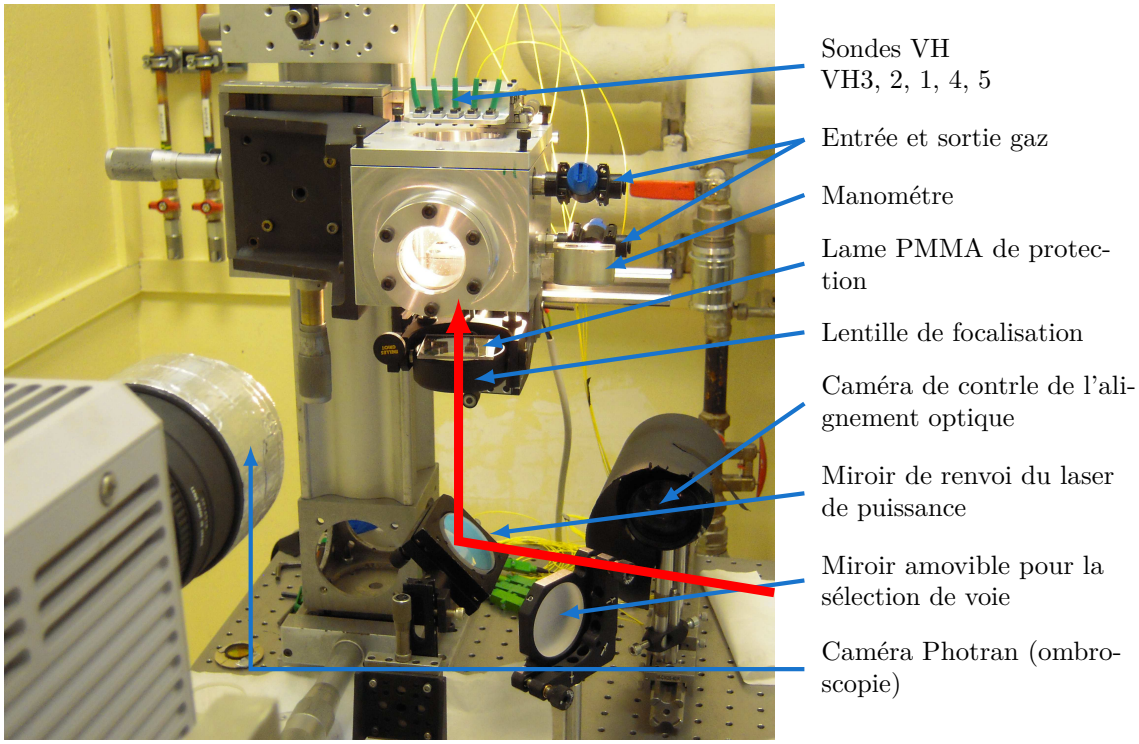


FIGURE 4.5 – Intégration de l'enceinte dans la salle expérimentale du laser *Héphaïstos*. Le trajet du faisceau laser de puissance est tracé en rouge.

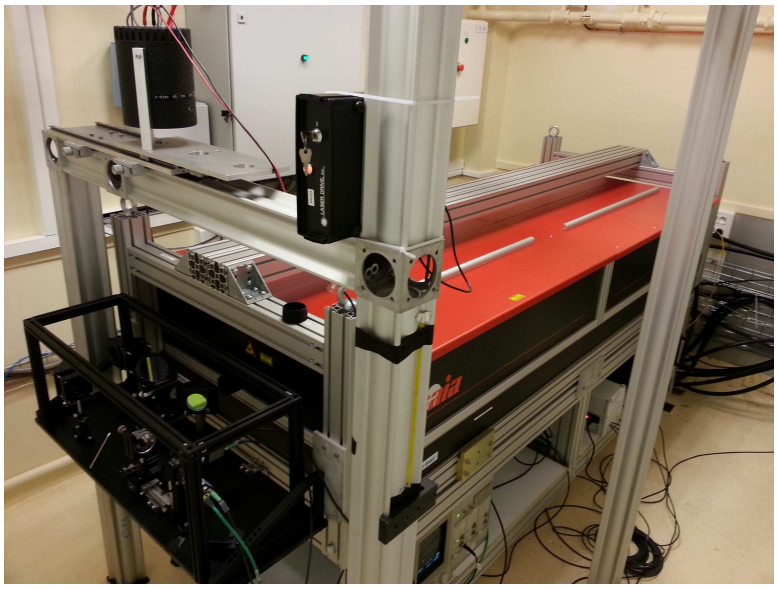


FIGURE 4.6 – Laser *Héphaïstos*, source bivoie.

Mesures et dépouillement VH

Pour la deuxième campagne, 5 sondes VH ont été mises en place, numérotées de 1 à 5 et disposées respectivement selon les angles 0°, -7.5°, -15°, 7.5° et 15°. En configuration nominale, les faisceaux se croisent à une distance de 5 mm au-dessus de la face arrière de la cible.

L'oscilloscope standard de la baie a été remplacé par un modèle *HDO6104* de la société *Lecroy*. Ce dernier possède un bruit de quantification réduit : 8,5 et 9,7 bits effectifs pour les calibres 20 et 50 mV. En contrepartie, il ne peut fonctionner qu'avec des bandes passantes réduites (jusqu'à $f_{\mathrm{BP}} = 1$ GHz avec un échantillonnage cadencé à $f_{\text{éch}} = 2{,}5$ GHz, ce qui fut le réglage utilisé durant la campagne). La fréquence d'échantillonnage est certes différente, mais cela n'impacte pas le calcul du bruit sur le spectrogramme.

Le gain apporté sur le bruit total est notable et, nous avons de nouveau tracé la synthèse des sources de bruit en figure 4.7. Grâce à cet enregistreur, le bruit total avec le calibre 20 mV/div a chuté à 0,890 µW, soit un bruit détecteur réduit de 43 % et un bruit moyen B_{eo}, sur le spectrogramme calculé, réduit de 68 %. De plus, les résultats sont identiques avec le calibre 50 mV/div : ce dernier peut être utilisé sans dégradation du signal. Le bruit majoritaire est, à présent, le bruit interne du détecteur.

Par rapport à la première campagne expérimentale, seuls les paramètres de quantification du spectrogramme sont modifiés (δ_t, δ_v), contrairement à la résolution du spectrogramme (D_t, D_v). Le nouveau seuil sur le spectrogramme est :

$$S_{\varphi}^{\text{aff.}} = \frac{3 \times 0{,}9 \text{ nW}}{0{,}26 \times 5 \text{ µs} \times 1 \text{ GHz}} = 2{,}1 \text{ pW} = -87 \text{ dBm}, \tag{4.3}$$

soit un gain de 12 décibels. Cette valeur est en adéquation avec le résultat que l'on peut obtenir grâce aux spectrogrammes expérimentaux.

Imagerie transverse (ombroscopie)

Une caméra rapide (modèle *Photron APS RS*) équipée d'un objectif *Sigma DG Macro 105 mm 1:2.80* a été installée pour corréler la forme du nuage constitué de particules aux signaux VH. Elle visualise le contenu de l'enceinte à travers deux hublots traités antireflets sur une large bande dans le domaine visible.

Chaque pixel de la caméra couvre un carré de 50 µm dans l'espace objet. La caméra enregistre des images de taille 128 × 256 px, à une cadence de 37 500 im/s, soit un pas interimage de 26,7 µs. La caméra couvre donc une surface de 6,4 × 12,8 mm^2. Une particule animée d'une vitesse constante de 200 m/s sort du champ en 4 images. Ce choix permet d'observer le profil du nuage aux premiers instants suivant le débouché du choc et de suivre certaines particules.

Cibles

Suite aux imperfections des cibles de la première campagne (figure 4.2), les nouvelles ont été usinées dans des blocs d'aluminium en *AU4G* (figure 4.9). Leur diamètre extérieur est de 24 mm ; la partie intérieure qui reçoit les poudres possède un diamètre de 5 mm et une profondeur de $1^{+0{,}1}_{-0{,}05}$ mm. Afin d'amincir l'épaisseur du fond du réceptacle (et ainsi maximiser le saut de vitesse au moment du débouché de choc, compte tenu de la brièveté de celui-ci), la cible a également été creusée par le dessous sur une hauteur de $1{,}8^{0}_{-0{,}05}$ mm ; au final l'épaisseur au niveau du lieu d'impact est de $0{,}2^{+0{,}1}_{0}$ mm (figure 4.8).

Pour remplir l'enceinte de gaz nous procédons, soit en pratiquant un pompage (aspiration), puis une injection, soit en ventilant (injection de gaz avec une sortie ouverte). Nous avons vérifié que ces opérations n'arrachent pas de particules déposées sur la cible. Pour ce faire, nous nous sommes placés dans le cas le plus pénalisant en utilisant des particules, les plus fines et les plus légères de nos expériences (cuivre, de forme sphérique avec un diamètre approximatif de 3 µm) formant un dépôt très inhomogène (figures 4.10a et 4.10c pour une reconstruction 3D à l'aide d'un microscope optique). Nous avons réalisé plusieurs cycles de ventilation : la masse et la forme du dépôt restent inchangées (figure 4.10d).

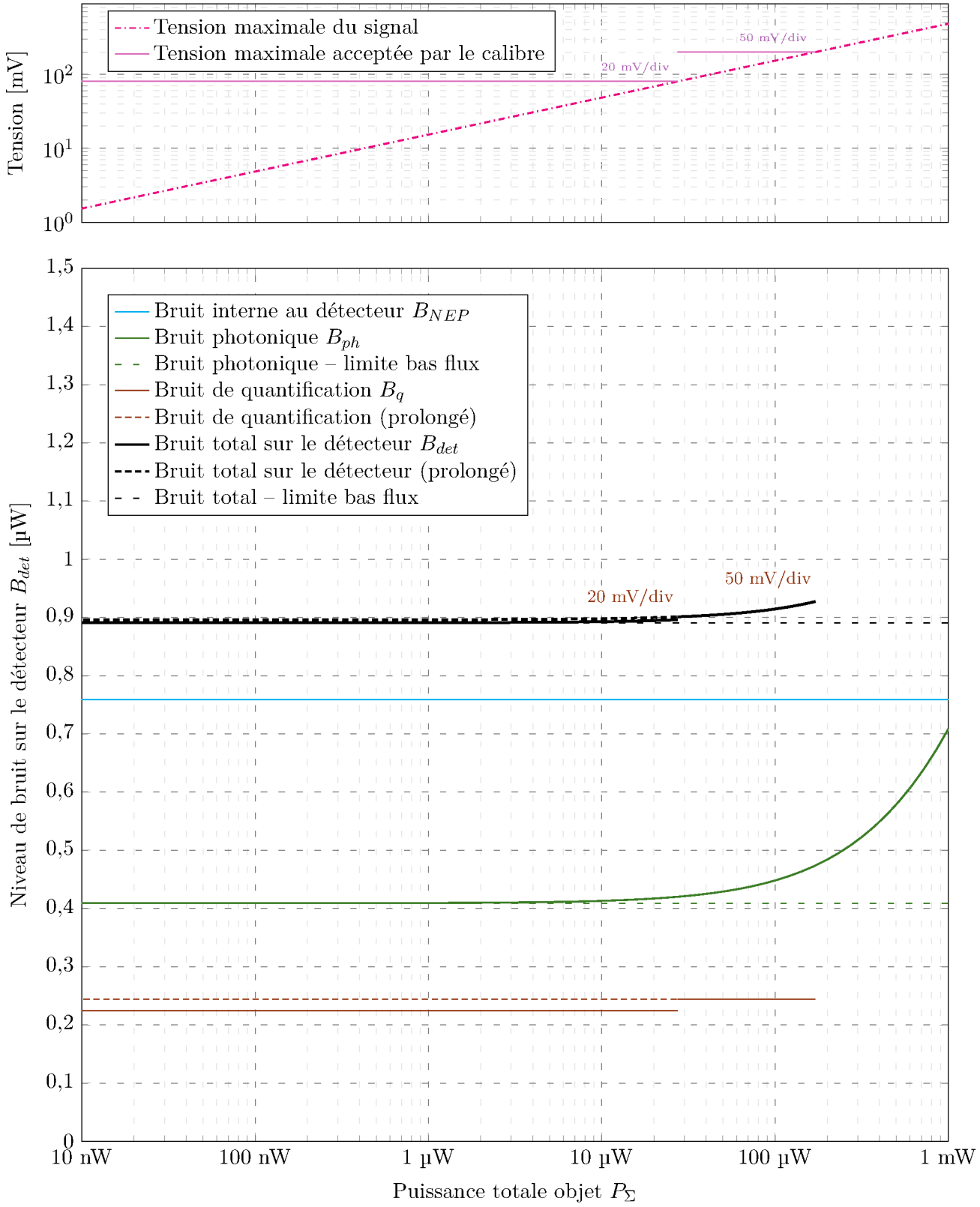


FIGURE 4.7 – Niveau de bruit minimal attendu pour différentes puissances totales retours (courbes noires) de la baie VH couplée à l'oscilloscope *Lecroy HDO6104*. Ces calculs sont effectués pour une bande passante de 1 GHz. Les différentes sources de bruit (interne, photonique et de quantification) y sont détaillées.

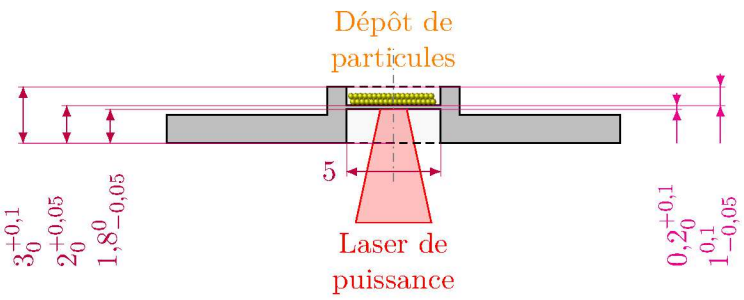
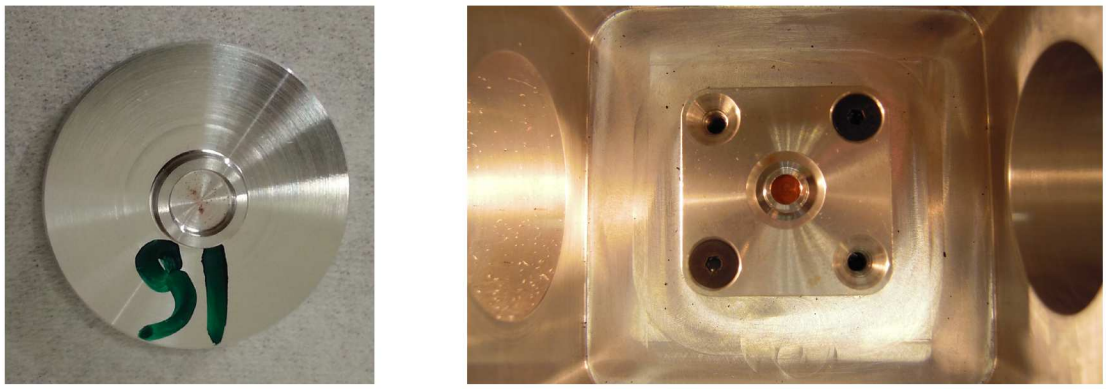


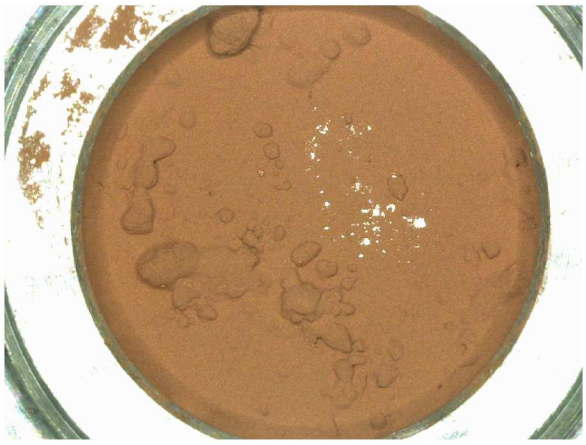
FIGURE 4.8 – Schéma à l'échelle de la cible utilisée lors des expériences. Les particules sont déposées dans la partie supérieure et le faisceau agresse la cible par le bas. (L'unité est le millimètre.)



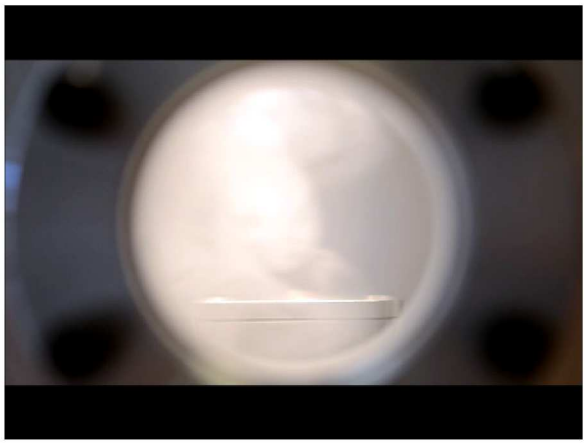
(a) Cible possédant un très faible dépôt de poudre, cependant suffisant pour être observé.

(b) Cible mise en place dans l'enceinte de confinement (vue de dessus). En terme de quantité de poudre, son dépôt est ici important.

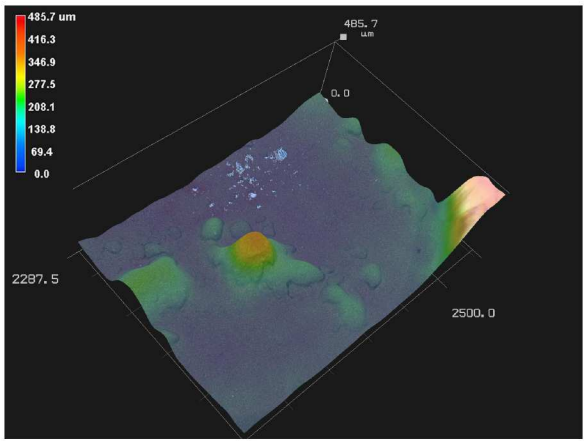
FIGURE 4.9 – Cible seule, puis montée lors des expériences dites *PIMM-2*.



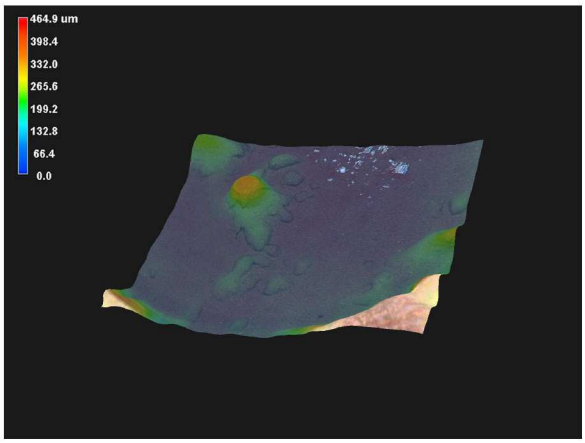
(a) Photographie de la cible d'essai après le dépôt de poudres initial (cuivre, environ 3 µm de diamètre). Le dépôt est particulièrement inhomogène (ce qui est un cas test plus contraignant).



(b) Photographie à travers un hublot lors de l'essai de ventilation de la cuve. Le gaz contient des marqueurs lagrangiens pour visualiser sa propagation. La cible est vue de profil, dans le bas du hublot.



(c) Reconstitution 3D, par microscopie optique, de la surface de la poudre observée au microscope optique avant l'essai de ventilation.



(d) Reconstitution 3D, par microscopie optique, de la surface de la poudre observée au microscope optique après l'essai de ventilation.

FIGURE 4.10 – Tests du non-déplacement des particules lors du pompage, puis du remplissage (ventilation) de l'enceinte de confinement *PIMM-2*.

4.1.3 Tir à vide, mesures de vitesse de surface libre

La mesure de la VSL [c] permet d'estimer le niveau du saut de pression induit dans la cible. Nous présentons les résultats obtenus lors de la sollicitation d'une cible nue représentative des niveaux d'éclairement des deux campagnes (figure 4.11). Le niveau de pression dépend du diamètre de la « tache focale » et de la puissance du laser. L'utilisation d'un confinement plasma sur la cible empêche sa simulation par des codes tels qu'*ESTHER*.

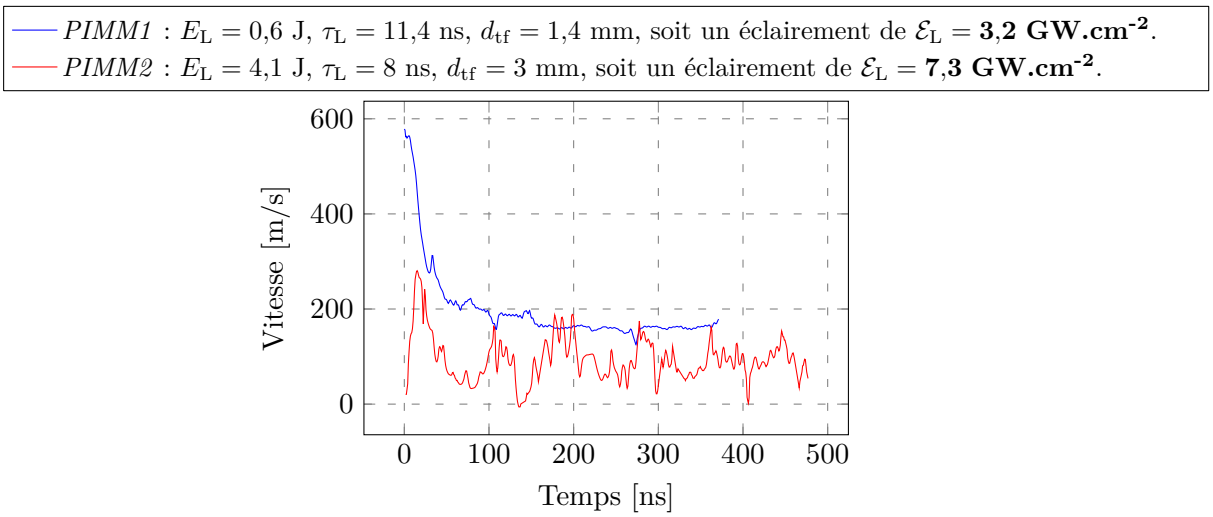


FIGURE 4.11 – Mesure de la vitesse de surface libre, sur une cible en l'absence de dépôt de particules.

Les vitesses maximales de 578 m/s et 280 m/s correspondent, respectivement, à des pressions de 4,6 GPa et 2,2 GPa pour une cible en l'aluminium (équation A.12 avec les données du tableau A.1). Ces données, montrant une diminution du saut de pression, peuvent toutefois sembler contradictoires avec l'augmentation de l'éclairement typique entre la première et la deuxième campagne. Cette constatation est liée à deux causes :

1. les cibles utilisées lors de la deuxième campagne sont deux fois plus épaisses,
2. la forme usinée de la cible *PIMM-2* rend le dépôt du ruban adhésif délicat (il doit être collé contre la surface). L'espacement résiduel entre le ruban et la cible diminue de façon significative l'efficacité du confinement ; sur la campagne *PIMM-2*, le saut de vitesse est peu reproductible.

4.1.4 Autres phénomènes atypiques

Les expériences laser ont, également, été l'opportunité d'observer certains phénomènes atypiques, liés à la grande sensibilité de la VH.

Réflexions multiples entre objets

La grande sensibilité de la VH est à l'origine de certains artéfacts : les réflexions multiples (figure 4.12). L'exemple provient de la sonde de biais VH3 (figure 4.2a) du tir *PIMM-1-39* utilisant la poudre *Cu10*.

Lorsque le laser choque la cible en aluminium, sa vitesse se met à osciller autour du « pivot » [d]. La période d'oscillation est d'environ 15 µs, ce qui correspond à une épaisseur de 80 µm, en tenant compte de la vitesse du son dans l'aluminium (tableau A.1 page 198), soit presque la moitié de l'épaisseur de la cible. L'amplitude de la vitesse est voisine de 10 m/s (en cyan sur le graphique).

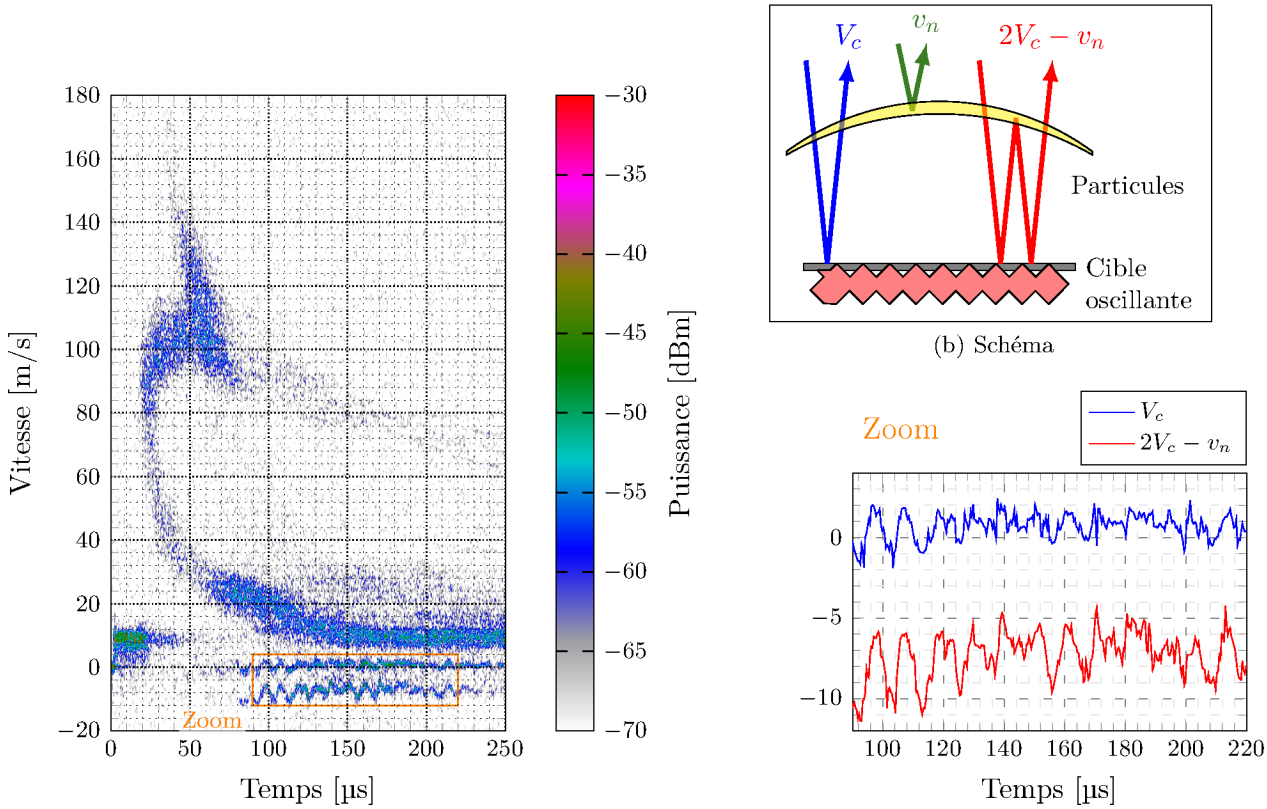
(c). Vitesse de Surface Libre

(d). Afin de pouvoir visualiser correctement un objet dont la vitesse est très faible (autrement très proche du pivot), la raie parasite (liée aux pertes du circulateur et aux réflexions parasites) à l'origine de la trace sur le spectrogramme a été supprimée du signal enregistré grâce à un filtre coupe-bande avant l'application du traitement TFCT classique. Cette raie étant très fine du fait de la très faible largeur spectrale des lasers utilisés, il est judicieux de prétraiter le signal sur sa totalité afin de minimiser la perte sur le domaine fréquentiel du spectrogramme final (cette perte d'information est alors quasi invisible comme le montre la figure 4.12).

Le faisceau laser, qui mesure les oscillations de la cible, traverse le nuage, atteint cette dernière, s'y réfléchit en subissant une modulation de fréquence correspondant à la vitesse de la cible V_c, puis revient vers la sonde en retraversant le nuage.

Imaginons à présent la situation suivante (en rouge sur le schéma – figure 4.12) : le laser traverse le nuage, il est ensuite réfléchi par la cible ($+V_c$), puis par le bas du nuage ($-v_n$), est de nouveau réfléchi par la cible ($+V_c$) pour enfin traverser le nuage et atteindre la sonde. Au total, la modulation portée par le faisceau est égale à $2V_c - v_n$. Si l'on représente (en rouge, figure 4.12c) la trace oscillante présente dans le domaine des vitesses négatives, son amplitude est le double de celle des oscillations « naturelles » de la cible (en bleu) dont les battements sont en phase ; la vitesse moyenne est décalée de -25 m/s, ce qui peut correspondre à l'opposé des vitesses les plus faibles du nuage (c'est-à-dire les couches les plus basses).

Le spectrogramme de la voie *PIMM-2-33-VH1*, présenté ultérieurement en figure 4.19 page 131, illustre le même phénomène.



(a) Spectrogramme (la fenêtre de traitement à été réduite à 1 µs).

(b) Schéma

(c) Vitesses extraites

FIGURE 4.12 – Illustration des réflexions multiples sur l'enregistrement *PIMM-1-28-VH3*. La lumière laser, issue de la ligne VH, sonde directement la cible ou le nuage et indirectement ce dernier en se réfléchissant 2 fois sur la cible.

Rebond sur une cible transparente

Lors de certains tirs de la campagne *PIMM-1*, la plaque de protection en PMMA a été rapprochée et placée à 18 mm au-dessus de la cible, si bien que les particules frappent cette dernière avec une vitesse relativement élevée (une centaine de mètres par seconde). La figure 4.13 propose un exemple de spectrogramme. La courbe rouge supérieure correspond à l'impact des particules sur la plaque transparente : d'abord les plus rapides, puis les plus lentes. Le spectrogramme comporte une figure qui semble être une homothétie, par rapport à l'axe $v = 0$, de la figure supérieure. Il s'agit des vitesses des particules après rebond, et donc négatives.

La mesure de la vitesse de rebond notée v_R permet d'estimer la quantité de mouvement transmise, à la plaque, par les particules. Pour rappel, cette quantité de mouvement est :

— soit égale à la quantité de mouvement de la particule si le choc est mou ($v_R = 0$),
— soit égale au double de la quantité de mouvement de la particule si le choc est purement élastique ($v_R = -v_p$ où v_p est la vitesse de la particule),
— soit égale à une valeur comprise entre les deux (intermédiaire) si le choc est partiellement élastique ($v_R = -\kappa v_p$, $\kappa \in [0, 1]$).

Cette quantité de mouvement est intéressante dans le cas des barrières d'Asay, où l'hypothèse du choc mou est souvent utilisée lors du dépouillement de la vitesse de la feuille.

S'il est possible de remplacer la feuille mince par un matériau semi-transparent à la longueur d'onde utilisée par la VH afin de pouvoir observer la vitesse de la feuille et des particules (l'idée a été proposée par P. Gandeboeuf) ; il serait alors envisageable de concevoir une pesée cible mince, capable de mesurer la vitesse des particules impactant la cible et d'estimer le coefficient de rebond κ.

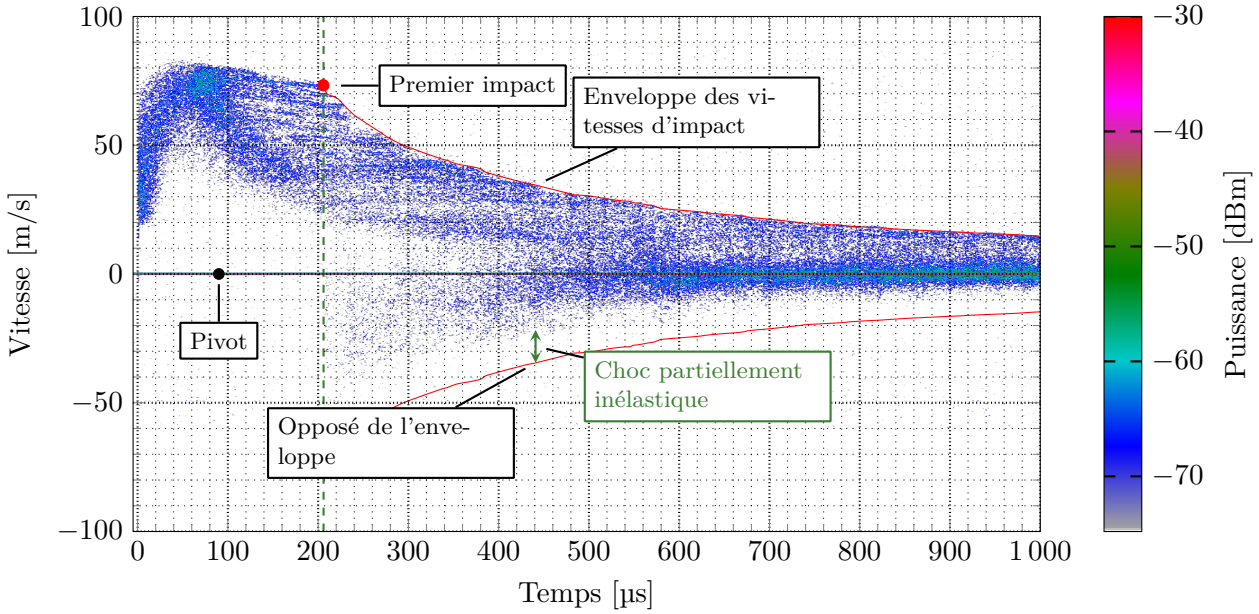


Figure 4.13 – Illustration de l'impact et du rebond de particules sur la plaque de protection en PMMA.

4.1.5 Poudres métalliques

Lors de ces tirs, les poudres métalliques ont été fournies en majeure partie par la société *Alfa Aesar*. L'annexe F synthétise leurs caractéristiques.

Précisons que nous avons constaté une oxydation progressive des poudres de cuivre entre les deux campagnes ; cela nous a ensuite conduits à choisir l'or, matériau inoxydable.

4.2 Résultats sur l'accélération, la mesure et le freinage des particules

À présent, nous allons détailler les résultats issus de ces expériences, relatifs à la décélération des particules mesurée par la VH. Nous allons commencer par l'envol des plus « grosses » d'entre elles (d'environ un millimètre) avant de traiter celles de tailles micrométriques. Nous examinerons ensuite l'étude de l'influence de l'atmosphère dans laquelle les particules freinent et l'estimation de leur diamètres à partir de ces expériences.

4.2.1 Accélération par choc et mesure de la vitesse des particules millimétriques et submillimétriques

Pièce métallique millimétrique

Lors de la campagne *PIMM-1*, des essais ont été réalisés sur un objet millimétrique, photographié en figure 4.14, afin d'observer le vol d'une seule particule. Les dimensions de l'élément sont $2,0 \times 1,4 \times 0,10$ mm^3.

Les différents faisceaux VH sont alignés avant chaque tir pour viser la particule.

Effet de la rotation d'un objet sur la mesure de vitesse La figure 4.15 présente le spectrogramme de vitesse de la particule (figure 4.14) accélérée par le choc laser. Il correspond à la rotation de la particule pendant son vol. Pour le décrire on peut supposer qu'il s'agit d'un barreau infiniment fin de longueur A_0 (figure 4.16a).

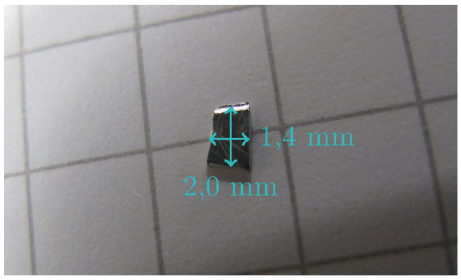


FIGURE 4.14 – Pièce métallique quasi parallélépipédique accélérée lors des expériences *PIMM-1*. Sa taille est de $2,0 \times 1,4 \times 0,10$ mm^3. Le quadrillage en arrière-plan a un pas de 5 mm.

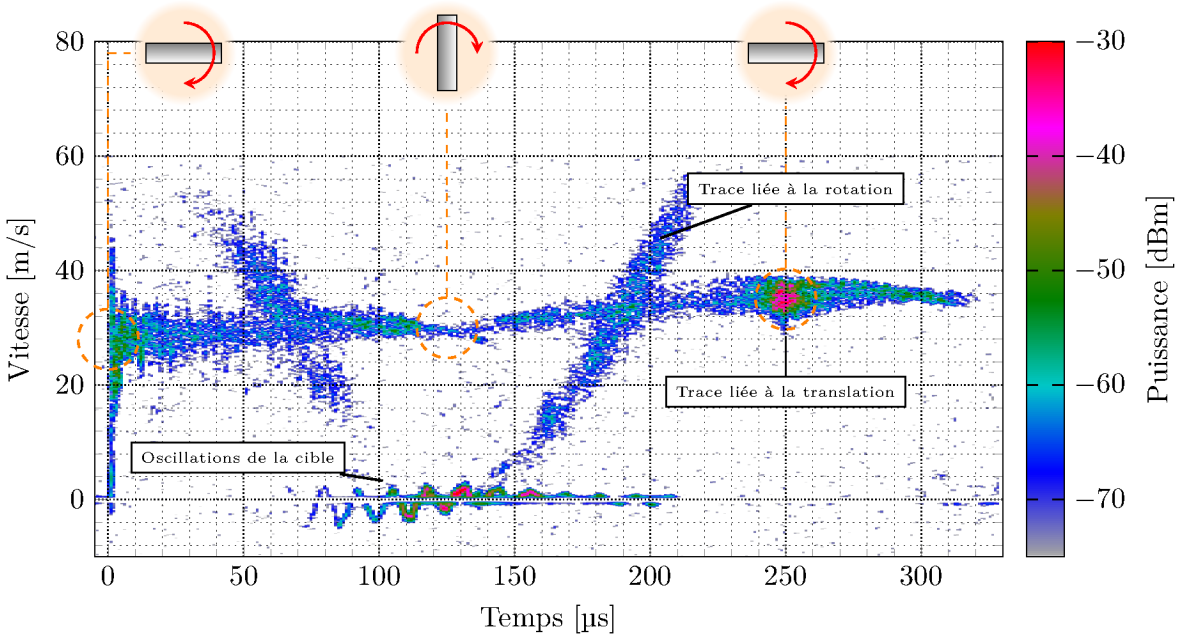


FIGURE 4.15 – Spectrogramme annoté, issu de la sonde VH1 du tir PIMM-1-55, illustrant l'accélération et la mise en rotation d'une pièce métallique (figure 4.14). La vitesse de l'objet est mesurée comme étant quasi constante, à l'exception d'un point matériel (extrémité du barreau, par exemple) produisant une réflexion spéculaire.

Deux cas sont alors possibles :

1. Soit le faisceau VH (en rouge sur le schéma) éclaire un point glissant B de l'objet d'abscisse constante b_0. Dans ce cas, il mesure la vitesse du point B qui se trouve à une distance $b \approx \frac{b_0}{\cos\alpha}$

(en négligeant l'épaisseur du barreau) du centre de gravité G où $\alpha = \omega t + \phi$ est l'angle entre le grand axe de la tige et la normale au faisceau VH (ω est la vitesse angulaire).

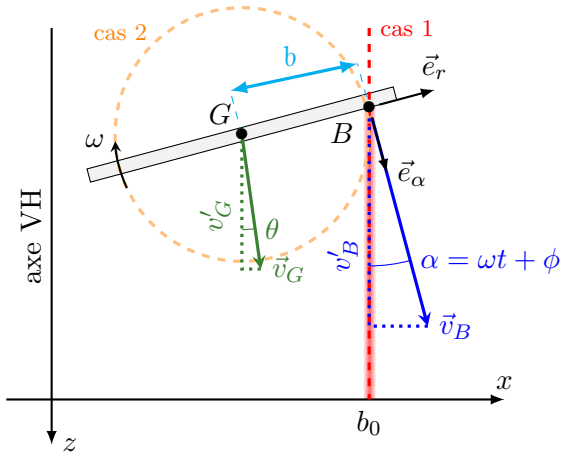
La vitesse absolue du point est $\vec{v}_B = \omega b = \frac{b_0\omega}{\cos\alpha}\vec{e}_\alpha + \vec{v}_G$, avec v_G la vitesse du centre de gravité. La vitesse du point B, projetée selon l'axe VH, est alors :

$$\frac{b_0\omega}{\cos\alpha}\cos\alpha + v_G\cos\theta = b_0\omega + v'_G$$

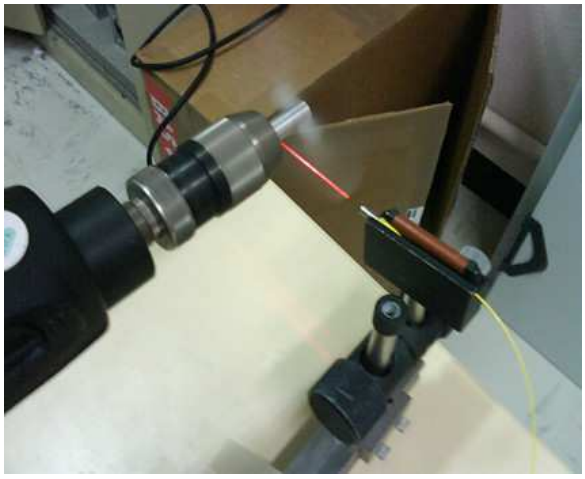
(en supposant que la vitesse du barycentre forme un angle θ avec l'axe VH). **Ainsi la vitesse apparente mesurée est indépendante de la vitesse de rotation quand un point *d'abscisse fixe* dans le repère du laboratoire est visé.**

Cette explication est valable en tous points de la surface, tant que le faisceau VH est plus large que l'objet mesuré. Dans le cas contraire, la projection de l'abscisse constante b_0 ne sera plus possible (aucun point du barreau ne correspondra à cette abscisse, il « sort » du faisceau), la contribution du faisceau VH à cette abscisse ne sera possible que par intermittence (selon des cycles de pulsation égale au double de sa vitesse angulaire de rotation).

2. Soit un point matériel de l'objet est suivi. Il peut ainsi s'agir d'un point qui possède une réflexion bien plus forte que le reste de la pièce (une de ses extrémités par exemple). Dans ce cas, la distance au centre du barreau est constante (b) et la norme de la vitesse associée à ce point l'est également (dans le repère du centre de gravité). La vitesse projetée est alors $v(t) = b_0\omega\cos[\alpha(t)] + v'_G$, d'allure sinusoïdale.



(a) Schéma de la rotation d'un objet dont la vitesse est mesurée par une sonde VH.



(b) Mesure VH d'un barreau en rotation.

FIGURE 4.16 – Illustration de l'effet d'une rotation sur la mesure de vitesse VH.

Interprétation du tir *PIMM-1-55* La pièce métallique a été accélérée par une impulsion laser d'énergie $E_\mathrm{L} = 0{,}5$ J, de diamètre focal $d_\mathrm{tf} = 1{,}4$ mm et de durée $\tau_\mathrm{L} = 10{,}9$ ns, soit un éclairement de $\mathcal{E}_\mathrm{L} = 3$ GW.cm^{-2}. Sur la figure 4.15, deux traces sont visibles :

— une vitesse quasi constante $v_G = 30$ m/s,

— une vitesse oscillant selon une sinusoïde de fréquence $f_1 = \frac{1}{T_1} = 0{,}57$ MHz.

L'énergie cinétique de translation associée est $E_T = \frac{1}{2}\rho_\mathrm{alu}\, Llh\, v_G^2 = 0{,}35$ mJ. Elle ne correspond qu'à 0,07 % de l'énergie du laser.

D'après l'analyse précédente, la partie oscillante du spectrogramme correspondrait à un point brillant de la pièce métallique (par exemple, un de ses bords coupés à la pince) ; l'axe du barreau est orthogonal au faisceau sonde lorsque la vitesse est maximale et, à l'inverse, parallèle au moment où la vitesse est minimale. La vitesse constante correspond à la partie éclairée du barreau réfléchissant la lumière de manière homogène.

Cette interprétation est confortée par deux éléments :

— Tout d'abord, le flux retour associé à la vitesse constante du barreau varie en intensité. Les fluctuations coïncident avec les orientations apparentes de la pièce que nous avons identifiées précédemment, à savoir que le flux retour est maximal quand la pièce est orthogonale au faisceau.
— Ensuite, les oscillations de la cible apparaissent au moment où la pièce est colinéaire au faisceau VH, ce phénomène étant caché lors des autres positions de la pièce.

Particules non sphériques de taille voisine de la centaine de micromètres

Mesure vélocimétrique Suite à ces premiers résultats, nous descendons d'un ordre de grandeur pour nous intéresser à des particules d'aluminium nommées *Al150*. Leur dimension annoncée est comprise entre 125 et 200 µm ; elles ont la particularité de ne pas être sphériques, mais plutôt en forme de bâtonnets (figure F.6 page 222).

Nous présenterons les résultats du tir *PIMM-2-32* avec les sondes VH1 et VH3 (figure 4.17). Des résultats similaires ont été obtenus sur les tirs *PIMM-1-51, 52, 53, 55, 56* et *PIMM-2-25, 26, 28, 29, 30, 32, 33*. Autrement dit, les formes sinusoïdales décrites dans cette partie apparaissent systématiquement lorsque les particules sus-citées sont utilisées, sous réserve du bon fonctionnement des diagnostics et d'une vitesse initiale suffisante. L'évolution temporelle diffère cependant : leur vitesse moyenne diminue au cours du temps à cause de leur masse plus faible.

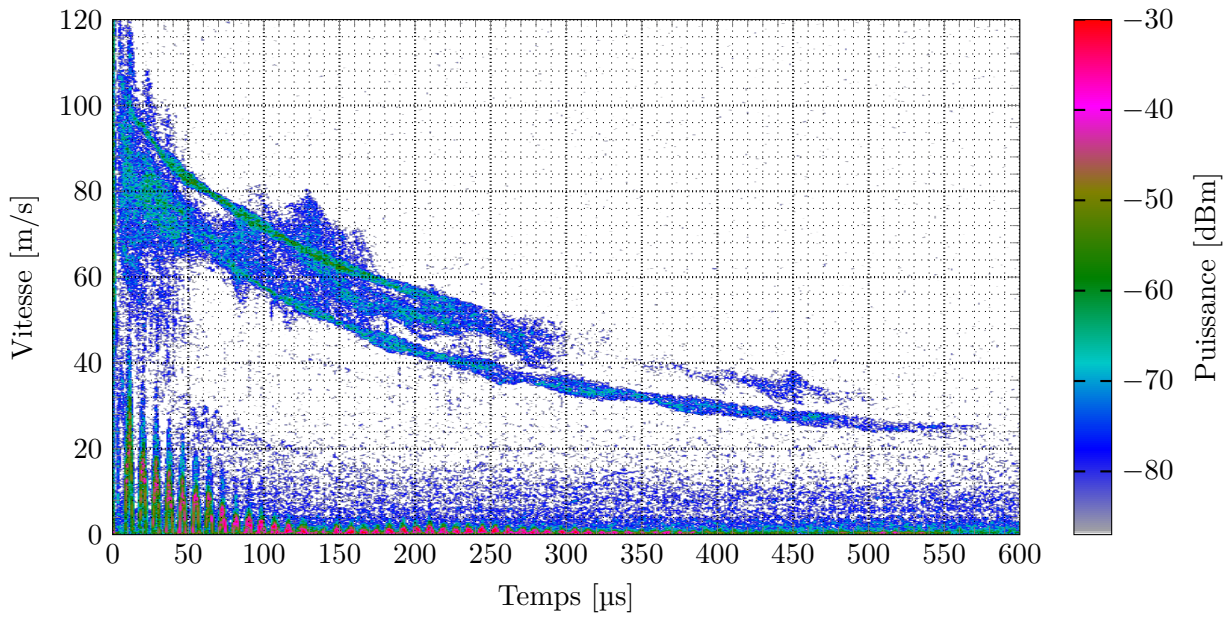


FIGURE 4.17 – Spectrogramme issu du tir *PIMM-2-33* (VH1) utilisant des particules d'aluminium de taille approximative 150 µm. On observe la décélération dans le gaz ainsi que des mouvements de rotation (battements sinusoïdaux autour des courbes de décélération).

Sur la figure 4.17 (tir *PIMM2-33*, $E_L = 2{,}85$ J, $\tau_L = 7$ ns, $d_{tf} = 3$ mm soit $\mathcal{E}_L = 5{,}7$ GW.cm^{-2}), ces oscillations sont particulièrement visibles dans la longue traînée comprise entre 20 et 50 m/s. Plusieurs courbes de décélération issues de particules semblent se superposer ici. La vitesse moyenne au cours du temps est ainsi élargie par les phénomènes de rotation qui sont d'autant plus importants que la particule est grande (l'élargissement est lié à la vitesse de rotation par rapport à son barycentre, proportionnel à taille de la particule). Les images obtenues par ombroscopie confirment ce fait : les particules, résolues par la caméra et leur rotation, sont visibles sur les images (figures 4.18 et 4.19).

Ainsi, pour des particules millimétriques et submillimétriques, la VH mesure la courbe de vitesse barycentrique des particules, élargie par leur vitesse de rotation, qui est d'autant plus importante que les particules sont longues.

Enfin, les particules s'envolent avec une vitesse proche de 100 m/s, soit une énergie de translation d'environ 25 µJ. Chaque particule absorbe environ 0,001 % de l'énergie du laser en translation.

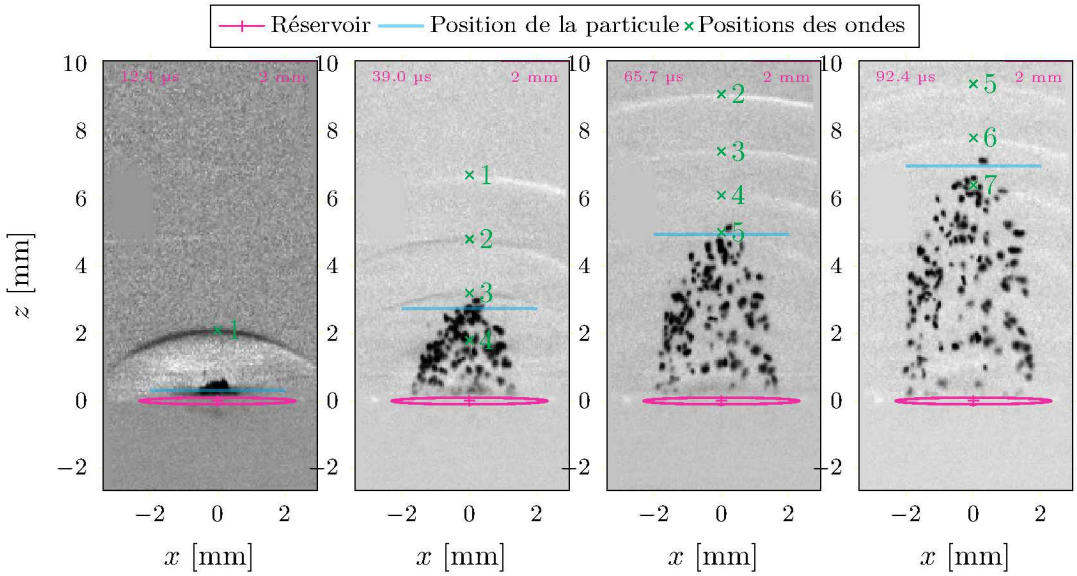


FIGURE 4.18 – Images d'ombroscopie obtenues lors du tir *PIMM-2-33* après traitement (redressement, suppression de l'image statique, maximisation du contraste et correction gamma). Le gaz est du xénon à une pression de 3,65 bar. Les particules utilisées sont des bâtonnets *Al150*. Les formes en arc à l'arrière-plan sont des ondes acoustiques produites par les vibrations de la cible en aluminium. Le temps 0 correspond à l'impact laser.

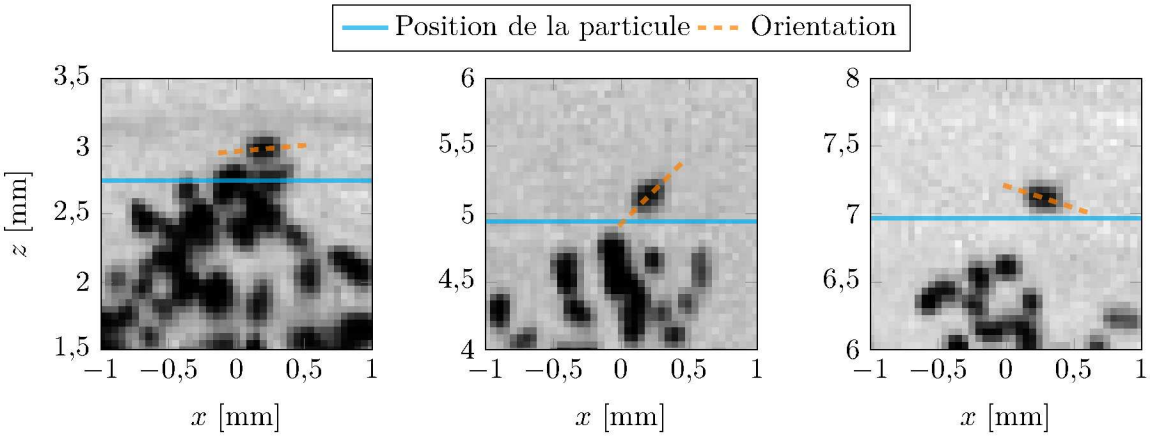


FIGURE 4.19 – Zoom autour de la tête du nuage des images d'ombroscopie obtenues lors du tir *PIMM-2-33* présentées en figure 4.18.

Recoupement avec l'imagerie Afin de comparer la vélocimétrie avec l'imagerie, nous avons extrait du spectrogramme la vitesse de la particule la plus rapide (figure 4.20). Son intégration nous donne une position en fonction du temps [(a)]. Ces positions sont reportées sur la figure 4.18. Elles se recoupent bien avec la tête du nuage, et semblent correspondre à la particule la plus véloce.

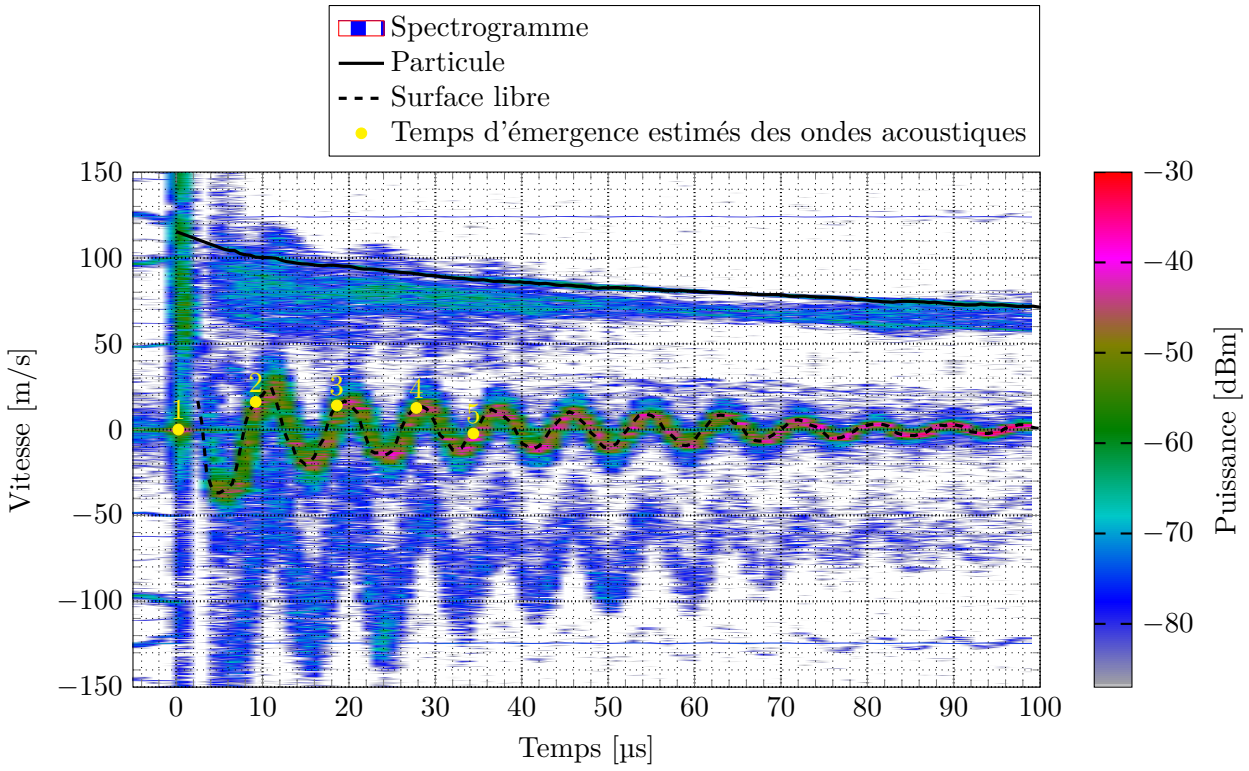


FIGURE 4.20 – Spectrogramme issu du tir *PIMM-2-33* (VH1), sur lequel est tracée la loi de vitesse de la particule la plus rapide et la vitesse de surface libre.

Des images de la figure 4.18, nous avons également extrait les positions des formes « sphériques » (front sonique) que nous associons aux ondes acoustiques (numérotées de 1 à 7) produites par les oscillations de la surface libre. Ces dernières sont visibles sur le spectrogramme (figure 4.17). Les positions des ondes sont reportées sur un diagramme en fonction de l'instant de visualisation (figure 4.21). Les points numérotés de 1 à 5, associés à une onde, sont utilisés pour tracer des droites qui fournissent deux informations : la vitesse de l'onde (D) et le temps d'émergence (t_0). Ces deux informations appuient l'idée que ces formes sont bien les ondes liées à la cible, pour les deux raisons suivantes :

— La célérité D est estimée entre 157 et 173 m/s. En considérant le xénon comme un gaz parfait, la vitesse du son, dans ce gaz, dans les conditions standard est :

$$c = \sqrt{\frac{5}{3}\frac{8{,}31 \times 300}{0{,}131}} = 176 \text{ m/s},$$

avec $M_{\text{Xe}} = 131$ g/mol et $T = 27$ °C (voir section A.6). Les écarts en vitesse sont inférieurs ou égaux à 10 %.

— En traçant les temps d'émergence estimés sur le spectrogramme (figure 4.20), on constate qu'ils correspondent approximativement aux instants où la vitesse de la cible est maximale (à l'exception du point numéro 5).

Particules sphériques micrométriques

Nous avons également réussi à mesurer les vitesses des particules de tailles micrométriques ; ces résultats sont détaillés dans la partie suivante, consacrée à la caractérisation de leur freinage.

(a). Une extrapolation linéaire est réalisée pour estimer la vitesse de la particule entre 0 et 4 µs, durée pendant laquelle cette dernière n'est pas visible.

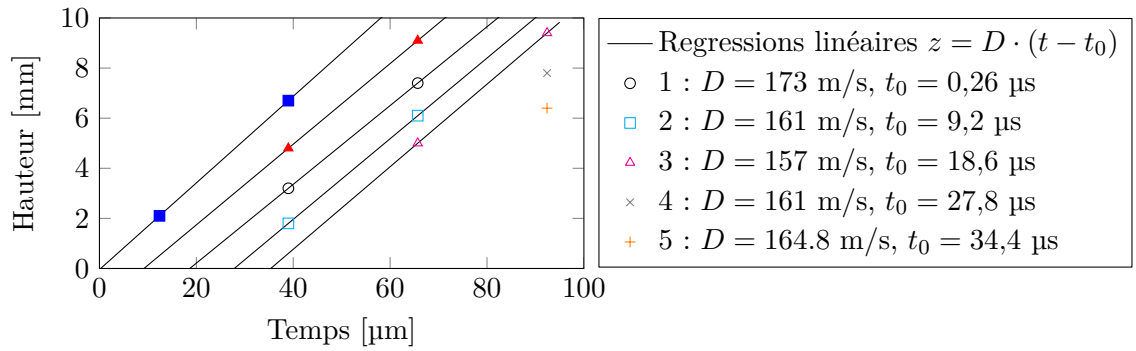


FIGURE 4.21 – Positions des fronts soniques en fonction du temps, visibles sur le images 4.18.

4.2.2 Mesure du freinage des particules micrométriques

Après avoir montré la possibilité de mesurer les vitesses de particules submillimétriques, il devient nécessaire de s'intéresser aux tailles micrométriques pour vérifier si la transposition à ces dimensions est réalisable. Pour cela, nous avons reconduit ces mêmes expériences sur des particules **sphériques** dont la taille varie de 1 à 10 µm. Un exemple type de résultat est illustré par la figure 4.22. Ce spectrogramme présente des « traces » que nous allons chercher à identifier. Dans cet exemple, le nuage est suffisamment dense pour ne pas laisser apparaitre la vitesse de surface libre de la cible.

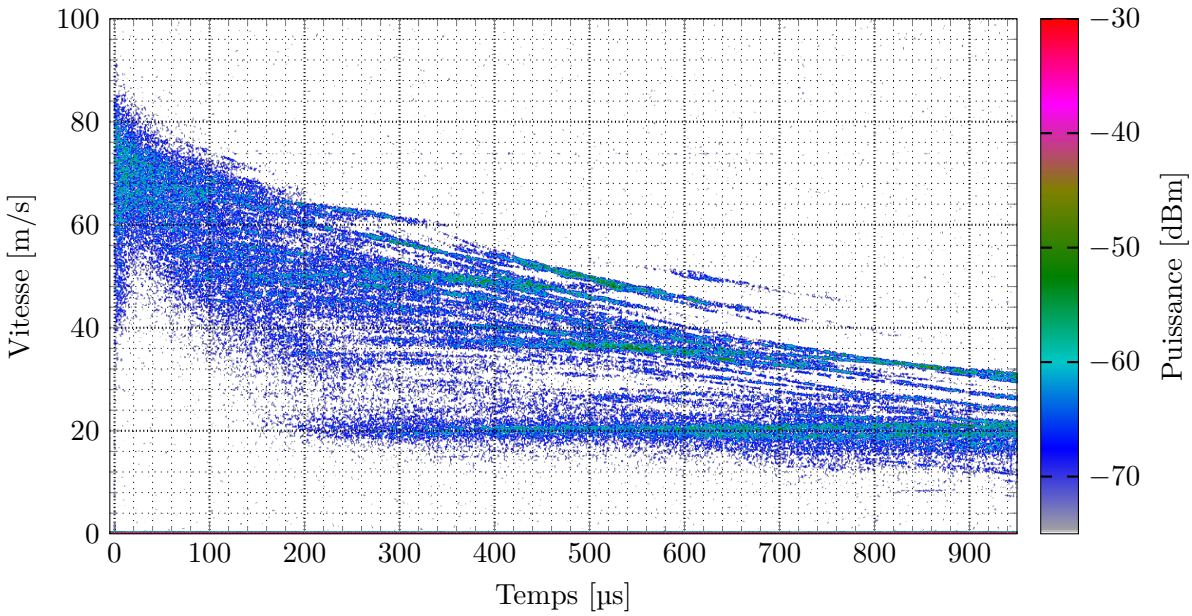


FIGURE 4.22 – Exemple de spectrogramme comportant des traces unitaires de particule freinant dans un gaz ambiant (tir PIMM-1-24-VH1, poudre *Cu10*). Cela a été, entre autre, rendu possible par la faible densité du nuage de particules.

Pour démontrer que ces traces sont bien associées à des particules, nous allons d'abord ajuster les paramètres (diamètre de la particule et vitesse initiale) d'une loi de freinage pour la faire correspondre aux traces extraites du spectrogramme, puis nous montrerons que les diamètres ainsi estimés correspondent bien aux caractéristiques données par le fournisseur de poudres. Ensuite, à partir d'un nombre important de traces issues de plusieurs tirs, nous construirons les histogrammes des répartitions en diamètre que nous comparerons à ceux obtenus par granulométrie. Enfin, nous présenterons des résultats concernant l'influence du milieu ambiant (gaz et pression) sur le freinage des particules.

Modèle de freinage d'une particule sphérique

Le modèle de freinage d'une particule sphérique utilisé dans ce document est celui décrit par Cloutman (1988). Le développement, à partir du principe fondamental de dynamique, est explicité en annexe C, nous en rappelons uniquement les solutions.

Le freinage d'une particule sphérique de diamètre d_p est ainsi décrit par les équations suivantes (avec le modèle de coefficient de trainée défini par l'équation C.5) :

$$Re = \frac{\rho_{\text{gaz}}\,|w_p|\,d_p}{\mu_{\text{gaz}}} \tag{4.4a}$$

$$\text{Si } Re > 1\,000,\ w(t) = \frac{1}{\frac{1}{w_0} + A(t-t_0)} \tag{4.4b}$$

$$\text{avec } A = \frac{3\rho_{\text{gaz}}\,0{,}424}{4\rho_{\text{métal}}\,d_p}$$

$$\text{Si } Re \leq 1\,000,\ w(t) = \frac{1}{\left[\left(w_0^{-2/3} + D^{-2/3}\right)\exp\left(\frac{2}{3}B(t-t_0)\right) - D^{-2/3}\right]^{3/2}} \tag{4.4c}$$

$$\text{avec } B = \frac{18\mu_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{métal}}\,d_p^2} \text{ et } D = 6^{2/3}\,\frac{\rho_{\text{gaz}} d_p}{\mu_{\text{gaz}}}$$

Si une particule est dans le premier régime ($Re > 1\,000$), le passage dans le second modèle se produira à l'instant

$$t_1 = \frac{10^{-3}Re_0 - 1}{Av_0} \tag{4.5}$$

où Re_0 est le nombre de Reynolds au temps t_0.

Au final, la décélération induite par le freinage dépend du diamètre ainsi que :

- si $Re > 1\,000$:
  - de la masse volumique du gaz,
  - de la masse volumique de la particule,
- sinon ($Re \leq 1\,000$) :
  - de la viscosité du gaz,
  - de la pression du gaz si $w_0 \gtrsim D$,
  - de la masse volumique de la particule si $(t - t_0) \gtrsim B^{-1}$.

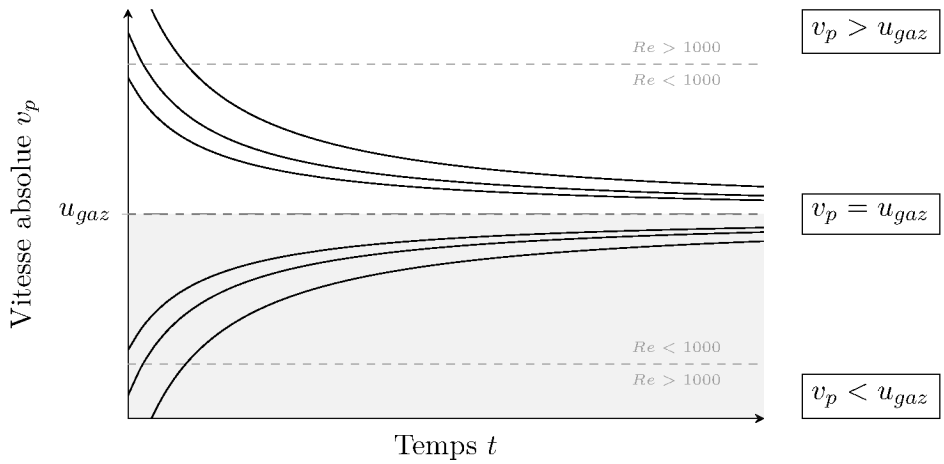


Figure 4.23 – Illustration des deux domaines de freinage : ralentissement et accélération par le gaz en mouvement pour différentes vitesses initiales, à diamètre identique.

Afin de situer les régimes dans lesquels nous nous situons, nous avons tracé sur la figure 4.24 les domaines du nombre de Reynolds pour différents diamètres et vitesses de particules sphériques. A l'exception des « grosses » particules (de diamètre supérieur à 50 µm), les nombres de Reynolds dans ces expériences sont systématiquement inférieurs à 1000.

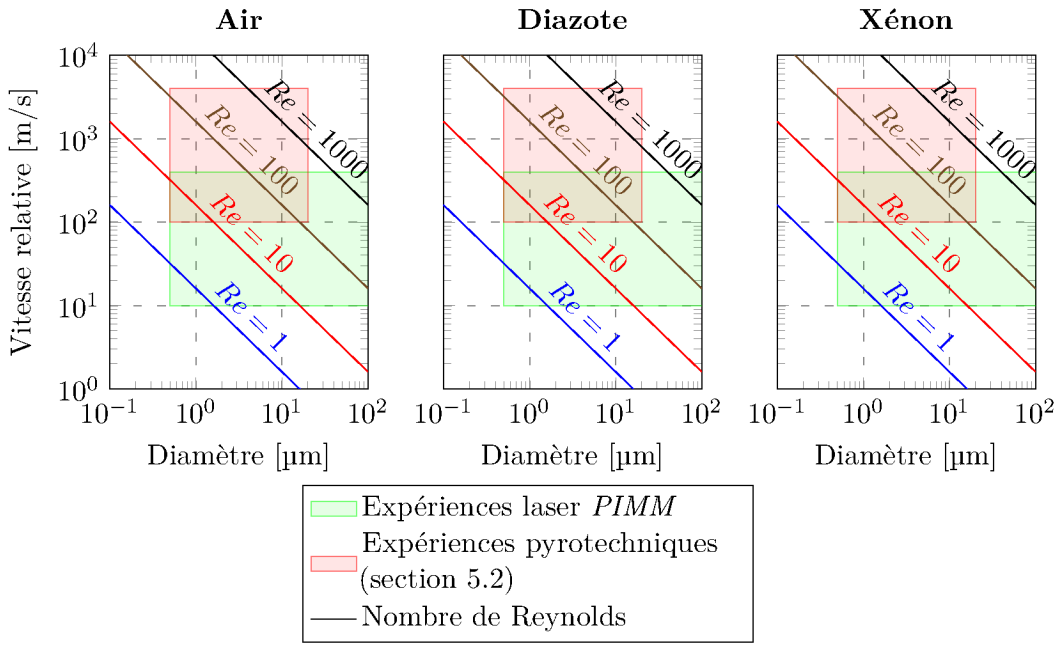


FIGURE 4.24 – Nombre de Reynolds en fonction de la vitesse et du diamètre de la particule, pour différents gaz à la température de 30 °C.

Analyse des traces à l'aide de la loi de freinage

La démarche d'analyse va être détaillée sur un exemple, issu du signal *PIMM-1-24-VH1*. La cible utilisée durant ce tir a été recouverte avec de la poudre Cu10 ; sa distribution en taille, du premier au dernier décile, est comprise entre 7,46 et 14,41 µm avec une médiane à 10,36 µm.

Nous avons extrait 17 traces du spectrogramme de la figure 4.22, elles sont affichées en figure 4.25. À chaque trace est associée une courbe de vitesse $v_j^{exp}(t_i)$, estimée par un calcul de barycentre à chaque pas de temps (après découpe sur le domaine utile et seuillage en amplitude).

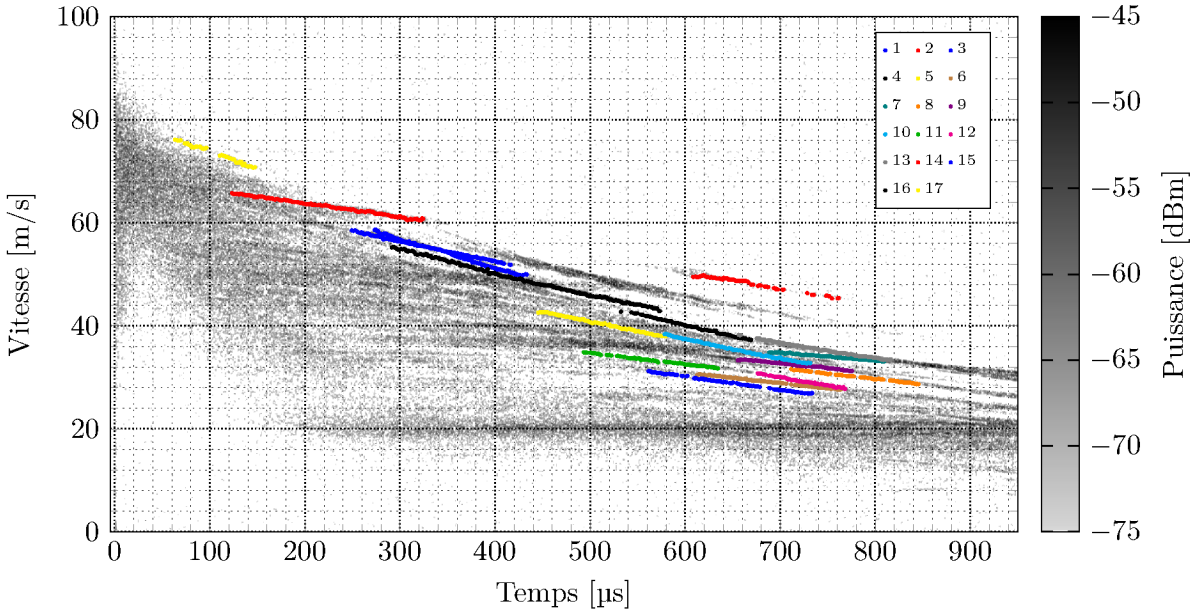


FIGURE 4.25 – Traces extraites du spectrogramme du tir *PIMM1-24*.

Pour chaque loi de vitesse, nous cherchons les paramètres v_0 et d_p tels qu'ils minimisent l'écart quadratique moyen entre les points expérimentaux et la courbe théorique v_{d_p,v_0}, autrement dit nous

cherchons v_0 et d_p minimisant χ_j défini par [(b)] :

$$\chi_j = \frac{1}{N_j - 2}\sqrt{\sum_i \left(v_j^{exp}(t_i) - v_{d_p,v_0}(t_i)\right)^2} \tag{4.6}$$

Cela revient à un problème d'optimisation de moindres carrés non linéaire. Cette opération peut être réalisée numériquement par la fonction *leastsq* du logiciel *Scilab*. Les autres paramètres (pression, température, viscosité...) que nous avons utilisés sont précisés dans le tableau 4.1. Les diamètres et vitesses initiales issus du tir *PIMM1-24-VH1*, ainsi que les intermédiaires de calcul (A, B, ...), sont détaillés dans le tableau 4.2. Les vitesses v_0 et v_s correspondent respectivement à l'extrapolation de la courbe de vitesse aux instants du débouché de choc ($t_0 = 0$) et de l'apparition de la particule t_s. Après interpolation, il est possible de projeter les lois en vitesse sur l'ensemble du domaine temporel (figure 4.26).

Les écarts quadratiques moyens obtenus varient de 0,01 à 0,2 m/s. Ce chiffre est à comparer à la largeur en vitesse de la trace ici égale à $D_v = 0{,}11$ m/s sur le spectrogramme. La compatibilité du modèle est donc satisfaisante.

Les résultats sont également représentés en figure 4.27, sur laquelle sont superposées les informations concernant la distribution en diamètre rapportée par le fournisseur (premier décile, dernier décile, médiane) et celle issue des mesures granulométriques. À l'exception de la trace numérotée 14, les diamètres estimés sont compris entre le premier et le dernier décile. **Ainsi les traces extraites du spectrogramme semblent bien provenir de particules unitaires de par la cohérence entre le freinage de ces dernières et les diamètres préalablement mesurés.**

Nom du paramètre	Valeur
Gaz	Air
Pression P	1 015 hPa
Température T	30 °C (303,15 K)
Masse molaire du gaz M	28,8 g/mol
Masse volumique du gaz $\rho_{\text{gaz}} = PM/(\text{R}T)$	1,16 kg/m^3
Masse volumique des particules $\rho_{\text{métal}}$	8 960 kg/m^3 (Cuivre)
Viscosité dynamique μ_{gaz}	186 µPa.s

Tableau 4.1 – Paramètres utilisés lors du dépouillement des tirs issus de l'expérience *PIMM-1*.

(b). La division par $N_j - \mathbf{2}$ se justifie par la présence de 2 degrés de liberté.

N°	t_s [µs]	Durée [µs]	v_0 [m/s]	v_s [m/s]	d_p [µm]	χ [m/s]	B^{-1} [ms]	D [(m/s)]
1	249	167	70,7	58,5	12,7	0,07	4,31	18,5
2	608	153	76,7	50,0	13,2	0,21	4,70	17,8
3	273	160	80,0	58,5	9,9	0,16	2,64	23,7
4	532	137	84,5	43,2	9,0	0,09	2,18	26,1
5	445	134	68,2	42,9	9,9	0,10	2,62	23,8
6	612	152	49,3	30,7	10,9	0,06	3,21	21,5
7	688	121	48,6	35,0	15,0	0,06	6,06	15,6
8	711	134	55,4	31,6	11,0	0,06	3,24	21,4
9	655	120	50,9	33,6	12,6	0,07	4,23	18,7
10	578	153	79,9	38,3	8,8	0,07	2,06	26,8
11	493	141	49,6	34,9	11,7	0,06	3,68	20,1
12	676	92	73,9	30,8	8,3	0,07	1,87	28,2
13	656	160	73,9	38,2	10,0	0,08	2,70	23,4
14	123	201	69,4	65,8	18,8	0,12	9,45	12,5
15	561	172	55,0	31,2	9,4	0,07	2,38	25,0
16	291	282	74,1	55,4	10,6	0,14	3,04	22,1
17	63	84	80,9	76,3	11,9	0,19	3,79	19,8

TABLEAU 4.2 – Détails des résultats numériques obtenus à partir du tir *PIMM1-24* utilisant la poudre *Cu10*.

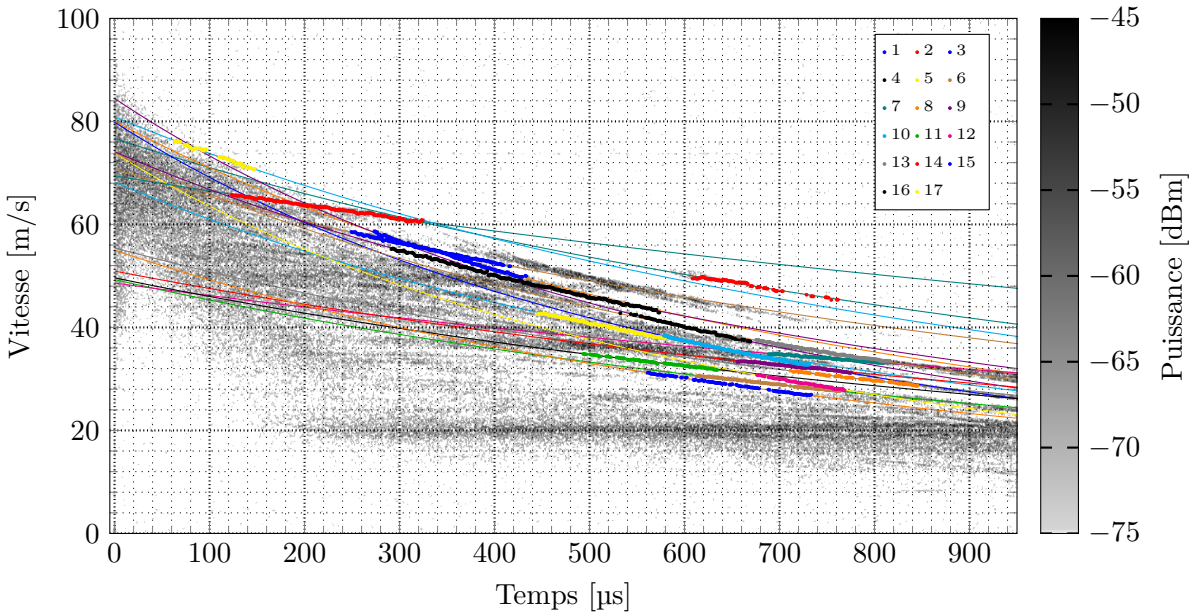


FIGURE 4.26 – Traces extraites lors du tir *PIMM1-24*, superposées aux projections temporelles issues de l'ajustement de la loi de freinage.

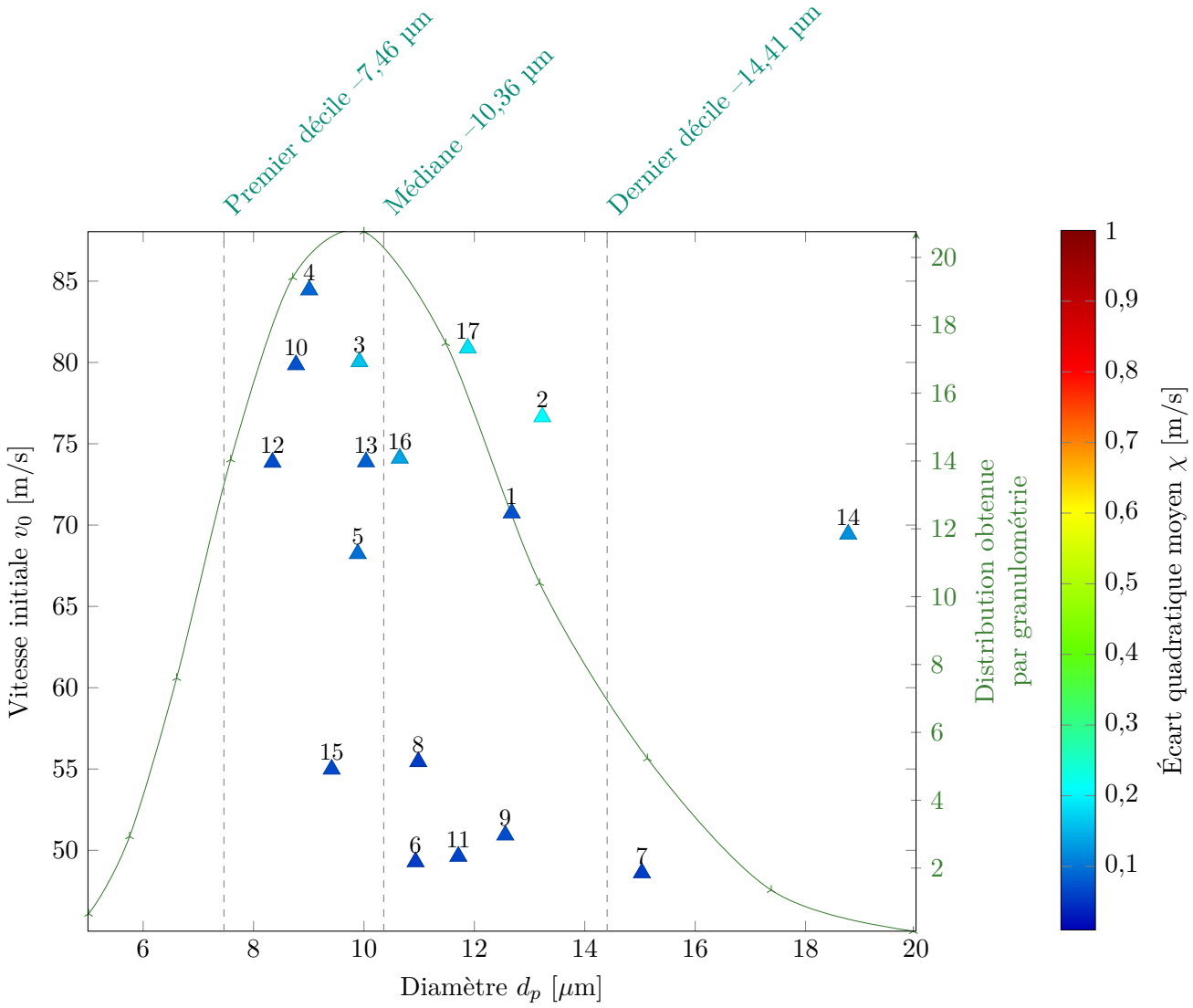


FIGURE 4.27 – Diagramme représentant la vitesse initiale, extrapolée, des particules en fonction du diamètre lors du tir *PIMM-1-24* (air à la pression atmosphérique). La distribution en taille, mesurée par granulométrie, y est superposée.

Comparaison avec l'imagerie

Un deuxième exemple provient du tir *PIMM-2-89* afin de comparer l'imagerie transverse et les trajectoires extraites de la vélocimétrie. La poudre *Au1* a été utilisée lors de cette expérience.

Sur cet exemple, les quatre voies VH ont été exploitées. Les spectrogrammes, ainsi que les trajectoires extraites et ajustées sont représentées sur la figure 4.28a. Les paramètres sont précisés en tableau 4.3.

La figure 4.28b montre les images transverses, sur lesquelles ont été reportées les positions des particules, extrapolées à partir de la loi de freinage. Elles sont identifiées par la sonde associée.

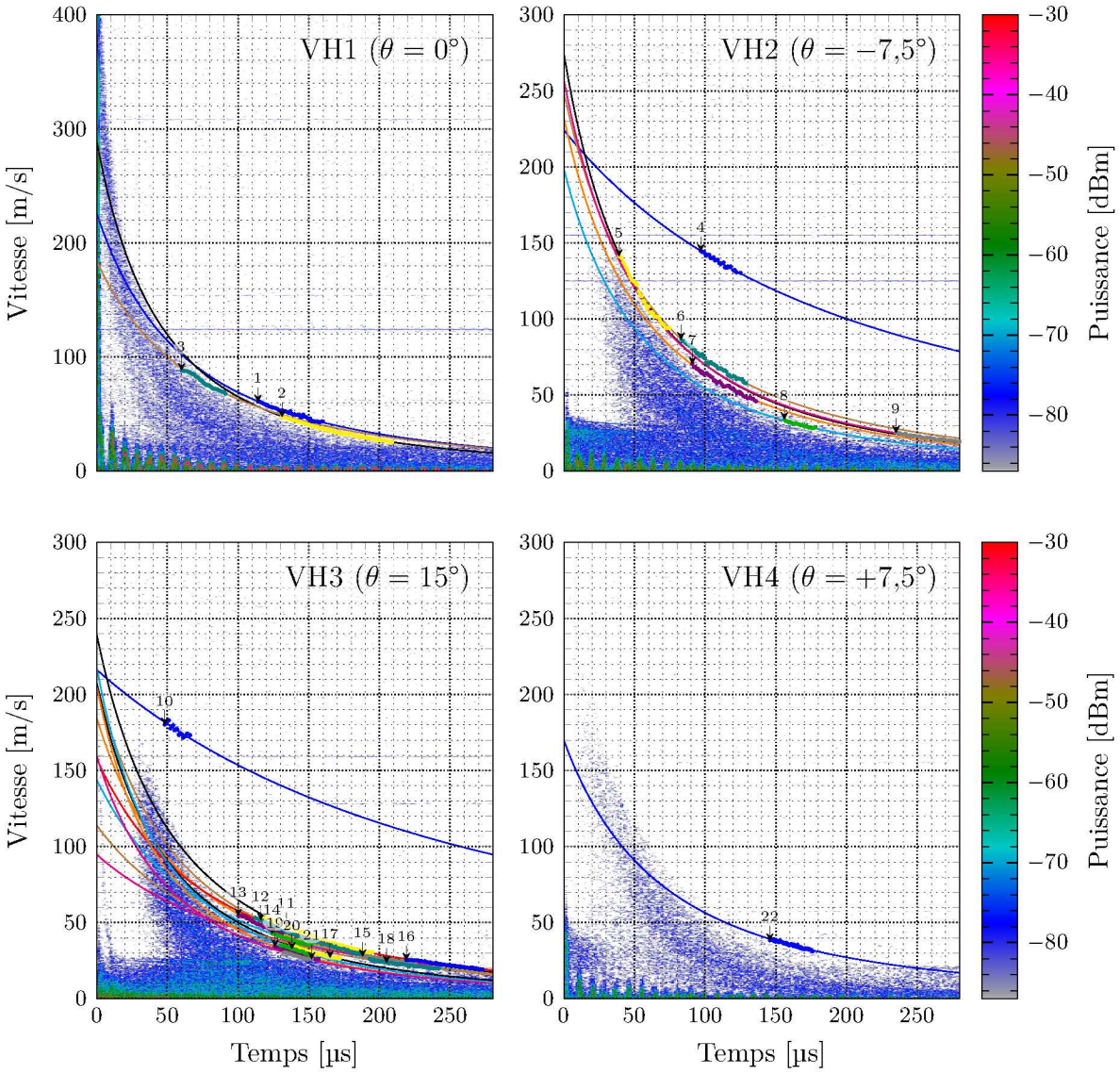
Les résultats finaux sont rassemblés en figure 4.29.

Plusieurs commentaires peuvent être formulés :

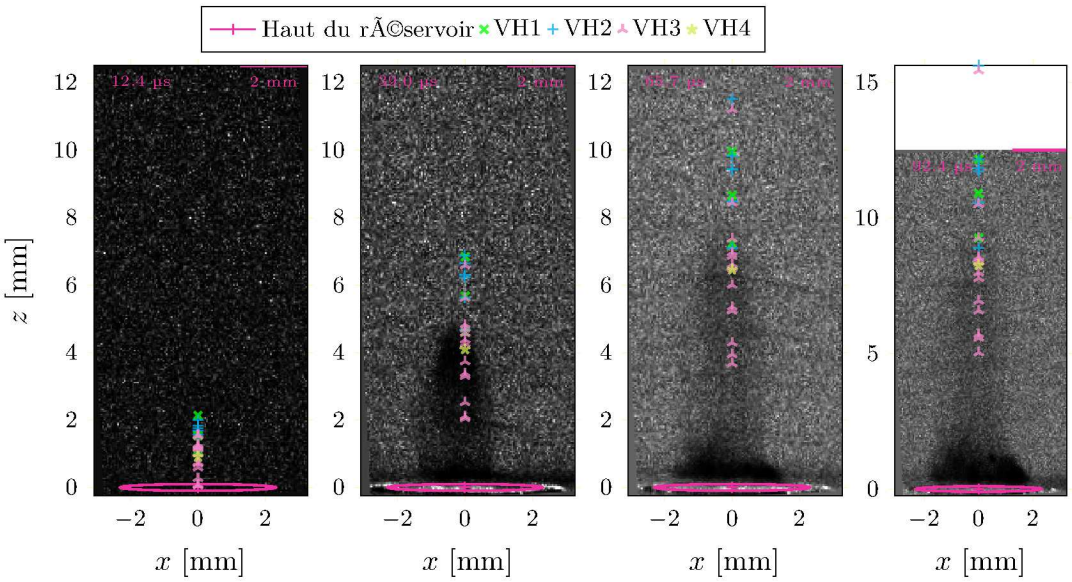
- Il apparait que les particules observées sont, pour la plupart, au-dessus « du corps » du nuage. Il est vraisemblable que les particules les plus rapides soient très peu nombreuses, formant une zone peu dense en nombre de particules et soient ainsi inobservables à la caméra. Trois arguments appuient ce propos :
  - Une majorité de ces traces sont extraites des composantes les plus rapides des vitesses observées.
  - Aucune particule n'est visible sur la première image.
  - La résolution de la caméra (50 µm/px dans le champ objet) ne peut détecter qu'une seule particule, mais uniquement un ensemble (amas) suffisant pour produire une atténuation de la lumière.
- Le point de croisement des faisceaux est situé à 5 mm au-dessus du fond de la cible (soit 4 mm sur les images). Le nuage apparait donc plus tardivement sur les voies de mesure inclinées.
- Les particules les plus rapides (> 300 m/s) observées aux premiers instants par la sonde VH1 ne sont pas traduites sur le résultat final (figure 4.29). **Ce freinage, très intense, peut être une des raisons pour lesquelles les particules les plus petites ne peuvent être observées (voir page 150).** La résolution temporelle n'est pas assez fine pour résoudre des particules unitaires. Ce freinage affectant, particulièrement, les plus petites, pourrait les placer dans le « corps du nuage » et les dissimuler dans le spectrogramme, trop dense pour en séparer les différents contributeurs. **Les traces de particules unitaires ainsi analysées ne seraient donc pas représentatives de la population de la poudre.**

Nom du paramètre	Valeur
Gaz	Xénon
Pression absolue P	1,2 bar
Température T	27 °C (300,15 K)
Masse molaire du gaz M	131,3 g/mol
Masse volumique du gaz $\rho_{\text{gaz}} = PM/(\mathrm{R}T)$	6,38 kg/m^3
Masse volumique des particules $\rho_{\text{métal}}$	19 600 kg/m^3 (Au)
Viscosité dynamique μ_{gaz}	22,96 µPa.s

Tableau 4.3 – Paramètres utilisés lors du dépouillement du tir issu de l'expérience *PIMM-2-89*.



(a) Spectrogrammes des voies 1 à 4, corrigés en angle (facteur $\cos\theta$).



(b) Images transverses.

FIGURE 4.28 – Résultats des mesures réalisées issu du tir *PIMM-2-89*. Les points sont le report des déplacements des particules obtenus par vélocimétrie et application des lois de freinage.

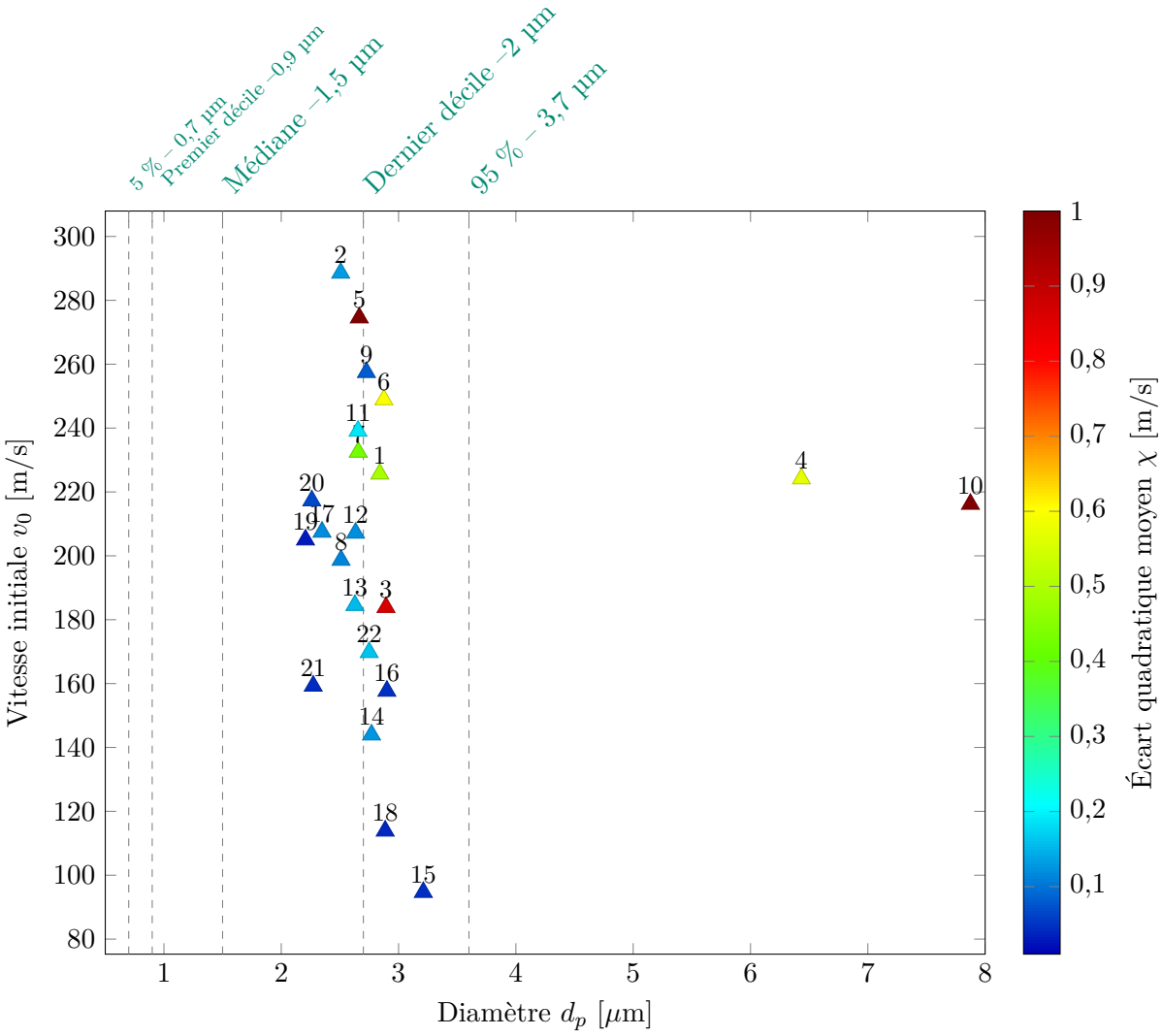


FIGURE 4.29 – Diagramme représentant la vitesse initiale, extrapolée, des particules en fonction du diamètre lors du tir *PIMM-1-24* (xénon à 1,2 bar).

Reconstruction d'histogramme

Nous avons répété cette procédure pour un grand nombre de traces issues de plusieurs tirs et de plusieurs sondes (les vitesses sont corrigées de leur angle d'inclinaison).

Continuant sur l'exemple de la poudre de cuivre 10 µm (*Cu10*) utilisée dans la première campagne, nous avons extrait un total de 161 traces à partir desquelles nous avons estimé les diamètres selon la méthode proposée précédemment. Ensuite, nous avons regroupé ces éléments en différentes classes de diamètres réparties entre 1 et 30 µm. Cette démarche a conduit à la réalisation de l'histogramme 4.30 qui est en bonne adéquation avec les données issues de la granulométrie. La moyenne des χ_i est de 0,21 µm avec un écart-type de 0,19 µm.

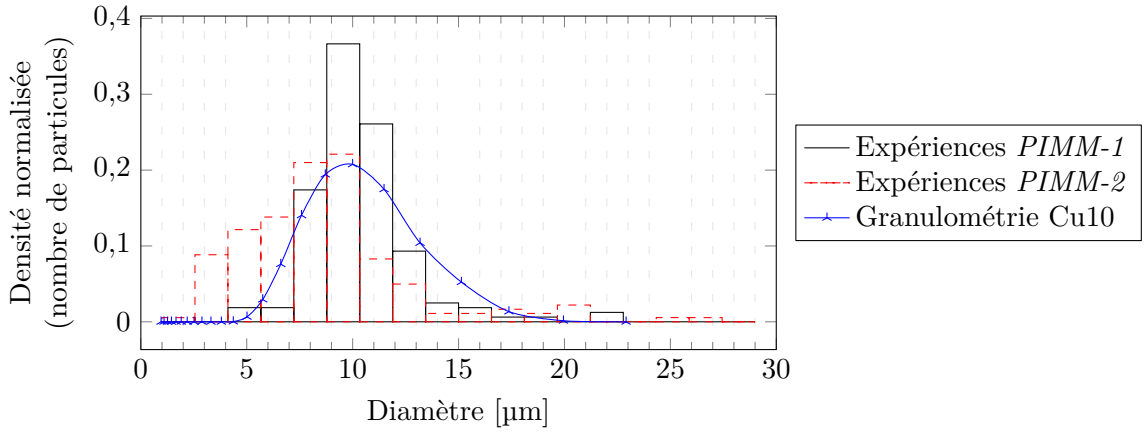


FIGURE 4.30 – Histogramme reconstruit à partir du freinage des particules pour la poudre *Cu10*, comparé à la distribution obtenue par granulométrie.

Nous avons, également, réalisé cet essai avec la poudre *Cu3* centrée sur un diamètre de 3 µm (figure 4.31). Cette fois, l'histogramme, issu de 77 traces, ne reflète plus les résultats granulométriques. L'oxydation des poudres, notamment des plus fines, déjà constatée lors de différentes campagnes expérimentales, est une possible explication. Elle peut changer la forme, la taille et la densité des particules. Cette oxydation semble être significative après plusieurs mois voire d'années de conservation.

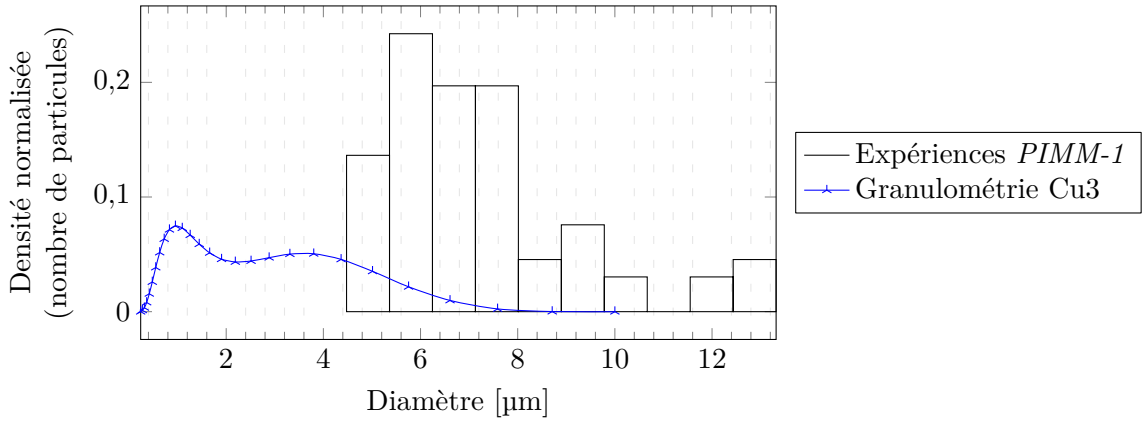


FIGURE 4.31 – Comparaison de l'histogramme construit à partir du freinage des particules et celui obtenu par granulométrie, pour la poudre *Cu3*.

Le même travail a été réalisé sur l'expérience *PIMM-2* (incluant la réalisation des tirs sous différentes atmosphères, dont l'influence sera discutée plus loin dans ce chapitre) sur 181 trajectoires (la moyenne des χ_i est de 0,25 µm avec un écart-type de 0,35 µm). L'histogramme est décalé vers les petits diamètres, et un nombre important de petites particules ont fait leur apparition.

Cette observation peut s'interpréter grâce à la meilleure détectivité de la VH, lors de la seconde campagne, qui conduirait à mesurer de particules de diamètre inférieur à 4 µm. Le modèle précédemment

développé (équation 3.28) montre que le diamètre limite observable est proportionnel à $\sqrt{B_{\text{eo}}}$, lui-même proportionnel au bruit détecteur $B_{\text{dét}}$. Or, le changement d'oscilloscope permet un gain d'un facteur 3,7 sur $B_{\text{dét}}$, chiffre voisin du facteur 4 relatif à la diminution du plus petit diamètre observé entre les deux campagnes (1 µm pour l'expérience *PIMM-2*, figure 4.30). Ce diamètre limite de 4 µm semble confirmé par la poudre *Cu3* (figure 4.31). Cette explication est appuyée par deux arguments supplémentaires :

— L'impossibilité de reconstruire l'histogramme de la poudre *Cu3* lors de la première campagne (figure 4.31).

— Les difficultés que nous avons rencontrées, lors de la première campagne, pour mesurer des traces unitaires de particules dont le diamètre est inférieur à environ 5 µm.

Ainsi pour la campagne *PIMM-2*, nous avons utilisé 3 familles de particules d'or que nous nommons *Au1*, *Au4* et *Au8*. Ces poudres sont donc inoxydables, ce qui évite toute dégradation de ces dernières au cours du temps. Les résultats des tirs de la deuxième campagne sont présentés dans la suite de ce chapitre.

Nuage épais de particules

Dans le cas où la masse accélérée est importante (ce qui est fortement lié à la masse déposée), le nuage apparait comme un large ensemble sur le spectrogramme. Il n'est plus possible de distinguer des traces de particules unitaires.

Effet du gaz

Cette partie s'intéresse à l'effet du gaz (air, azote, xénon, à différentes pressions) sur le vol des particules. Les viscosités que nous avons utilisées sont précisées dans le tableau 4.4.

Gaz	Modèle de viscosité	Paramètres	μ(27 °C)
Air	$\mu_0 \frac{T_0+C}{T+C}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{2}{3}}$ [a]	$C = 120$ K $T_0 = 291{,}15$ K $\mu_0 = 18{,}27$ µPa.s	18,41
Diazote (N_2)	idem	$C = 111$ K $T_0 = 300{,}55$ K $\mu_0 = 17{,}81$ µPa.s	10,9
Xenon (Xe)	$\mu_0 + \left(\frac{\partial\mu}{\partial T}\right)_{T_0}(T - T_0)$ [b]	$\mu_0 = 23{,}05 \pm 0{,}02$ $\left(\frac{\partial\mu}{\partial T}\right)_{25\,°\text{C}} = 79{,}3$ nPa.s/K $T_0 = 25$ °C	23,21

[a] Formule de Sutherland (Smits et Dussauge, 2006).

[b] Issu de Kestin et collab. (1972).

Tableau 4.4 – Viscosités utilisées pour le modèle de freinage.

Afin d'établir une possible dépendance entre le diamètre de particule estimé par le freinage, la pression ou le gaz utilisé, nous avons tracé la pression du gaz en fonction de ce diamètre sur les parties supérieures des graphiques 4.32, 4.33, 4.34 et 4.35.

Toutefois, aucune conclusion particulière sur l'influence de la nature du gaz ou de sa pression ne semble se dégager (figure 4.36) :

— **Les diamètres estimés.** Sur l'exemple de la poudre *Cu10* (figure 4.32), les différentes mesures se recoupent en taille. L'air à 1 bar fournit le plus de points, avec une forte densité entre 7 et 10 µm. Cette densification de valeur est retrouvée avec le diazote, à deux pressions différentes (1,4 et 3,0 bar). Le nombre, certes plus faible, de données avec le xénon (aussi bien à 2,0, 3,8 et 4,0 bar) semble indiquer que ce dernier permet d'accéder à des diamètres légèrement inférieurs (plutôt inférieurs à 8 µm). Sur l'expérience à plus haute pression, quelques points affichent toutefois des diamètres importants (supérieurs à 16 µm).

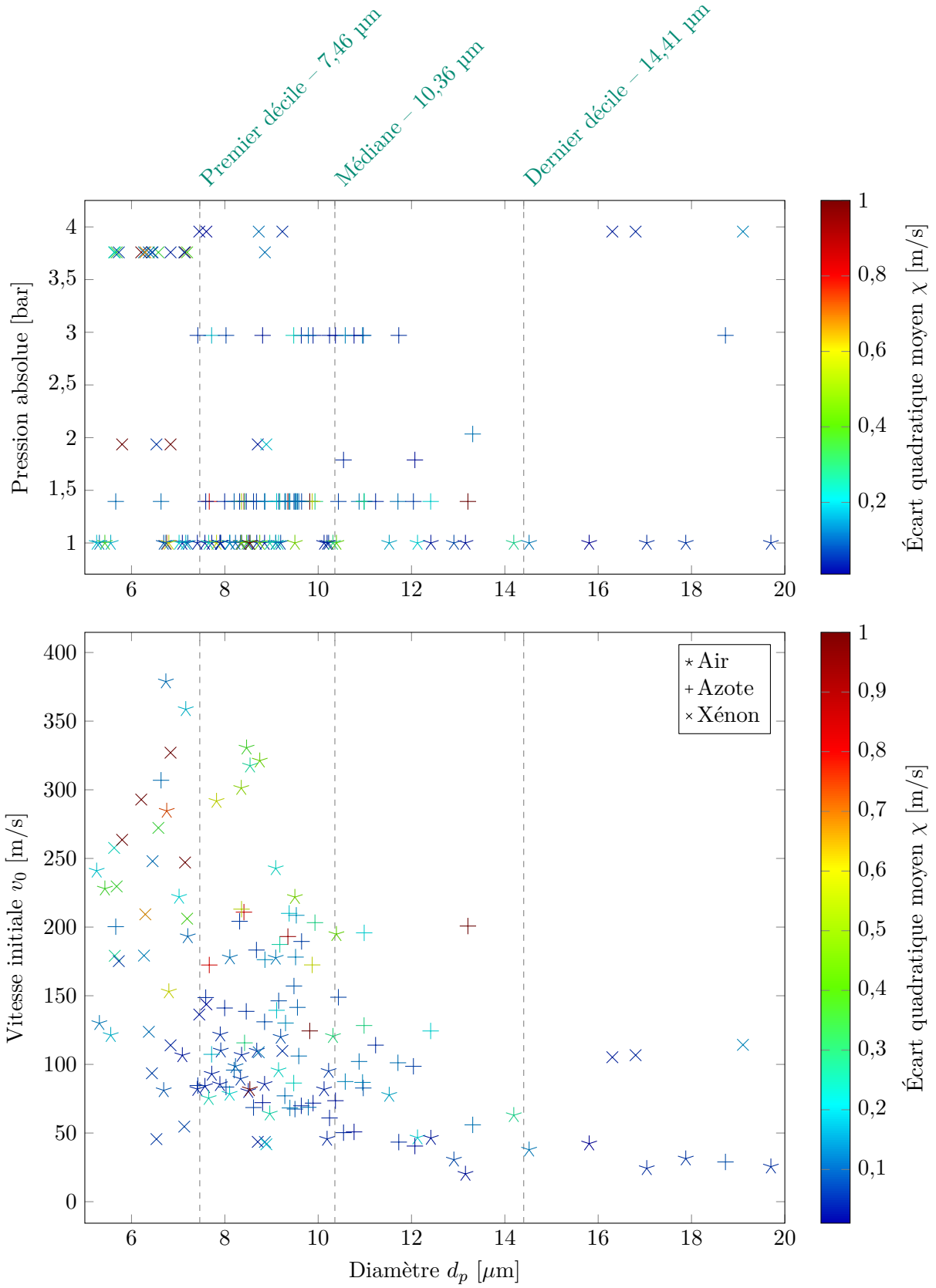


FIGURE 4.32 – Combinaison de l'ensemble des résultats obtenus avec la poudre *Cu10*. En vert, sont indiqués les résultats partiels issus de la granulométrie. Le graphique de la partie supérieure représente la pression en fonction du diamètre estimé (abscisse), du gaz (symbole) et de l'écart quadratique moyen (couleur). Sur la partie inférieure, la vitesse initiale estimée est tracée en fonction du diamètre de la particule et des autres paramètres précédemment cités.

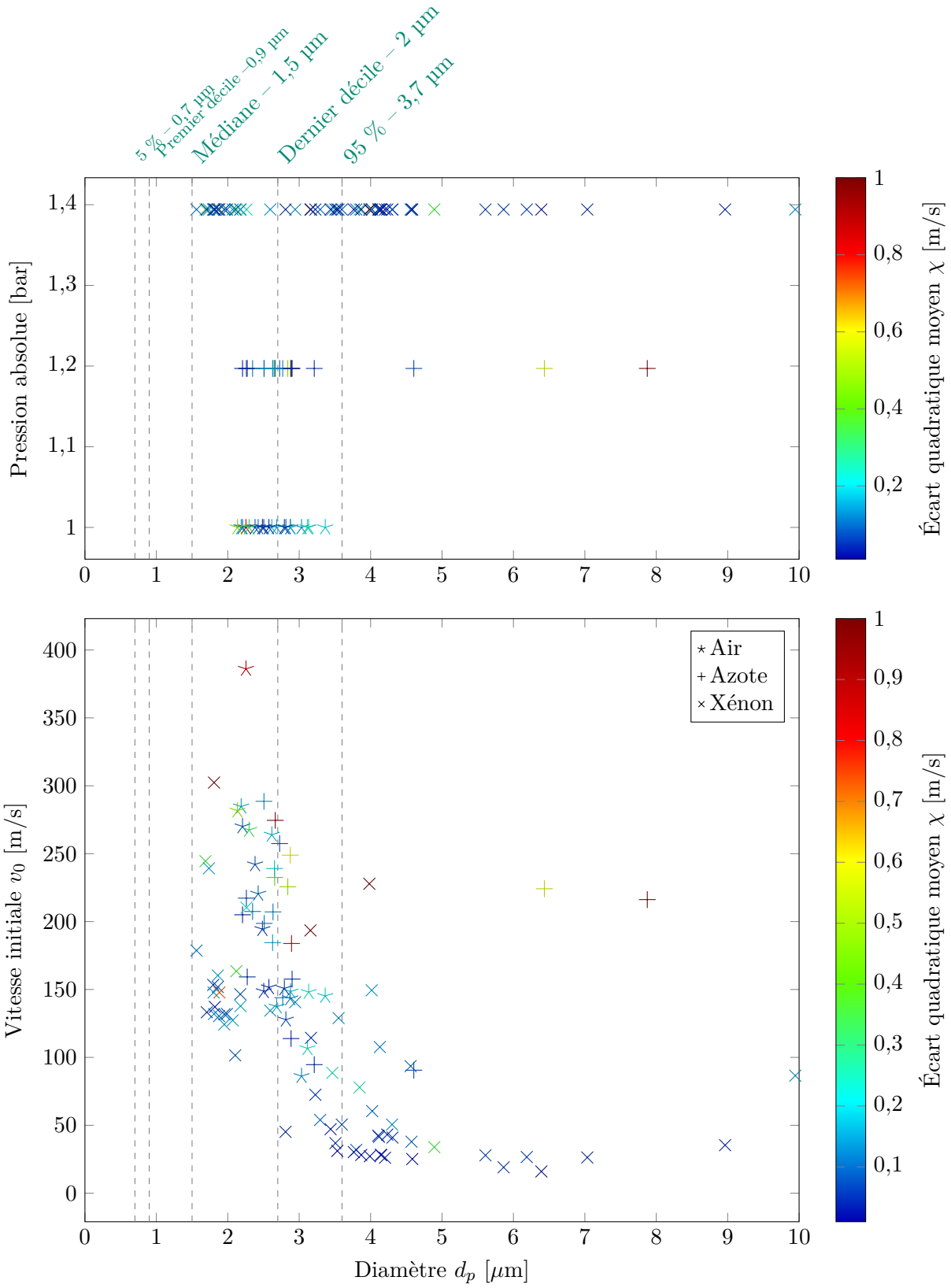


FIGURE 4.33 – Combinaison de l'ensemble des résultats issus de la poudre *Au1*. Les données du fournisseur sont indiquées en haut de la figure.

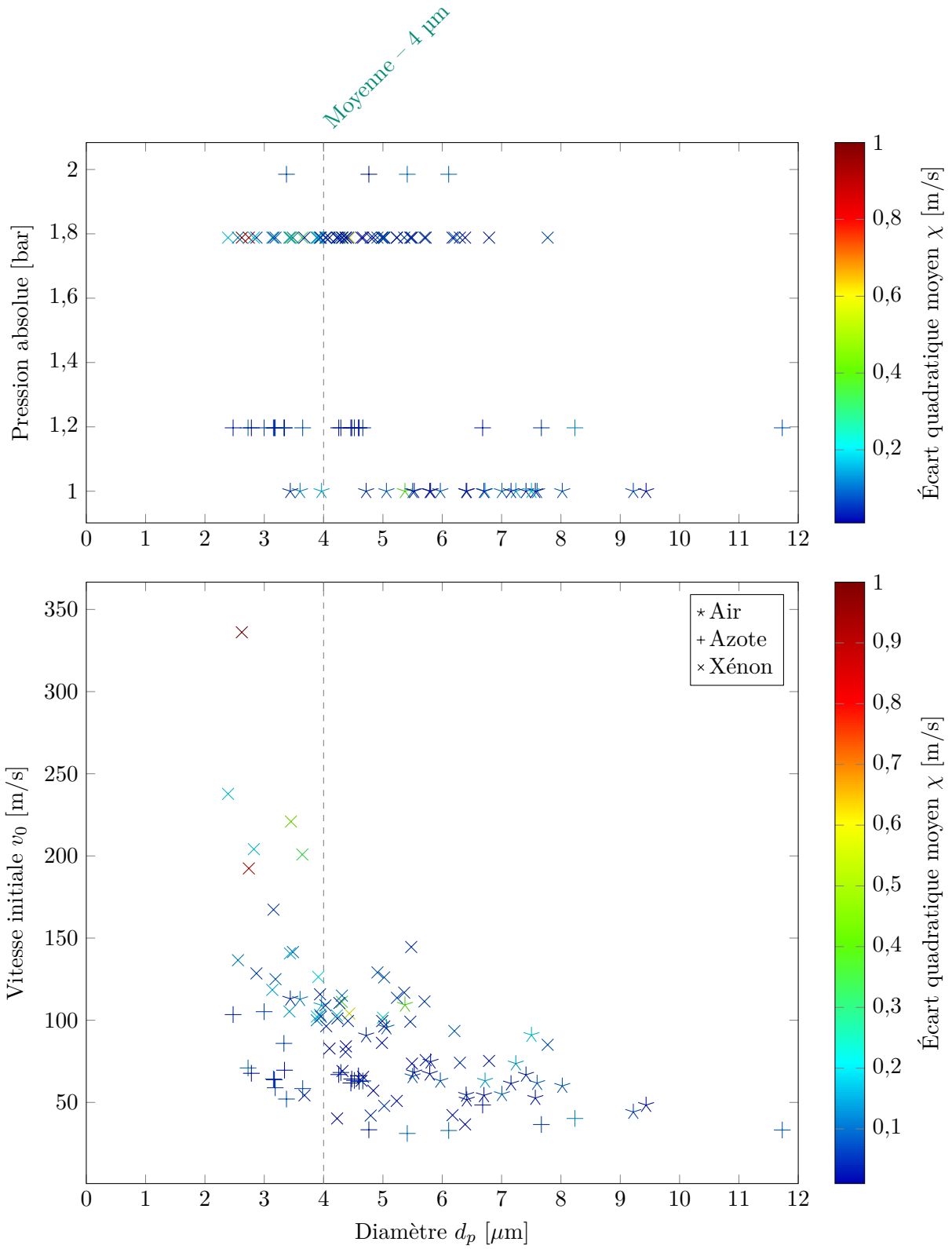


FIGURE 4.34 – Combinaison de l'ensemble des résultats issus de la poudre *Au4*. Les données du fournisseur sont indiquées en haut de la figure.

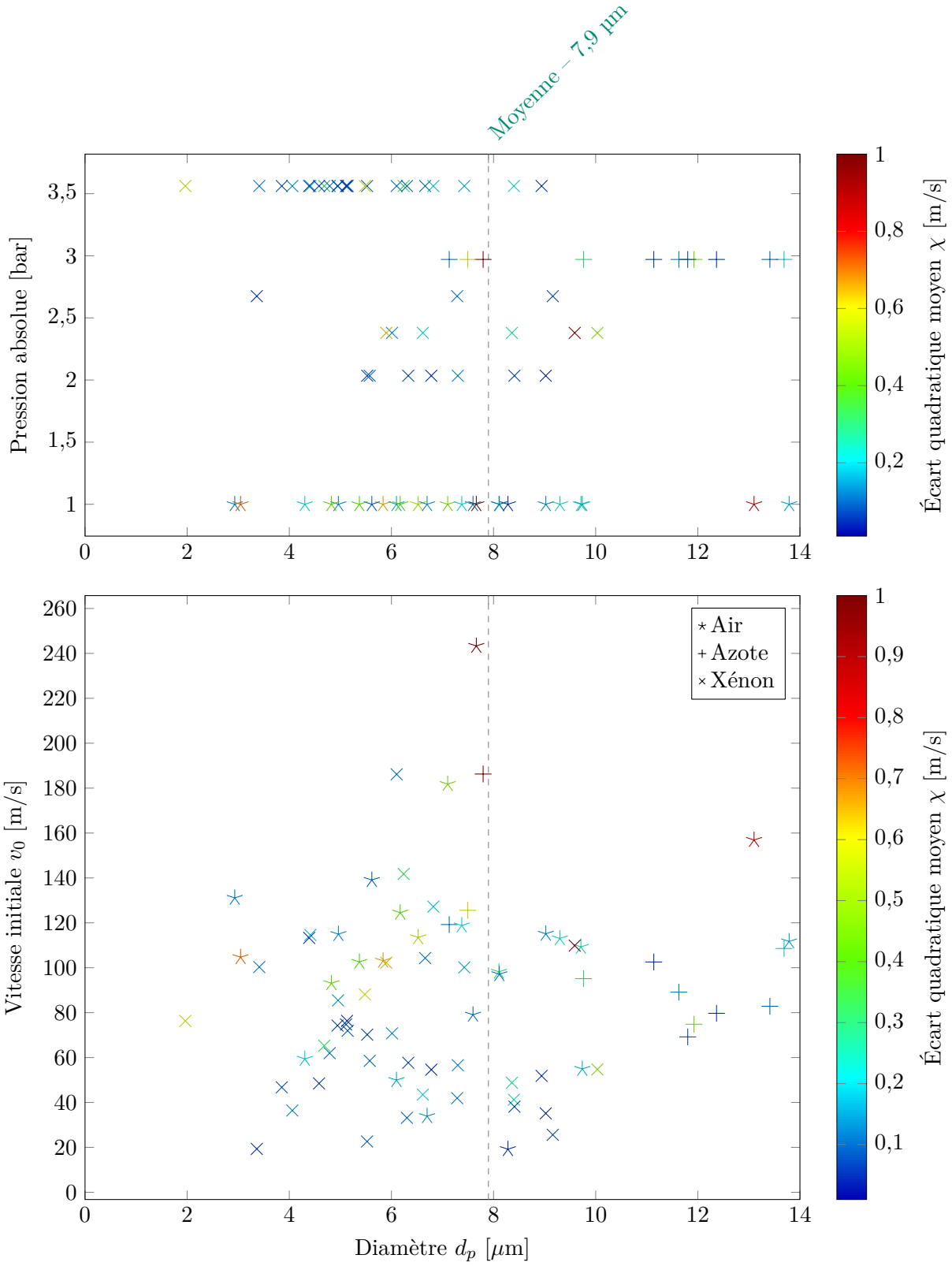


FIGURE 4.35 – Combinaison de l'ensemble des résultats issus de la poudre *Au8*. Les données du fournisseur sont indiquées en haut de la figure.

À l'inverse, pour la poudre *Au1* (figure 4.33), l'utilisation du xénon révèle un nombre plus important de diamètres (entre 1,5 et 4,5 µm, avec quelques points au-delà). Les résultats des autres gaz sont inclus dans ceux du xénon, et présentent la même densification locale, mais sur une zone plus restreinte, aussi bien du côté des diamètres inférieurs (différence de 0,5 µm) que supérieurs (1,5 µm).
En ce qui concerne la poudre *Au4* (figure 4.34), les résultats avec le xénon et l'azote conduisent au même diamètre inférieur. À l'inverse, les données obtenues avec l'air estiment le diamètre inférieur comme étant légèrement plus large (+1 µm). La densification avec l'air semble, également, être quelque peu déplacée vers les diamètres supérieurs (centrée sur 6,5 µm) par rapport à celle du xénon (autour de 4 µm). L'azote suggère une distribution plus étalée, plutôt centrée sur 4 µm. Enfin, la poudre *Au8* (figure 4.35) montre des résultats similaires à ceux de la poudre *Au4*. Les résultats concernant l'air et le xénon à plus haute pression (3,6 bar) sont identiques, et de nouveau, le centre de densification est décalé (respectivement 7 et 5 µm pour l'air et xénon à 3,6 bar). Quelques autres points ont été recueilli avec le xénon à plus basse pression (2,1 et 2,7 bar) qui sont plutôt centrés autour de 7 µm. En revanche, le peu de points acquis avec l'azote sont clairement décalés vers les grands diamètres.
Pour résumer, aucune différence significative entre les résultats obtenus pour les différents gaz et pressions ne permet de conclure sur une éventuelle influence. Il est possible que l'utilisation du xénon à haute pression (autour de 3 bar) conduise à des diamètres légèrement plus faibles (0,5 µm). Dans tous les cas, des études supplémentaires sur un grand nombre de réalisations sont nécessaires pour aboutir à des conclusions fiables. Enfin, précisons que les expériences dans l'air sont toutes réalisées à pression constante (1 bar). Les données ainsi présentées sur ces graphiques, pour l'air, sont des combinaisons de plusieurs expériences, ce qui rend ces dernières plus fiables par rapport aux autres gaz.

— **l'écart quadratique moyen.** Le code couleur associé aux points montre qu'aucune tendance ne se dégage. Les erreurs sont autant distribuées en diamètre, pression et gaz sur les quatre exemples présentés ici.

A contrario, les diagrammes vitesses initiales - diamètre permettent d'aboutir à d'autres dépendances :

— La vitesse initiale des particules semble être dépendante du diamètre (figures 4.32, 4.33, 4.34) à l'exception de la poudre *Au8* (figure 4.35). Plus le diamètre est petit, plus la particule semble apte à accumuler de l'énergie cinétique.

— L'écart quadratique moyen a tendance à augmenter avec la vitesse initiale.

Ainsi, nous estimons possible de pouvoir combiner les dépouillements des diamètres, issus des expériences associées à différentes atmosphères, pour établir des résultats sur un nombre important de traces. Cette accumulation de données nous permet de construire des histogrammes en fonction du diamètre (figure 4.37) pour les particules d'or.

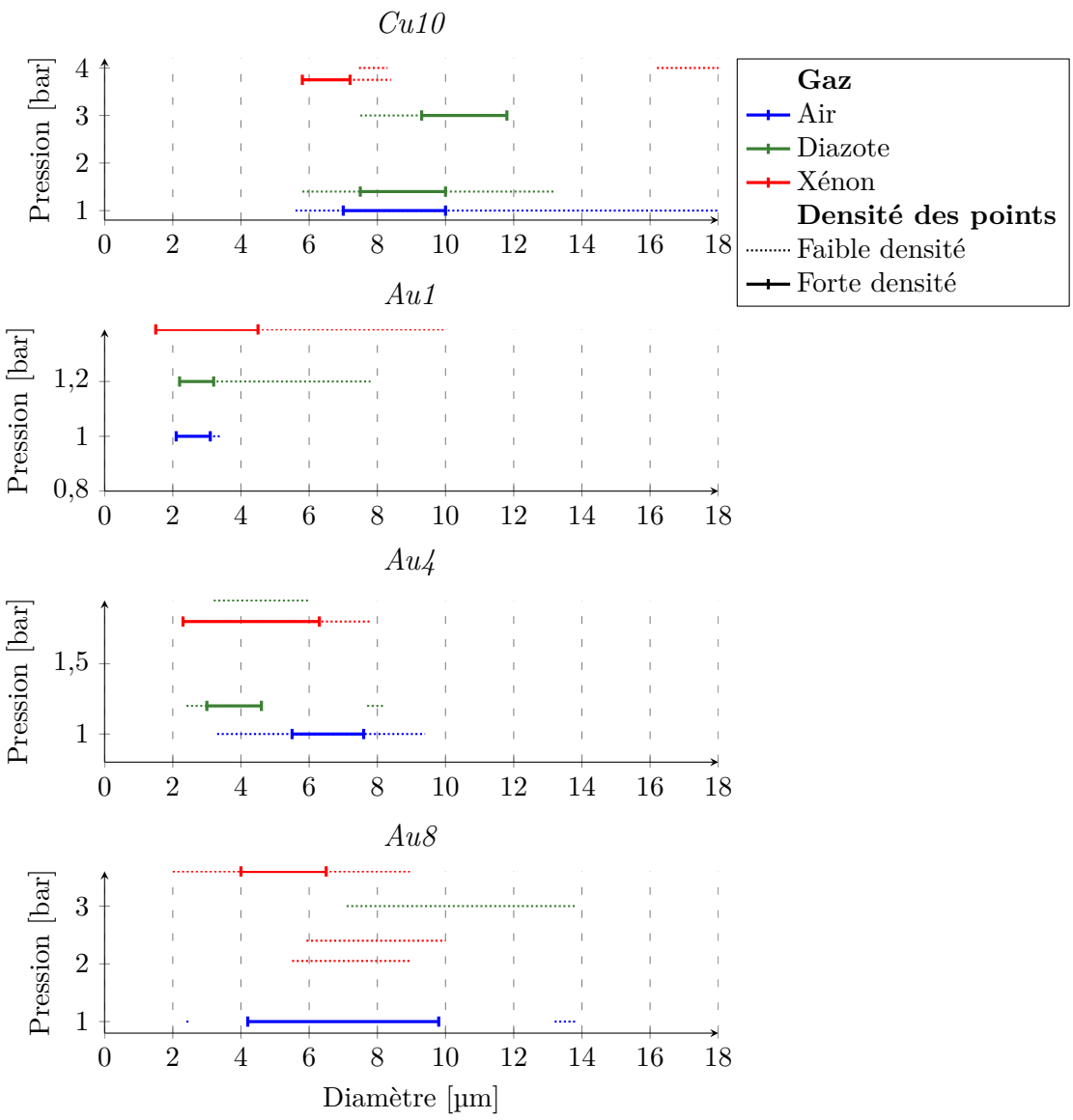


FIGURE 4.36 – Synthèse des diamètres obtenus pour chaque poudre, en fonction de la pression et de la nature du gaz.

Regroupement de l'ensemble des résultats

L'ensemble des résultats est regroupé et combiné pour obtenir les histogrammes présentés en figure 4.37. Les informations données par le fournisseur sur la distribution en taille sont superposées aux graphiques, notamment la moyenne des diamètres qui peut être comparée à celle issue du modèle de freinage.

Notons, tout d'abord, le bon accord entre la distribution obtenue par le freinage et les données fournies par le fabricant des particules : les histogrammes sont bien cohérents.Nous pouvons affirmer que :

— Les diamètres indiqués sur les références produits correspondent approximativement aux quintiles de l'histogramme (c'est-à-dire, 20 % et 80 %).
— La moyenne estimée est distante d'un micromètre au plus de la donnée issue du contrôle fournisseur.

Poudres	Moyenne [µm]	Écart relatif à la moyenne fournisseur	1er quintile [µm]	4e quintile [µm]
Au1 (0,8 – 1,5 µm)	3,4	120 %	1,9	3,9
Au4 (3,0 – 5,5 µm)	4,9	23 %	3,4	6,1
Au8 (5,5 – 9,0 µm)	7,2	8 %	4,6	9,1

Tableau 4.5 – Comparaison entre les données issues des histogrammes obtenus avec l'or et les valeurs connues. Les valeurs des premiers et derniers quintiles sont interpolées.

Enfin, intéressons-nous aux résultats issus de la poudre *Au1*. Notons que le lot que nous avons utilisé, commercialisé sous une référence indiquant que les diamètres des particules étaient compris entre 0,8 et 1,5 µm, possède en réalité une distribution mesurée par le fournisseur entre environ 1 et 2,5 µm (quintile-quintile). Cela dit, cette distribution mesurée, ainsi que sa moyenne, sont explicitement surestimées par la démarche fondée sur le freinage. 3 explications sont possibles :

— Une erreur de modèle : pour les plus petites particules, la loi de freinage de Cloutman (1988) ne serait plus valable. Cette hypothèse semble peu probable : les nombres impliqués sont dans ce cas proches de 1, l'écoulement est laminaire et le modèle de Stockes (compatible avec les équations utilisées) est précis.
— Une erreur de représentativité des particules. Notre démarche suppose que les particules dites « unitaires » que nous déduisons du spectrogramme soient un échantillon ayant les mêmes propriétés que l'ensemble. Cependant, les traces que nous extrayons appartiennent quasi systématiquement aux éléments les plus rapides du nuage (la figure 4.25 présente un exemple). Or, les particules les plus petites sont celles qui freinent le plus rapidement (voir équation C.4) ; elles ne se distinguent pas du reste du nuage. De plus, la vitesse d'envol est peut-être fonction du diamètre de la particule, et les diagrammes *vitesse initiale-diamètre*, présentés jusqu'ici, semblent montrer que les particules les plus petites ont la plus grande accélération à l'envol.
— Une dernière possibilité concerne la limite de détectivité du système pour des particules voisines de 1 µm, l'absence de diamètre inférieur peut induire un biais sur le spectrogramme. Nous rappelons que la limite proposée pour la première campagne est de 4 µm (à cause du système moins sensible).

Ces précédentes hypothèses peuvent également expliquer le léger biais de la moyenne estimée de la poudre *Au4* vers les plus gros diamètres.

Ainsi, nous pouvons affirmer que le freinage des particules permet d'accéder à des informations sur le diamètre des particules supposées sphériques, dès lors qu'il reste supérieur à 1 ou quelques micromètres. Ce résultat semble indépendant du gaz et de la pression utilisés, dans une gamme de vitesse basse (quelques centaines de mètres par seconde).

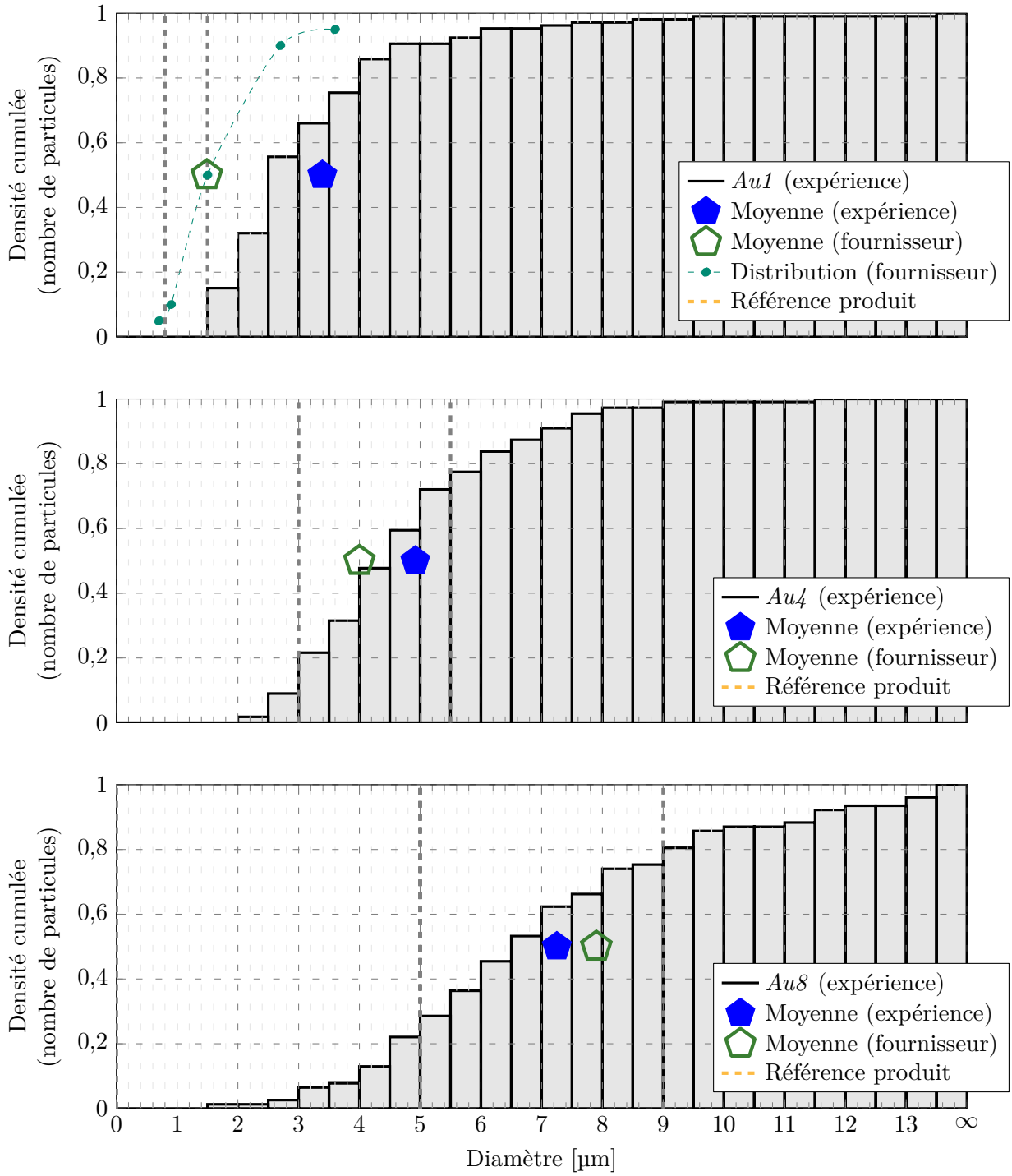


FIGURE 4.37 – Comparaisons d'histogrammes issus des tirs utilisant des particules d'or. Les résultats concernant les différents pressions et gaz (air, azote et xénon) sont combinés. La même échelle en diamètre de particule est utilisée afin de rendre les graphiques comparables. Les informations données par le fournisseur ont également été superposées. Les diamètres indiqués par « référence produit » correspondent à la gamme de diamètres sous laquelle la poudre est commercialisée, cette information est indicative.

Résumé du chapitre 4

Dans ce chapitre, nous avons présenté des expériences utilisant les chocs laser pour produire des nuages de poudres « synthétiques ». Ces nuages sont composés de particules métalliques, calibrées, de tailles micrométrique à millimétrique, et souvent sphériques.

La vélocimétrie hétérodyne a été utilisée lors de ces expériences pour mesurer les multiples vitesses associées à ces nuages (ou d'une unique particule millimétrique). La réalisation de ces expériences apporte une meilleure compréhension du diagnostic, notamment :

— la possibilité d'observer des particules unitaires, jusqu'à un seuil d'environ 1 µm,

— l'élargissement par la rotation des traces associées de ces particules, si elles sont non sphériques,

— les réflexions multiples entre un nuage et une cible.

Ces expériences ont été l'opportunité d'acquérir de l'information sur les particules observées. La vitesse globale ainsi que la vitesse de rotation (pour des pièces millimétriques et quasi millimétriques) peuvent être corrélées avec des vitesses mesurées par VH.

De plus, des traces singulières de décélération sont visibles sur les spectrogrammes associés aux tirs dont la masse du dépôt est faible. Après identification et extraction, ces données permettent l'ajustement d'un modèle de freinage. En appliquant cette démarche à de nombreuses traces, il est possible d'estimer une distribution de taille de particules, qui est généralement compatible avec celles issues d'autres mesures. Ce procédé a été vérifié pour de l'air, mais également du diazote et du xénon pour des pressions variant entre 1 et 3 bars.

Toutefois, les grandes capacités de l'outil ont été démontrées dans un cadre optimal : les faibles vitesses (quelques centaines de mètres par seconde), les grandes durées caractéristiques (plusieurs centaines de microsecondes, voir plus), les faibles bandes passantes augmentant la sensibilité de la baie sont autant d'éléments qui ont permis d'obtenir ces résultats. La transposition de ces expériences aux dynamiques souhaitées (environ 1 à 2 km/s) n'est ni immédiate ni acquise ; elle fera l'objet du chapitre 5. Toutefois, les progrès technologiques ainsi que la meilleure compréhension acquise au cours de ces travaux permettront d'améliorer le diagnostic.

Chapitre 5

Expériences en dynamique nominale

Le chapitre précédent nous a permis d'aborder les possibilités offertes par la Vélocimétrie Hétérodyne dans le régime des basses vitesses (quelques centaines de mètres par seconde), à l'aide d'expériences démonstratives. Ces dernières consistaient à accélérer des particules calibrées grâce à un choc laser.

Ce dernier chapitre illustre des cas concrets de fragmentation, de micro-éjection ou de vol de particules avec des pressions de quelques dizaines de gigapascals, réalisés à l'aide de chocs laser (installation LULI [(a)]) et pyrotechniques. La mise en oeuvre et l'analyse de ces réalisations expérimentales s'appuient sur les développements et les travaux présentés dans les chapitres 2 et 3 principalement. Deux séries expérimentales sont présentées :

1. Une campagne concernant **l'endommagement du carbone graphite**. Lors de sa fragmentation, ce dernier produit de nombreuses particules dont nous souhaitons connaitre les caractéristiques. Elle illustre l'utilisation de l'enceinte de confinement sous vide. Des spectrogrammes VH complexes sont analysés à l'aide d'un croisement avec les dispositifs d'imagerie. **Les tailles des particules produites par ces matériaux n'étaient pas connues avant ces expérimentations**.

2. Une campagne centrée sur **l'accélération de particules calibrées** à l'aide d'un générateur de choc **pyrotechnique**. Quelques essais de micro-éjection sur l'étain sont également présentés. Une de ces expériences met en œuvre des mesures multi-diagnotics (VH, pesées cibles minces, et sondes piézo-électriques).

Le tableau 5.1 met en relief les régimes et tailles rencontrés durant les différentes expériences. Il montre leur complémentarité. Les faibles vitesses, obtenues lors de l'expérience « carbone » malgré les niveaux de pressions importants (jusqu'à 100 GPa), résultent de la forte absorption des chocs par le carbone graphite.

Éxpérience	Gamme de vitesses	Taille de particules	Niveau de pression en face avant
Laser PIMM (1 & 2)	100 – 400 m/s	1 – 10 µm, 100 – 200 µm	1 – 4 GPa
LULI Carbone	100 – 400 m/s	10 – 1 000 µm	10 – 100 GPa
Lanceur de particules, GOP	1 500 – 3 000 m/s	0,1 – 10 µm	≈ 30 GPa

Tableau 5.1 – Comparaison des grandeurs mises en jeu par les différentes expériences.

(a). Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses

5.1 Expériences d'endommagement du carbone graphite sous choc

Dans le cadre de ces travaux, des expériences d'endommagement ont été réalisées sur du carbone graphite en utilisant le principe du choc laser. Absorbant fortement les chocs, ce matériau se fragmente sous la forme de multiples écailles ou particules dès lors que la contrainte de rupture est atteinte. La simulation (ainsi que la comparaison expérimentale) du comportement dynamique du graphite est l'objet du doctorat de Gabriel Seisson. L'une des expériences de qualification de cet endommagement a été l'opportunité de transposer le principe des expériences dites « PIMM » (chapitre 4) sur la campagne « carbone ». Cette dernière a été conduite au LULI (installation *NANO2000*), laboratoire regroupant différents lasers de forte puissance. Une information pertinente pour comparer l'expérience et la simulation est de pouvoir caractériser le diamètre des particules produites sous chocs.

La figure 5.1 présente le schéma expérimental. L'utilisation de lasers de fortes intensités (de l'ordre du TW/cm^2, $E_\mathrm{L} = 600$ J à 532 nm) impose de transporter le faisceau de puissance dans le vide pour éviter une déperdition quasi totale de l'énergie dans un « claquage » de l'air (formation d'un plasma). Le dispositif expérimental comprend (figure 5.1) :

— une vélocimétrie de la face arrière par VISAR (page 43),
— trois sondes vélocimétriques VH,
— une imagerie par ombroscopie,
— une imagerie laser ultrarapide (Frugier et collab., 2010).

Ces différents diagnostics permettent une analyse complète, qualitative et quantitative, du processus d'endommagement du carbone graphite.

Quelques tirs ont été réalisés avec une configuration modifiée, incluant la cellule de confinement, présentée sur la figure 4.4, conçue pour être également implantée dans l'enceinte expérimentale *CASIMIR*. Elle permet de séparer deux atmosphères : à l'extérieur, le vide dans lequel se propage le laser de puissance jusqu'à la face avant de la cible en carbone ; tandis qu'à l'intérieur le gaz (ici de l'azote) freine les particules expulsées sous choc. Toutefois, son utilisation n'est pas compatible avec la mesure VISAR et l'imagerie laser.

Cette section n'a pas pour but de décrire l'intégralité de l'expérience ni d'aborder la problématique de l'endommagement du carbone graphite, mais de détailler les apports de l'enceinte de confinement (induisant le freinage des particules), et de comparer les deux diagnostics : l'imagerie par ombroscopie et la vélocimétrie hétérodyne.

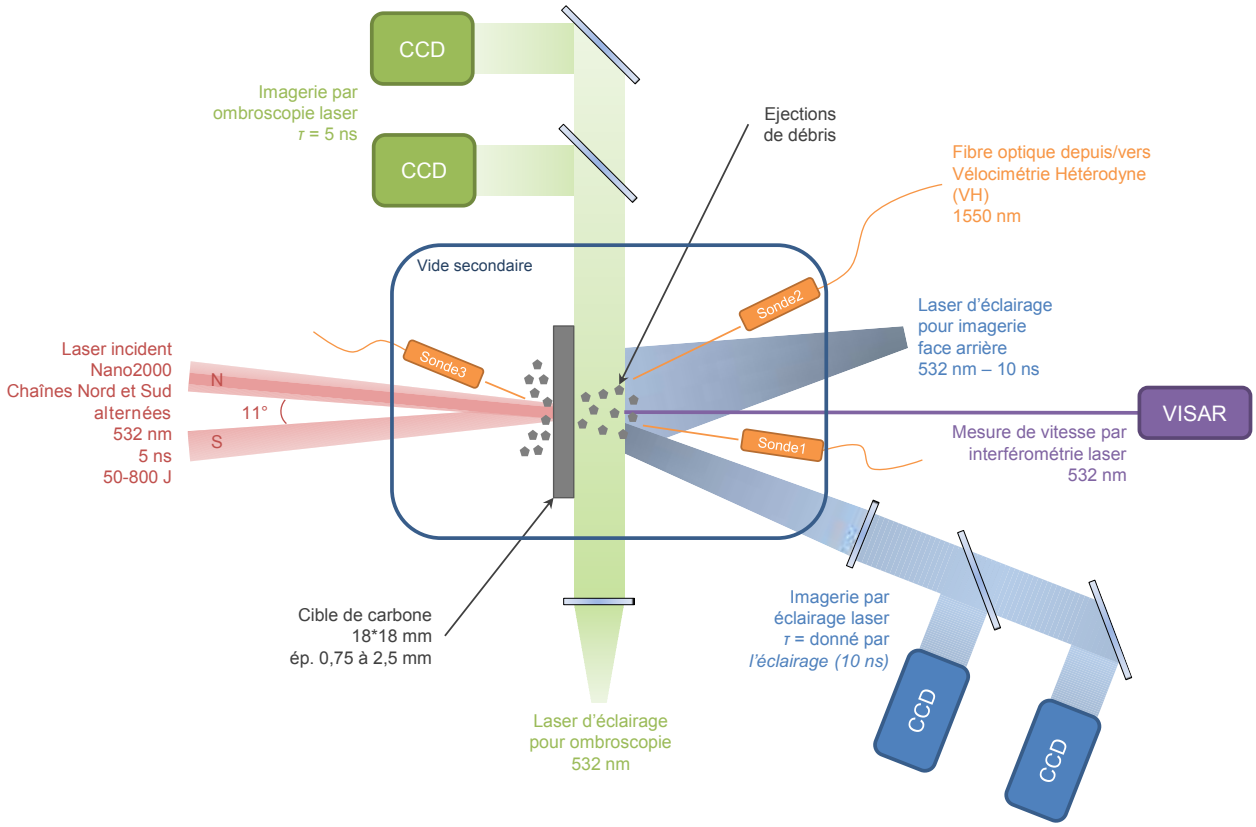
5.1.1 Mesure de la face avant à travers le plasma

La première amélioration apportée à la VH lors de l'utilisation des chocs laser est la mesure de la vitesse de la face avant au travers du plasma engendré par le laser de puissance. Le laser de puissance (1064 et 532 nmm) et le plasma (spectre large) sont deux sources lumineuses très intenses qui rendent la mesure impossible : leur niveau est suffisamment intense pour détruire le détecteur associé à la sonde VH visant la face avant de la cible si aucune précaution particulière n'est prise.

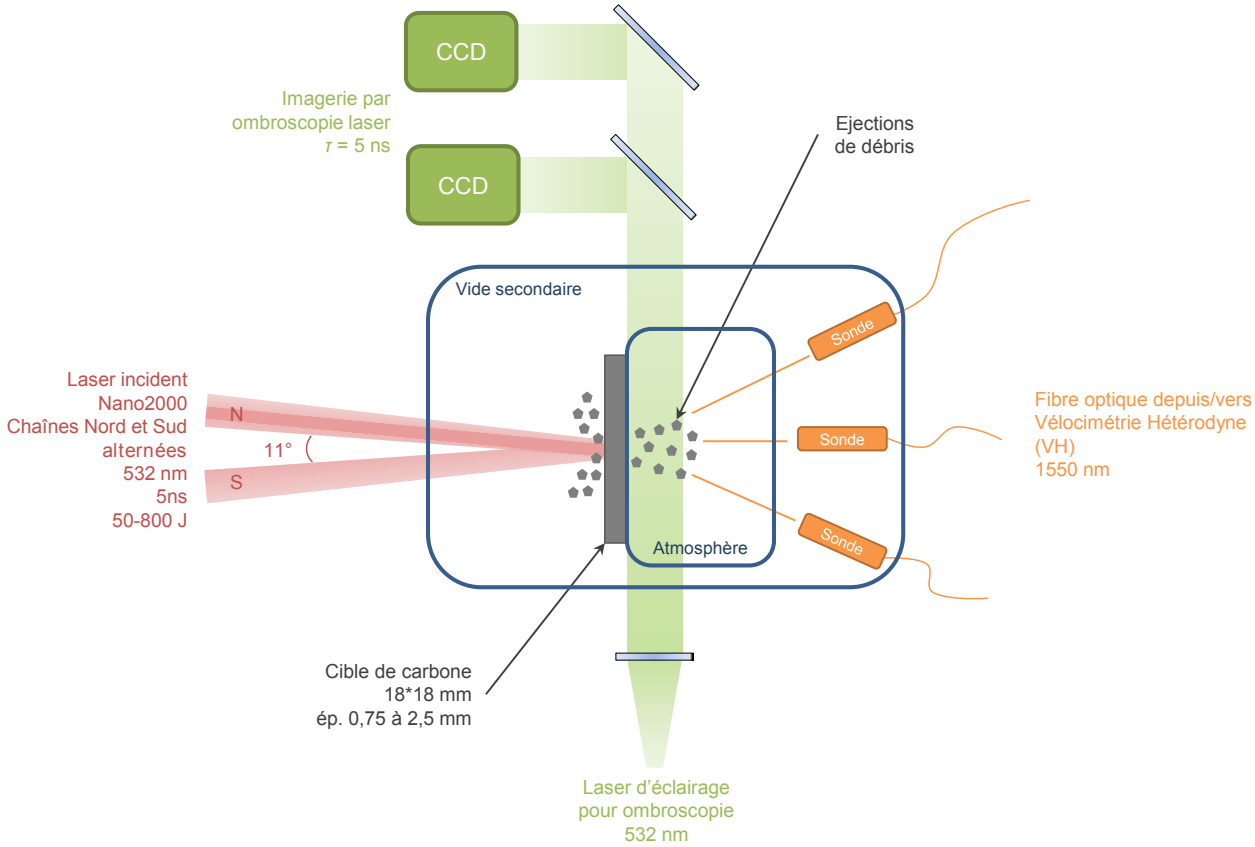
Pour réaliser cette mesure, nous avons placé, devant la sonde VH3, un filtre interférentiel passe-bande étroit, centré sur la longueur d'onde VH (1,55 µm), absorbant fortement les autres sources de lumière. Une plaque PMMA protège le filtre (ainsi que la sonde) de la matière constituant le plasma en expansion.

Vérification de la mesure de vitesse à l'aide des différentes sondes sur une cible aluminium (tir n° 1) Ce tir de faible énergie ($E_\mathrm{L} = 49$ J, $\tau_\mathrm{L} = 5{,}0$ ns, tache focale $d_\mathrm{tf} = 2$ mm), sous vide, peut nous aider à vérifier que les spectrogrammes VH face avant correspondent bien à des vitesses « physiques ». Nous avons reporté les mesures (figure 5.3) des sondes VH face arrière (VH1 et 2) et avant (VH3) sur le même graphique. La cible est en aluminium.

La vitesse du son dans l'aluminium permet de calculer une majoration du temps de propagation du choc dans la cible : 47 ns ; cette durée est faible par rapport à l'échelle temporelle utilisée ici. Étrangement, pour la sonde VH1, nous avons relevé deux traces de vitesse qui finissent par se superposer au-delà de 10 µs, cela est peut être dû à un écaillage partiel.



(a) Configuration standard.



(b) Configuration utilisant la deuxième enceinte de confinement.

FIGURE 5.1 – Schémas des expériences d'endommagement du carbone graphite sous choc laser réalisées au LULI (par SEISSON 2014).

La courbe de vitesse brute VH3 est opposée aux autres : ce constat s'explique par l'observation de la cible selon des directions contraires, les vitesses sont vues avec un signe opposé. C'est le résultat de la mise en vitesse, par compression, de la surface libre arrière qui s'éloigne de la sonde VH3, alors que pour les sondes arrières la surface libre se rapproche lorsque le choc débouche (figure 5.2).

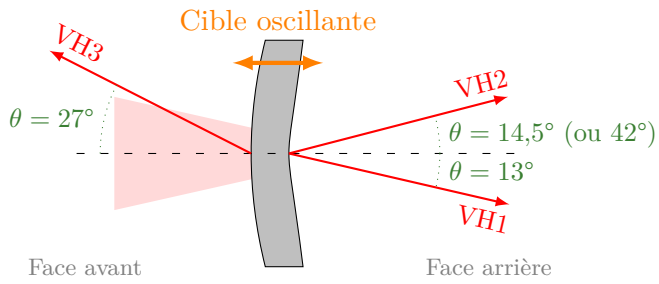


FIGURE 5.2 – Oscillations de la cible vue par les sondes VH.

Les 3 sondes observent ainsi la même loi en vitesse (au transit sonore près dans la cible) : la cible oscille en conservant son intégrité et les deux faces sont animées d'un même mouvement (avec un décalage temporel inférieur à 50 ns, invisible à l'échelle utilisée). La cible est maintenue par ses bords, sa vitesse converge donc vers 0. Ainsi la sonde VH située côté *laser de puissance* fournit bien une mesure réelle de la vitesse.

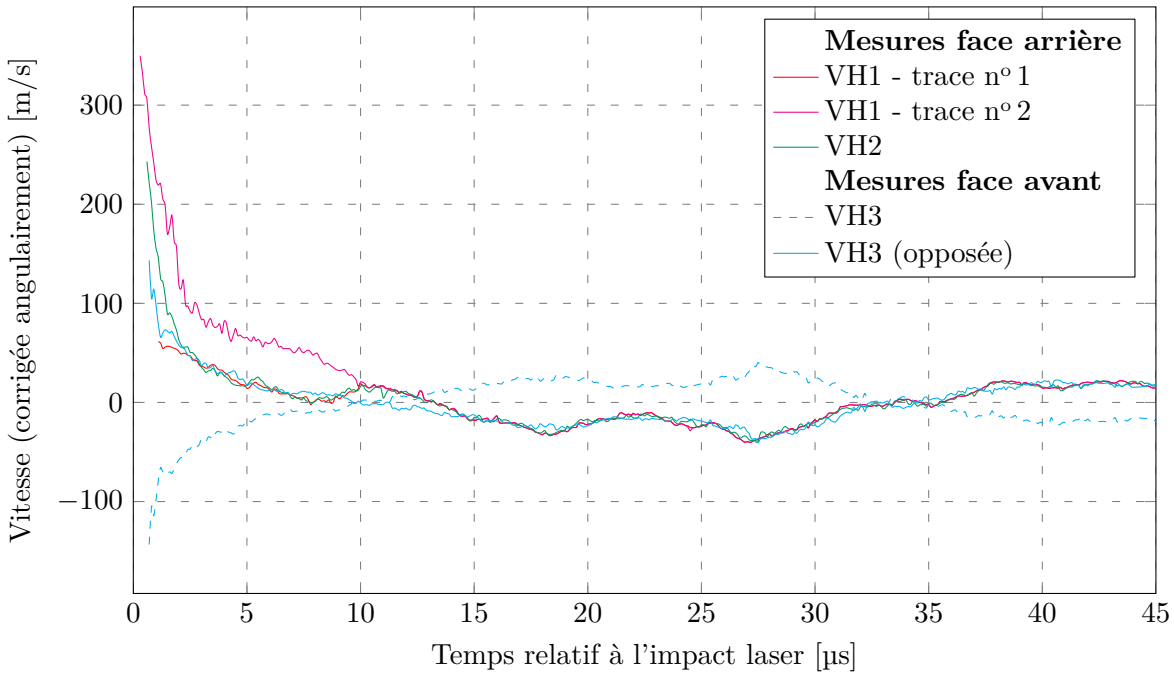


FIGURE 5.3 – Comparaison des différentes vitesses obtenues par les 3 sondes VH lors du tir n° 1 sur une plaque d'aluminium d'épaisseur 250 µm. L'énergie est suffisamment faible (49 J) pour ne pas provoquer d'écaillage dans la plaque.

Application à la mesure de la face avant du carbone À présent que nous nous sommes assurés de la validité de la mesure face avant, intéressons-nous aux résultats concernant le carbone. Les spectrogrammes issus de la sonde VH3 ne montrent aucune particule (ce qui ne signifie pas qu'aucun fragment n'était présent dans le plasma en expansion). Les signaux affichés sur la figure 5.4 correspondent bien au comportement de la face avant de la cible en carbone.

Nous avons identifié le « pic 0 », qui pourrait être une signature de l'impulsion laser (mais aucune saturation n'est détectable sur le signal brut issu du détecteur).

Ensuite, vient une série de « pics » de vitesse, qui fait penser à des aller et retour de chocs entre les faces avant et arrière. Cependant, le comportement de la face avant de la cible (plus précisément la chronologie des pics) dépend du saut de pression induit, proportionnel à l'éclairement engendré par le laser, et non de l'épaisseur de la cible, ce qui invalide cette hypothèse. L'évolution de vitesse mesurée en face avant, en fonction de l'énergie et de l'épaisseur de la cible, reste donc inexpliquée.

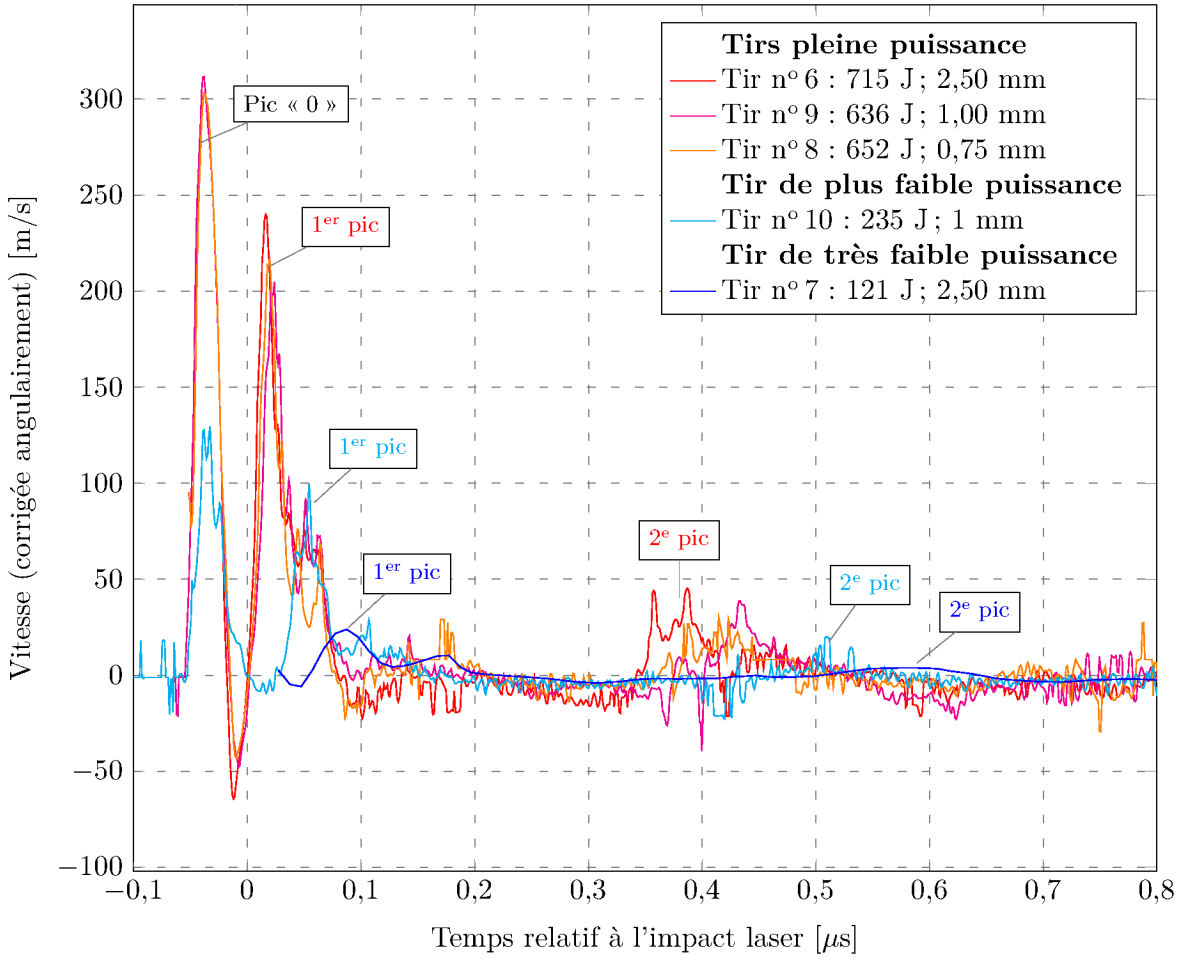


FIGURE 5.4 – Mesure de la vitesse de la face avant de la cible durant les tirs 6 à 10. La largeur de fenêtre utilisée pour le dépouillement est de 10 ns, à l'exception du tir n° 7 où elle est égale à 100 ns. Dans ce cas, le profil de la courbe est plus « lisse ».

5.1.2 Fragmentation du carbone et freinage des particules

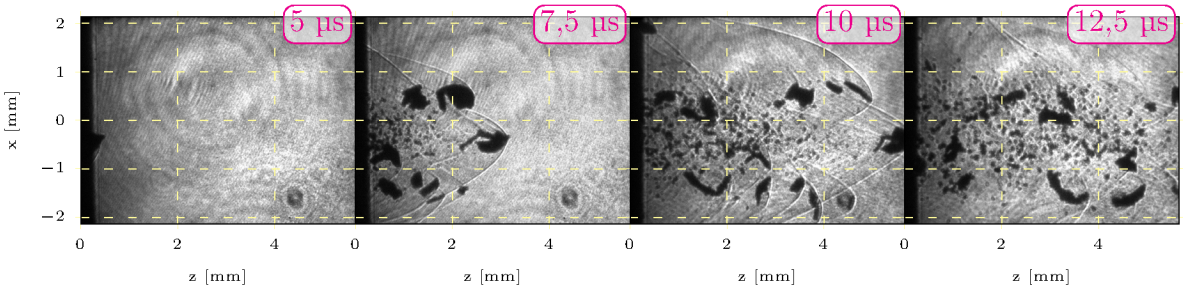
Dans cette partie, nous allons présenter les résultats obtenus en utilisant l'enceinte de confinement et en suivant la même démarche que précédemment, c'est-à-dire en présentant un tir sur de l'aluminium et un autre sur du carbone.

L'enceinte de confinement a été introduite en lieu et place du porte-cible habituel interdisant l'utilisation de la mesure VISAR et de l'imagerie rapide. Avant chaque tir, l'enceinte est ventilée avec de l'argon comprimé. Le carbone graphite n'est pas parfaitement étanche, ce qui provoque une légère fuite compensée par les pompes primaires (le vide secondaire n'est pas requis ici car la tache focale laser est large ; l'éclairement induit n'exige pas un vide plus poussé). La pression est mesurée grâce à un manomètre qu'une petite caméra permet d'observer à distance avant le tir.

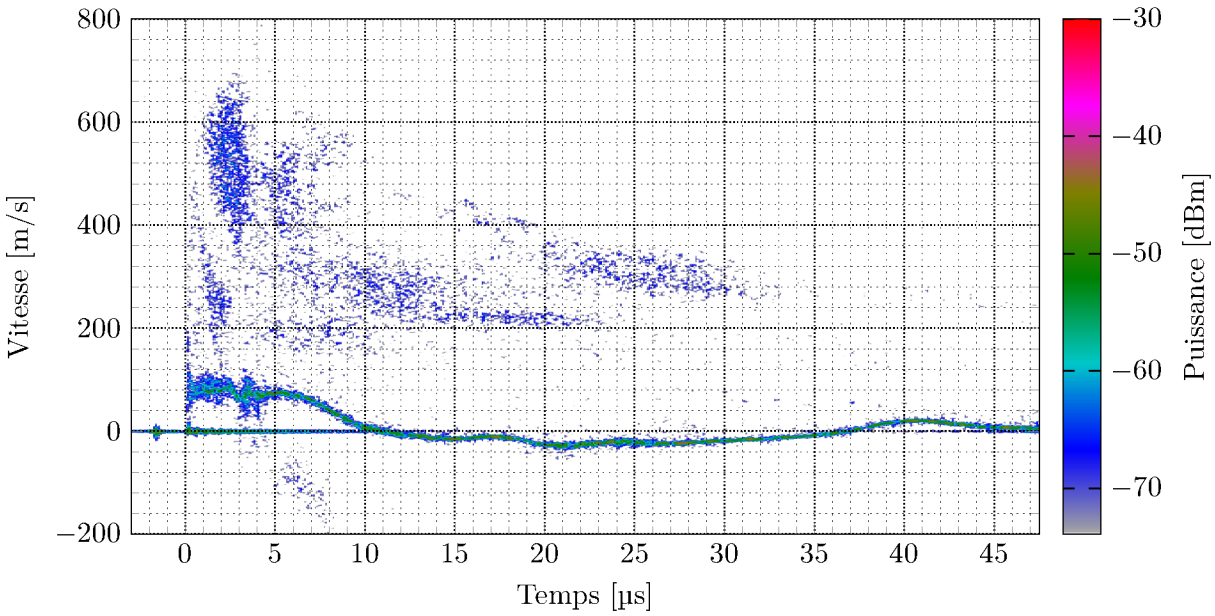
Les deux tirs présentés ici ont utilisé la chaîne nord, avec une durée d'impulsion de $\tau_L = 5$ ns et une tâche focale de $d_{tf} = 2$ mm. Le gaz employé est de l'argon.

— Tir n° 29 (figure 5.5) : l'aluminium d'épaisseur 250 µm, soumis à une énergie de $E_L = 249$ J (@ 532 nm), a été perforé, sous choc. L'imagerie transverse montre une large répartition en tailles de particules (de quelques centaines jusqu'à quelques dizaines de micromètres). **Les**

ondes de trainées, provoquées par le déplacement des particules dans le gaz, sont clairement visibles. Les vitesses VH atteignent 600 m/s ; aucune trace nette n'est cependant visible, certainement dû au fait que le nuage de particules est constitué d'une large distribution en taille, se comportant plus comme des objets discrets masquant les objets les plus petits (les particules de plus de 100 µm sont en tête du nuage). Notez que sur ce tir, les sondes VH ont été décalées de la position centrale du faisceau laser de puissance d'une distance égale à environ 50 % de la largeur du faisceau (1 mm, à $\frac{1}{e^2}$).



(a) Images issues de l'ombroscopie.



(b) Spectrogramme issu de la sonde VH2 (inclinée à 0°).

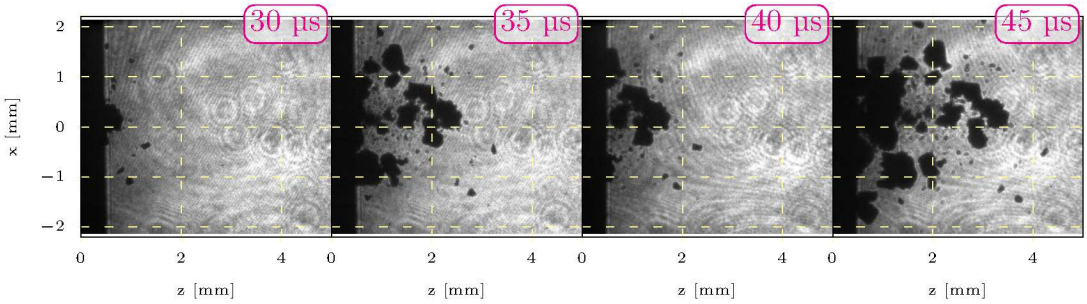
FIGURE 5.5 – Résultats concernant le tir n° 29, réalisé sur une feuille d'aluminium de 250 µm, avec une énergie de 249 J, sous une pression absolue de 1,63 bar d'argon.

— Le tir n° 33 (figure 5.6) concerne un échantillon de carbone graphite d'épaisseur 1,00 mm. Cette fois, les vitesses sont trop faibles[(a)] pour faire apparaitre les ondes de trainée dans le gaz. Les particules sont de tailles importantes (jusqu'à 750 µm). Elles sont tellement larges que le freinage n'est pas suffisamment fort pour être observé par la VH qui ne voit qu'un objet à vitesse constante.

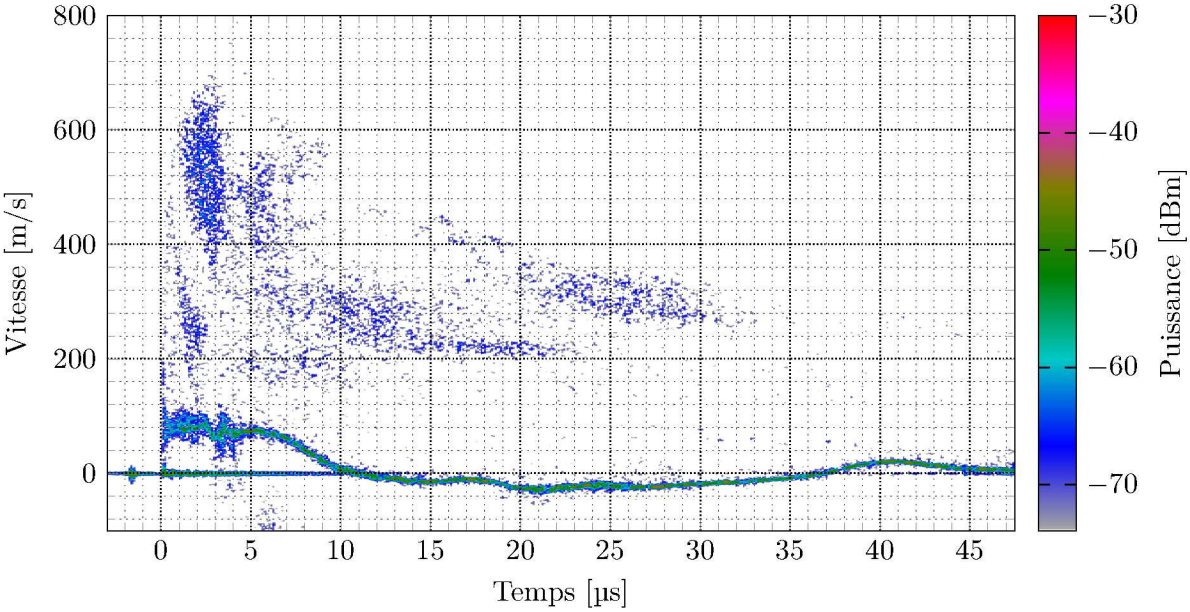
5.1.3 Corrélation de l'imagerie transverse avec les mesures VH

Le travail de G. SEISSON a montré que le comportement du carbone, durant ces expériences, pouvait se classer en 4 régimes de fragmentation, selon l'épaisseur de l'échantillon et le niveau du choc. Ces

(a). Pour l'expérience n° 33, la vitesse du son dans le gaz est égale à $c = 319$ m/s, avec $T = 20$ °C et $M_{\mathrm{Ar}} = 39{,}95$ g/mol (section A.6). Cette célérité est supérieure aux vitesses observées (entre 100 et 200 m/s), les ondes de trainée ne peuvent se former.



(a) Images issues de l'ombroscopie.



(b) Spectrogramme issu de la sonde VH2 (inclinée à 0°).

FIGURE 5.6 – Résultats concernant le tir n° 33, réalisé sur une cible de carbone de 1,00 mm, avec une énergie de $E_L = 522$ J, sous une pression absolue de 1,5 bar d'Argon.

régimes se différencient par des mécanismes d'endommagement en face arrière, classés par vitesse de surface libre (le carbone graphite est un très bon atténuateur de choc) :

1. Pour les très faibles vitesses en face arrière (inférieures à 100 m/s), une seule écaille ronde se détache du solide (ce cas est non présenté ici).
2. Pour les faibles vitesses ($\approx$ 200 m/s) correspondant aux tirs de faible énergie ou concernant des échantillons épais, un régime d'anneaux (figure 5.7) apparait où la majorité de la masse éjectée est constituée de « fragments « (les bords du dôme) ; le centre contient un nombre conséquent de fines particules plus véloces. Sur le tir n° 11, deux anneaux concentriques sont visibles. Cette représentation est comparable à celle d'un « volcan ».
3. Pour les vitesses intermédiaires ($\approx$ 300 m/s, impliquant des énergies plus intenses ou des échantillons plus minces), un régime intermédiaire est visible (figure 5.8). Le centre de la face arrière finement fragmenté est plus large, cela au détriment des bords ; toutefois les 2 anneaux sont toujours visibles.
4. Enfin, pour les tirs à plus forte énergie et des échantillons les plus minces, les anneaux ne peuvent plus être distingués, doublés par la matière centrale qui finit par s'épandre radialement (figure 5.9).

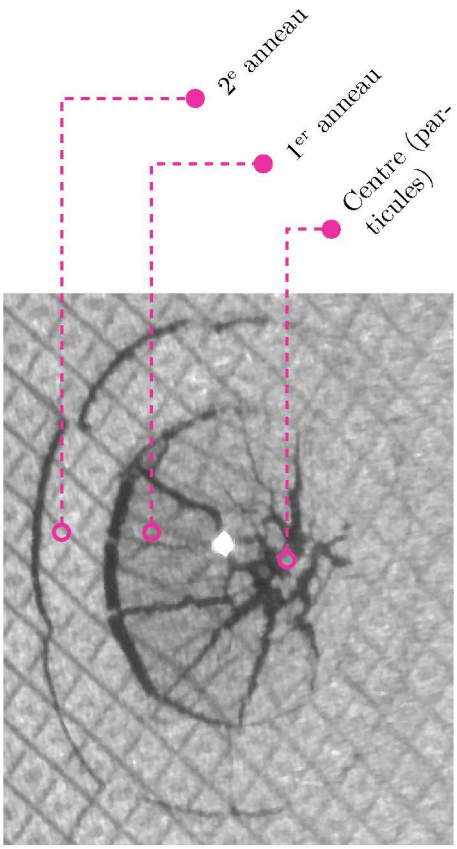
Les figures 5.7c, 5.8c et 5.9c montrent que le diagnostic a bien mesuré les vitesses de la face arrière de la cible, bien que l'on puisse penser que le carbone soit un mauvais réflecteur. Toutefois, à cause de l'inclinaison des sondes, l'interprétation des spectrogrammes semble délicate. Cependant, les images laser et transverse vont nous aider dans la compréhension des vitesses observées, en isolant ce que nous appellerons « éléments de vitesse » et que nous associerons à des objets physiques.

Méthode d'exploitation des images — application au tir n° 11 Commençons par traiter le tir n° 11 qui nous servira de référence par la suite. L'imagerie laser (figure 5.7a) montre que la cible se fragmente en de multiples anneaux concentriques et en une partie centrale qui semble être la plus rapide. L'imagerie transverse (figure 5.7b) peut être également utilisée pour comprendre les mécanismes dynamiques : la photographie confirme l'existence des anneaux et permet de constater qu'une faible vitesse transverse anime les objets. Entre 10 et 15 µs (ou entre 15 et 20 µs), les positions ainsi que les déplacements de certains objets ont été mesurés à partir de ces images afin d'estimer les vitesses longitudinales de plusieurs fragments . Les expériences étant réalisées dans le vide, les vitesses peuvent être considérées comme constantes à partir du moment où le fragment se détache. Si la surface est perturbée, une incertitude est calculée à partir d'une largeur pic-à-pic extraite de l'image ; sinon, nous utilisons une largeur de quelques pixels (au moins 2) due au flou optique.

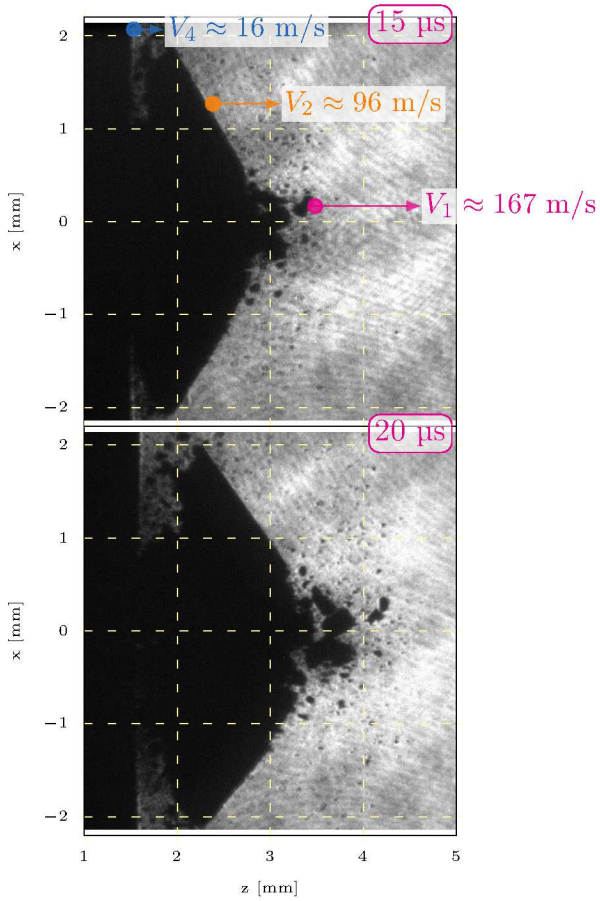
Plus précisément, la vitesse moyenne et son incertitude sont calculées au moyen des équations $v = \frac{1}{R}\frac{p_B - p_A}{t_B - t_A}$ et $\Delta v = \frac{1}{R}\frac{\sqrt{\Delta p_B^2 + \Delta p_A^2}}{t_B - t_A}$, où R est la résolution optique (en px/mm), p_A et p_B sont les positions de l' « objet » sur l'image aux instants t_A et t_B. Les étapes du calcul numérique sont détaillées dans le tableau 5.2.

	Nom	$p_B - p_A$ (px)	$\frac{1}{2}\Delta p_A$	$\frac{1}{2}\Delta p_B$	t_A (μs)	t_B (μs)	$v(m/s)$	$\frac{1}{2}\Delta v$
1	Centre	201	13,5	18	10	15	167	18
2	« Centre » du 1er anneau	116	4	4	10	15	96	5
3	2e anneau (pas de correspondance)	40	4	3	10	15	33	4
4	2e anneau	19	3	3	15	20	16	4

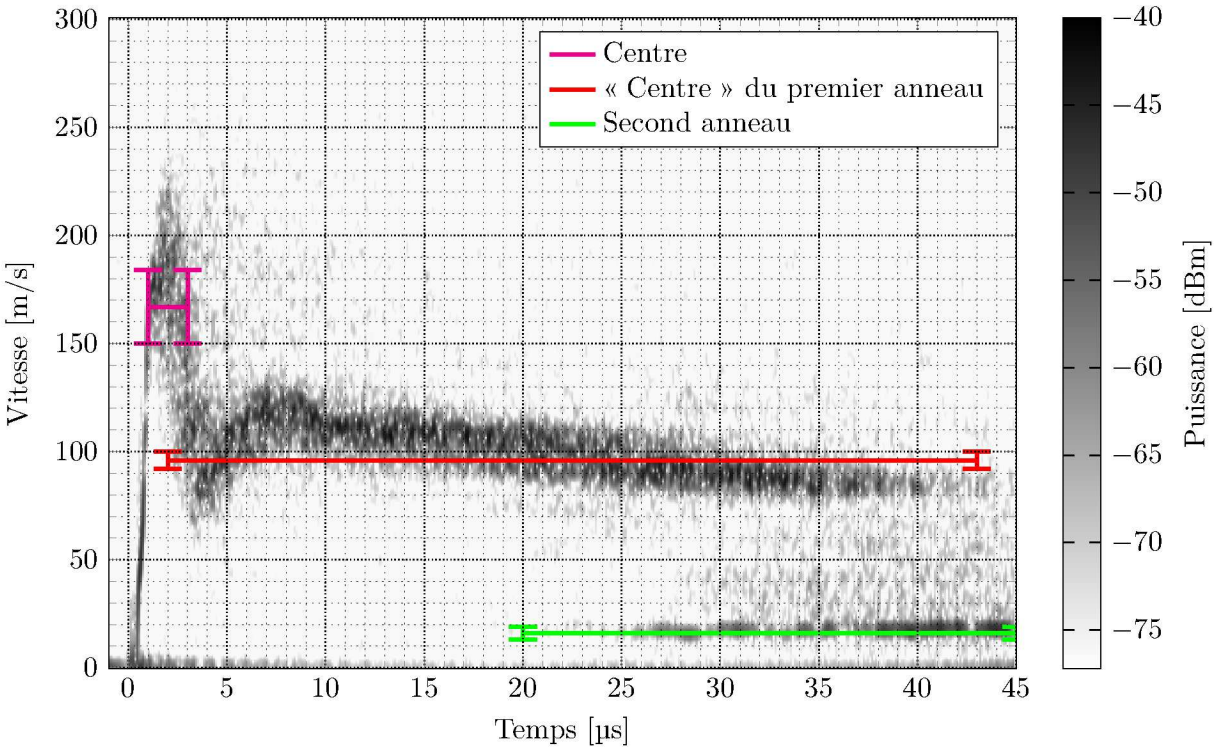
Tableau 5.2 – Détail des calculs effectués pour l'estimation de la vitesse à partir de l'image d'ombroscopie n° 11.



(a) Cliché réalisé avec l'imagerie laser sur le tir n° 11 à l'instant 10,34 µs (après l'impact laser).



(b) Image transverse par ombroscopie sur le tir n° 11 à l'instant 15 µs (après l'impact laser).



(c) Spectrogramme issu du tir n° 11 à l'aide de la sonde VH 2 (inclinée à $\theta = 42°$, la vitesse est corrigée du facteur $\cos\theta$).

FIGURE 5.7 – Images du tir n° 11 comparées à un des spectogramme temps-vitesse du même tir.

Enfin, nous reportons les vitesses ainsi calculées sur le spectrogramme (figure 5.7c) ; les barres d'erreurs traduisent la grandeur Δv définie précédemment. Le domaine temporel est défini arbitrairement pour chaque objet de telle sorte qu'il corresponde au spectrogramme. Certains objets, comme le second anneau, possèdent un élargissement en vitesse induit par deux phénomènes :

— le déplacement du point d'impact (glissement) du faisceau laser VH de l'intérieur vers l'extérieur au cours du temps,

— la rotation de l'objet sur lui-même. Pour illustration, la vitesse du second anneau est approximativement évaluée à 15 m/s (voir l'annexe E). Ce résultat peut expliquer les traces plus larges sur le spectrogramme comparées à celles de notre première estimation (largeur due aux erreurs de pointé et à l'interface perturbée), mais elle reste une sous-évaluation de l'élargissement de la trace associée au second anneau.

Sur cet exemple, on peut constater que l'estimation de la vitesse est :

— incorrecte pour le second anneau d'après celle issue des images prises à 10 et 15 µs,

— correcte pour celle obtenue à partir des instants 15 et 20 µs.

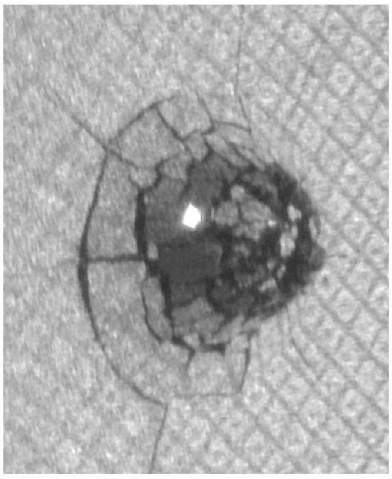
En effet, la 3e ligne du tableau 5.2 surestime la vitesse (d'un facteur 2), la bonne valeur est donnée en ligne 4. Ainsi, il est possible que le second anneau soit partiellement retenu par la cible durant les 15 premières microsecondes, ce qui provoquerait un ralentissement de celle-ci jusqu'à son détachement.

Analyse des tirs n° 8 et 9 L'analyse a été reconduite sur les tirs n° 8 et 9.

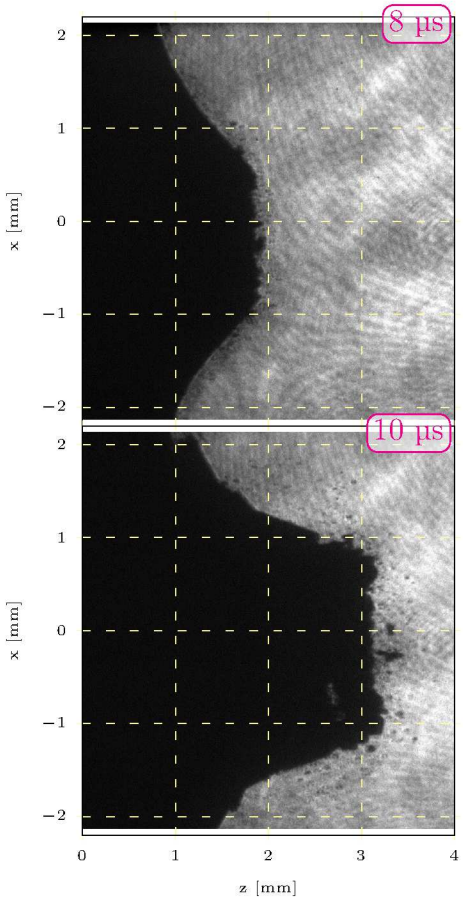
Sur le tir n° 9, avec une cible plus mince que celle du tir n° 11, la fragmentation est aussi plus fine (figure 5.8a). Le spectrogramme associé (figure 5.8c) coïncide avec les vitesses de la partie centrale de la face arrière, mais aussi avec le premier anneau (qui est davantage marqué sur le spectrogramme) et le second. Une dernière trace, plus tardive, pourrait correspondre à un troisième anneau, plus lent, qui est aussi visible grâce à l'imagerie laser. La décroissance moins importante de la distribution en vitesse par rapport au spectrogramme du tir n° 11 (figure 5.7c) pourrait s'expliquer par une forme plus sphérique (modifiant ainsi la contribution du facteur $\cos\theta$ de la mesure de l'« effet Doppler ».)

Enfin, le tir n° 8 (figure 5.9) est associé à l'épaisseur de cible la plus fine (choqué par la chaine « Sud »). Aux alentours de 10 µs, la forme sphérique, visible sur l'image transverse, est sur le point d'exploser. La vitesse centrale est surestimée entre les images prises aux instants 4 et 7 µs, la vitesse du premier anneau concorde avec le spectrogramme (dont la trace est très élargie, à cause de la grande vitesse de rotation mise en avant par l'imagerie). De plus, la vitesse du second anneau est en bon accord.

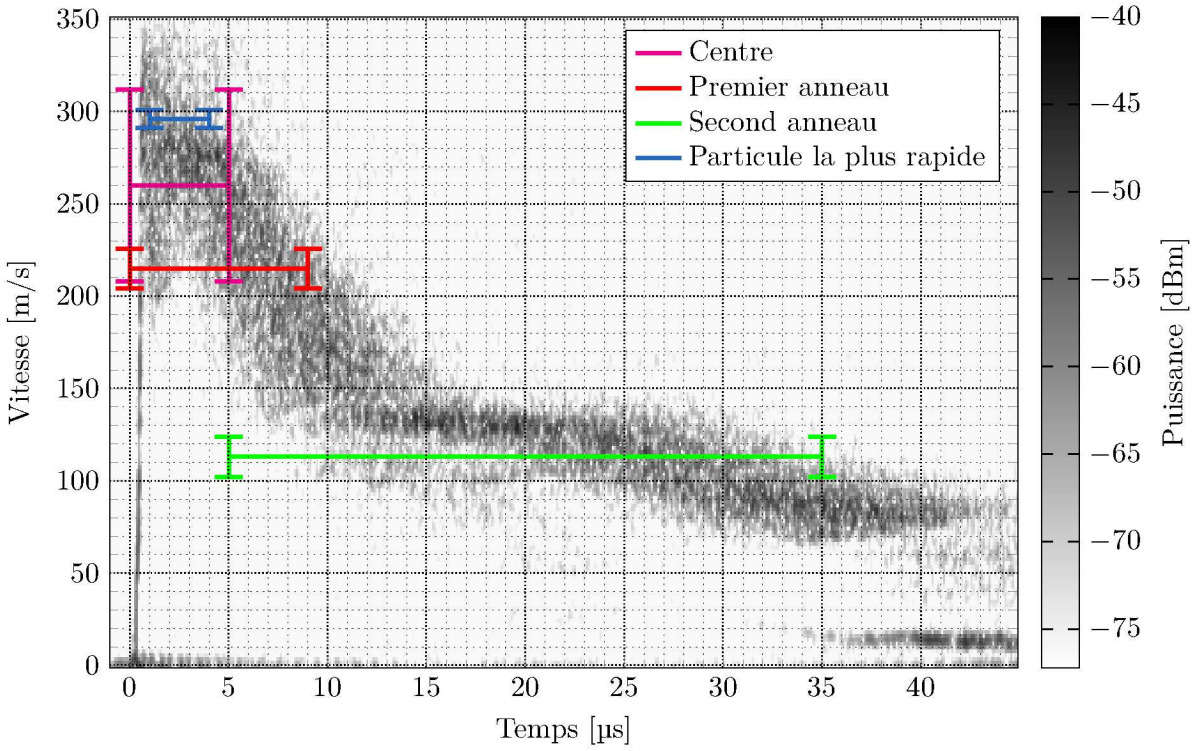
Ainsi, nous avons montré, à travers cet exemple, l'importance des informations semi-qualitatives issues de l'imagerie pour aboutir à une interprétation correcte des spectrogrammes, affichant des données quantitatives.



(a) Cliché réalisé avec l'imagerie laser sur le tir n° 9 à l'instant 8,36 µs (après l'impact laser).

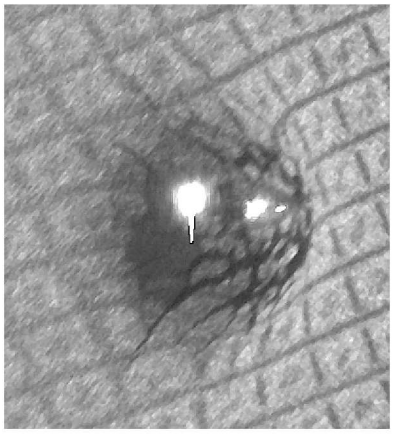


(b) Image transverse par ombroscopie sur le tir n° 9.

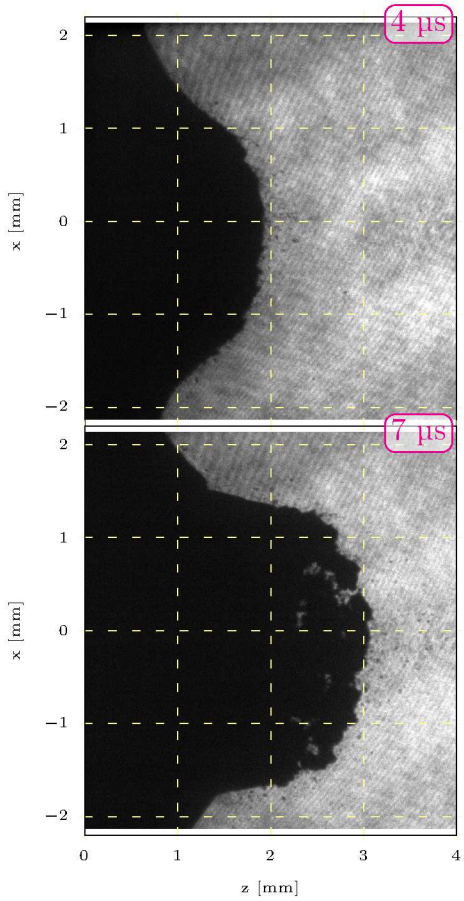


(c) Spectrogramme issu du tir n° 9 à l'aide de la sonde VH 2 (inclinée à $\theta = 42°$, la vitesse est corrigée du facteur $\cos\theta$).

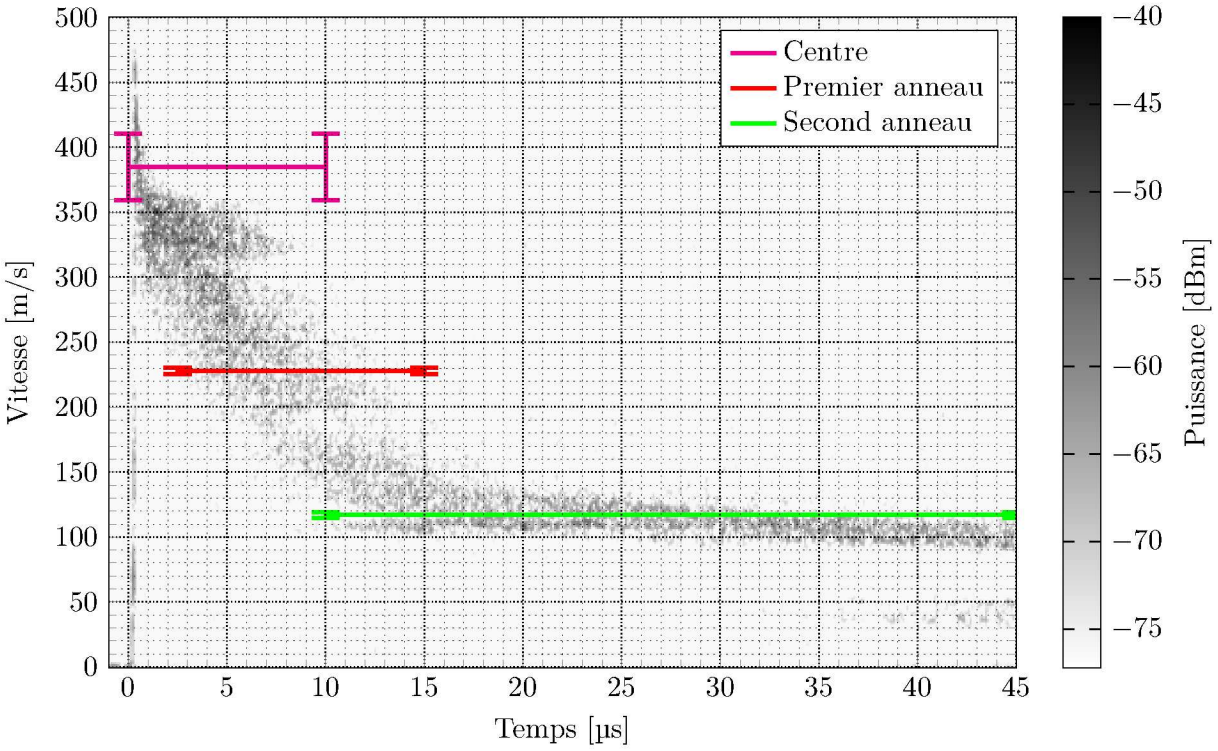
FIGURE 5.8 – Images du tir n° 9 comparées à un des spectogramme temps-vitesse du même tir.



(a) Cliché réalisé avec l'imagerie laser sur le tir n° 8 à l'instant 9,36 µs (après l'impact laser).



(b) Images réalisées avec l'image transverse sur le tir n° 8.



(c) Spectrogramme issu du tir n° 8 à l'aide de la sonde VH 2 (inclinée à $\theta = 14.5°$, la vitesse est corrigée du facteur $\cos\theta$).

FIGURE 5.9 – Images du tir n° 8 comparées à un des spectogramme temps-vitesse du même tir.

5.2 Expériences pyrotechniques dites « lanceur de particules »

Après avoir vérifié le bon fonctionnement du système VH pour les mesures à basses vitesses, nous avons réalisé des expériences accélérant des particules calibrées dans des conditions pyrotechniques pour tester les capacités radiométriques (optique) des baies VH. Ces poudres sont constituées de particules sphériques d'or et de cuivre, distribuées en taille dans le domaine du micromètre. Nous avons également placé quelques disques d'étain, micro-usinés en face arrière (60 × 8 µm), pour collecter des données sur ce matériau dans des conditions comparables à celles des particules calibrées. Après un rappel des éléments physiques et des objectifs de cette campagne, nous décrirons les édifices expérimentaux en configuration de tir, incluant la nature et la masse des poudres utilisées. Nous présenterons ensuite les résultats commentés des différents diagnostics mis en jeu. Enfin, nous proposerons une première analyse des résultats qui se concentrera sur la transmission optique de ces nuages de particules.

Ce ne sont pas les premières expériences à combiner les chocs pyrotechniques avec des particules, calibrées ou non. Il est possible de regrouper les travaux déjà réalisés en 4 ensembles :

— La dispersion de particules par les explosifs (Grégoire et collab., 2012 ; Grégoire, 2009).
— La formation de jets de charges creuses composés de particules (Frost et collab., 2012).
— La transmission des ondes de choc à travers des matériaux granuleux, tels que le sable (Braithwaite et collab., 2013 ; Xue et collab., 2013).
— Enfin l'utilisation de particules calibrées (de tungstène), pour synthétiser un nuage de particules produites par de la micro-éjection, est présentée par Oró et collab. (2012) dans le cadre de la validation de sondes piézoélectriques.

5.2.1 Présentation et réalisation expérimentale

Éléments physiques mis en jeu

Des particules sont éjectées par l'intermédiaire d'un transmetteur (plaque métallique – Dénal ou cuivre) lui-même accéléré par un GOP à explosif (de diamètre 100 mm — voir section 1.2.4). Le nuage de particules ainsi produit est observé au moyen de trois diagnostics : une sonde VH à 1,55 µm, une barrière d'Asay et une sonde piézoélectrique. Les particules présentent une distribution en vitesse, mesurable par la sonde VH. Elles subissent un ralentissement induit par le freinage. À ces régimes, l'onde de choc qui se propage dans l'air « interagit » avec les particules. Une sonde VH (sur les 8 sondes que comporte un tir) mesure la vitesse de surface libre au fond d'un lamage. Dans un deuxième temps, les sondes piézoélectriques ou les barrières d'Asay permettent d'estimer la quantité de mouvement communiquée par chaque tranche du nuage au cours du temps.

Objectifs

Ces expériences ont pour but de :

— Mesurer la pénétration radiométrique du faisceau laser sonde dans le nuage.
— Comparer l'absorption et la rétrodiffusion aux résultats estimés par des méthodes issues de la diffusion indépendante et des sections efficaces de Mie (programme *Nuage*, chapitre 3).
— Comparer les réponses des sondes piézoélectriques à celles des pesées cible mince dans le cadre de particules calibrées.
— Obtenir des données sur l'éjection de l'étain réalisée sous une sollicitation similaire.

Ces expériences font suite aux tirs effectués avec des particules d'aluminium, d'or et de cuivre en aout 2011 par Deloison (2011).

Édifices

De haut en bas, les édifices sont constitués (figure 5.10) :

— d'un support mesures, dont deux variantes ont été implémentées selon le tir :
  — « 8 VH » sur les tirs 1, 2 et 4,
  — « 3 VH, 3 barrières d'Asay et 2 sondes piézoélectriques » sur le tir 3.
— d'un transmetteur 2, amovible, soit en cuivre, soit en Dénal (photographiés en figure 5.11).

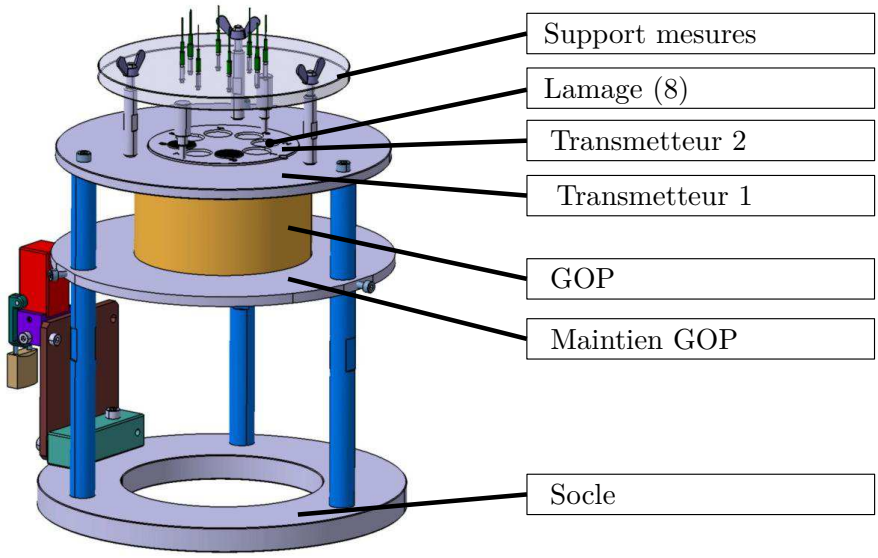


FIGURE 5.10 – Schéma de l'édifice « lanceur de particules ».

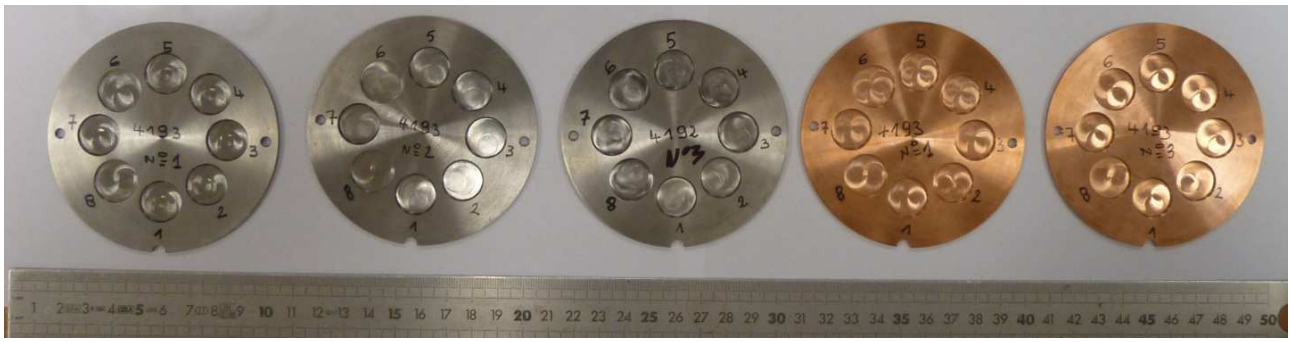


FIGURE 5.11 – Photographie des « transmetteurs 2 » utilisés dans les expériences « Lanceur de particules ». Leur diamètre est de 9,0 cm. Les 8 lamages de diamètre 15 mm et de profondeur 1,0 mm, sont disposés sur un cercle de diamètre 5,0 cm. Les lamages possèdent un chanfrein destiné à adoucir les angles, à l'exception des emplacements n° 6 et 8 qui sont piqués (c'est-à-dire, présentant un bord droit), afin de permettre l'insertion d'une cible d'étain (figure 5.12).

— d'un transmetteur 1, structurant, en cuivre,
— d'un Générateur d'Onde Plane (GOP, voir page 15) de fabrication CEA,
— d'une plaque de maintien de GOP, en cas de décollement de celui-ci,
— d'un socle.

Les édifices sont amorcés par un détonateur de type *V17*, utilisant de la pentrite. Le chargement en pression de chaque expérience est le même.

Les emplacements « cible » sont :
— soit laissés vides pour une mesure de vitesse de surface libre (V_{SL}, page 200),
— soit remplis d'une poudre constituée de sphères calibrées,
— soit recouverts par une cible d'étain micro-usinée en face arrière d'épaisseur 2,0 mm (60x8 µm), photographiée en figure 5.12. La pureté de l'étain est de 99,935 %.

FIGURE 5.12 – Photographies de cibles étain et d'un transmetteur en Dénal.

Diagnostics

Les diagnostics sont les suivants :
— Des sondes VH de diamètre 2,5 mm de marque *Oz Optics* (voir tableau 2.7) qui sont associées à des baies VH fonctionnant à 1,55 µm réglées avec un pivot négatif (entre −1 et −2 km/s). Les numériseurs associés ont une bande passante de 12 GHz et une fréquence d'échantillonnage de 50 GHz.
— Des mesures cibles minces (ou barrières d'Asay, voir page 22) dont les vitesses sont mesurées par des systèmes VH bivoies. La cible est un disque en acier inoxydable : diamètre 10 mm et épaisseur 100 µm.
— Deux sondes piézoélectriques (une PZT et une LN, voir page 23).

— Une caméra mécano optique ultrarapide de type CIAS uniquement installée sur le tir 4. Son pas interimage est de 0,87 µs et sa durée d'enregistrement de 20,91 µs (25 images) à partir de 13,93 µs. Elle vise le montage selon l'orientation décrite par la figure 5.13.

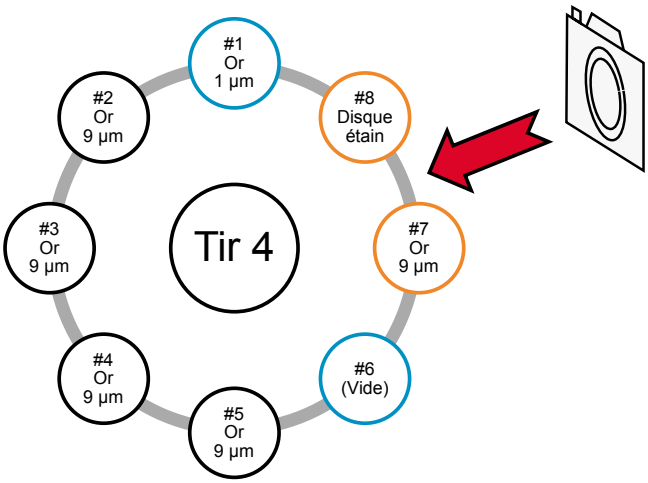


FIGURE 5.13 – Disposition de la caméra ultrarapide par rapport aux cibles, pour le tir 4. Les cercles représentent les lamages vus du dessus.

Caractéristiques des poudres métalliques utilisées

Toutes les poudres sont fournies par la société *Alfa Aeser*. Les spécifications techniques sont données en annexe (page 217). Leur pureté est supérieure à 99,9 %. Concernant les distributions en diamètre, nous pouvons rappeler les données fournisseurs :

— La poudre de cuivre (Cu10) est caractérisée par une distribution large – de 7,39 à 14,05 µm (du premier au dernier décile) – avec une médiane à **9,78 µm**. Elle est donc bien centrée sur la valeur commerciale.

— La poudre d'or de 1 µm (Au1) présente un biais sur la taille. Sa médiane est centrée à **1,5 µm** et diffère de la valeur commerciale. Elle est distribuée de 0,9 à 2,7 µm (du premier au dernier décile).

— Enfin, la poudre d'or de 8 µm (Au8) n'a pas été caractérisée en taille par le constructeur. Uniquement un diamètre moyen est donné (**7,9 µm**). La valeur commerciale (5,5 à 9,0 µm) donne une indication sur la largeur de la distribution.

Les différentes poudres (ou cibles) placées dans chaque lamage sont énumérées dans le tableau 5.3.

Lamages	Diagnostics	Contenu	Masse surfacique déposée (mg/cm²)	Qext	Transmission T A/R (dB)	Transmission T' A/R (dB)
1.1	VH1	Cu10	72.4	0.9	-95	-108
1.2	*VH2*	*Cu10*	*8.5*	*0.9*	*-11*	*-13*
1.3	*VH3*	*Cu10*	*6.2*	*0.9*	*-8*	*-9*
1.4	VH4	Cu10	80.9	0.9	-106	-121
1.5	VH5	Cu10	26.0	0.9	-34	-39
1.6	VH6	Disque d'étain usiné				
1.7	VH7	Cu10	14.1	0.9	-19	-21
1.8	VH8	Disque d'étain usiné				
2.1	VH1	Au1	20.4	1.3	-118	-131
2.2	VH2	Au1	71.3	1.3	-413	-457
2.3	VH3	Au8	88.3	0.9	-66	-75
2.4	*VH4*	*Au1*	*3.4*	*1.3*	*-20*	*-22*
2.5	VH5	Vide				
2.6	VH6	Disque d'étain usiné				
2.7	*VH7*	*Au8*	*29.4*	*0.9*	*-22*	*-25*
2.8	VH8	Au8	30.0	0.9	-22	-25
3.1	VH1	Au8	43.6	0.9	-32	-37
3.2	VH2	Au8	35.7	0.9	-27	-30
3.3	PZT3	Au8	37.9	0.9	-28	-32
3.4	Asay4	Au8	38.5	0.9	-29	-33
3.5	Asay5	Au8	48.1	0.9	-36	-41
3.6	Asay6	Disque d'étain usiné				
3.7	LN7	Au8	36.2	0.9	-27	-31
3.8	VH8	Disque d'étain usiné				
4.1	VH1	Au1	19.2	1.3	-111	-123
4.2	VH2	Au8	177.7	0.9	-132	-151
4.3	VH3	Au8	30.0	0.9	-22	-25
4.4	VH4	Au8	43.6	0.9	-32	-37
4.5	VH5	Au8	63.4	0.9	-47	-54
4.6	VH6	Vide				
4.7	VH7	Au8	33.4	0.9	-25	-28
4.8	VH8	Disque d'étain usiné				

TABLEAU 5.3 – Synthèse de la campagne « lanceur de particules » : caractéristiques des dépôts de poudres mises en œuvre, et transmissions aller-retour pour chacun des tirs. Les tirs pour lesquels une vitesse de surface libre est visible sont en italique et en bleu turquoise.

Phénomènes attendus et simulation hydrodynamique

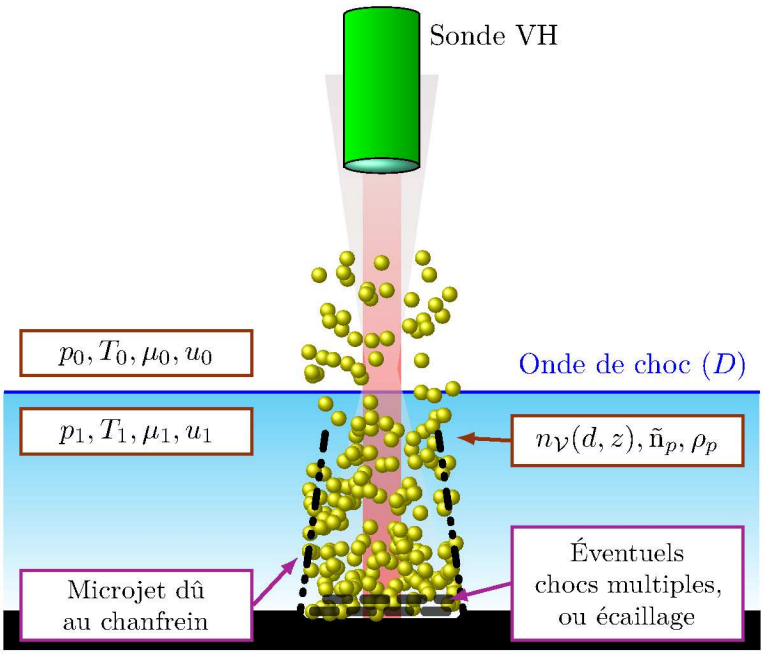


FIGURE 5.14 – Représentation des phénomènes attendus lors d'une mesure vélocimétrique au niveau d'un lamage d'une cible (campagne « lanceur de particules »).

Des simulations réalisées grâce au code hydrodynamique *Hésione* ont permis d'identifier certains points critiques de l'édifice (figure 5.15). Elles ont été conduites avec une modélisation 2D axisymétrique, bien moins couteuse en temps d'exécution que celles basées sur un calcul 3D.

Ces simulations ont conduit à choisir une épaisseur très fine (1 mm) au niveau des fonds de lamage du transmetteur 2 pour éviter qu'il ne s'écaille. Elles ont aussi révélé la formation de jets issus des bords de lamage. La structure 3D de la cible (les lamages rompent l'axisymétrie) peut aussi être un facteur aggravant comparé au cas axisymétrique.

Enfin, on note une quantité importante de particules produites par la fragmentation des transmetteurs, en particulier sur leurs parties extérieures.

5.2.2 Résultats vélocimétriques

Mesure de la vitesse de surface libre

Certains lamages ont été laissés vides ou avec très peu de poudre pour pouvoir accéder à la vitesse de surface libre (figure 5.16). Cette mesure a été effectuée sur les tirs 1, 2 et 4. Celles des tirs 1 et 2 sont relativement proches ; on peut estimer que la réponse du tir 3 aurait été identique.

Les tirs 1 et 2 sont caractérisés par des débouchés de choc doubles. Le premier débouché à 1 200 m/s est très proche du second (0,3 µs), aboutissant à un plateau en vitesse de surface libre à 1 475 m/s.

Le tir 4 a été modifié pour que la vitesse de surface libre soit gouvernée par un unique choc. Le résultat est atteint ; on obtient une vitesse plus forte (1 575 m/s), mais suivie de détentes et rebonds successifs (plus faibles) avant que la vitesse ne se stabilise à 1 525 m/s.

Imagerie rapide (caméra CIAS)

Ce paragraphe s'intéresse aux résultats obtenus avec la caméra CIAS, présente sur le tir 4 (figure 5.17) ; elle doit permettre de mieux comprendre les signaux VH présentés par la suite.

Les jets de bords de lamage sont visibles, notamment autour de l'étain.

La planéité de l'onde de choc apparait imparfaite : au moment du débouché, les nuages ont des composantes transverses ouvrant le nuage vers l'extérieur. De plus, il est difficile de dire si les nuages sont homogènes : ces derniers semblent composés de petits jets, certains plus rapides que d'autres.

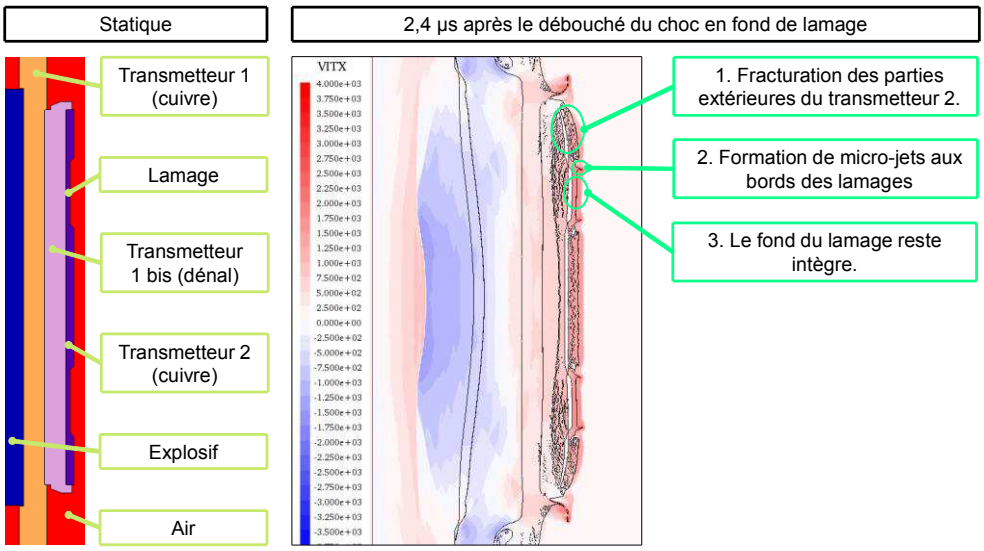


FIGURE 5.15 – Extrait de la simulation du tir 4 réalisée avec le code de calcul *CEA Hésione*. Ce tir comporte une pièce intermédiaire nommée « transmetteur 1 bis ».

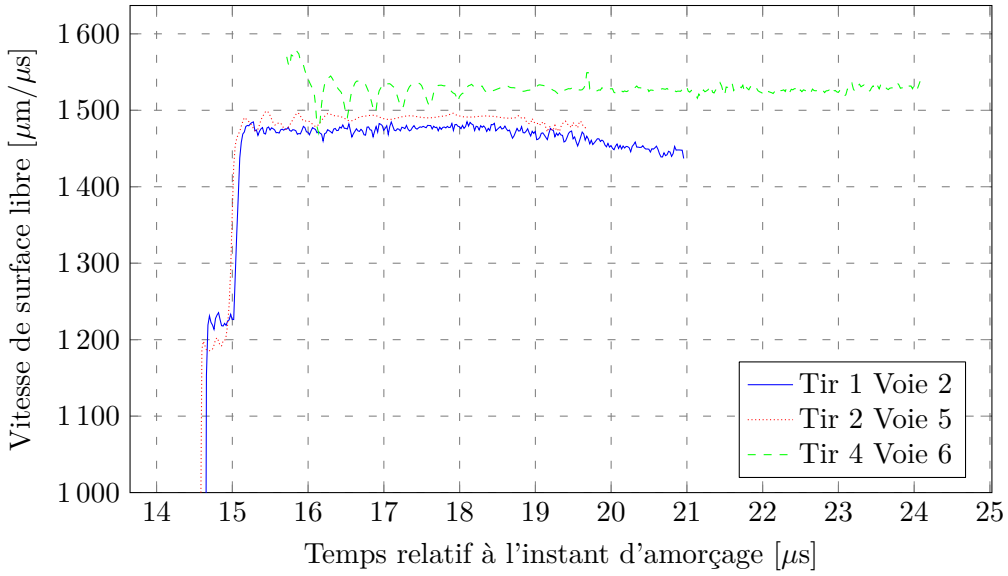


FIGURE 5.16 – Vitesses de surface libre mesurées au fond des lamages sur les tirs 1, 2 et 4. Le dépouillement a été réalisé par TFCT avec une fenêtre de type *Blackman-Harris min. 4-s* de durée 100 ns et un pas d'avance de 20 %. La vitesse est obtenue par extraction du barycentre avec un seuil.

Toutefois, les formes que nous observons pourraient être des jets issus des bords de lamages plutôt que des nuages de particules calibrées. Il est difficile de conclure à partir de ces seules images.

Mesure vélocimétrique des nuages de particules

Les sondes de vélocimétrie hétérodyne ont révélé un grand nombre d'évènements. Le spectrogramme 1-3 (tir 1, sonde n° 3, figure 5.18) se veut représentatif de tous les autres. Différents éléments le caractérisent :

1. **Le nuage de particules en décélération**
   Sa vitesse converge vers celle de la vitesse de surface libre (égale à la vitesse matière du gaz après le passage de l'onde de choc) en quelques microsondes. Cet élément est celui que nous examinerons dans notre étude.
2. **La Vitesse de Surface Libre (VSL)**
   Visible sur cet exemple, elle est souvent absente des spectrogrammes. Pour être observable, le faisceau sonde VH doit pouvoir traverser le nuage tout en conservant une puissance suffisante afin d'être détectée.

   Les spectrogrammes, dans lesquels une vitesse de surface libre est partiellement visible, montrent des phénomènes intéressants. Par exemple, le spectrogramme de la voie 1-4 (page 224) laisse clairement apparaitre la VSL, prouvant ainsi que l'on traverse bien le nuage de particules. La durée de visibilité de la VSL est beaucoup plus longue comparée à celle associée à la voie 2-5 (certainement due à l'éloignement des lamages à « forte production » de particules). On peut voir une « coupure » croissante des basses vitesses due au rattrapage progressif des particules par la surface libre. Pour la voie 1-3, une fine trace est également observable entre 19 et 26 µs : il s'agit peut-être de l'onde de choc en formation, entrainant les particules.
3. **Les jets issus des bords de lamage**
   La présence de jets issus des bords de lamage (à partir de 25 µs sur la voie 1-3) a été anticipée par la simulation. Un premier élément acquis est l'occultation du nuage étudié par les particules issues des bords de lamages entre 5 et 10 µs après le débouché de choc, selon les voies. On remarquera en effet que l'apparition de ces jets sur le spectrogramme dépend de la position du lamage, mais aussi de son contenu et de la présence du chanfrein sur le bord intérieur du lamage. Par exemple, les spectrogrammes 1-1 (page 223), 1-5 (page 224) et 1-7 (page 225) présentent des particules parasites environ 5 µs après le débouché de choc alors que les voies plus éloignées qui possèdent des chanfreins à 45° ont leur spectrogramme perturbé seulement 10 µs plus tard, comme celui de la voie 1-4 (page 224).

   Également, les emplacements contenant des disques d'étain (tels que les voies 1-6 et 1-8) produisent des particules animées de vitesses initiales comparables (autour de 2 200 m/s) et présentent un artéfact visible 5 µs après le débouché du choc.

   Enfin pour les lamages vides, aucune vitesse associée à des particules ne se révèle durant les premières microsecondes : la surface (polie) du fond des lamages n'émet donc pas de fragments visibles par la VH (la voie 5 du tir 2 en page 227 donne un exemple). Ainsi, l'artéfact qui apparait entre 5 et 10 µs après le débouché du choc provient certainement des particules des bords du lamage (ou bien du bord du lamage voisin) ; malgré leur freinage dans l'air ambiant elles dépassent le nuage issu du bloc d'étain.
4. **Impact des particules sur la lentille de la sonde**
   L'association de la dernière trace à l'accélération de la lentille avant la destruction de la sonde est une supposition. Le principal argument étayant ce propos est que les particules issues des bords de lamages « disparaissent » en percutant la lentille de la sonde. Plus précisément, cette disparation serait liée à un changement de vitesse brutal, puis à une obstruction de la lentille.
5. **Destruction de la sonde**
   L'impact de la cible sur la surface libre a lieu 23,1 µs après le débouché du choc. Il se caractérise par un fort étalement spectral (la destruction de la sonde conduit à un brouillage de la phase enregistrée). La sonde étant placée à 40 mm du fond du lamage (à quelques millimètres près), la

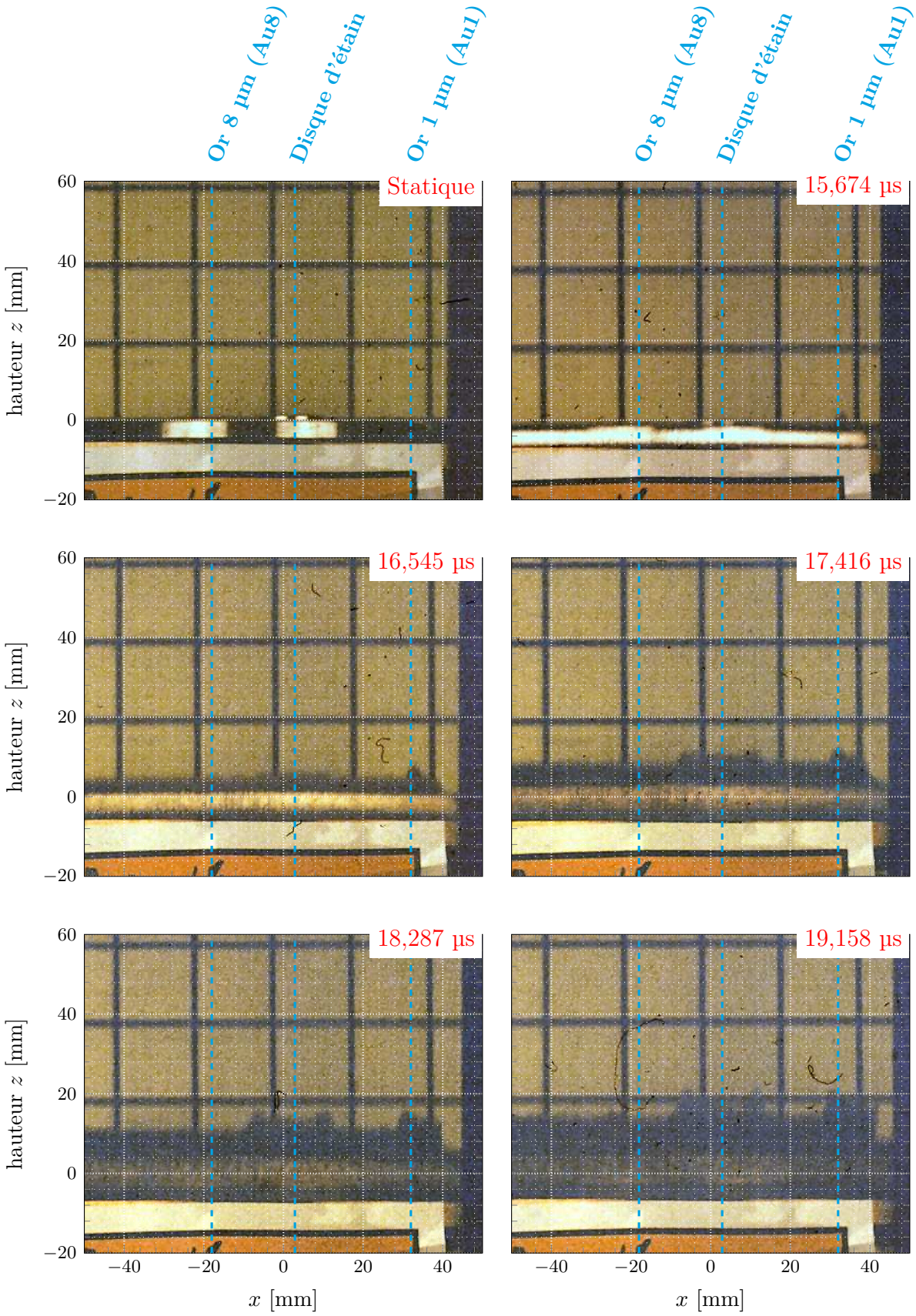


FIGURE 5.17 – Vues de profil de l'édifice avec ses 8 lamages, acquises à l'aide de la caméra ultrarapide CIAS, utilisée lors du tir 4. Le GOP est situé sous chaque image. Les temps en titre des images sont référencés à l'instant d'amorçage.

vitesse moyenne obtenue est de 1 700 m/s. Cette vitesse est supérieure à la dernière vitesse de surface libre observée ; l'explosif ne peut pas réaccélérer significativement cette dernière durant les quelques microsecondes suivant le débouché du choc. Un autre élément plus véloce, tel que les jets issus des bords de lamage, est certainement responsable de la destruction de la sonde.

6. **La remontée de l'onde de choc dans les fibres**
   Ce type de mécanisme, classique dans ce type d'expériences, a déjà été commenté dans des publications précédentes (Mercier et collab., 2009a).

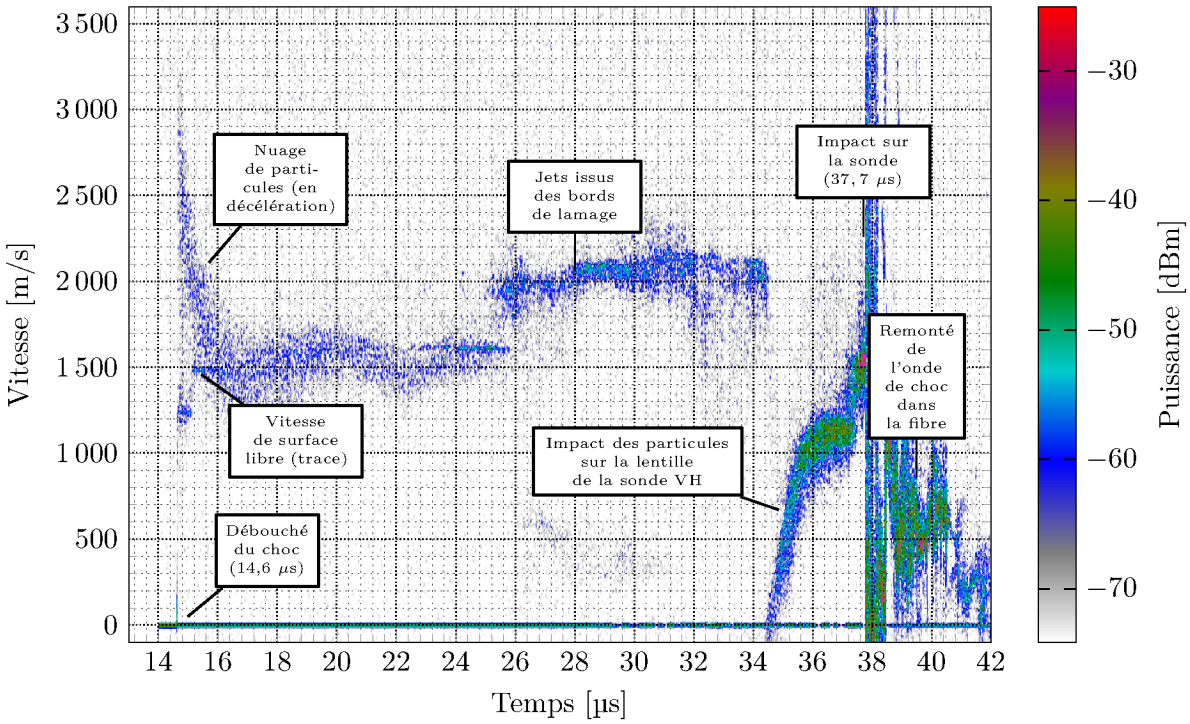


Figure 5.18 – Mesure type d'un nuage de particules à l'aide de la VH lors d'une expérience « Lanceur de particules ».

Vitesses maximales du nuage de particules Deux jeux de données semblent se dessiner (figure 5.19) : les tirs 1, 2 et 3 (double choc) et le dernier tir (simple choc). On ne peut cependant conclure sur le fait que le premier choc est bien celui qui accélère les particules : en effet, le transmetteur supérieur est en Dénal pour les trois premiers tirs et en cuivre pour le dernier. Le rapport des impédances entre le dernier transmetteur et les poudres est donc différent.

En revanche, l'effet de la taille des particules se révèle plus important : les particules d'or de 8 µm sont plus fortement accélérées que celles de 1 µm.

La voie n° 4 du tir 2 semble montrer un nuage qui décolle moins vite que tous les autres. Il s'agit en réalité de l'amas contenant le moins de poudre. En examinant le spectrogramme (page 227), on remarque sa forme particulière : le freinage habituel suivant le débouché de choc est à peine visible. On peut se poser des questions à propos de la sensibilité de la ligne, de la détectivité de quelques particules, de l'uniformité du dépôt (y avait-il bien des particules à l'emplacement que visait le laser ou bien le processus d'envol des particules ne serait-il pas un processus à « seuil » sur la masse déposée ?).

Nuages issus des particules calibrées comparés à ceux produits par micro-éjection Tout d'abord, vérifions que les gammes de vitesses abordées par ces deux « termes source » sont les mêmes. Les particules calibrées s'envolent avec une vitesse de 2 000 à 3 500 m/s pour les trois premiers tirs, 3 200 à 4 100 m/s pour le dernier. L'étain (possédant des microrayures) éjecte à une vitesse maximum comprise entre 2 500 et 2 700 m/s, ce qui correspondrait plutôt à la première série d'expériences.

Bien que les vitesses initiales soient comparables, leur ralentissement ne peut l'être. Les particules d'étain semblent freiner faiblement par rapport aux particules d'or (beaucoup plus dense) ou de cuivre

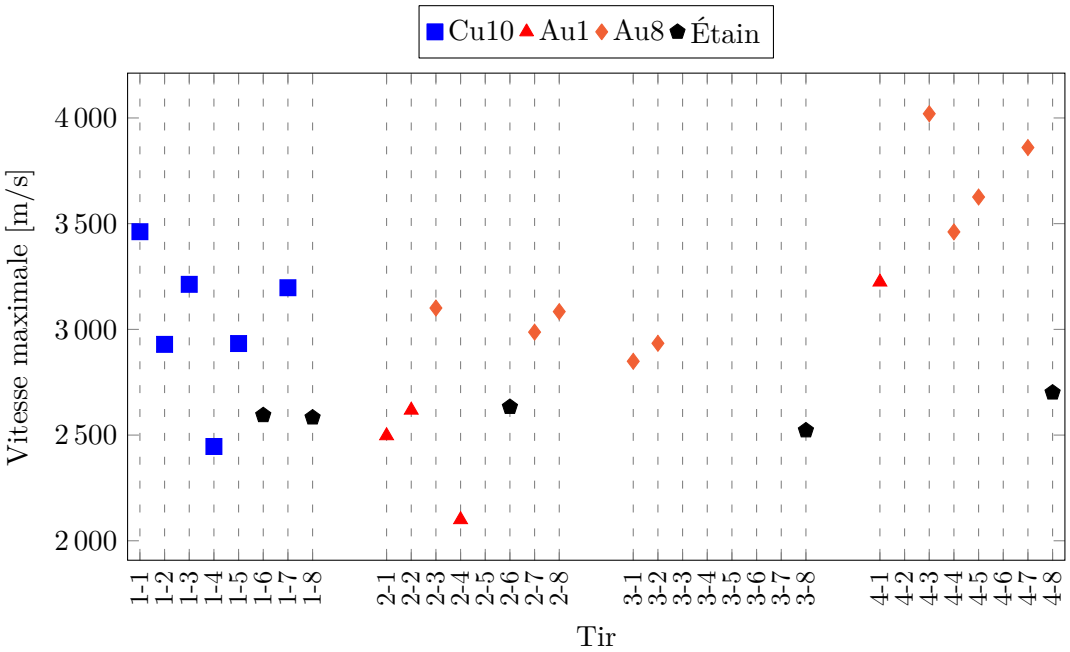


FIGURE 5.19 – Vitesses maximales du nuage de particules obtenues grâce à la VH en fonction du tir (1 à 4) pour chacune des voies (1 à 8).

(de densité comparable). Or, le freinage est d'autant plus faible que le diamètre ou la masse volumique des particules sont forts. Ainsi, trois hypothèses sont envisageables :

— les diamètres associés à l'éjection d'étain sont supérieurs à ceux du cuivre, dont la valeur est voisine de 10 µm,
— les particules d'étain ne sont pas sphériques, diminuant leur section droite et par voie de conséquence leur force de trainée,
— le freinage de l'étain suit une dynamique différente de celle des particules calibrées ; il est possible que l'on ne puisse pas conclure avec des modèles supposant une indépendance des particules (possible effet de groupe).

5.2.3 Mesures de pesée

Le tir 3 comprenait différentes sondes de pesée : trois sondes de pesée avec barrière d'Asay et deux sondes piézoélectriques. Nous rappelons que le tir 3 a été réalisé avec des masses surfaciques comparables (environ 40 mg/cm^2) de poudre d'or *Au8* ainsi qu'avec 2 cibles d'étain. Une barrière d'Asay a été placée à une distance (4 mm) deux fois plus faible que les deux autres (8 mm) en face d'un lamage comportant de l'or. Les résultats ainsi obtenus peuvent donc être comparés. Nous avons tout d'abord extrait de la voie VH 1 des informations concernant le nuage de particules, à savoir ses vitesses minimale et maximale visibles sur le spectrogramme.

Nous avons également utilisé la vitesse de surface libre issue du tir 2 voie 4 pour estimer celle obtenue durant cette expérience. En effet, aucune voie n'a donné une estimation de cette vitesse lors du tir 3, et la bonne reproductibilité de cette mesure entre les tirs 1 et 2 (figure 5.16) nous permet de penser que cette dernière est transposable au tir 3. Nous avons toutefois corrigé l'instant de débouché de choc qui varie légèrement entre les tirs. Cette loi en vitesse a été intégrée pour obtenir le déplacement de la cible.

Barrières d'Asay Les vitesses des barrières d'Asay sont reportées sur le graphique 5.21. Initialement positionnées à 4,0 et 8,0 mm du fond du lamage, trois éléments nous ont conduits à réévaluer leur position respectivement à 4,55 mm et 10,5 mm durant cette expérience :

— l'augmentation brutale de vitesse, trop tardive, pour être conforme avec l'intégration de la vitesse de surface libre,

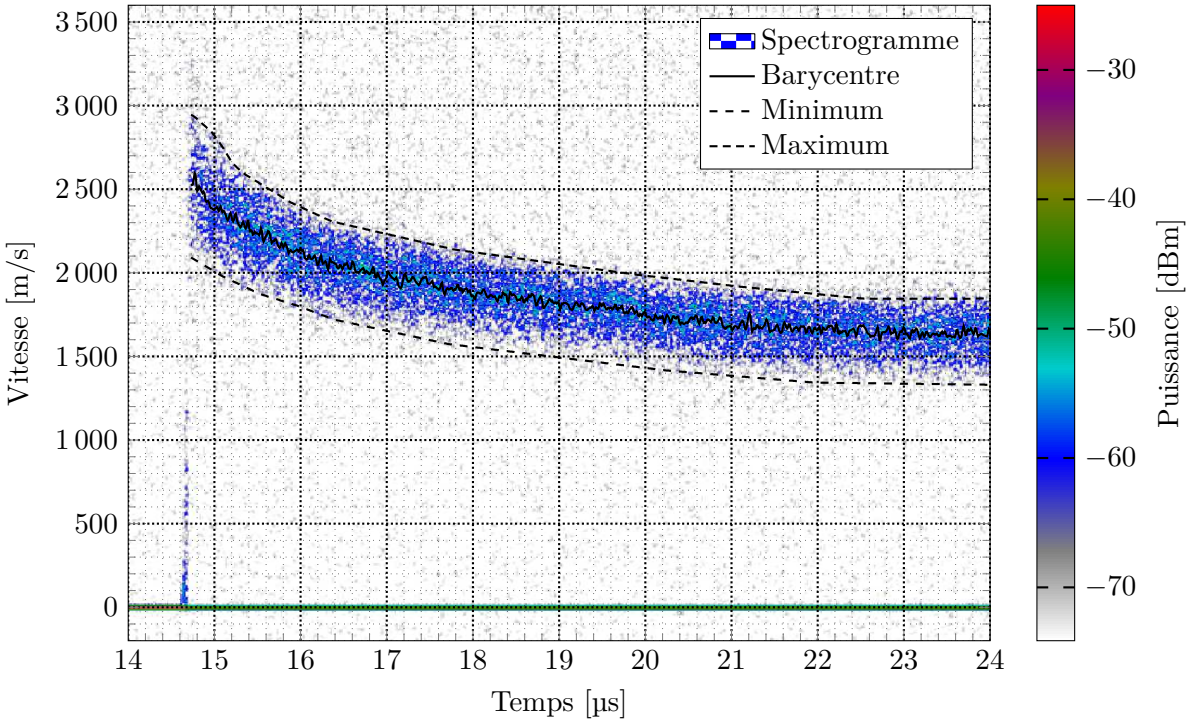


FIGURE 5.20 – Spectrogramme de la voie 3-2 et lois en vitesse extraites.

— la vitesse de la feuille après l'impact supposé de la surface libre, voisine de 1 800 m/s. Cette dernière correspond à la vitesse de surface libre après la transmission de l'onde de choc à une interface entre le Dénal (transmetteur 2) et l'inox (feuille mince),
— l'impact de la surface libre est temporellement conforme sur les mesures piézoélectriques.

Pour obtenir la masse déposée, nous avons utilisé l'hypothèse d'une vitesse moyenne des particules au lieu et à l'instant d'impact. Ainsi, nous avons fixé $\bar{v}_{\text{Asay 4}} = 1\,800$ m/s et $\bar{v}_{\text{Asay 5}} = 2\,000$ m/s à partir des spectrogrammes VH. Les résultats pour la poudre d'or *Au8* sont présentés sur la figure 5.22.

Mesures piézoélectriques PZT et LN Deux sondes piézoélectriques supplémentaires, de technologie respectivement PZT et LN (section 1.3.3) ont été installées face aux amas d'or *Au8*. Placées toutes les deux à 8,0 mm du fond du lamage, les résultats pourront être comparés à ceux des sondes d'Asay (bien qu'il ait été montré que leurs distances initialement prévues sont très probablement erronées).

Pour vérifier les instants d'impact sur la sonde, nous allons examiner la tension délivrée par celle-ci au cours du temps et comparer à l'instant d'impact estimé par la mesure VH2-4 (figure 5.23).

Recoupement des mesures par VH et pesée

Il est possible d'extraire de la figure 5.20 les vitesses les plus hautes et les plus basses détectées. En intégrant ces lois, on obtient des positions en fonction du temps, que nous associerons respectivement aux positions des particules détectées les plus rapides et des plus lentes par la VH. Cette association est hypothétique, car ces positions ne peuvent être associées à des particules, mais plutôt à une position dans le nuage. Ces positions ont été ajoutées au graphique 5.22 (ces deux courbes représentent alors les enveloppes inférieure et supérieure des vitesses visibles du nuage).

Comparaison de la détectivité des sondes de vitesse et de pesée Elle permet de confronter le seuil de détectivité des sondes ; autrement dit, les sondes de pesée sont-elles plus sensibles que la VH ? Cette sensibilité se traduit par une détection plus précoce du nuage.

Sur cette expérience, les 2 types de diagnostic (pesée et vélocimétrie) affichent le même temps d'impact. Ils semblent équivalents pour la détection de la « tête » de nuage.

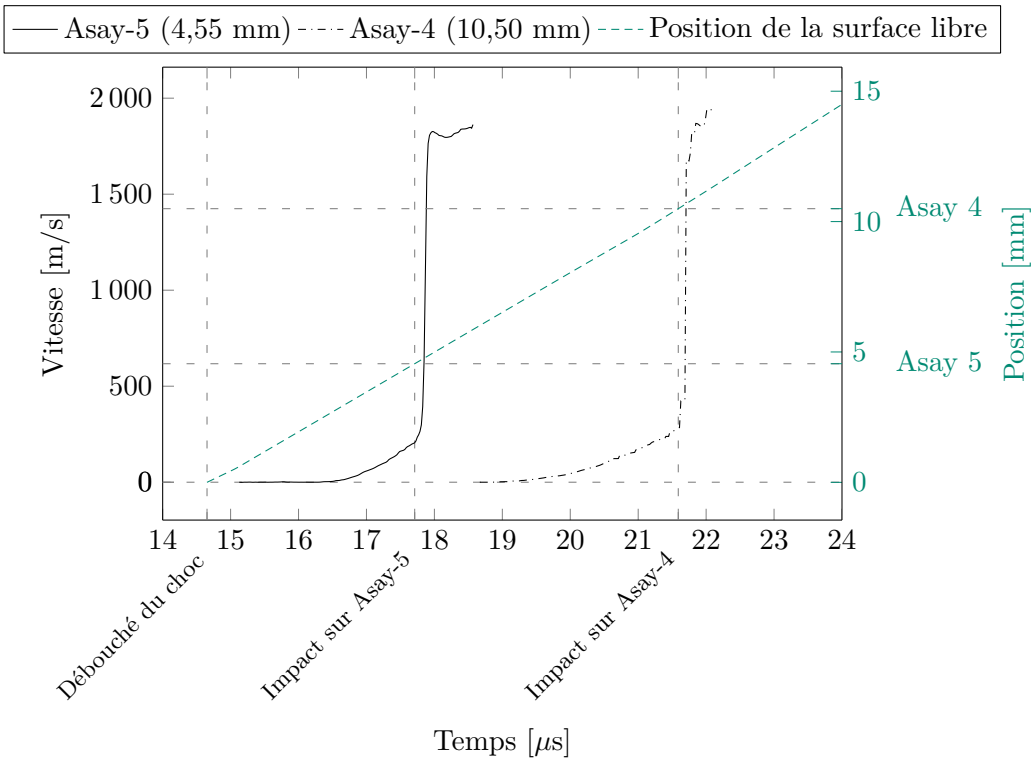


FIGURE 5.21 – Vitesse des feuilles d'Asay, et comparaison avec le déplacement de la surface libre. Après correction, les instants d'impact de la surface libre sur les barrières correspondent aux positions des sondes.

Masse sondée par la VH Grâce à l'intégration de l'enveloppe des vitesses basses et le recoupement avec les sondes de pesée, il est possible d'estimer la proportion en masse de la partie sondée du nuage (tableau 5.4). Elle est calculée grâce au rapport entre la masse cumulée à l'instant correspondant à l'impact des particules les plus lentes sur la sonde et la masse totale. Ce rapport, compris entre 20 % et 66 %, augmente rapidement avec le temps. Une hypothèse, trop simple pour cette expérience, suggérait que ce ratio était constant. Cette augmentation n'est pas non plus liée à une fragmentation ou une ablation qui tendrait à augmenter l'extinction causée par les particules (équation 3.34). En revanche, **elle pourrait être la conséquence de l'ouverture radiale du nuage.**

Ces proportions inférieures à 100 % confortent le fait que la vitesse de surface libre n'est pas visible sur les spectrogrammes (toute la masse du nuage ne s'est pas déposée).

5.2.4 Analyse des résultats grâce à la radiométrie VH

Avant de commenter les résultats obtenus, il doit être souligné que les baies VH utilisées pour cette campagne expérimentale n'ont pas été étalonnées pour la mesure radiométrique. Bien que la baie VH décrite précisément soit représentative des baies utilisées pour ces expériences, des variations liées aux sensibilités des détecteurs, à la puissance de sortie laser, à la qualité des composants et à l'usure des connecteurs affectent certainement les résultats.

Cependant, les résultats que nous présentons ne doivent pas être pour autant dévalorisés. En effet, la dynamique très importante, caractéristique de la VH, (nous explorons ici plus de 50 dB de dynamique sur nos résultats) et l'expression des niveaux de puissance en dBm ne requièrent pas une grande précision sur le résultat radiométrique exprimé en watt. Par exemple, une variation de 25 % sur la sensibilité de la baie n'entraine qu'une variation d'environ un décibel. Nous allons voir que la présence d'objets aux propriétés de réflexion bien distinctes conduit **à des flux retour observables de -80 à -25 dBm**.

Malheureusement, certaines voies (telles que la voie 2 du tir 4 (page 227) affichent des mesures radiométriques très faibles. À partir de 40 µs, nous avons constaté, sur les spectrogrammes du tir 4, la

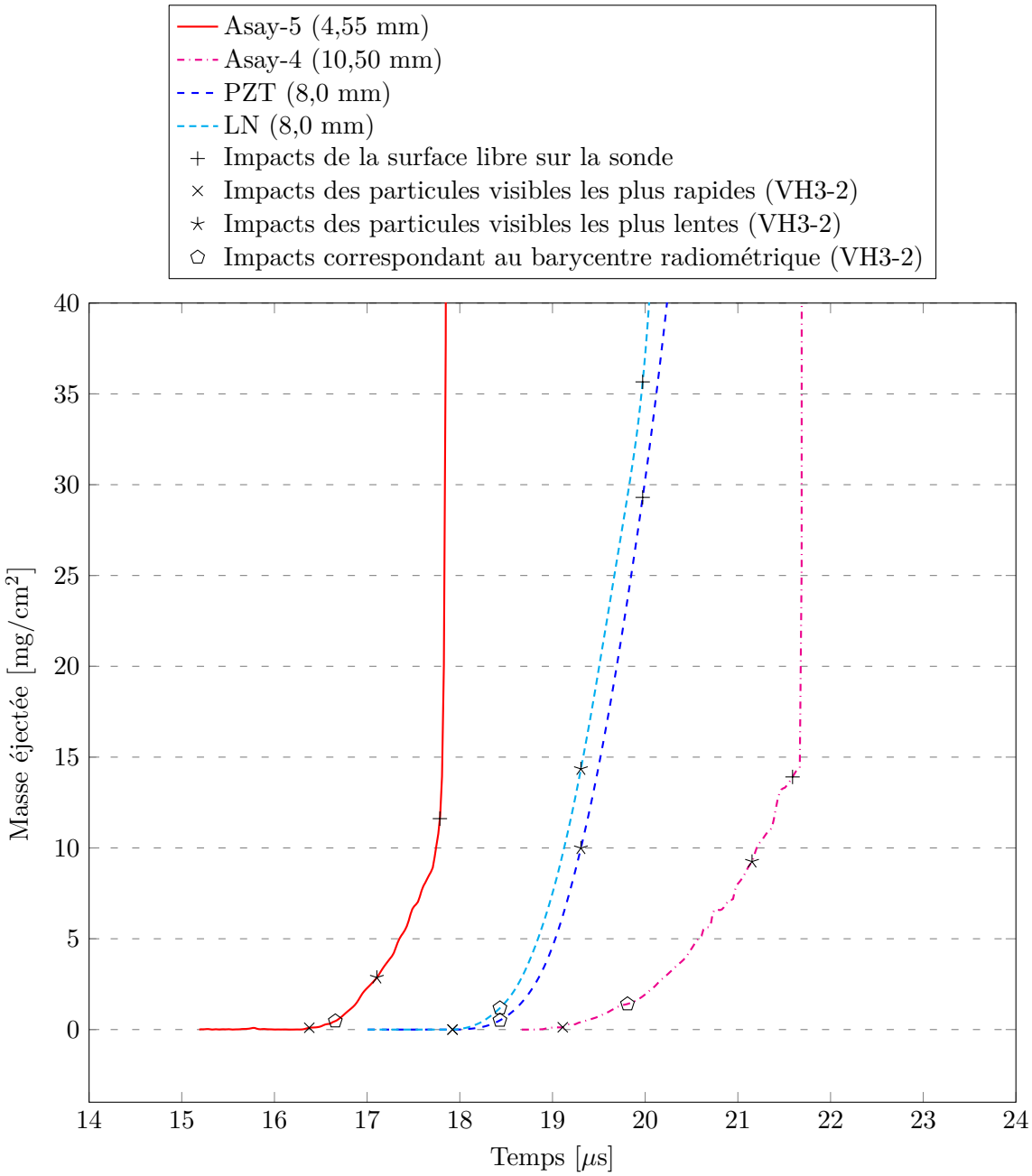


FIGURE 5.22 – Synthèse des différentes mesures de pesée pour la poudre d'or *Au8*.

Sonde	Lamage	Masse surfacique cumulée lors de l'impact des particules les plus rapides [mg/cm^2]	Masse surfacique cumulée lors de l'impact des particules les plus lentes [mg/cm^2]	Masse surfacique totale mesurée [mg/cm^2]	Masse surfacique déposée [mg/cm^2]	Ratio entre la masse mesurée et celle déposée [%, en masse]	Ratio détecté par la VH [%, en masse]	Barycentre radiométrique issu du spectrogramme [% de la masse totale éjectée]
Asay 5	5	0,1	2,9	13,9	48,1	29	21	3
PZT	2	0	10	29,3	35,7	82	34	2
LN	7	0	14,4	35,7	36,2	99	40	3
Asay 4	4	0,1	9,2	13,9	38,5	36	66	10

Tableau 5.4 – Masse surfacique associée aux différents évènements, dont la position est déterminée par l'intégration de la vitesse mesurée par la VH.

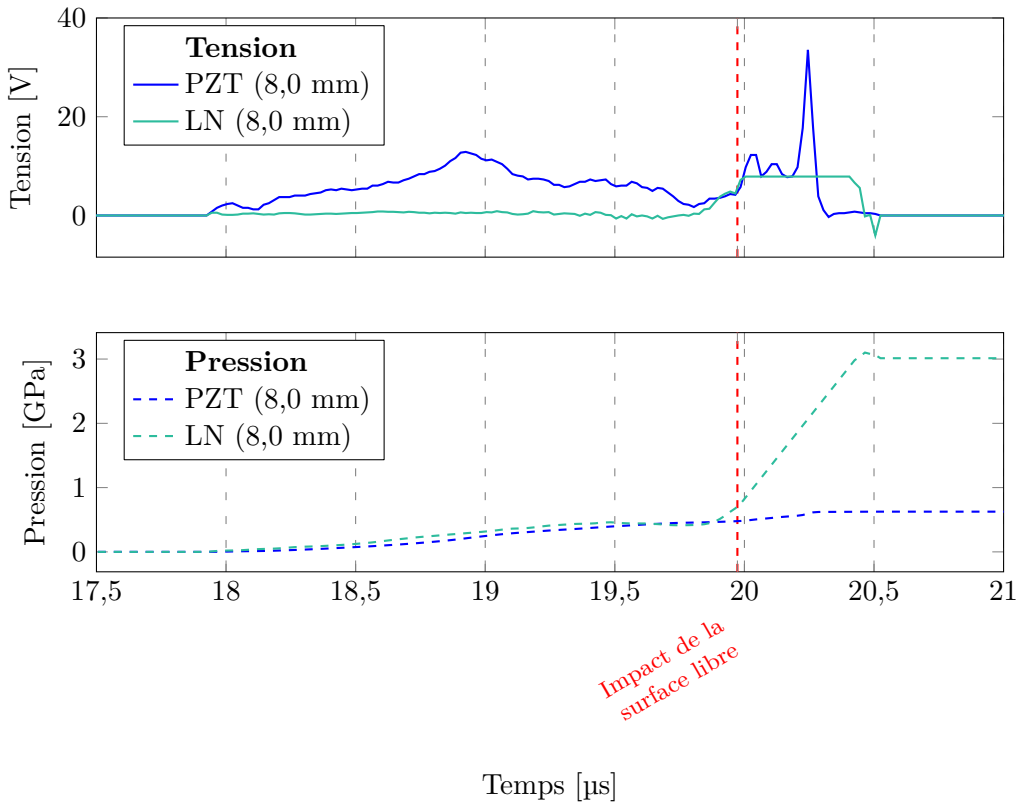


FIGURE 5.23 – Tension et pression obtenues à l'aide des sondes piézoélectriques sur le tir n° 3.

présence de battements temporels plus ou moins forts. Nous ne les expliquons pas, mais nous pouvons supposer qu'un des lasers utilisé dans les baies ne soit pas stable.

Analyse des résultats

Les spectrogrammes VH peuvent d'abord nous donner une estimation des niveaux de puissance pour les différents objets : de −60 dBm à −50 dBm pour les nuages de particules. Les mesures de vitesse de surface libre sans particules, réalisées dans des conditions similaires, ont systématiquement saturé le détecteur, le retour étant supérieur à -25 dBm.

Il existe 4 signaux associés aux lamages avec particules pour lesquels le nuage et la surface libre sont visibles (tir 1, VH2 et VH3 ; tir 2, VH1 et VH7). Nous nous sommes intéressés à l'extinction optique d'un nuage totalement ouvert, que l'on peut calculer avec la formule 3.14. La transmission aller-retour est égale au carré de la transmission d'un aller simple (la lumière est atténuée deux fois par le même nuage). Au final, pour un nuage constitué de particules de diamètre identique d_p, son expression en décibel est :

$$\begin{aligned} Ext'_{dB} &= 2 \cdot 10 \log Ext(\text{« aller simple »}) \\ &= \frac{20}{\ln 10} \left(\frac{-3\, m_s\, Q_{\text{bs}}(d_p)}{2\, \rho_p\, d_p} \right) \end{aligned} \tag{5.1}$$

Celle d'un nuage dont les diamètres de particules sont dispersés selon une loi log-normale de médiane $d_{p_{\text{med}}}$ et d'élargissement E_d est :

$$Ext_{dB} = \frac{20}{\ln 10} \left(\frac{-3 m_{\mathcal{S}}}{2 \rho_p} \int \frac{Q_{\text{bs}}(d_p)}{d_p} \mathrm{dp}_{d_p}(M, E_d) \right) \tag{5.2}$$

Nous avons également montré que l'extinction est peu sensible à l'élargissement de la distribution des particules (section 3.2), cette approximation nous permet de mieux appréhender le phénomène en négligeant ce paramètre.

Le tableau 5.3 présente une synthèse des masses surfaciques, des extinctions calculées par les deux méthodes et met en avant les tirs pour lesquels la VSL est visible. Nous n'exploiterons par la suite que les extinctions calculées par la deuxième méthode qui aboutit à des atténuations un peu plus fortes (conformément à ce qui était attendu).

Nous pouvons inférer une limite de visibilité de la vitesse de surface libre qui semble se dégager autour de −56 dB. Cette limite est difficile à déterminer : le spectrogramme 2-4 (page 227) présente une vitesse de surface libre, très visible, associée à une atténuation calculée de −40 dB, alors que le spectrogramme 1-3 (page 224) affiche une réponse très ténue et dont l'atténuation est de −21 dB. Également, à atténuation quasi égale, le spectrogramme 2-7 (page 228) exhibe une vitesse de surface libre contrairement à la mesure 2-8 (page 228).

Nous pouvons nous intéresser à la signification de ces grandeurs :

— la VH est supposée être capable de détecter (après traitement par TFCT) des objets renvoyant une puissance lumineuse d'une trentaine de picowatts (soit −75 dBm, pour une fenêtre de traitement de 100 ns, figure 2.16),

— lors des mesures de calibration globale (section 2.3.3), il a été constaté que le comportement non linéaire du détecteur commence à être observé à partir d'un flux retour proche de 100 µW (soit −10 dBm). Les mesures révèlent que les puissances retour des surfaces libres sont suffisantes pour induire des effets non linéaires (visibles grâce aux harmoniques qu'elles induisent, figures G.13 et G.14). La puissance renvoyée par une surface libre « nue » est donc supérieure à 100 µW.

Ainsi, l'atténuation induite par les particules calibrées semble supérieure à −60 dBm, valeur proche de la valeur recherchée (−56 dBm).

Ce résultat, bien qu'encourageant, doit être nuancé par un certain nombre d'incertitudes, notamment :

— la réflectivité réelle de la surface libre, et particulièrement pourquoi sa réflectivité augmente au-delà de la saturation après choc,

— la calibration radiométrique de chaque baie n'a pas été évaluée,

— la qualité des lignes est variable selon les tirs et les baies,

— le réglage de l'atténuateur de chaque voie est connu sans grande précision (à l'exception du tir 4, où il a été fixé sur l'atténuation minimale),

— l'homogénéité du dépôt,

— la fragmentation des particules constituant le dépôt lors du débouché du choc.

Ce dernier point est important. En effet, l'atténuation est directement liée au rayon (médian) des particules (équation 5.1). Si ces dernières fragmentent, elles deviennent plus petites et l'extinction augmente en conséquence.

Nous allons étudier deux voies comparables du tir n° 1. La figure 5.24 présente, pour les voies 1-2 et 1-3, la photométrie des différents objets : le pivot (autrement dit, la composante statique), le nuage ainsi que la VSL et la VSL seule.

Intéressons-nous d'abord à la composante statique (en noir, solide et pointillé sur le graphique). Nous pouvons modéliser l'évolution temporelle du retour statique par deux plateaux : un, avant le débouché de choc (à 14,8 µs) et l'autre, après. Les différentes valeurs sont reportées dans le tableau 5.5.

La statique [a] correspond au signal retour de la cible auquel se rajoute différents retours « parasites » de la baie (défauts fibres et connexions, fuite du circulateur, ...). Après le débouché, le niveau du signal retour correspond uniquement à la cible, la composante statique de la cible ayant subi un décalage en fréquence dû à sa vitesse propre. En revanche, les retours parasites ne sont pas décalés en fréquence ; cela explique la présence du pivot après l'accélération de la surface libre.

Pour fixer des ordres de grandeur, rappelons que le retour statique habituel d'une voie de la baie VH est compris entre −50 et −60 dB (page 71). La puissance injectée est de 27 dBm (500 mW), ainsi la puissance retour statique due à la baie et à la ligne est idéalement comprise entre −33 dBm (0,5 µW) et −23 dBm (5 µW). Cet exemple montre que la voie VH 1-3 donne un résultat qui semble être trop optimiste (-40 dBm, 100 nW) sur le flux retour du système alors que la voie VH 1-2 affiche une valeur

(a). La « statique » correspond au signal mesuré avant le débouché du choc.

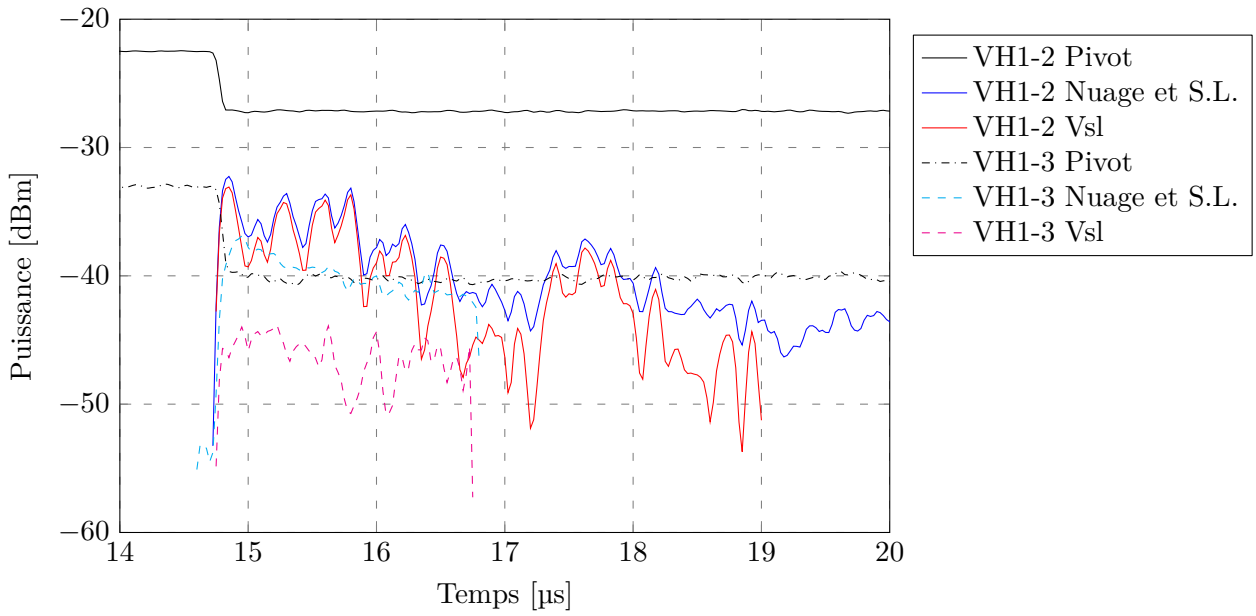


FIGURE 5.24 – Comparaison des différents objets radiométriques (pivot, nuage de particules incluant la surface libre, surface libre seule) issus des voies 2 et 3 du tir n° 1.

Voie	Retour statique (avant le débouché du choc)	Retour statique (après le débouché du choc)	Nuage et vitesse de surface libre	Vitesse de surface libre seule
VH 1-2	−22 dBm (6 µW)	−27 dBm (2 µW)	−45 à 32 dBm (30 à 600 nW)	-55 à -32 dBm (3 à 600 nW)
VH 1-3	−34 dBm (400 nW)	−40 dBm (100 nW)	−41 à −37 dBm (80 à 200 nW)	−50 à −45 dBm (10 à 30 nW)

TABLEAU 5.5 – Niveaux de puissance des différents objets pour les voies 2 et 3 du tir n° 1.

vraisemblable. Il est ainsi raisonnable de penser que les différentes voies ont des sensibilités assez différentes.

Éjection d'étain

Les travaux de BUTTLER et collab. publiés en 2011 (voir partie 1.4.5) sur la formation des jets à partir de cibles de cuivre ou d'étain striées (550 µm de pas et de 20 à 200 µm de profondeur) montrent la possibilité d'observer, avec la VH, la vitesse des têtes de jets et des « pointes » durant plusieurs microsecondes, durée pour laquelle les jets restent donc intègres.

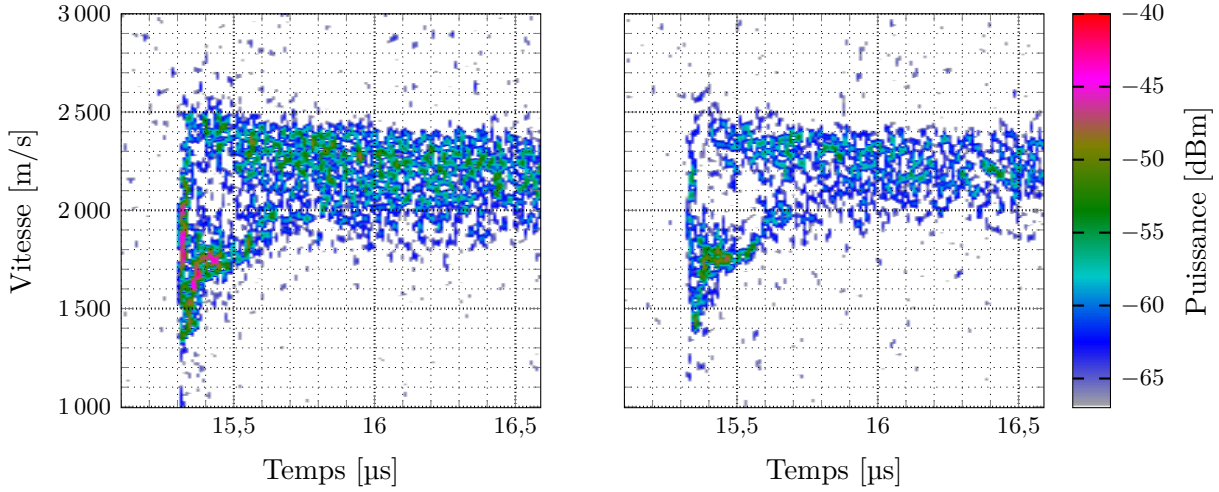
Sur l'ensemble de la campagne, ont été utilisées 5 cibles d'étain, d'épaisseur 2,5 mm et micro-usinées en face arrière (60 × 8 µm). Les signaux VH associés (tir n° 1, VH 6 et 8, tir 2 VH8, tir 3 VH 8 et tir 4 VH 8) sont représentés par la figure 5.25 pour les premiers instants de l'éjection.

Nous pouvons décomposer les spectrogrammes d'éjection (figure 5.25) en deux éléments :

— Une vitesse de surface libre croissante qui tend à disparaitre progressivement au bout de 0,5 µs.
— Un nuage de particules, décélérant lentement, qui semble s'épaissir durant la première microseconde et partir d'un point unique en vitesse, situé à environ 2 500 m/s.

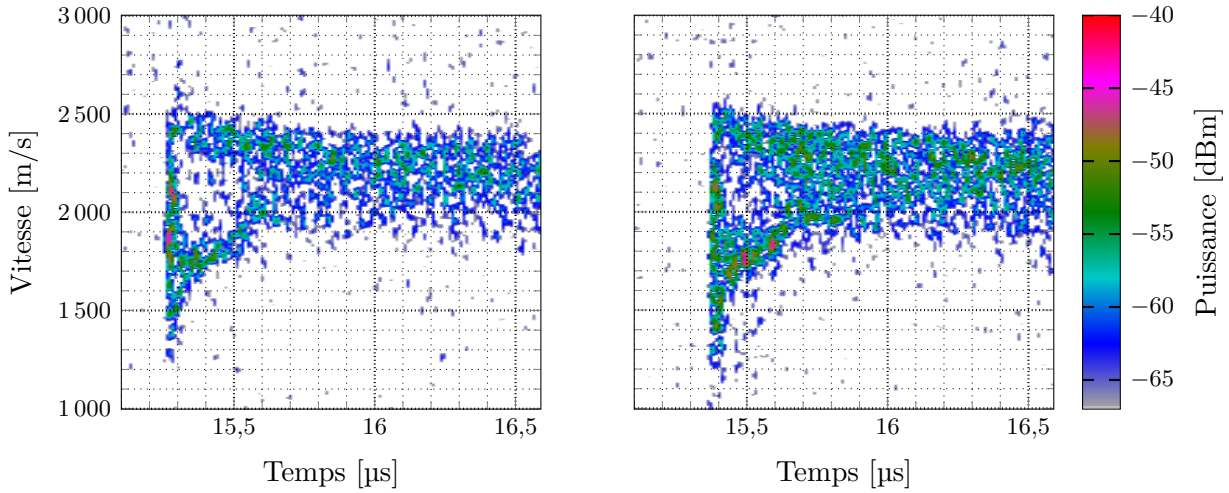
5.2.5 Application du code *Nuage*

Le tir 3 couplant les diagnostics de vélocimétrie hétérodyne et de pesée permet d'effectuer un test comparatif du code *Nuage*, décrit en section 3.2.2.



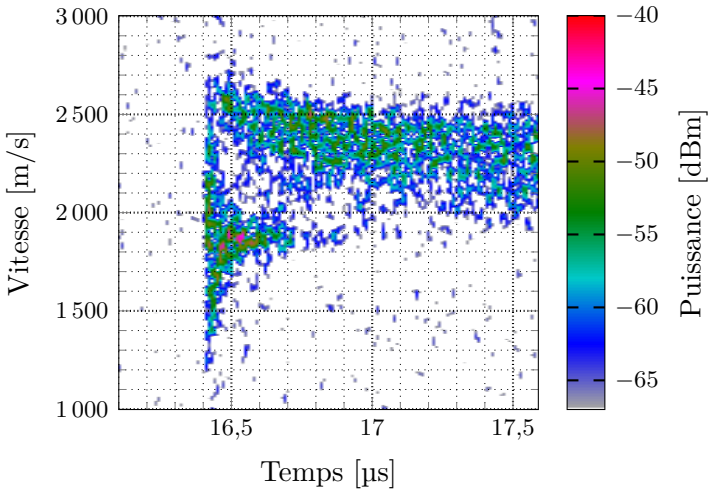
(a) Éjection de l'étain vue par la sonde VH 1-6

(b) Éjection de l'étain vue par la sonde VH 1-8



(c) Éjection de l'étain vue par la sonde VH 2-6

(d) Éjection de l'étain vue par la sonde VH 3-8



(e) Éjection de l'étain vue par la sonde VH 4-8

FIGURE 5.25 – Spectrogrammes centrés sur les premiers moments de l'éjection d'étain observés durant la campagne « lanceur de particules ». Les paramètres de dépouillement utilisés pour cette image sont différents : une largeur de fenêtre de 50 ns et un pas de 1 % ont été choisis pour maximiser la résolution temporelle et faire ainsi ressortir la vitesse de surface libre.

Grâce à ce code, il nous est possible de simuler un spectrogramme et de le comparer à ceux issus de ces expériences en unité radiométrique. L'implémentation hydrodynamique permet également de prédire la quantité de mouvement échangée lors d'un choc mou à travers une interface virtuelle située à une distance $z_{\text{pesée}}$. Cette prédiction peut être comparée à la réponse d'une sonde de pesée sans fixer d'hypothèse sur la vitesse des particules au moment de l'impact.

Application à la poudre *Au8*

Nous avons réalisé cette simulation avec la poudre *Au8*, en utilisant le spectrogramme issu de la voie 2 du tir 3, ainsi que les mesures de pesée *Asay4* et *Asay5*.

L'onde de choc dans l'air (à 5 °C et 1 015 hPa) est supposée être induite par une surface libre plane animée d'une vitesse de 1 500 m/s. La masse surfacique totale des particules est de 10 mg/cm^2. Les distributions initiales en taille et vitesse suivent respectivement des lois log-normale (de moyenne 0,6 µm et d'écart-type 0,15 µm) et exponentielle (de moyenne $V_{\text{SL}} + 290$ m/s, tronquée par la vitesse de la surface libre).

La comparaison entre l'expérience et la simulation est représentée par la figure 5.26. Les conclusions sont les suivantes :

— Les niveaux de puissance entre le spectrogramme et la simulation sont bons. Le niveau de bruit moyen induit sur le spectrogramme est estimé à −75 dBm. Sur ce dernier, le nuage de particules expérimental apparait, autour des vitesses maximales, entre les niveaux −80 et −70 dBm du spectrogramme simulé. Les puissances maximales sont de l'ordre de −60 dBm, valeurs légèrement sous-estimées (quelques dBm) sur la simulation, particulièrement sur les temps tardifs (2 µs après le débouché du choc). Rappelons que, pour des masses surfaciques importantes, la masse totale agit peu sur le niveau de flux retour (voir 3.2.1) ; **en conséquence, le niveau de flux retour contraint faiblement la valeur fixée pour la masse totale du nuage**.

— La forme est bien reproduite, sauf aux tous premiers instants, particulièrement pour la partie supérieure (vitesses hautes). Elle diverge cependant pour la partie basse : la simulation prévoit des vitesses plus basses que l'expérience. Une explication possible est que la masse utilisée pour la simulation ne soit pas suffisante et induise une « profondeur d'analyse » trop grande.

— Les sondes de pesée cible mince correspondent à la simulation, en termes de masse cumulée et en temps d'impact. En revanche, la croissance dans le temps (correspondant à l'accumulation de matière) n'est pas respectée : la simulation prédit une forme trop proche d'une « droite ».

— La distribution en taille a été choisie autour de valeurs très basses (inférieures ou proches du micromètre) comparée à la distribution de la poudre *Au8*. Deux explications sont proposées :
  — **la simplicité de la simulation hydrodynamique**, que nous avons précédemment commentée (chapitre 3),
  — **la fragmentation ou l'ablation des particules au cours de leur freinage**. Cette hypothèse est très vraisemblable, compte tenu des différences dans les vitesses impliquées (jusqu'à quelques kilomètres par seconde lorsque le gaz n'est pas choqué).

Application à la micro-éjection de l'étain

Le code *Nuage* a aussi permis la simulation conjointe de la voie VH8 et de la mesure de pesée *Asay6* (figure 5.27). Les nouveaux paramètres de simulation sont :

— La vitesse de surface libre de 1 761 m/s.

— La masse surfacique totale des particules de 7 mg/cm^2. Les distributions initiales en taille et vitesse sont respectivement des lois log-normale (de moyenne 2,8 µm et d'écart-type 0,6 µm) et exponentielle (de moyenne $V_{\text{SL}} + 150$ m/s).

— Les indices optiques de l'étain non oxydé.

Dans un premier temps, plusieurs commentaires sur la comparaison expérience-simulation doivent être notés. La forme est ici plus complexe, ce qui rend l'ajustement difficile, particulièrement au niveau des vitesses hautes où le spectre s'élargit pendant quelques microsecondes à partir de 16,2 µs. De manière semblable au cas précédent, la forme du dépôt de masse est mal reproduite, notamment à

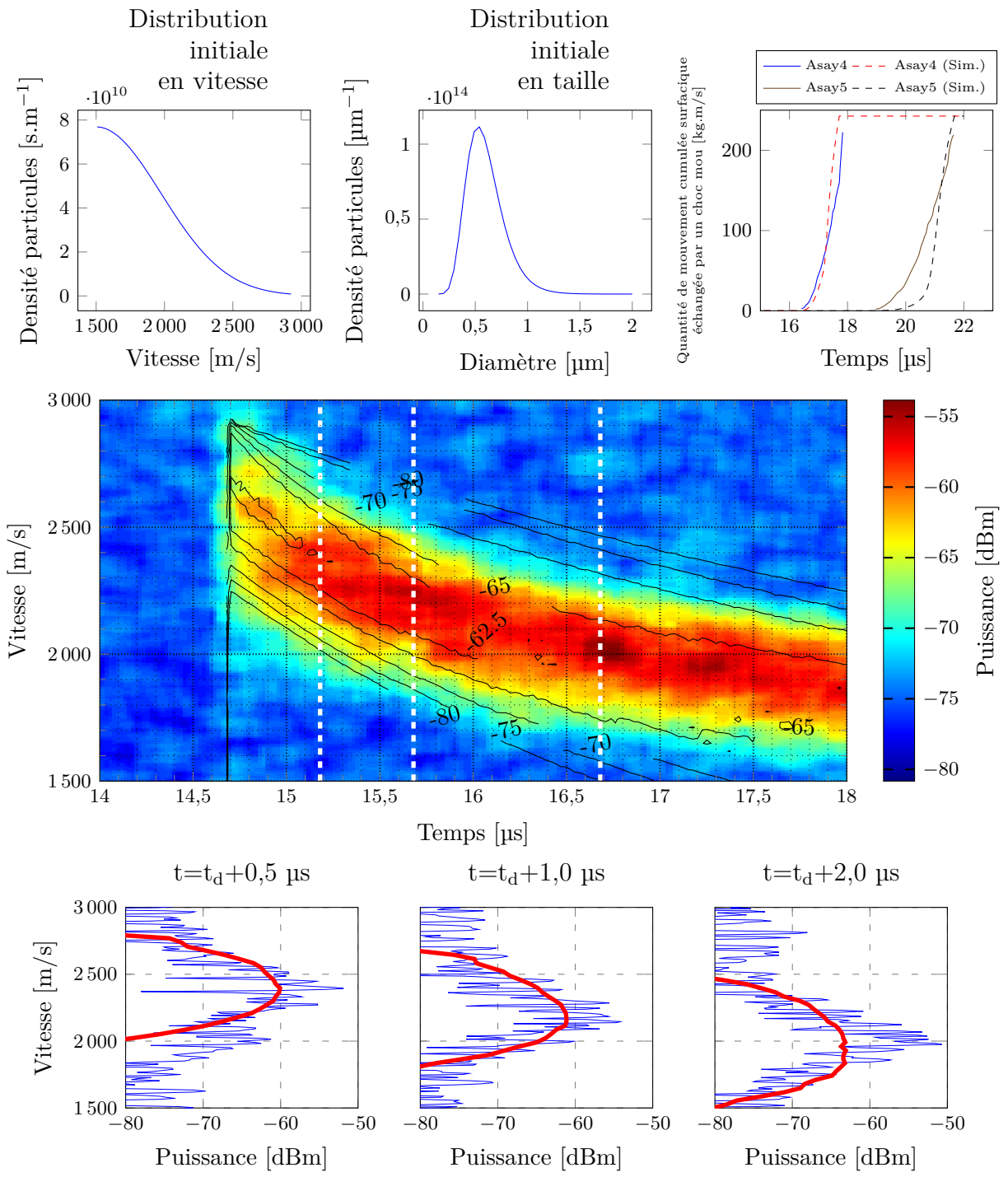


FIGURE 5.26 – Utilisation du code *Nuage* pour simuler le spectrogramme obtenu avec la poudre *Au8* sur la voie 2 du tir 3. La distribution initiale est représentée par les deux figures en haut à gauche. La comparaison des quantités de mouvement échangées avec les cibles minces (supposées fixes, partie 5.2.3) est représentée en haut à droite. Enfin, le spectrogramme expérimental est représenté en couleur au centre, tandis que la simulation est tracée avec des contours. Différentes coupes à temps constant sont proposées en bas (leur position est reportée en blanc sur le spectrogramme). Les unités sont exprimées en dBm. Le spectrogramme a été volontairement « flouté » pour rendre la lecture du graphique plus aisée.

proximité du temps d'impact (en pointillé sur le graphique). Les niveaux de flux retour sont bien estimés par le calcul.

Intéressons-nous à présent au résultat :

— Les diamètres sont bien plus élevés que précédemment ($2{,}6 \pm 0{,}6$ µm), il s'agit d'une estimation du terme source de la micro-éjection d'étain par un motif 60x8 µm. Il semble également indiquer que la fragmentation ou l'ablation est nettement moins agressive que précédemment. Cela pourrait suggérer que les particules d'or ont fragmenté lors du débouché de choc.

— Le choix d'une distribution log-normale pour les tailles n'est peut-être pas le plus adapté au problème. En effet, de nombreuses études suggèrent que la distribution des tailles de particules suit une loi en puissance. Toutefois, utiliser une telle loi impose de fixer une limite haute (voire basse) en diamètre pour obtenir analytiquement une loi intégrable.

Ce dernier résultat, sur la micro-éjection de l'étain, est l'aboutissement des différents éléments mis en place au cours de ce travail : étude radiométrique de la VH (chapitre 2), diffusion à travers un nuage (chapitre 3) et différentes études expérimentales (chapitres 4 et 5). Un certain nombre de points reste à approfondir (diffusion dans les nuages épais, hydrodynamique des sprays, connaissances des indices optiques, formes des particules, couplage avec des diagnostics complémentaires...) ; ces éléments ne doivent pas masquer l'étendue des possibilités et la richesse de ce résultat, obtenu en utilisant des modèles simples.

5.2.6 Conclusion et apports

Aucune trace particulière, semblable à celles étudiées au chapitre 4, n'a été observée durant ces expériences. Il est impossible de confirmer expérimentalement si une particule unique peut être détectée, à ces régimes et avec une largeur de fenêtre $T = 100$ ns du traitement TFCT.

Des expériences à des régimes intermédiaires (de 500 à 1 000 m/s) sont ainsi souhaitables pour observer la transition de détection. Elles dégageraient une limite de détectivité d'une particule unitaire en fonction de sa vitesse, ou plutôt en fonction de sa décélération. Ces expériences permettront une meilleure appréhension des phénomènes physiques, notamment la transition entre des particules discrètes et un nuage.

La simulation réalisée grâce au code *Nuage* démontre avec une bonne certitude que sous ces niveaux de choc, les particules calibrées se fragmentent ou s'ablatent au moment du débouché de choc ou pendant leur freinage dans l'air. Elles ne sont donc pas un bon substitut pour le terme source de la micro-éjection. Ce constat est confirmé par la décélération différente du nuage produit de la micro-éjection d'étain.

Cette même simulation montre le potentiel de la prévision radiométrique. Les résultats sont en bon accord avec les sondes de pesée (cible mince), malgré la simplicité de la simulation hydrodynamique. Ce résultat est encourageant et suggère d'améliorer les modélisations radiométriques du nuage et de la sonde.

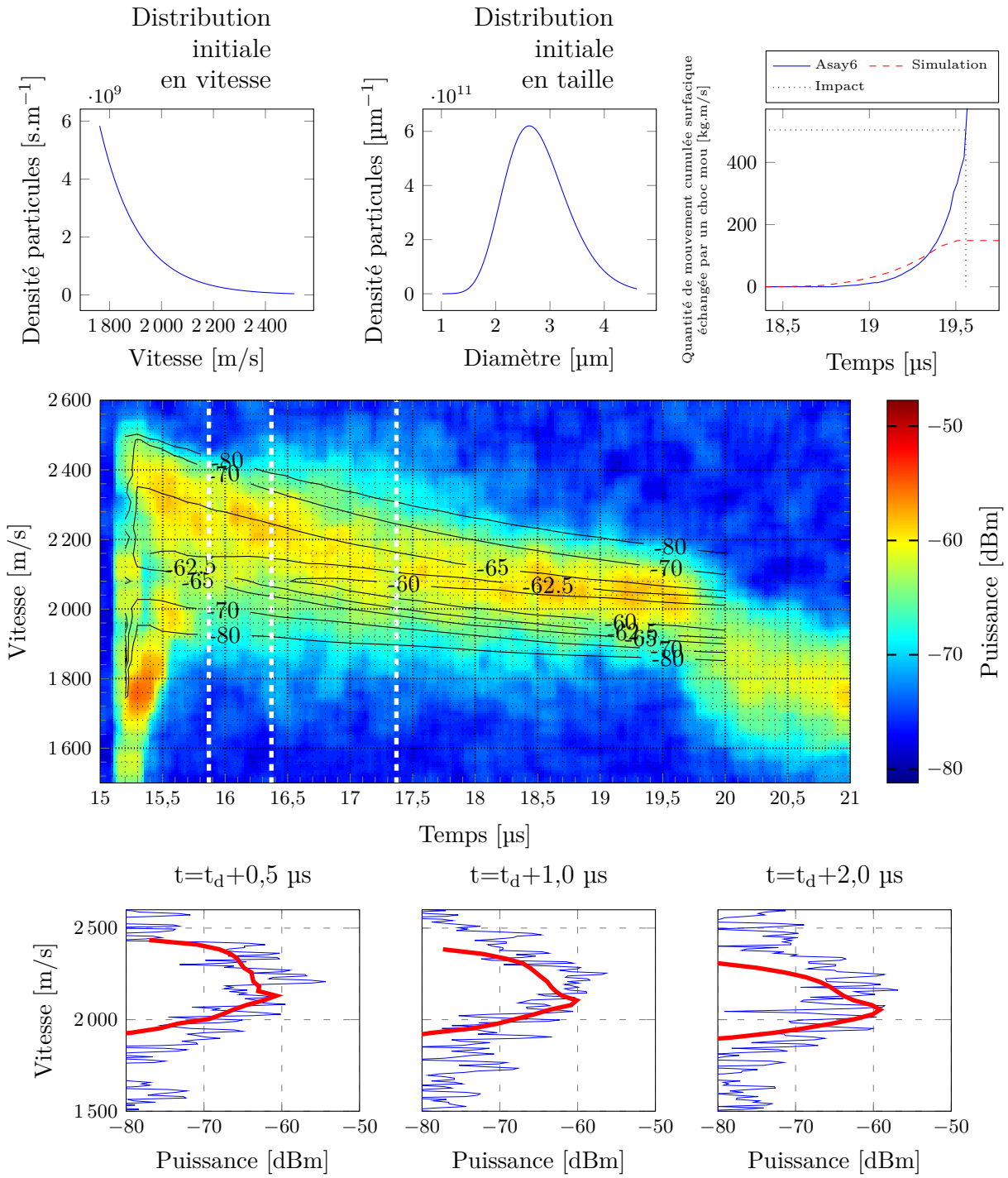


FIGURE 5.27 – Utilisation du code *Nuage* pour simuler la micro-éjection de l'étain observée sur la voie 8 du tir 3. La distribution initiale est représentée par les deux figures en haut à gauche. La comparaison des quantités de mouvement échangées avec la cible mince *Asay6* est représentée en haut à gauche. Enfin, le spectrogramme expérimental est représenté au milieu en couleur, tandis que la simulation est tracée avec des contours. Les unités sont exprimées en dBm. Le spectrogramme a été volontairement « flouté » pour rendre la lecture du graphique plus aisée.

Résumé du chapitre 5

Des campagnes expérimentales exposant des matériaux à des chocs de plusieurs dizaines de gigapascals ont été présentées dans ce chapitre. Les conditions sont telles que les contraintes appliquées aux matériaux peuvent induire de l'endommagement et produire des fragments ou des particules.

Expériences sur l'endommagement du carbone graphite

Notre participation aux expériences sur l'endommagement du graphite (Seisson, 2014, chapitre 7) nous a conduit à mettre en **place une enceinte secondaire pour obtenir le freinage des fragments dans un gaz avec un générateur de choc laser de forte intensité** (les éclairements induits nécessitent de transporter les faisceaux dans le vide). Dans le cas du carbone graphite, les fragments sont trop denses et trop fortement dispersés en taille pour pouvoir tirer une conclusion sur leur dimension.

Elles nous ont toutefois permis de démontrer :

— La pertinence de l'utilisation de l'imagerie pour aider à interpréter des spectrogrammes VH complexes. C'est notamment le cas pour la forme quasi gaussienne de la tache laser qui induit un endommagement fortement bidimensionnel (mais restant axisymétrique). L'identification des différents objets sur le spectrogramme a été ainsi rendue possible.

— L'élargissement d'une trace en vitesse induite par la faible rotation d'un objet en mouvement.

Expériences pyrotechniques « lanceur de particules »

Les expériences pyrotechniques « lanceur de particules » sont la transposition sous choc pyrotechnique des expériences laser présentées au chapitre 4. Les vitesses mises en jeu sont de l'ordre de 1 500 m/s (jusqu'à 4 000 m/s pour les particules).

Elles nous amènent aux conclusions suivantes :

— Les modèles orthotropes (diffusion lambertienne) sous hypothèse radar, conduisant à des albédos équivalents, semblent adaptés aux nuages de particules émis sous choc.

— La pertinence du programme *Nuage* a été démontrée pour la simulation des diagnostics, tel que la VH ou les sondes de pesée.

— À hautes vitesses, les particules calibrées ne seraient pas un bon fantôme de celles issues de l'éjection : elles se fragmentent sous choc ou durant le freinage dans l'air.

Des expériences à régimes intermédiaires (de 500 à 1 000 m/s) sont souhaitables pour permettre une meilleure appréhension des phénomènes physiques. Notamment, la transition entre la visibilité et la non-visibilité des traces de particules unitaires dans un nuage ; aucune trace singulière semblable à celles étudiées au chapitre 4, n'a été observée.

Conclusions et perspectives

Le travail présenté dans ce document concerne la micro-éjection, mécanisme d'endommagement des matériaux sous choc, conduisant à la production de microjets puis de gouttelettes ; ces gouttelettes voyagent à vitesses constantes si l'expérience a lieu dans le vide ou décélèrent en présence d'un gaz. Elles possèdent une taille de l'ordre du micromètre, se déplacent à une vitesse de l'ordre du kilomètre par seconde et se présentent sous la forme d'un nuage dont la fraction volumique est comprise entre 10^{-3} et 10^{-2}. La volonté de mieux le connaitre nourrit la nécessité de développer de nouveaux diagnostics. C'est ainsi que la Vélocimétrie Hétérodyne (VH), initialement développée aux États-Unis, puis en France depuis 2006 pour mesurer la vitesse de surfaces « intègres », s'est montrée capable de détecter un large spectre de vitesses associées aux nuages de particules, qu'elles soient issues du micro-écaillage ou de la micro-éjection. **Le but de ce travail est d'étudier l'apport de la VH à l'étude des nuages de particules à hautes vélocités.**

À partir du recensement des études traitant de la micro-éjection, les différents moyens expérimentaux permettant sa création, ainsi que son traitement, sont présentés, associés à leurs limitations. Cette synthèse permet une mise en perspective des différents moyens d'analyses et d'approches pour obtenir les grandeurs caractéristiques (densités, tailles et vitesses), et de mieux comprendre le phénomène. Nous soulignons aussi l'actuelle nécessité de quantifier expérimentalement la micro-éjection à l'échelle des microdéfauts d'usinage (un à quelques dizaines de micromètres). Le nuage est supposé être déstructuré ; cette hypothèse, simplificatrice compte tenu de la grande variété des phénomènes coexistants révélés par l'état de l'art, est un point de départ pour modéliser la matière éjectée.

Afin de simplifier notre problématique et de qualifier objectivement le(s) diagnostic(s), la majorité des expériences présentées utilisent des particules calibrées pour fixer un terme source de micro-éjection de caractéristiques connues (formes, tailles, matière, ...).

Le chapitre 2 propose une analyse précise de la vélocimétrie hétérodyne dont le traitement s'opère par une Transformée de Fourier Court-Terme (TFCT). Après un rappel des principes physiques et numériques conduisant à la détermination des vitesses du(des) objet(s), une approche originale nommée « radiométrique » est proposée ; **elle permet d'estimer le flux lumineux provenant d'un (ou plusieurs) objet(s)**. Cette nouvelle information impose cependant une calibration du diagnostic pour connaître sa réponse radiométrique : deux méthodes (unitaire et globale) sont proposées dans ce document. Cette approche permet en plus d'introduire **une limite de détection**, estimée à partir de l'ensemble des différentes sources de bruit ramené au niveau du détecteur. Parmi toutes ces sources, celle concernant la quantification du signal enregistré limite actuellement la détectivité du système. Précisons que cette limite dépend du traitement appliqué. Enfin, nous proposons une modélisation optique simple de la sonde utilisée pour émettre le faisceau et collecter la lumière rétrodiffusée.

Par la suite, nous soulevons la question de la modélisation du nuage. **Une limite de détectivité d'une particule unique est décrite ; elle dépend principalement de son diamètre, du bruit détecteur et de la largeur de la fenêtre TFCT utilisée**. Un modèle capable de décrire un nuage homogène est également développé : il permet d'**estimer l'extinction et la rétrodiffusion du faisceau sonde VH en interaction avec le nuage**. Il indique que la réflectivité d'un nuage homogène n'augmente pas pour une masse surfacique supérieure à environ 10 mg/cm^2. Dans le but de traiter les nuages denses (de fraction volumique supérieure à 10^{-3}), la faisabilité d'une modélisation entièrement numérique par éléments finis (FDTD) est présentée. Les études restent à concevoir, aidées par l'évolution permanente des moyens de calculs informatiques.

Afin de comparer les approches théoriques avec la réalité, une première étude expérimentale à basses vitesses a été menée à l'aide de chocs laser. Elle souligne **la capacité de la VH à mesurer la**

décélération d'une unique particule parmi d'autres. Nous avons également réussi à reconstruire des distributions en diamètre grâce à l'ajustement d'une loi de freinage. Ces études indiquent que l'équipement présenté est **capable de mesurer les vitesses de particules dont le diamètre est supérieur à** 1 **µm**.

Après avoir validé la mesure à basses vitesses de particules calibrées, nous avons mené à terme deux campagnes expérimentales, avec des dynamiques comparables à celles impliquées dans les études de micro-éjection, qui illustrent l'utilisation de la VH : l'étude de la fragmentation du carbone graphite sous choc laser (collaboration CEA/Institut P'/Laboratoire PIMM) et l'envol de particules sous choc pyrotechnique. L'idée de remplacer le « terme source » de la micro-éjection par des particules calibrées semble mal adaptée aux grandes vitesses ($\geq 1\,500$ m/s). Ces dernières paraissent en effet se fragmenter ou s'ablater sous l'effet du choc. Malgré ce constat, la pertinence de la simulation radiométrique est démontrée. Elle permet de calculer le flux retour d'un nuage de particules obéissant à un comportement hydrodynamique arbitraire, et d'**obtenir un spectrogramme VH comparable à celui issu de l'expérience**. L'extinction du faisceau, masquant les particules situées à proximité de la cible, est également bien anticipée par ce calcul. Ces expériences convergent sur la **nécessité de recouper les différents types de diagnostics**, soit pour aboutir à une interprétation quantitative grâce à de l'information qualitative (soutien de l'imagerie pour interpréter les spectrogrammes temps-vitesse), soit pour contraindre les grandeurs du problème qui possède, a priori, plusieurs solutions (VH pour les vitesses et pesées pour la masse éjectée).

Les perspectives découlant de ces travaux sont nombreuses et s'orientent sur trois axes, instrumental, théorique et expérimental.

Amélioration du diagnostic VH — L'interprétation radiométrique du spectrogramme permet désormais de quantifier les niveaux de flux retour, y compris les retours parasites. **L'expérimentateur a ainsi accès à la puissance renvoyée par une cible en cours d'endommagement** et collectée par la sonde. La mise en place de cette analyse ne requiert pas une évolution de la technologie actuelle, mais seulement une calibration de la baie. L'impact de la ligne (en fibre optique) ne peut plus être négligé ; par exemple, des lignes de mesure VH traversant des passages étanches ont été caractérisées avec des pertes allant jusqu'à -8 dB. Cette interprétation, associée à l'analyse par composant, permet de quantifier les défauts sur un système, ou sur des lignes, à travers la quantification du bruit retour statique. Ces éléments méritent une attention particulière lorsque l'on souhaite mesurer des vitesses d'objets faiblement réfléchissants (particules, ...)

Du point de vue de la R&D, cette interprétation permet d'identifier des pistes d'amélioration. Par exemple, le système VH CEA, présenté dans ce document, est limité par le bruit de quantification, et, à un second niveau, par le bruit détecteur. Le bruit photonique reste encore faible devant ces deux contributeurs. **Une amélioration de la détectivité pourra être ainsi obtenue avec une mise à jour du système (nouveau numériseur, détecteur, ...).**

L'impact de la polarisation sur la mesure vaut la peine d'être étudié. Elle peut avoir une influence sur la mesure radiométrique. Les composants (fibres, coupleurs, polariseurs, lame demi et quart d'onde, séparateurs, ...) existent aujourd'hui sous forme fibrée. L'utilisation de ces derniers, pour comprendre cet effet, est possible. De plus, si le phénomène est maitrisé, l'analyse du nuage à travers ses propriétés (dé)polarisantes sera envisageable.

Amélioration de l'interprétation du spectrogramme — Dans le chapitre 3, nous présentons une première modélisation du nuage de particules issues de la matière éjectée. Cette approche néglige la densité fortement croissante du nuage, sa structure, la forme des particules (probablement non sphérique), leur état thermodynamique (température, pression, passage en fusion, ...) et leur agglomération. Ces éléments sont encore très peu connus aujourd'hui ; la dynamique moléculaire apporte certaines réponses aux premiers instants de l'éjection. Aborder la radiométrie par ces modèles simples permet alors de s'affranchir de ces inconnues.

Avec davantage d'informations sur le nuage (mesurées ou supposées), il devient possible d'utiliser les méthodes FDTD (section 3.3) pour prédire la réponse d'objets arbitraires. Les progrès constants

concernant le traitement numérique laissent penser que ces méthodes sont vouées à un usage intensif, bien qu'elles soient consommatrices de temps de calcul. Il est même envisageable, à plus long terme, de réaliser une multitude de calculs pour simuler l'interaction électromagnétique avec le nuage de particules en fonction du temps.

Pour un usage pratique, à partir de configurations représentatives, il est possible d'extraire des grandeurs utilisables dans des programmes de simulation macroscopique (tels que des coefficients d'efficacité (extinction, rétrodiffusion, ...) à haute densité).

Des calculs de la réflectivité et du lobe de diffusion associés à une surface pourront également être conduits selon la même méthode. Ces données aideront le concepteur à mieux définir une expérience utilisant la vélocimétrie hétérodyne. L'ambitieux projet de simuler la réponse radiométrique d'un jet en formation puis en cours de fragmentation, est d'un grand intérêt : il permettrait de comprendre comment la VH observe le passage de l'état cohérent (jet) à un état déstructuré (particules), et d'estimer les durées et les vitesses mises en jeu.

Expériences appliquées à l'étude de l'endommagement des matériaux — Plusieurs perspectives peuvent être dégagées de ces travaux :

À propos de l'utilisation des particules calibrées par le développement de diagnostics. Nous avons présenté deux gammes d'expériences : une première avec des vitesses de quelques centaines de mètres par seconde (subsonique dans l'air) et une seconde avec des vitesses de plusieurs kilomètres par seconde (supersonique). Les phénoménologies observées sont résolument disjointes et les domaines de transition restent encore à étudier (mesure possible ou non d'une particule unitaire, vitesse supérieure à la vitesse du son, fragmentation ou non des particules, ...). Des nouvelles expériences en régimes intermédiaires permettront de mieux comprendre ces phénomènes. La mise en place d'une imagerie laser aidera à interpréter le mécanisme d'envol de particules calibrées, voire à percevoir leur possible fragmentation (ou celle des jets) lors du débouché du choc.

Pour la détection du passage en fusion. Des variations radiométriques alertent le physicien sur les changements d'état du matériau (débouché de choc ou passage en fusion). La phase de la face arrière est déterminante sur la quantité de matière éjectée. L'étude radiométrique présentée dans ce document quantifie le flux retour de manière absolue.

Recoupement des résultats issus de plusieurs diagnostics. L'utilisation du code *Nuage*, programme démonstrateur de la prévision radiométrique, pour l'interprétation de la décélération d'un nuage de particules est très prometteuse. Sa marge d'évolution est importante compte tenu de la relative simplicité des modèles utilisés vis-à-vis de la complexité de la physique. Ce travail soutient le développement d'un tel outil, l'acquisition des données et des techniques nécessaires à son bon fonctionnement (calibration des baies, modélisation de sondes, calcul de sections efficaces, ...).

Les résultats s'appuient sur le recoupement avec ceux issus de diagnostics différents, comme les sondes de pesée et les Rayons X Mous (RXM). Il ne faut pas oublier que chacun d'eux possède sa propre limitation :

— Le modèle de dépouillement des pesées cible mince introduit un facteur compris entre 1 et 2 sur la masse éjectée (choc mou ou élastique). Il existe peu d'études traitant de l'influence de l'épaisseur, du diamètre de la cible et du temps de fonctionnement du capteur. De plus, elle peut être perforée au cours de l'expérience rendant aussi la mesure non valable.

— Les valeurs données par les pesées piézoélectriques dépendent de la réponse du cristal. Cette dernière est connue pour être non linéaire et fortement fluctuante d'une sonde à l'autre.

— Les RXM sont limités en résolution (au mieux 200 µm pour une source à base de laser, 1 mm pour les diodes). Cette limite rend difficile la séparation entre le nuage et la surface déstructurée, très dense, qui « déborde » sur le reste de l'image.

Ainsi, l'interprétation croisée est d'autant plus importante que chacun de ces diagnostics possède une zone d'incertitude. Une étude poussée de ces derniers est donc requise pour la déterminer. Ces éléments permettront de pondérer objectivement les mesures et d'estimer une incertitude réduite sur le résultat

global. La conception et l'analyse d'expériences couplant différents diagnostics nécessiteront une très grande rigueur.

L'interprétation croisée sera certainement obtenue grâce à la résolution d'un problème inverse. À l'image du code *Nuage*, la mise en place de simulation de sprays épais, la prédiction des mesures obtenues par chacun des diagnostics et leur comparaison aux signaux expérimentaux ainsi que la juste pondération par les incertitudes, sont des étapes indispensables à la détermination des caractéristiques du nuage.

Annexe A

Des notions de base en physique des chocs

Nous nous intéresserons au cas unidimensionnel d'une plaque soumise à un choc plan (l'écoulement est unidimensionnel).

Une onde de choc est une perturbation mécanique séparant deux milieux (figure A.1) ; elle se propage du milieu 2 au milieu 1 à une vitesse D_{12} appelée *vitesse absolue de front de choc*. Les vitesses matérielles (c'est-à-dire la vitesse propre de la matière) sont respectivement égales à u_2 et u_1.

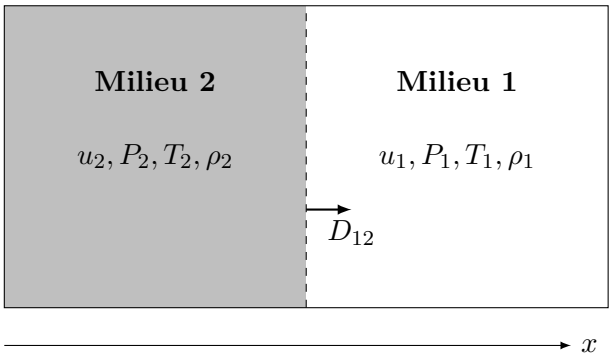


FIGURE A.1 – Illustration d'une onde de choc dans un matériau (l'onde se déplace de gauche à droite).

Dans un premier temps, nous allons supposer que le milieu 1 situé à droite est statique (au repos, vitesse interne nulle) : ce milieu est alors qualifié de « non choqué » alors que celui situé à gauche est dit « choqué ». Il est possible de comparer cette situation à celle dite du « chasse-neige » (A.2). Le chasse-neige pousse la matière avec une plaque ayant une vitesse v. La neige est alors comprimée, poussée et entrainée pour atteindre une vitesse matière u égale à celle de la plaque perturbatrice (v). À présent, un mini-bloc de neige possède une vitesse u et se retrouve confronté devant elle à un autre bloc de neige immobile. Ce dernier va subir le même sort : être poussé par le bloc précédent pour être accéléré à la vitesse u (et ainsi de suite). Cette interface entre la neige au repos et la neige mise en vitesse est appelée front de choc, et se déplace plus vite que la vitesse matière (celle de la neige en mouvement).

Dans la suite, nous allons approfondir la physique des ondes de choc, au juste nécessaire pour la compréhension des phénomènes entrant en jeu. Le lecteur est invité à consulter l'un des nombreux ouvrages sur le sujet, tel que le livre de THOUVENIN (1997) qui a servi de base pour la rédaction de ce document. Dans cette section, nous allons répondre aux questions suivantes :

— Quelles équations régissent le front de l'onde de choc ?
— Quelles sont les paramètres déterminant la vitesse matière, la vitesse du front, la densité, la température après le passage d'une onde de choc ?
— Que se passe-t-il lorsque l'onde de choc traverse une interface entre deux matériaux différents ? En particulier le cas où l'un des deux est un gaz peu dense.

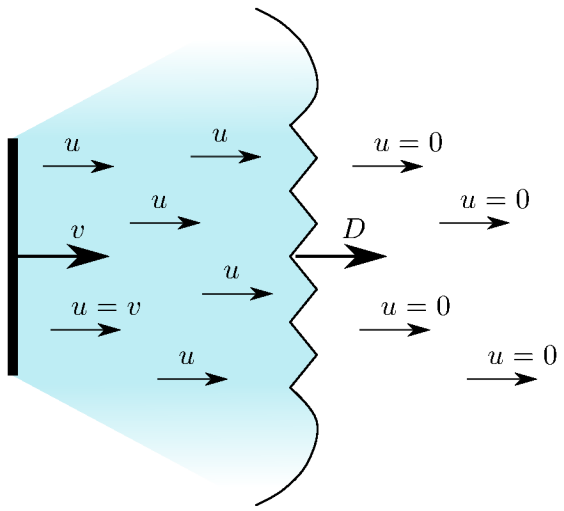


FIGURE A.2 – Illustration d'une onde de choc à l'aide du modèle du chasse-neige

— Que se passe-t-il lorsque le choc n'est plus entretenu (soutenu, c'est-à-dire que le « chasse-neige » s'arrête) ?

A.1 Ondes de choc dans les matériaux

A.1.1 Ondes soniques

Nous allons tout d'abord présenter le cas de l'onde sonique, qui correspond à une variation infinitésimale $\mathrm{d}u = u_2 - u_1$ (positive ou négative) de la vitesse matérielle (ainsi qu'une variation infinitésimale de la pression $\mathrm{d}p$). Cette transformation est adiabatique, et de plus isentropique puisqu'elle est infinitésimale (et donc réversible).

La vitesse de ce qui serait ici l'équivalent du « front de choc » est alors appelée *vitesse du son*, notée c. C'est une grandeur vectorielle ($\vec{c}$) normale à l'onde et colinéaire à sa direction de propagation. Ce vecteur représente la **vitesse relative** de l'onde par rapport au milieu. Par exemple, si le milieu est déjà en mouvement avec une vitesse absolue $\vec{u}$, alors l'onde a pour vitesse absolue $(\vec{u} + \vec{c})$. Le choc ne se propage pas nécessairement dans la même direction que le mouvement du milieu, ainsi $\vec{c}$ et $\vec{u}$ ne sont pas forcement colinéaire.

La vitesse du son respecte l'équation suivante :

$$c = \sqrt{\left(\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\rho}\right)_S} \tag{A.1}$$

où ρ est la masse volumique et S l'entropie.

En revanche, la variation élémentaire de vitesse matérielle $\mathrm{d}\vec{u}$ est colinéaire au vecteur vitesse de l'onde $\vec{c}$ (mais pas obligatoirement de même sens). Ces deux grandeurs sont reliées par l'équation

$$dp = \rho\vec{c} \cdot \mathrm{d}\vec{u} \tag{A.2}$$

ou encore (par colinéarité) :

$$\mathrm{d}\vec{u} = \frac{\mathrm{d}p}{\rho c^2}\,\vec{c} \tag{A.3}$$

Comme ρ est une grandeur positive, une première qualification est ainsi obtenue :

— Une <u>onde de compression</u> ($\mathrm{d}p > 0$) est une onde accélérant la matière ($\mathrm{d}u > 0$).

— Une <u>onde de détente</u> ($\mathrm{d}p < 0$) est une onde décélérant la matière ($\mathrm{d}u < 0$).

A.1.2 Évolution d'ondes soniques successives

L'évolution d'une succession d'ondes soniques va nous permettre d'expliquer la formation des ondes de choc. Cette évolution repose sur le principe suivant : **la vitesse du son c est croissante avec la pression p** $\left(\frac{\partial c}{\partial p} > 0\right)$, en dehors des points de changement d'état.

Commençons par le cas d'une succession d'ondes soniques de compressions, dont les caractéristiques sont notées (c_i, $\mathrm{d}u_i > 0$, $\mathrm{d}p_i > 0$), illustrées par la figure A.3.

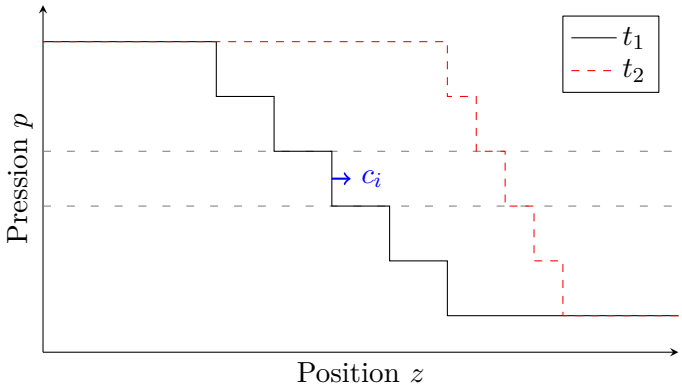


FIGURE A.3 – Illustration d'un train d'ondes soniques de compression à différents instants.

Pour ce train d'ondes, chaque onde induit une montée en pression ainsi qu'une accélération de la vitesse matérielle. Par conséquence, pour toutes les ondes i, $p_{i+1} > p_i$ et selon le principe précédent, on obtient $c_{i+1} > c_i$. Chaque onde est plus rapide que la précédente, elles se rapprochent progressivement pour former une onde de choc. Ce raidissement finit par atteindre une longueur limite dont l'origine est liée à deux phénomènes d'échanges : la viscosité (μ) et la conductivité thermique (k). Cette longueur est de quelques libres parcours moyens dans les gaz et de quelques mailles du réseau cristallin dans les solides. Cette raison justifie le fait que l'onde de choc est très souvent traitée comme une discontinuité. Enfin, les phénomènes dissipatifs précédemment évoqués qui interviennent à travers les termes $\mu\frac{\partial u}{\partial x}$ et $k\frac{\partial T}{\partial x}$ (respectivement homogènes à une pression et à une puissance surfacique) ont un impact non négligeable provoqué par le calcul du gradient sur une quasi-discontinuité : **l'onde de choc est donc un mécanisme non isentropique**.

À l'inverse, dans une succession d'ondes soniques de détente, chaque onde s'éloigne de l'une à l'autre. Le gradient de pression perdure et s'élargit avec le temps (figure A.4). Les lignes (ou surfaces) isobares forment le faisceau de détentes. À cause de cet élargissement, les gradients intervenant dans les phénomènes dissipatifs deviennent négligeables (comme dans un écoulement classique) et **le phénomène de détente peut être considéré comme isentropique**.

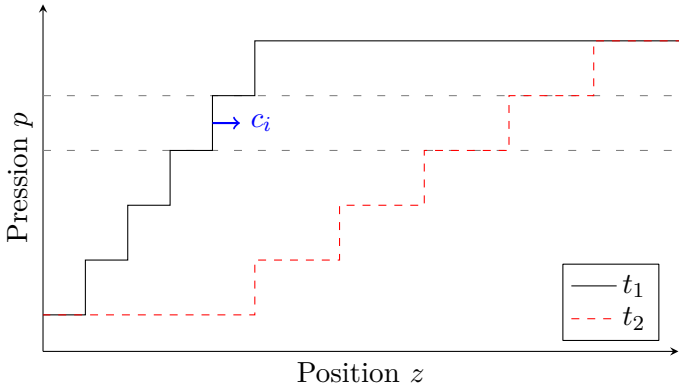
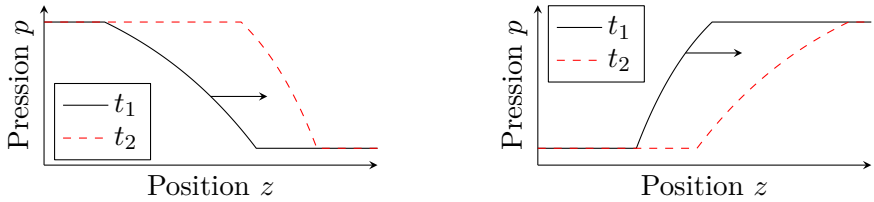


FIGURE A.4 – Illustration d'un train d'ondes soniques de détente à différents instants.



(a) Raidissement d'une onde de compression

(b) Élargissement d'un faisceau de détente

FIGURE A.5 – Naissance d'une onde de choc et évolution d'un faisceau de détente.

A.1.3 Équations régissant l'onde de choc

William John Macquorn Rankine et Pierre-Henri Hugoniot établirent indépendamment les équations de l'onde de choc nommées équations de RANKINE-HUGONIOT, basées sur les conservations de la masse (A.4), de la quantité de mouvement (A.5) et de l'énergie (A.6).

$$\rho_2 \left(D_{12} - u_2\right) = \rho_1 (D_{12} - u_1) \tag{A.4}$$

$$p_2 - p_1 = \rho_1 \left(D_{12} - u_1\right)\left(u_2 - u_1\right) \tag{A.5}$$

$$E_2 - E_1 = \frac{1}{2}\left(p_2 + p_1\right)\left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}\right) \tag{A.6}$$

où p_i, ρ_i, u_i et E_i sont respectivement la pression, la masse volumique, la vitesse matière absolue et l'énergie interne du milieu i considéré. Enfin, D_{12} est la vitesse absolue du front de choc considéré.

À noter qu'il existe une autre écriture utilisant les vitesses relatives au milieu 1, ce qui revient ici à considérer $u_1 = 0$.

Ces 3 équations relient 3 grandeurs thermodynamiques (ou d'état) p, ρ et E ; 3 grandeurs cinétiques D_{12}, u_1 et $u2$ (qui peuvent être réduites à deux grandeurs $\Delta u = u_2 - u_1$ et $D = D_{12} - u_1$ par translation dans le référentiel propre du milieu 1. De plus, l'état initial (celui du milieu 1 : p_1, ρ_1, E_1) est connu.

La thermodynamique nous permet de réduire le nombre de degrés de liberté de 2 à 1. En effet, les grandeurs d'états sont reliées par une relation dite équation d'état de type $E = f(p, \rho)$ [(a)] En injectant cette nouvelle relation dans les équations de Rankine-Hugoniot, on obtient :

1. En utilisant la conservation de l'énergie (A.6), l'équation A.7 appelée adiabatique dynamique reliant p et ρ est obtenue. Elle définit l'ensemble des points d'états accessibles par choc à partir d'un état initial (p_1, ρ_1) nommé pôle.

$$E\left(p_2, \rho_2\right) - E\left(p_1, \rho_1\right) = \frac{1}{2}\left(p_2 + p_1\right)\left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}\right) \tag{A.7}$$

   Dans le cas spécifique où l'état initial est l'état standard, cette courbe est appelée Hugoniot ; elle est notée (H).

2. En utilisant la conservation de la quantité de mouvement (A.5), la relation (A.8) nommée polaire de choc liant u et D comme une fonction de u est déduite :

$$\begin{aligned} p_2 - p_1 &= \rho_1 \left[D_{12}(u_2 - u_1) - u_1\right]\left(u_2 - u_1\right) \\ \Delta p &= \rho_1 \, \Delta u \, D(\Delta u) \end{aligned} \tag{A.8}$$

   Si le pôle est l'état standard, cette équation est aussi qualifiée d'Hugoniot ; elle est notée (H).

(a). Une équation d'état s'exprime plus généralement par une équation de type $E = f(\nu, S)$, S représentant l'entropie et $\nu = \rho^{-1}$ le volume massique (également appelée volume spécifique). L'expression citée dans le texte, plus adaptée à la thématique des ondes de choc, s'obtient en utilisant les transformations suivantes : $p = \left(-\frac{\partial E}{\partial \nu}\right)_S$ et $T = \left(-\frac{\partial E}{\partial S}\right)_\nu$. Nous n'avons pas utilisé la notation ν par souci de simplicité pour le lecteur, bien que cette notation soit plus naturelle en physique des chocs.

Nom du métal pur ou de l'alliage.	ρ_0 [kg.cm^{-3}]	A [km.s^{-1}]	B
Acier type 304	7,89	4,72	1,44
Aluminium type AU4G	2,78	5,35	1,34
Cuivre	8,93	3,97	1,49
Étain	5,75	2,49	1,59
Tungstène	19,3	4,03	1,24

TABLEAU A.1 – Quelques valeurs caractéristiques des matériaux issus de l'ouvrage (THOUVENIN, 1997, p. 43).

Pour la plupart des matériaux solides et liquides, une bonne approximation de la polaire de choc est une loi linaire entre D et Δu (équation A.9). Cette équation est valable pour des sauts de pression de quelques mégapascals à plusieurs centaines de gigapascals selon les matériaux [(b)].

$$D = A + B\,\Delta u \tag{A.9}$$

Les grandeurs A (équivalent d'une vitesse) et B (sans dimension) s'obtiennent par régression linéaire sur des données expérimentales. Cette équation est à rapprocher de l'équation couramment utilisée $D = c_0 + s \cdot \Delta u$ où c_0 est la vitesse des ondes élastiques dans un milieu au repos ; cependant les coefficients (A, B) calculés par régression peuvent être légèrement différents. Quelques exemples utiles pour interpréter les résultats issus de ces travaux sont cités dans le tableau A.1.

Ainsi, en injectant cette loi expérimentale dans l'équation A.8, une modélisation de la polaire de choc pour la plupart des solides ou liquides est obtenue :

$$\Delta p = \rho_0\,\Delta u\,(A + B\,\Delta u) \tag{A.10}$$

3. Enfin, le traitement des détentes sera nécessaire. Ces dernières respectent les courbes dites isentropiques principales $E(p, \rho)$ (issues de l'équation d'état pour un train d'ondes soniques unique) puisqu'elles s'effectuent à entropie constante.

A.2 Transmission des ondes de choc à travers une interface

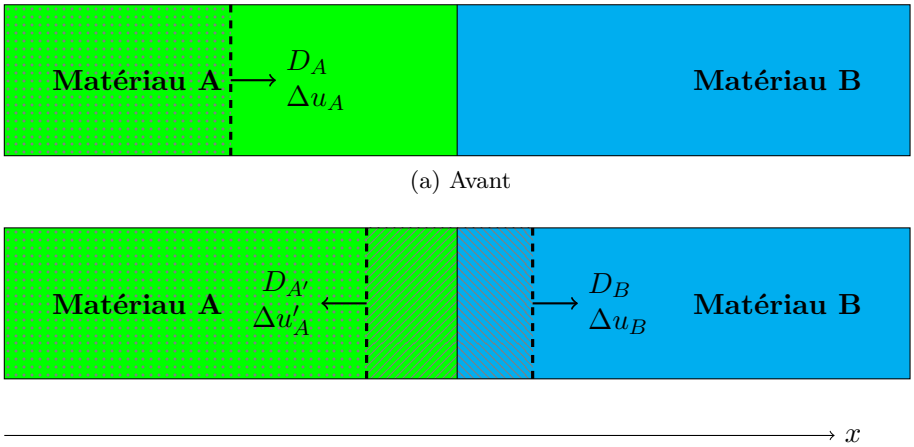
Lorsqu' une onde de choc rencontre une interface supposée plane entre deux matériaux, l'équilibre thermodynamique impose que les grandeurs suivantes soient égales au moment de la transmission :

— la vitesse matérielle u,
— la pression p.

Afin que ces égalités puissent être vérifiées, il est nécessaire d'introduire une onde de choc (ou un faisceau de détentes) réfléchie permettant au matériau A d'atteindre un état compatible en vitesse matérielle et en pression avec l'adiabatique dynamique du matériau B. Deux cas sont possibles :

1. L'adiabatique dynamique du matériau B est au-dessus de celle du matériau A (figure A.6a). Dans ce cas, le matériau A passe de l'état thermodynamique (1) à (2) par l'adiabatique dynamique (H'_A) représentant la deuxième compression du milieu A ($u_{A'} < u_A$, $p_{A'} > p_A$) qui se propage sous la forme d'une onde de choc. Ce deuxième état thermodynamique, compatible avec le matériau B, se propage à travers ce dernier ; ainsi l'état thermodynamique (2) détermine également les caractéristiques du choc transmis dans le matériau B.
2. L'adiabatique dynamique du matériau B est au-dessous de celle du matériau A (figure A.6b). Dans ce cas, le matériau A passe de l'état thermodynamique (1) à (2) par l'isentropique principale (S'_A) du matériau A ($u_{A'} > u_A$, $p_{A'} < p_A$) qui se propage sous la forme d'un faisceau

(b). Au-delà de plusieurs centaines de gigapascals, un coefficient en $-C(\Delta u)^2$ peut être ajouté pour améliorer le modèle, mais dans le cadre des ces travaux, nous n'atteindrons pas ces niveaux de pression.

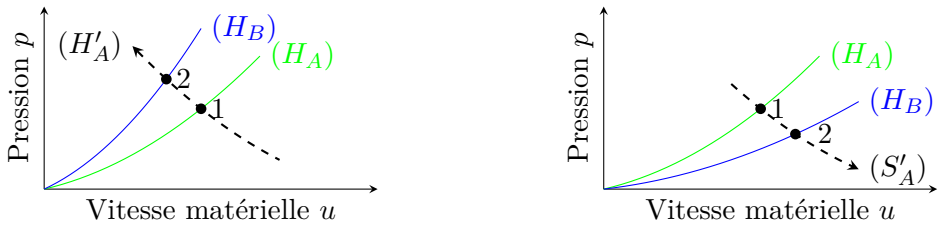


(a) Avant

(b) Après

FIGURE A.6 – Illustration de la transmission d'une onde à travers une interface séparant deux matériaux différents.

de détentes dans le matériau A. De même que précédemment, l'état thermodynamique (2) détermine les caractéristiques du choc transmis dans le matériau B. Bien souvent, l'isentropique principale (S'_A) est confondue avec l'Hugoniot (H_A). Malgré le fait que l'Hugoniot provoque une forte augmentation d'entropie, les courbes de l'isentropique principale et de l'Hugoniot sont très voisines. Cette substitution revient en pratique à symétriser l'Hugoniot (H_A) selon un axe vertical ($u = u_1$), elle est appelée l'approximation isentropique (THOUVENIN, 1997, p. 50–51).



(a) Cas où (H_B) est au-dessus de (H_A) : l'onde réfléchie est une compression.

(b) Cas où (H_B) est en dessous de (H_A) : l'onde réfléchie est une détente.

FIGURE A.7 – Polaires de choc lors de la transmission d'un choc à travers une interface matérielle.

Une grandeur souvent utilisée pour qualifier ces phénomènes de transmission de choc est l'impédance de choc $Z_0 = \rho_0 c_0$. En associant le saut en pression à une différence de potentiel et la différence de vitesse matière à une intensité, l'impédance est analogue à une résistance électrique : pour faire circuler un « fluide » à une vitesse u, une pression $p = Z_0 u$ est nécessaire. Bien que cette valeur corresponde à la pente de la polaire de choc à l'origine (autrement dit au pôle), elle est convenable pour qualifier le comportement du matériau sous choc : en effet, les variations de la vitesse du front de choc variant d'un facteur 1 à 10 alors que la masse volumique varie d'un facteur 1 (cas des gaz) à 10^5 (cas des solides) en fonction du milieu.

Ainsi, les deux situations peuvent être résumées comme suit :

1. Si $Z_B > Z_A$, alors l'adiabatique dynamique du matériau B est au-dessus de celle du matériau A (figure A.7a) et une onde de choc est réfléchie à l'interface.
2. Si $Z_B < Z_A$, alors l'adiabatique dynamique du matériau B est au-dessous de celle du matériau A (figure A.7b) et un faisceau de détentes est réfléchi à l'interface.
3. Enfin, une dernière situation peut être citée où $Z_A = Z_B$ que l'on qualifie d'adaptation d'impédance. L'onde de choc est intégralement transmise avec des caractéristiques (p, u) identiques et l'onde réfléchie est (quasi) inexistante.

A.3 Vitesse de surface libre

Un cas particulier de la transmission des ondes de choc est le cas où l'interface sépare un milieu dense d'un milieu très peu dense (tel que le vide ou un gaz). Une telle interface est qualifiée de surface libre, et une telle situation qualifiée de débouché de choc.

La modélisation du débouché du choc est représentée de la manière suivante dans l'espace (p, u) (figure A.8). Due à la très faible densité du milieu B, la polaire de choc (H_B) est située bien en dessous de (H_A) si bien que (H_B) est confondue avec l'axe des pressions nulles. Également, $(S_{A'})$ est confondue avec la symétrie de (H_A) selon l'axe $(u = u_1)$ en utilisant l'approximation isentropique.

Ainsi, la vitesse de surface V_{SL} lors d'un débouché de choc est égale à deux fois la vitesse matière absolue induite par le choc débouchant :

$$V_{\mathrm{SL}} = 2u_{A,1} \tag{A.11}$$

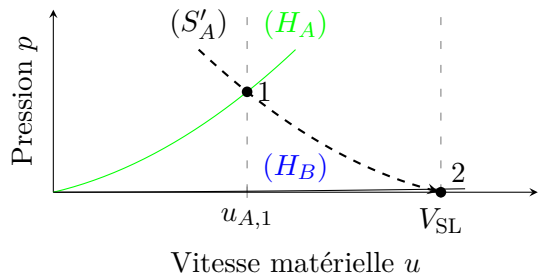


FIGURE A.8 – Polaires de choc lors du débouché du choc à la surface libre.

En utilisant le modèle « $A + Bu$ » (équation A.9), une mesure de la vitesse de surface libre, lors du débouché de choc, permet d'estimer la pression induite dans le matériau :

$$p_{\mathrm{choc}} = \frac{\rho_0 V_{\mathrm{SL}}}{2}\left(A + \frac{B V_{\mathrm{SL}}}{2}\right). \tag{A.12}$$

A.4 Onde de choc non soutenue

De manière générale, les chocs réalisés expérimentalement (laser, lanceur, explosifs...) impactent une cible de la manière suivante : tout d'abord, la cible est agressée par un chargement de pression (plus ou moins constant) induisant une onde de choc dans le matériau. Ensuite, le choc n'est plus soutenu (par exemple, le plasma produit par le laser se détend) et va entrainer la transmission d'un faisceau de détentes dans la cible. En général, la tête de ce faisceau de détente est plus rapide que le choc et peut rattraper ce dernier comme illustré sur la figure A.9 pour une cible supposée d'épaisseur infinie. À partir d'une distance limite, le front de choc perd progressivement de son intensité au cours de sa propagation.

Ainsi, pour utiliser le saut de pression maximum délivré par le générateur de choc concerné en face avant, la durée du maintien du choc limite l'épaisseur maximale de la cible. Nous détaillerons l'évolution d'un choc pour une cible d'épaisseur finie dans le cadre de l'écaillage (section 1.1.2).

Dans le cas des métaux et des liquides, le faisceau de détentes est quasi triangulaire comme le décrit l'équation A.9 ($D = A + Bu$).

A.5 Représentation X-T

Une représentation courante des ondes de choc monodimensionnelles est le diagramme X-T. Il affiche les niveaux de pression (en côte) en fonction de la position « x » (en abscisse) et du temps « t » (en ordonnée). Ces diagrammes sont obtenus au moyen de logiciels de simulations numériques ; les

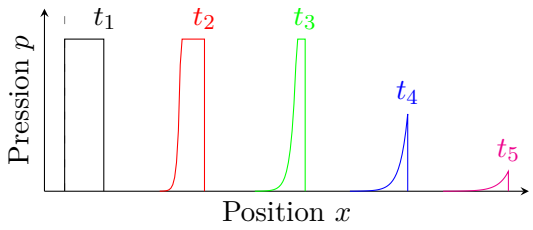


FIGURE A.9 – Propagation d'une onde de choc non soutenue, représentation à différents instants. L'onde de choc finit par être rattrapée par les détentes et le niveau de pression induite s'écroule.

niveaux de pression sont représentés par des couleurs (généralement rouge pour les pressions positives, bleu pour les pressions négatives).

Cependant, pour des questions de clarté, nous avons choisi d'illustrer les cas typiques par des lignes isobares respectivement pleines et alternées pour les compressions et faisceaux de détentes. Les interfaces entre les matériaux sont symbolisées par des lignes plus épaisses de couleur « vert foncé ».

La figure A.10 est un exemple de diagramme X-T traduisant une onde de choc non soutenue, c'est-à-dire une onde de choc suivie d'une détente.

A.6 Estimation des caractéristiques d'une onde de choc dans un gaz à partir d'une vitesse de surface libre

Lorsqu'une surface, supposée infiniment plane, pousse un gaz à vitesse constante, une onde (éventuellement, de choc) se propage à travers le gaz. Nous cherchons à déterminer les caractéristiques de l'onde (u, D) et du milieu choqué (p_1, ρ_1, T_1) à partir de la vitesse de surface libre (V_{SL}), ainsi que de l'état initial du gaz (p_0, T_0). Nous nous limiterons au cas d'un gaz parfait possédant un coefficient polytropique γ constant. Les résultats sont admis, le lecteur peut se reporter à THOUVENIN (1997, p. 58–61) pour d'avantage d'explications.

Le coefficient polytropique peut s'écrire :

$$\gamma = c^2 \frac{\rho}{p} \tag{A.13}$$

Cette équation nous permet d'estimer la vitesse du son d'un gaz. Pour un gaz parfait, on obtient :

$$c = \sqrt{\gamma \frac{\mathrm{R}T}{M_{\mathrm{gaz}}}} \tag{A.14}$$

où M_{gaz} est la masse molaire du gaz. γ est respectivement égal à $\frac{5}{3}$ ou $\frac{7}{5}$ pour un gaz monoatomique ou diatomique.

Dans une telle situation, la vitesse matière du gaz est égale à la vitesse de surface libre, soit :

$$u = V_{\mathrm{SL}}$$

On définit également le nombre de Mach M, égal au rapport entre la vitesse du front de choc et la vitesse du son :

$$M = \frac{D}{c_0} \tag{A.15}$$

Ce nombre peut alors être évalué par la relation suivante :

$$V_{\mathrm{SL}} = u = c_0 \frac{2M}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M^2}\right) \tag{A.16}$$

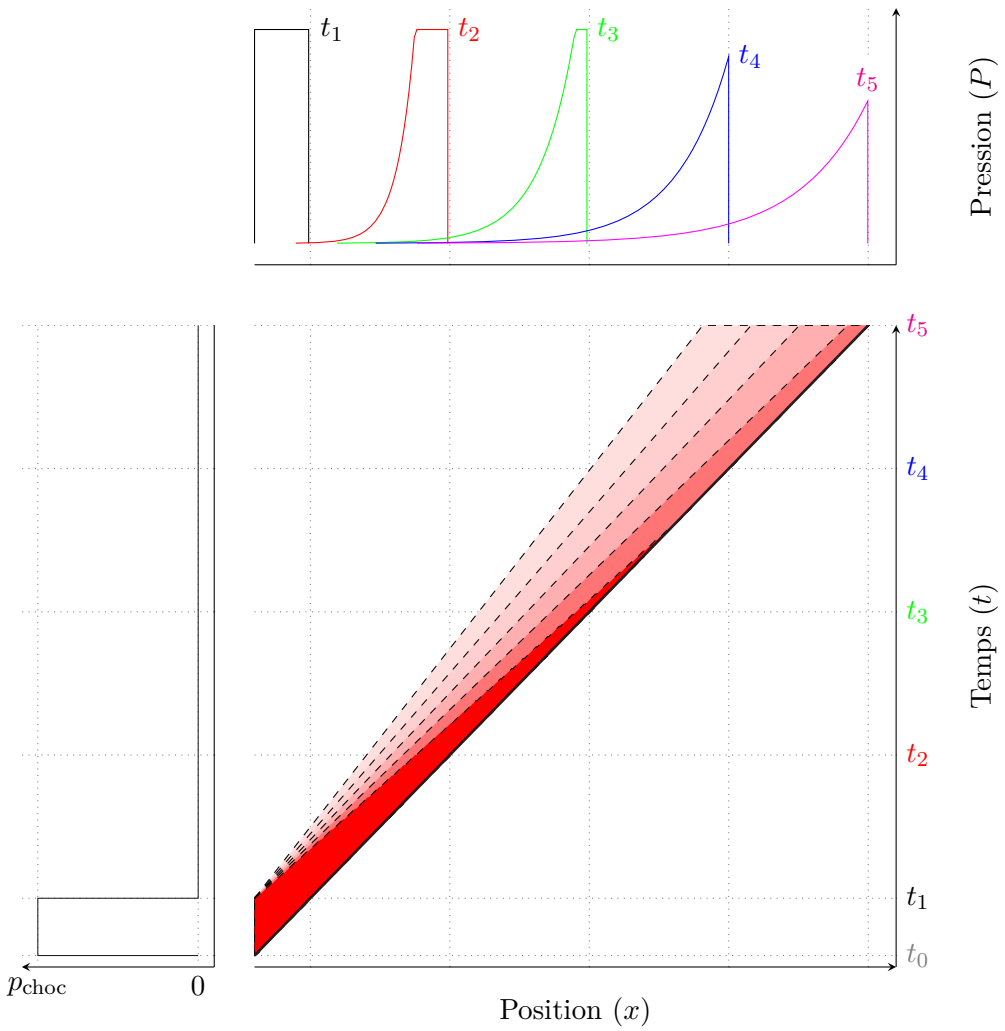


FIGURE A.10 – Propagation d'une onde de choc non soutenue, représentée dans un *diagramme X-T*. L'onde de choc finit par être rattrapée par les détentes et le niveau de pression induit s'écroule. Sur la figure supérieure sont représentées des coupes à différents temps. À gauche est dessinée une sollicitation pouvant mener à l'évolution illustrée ici.

Toutes les autres grandeurs s'obtiennent à partir de c_0, γ et M :

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \tag{A.17a}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{1}{\gamma + 1}\left(\gamma - 1 + \frac{2}{M^2}\right) \tag{A.17b}$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{p_1 \rho_0}{p_0 \rho 1} = \frac{2\gamma M^2 - (\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2}\left(\gamma - 1 + \frac{2}{M^2}\right) \tag{A.17c}$$

Ces équations peuvent être simplifiées dans le cas des chocs forts ($M \gg 1$).

Annexe B

Qualification de l'état de surface

Nombreux sont les phénomènes physiques ou les problèmes d'ingénierie qui dépendent de la rugosité de la surface. Par exemple, nous pouvons citer :

— la diffraction,
— l'écoulement d'un fluide,
— l'étanchéité,
— les frottements,
— la micro-éjection,
— ...

Afin de modéliser chacun de ces phénomènes, il est nécessaire d'extraire d'une mesure réelle de l'état de surface un nombre de caractéristiques suffisant pour prédire le résultat observé. Au regard de la complexité d'une surface réelle (figure 1.34 page 39, par exemple), il existe un grand nombre de paramètres permettant de la qualifier (R, R_a, R_z, ...). Ces paramètres ont évolué au court du temps et des normes. Notez que tous ces paramètres ne sont pas normalisés.

Dans le premier chapitre, nous avons décrit deux approches pour modéliser les défauts de surface :

1. des défauts ponctuels (apériodiques) par l'approche d'Asay et Bertholf (voir page 29),
2. des défauts parfaitement périodiques, considérés par les théories des instabilités de Richtmyer-Meshkov (voir page 32).

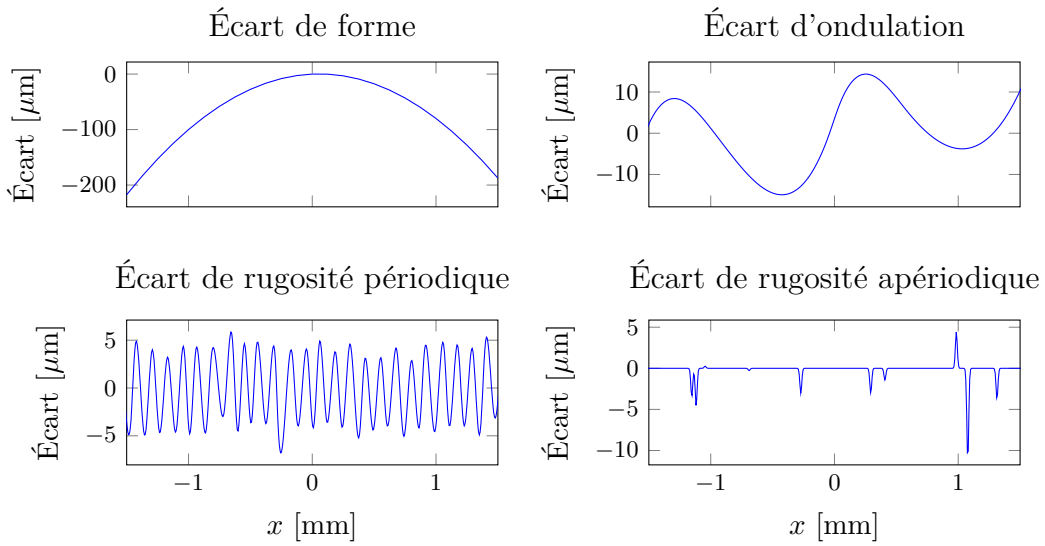


Figure B.1 – Décomposition du profil de l'état de surface selon les 4 ordres.

Plus précisément, les défauts de surface peuvent être décomposés en 4 ordres (figure B.1) :

1. l'écart de forme,
2. l'écart d'ondulation,

3. l'écart de rugosité périodique,
4. l'écart de rugosité apériodique.

Les ordres 3 et 4 nous intéressent particulièrement dans les études de micro-éjection.

Nous allons décrire deux approches dans cette annexe.

1. La première découle de la norme *ISO 4287* et est qualifiée d'approche « 2D ». Elle décrit les profils selon la direction perpendiculaire à celle de la texture (les stries de micro-usinage, par exemple).
2. La seconde s'appuie sur la norme *ISO 25178* publiée en 2006. Elle qualifie la surface grâce à une approche tridimensionnelle.

B.1 Approche « 2D »

L'approche « 2D » est en lien avec le moyen de mesure fréquemment utilisé pour caractériser des états de surface : le rugosimètre. Il s'agit d'un palpeur en forme de pointe qui suit la hauteur de la surface le long de son déplacement. Un exemple est présenté par la figure B.2. Sur celui-ci, la texture (les stries) du matériau est placée de manière arbitraire selon l'axe y. La face de l'objet est perpendiculaire à l'axe z, représentant ainsi l' « altitude locale ». Pour mesurer la rugosité d'une telle surface, le palpeur parcourt la zone suivant plusieurs chemins, tous parallèles à l'axe x. La côte z selon chaque ligne est relevée.

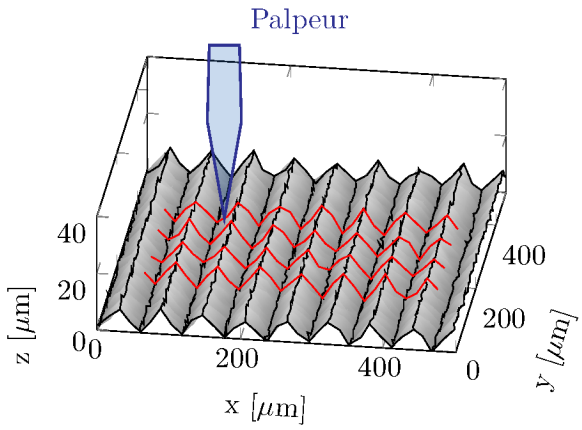


FIGURE B.2 – Mesure de la rugosité de surface à l'aide d'un palpeur. L'exemple considéré ici est une surface dont les stries d'usinage ont pour taille caractéristique 60x8 µm

La figure B.3 illustre plusieurs exemples de lignes de profil. De ces traces peuvent être tirées les grandeurs caractérisant cette surface. Ces données brutes sont tout d'abord traitées à l'aide de filtres normalisés (λ_s, λ_c, λ_f, *ISO 11562*) pour obtenir la décomposition précédemment introduite (figure B.1). Différentes valeurs (écart quadratique, ...) sont calculées pour les défauts d'ondulation et de rugosité périodique. Plusieurs notations sont utilisées selon l'ordre :

— R_a, R_q, R_t, ... pour les écarts d'ondulation,
— W_a, W_q, W_t, ... pour les écarts de rugosité (périodique ou non),
— P_a, P_q, P_t, ... pour les écarts sur le profil brut.

Les définitions des différentes caractéristiques en lien avec la rugosité sont reportées dans le tableau B.1. Le lecteur trouvera plus d'informations dans l'article BLATEYRON (2006) et de nombreuses illustrations dans le document KARRER relatif à la mesure et l'interprétation avec l'approche « 2D ».

B.2 Approche « 3D » ou surfacique

Avec le développement des technologies de mesure, il est aujourd'hui possible de mesurer une surface complète (autrement dit, $z(x, y)$). Cette grande quantité de données nécessite de nouvelles

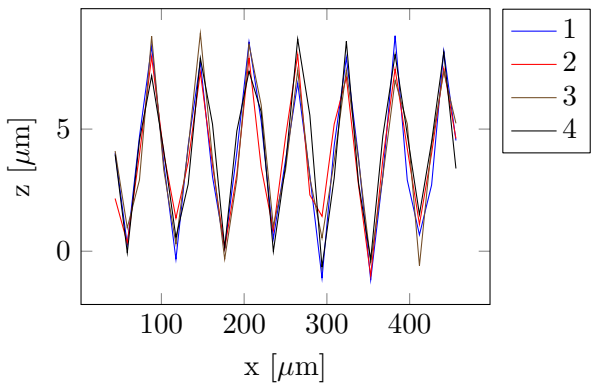


FIGURE B.3 – Exemple de 4 séries de données obtenues lors de la mesure de la rugosité de surface à l'aide d'un palpeur.

méthodes d'analyse. Ainsi est née en 2006 la norme *ISO-25178*. Elle reprend une partie des paramètres de l'approche 2D et les généralise au 3D. Par exemple, l'écart quadratique peut facilement s'écrire comme une intégrale sur une surface. Ces réécritures sont notés S_a, S_q, S_z, ... quel que soit l'ordre sur lesquels les valeurs sont calculées (contrairement aux notations précédentes).

De nouveaux paramètres sont également introduits :

— Ceux découlant de l'analyse spectrale : isotropie – rapport d'aspect de texture, direction de texture S_{tr}, longueur d'autocorrélation S_{al}, direction de texture de la surface S_{td}, ...

— Ceux calculées à partir de la distribution cumulée en hauteur de la surface (S_{mr}) : la distribution cumulée inverse S_{mc}, la différence de hauteur de surface portante S_{dv}, ...

— Ceux de volume, estimés à partir de la distribution en hauteur (S_{mr}) : distribution du volume du vide V_v, distribution du volume matière V_m, ...

Ces nouveaux outils permettent d'étudier des surfaces dont la texture n'est pas orientée selon une direction particulière. Le lecteur peut se rapporter à ZANI (2003) qui propose une bonne introduction à cette nouvelle norme ou à BLATEYRON (2013) pour davantage de précisions.

2D	3D	Lien avec les paramètres k, η *Motif triangulaire*	Lien avec les paramètres k, η *Motif sinusoïdal*	Expression mathématiqus	Nom
$\mathrm{R_a}$	$\mathrm{S_a}$	$\frac{\eta_0^-}{4}$	$\frac{2\eta_0^-}{\pi}$	$\frac{1}{U}\int \lvert z'(u)\rvert \,\mathrm{d}u$	Rugosité moyenne arithmétique
$\mathrm{R_q}$	$\mathrm{S_q}$	$\frac{\eta_0^-}{2\sqrt{3}}$	$\frac{\eta_0^-}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{U}\sqrt{\int z'(u)^2 \,\mathrm{d}u}$	Écart moyen quadratique
$\mathrm{R_{sk}}$	$\mathrm{S_{sk}}$	0	0	$\frac{1}{U\,\mathrm{U_q}^3}\int z'(u)^3 \,\mathrm{d}u$	Facteur d'asymétrie (*skewness*)
$\mathrm{R_{ku}}$	$\mathrm{S_{ku}}$	$\frac{9}{5}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{U\,\mathrm{U_q}^4}\int z'(u)^4 \,k\mathrm{d}u$	Facteur d'aplatissement (*kurtosis*)
$\mathrm{R_p}$	$\mathrm{S_p}$			$\max_{z'} z'$	Hauteur maximale de saillie du profil (sur une sous-zone)
$\mathrm{R_v}$	$\mathrm{S_v}$			$\max_{z'} -z'$	Profondeur maximale du profil (sur une sous-zone)
R	—			$\mathrm{R} = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} z'(p_i)$	Moyenne des hauteurs $z'(p_i)$ des motifs de rugosité (*ISO 12085*)
$\mathrm{R_x}$	—			$\mathrm{R_x} = \max_{i=j\pm1} \lvert z'(p_i) - z'(p_j)\rvert$	Pic-à-crête maximum (*ISO 12085*)
$\mathrm{R_z}$	$\mathrm{S_z}$			$\mathrm{U_z} = \mathrm{U_p} - \mathrm{U_v}$	Amplitude maximale (sur une sous-zone)
$\mathrm{R_t}$	$\mathrm{R_t}$				Amplitude maximale (sur toute la sous-zone)
$\mathrm{R_{sm}}$	—				Largeur moyenne des éléments
$\mathrm{R_{dq}}$	$\mathrm{S_{dq}}$				Pente moyenne
AR	—				Pas moyen entre deux motifs
$\mathrm{R_{mr}}$	$\mathrm{S_{mr}}$			$\mathrm{U_{mr}}(z')$	Distribution cumulée en hauteur (taux de surface portante)
$\mathrm{R_{mc}}$	$\mathrm{S_{mc}}$			$\mathrm{U_{mc}}(p) = \mathrm{U_{mr}}^{-1}(p)$	Distribution cumulée inverse (hauteur de taux de surface portante)
$\mathrm{R_{dc}}$	$\mathrm{S_{dc}}$				Différence de hauteur de surface portante
—	$\mathrm{S_{tr}}$	0	0		Rapport d'aspect de la texture de surface
—	$\mathrm{S_{al}}$	λ	λ		Longueur d'autocorrélation
—	$\mathrm{S_{td}}$				Direction de texture de la surface

Les notations sont les suivantes :
- $z' = z - \bar{z}$: hauteur relative à la ligne moyenne,
- u : parcours selon la ligne ou la surface,
- U : la longueur ou la surface d'intégration,
- $\mathrm{U_q}$: l'écart quadratique adéquat ($\mathrm{R_q}$ ou $\mathrm{S_q}$).

Tableau B.1 – Récapitulatif des différents paramètres caractérisant une rugosité de surface. Les expressions mathématiques sont données de manières génériques.

Annexe C

Modèle de freinage d'une particule sphérique

Dans cette partie, nous allons nous intéresser au freinage d'une particule dans un gaz animé d'une vitesse notée u_{gaz} (vitesse matière dans le référentiel du laboratoire). Ce problème est traité de manière unidimensionnelle plane selon l'axe z. Les notations sont illustrées par la figure C.1.

Ce cas est plus général que celui abordé dans les expériences à faibles vitesses, où la vitesse du gaz est nulle ($u_{\text{gaz}} = 0$).

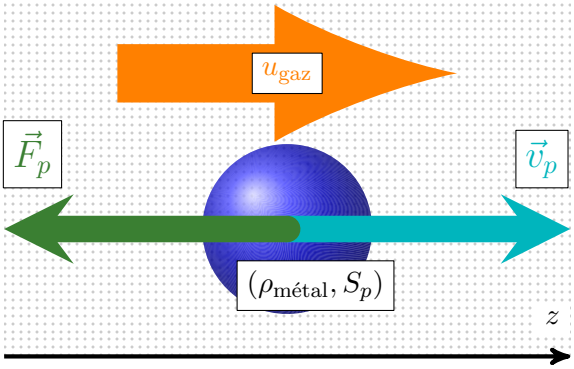


FIGURE C.1 – Définition des notations utilisées dans le modèle de freinage (F_p force de trainée, $\rho_{\text{métal}}$ masse volumique de la particule, S_p section droite de la particule, v_p vitesse de la particule, u_{gaz} vitesse matérielle du gaz).

Au temps t_0, la particule de diamètre d_p a pour vitesse initiale v_0 et comme position initiale z_0. Nous supposerons comme négligeable l'effet de la gravité sur la trajectoire de la particule compte tenu des temps caractéristiques des expériences (quelques dizaines à quelques centaines de microsecondes). La force de freinage de la particule, qui est ici la force de trainée, s'écrit alors (CANDEL, 2005, p. 305) :

$$\vec{F}_d \cdot \vec{e}_z = -\frac{C_d\, \rho_{\text{gaz}}\, (v_p - u_{\text{gaz}})\, |v_p - u_{\text{gaz}}|\, \mathcal{S}_p}{2} = -\frac{C_d\, \rho_{\text{gaz}}\, w_p\, |w_p|\, \mathcal{S}_p}{2} \tag{C.1}$$

où

— $w_p = v_p - u_{\text{gaz}}$ est la vitesse relative de la particule,
— $\mathcal{S}_p$ est la surface frontale (ou section droite, ou maitre-couple) de la particule,
— C_d est le coefficient de trainée de la particule.

En utilisant l'analyse dimensionnelle (et plus précisément le théorème π), on montre que le coefficient de trainée de la particule dépend uniquement de sa forme et du nombre de Reynolds qui lui est associé (CANDEL, 2005, p. 305) ; ce dernier est défini ici pour une particule sphérique :

$$Re = \frac{\rho_{\text{gaz}}\, |w_p|\, d_p}{\mu_{\text{gaz}}} \tag{C.2}$$

où μ_{gaz} est la viscosité dynamique du gaz environnant. Le nombre Re est un indicateur du type d'écoulement (laminaire à turbulent). Il est couramment admis que la viscosité dynamique d'un gaz ne dépend que de la température de ce dernier.

Nous allons appliquer le Principe Fondamental de la Dynamique (PFD) à cette particule, en négligeant la force de gravité et en supposant que la particule reste intègre au cours de son freinage. Le développement mathématique ci-dessous est grandement inspiré du travail de Cloutman (1988). L'équation décrivant la dynamique du système est la suivante :

$$m_p \dot{w}_p = -\frac{C_d\, \rho_{\text{gaz}}\, w_p\, |w_p|\, \mathcal{S}_p}{2} \tag{C.3}$$

Pour des particules sphériques, $\mathcal{S}_p = \pi \frac{d_p^2}{4}$, de masse associée $m_p = \rho_{\text{métal}} \mathcal{V}_p = \pi \rho_{\text{métal}} \frac{d_p^3}{6}$, l'équation se réécrit sous la forme :

$$\dot{w}_p = -\frac{3}{4} \frac{\rho_{\text{gaz}}\, C_d}{\rho_{\text{métal}} d_p}\, |w_p|\, w_p. \tag{C.4}$$

Pour avancer dans la démonstration, il est nécessaire de choisir un modèle pour décrire le coefficient de trainée C_d. Nous reprenons celui, attribué à Kliachko, valide pour des particules sphériques dont le Reynolds est inférieur à $2 \cdot 10^5$ (Cloutman, 1988). L'équation du modèle (figure C.2) est :

$$C_d = \begin{cases} \dfrac{C_1}{Re} + \dfrac{C_2}{\sqrt[3]{Re}} & \text{si } Re \leq 1\,000 \\ C_0 & \text{si } Re > 1\,000 \end{cases} \tag{C.5}$$
$$C_0 = 0{,}424,\ C_1 = 24,\ C_2 = 4$$

Ce modèle peut être interprété en trois régimes :

— Une partie constante pour les Reynolds supérieurs à 1 000. C'est une approximation du comportement observé expérimentalement.

— Une partie intermédiaire, où les deux coefficients (C_1 et C_2) pondèrent le résultat final.

— Une partie à faible Reynolds, où C_d suit le comportement asymptotique du modèle de Stockes que l'on obtient en fixant $C_2 = 0$ (d'après Cloutman, la section du modèle concernant les faibles Reynolds – $Re \leq 1\,000$ – est compatible avec les données expérimentales à 2 % près. En utilisant cette erreur, le passage de Stockes à celui de Kliachko est réalisé pour un Reynolds de 0,042 [(a)], alors qu'il est couramment admis que le modèle de Stockes est valide pour $Re < 1$.).

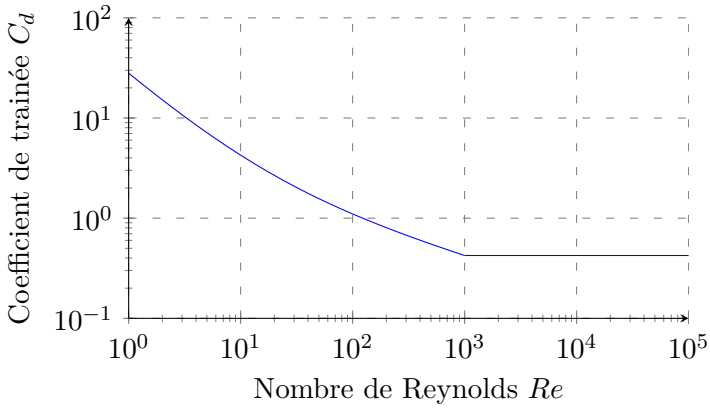


Figure C.2 – Modèle de Kliachko modélisant le coefficient de trainée en fonction du nombre de Reynolds.

Bien que continu, ce modèle, défini de classe $\mathcal{C}^1$ par morceaux, va conduire à l'écriture de deux équations différentes associées à deux domaines : $Re \leq 1000$ et $Re > 1000$. La solution globale se raccorde naturellement. Nous allons commencer par traiter le cas à forts Reynolds (hautes vitesses), plus simple, puis traiter le cas complémentaire.

(a). Solution de l'équation $\frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}} = (1 + 2\ \%)\frac{24}{Re}$.

Freinage à forts nombres de Reynolds ($Re > 1000$, w_p élevées, $C_d = C_0$ constant). Dans ce cas, l'équation différentielle s'écrit :

$$\dot{w}_p + A w_p^2 = 0 \tag{C.6a}$$

$$A = \frac{3\rho_{\text{gaz}} C_0}{4\rho_{\text{métal}} d_p} \tag{C.6b}$$

Cette équation possède la forme d'une équation de Ricatti. Pour la résoudre, on remarque que la fonction constante nulle est une solution particulière et on effectue le changement de variable $h = \frac{1}{w_p}$. Il vient $dh \cdot d_p^2 = -dw_p$. On aboutit à $\dot{h} - A = 0$, qui s'intègre en $h = A(t - t_0) + h(t_0)$. On obtient alors l'équation de la vitesse relative :

$$w(t) = \frac{1}{A(t - t_0) + \dfrac{1}{w_0}} \tag{C.7}$$

Cette équation peut aussi être intégrée pour obtenir la position $z(t)$:

$$z(t) = \frac{1}{A} \ln |1 + A(v_0 - u_{\text{gaz}})t| + u_{\text{gaz}} t + z_0 \tag{C.8}$$

A^{-1} est homogène à un temps caractéristique. Il dépend de la densité (et donc de la pression) du gaz, de la masse volumique de la particule et de son diamètre ; mais il est indépendant de la viscosité du gaz.

Freinage à faibles nombres de Reynolds ($Re \leq 1000$, w_p faibles, C_d variable) En introduisant le modèle $\dfrac{C_1}{Re} + \dfrac{C_2}{\sqrt[3]{Re}}$ dans l'équation C.4, on obtient :

$$\dot{w}_p = -\frac{3}{4} \frac{\rho_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{métal}}\, d_p} \left(\frac{C_1\ \mu_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{gaz}} d_p\, |w_p|} + \frac{C_2\ {\mu_{\text{gaz}}}^{1/3}}{(\rho_{\text{gaz}} d_p\, |w_p|)^{1/3}} \right) w_p\, |w_p| \tag{C.9}$$

qui se réécrit en :

$$\dot{w}_p = -\frac{3C_1\, \mu_{\text{gaz}}}{4\rho_{\text{métal}} d_p^2} \left(\frac{1}{|w_p|} + \frac{C_2\ {\rho_{\text{gaz}}}^{2/3} {\mu_{\text{gaz}}}^{-2/3}}{C_1\ d_p^{-2/3}\, |w_p|^{1/3}} \right) w_p\, |w_p| \tag{C.10}$$

Finalement, nous aboutissons à l'écriture utilisant les notations de Cloutman :

$$\dot{w}_p = -B \left(w_p + C w_p\, |w_p|^{2/3} \right) \tag{C.11}$$

$$B = \frac{3C_1 \mu_{\text{gaz}}}{4\rho_{\text{métal}} d_p^2} = \frac{18\mu_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{métal}} d_p^2} \tag{C.12}$$

$$C = \frac{C_2}{C_1} \left(\frac{\rho_{\text{gaz}} d_p}{\mu_{\text{gaz}}} \right)^{2/3} = \frac{1}{6} \left(\frac{\rho_{\text{gaz}} d_p}{\mu_{\text{gaz}}} \right)^{2/3} \tag{C.13}$$

Toutefois, la grandeur C s'exprime dans une unité peu usuelle ($[\text{m/s}]^{-2/3}$). Ainsi, nous préférons redéfinir une valeur D homogène à une vitesse :

$$D = C^{-3/2} = \left(\frac{C_1}{C_2} \right)^{3/2} \frac{\rho_{\text{gaz}} d_p}{\mu_{\text{gaz}}} = 6^{2/3} \frac{\rho_{\text{gaz}} d_p}{\mu_{\text{gaz}}}. \tag{C.14}$$

Suite au changement de variable $w = f^{3/2}$, l'équation différentielle devient :

$$\dot{f} = +\frac{2}{3} B \left(f + D^{-2/3} \right) \tag{C.15}$$

Après intégration et substitution, nous aboutissons à l'équation de la vitesse relative :

$$w(t) = \frac{1}{\left[\left(w_0^{-2/3} + D^{-2/3}\right)\exp\left(\frac{2}{3}B(t-t_0)\right) - D^{-2/3}\right]^{3/2}} \tag{C.16}$$

Cette écriture met en avant l'action du modèle de Stockes et du terme en $\frac{C_2}{\sqrt[3]{Re}}$ (voir équation C.5) par l'intermédiaire des variables respectives B et D.

— B^{-1} est une durée caractéristique, dépendante de la viscosité du gaz, du diamètre et de la masse volumique de la particule (et non de la pression du gaz).

— D est homogène à une vitesse, relié à la pression du gaz (par sa masse volumique) et au diamètre de la particule (et non à sa masse volumique). Si la vitesse relative initiale w_0 est plus grande ou comparable à D, alors le régime de Reynolds intermédiaire est significatif : le freinage de la particule dépend dans ce cas de la pression du gaz (mais la réciproque n'est pas systématiquement vérifiée).

Cette équation possède également une forme analytique de son intégrale donnant sa position $z(t)$ au cours du temps :

$$\begin{aligned} z(t) = z_1 + u_{\text{gaz}}(t-t_0) \\ + \frac{3D^{2/3}}{B}\left[\sqrt[3]{w_0} - \sqrt[3]{w(t)} + \sqrt[3]{D}\arctan\left(\sqrt[3]{\frac{D}{w_0}}\right) - \sqrt[3]{D}\arctan\left(\sqrt[3]{\frac{D}{w(t)}}\right)\right] \end{aligned} \tag{C.17}$$

Synthèse des solutions Le freinage d'une particule sphérique de diamètre d_p est ainsi décrit par les équations suivantes (avec le modèle de coefficient de trainée défini par l'équation C.5) :

$$\text{Si } Re > 1000,\ w(t) = \frac{1}{\frac{1}{w_0} + A(t-t_0)} \tag{C.18a}$$

$$\text{avec } A = \frac{3\rho_{\text{gaz}}\,0{,}424}{4\rho_{\text{métal}}\,d_p}$$

$$\text{Si } Re \leq 1000,\ w(t) = \frac{1}{\left[\left(w_0^{-2/3} + D^{-2/3}\right)\exp\left(\frac{2}{3}B(t-t_0)\right) - D^{-2/3}\right]^{3/2}} \tag{C.18b}$$

$$\text{avec } B = \frac{18\mu_{\text{gaz}}}{\rho_{\text{métal}}\,d_p^2} \text{ et } D = 6^{2/3}\,\frac{\rho_{\text{gaz}}\,d_p}{\mu_{\text{gaz}}}$$

Si une particule est dans le premier régime ($Re > 1000$), le passage dans le second modèle se produira à l'instant :

$$t_1 = \frac{10^{-3}Re_0 - 1}{Av_0} \tag{C.19}$$

où Re_0 est le nombre de Reynolds au temps t_0.

Au final, la décélération induite par le freinage dépend de son diamètre ainsi que :

— si $Re > 1000$:
  — de la masse volumique du gaz,
  — de la masse volumique de la particule,

— sinon ($Re \leq 1000$) :
  — de la viscosité du gaz,
  — de la pression du gaz si $w_0 \gtrsim D$,
  — de la masse volumique de la particule si $(t - t_0) \gtrsim B^{-1}$.

Cette équation est aussi bien valable pour des vitesses initiales w_0 relatives au gaz, positives ou négatives. Selon le cas, les valeurs de w_p évolueront dans un demi-espace positif ou négatif qui correspondent respectivement aux cas d'accélération ($w_0 > 0$) ou de décélération ($w_0 < 0$) de la particule (figure 4.23). Un dernier cas (trivial) est représenté par l'état initial $w_0 = 0$ où la particule conserve une vitesse constante égale à celle du gaz. Si la vitesse du gaz u_{gaz} est nulle, alors la vitesse relative w peut être substituée par la grandeur v. Quelle que soit l'une des deux solutions,

$$\lim_{t\to+\infty} v(t) = u_{\text{gaz}} \tag{C.20}$$

Autrement dit, la vitesse de la particule converge systématiquement vers la vitesse matérielle du gaz.

Annexe D

Détails des calculs associés à l'analyse radiométrique des spectrogrammes

D.1 Effets de la fenêtre sur le calcul des densités spectrales

Conservation de la puissance – démontration de l'égalité 2.40 .

$$
\begin{aligned}
&\sum_{m=0}^{m_f}(2-\delta_0^m)\left|\mathrm{FFT}\left[\left(W_n^N\cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]_m\right|^2\\
&=\sum_{m=0}^{N-1}\left|\mathrm{FFT}\left[\left(W_n^N\cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]_m\right|^2\\
&=\sum_{m=0}^{N-1}\left|\left\{\mathrm{FFT}\left[W^N\right]\ *\ \mathrm{FFT}\left[\left(\cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]\right\}_m\right|^2\\
&=\sum_{m=0}^{N-1}\left|\left\{\mathrm{FFT}\left[W^N\right]\ *\ \frac{1}{2}\left[\delta_m^{m_o}+\delta_m^{N-m_o}\right]\right\}_m\right|^2\\
&=\sum_{m=0}^{N-1}\left|\frac{1}{2}\mathrm{FFT}\left[W^N\right]_{m-m_o}\right|^2+\left|\frac{1}{2}\mathrm{FFT}\left[W^N\right]_{m-(N-m_o)}\right|^2\\
&=\frac{1}{4}\sum_{m=0}^{N-1}\left(\left|\mathrm{FFT}\left[W^N\right]_{m-m_o}\right|^2+\left|\mathrm{FFT}\left[W^N\right]_{m-m_o}\right|^2\right)\\
&=\frac{1}{2}\sum_{m=0}^{N-1}\left|\mathrm{FFT}\left[W^N\right]_{m-m_o}\right|^2\\
&=\frac{1}{2}\sum_{m=0}^{N-1}\left|\mathrm{FFT}\left[W^N\right]_{m}\right|^2\\
&=\frac{N}{2}\sum_{n=0}^{N-1}\left[W_n^N\right]^2\\
&=\frac{N^2\hat{G}_i}{2}
\end{aligned}
\tag{D.1}
$$

Hauteur d'un « pic » – égalité 2.44

$$\begin{aligned}
DSP\left[\left(W_n^N \cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]_{m_o} &= \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\left|\left\{\tilde{W}^N \,*\, \mathrm{FFT}\left[\left(\cos(2\pi\frac{nm_o}{N})\right)_n\right]\right\}_{m_o}\right|^2 \\
&= \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\left|\left\{\tilde{W}^N \,*\, \frac{1}{2}\left[\delta_{m_0}+\delta_{N-m_0}\right]\right\}_{m_o}\right|^2 \\
&= \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\left|\frac{1}{2}\left[\tilde{W}_0^N+\tilde{W}_N^N\right]\right|^2 \\
&= \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\left|\tilde{W}_0^N\right|^2 \\
&= \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\left|\sum_{n=0}^{N-1} W_n^N\right|^2 \\
&= \frac{2-\delta_0^m}{\hat{G}_\mathrm{i}\,N^2}\,\hat{G}_\mathrm{c}N^2 \\
&= (2-\delta_0^m)\hat{G}_\mathrm{P}
\end{aligned} \tag{D.2}$$

Bruit à travers une transformée de Fourier fenêtrée – égalité 2.45 Le niveau d'un bruit b stationnaire et ergodique (et de moyenne nulle) se calcule à partir de :

$$\begin{aligned}
\forall m \neq 0, \left\langle\left|\mathrm{FFT}\left(W^N b\right)_m\right|^2\right\rangle_b &= \sum_{n_1=0}^{N-1}\sum_{n_2=0}^{N-1} W_{n_1}^N W_{n_2}^N \left\langle b_{n_1} b_{n_2}^*\right\rangle_b \exp\left[-2i\pi\frac{n_1 m}{N}\right]\exp\left[+2i\pi\frac{n_2 m}{N}\right] \\
&= \left\langle\left|\tilde{b}_n\right|^2\right\rangle_b \sum_{n=0}^{N-1}\left[W_n^N\right]^2 \\
&= N\hat{G}_\mathrm{i}\left\langle\left|\tilde{b}_n\right|^2\right\rangle_b
\end{aligned} \tag{D.3}$$

Ce résultat est valable pour tout $m > 0$.

D.2 Spectre d'un bruit blanc borné – égalité 2.48a

$$\begin{aligned}
\left\langle {b_n}^2\right\rangle_b &= \left\langle {b_n}^2\right\rangle_n \text{ par ergodicité} \\
&= \frac{1}{N}\sum_{n=0}^{N-1} {b_n}^2 \\
&= \frac{1}{N}\frac{1}{N}\sum_{n=0}^{N-1}\left|\tilde{b}_m\right|^2 \text{ théorème de Parceval} \\
&= \frac{1}{N^2}\sum_{m/\left\langle|b_m|^2\right\rangle_b\neq 0}\left|\tilde{b}_m\right|^2 \\
&= \frac{2}{N^2}N_b\left\langle\left|\tilde{b}_m\right|^2\right\rangle_m \text{ spectre constant} \\
&= \frac{2f_b}{Nf_\text{éch}}\left\langle\left|\tilde{b}_m\right|^2\right\rangle_m
\end{aligned} \tag{D.4a}$$

On aboutit alors à :

$$\left\langle\left|\tilde{b}_m\right|^2\right\rangle_m = N\frac{f_\text{éch}}{2f_b}\left\langle {b_n}^2\right\rangle_b \tag{D.4b}$$

Annexe E

Expériences « carbone » : estimation de la vitesse angulaire du premier anneau (tir n° 11)

Sur le tir n° 11, les bords du premier anneau visibles sur l'imagerie transverse ont été utilisés pour ajuster des segments du spectrogramme à différents instants (figure E.1). Cet ajustement est réalisé par un modèle affine (c'est-à-dire, $x = a \cdot z + b$) minimisant l'écart quadratique. La superposition des modèles est présentée en figure E.2.

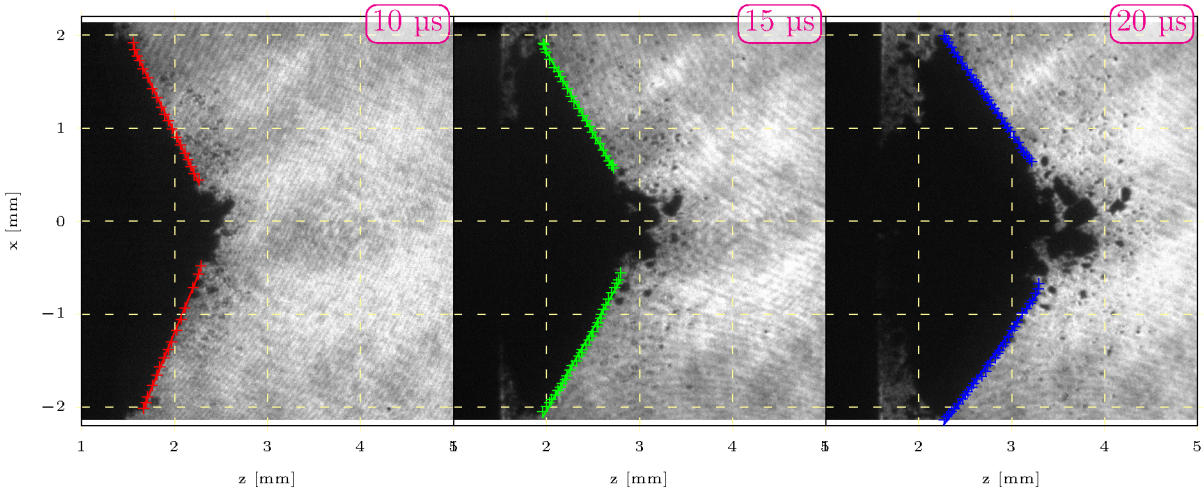


FIGURE E.1 – Extraction des bords du premier anneau depuis les images d'ombroscopie issues du tir n° 11.

A partir de ces données, des paramètres statiques (position du barycentre, longueur des segments, angle relatif à l'axe x) et dynamiques (vitesses barycentrique et angulaire) sont calculés pour chaque côté de l'image et reportés dans les tableaux E.1 et E.2.

Nous pouvons estimer ainsi la vitesse angulaire d'un fragment de l'anneau autour de $1 \pm 0{,}4\,°/\mu s$ et sa longueur totale à environ $1{,}7 \pm 0{,}2\,mm$. Cela nous conduit à une vitesse de rotation de $\frac{l\omega}{2} = 15 \pm 6\,m/s$.

Ces mesures montrent également que la vitesse traverse est égale à 20 % de la vitesse longitudinale.

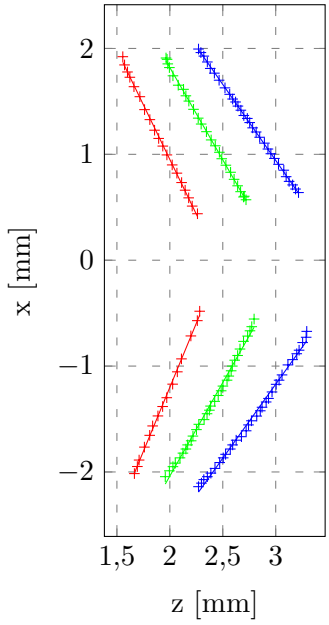


FIGURE E.2 – Superposition des bords du premier anneau extraits des images d'ombroscopie aux instants 5, 10 et 15 µs.

	Partie supérieure			Partie inférieure		
Temps [µs]	5	10	15	5	10	15
Position du barycentre (z, x) [mm]	$-3,75$, $-1,19$	$-3,33$, $-1,27$	$2,92$, $-1,36$	$-3,69$, $1,21$	$-3,29$, $1,32$	$-2,88$, $1,43$
Longueur [mm]	1,64	1,54	1,65	1,65	1,71	1,79
Angle (°)	25,8	29,8	34,9	-22,5	-29,5	-35,6

TABLEAU E.1 – Interprétation des images d'ombroscopie issues du tir n° 11.

	Partie supérieure		Partie inférieure	
Temps [μs]	7,5	12,5	7,5	12,5
Vitesse du barycentre selon z [m/s]	86,7	80,3	80,6	81,1
Vitesse du barycentre selon x [m/s]	-16,6	-17,5	21,9	20,4
Vitesse angulaire [°/μs]	0,80	1,01	-1,41	-1,21

TABLEAU E.2 – Paramètres dynamiques du premier anneau du tir n° 11.

Annexe F

Spécifications des poudres calibrées

L'ensemble des données concernant les poudres utilisées dans ces travaux est regroupé dans cette annexe.

Le tableau F.1 présente une synthèse de ces informations. Elles sont issues :

— de l'appellation commerciale de la poudre, identifiée par un diamètre typique ou le plus souvent par une gamme (min-max),

— des certificats de contrôle produits par le fournisseur,

— de mesures complémentaires réalisées par granulométrie.

Les certificats de contrôle sont reproduits dans la suite de ce chapitre.

ID	N° lot	Diamètre fournisseur [µm]						Pureté	Données mesurées [µm]		
—	—	min	max	moyenne	D_1	D_5	D_9	—	D_1	D_5	D_9
Au1	F29W003	0,8	1,5	1,49	NC	1,5	NC	99,98 %	NC	NC	NC
Au4	D04T030	3	5,5	4	NC	NC	NC	99,98 %	NC	NC	NC
Au8	A18S004	5,5	9	7,9	NC	NC	NC	99,98 %	NC	NC	NC
Cu3		NC	NC	NC	NC	NC	NC	%	0,56	NC	3,99
Cu10	J08T006	NC	NC	NC	7,39	9,78	14,05	99,9 %	6,47	NC	12,64
Cu125	K25U016	106	149	NC	NC	NC	NC	99,9 %	NC	NC	NC
Al12		10	14	NC	NC	NC	NC	%	NC	NC	NC
Al50		40	53	NC	NC	NC	NC	%	NC	NC	NC
Al150		125	200	NC	NC	NC	NC	%	NC	NC	NC

Tableau F.1 – Synthèse des données caractéristiques des particules calibrées.

F.1 Données issues du constructeur

Certificate of Analysis Alfa Aesar® A Johnson Matthey Company

Gold powder, spherical, APS 0.8-1.5 micron, 99.96+% (metals basis)

Stock Number: 39817
Lot Number: F29W003

Analysis

Emission Spectroscopy

Bi	ND	Ca	ND	Cd	ND
Cr	ND	Li	ND	Mg	ND
Mn	ND	Ni	ND	Pt	ND
Rh	ND	Ru	ND	Sb	ND
Sn	ND	Zn	ND	Others	NR

Wet Analysis

Cl	NR	Pb	ND	5 %
Na	ND	Al	ND	10 %
Fe	0.0048 %	Pd	ND	50 %
Cu	ND	Ag	0.0019 %	90 %

Particle Size Distribution

< 0.7	95 %	< 3.6
< 0.9	100 %	NR
< 1.5		
< 2.7		

Physical Testing

Gold (by difference)	99.98 %
Tap density	8.3 g/cm^3
Average particle diameter	1.49 µm
Specific surface area	0.35 m^2/g
Brush thru -400	100 %

ND: Not detected NR: Not run

Certified by:
Quality Control

www.alfa.com

NORTH AMERICA
Tel: 1-800-343-0660 or 1-978-521-6300
Fax: 1-800-322-4757
Email: info@alfa.com

GERMANY
Tel: 00800 4566 4566 or +49-721-84007-115
Fax: 00800 4577 4577 or +49-721-84007-201
Email: Eurosales@alfa.com

UNITED KINGDOM
Tel: 0800-801812 or +44 (0) 1524-850506
Fax: +44 (0) 1 524-850508
Email: UKsales@alfa.com

FRANCE
Tel: 0800 03 51 47 or +33 03 88 62 26 90
Fax: 0800 10 20 67
Email: frventes@alfa.com

INDIA
Tel: +91 8008 812424 or +91 8008 812525 or +91 8008 812626
Fax: +91 8418 260060
Email: India@alfa.com

CHINA
Tel: +86 (010) 8567-8600
Fax: +86 (010) 8567-8601
Email: saleschina@alfa-asia.com

KOREA
Tel: 82-2-3140-6000
Fax: 82-2-3140-6002
Email: salesKorea@alfa-asia.com

FIGURE F.1 – Certificat du lot *F29W003* pour la poudre *Au1*.

Certificate of Analysis Alfa Aesar — A Johnson Matthey Company

Gold powder, spherical, APS 3.0-5.5 micron, 99.96+% (metals basis)

Stock Number: 42674
Lot Number: D04T030

Analysis

Bi	ND	Ca	ND	Cd	ND	Cr	ND
Li	ND	Mg	ND	Mn	ND	Ni	ND
Pt	ND	Rh	ND	Ru	ND	Sb	ND
Sn	ND	Zn	ND	Others	NR		

Wet Analysis	Chlorine	NR
	Lead	ND
	Sodium	ND
	Aluminum	ND
	Iron	ND
	Palladium	ND
	Copper	ND
	Silver	0.0017 %
Gold (by difference)	Gold	99.98 %
Physical testing	Tap density	5.8 g/cm^3
	Avg. particle diameter	4.00 µm
	Specific surface area	0.10 m^2/g

ND: Not detected NR: Not reported

Certified by:

Quality Control

www.alfa.com

NORTH AMERICA Tel: 1-800-343-0660 or 1-978-521-6300 Fax: 1-800-322-4757 Email: info@alfa.com
GERMANY Tel: 00800 4566 4566 or +49-721-84007-115 Fax: 00800 4577 4577 or +49-721-84007-201 Email: Eurosales@alfa.com
UNITED KINGDOM Tel: 0800-801812 or +44 (0) 1524-850506 Fax: +44 (0) 1 524-855668 Email: UKsales@alfa.com
FRANCE Tel: 0800 03 51 47 or +33 03 88 62 26 90 Fax: 0800 10 20 67 Email: frventes@alfa.com
INDIA Tel: +91 8008 812424 or +91 8008 812525 or +91 8008 812626 Fax: +91 8418 260060 Email: India@alfa.com
CHINA Tel: +86 (010) 8567-8600 Fax: +86 (010) 8567-8601 Email: salechina@alfa-asia.com
KOREA Tel: 82-2-3140-6000 Fax: 82-2-3140-6002 Email: salekorea@alfa-asia.com

FIGURE F.2 – Certificat du lot *D04T030* pour la poudre *Au4*.

Certificate of Analysis Alfa Aesar — A Johnson Matthey Company

Gold powder, spherical, APS 5.5-9.0 micron, 99.96+% (metals basis)

Stock Number: 42675
Lot Number: A18S004

Analysis

Emission Spectroscopy

Bi	ND	Cr	ND	Mn	ND	Rh	ND
Sn	ND	Ca	ND	Li	ND	Ni	ND
Ru	ND	Zn	ND	Cd	ND	Mg	ND
Pt	ND	Sb	ND	Others	NR		

Wet Analysis	Chlorine	NR	Lead	ND
	Sodium	ND	Aluminum	ND
	Iron	ND	Palladium	ND
	Copper	ND	Silver	ND
Gold (by difference)	Gold	99.98 %		
Physical Testing	Tap density	7.5 g/cm^3		
	Avg. particle diameter	7.90 µm		
	Specific surface area	0.05 m^2/g		

ND: Not detected

Certified by:

Quality Control

www.alfa.com

NORTH AMERICA Tel: 1-800-343-0660 or 1-978-521-6300 Fax: 1-800-322-4757 Email: info@alfa.com
GERMANY Tel: 00800 4566 4566 or +49-721-84007-115 Fax: 00800 4577 4577 or +49-721-84007-201 Email: Eurosales@alfa.com
UNITED KINGDOM Tel: 0800-801812 or +44 (0) 1524-850506 Fax: +44 (0) 1 524-855668 Email: UKsales@alfa.com
FRANCE Tel: 0800 03 51 47 or +33 03 88 62 26 90 Fax: 0800 10 20 67 Email: frventes@alfa.com
INDIA Tel: +91 8008 812424 or +91 8008 812525 or +91 8008 812626 Fax: +91 8418 260060 Email: India@alfa.com
CHINA Tel: +86 (010) 8567-8600 Fax: +86 (010) 8567-8601 Email: salechina@alfa-asia.com
KOREA Tel: 82-2-3140-6000 Fax: 82-2-3140-6002 Email: salekorea@alfa-asia.com

FIGURE F.3 – Certificat du lot *A18S004* pour la poudre *Au8*.

Certificate of Analysis Alfa Aesar — A Johnson Matthey Company

Copper powder, spherical, APS 10 micron, 99.9% (metals basis)

Stock Number: 42689
Lot Number: J08T006

Analysis

Ag	20	Al	< 10
C	60	Cu	Balance
Fe	< 20	Ni	20
O_2	5182	Pb	< 20
Si	30	Sn	< 20
Zn	< 20		

Values given in ppm unless otherwise noted

Particle Size (Microtrac)

D10	7.39 microns
D50	9.78 microns
D90	14.05 microns

Certified by:

Quality Control

www.alfa.com

NORTH AMERICA Tel: 1-800-343-0660 or 1-978-521-6300 Fax: 1-800-322-4757 Email: info@alfa.com
GERMANY Tel: 00800 4566 4566 or +49-721-84007-115 Fax: 00800 4577 4577 or +49-721-84007-201 Email: Eurosales@alfa.com
UNITED KINGDOM Tel: 0800-801812 or +44 (0) 1524-850506 Fax: +44 (0) 1 524-850608 Email: UKsales@alfa.com
FRANCE Tel: 0800 03 51 47 or +33 03 88 62 26 90 Fax: 0800 10 20 67 Email: frventes@alfa.com
INDIA Tel: +91 8008 812424 or +91 8008 812525 or +91 8008 812626 Fax: +91 8418 260060 Email: India@alfa.com
CHINA Tel: +86 (010) 8567-8600 Fax: +86 (010) 8567-8601 Email: salechina@alfa-asia.com
KOREA Tel: 82-2-3140-6000 Fax: 82-2-3140-6002 Email: salekorea@alfa-asia.com

FIGURE F.4 – Certificat du lot *J08T006* pour la poudre *Cu10*.

Certificate of Analysis Alfa Aesar — A Johnson Matthey Company

Product No.: 45544

Product: Copper powder, spherical, -170+270 mesh, 99.9% (metals basis)

Lot No.: K25U016

Ag	< 20	Al	< 10
C	45	Fe	< 20
Ni	20	O_2	5214
Pb	< 20	Si	20
Sn	< 20	Zn	< 20

Values given in ppm unless otherwise stated

+170 mesh	0 %
-170/270 mesh	Balance
-270 mesh	10 % max

This document has been electronically generated and does not require a signature.

www.alfa.com

NORTH AMERICA Tel: +1-800-343-0660 or +1-978-521-6300 Fax: +1-800-322-4757 Email: info@alfa.com
GERMANY Tel: 00800 4566 4566 or +49 721 84007 280 Fax: 00800 4577 4577 or +49 721 84007 300 Email: Eurosales@alfa.com
UNITED KINGDOM Tel: 0800-801812 or +44 (0)1524-850506 Fax: +44 (0)1524-850608 Email: UKsales@alfa.com
FRANCE Tel: 0800 03 51 47 or +33 (0)3 8862 2690 Fax: 0800 10 20 67 or +33 (0)3 8862 6864 Email: frventes@alfa.com
INDIA Tel: +91 8008 812424 or +91 8008 812525 or +91 8008 812626 Fax: +91 8418 260060 Email: India@alfa.com
CHINA Tel: +86 (010) 8567-8600 Fax: +86 (010) 8567-8601 Email: salechina@alfa-asia.com
KOREA Tel: +82-2-3140-6000 Fax: +82-2-3140-6002 Email: salekorea@alfa-asia.com

FIGURE F.5 – Certificat du lot *K25U016* pour la poudre *Cu125*.

F.2 Observation microscopique des poudres

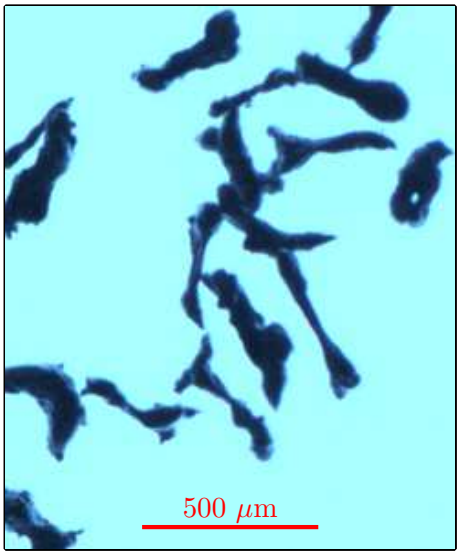


FIGURE F.6 – Photographie au microscope des particules d'aluminium constituant la poudre appelée *Alu150*.

Annexe G

Ensemble des résultats de mesure obtenus sur les expériences « lanceur de particules »

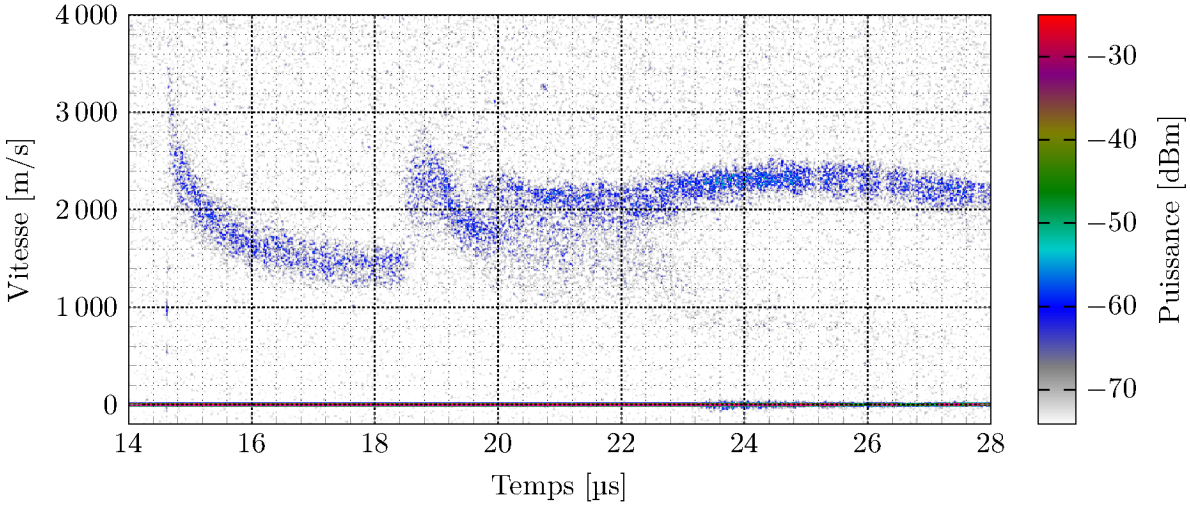


FIGURE G.1 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–1.

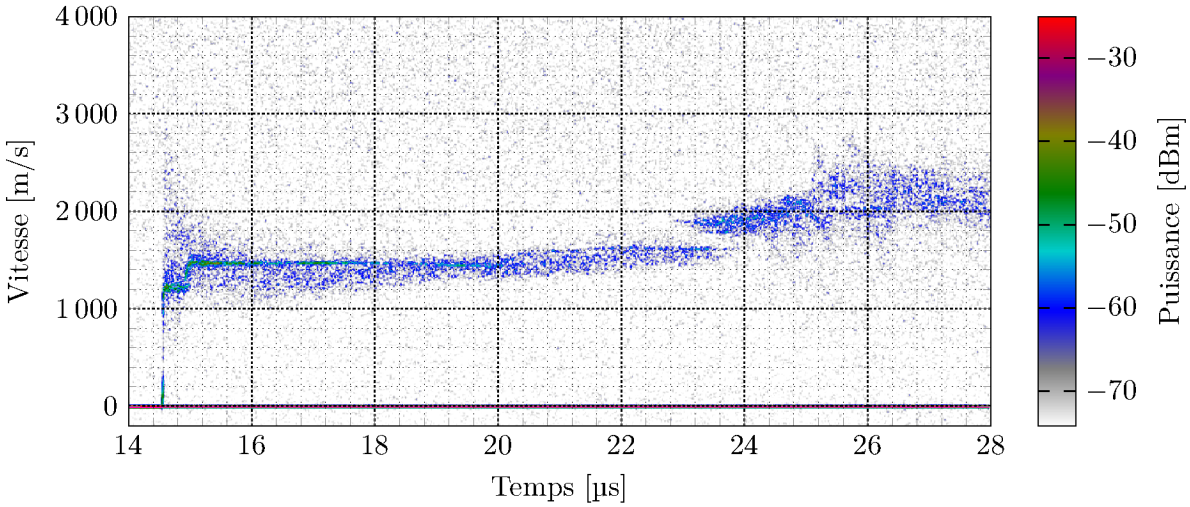


FIGURE G.2 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–2.

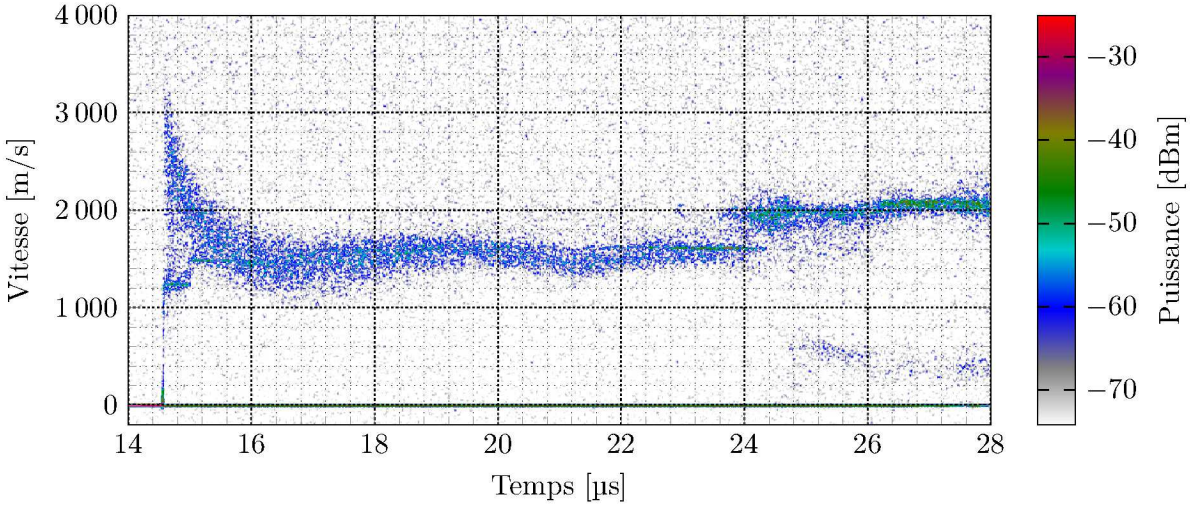


FIGURE G.3 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–3.

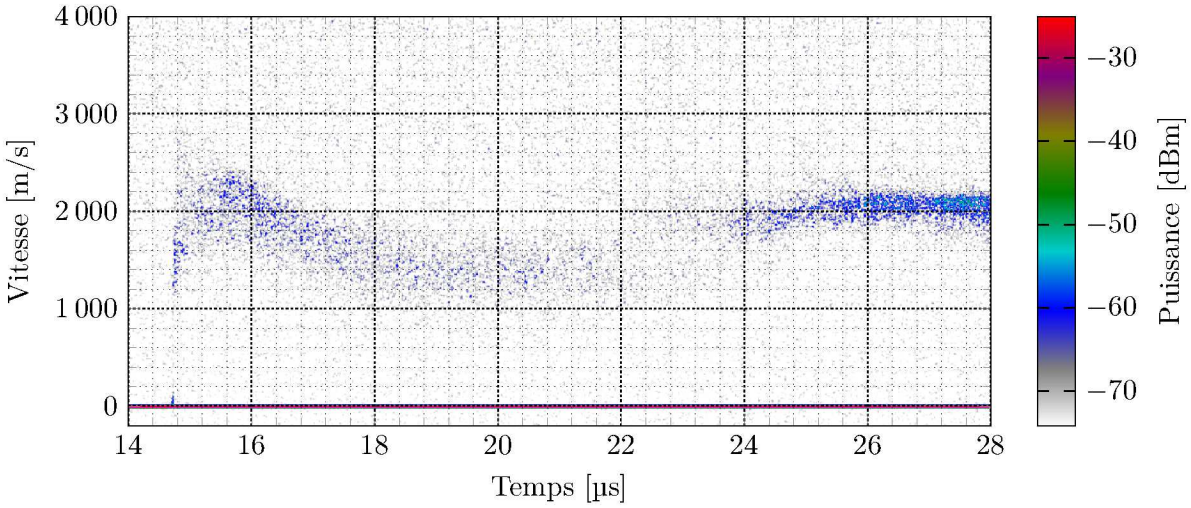


FIGURE G.4 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–4.

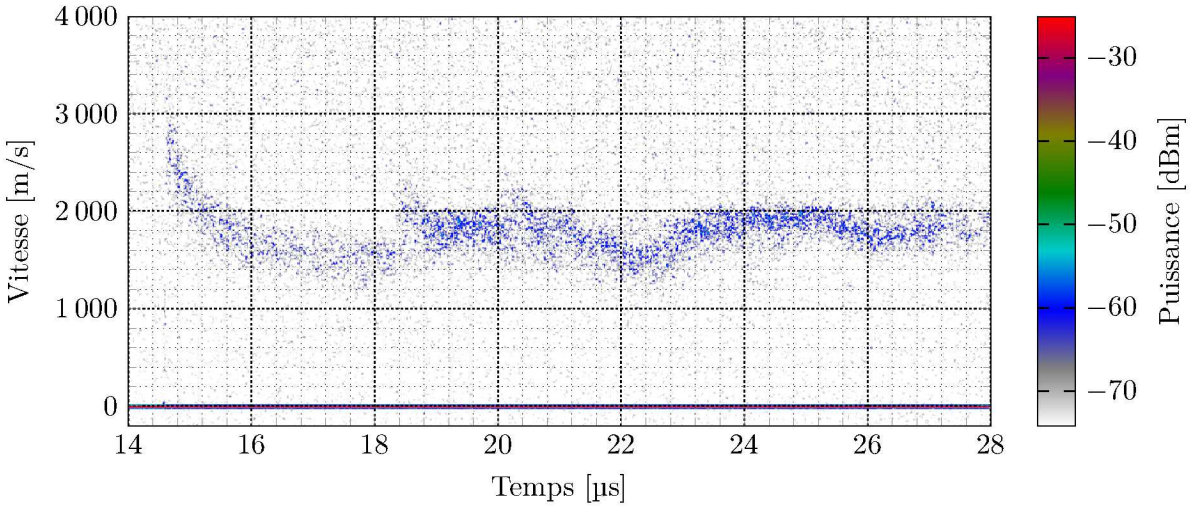


FIGURE G.5 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–5.

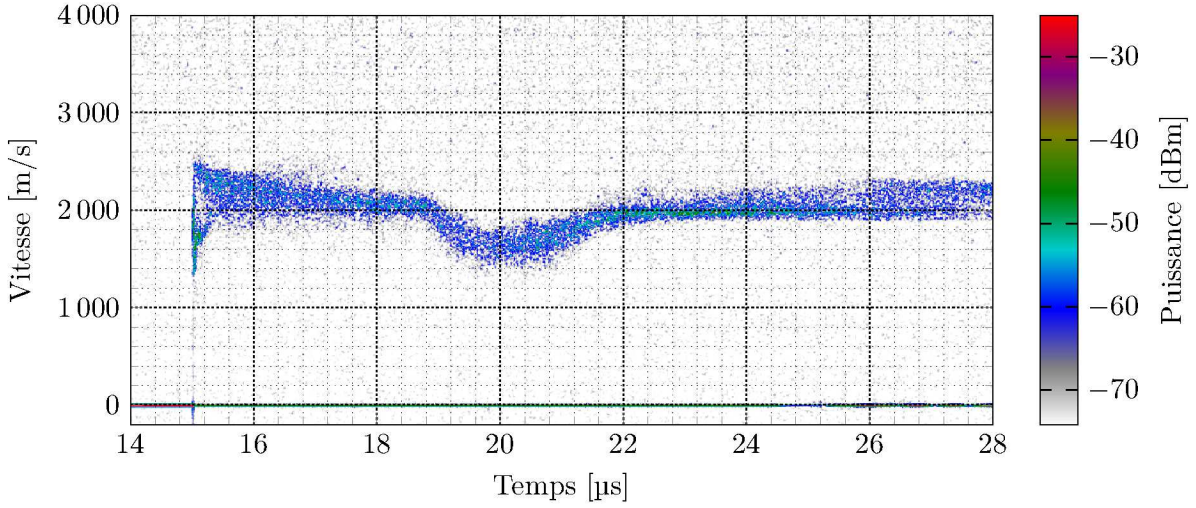


FIGURE G.6 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–6.

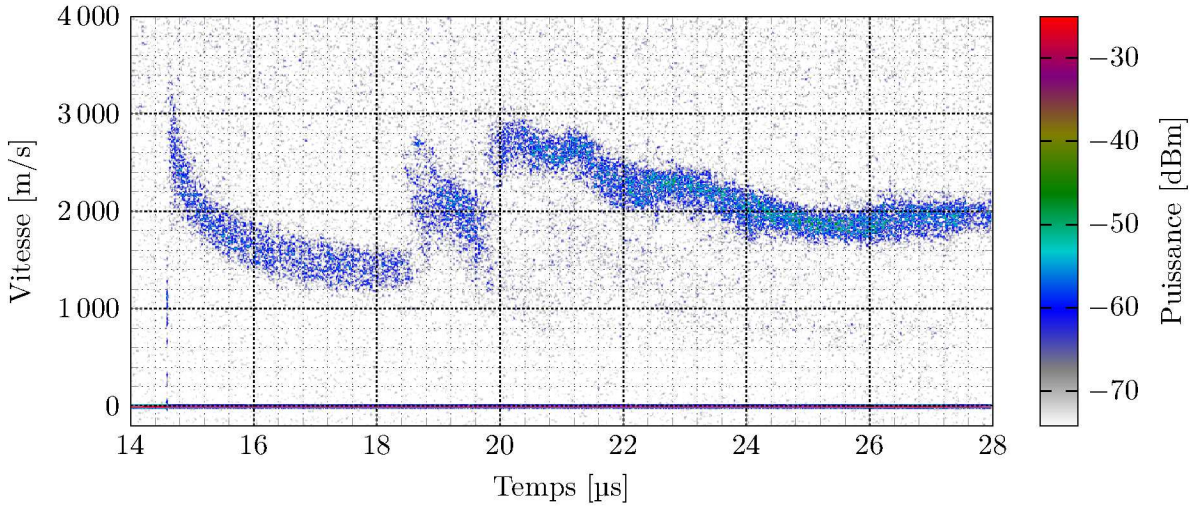


FIGURE G.7 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–7.

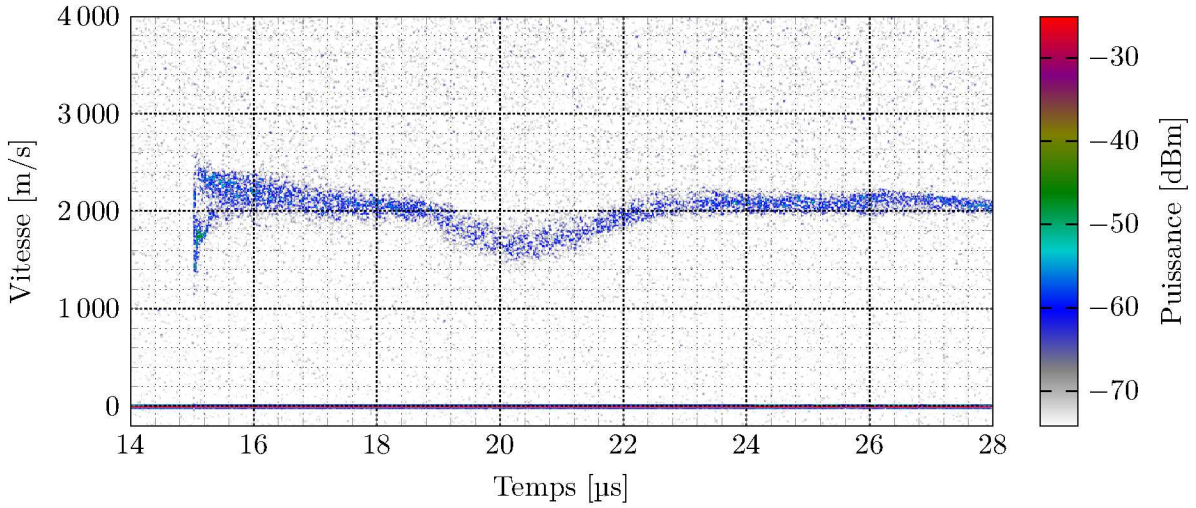


FIGURE G.8 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 1–8.

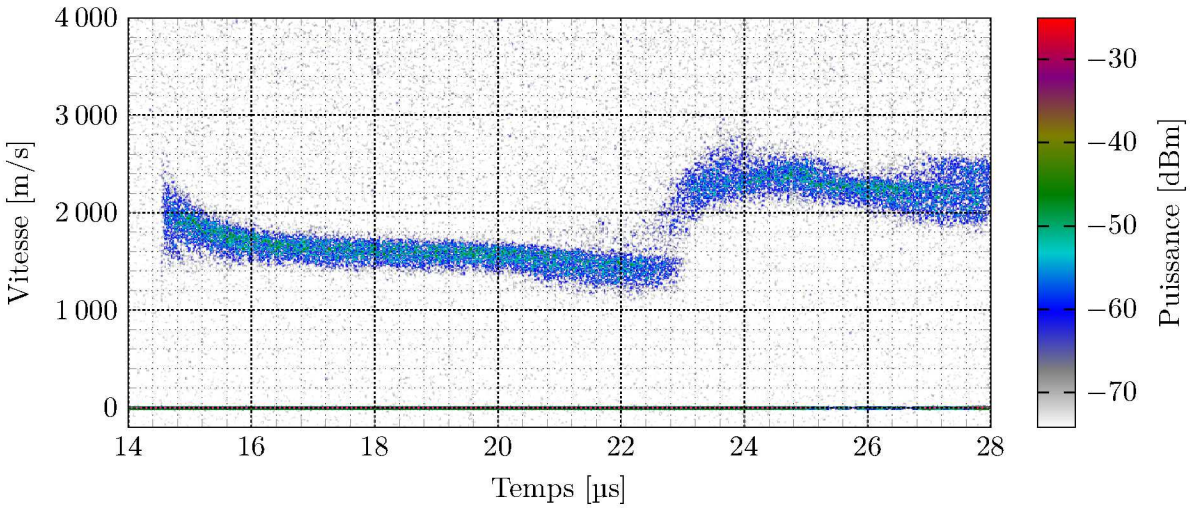


FIGURE G.9 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–1.

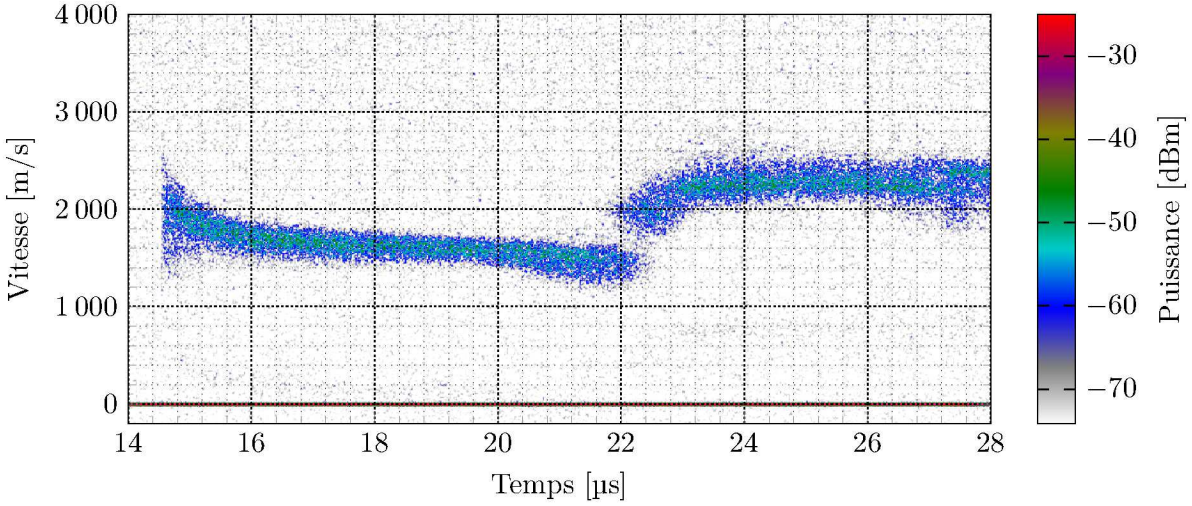


FIGURE G.10 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–2.

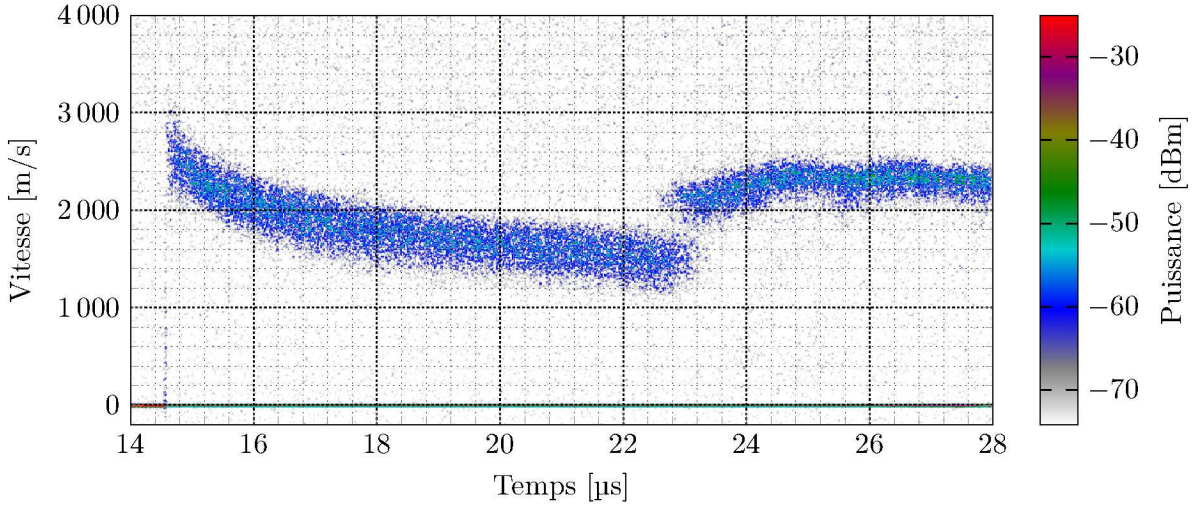


FIGURE G.11 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–3.

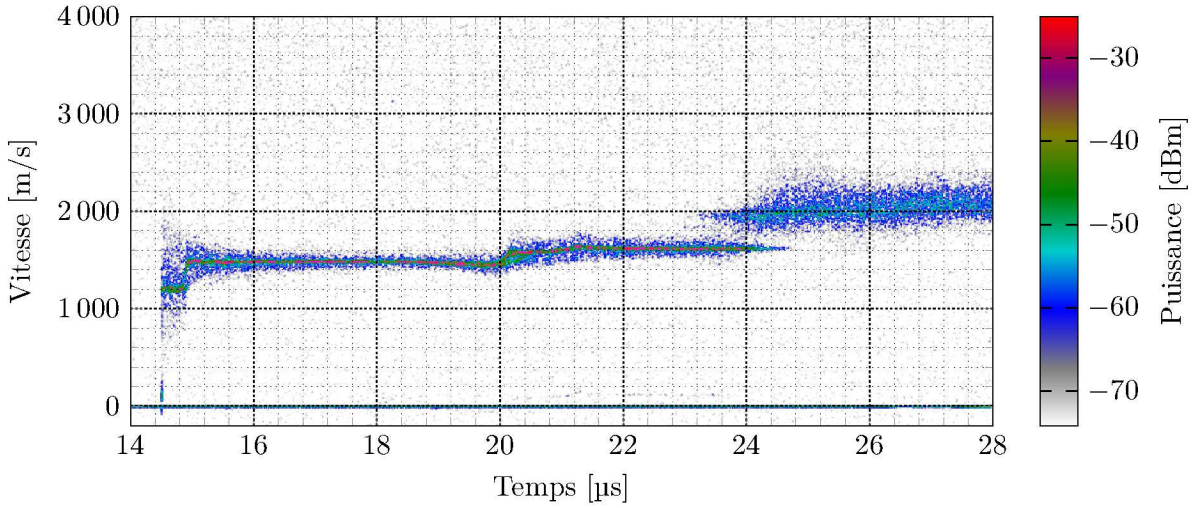


FIGURE G.12 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–4.

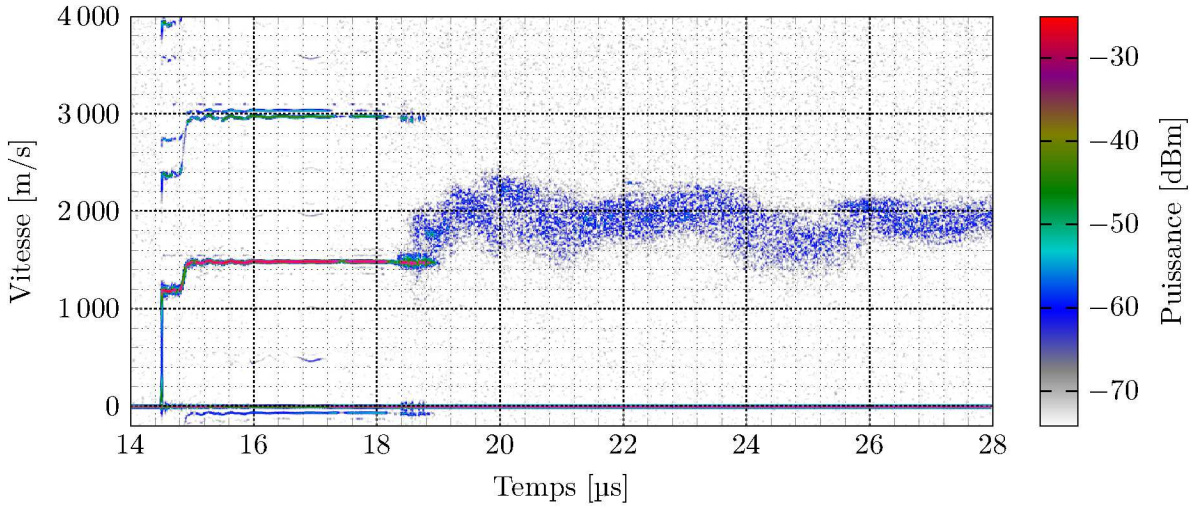


FIGURE G.13 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–5.

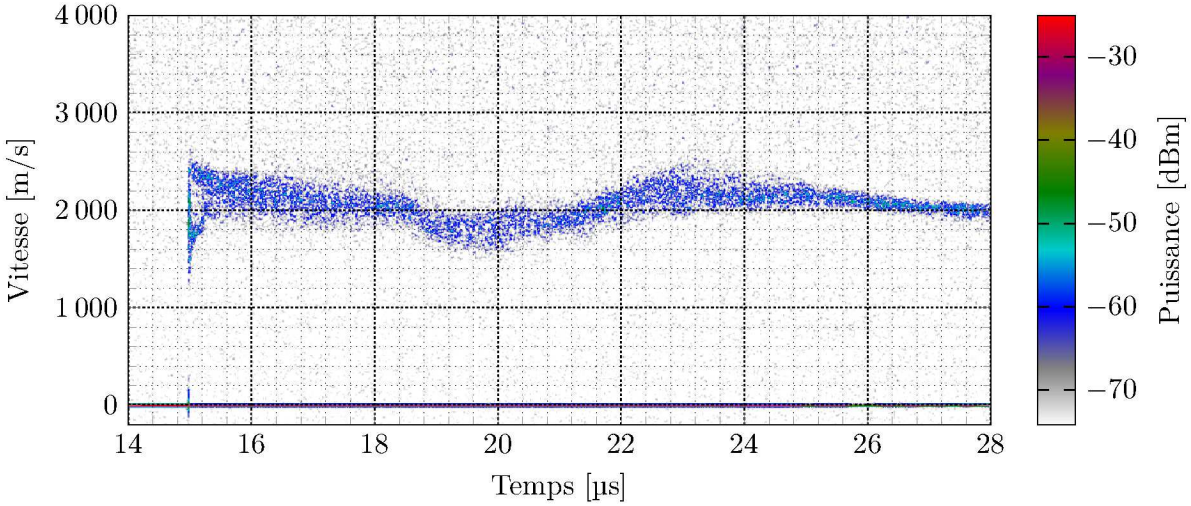


FIGURE G.14 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–6.

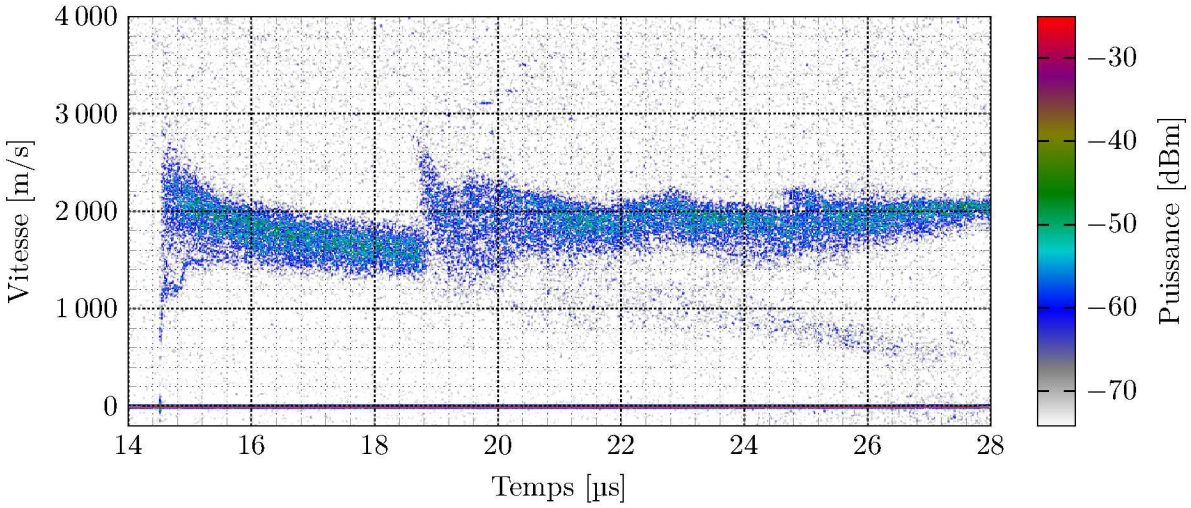


FIGURE G.15 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–7.

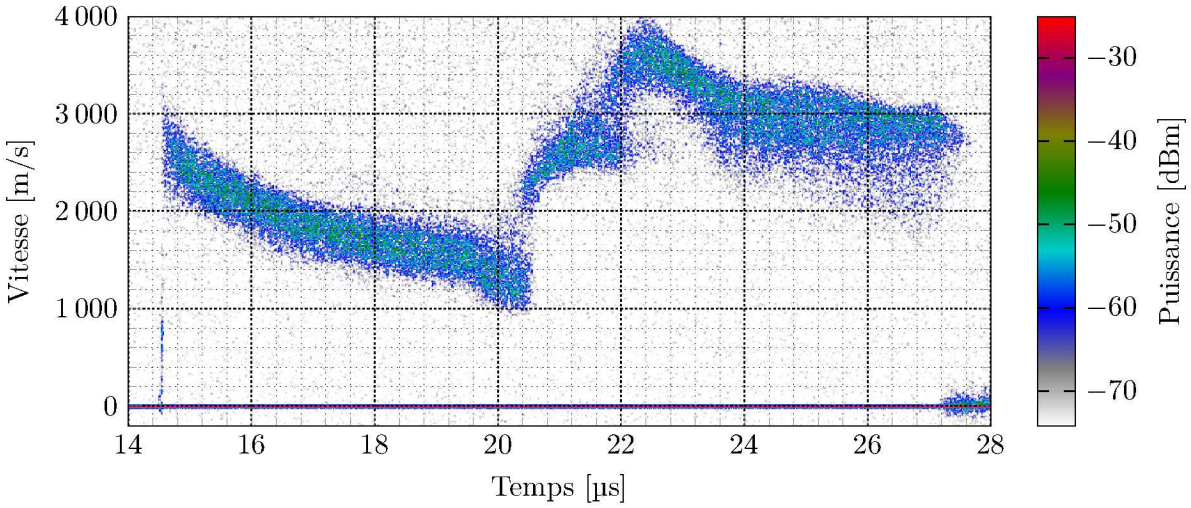


FIGURE G.16 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 2–8.

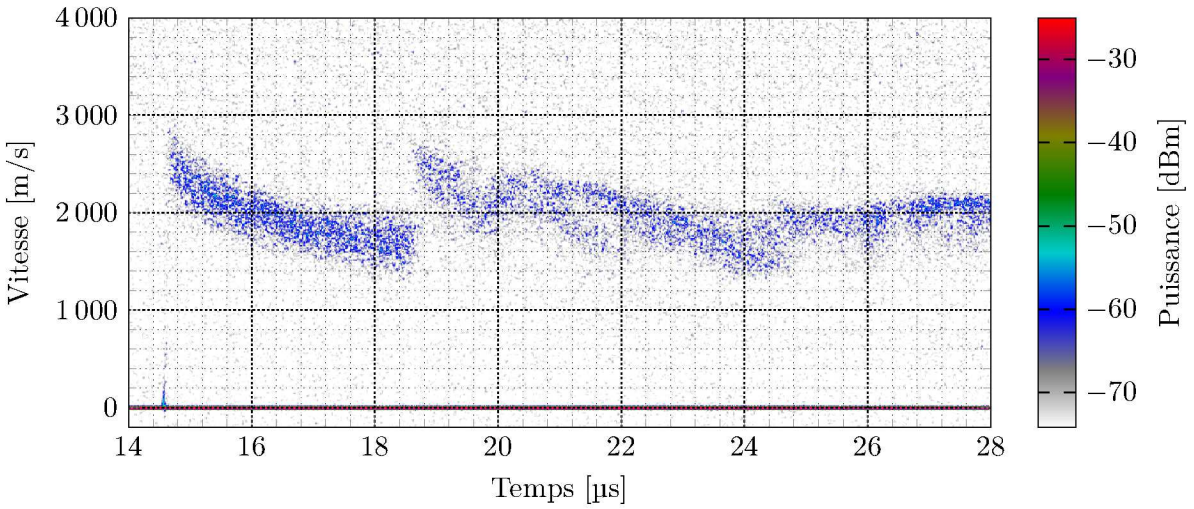


FIGURE G.17 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 3–1.

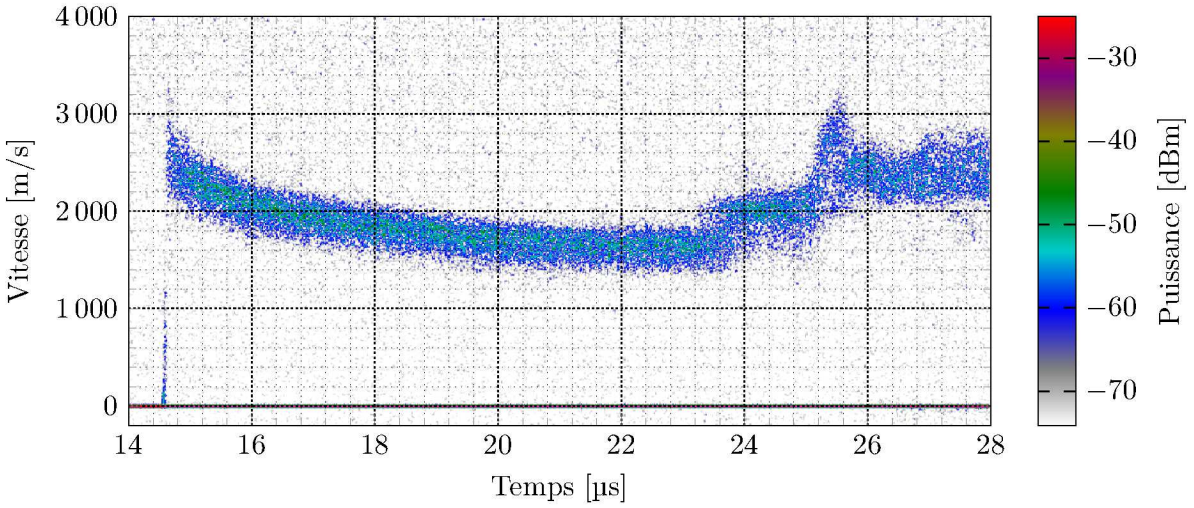


FIGURE G.18 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 3–2.

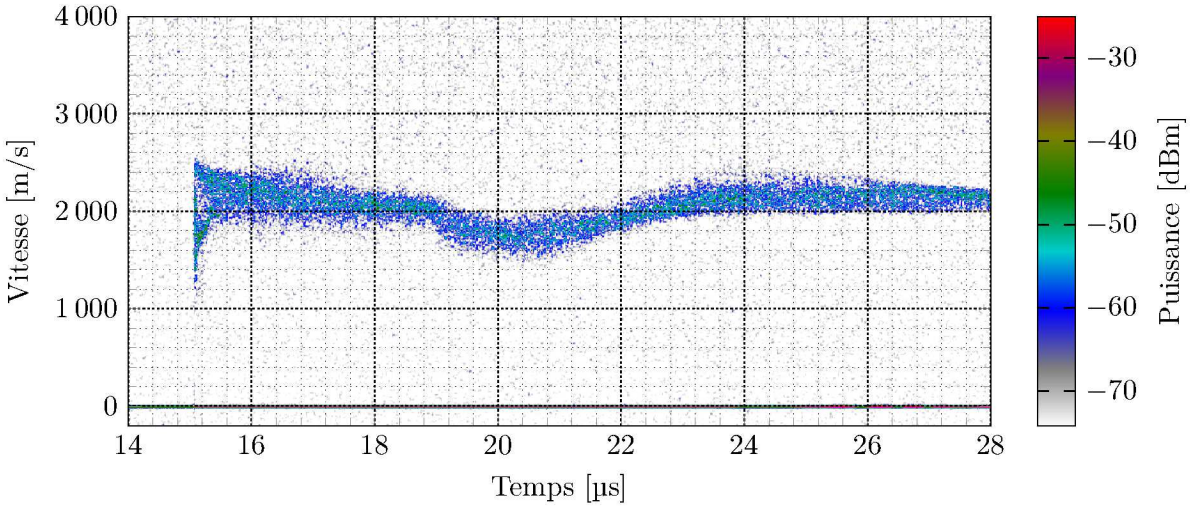


FIGURE G.19 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 3–8.

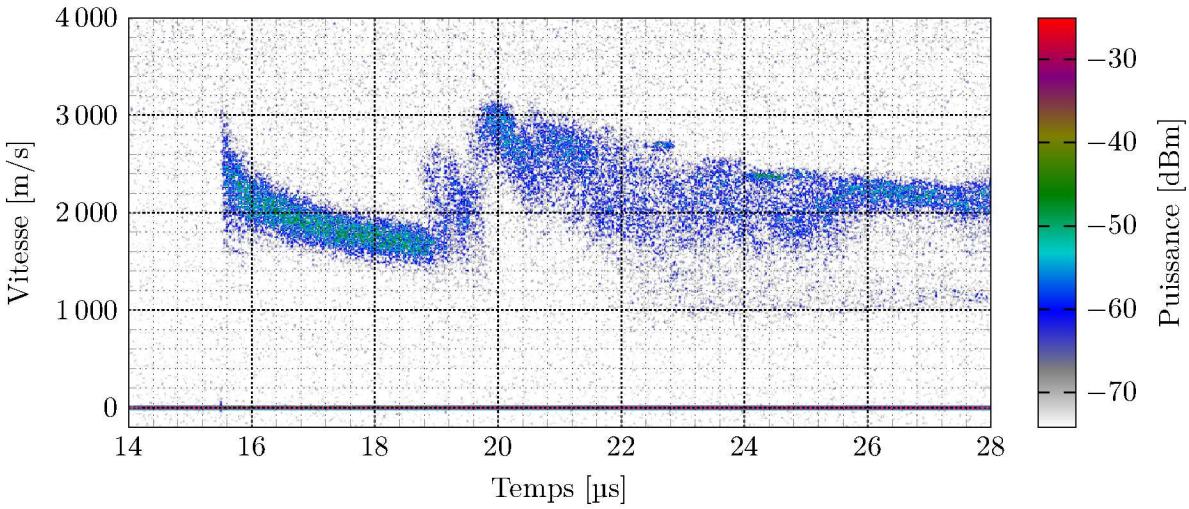


FIGURE G.20 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–1.

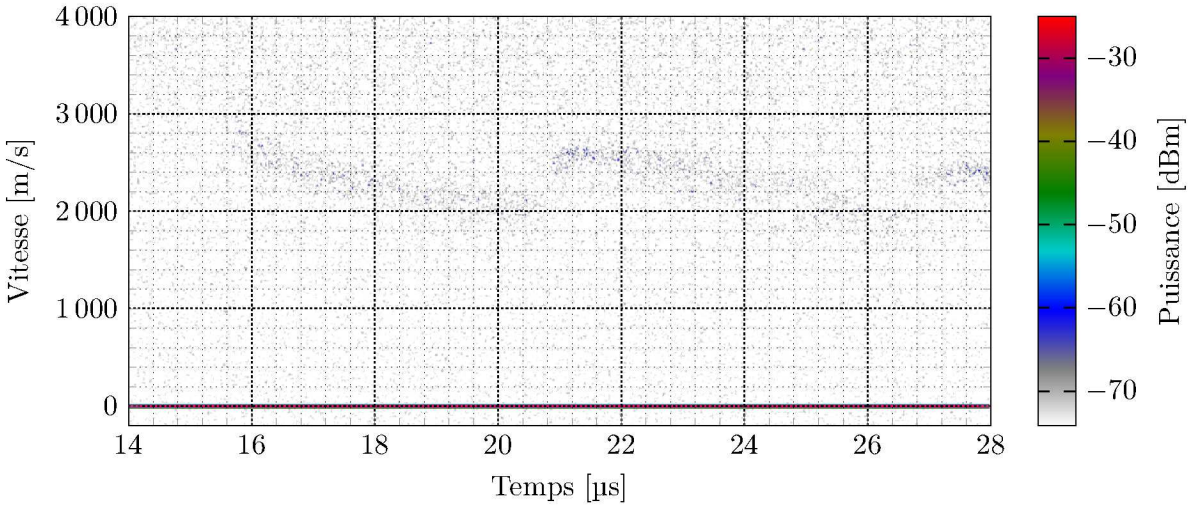


FIGURE G.21 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–2.

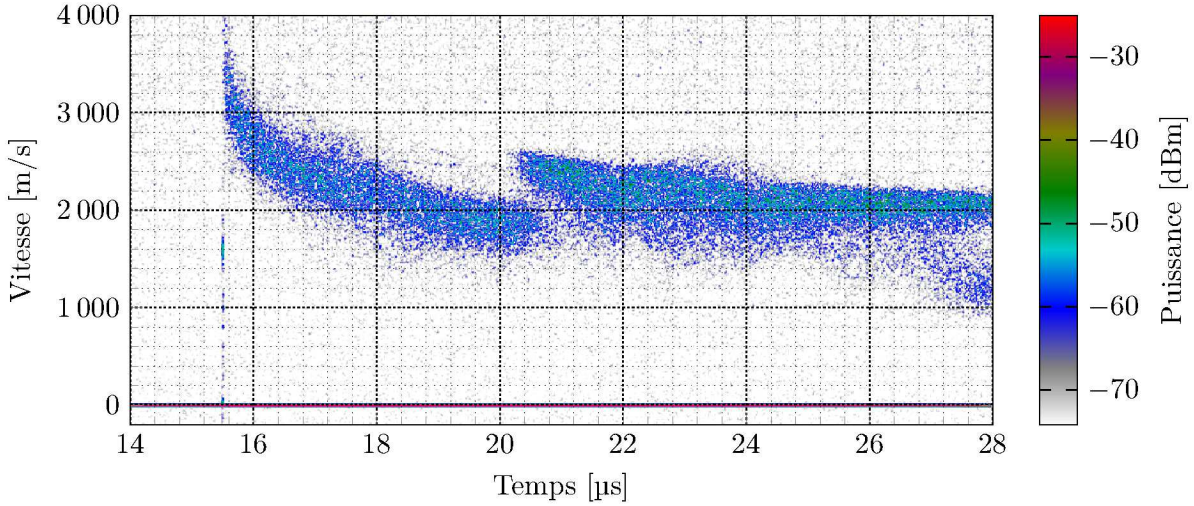


FIGURE G.22 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–3.

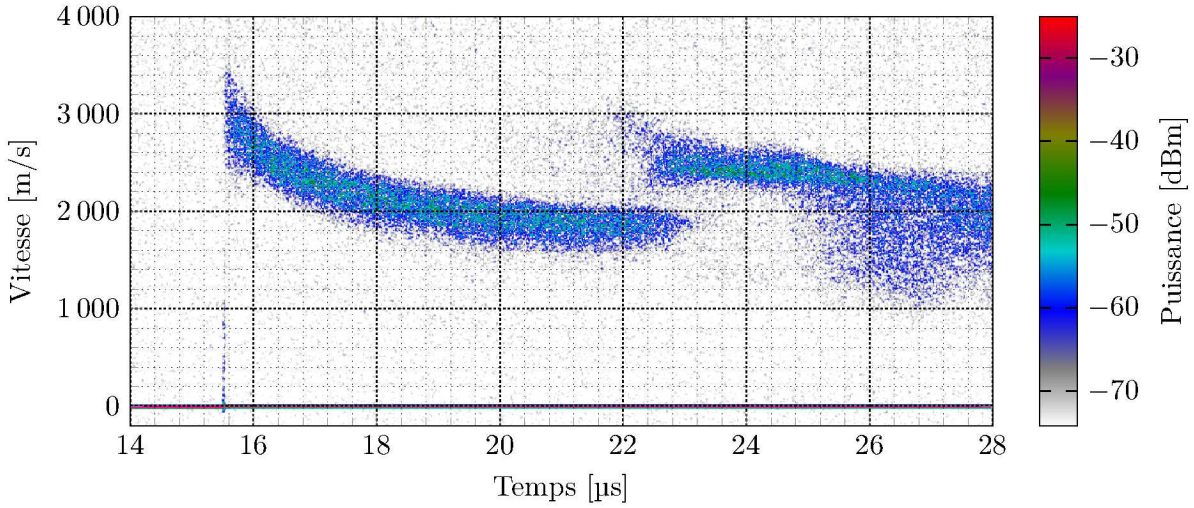


FIGURE G.23 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–4.

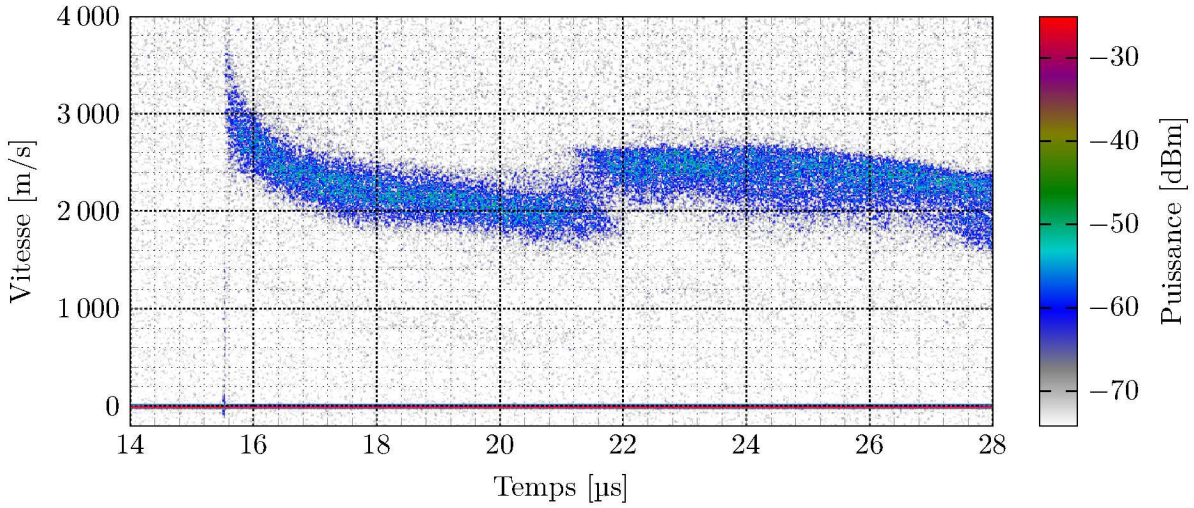


FIGURE G.24 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–5.

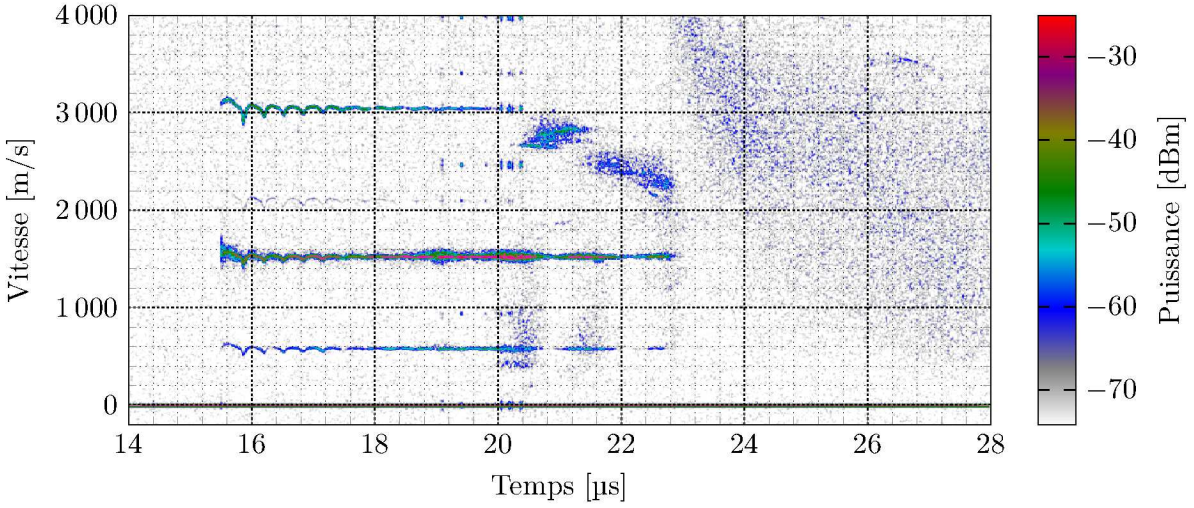


FIGURE G.25 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–6.

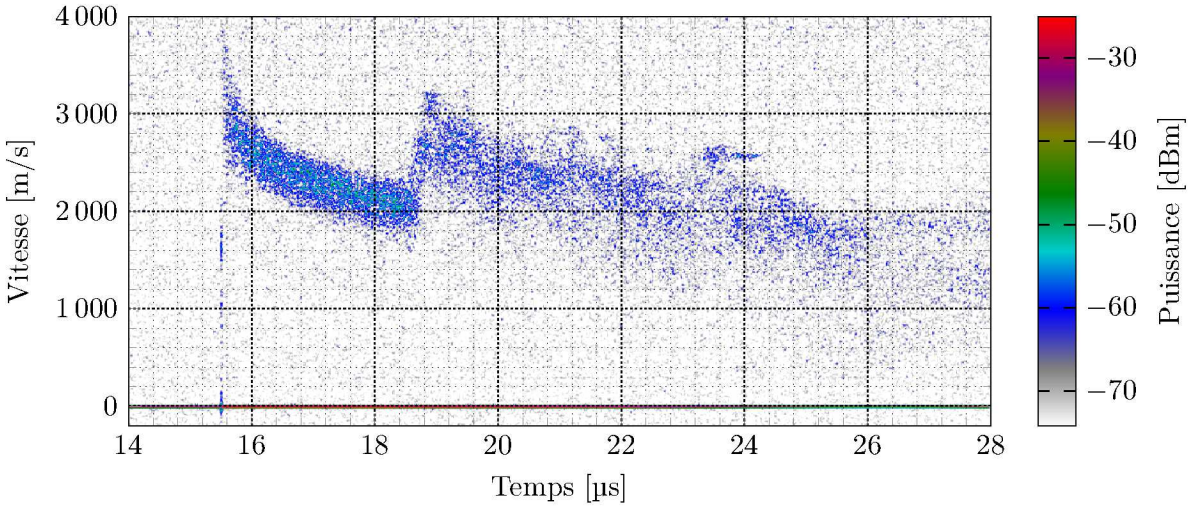


FIGURE G.26 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–7.

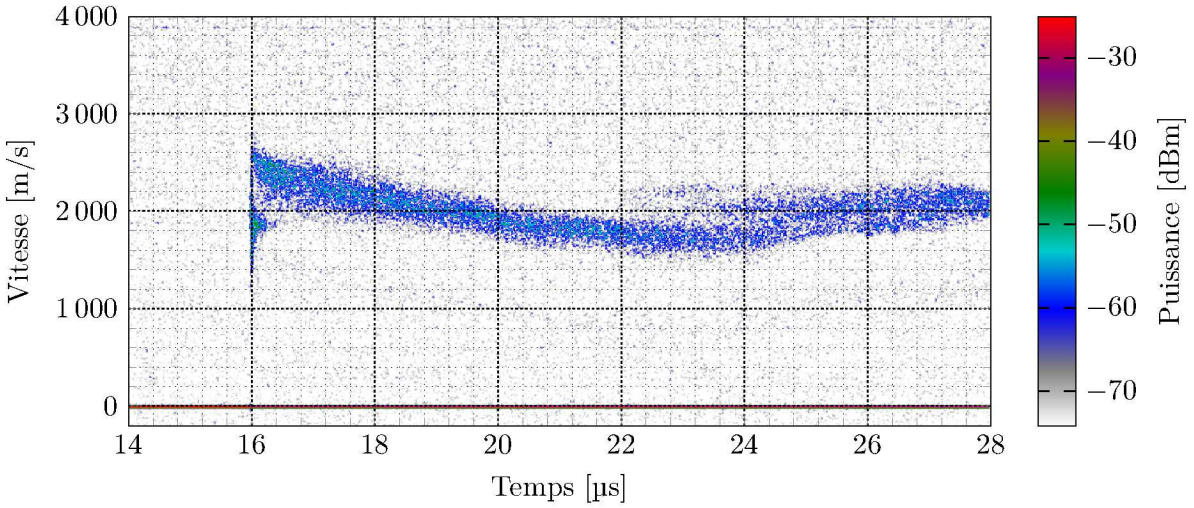


FIGURE G.27 – Campagne « lanceur de particules », spectrogramme de la voie 4–8.

Bibliographie

An-Min, H., W. Pei, S. Jian-Li et D. Su-Qing. 2014, "Molecular dynamics simulations of jet breakup and ejecta production from a grooved cu surface under shock loading", *Chinese Physics B*, vol. 23, n° 4, p. 047 102.
URL http://stacks.iop.org/1674-1056/23/i=4/a=047102.

Andrew, J. E. et K. A. Wallace. 2010, "Characterisation of contaminant plumes arising from laser - solid target interactions", dans *Proc. of SPIE, 42nd Annual Laser Damage Symposium*, vol. 7842, Spie-Int Soc Optical Engineering, ISBN 0277-786X 978-0-8194-8365-2, doi:10.1117/12.867393.

Andriot, P., P. Chapron, V. Lambert et F. Olive. 1984, "Influence of melting on shocked free surface behavior using doppler laser interferometry and x-ray densitometry", dans *Shock Waves in Condensed Matter - 1983. Proceedings of the American Physical Society Topical Conference*, édité par J. R. Asay, R. A. Graham et G. K. Straub, North-Holland, ISBN 0 444 86904 2, p. 277–280.

Andriot, P., P. Chapron, B. Laurent et F. Olive. 1982, "Doppler laser interferometry in detonics", dans *Optoelektronik in der Technik / Optoelectronics in Engineering*, édité par W. Waidelich, Springer Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-10969-3, p. 146–149, doi:10.1007/978-3-642-81693-2_26.

Andriot, P., P. Chapron et F. Olive. 1981, "Ejection of material from shocked surfaces of tin, tantalum and lead-alloys", dans *AIP Conference Proceedings*, ISBN 0094-243X, p. 505–509.

Antoun, T., L. Seaman, D. R. Curran, G. I. Kanel, S. V. Razorenov et A. V. Utkin. 2002, *Spall Fracture*, New York.

Apte, S. V., K. Mahesh et T. Lundgren. 2003, "A eulerlan-lagrangian model to simulate two-phase/particulate flows", rapport, Center for Turbulence Research.

Asay, J. R. 1976, "Material ejection from shock-loaded free suppaces of aluminum aid lead", rapport SAND76-0542, Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico 87115.

Asay, J. R. 1977, "Effect of shock wave ristime on materiel ejection from aluminium surfaces", rapport SAND77-0731, Sandia Laboratories, Albuquerque, New Mexico 87115.

Asay, J. R. 1978, "Thick-plate technique for measuring ejecta from shocked surfaces", *Journal of Applied Physics*, vol. 49, n° 12, doi:10.1063/1.324545, p. 6173–6175, ISSN 0021-8979.

Asay, J. R. et L. D. Bertholf. 1978, "A model for estimating the effects of surface roughness on mass ejection from shocked materials", rapport SAND78-1256, Sandia Laboratories.

Asay, J. R., L. P. Mix et F. C. Perry. 1976, "Ejection of material from shocked surfaces", *Applied Physics Letters*, vol. 29, n° 5, doi:10.1063/1.89066, p. 284–287, ISSN 0003-6951.

Baranger, C. 2004, *Modélisation, étude mathématique et simulation des collisions dans les fluides complexes*, thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan, Centre de Mathématiques et de

Leurs Applications (CMLA).
URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00008826/document.

Barker, L. M. et R. E. Hollenbach. 1965, "Inferferometer technique for measuring the dynamic mechanical properties of materials", *Review of Scientific Instruments*, vol. 36, n° 11, p. 1617–1620.

Barker, L. M. et R. E. Hollenbach. 1972, "Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface", *Journal of Applied Physics*, vol. 43, n° 11, doi:10.1063/1.1660986, p. 4669–4675.

Baylard, C. 1996, *Modélisation de la réflexion et de la transmission par une surface rugueuse aléatoire 2D étude des effets non spéculaires.*, thèse de doctorat, École Centrale Paris.

Beer, A. 1852, "Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten (Determination of the absorption of red light in colored liquids)", *Annalen der Physik und Chemie*, vol. 86, p. 78–88.

Benier, J., P. Mercier, E. Dubreuil, J. Veaux, P. A. Frugier et Edps. 2009, "New heterodyne velocimeter and shock physics", *Dymat 2009 : 9th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading, Vol 1*, doi:10.1051/dymat/2009040, p. 289–294.

Benjelloun, S. 2012, *Quelques problèmes d'écoulements multi-fluide : analyse mathématique, modélisation numérique et simulation*, thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan, Centre de Mathématiques et de Leurs Applications (CMLA).
URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00823095/document.

Berthe, L., R. Fabbro, P. Peyre et E. Bartnicki. 1997, "Laser shock processing of materials: experimental study of breakdown plasma effects at the surface of confining water", dans *Proc. SPIE*, vol. 3097, p. 570–575, doi:10.1117/12.281117.

Berthe, L., R. Fabbro, P. Peyre, L. Tollier et E. Bartnicki. 1996, "Laser shock processing of materials: study of laser-induced breakdown in water confinement regime", dans *Proc. SPIE*, vol. 2789, p. 246–253, doi:10.1117/12.251184.

Berthe, L., A. Sollier, P. Peyre, C. Carboni, E. Bartnicki et R. Fabbro. 2000, "Physics of shock-wave generation by laser plasma in water confinement regime", dans *Proc. SPIE*, vol. 4065, p. 511–520, doi:10.1117/12.407374.

Besnard, G., E. Blanco, M. Debruyne, J.-M. Guérin, J.-M. Lagrange, C. Le Campion, P. Mercier, S. Paul et J. Veaux. 2010, « La mesure en détonique : l'évolution des moyens optoélectroniques », *Chocs*, vol. 38, p. 4–17.

Birkhoff, G., D. P. Macdougall, E. M. Pugh et G. Taylor. 1948, "Explosives with lined cavities", *Journal of Applied Physics*, vol. 19, n° 6, doi:10.1063/1.1698173, p. 563–582, ISSN 0021-8979.

Bizeuil, C., P. Chapron, P. Elias et B. Laurent. 1985, "Experimental study of shock waves driven matter ejection on the free surface of a metal.", dans *SPIE*, vol. 0491, p. 1030–1034, doi:10.1117/12.968054.

Blateyron, F. 2006, *Mesures*, vol. 787.

Blateyron, F. 2013, *The Areal Field Parameters*, chap. 2, Characterisation of Areal Surface Texture, ISBN 978-3-642-36457-0, doi:10.1007/978-3-642-36458-7_2.

Bohren, C. F. et D. R. Huffman. 2004, Wiley-VCH, Weinheim, ISBN 978-0-471-29340-8.

Bordier, C., C. Andraud et J. Lafait. 2008, "Model of light scattering that includes polarization effects by multilayered media", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 25, n° 6, doi:10.1364/JOSAA.25.001406, p. 1406–1419.

Bouguer, P. 1729, *Essai d'Optique, sur la gradation de la lumière*, Paris.

Boustie, M., L. Berthe, T. de Rességuier et M. Arrigoni. 2008, "Laser shock waves: Fundamentals and applications", dans *1st International Symposium on Laser Ultrasonics : Science, Technology and Applications*, Montreal, Canada.

Boyse, W. et J. B. Keller. 1995, "Short acoustic, electromagnetic, and elastic-waves in random-media", *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, vol. 12, n° 2, doi:10.1364/josaa.12.000380, p. 380–389, ISSN 0740-3232.

Braithwaite, C. H., J. I. Perry, N. E. Taylor et A. P. Jardine. 2013, « Behaviour of sand during release from a shocked state », *Applied Physics Letters*, vol. 103, n° 15, doi:10.1063/1.4824764, 154103.

Buttler, W. T., S. K. Lamoreaux, F. G. Omenetto et J. R. Torgerson. 2004, "Optical velocimetry; LA-UR-04-6453", URL http://arxiv.org/pdf/physics/0409073.

Buttler, W. T., D. M. Oró, D. L. Preston, K. O. Mikaelian, F. J. Cherne, R. S. Hixson, F. G. Mariam, C. Morris, J. B. Stone, G. Terrones et D. Tupa. 2012a, "The study of high-speed surface dynamics using a pulsed proton beam", dans *7th Biennial Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1426, Amer Inst Physics, MELVILLE, ISBN 0094-243X 978-0-7354-1006-0, doi:10.1063/1.3686446.

Buttler, W. T., D. M. Oró, D. L. Preston, K. O. Mikaelian, F. J. Cherne, R. S. Hixson, F. G. Mariam, C. Morris, J. B. Stone, G. Terrones et D. Tupa. 2012b, "Unstable Richtmyer-Meshkov growth of solid and liquid metals in vacuum", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 703, doi:10.1017/jfm.2012.190, p. 60–84, ISSN 0022-1120.

Buttler, W. T., M. B. Zellner, R. T. Olson, P. A. Rigg, R. S. Hixson, J. E. Hammerberg, A. W. Obst, J. R. Payton, A. Iverson et J. Young. 2007, "Dynamic comparisons of piezoelectric ejecta diagnostics", *Journal of Applied Physics*, vol. 101, n° 6, doi:10.1063/1.2712177, 063547. URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/101/6/10.1063/1.2712177.

Candel, S. 2005, *Mécaniques des fluides*.

Carminati, R. 2009, « Optique des milieux complexes », Cours de l'Institut d'Optique.

Cartigny, J. D., Y. Yamada et C. L. Tien. 1986, "Radiative transfer with dependent scattering by particles: part 1—theoretical investigation", *Journal of heat transfer*, vol. 108, n° 3, p. 608–613.

Champmartin, A. 2011, *Modélisation et étude numérique d'écoulements diphasiques*, thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan, Centre de Mathématiques et de Leurs Applications. URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00598571/document.

Chanal, H., J. Segaud, P. Borderies et M. Saillard. 2006, "Homogenization and scattering from heterogeneous media based on finite-difference-time-domain monte carlo computations", *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, vol. 23, n° 2, doi:10.1364/JOSAA.23.000370, p. 370–381, ISSN 1084-7529.

Chapron, P. et P. Elias. 1992, “Surface phenomena of shock-loaded metallic samples”, dans *Shock Waves*, édité par K. Takayama, Springer Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-642-77650-2, p. 435–440, doi:10.1007/978-3-642-77648-9_67. Proceedings of the 18th International Symposium on Shock Waves, Held at Sendai, Japan 21–26 July 1991.

Chapron, P., P. Gandeboeuf et B. Laurent. 2000, « Ejection de matière à la surface d’un matériau sous choc », *Chocs*, vol. 23, CEA.

Chatterjee, S., V. C. Vani et R. K. Banyal. 2013, “Intensity profile of light scattered from a rough surface”, *Appl. Optics*, vol. 52, n° 24, doi:10.1364/AO.52.006000, p. 6000–6010, ISSN 1559-128X.

Chen, J., J. Fu-qian, Z. Jing-Lin, C. Dong-quan et W. Ju-hai. 2002, “Dynamics simulation of ejection of metal under a shock wave”, *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 14, n° 10833-10837.
URL stacks.iop.org/JPhysCM/14/10833.

Chen, Q.-F., X.-L. Cao, Y. Zhang et L.-C. Cai. 2005, “Parallel molecular and dynamics simulations and of ejection and from the metal and cu and al and under shock and loading”, *Chinese Phys. Lett.*, vol. 22, n° 12, p. 3151–3154.

Chen, Y. T., H. B. Hu, T. G. Tang, G. W. Ren, Q. Z. Li, R. B. Wang et W. T. Buttler. 2012, “Experimental study of ejecta from shock melted lead”, *Journal of Applied Physics*, vol. 111, n° 5, doi:05350910.1063/1.3692570, p. 053 509–8, ISSN 0021-8979.

Clar, S., B. Drossel et F. Schwabl. 1995, “Self-organized critical and synchronized states in a nonequilibrium percolation model”, *Physical Review Letters*, vol. 75, n° 14, doi:10.1103/PhysRevLett.75.2722, p. 2722–2725, ISSN 0031-9007.

Clar, S., B. Drossel et F. Schwabl. 2008, “Self-organized critical and synchronized states in a nonequilibrium percolation model”,
URL http://arxiv.org/abs/cond-mat/9508003v1.

Cloutman, L. D. 1988, “Analytical solutions for the trajectories and thermal histories of unforced particulates”, *American Journal of Physics*, vol. 56, n° 7, doi:10.1119/1.15531, p. 643–645, ISSN 0002-9505.

Collectif CEA. 1998, *Si Vaujours m’était conté...*, CEA.

Combis, P. et L. Videau. 2014, « ESTHER : un code à tout faire », *Interactif (journal interne du CEA)*, vol. 66, p. 5.

Couch, R., L. Shaw, R. Barlett, L. Steinmetz, W. Behrendt et C. Firpo. 1985, “Surface properties of shocked lead”, *Journal de Physique Colloques*, vol. 46, n° C5, doi:10.1051/jphyscol:1985549, p. C5–385–C5–393.
URL http://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00224780.

Creismeas, P. 1995, “A eulerian/lagrangian model to calculate the evolution of a water droplet spray”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 20, n° 2, doi:10.1002/fld.1650200204, p. 135–155, ISSN 0271-2091.

Cummins, H., N. Knable, L. Gampel et Y. Yeh. 1963, “Frequency shifts in light diffracted by ultrasonic waves in liquid media”, *Applied Physics Letters*, vol. 2, n° 3, doi:10.1063/1.1753776, p. 62–64, ISSN 0003-6951.

Cuq-Lelandais, J.-P. 2010, *Étude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser sub-picoseconde*, thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique de Poitiers (ENSMA).
URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00564182/document.

Cuq-Lelandais, J. P., M. Boustie, L. Berthe, T. de Rességuier, P. Combis, J. P. Colombier, M. Nivard et A. Claverie. 2009a, "Spallation generated by femtosecond laser driven shocks in thin metallic targets", *Journal of Physics D – Applied Physics*, vol. 42, n° 6, doi:10.1088/0022-3727/42/6/065402, p. 065 402–10, ISSN 0022-3727.

Cuq-Lelandais, J.-P., M. Boustie, L. Soulard, L. Berthe, J. Bontaz-Carion et T. de Rességuier. 2012, "Investigation of laser shock induced ductile damage at ultra-high strain rate by using large scale MD simulations", dans *AIP Conf. Proc.*

Cuq-Lelandais, J. P., M. Boustie, L. Soulard, L. Berthe, A. Sollier, J. Bontaz-Carion, P. Combis, T. de Rességuier et E. Lescoute. 2009b, "Comparison between experiments and molecular dynamic simulations of spallation induced by ultra-short laser shock on micrometric tantalum targets", dans *Shock compression of condensed matter - 2009, pts 1 and 2*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1195, édité par Elert, M L and Buttler, W T and Furnish, M D and Anderson, W W and Proud, W G, ISBN 978-0-7354-0732-9, ISSN 0094-243X, p. 829–832.

de Rességuier, T., Signor, L., Dragon, A., Boustie, M., Roy, G. et Llorca, F. 2006, "Liquid spall in laser shock-loaded tin melted on compression or on release", *J. Phys. IV France*, vol. 134, doi:10.1051/jp4:2006134133, p. 869–875.

Debye, P., S. H. et C. F. 1934, "Expériences sur la diffraction de la lumière par des ultrasons", *C.R. Hebd. Séances Acad. Sci. (France)*, vol. 198, p. 922–924.

Debye, P. et F. W. Sears. 1932, "On the scattering of light by supersonic waves", *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 18, n° 6, doi:10.1073/pnas.18.6.409, p. 409–14, ISSN 0027-8424.

Deloison, G. 2011, *Caractérisation d'un nuage de particules métalliques crée par un choc au moyen de la vélocimétrie hétérodyne.*, mémoire de master, Institut d'Optique.

Devlaminck, J., J. Luc et P.-Y. Chanal. 2014, "Digital signal processing for velocity measurements in dynamical material's behaviour studies", *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, n° 3, doi:10.1063/1.4866683, 035109.

Dimonte, G. et P. Ramaprabhu. 2010, "Simulations and model of the nonlinear Richtmyer-Meshkov instability", *Physics of Fluids*, vol. 22, n° 1, doi:10.1063/1.3276269, ISSN 1070-6631.

Dimonte, G., G. Terrones, F. J. Cherne et P. Ramaprabhu. 2013, "Ejecta source model based on the nonlinear richtmyer-meshkov instability", *Journal of Applied Physics*, vol. 113, n° 2, doi:10.1063/1.4773575, p. 19, ISSN 0021-8979.

Dolan, D. H. 2006, "Foundations of VISAR analysis", rapport SAND2006-1950, Sandia National Laboratories.

Dolan, D. H. 2010, "Accuracy and precision in photonic doppler velocimetry", *Review of Scientific Instruments*, vol. 81, n° 5, doi:10.1063/1.3429257, p. 7, ISSN 0034-6748.

Dolan, D. H., R. W. Lemke, R. D. McBride, M. R. Martin et E. H. et al. 2013, "Tracking an imploding cylinder with photonic doppler velocimetry", dans *Rev. Sci. Instrum*, vol. 84, doi:10.1063/1.4803074.

Doppler, C. A. 1842, "Über das farbige Licht der Doppelsterne und einiger anderer Gestirne des Himmels (on the coloured light of the double stars and certain other stars of the heavens)", Royal Bohemian Society.

Dukowicz, J. K. 1980, "A particle-fluid numerical model for liquid sprays", *Journal of Computational Physics*, vol. 35, p. 229–253.

Durand, M., P. Laharrague, P. Lalle, A. Le Bihan, J. Morvan et H. Pujols. 1977, "Interferometric laser technique for accurate velocity measurement in shock wave physics", *Review of Scientific Instruments*, vol. 48, n° 3,
doi:10.1063/1.1135005, p. 275–278.
URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/48/3/10.1063/1.1135005.

Durand, M., P. Lalle et P. Andriot. 1994, "Eight beam perot-fabry velocimeter", dans *AIP Conference Proceedings*, vol. 309, p. 1751–1754,
doi:10.1063/1.46167.
URL http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.46167.

Durand, O. et L. Soulard. 2012, "Large-scale molecular dynamics study of jet breakup and ejecta production from shock-loaded copper with a hybrid method", *Journal of Applied Physics*, vol. 111, n° 4,
doi:04490110.1063/1.3684978, p. 8, ISSN 0021-8979.

Durand, O. et L. Soulard. 2013, "Power law and exponential ejecta size distributions from the dynamic fragmentation of shock-loaded Cu and Sn metals under melt conditions", *Journal of Applied Physics*, vol. 114, n° 19,
doi:{10.1063/1.4832758}, ISSN 0021-8979.

Durant, S., O. Calvo-Perez, N. Vukadinovic et J.-J. Greffet. 2007a, "Light scattering by a random distribution of particles embedded in absorbing media: diagrammatic expansion of the extinction coefficient", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 24, n° 9, p. 2943–2952.

Durant, S., O. Calvo-Perez, N. Vukadinovic et J.-J. Greffet. 2007b, "Light scattering by a random distribution of particles embedded in absorbing media: full-wave monte carlo solutions of the extinction coefficient", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 24, n° 9, p. 2953–2962.

Eichelberger, R. J. 1955, « Re-examination of the nonsteady theory of jet formation by lined cavity charges », *Journal of Applied Physics*, vol. 26, n° 4,
doi:10.1063/1.1722005, p. 398–402, ISSN 0021-8979.

Eichelberger, R. J. et E. M. Pugh. 1952, "Experimental verification of the theory of jet formation by charges with lined conical cavities", *Journal of Applied Physics*, vol. 23, n° 5,
doi:10.1063/1.1702247, p. 537–542, ISSN 0021-8979.

Elias, P. 1988, *Structure spatio-temporelle de la matière éjectée par une surface soumise à une onde de choc*, thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, centre d'Orsay.

Elias, P., C. Bizeuil, P. Chapron et M. Mondot. 1987, "Flash x-ray radiography applied to experimental studies in detonics", p. 215–218,
doi:10.1117/12.966763.

Elias, P. et P. Chapron. 1986, "Experimental techniques for measuring mass ejection from shock-loaded metallic sample", dans *Shock Waves in Condensed Matter*, édité par Y. Gupta, Springer US, ISBN 978-1-4612-9296-8, p. 645–650,
doi:10.1007/978-1-4613-2207-8_93.

Elias, P., P. Chapron et B. Laurent. 1988, "Detection of melting in release for a shock-loaded tin sample using the reflectivity measurement method", *Optics Communications*, vol. 66, n° 2,3, p. 100–106.

Fauquignon, C., G. Garcin, P. Laharrague, P. Viguier et S. C. 1963–1965, Documents internes, CEA.

Foreman, J. W., E. W. George et R. D. Lewis. 1965, "Measurement of localized flow velocities in gases with a laser doppler flowmeter (optical heterodyning - flow not perturbed by measurement -

e)", *Applied Physics Letters*, vol. 7, n° 4, doi:10.1063/1.1754319, p. 77–8, ISSN 0003-6951.

Frachet, V., P. Elias et J. Martineau. 1987, "Matter ejection from shocked material: a physical model to understand the effects of free surface defects", dans *AIP Conf. Proc.*, édité par S. Schmidt et N. Holmes, Shock waves in condensed matter.

Frigo, M. et S. G. Johnson. 2005, "The design and implementation of FFTW3", *Proceedings of the IEEE*, vol. 93, n° 2, p. 216–231. Special issue on "Program Generation, Optimization, and Platform Adaptation".

Frost, D., C. Ornthanalai, Z. Zarei, V. Tanguay et F. Zhang. 2007, "Particle momentum effects from the detonation of heterogeneous explosives.", *J. Appl. Phys.*, vol. 101, n° 11, doi:10.1063/1.2743912, p. 113 529.

Frost, D. L., Y. Gregoire, O. Petel, S. Goroshin et F. Zhang. 2012, "Particle jet formation during explosive dispersal of solid particles", *Physics of Fluids*, vol. 24, n° 9, doi:10.1063/1.4751876, ISSN 1070-6631.

Frugier, P.-A., S. Lauriot, Y. Pierre, E. Dubreuil, C. Hubert, D. Counilh, J.-M. Lagrange, C. Rion, B. Berthod, C. Zuber, S. Martinez, J.-P. Nicolai et P. Mercier. 2010, "Laser imaging: picturing high-explosive driven experiments with nanosecond to picosecond exposure times", dans *ICHSIP*, vol. 29, Monoka, Japon.

Fung, J., A. Harrison, S. Chitanvis et J. Margulies. 2012, "Ejecta source and transport modeling in the flag hydrocode", *Computers & Fluids*, vol. 83, doi:10.1016/j.compfluid.2012.08.011, p. 177–186.

Furnish, M. D., L. C. Chhabildas et W. D. Reinhart. 1999, "Time-resolved particle velocity measurements at impact velocities of 10 km/s", *International Journal of Impact Engineering*, vol. 23, n° 1, doi:10.1016/s0734-743x(99)00078-0, p. 261–270, ISSN 0734-743X.

García-Valenzuela, A., H. Contreras-Tello, J. A. Olivares et F. L. S. Cuppo. 2013, "Insights into the dependent-scattering contributions to the extinction coefficient in highly scattering suspensions", *J. Opt. Soc. Am. A*.

Germann, T. C., G. Dimonte, J. E. Hammerberg, K. Kadau, J. Quenneville, M. B. Zellner et Edps. 2009, "Large-scale molecular dynamics simulations of particulate ejection and richtmyer-meshkov instability development in shocked copper", *Dymat 2009 : 9th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading, Vol 2*, doi:10.1051/dymat/2009212, p. 1499–1505.

Germann, T. C., J. E. Hammerberg et B. L. Holian. 2004, "Large-scale molecular dynamics simulations of ejecta formation in copper", dans *AIP Conf. Proc.*, vol. 706.

Gidon, S. et G. Behar. 1988, "Multiple-line laser doppler velocimetry", *Appl. Opt.*, vol. 27, n° 11, doi:10.1364/AO.27.002315, p. 2315–2319.
URL http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-27-11-2315.

Goodman, J. 2007, *Speckle Phenomena in Optics*, Greenword.

Grady, D. E. 1988, "The spall strength of condensed matter", *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 36, n° 3, p. 353–384.

Grégoire, Y., D. L. Frost et O. Petel. 2012, "Development of instabilities in explosively dispersed particles", dans *Shock compression of condensed matter - 2011, pts 1 and 2, AIP Conference Proceedings*, vol. 1426, édité par Elert, M L and Buttler, W T and Borg, J P and Jordan, J L and Vogler, T J, ISBN 978-0-7354-1006-0, ISSN 0094-243X,

doi:10.1063/1.3686596. 7th Biennial Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, Chicago, IL, JUN 26-JUL 01, 2011.

Grégoire, Y. 2009, *Étude experimentale et numerique de la dispersion explosive et de la combustion de particules metalliques*, thèse de doctorat, Ecole Nationale Superieure de Mécanique et d'Aerotechnique.
URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00476994/document.

Guerin, C. et A. Sentenac. 2007, "Separation of surface and volume effects in scattering from heterogeneous rough surfaces: derivation of a splitting rule", *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, vol. 24, n° 2,
doi:10.1364/JOSAA.24.000385, p. 385–390, ISSN 1084-7529.

Harris, F., X. F. Chen, E. Venosa et Ieee. 2011, "An efficient FFT based spectrum analyzer for arbitrary center frequencies and arbitrary resolutions analysis", *Spawc 2011 : 2011 Ieee 12th International Workshop on Signal Processing Advances in Wireless Communications*, p. 571–575.

Harris, F. J. 1978, "On the use of windows for harmonic and analysis with the discrete fourier transform", dans *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, IEEE, p. 51–83.

Hatta, R. Ishii et H. Fujimoto. 1992, "Numerical analysis of gas-particle two-phase subsonic freejets", *Transactions of the ASME*, vol. 114, p. 420–429.

Hemsing, W. F. 1979, *Rev. Sci. Instrum*, vol. 50, n° 73.

Hespel, L. 1999, *Étude expérimentale et théorique du transfert radiatif dans les milieux diffusants. Détermination expérimentale des propriétés radiatives aux forts taux de charge*, thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris.

Hespel, L., S. Mainguy et J.-J. Greffet. 2001, "Theoretical and experimental investigation of the extinction in a dense distribution of particles: nonlocal effects", *Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision*, vol. 18, n° 12,
doi:10.1364/JOSAA.18.003072, p. 3072–3076, ISSN 0740-3232.

Hespel, L., S. Mainguy et J.-J. Greffet. 2003, "Radiative properties of scattering and absorbing dense media: theory and experimental study", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 77, n° 2,
doi:10.1016/S0022-4073(02)00123-1, p. 193 – 210, ISSN 0022-4073.

Holtkamp, D. B., A. A. Clark, E. N. Ferm, R. A. Gallegos, D. Hammon, W. F. Hemsing, G. E. Hogan, V. H. Holmes, N. S. P. King, R. Liljestrand, R. P. Lopez, F. E. Merrill, C. L. Morris, K. B. Morley, M. M. Murray, P. D. Pazuchanics, K. P. Prestridge, J. P. Quintana, A. Saunders, T. Schafer, M. A. Shinas et H. L. Stacy. 2004a, "A survey of high explosive-induced damage and spall in selected metals using proton radiography", dans *13th Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 706, Amer Inst Physics, MELVILLE, ISBN 0094-243X 0-7354-0181-0, p. 477–482,
doi:10.1063/1.1780281.

Holtkamp, D. B., D. A. Clark, M. A. Crain, M. D. Furnish, C. H. Gallegos, I. A. Garcia, D. L. Hammon, W. F. Hemsing, M. A. Shinas et K. A. Thomas. 2004b, "Development of a non-radiographic spall and damage diagnostic", dans *13th Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 706, ISBN 0094-243X 0-7354-0181-0, p. 473–476,
doi:10.1063/1.1780280.

van de Hulst, H. 1981, *Light Scattering by Small Particles*, General Publishing Company, New York, ISBN 0-486-64228-3.

Ishimaru, A. et Y. Kuga. 1982, « Attenuation constant of a coherent field in a dense distribution of particles », *Journal of the Optical Society of America*, vol. 72, n° 10, doi:10.1364/josa.72.001317, p. 1317–1320, ISSN 0030-3941.

Jensen, B. J., D. B. Holtkamp, P. A. Rigg et D. H. Dolan. 2007, "Accuracy limits and window corrections for photon doppler velocimetry", *Journal of Applied Physics*, vol. 101, n° 1, doi:10.1063/1.2407290, p. 10, ISSN 0021-8979.

Jonsson, J. C., G. B. Smith et G. A. Niklasson. 2004, "Experimental and monte carlo analysis of isotropic multiple mie scattering", *Optics Communications*, vol. 173, doi:10.1016/j.optcom.2004.06.017, p. 145–153.

Kanel, G. I. et V. E. Fortov. 1987, *Adv. Mech.*, vol. 10, n° 3.

Karal, F. C. et J. B. Keller. 1964, "Elastic electromagnetic + other waves in random medium", *Journal of Mathematical Physics*, vol. 5, n° 4, doi:10.1063/1.1704145, p. 537–&, ISSN 0022-2488.

Karrer, J.-M. « La mesure des états de surface », URL http://jm.karrer.free.fr/documents/ES1.pdf.

Keller, J. B. 1994, "Wave propagation", dans *Proceedings of the International Congress of Mathematicians*, Zürich, Switzerland.

Kester, W. *Understand SINAD, ENOB, SNR, THD, THD + N, and SFDR so You Don't Get Lost in the Noise Floor*, Analog Devices.
URL http://www.analog.com/static/imported-files/tutorials/MT-003.pdf, MT-003.

Kestin, J., S. T. R. L. Byer et W. A. Wakeham. 1972, "Viscosity of the noble gases in the temperature range 25-700 °C", *Journal of Chemical Physics*, vol. 56, n° 8, p. 4119–4124.

King, N., E. Ables, K. Adams, K. Alrick, J. Amann, S. Balzar, P. Barnes Jr, M. Crow, S. Cushing, J. Eddleman et collab.. 1999, "An 800-MeV proton radiography facility for dynamic experiments", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 424, n° 1, p. 84–91.

Kocifaj, M., J. Majling et V. Kovar. 2013, "Modeling the optical transmission of crystalline-glass materials composed of densely packed mie particles", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 131, n° 0, doi:10.1016/j.jqsrt.2013.01.008, p. 115 – 120, ISSN 0022-4073.
URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407313000174.

Kokhanovsky, A. A. et E. P. Zege. 1997, "Optical properties of aerosol particles: A review of approximate analytical solutions", *Journal of Aerosol Science*, vol. 28, n° 1, doi:10.1016/S0021-8502(96)00058-4, p. 1–21.

Kullback, B. A., G. Terrones, M. D. Carrara et M. R. Hajj. 2012, "Quantification of ejecta from shock loaded metal surfaces", p. 995–998, doi:10.1063/1.3686445.
URL http://scitation.aip.org/content/aip/proceeding/aipcp/10.1063/1.3686445.

Laharrague, P., M. Durand et A. Le Bihan. 1970, « Système de mesure de la vitesse d'un projectile utilisant un laser et un interféromètre de pérot et fabry », *L'onde électrique*, vol. 50, n° 9, p. 804–811.

Lambert, J. 1760, *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae [Photometry, or, On the measure and gradations of light, colors, and shade] (Augsburg ("Augusta Vindelicorum"))*, Germany.

Lefrançois, A., J. Petit, S. Dumant, F. Sinatti et P. Rey. 2011, "Influence of the donor charge initiation on the fragments cloud of a metal plate pushed by high explosives", dans *AIP Conf. Proc.*, vol. 1426, p. 414–417.

Leroy, V., A. Strybulevych, J. H. Page et M. G. Scanlon. 2011, "Influence of positional correlations on the propagation of waves in a complex medium with polydisperse resonant scatterers", *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics*, vol. 83, n° 4 Pt 2, p. 046 605, ISSN 1550-2376.

Lescoute, E., T. De Rességuier et J. M. Chevalier. 2012, "Gel versus aerogel to collect high velocity ejectas from laser shock-loaded metallic targets for post-recovery analyses", dans *shock compression of condensed matter - 2011, pts 1 and 2*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1426, édité par Elert, ML and Buttler, WT and Borg, JP and Jordan, JL and Vogler, TJ, ISBN 978-0-7354-1006-0, ISSN 0094-243X,
doi:10.1063/1.3686236. 7th Biennial Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, Chicago, IL, JUN 26-JUL 01, 2011.

Li, B., F. P. Zhao, H. A. Wu et S. N. Luo. 2014, "Microstructure effects on shock-induced surface jetting", *Journal of Applied Physics*, vol. 115, n° 7,
doi:10.1063/1.4865798, 073504.
URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/115/7/10.1063/1.4865798.

Liebig, T., A. Rennings, S. Held et D. Erni. 2012, "openEMS – a free and open source equivalent-circuit (ec) fdtd simulation platform supporting cylindrical coordinates suitable for the analysis of traveling wave mri applications", *Int. J. Numer. Model.*,
doi:10.1002/jnm.1875, Wiley Online Library.

Lisowski, P. W. et K. F. Schoenberg. 2006, "The Los Alamos Neutron Science Center", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 562, n° 2,
doi:10.1016/j.nima.2006.02.178, p. 910–914, ISSN 0168-9002.
URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206003792.

Liu, S. X., D. T. Wang, T. Li, G. H. Chen, Z. R. Li et Q. X. Peng. 2011, "Analysis of photonic doppler velocimetry data based on the continuous wavelet transform", *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, n° 2,
doi:10.1063/1.3534011, p. 4, ISSN 0034-6748.

Liu, Y. et B. Grieves. 2014, "Ejecta production and transport from a shocked sn coupon", *Journal of Fluids Engineering*, vol. 136, n° 091202,
doi:10.1115/1.4026513.

Loison, D. 2012, *Étude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser*, thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers (ENSMA).
URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00785044.

Loison, D., T. de Rességuier, A. Dragon, E. Lescoute, M. Boustie et L. Berthe. 2012a, "Laser shock-induced melting and fragmentation in metals", dans *Shock compression of condensed matter - 2011, pts 1 and 2*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1426, édité par M. Elert, W. Buttler, J. Borg, J. Jordan et T. Vogler, ISBN 978-0-7354-1006-0, ISSN 0094-243X,
doi:10.1063/1.3686578. 7th Biennial Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, Chicago, IL, JUN 26-JUL 01, 2011.

Loison, D., T. de Rességuier, A. Dragon, P. Mercier, J. Benier, G. Deloison, E. Lescoute et A. Sollier. 2012b, "Skew photonic doppler velocimetry to investigate the expansion of a cloud of droplets created by micro-spalling of laser shock-melted metal foils", *Journal of Applied Physics*,

vol. 112, n° 11,
doi:10.1063/1.4769304, p. 8, ISSN 0021-8979.

Mabire, C. et P.-L. Hereil. 2000, "Shock induced polymorphic transition and melting of tin", dans *Shock compression of condensed matter - 1999, pts 1 and 2, AIP CONFERENCE PROCEEDINGS*, vol. 505, édité par M. D. Furnish, L. C. Chhabildas et R. S. Hixson, ISBN 1-56396-923-8, ISSN 0094-243X, p. 93–96,
doi:10.1063/1.1303429. 11th Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, Snowbird, UT, JUN 27-JUL 02, 1999.

Makaruk, H., N. A. Sakhanenko, D. B. Holtkamp, T. Hayes et J. Aubrey. 2007, "Analysis of Proton Radiography Images of Shock Melted/Damaged Tin", *ArXiv e-prints*.

Mathiaud, J. 2006, *Étude de systèmes de type gaz-particules*, thèse de doctorat, École Normale Supérieure de Cachan.
URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00133645/document.

McCluskey, C. W. et et al. 2006, "Asay window: A new spall diagnostic", vol. 77, n° 113902.

McMillan, C. F. 1986, "Size measurements of high velocity particle distributions", dans *SPIE Proc.*, vol. 674, ISSN 0277-786X, p. 289–97,
doi:10.1117/12.975561.

McMillan, C. F., D. R. Goosman, N. L. Parker, L. L. Steinmetz, H. H. Chau, T. Huen, R. K. Whipkey et S. J. Perry. 1988, "Velocimetry of fast surfaces using fabry-perot interferometry", *Review of Scientific Instruments*, vol. 59, n° 1,
doi:10.1063/1.1140014, p. 1–21, ISSN 0034-6748.

McMillan, C. F. et R. Whipkey. 1988, "Hologaphic measurement of ejecta from shocked metal surfaces", dans *High-Speed Photography and Photonics*.

Mears, A., N. R. Routley et P. A. Kendall. 2009, "Impact stress measurement using piezoelectric probes with pzt and lithium niobate elements", dans *AIP Conference Proceedings*, vol. 1195,
doi:10.1063/1.3295220.

Mei, J. et J. W. Davenport. 1992, "Free-energy calculations and the melting point of al", *Phys. Rev. B*, vol. 46, n° 21,
doi:10.1103/PhysRevB.46.21.

Mercier, P., J. Benier, A. Azzolina, J. M. Lagrange et D. Partouche. 2006, "Photonic doppler velocimetry in shock physics experiments", *Journal De Physique IV*, vol. 134,
doi:10.1051/jp4:2006134124, p. 805–812, ISSN 1155-4339.

Mercier, P., J. Benier, P. A. Frugier, G. Contencin, J. Veaux, S. Lauriot-Basseuil et M. Debruyne. 2009a, "Heterodyne velocimetry and detonics experiments", dans *28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics*, vol. 7126, SPIE-Int Soc Optical Engineering, ISBN 0277-786X 978-0-8194-7360-8,
doi:10.1117/12.820433.

Mercier, P., J. Benier, P. A. Frugier, M. Debruyne et C. Bolis. 2012, "Embedded optical fibers for PDV measurements in shock-loaded, light and heavy water", dans *7th Biennial Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, AIP Conference Proceedings*, vol. 1426, Amer Inst Physics, MELVILLE, ISBN 0094-243X 978-0-7354-1006-0,
doi:10.1063/1.3686302.

Mercier, P., J. Benier, P. A. Frugier, M. Debruyne et B. Crouzet. 2010, "Nitromethane ignition observed with embedded pdv optical fibers", dans *Conference on New Models and Hydrocodes*

for Shock Wave Processes in Condensed Matter, *EPJ Web of Conferences*, vol. 10, E D P Sciences, CEDEX A, ISBN 2100-014X,
doi:0001610.1051/epjconf/20101000016.

Mercier, P., J. Benier, P. A. Frugier, A. Sollier, M. R. Le Gloahec, E. Lescoute, J. P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, T. de Rességuier, A. Claverie, E. Gay, L. Berthe et M. Nivard. 2009b, "PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets", dans *AIP Conference Proceedings*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1195, édité par M. L. Elert, W. T. Buttler, M. D. Furnish, W. W. Anderson et W. G. Proud, Amer Inst Physics, MELVILLE, ISBN 0094-243X 978-0-7354-0732-9, p. 581–584,
doi:10.1063/1.3295205.

Mercier, P., P. Elias et M. Durand. 1993, « Lasers et détonique », *Chocs*, vol. 8, p. 27–35.

Mercier, P., P.-A. Frugier, J. Bénier, J. Veaux, M. Debruyne, C. Bolis, A. Sollier, E. Lescoute, T. de Rességuier et L. Berthe. 2011, "Recent PDV implementations", dans *PDV User Workshop*, Livermore.

Mercier, P., I. Masclet-Gobin, J. Veaux, M. Mangeant, J. Bénier et B. Marchet. 2003, « Principes et applications expérimentales de la vélocimétrie Doppler : IDL et VISAR », *Chocs*, vol. 27, p. 57–70.

Meshkov, E. E. 1969, "Instability of the interface of two gases accelerated by a shock", *Fluid Dyn.*, vol. 4, n° 101.

Meyer, K. A. et P. J. Blewett. 1972, "Numerical investigation of the stability of a shock-accelerated interface between two fluids", *Physics of Fluids (1958-1988)*, vol. 15, n° 5,
doi:10.1063/1.1693980, p. 753–759.
URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof1/15/5/10.1063/1.1693980.

Meyzonnette, J. et T. Lépine. 1999, *Bases de radiométrie optique*, Editions Cépaduès, ISBN 9782854284942.

Mikaelian, K. O. 1994, "Freeze-out and the effect of compressibility in the richtmyer-meshkov instability", *Phys. Fluids*, vol. 6, n° 356.

Mikaelian, K. O. 1998, "Analytic approach to nonlinear Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities", *Physical Review Letters*, vol. 80, n° 3,
doi:10.1103/PhysRevLett.80.508, p. 508–511, ISSN 0031-9007.

Mikaelian, K. O. 2013, "Shock-induced interface instability in viscous fluids and metals", *Physical Review E*, vol. 87, n° 3,
doi:10.1103/PhysRevE.87.031003, ISSN 1539-3755.

Milne, A. M., C. Parrish et I. Worland. 2010, "Dynamic fragmentation of blast mitigants", *Shock Waves*,
doi:10.1007/s00193-009-0235-5.

Mishchenko, M. I. 2008, "Multiple scattering, radiative transfer, and weak localization in discrete random media: Unified microphysical approach", *Reviews of Geophysics*, vol. 46, n° 2,
doi:10.1029/2007RG000230, ISSN 1944-9208.

Monfared, S. K., D. M. Oró, M. Grover, J. E. Hammerberg, B. M. LaLone, C. L. Pack, M. M. Schauer, G. D. Stevens, J. B. Stone, W. D. Turley et W. T. Buttler. 2014a, "Experimental observations on the links between surface perturbation parameters and shock-induced mass ejection", *Journal of Applied Physics*, vol. 116, n° 6,
doi:10.1063/1.4891449, 063504.
URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/116/6/10.1063/1.4891449.

Monfared, S. K., M. M. Schauer, B. LaLone, C. L. Pack, G. Stevens, J. B. Stone et W. T. Buttler. 2014b, "Sn particle size measurements in high explosively driven shockwave experiments using mie scattering method", dans *American Physical Society meeting*, Denver, Colorado, United States.
URL http://www.osti.gov/scitech/servlets/purl/1122055.

Moro, E. A. 2014, "New developments in photon doppler velocimetry", *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 500, n° 14,
doi:10.1088/1742-6596/500/14/142023, p. 142 023.

Moro, E. A. et M. E. Briggs. 2013, "Note: Simultaneous measurement of transverse speed and axial velocity from a single optical beam", *Rev. Sci. Instrum (2013)*, vol. 84, p. 016 110–3.

Moro, E. A., M. E. Briggs et L. M. Hull. 2013, "Defining parametric dependencies for the correct interpretation of speckle dynamics in photon doppler velocimetry", *Appl. Opt.*, vol. 52, n° 36,
doi:10.1364/AO.52.008661, p. 8661–8669.

Mätzler, C. 2002, "MATLAB functions for mie scattering and absorption", rapport 2002-08, Institut für Angewandte Physik, Sidlerstrasse 5, 3012 Bern, Schweiz.

NEY, M. 2013, « Simulation électromagnétique outils de conception », *Techniques de l'ingénieur*, , n° e1030.
URL http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/electronique-automatique-th13/electromagnetisme-propagation-42277210/simulation-electromagnetique-e1030/.

Obst, A. W., D. Fulton, N. S. P. King, D. Morgan, D. Oró, D. Platts, D. S. Sorenson et M. Stelts. 1997, dans *Proceedings of the Eleventh IEEE International Pulsed Power Conference*, édité par G. Cooperstein et I. Vitkovitsky, Hyatt Regency, Baltimore, MD, p. 448.

Ogorodnikov, V. A., A. L. Mikhailov, V. V. Burtsev, S. A. Lobastov, S. V. Erunov, A. V. Romanov, A. V. Rudnev, E. V. Kulakov, Y. B. Bazarov, V. V. Glushikhin, I. A. Kalashnik, V. A. Tsyganov et B. I. Tkachenko. 2009, « Detecting the ejection of particles from the free surface of a shock-loaded sample », *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 109, n° 3,
doi:10.1134/s1063776109090180, p. 530–535, ISSN 1063-7761.

Oró, D. M., J. E. Hammerberg, W. T. Buttler, F. G. Mariam, C. Morris, C. Rousculp et J. B. Stone. 2012, « A class of ejecta transport test problems », dans *7th Biennial Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter*, *AIP Conference Proceedings*, vol. 1426, Amer Inst Physics, MELVILLE, ISBN 0094-243X 978-0-7354-1006-0, p. 1351–4,
doi:10.1063/1.3686531.

OZ Optics. 2005, *Collimators and Focusers - Pigtail Style (DTS0060)*, OZ Optics DTS0060, 219 Westbrook Rd, Ottawa, ON, Canada.
URL http://www.ozoptics.com.

Palik, E. D. 1985, *Handbook of Optical Constants of Solids*, vol. 1, Academic Press, Washington, D.C.

Palik, E. D. 1988, *Handbook of Optical Constants of Solids*, vol. 3, Academic Press.

Phipps, C. R., J. R. Luke, C. G. McDuff et T. Lippert. 2002, "Laser ablation powered mini-thruster", dans *Conference on High-Power Laser Ablation IVs*, vol. 4760, Spie-Int Soc Optical Engineering, ISBN 0277-786X 0-8194-4524-X, p. 833–842,
doi:10.1117/12.482038.

Piriz, A. R., J. J. L. Cela, N. A. Tahir et D. H. H. Hoffmann. 2008, "Richtmyer-meshkov instability in elastic-plastic media", *Physical Review E*,
doi:10.1103/PhysRevE.78.056401.

Piriz, S. A., A. R. Piriz et N. A. Tahir. 2009, "Rayleigh–taylor instability in ion beam driven ablation fronts", *Physics of Plasmas*, vol. 16, doi:10.1063/1.3212592, p. 082 706–5.

Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling et B. P. Flannery. 2007, *NUMERICAL RECIPES The Art of Scientific Computing*, 3e éd., Cambridge University Press, New York.

Pugh, E. M., R. J. Eichelberger et N. Rostoker. 1952, "Theory of jet formation by charges with lined conical cavities", *Journal of Applied Physics*, vol. 23, n° 5, doi:10.1063/1.1702246, p. 532–536, ISSN 0021-8979.

Remiot, C., P. Elias, P. Chapron et M. Mondot. 1991, « Experimental-study of deceleration of particulate matter following shock-induced injection into dense gases », *Journal De Physique Iii*, vol. 1, n° C3, doi:10.1051/jp4:1991363, p. 447–452, ISSN 1155-4339.

Rennings, A. 2008, *Elektromagnetische Zeitbereichssimulationen innovativer Antennen auf Basis von Metamaterialien*, thèse de doctorat, University of Duisburg-Essen.

de Rességuier, T., E. Lescoute, A. Sollier, G. Prudhomme et P. Mercier. 2014, "Microjetting from grooved surfaces in metallic samples subjected to laser driven shocks", *Journal of Applied Physics*, vol. 115, n° 4, doi:10.1063/1.4863719, ISSN 0021-8979.

de Rességuier, T., D. Loison, E. Lescoute, L. Signor et A. Dragon. 2010a, "Dynamic fragmentation of laser shock-melted metals: some experimental advances", *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, vol. 48, n° 4, p. 957–972.

de Rességuier, T., L. Signor, A. Dragon et G. Roy. 2010b, "Dynamic fragmentation of laser shock-melted tin: experiment and modelling", *Int J Fract*, vol. 163, doi:10.1007/s10704-009-9378-8, p. 109–119.

de Rességuier, T., L. Signor, A. Dragon, P. Severin et M. Boustie. 2007a, "Spallation in laser shock-loaded tin below and just above melting on release", *Journal of Applied Physics*, vol. 102, n° 7, doi:10.1063/1.2795436, ISSN 0021-8979.

de Rességuier, T., L. Signor, A. Dragon, P. Severin et M. Boustie. 2007b, "Transition from solid to liquid spall in tin under laser shocks of increasing intensity", dans *Shock compression of condensed matter - 2007, pts 1 and 2*, *AIP CONFERENCE PROCEEDINGS*, vol. 955, édité par Elert, M and Furnish, MD and Chau, R and Holmes, NC and Nguyen, J, ISBN 978-0-7354-0469-4, ISSN 0094-243X, p. 509–512, doi:10.1063/1.2833121. Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, Waikoloa, HI, JUN 24-29, 2007.

Richtmyer, R. D. 1960, "Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids", *Commun. Pure Appl. Math.*, vol. 13, n° 297.

Rigg, P. A., W. W. Anderson, R. T. Olson, W. T. Buttler et R. S. Hixson. 2006, "Investigation of ejecta production in tin using plate impact experiments", dans *AIP Conf. Proc*, vol. 1283, doi:10.1063/1.2263559.

Rinehart, J. S. 1952, "Scabbing of metals under explosive attack: multiple scabbing", *J. Appl. Phys.*, vol. 23, p. 1229–1233.

Ritzel, D., R. Ripley, S. Murray et J. Anderson. 2007, "Near-field blast phenomenology of thermobaric explosions", dans *26th International Symposium on Shock Waves*, vol. 1, édité par K. Hannemann et F. Seiler, Springer, Berlin, p. 305–310.

van Rossum, M. C. W. et T. M. Nieuwenhuizen. 1999, “Multiple scattering of classical waves: microscopy, mesoscopy, and diffusion”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 71, doi:10.1103/RevModPhys.71.313, p. 313–371.

Roux, L. 1999, *Étude numérique de la diffusion multiple dans des milieux aléatoires modèles de transfert radiatif et électromagnétique*, thèse de doctorat, École Centrale Paris.

Rusinkiewicz, S. 2002, “Local Illumination, Reflection, and BRDFs”, URL http://http://www.cs.princeton.edu/courses/archive/fall02/cs526/lectures/radiometry.pdf, c0S 526, Fall 2002.

Ryzhik, L., G. Papanicolaou et J. B. Keller. 1996, “Transport equations for elastic and other waves in random media”, *Wave Motion*, vol. 24, n° 4, doi:10.1016/s0165-2125(96)00021-2, p. 327–370, ISSN 0165-2125.

Ryzhik, L., G. C. Papanicolaou et J. B. Keller. 1997, “Transport equations for waves in a half space”, *Communications in Partial Differential Equations*, vol. 22, n° 11-12, p. 1869–1910, ISSN 0360-5302.

Salvatore, L. et A. Trotta. 1988, « Flat-top windows for PWM waveform processing via DFT », *Proc. Inst. Electr. Eng.*, vol. 135, n° 6, p. 346–361.

Sapozhnikov, F., G. Ionov, V. Dremov et L. Soulard. 2014, “The embedded atom model and large-scale md simulation of tin under shock loading”, dans *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 500, doi:10.1088/1742-6596/500/3/032017. 18th APS-SCCM and 24th AIRAPT.

Seisson, G. 2014, *Étude expérimentale et théorique de l’endommagement du graphite sous sollicitation dynamique – Application aux impacts hypervéloces*, thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique, Poitiers, France.

Shao, J. L., L. Tang et P. Wang. 2011, “Molecular dynamics study on micro-jet from metal surface under shock loading”, *Procedia Engineering*, vol. 10, doi:10.1016/j.proeng.2011.04.548, p. 3322–3326.

Shao, J.-L., P. Wang et A.-M. He. 2014, “Microjetting from a grooved al surface under supported and unsupported shocks”, *Journal of Applied Physics*, vol. 116, n° 7, doi:10.1063/1.4891733, 073501.

Shao, J.-L., P. Wang, A.-M. He, S.-Q. Duan et C.-S. Qin. 2013a, “Atomistic simulations of shock-induced microjet from a grooved aluminium surface”, *J. Appl. Phys.*, vol. 113, doi:10.1063/1.4801800, p. 153 501–5.

Shao, J.-L., P. Wang, A.-M. He, S.-Q. Duan et C.-S. Qin. 2013b, “Molecular dynamics study on the failure modes of aluminium under decaying shock loading”, *J. Appl. Phys.*, vol. 163507, doi:10.1063/1.4802671, p. 163 507–6.

Signor, L. 2008, *Contribution a la caracterisation et a la modélisation du micro-ecaillage de l’etain fondu sous choc*, thèse de doctorat, Université de Poitiers. URL https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00334320/document.

Signor, L., T. de Rességuier, A. Dragon, G. Roy, A. Fanget et M. Faessel. 2010, “Investigation of fragments size resulting from dynamic fragmentation in melted state of laser shock-loaded tin”, *International Journal of Impact Engineering*, vol. 37, n° 8, doi:10.1016/j.ijimpeng.2010.03.001, p. 887–900, ISSN 0734-743X.

Signor, L., G. Roy, P. Y. Chanal, P. L. Hereil, F. Buy, C. Voltz, F. Llorca, T. de Rességuier et A. Dragon. 2009, “Debris cloud ejection from shock-loaded tin melted on release or on compression”, dans *Shock compression of condensed matter - 2009, pts 1 and 2, AIP Conference*

Proceedings, vol. 1195, édité par Elert, ML and Buttler, WT and Furnish, MD and Anderson, WW and Proud, WG, ISBN 978-0-7354-0732-9, ISSN 0094-243X, p. 1065–1068. 16th Conference of the American-Physical-Society-Topical-Group on Shock Compression of Condensed Matter, Nashville, TN, JUN 28-JUL 03, 2009.

Simakov, N. N. et A. N. Simakov. 2005, "Anomaly of gas drag force on liquid droplets in a turbulent two-phase flow produced by a mechanical jet sprayer at intermediate reynolds numbers", *Journal of Applied Physics*, vol. 97, n° 11,
doi:11490110.1063/1.1905777, p. 8, ISSN 0021-8979.

Sliney, D. et M. Wolbarsht. 1980, *Safety with lasers and other optical sources*, New York.

Smits, A. et J. Dussauge. 2006, *Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow*, Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow, Springer, ISBN 9780387261409.

Sollier, A., L. Berthe, P. Peyre, E. Bartnicki et R. Fabbro. 2003, "Laser-matter interaction in laser shock processing", p. 463–467,
doi:10.1117/12.497617.

Song, H. W., X. Q. Wu, C. G. Huang, Y. P. Wei et X. Wang. 2012, « Measurement of fast-changing low velocities by photonic doppler velocimetry », *Review of Scientific Instruments*, vol. 83, n° 7,
doi:10.1063/1.4731014, p. 7, ISSN 0034-6748.

Sorensen, C. et D. Fischbach. 2000, "Patterns in mie scattering", *Optics Communications*.

Sorenson, D., R. Malone, B. Frogget, C. Ciarcia, T. Tunnell et R. Flurer. 1997a, "Particle distribution measurements using in-line fraunhofer holography", dans *22nd International Congress on High-Speed Photography and Photonics*, *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (Spie)*, vol. 2869, Spie - Int Soc Optical Engineering, Bellingham, ISBN 0-8194-2266-5, p. 206–213.

Sorenson, D. S., B. Carpenter, N. S. P. King, D. Morgan, A. W. Obst, D. Platts, P. Rodriguez, J. Roberts, M. Stelts, J. Stokes, T. Taylor, L. Veeser, B. C. Frogget, R. M. Malone, T. W. Tunnell, D. T. Westley, W. B. Broste et R. Flurer. 1997b, "Ejecta experiments at the pegasus pulsed power facility", dans *Digest of Technical Papers. 11th IEEE International Pulsed Power Conference*, édité par G. Cooperstein et I. Vitkovitsky, Ieee, ISBN 0-7803-4213-5, p. 1387–92 vol.2,
doi:10.1109/ppc.1997.674596.

Sorenson, D. S., R. W. Minich, J. L. Romero, T. W. Tunnell et R. M. Malone. 2002, "Ejecta particle size distributions for shock loaded sn and al metals", *Journal of Applied Physics*, vol. 92, n° 10,
doi:10.1063/1.1515125, p. 5830–5836, ISSN 0021-8979.

Sorenson, D. S., A. Obst, N. S. P. King, A. J. Scannapieco, H. Lee, M. Sheppard, J. P. Roberts, D. Platts, A. J. Taylor, S. Watson, M. P. Hockaday, B. Malone, C. Ciarcia, B. Frogget, D. Westley, R. Flurer, P. Watts, K. Peterson, B. Pritchett, D. Malson et D. Crain. 1995, "In-line particle field holography at pegasus", dans *Digest of Technical Papers. Tenth IEEE International Pulsed Power Conference*, édité par W. L. Baker et G. Cooperstein, Ieee, ISBN 0-7803-2791-8, p. 1024–9 vol.2,
doi:10.1109/ppc.1995.599747.

Soulard, L. 2008, "Molecular dynamics study of the micro-spallation", *European Physical Journal D*, vol. 50, n° 3,
doi:{10.1140/epjd/e2008-00212-2}, p. 241–251, ISSN 1434-6060.

Stolken, J. 2013, "Fragmentation under extreme conditions, applications to risk assessment and diagnostic development at Mega-Joule class laser facilities", dans *Bulletin of the American Physical Society*, vol. 58, APS.

Strand, O. T., L. V. Berzins, D. R. Goosman, W. W. Kuhlow, P. D. Sargis et T. L. Whitworth. 2005, "Velocimetry using heterodyne techniques", dans *26th International Congress on High Speed Photography and Photonics*, *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (Spie)*, vol. 5580, édité par D. L. Paisley, S. Kleinfelder, D. R. Snyder et B. J. Thompson, ISBN 0277-786X 0-8194-5530-X, p. 593–599, doi:10.1117/12.567579.

Strand, O. T., D. R. Goosman, C. Martinez, T. L. Whitworth et W. W. Kuhlow. 2006, "Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques", *Review of Scientific Instruments*, vol. 77, n° 8, doi:10.1063/1.2336749, p. 8, ISSN 0034-6748.

Sun, K.-X. K. 2012, "New dimensions in pdv: Polarization controlled and short wavelength photonic doppler interferometry", dans *PDV Workshop at Sandia National Laboratories*.

Sun, W., G. Videen, Q. Fu et Y. Hu. 2013, "Scattered-field FDTD and PSTD algorithms with CPML absorbing boundary conditions for light scattering by aerosols", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 131, doi:10.1016/j.jqsrt.2013.07.015, p. 166–174, ISSN 0022-4073.

Suponitsky, V., A. Froese et S. Barsky. 2014, "Richtmyer-Meshkov instability of a liquid-gas interface driven by a cylindrical imploding pressure wave", *COMPUTERS & FLUIDS*, vol. 89, doi:10.1016/j.compfluid.2013.10.031, p. 1–19, ISSN 0045-7930.

Sutton, A. P. et J. Chen. 1990, *Philos. Mag. Lett.*, vol. 61, p. 139–164.

Tanguy, E. 1996, *Développement d'un laser verre codopé erbium et ytterbium compact à sécurité oculaire pour des applications de télémétrie*, thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, U.F.R. scientifique d'Orsay.
URL http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/eric_tanguy/these/These.html.

Teich, M. C. et R. Y. Yen. 1972, "On the signal-to-noise ratio for optical heterodyne detection", *Journal of Applied Physics*, vol. 43, n° 5, doi:10.1063/1.1661538, p. 2480–2481.
URL http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/43/5/10.1063/1.1661538.

Thouvenin, J. 1997, *Détonique*, Eyrolles.

Tobin, M., J. Andrew, D. Haupt, K. Mann, J. Poco, J. Satcher, D. Curran, R. Tokheim et D. Eder. 2003, "Using silica aerogel to characterize hypervelocity shrapnel produced in high power laser experiments", *International Journal of Impact Engineering*, vol. 29, n° 1-10, doi:10.1016/j.ijimpeng.2003.10.018, p. 713–721, ISSN 0734-743X.

Tollier, L. 1996, *Caractérisation de chocs-laser à éclairements modérés par interférométrie Doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques*, thèse de doctorat, Université de Poitiers, Poitiers, France.

Tseng, S. H., A. Taflove, D. Maitland et V. Backman.
doi:10.1029/2005RS003408.

Tuler, F. R. et B. M. Butcher. 1968, "A criterion for time depencence of dynamic fracture", *International Journal of Fracture Mechanics*, vol. 4, n° 4, p. 431–437.

Tunnell, T. W., R. M. Malone, R. H. Fredrickson, A. D. Delanoy, D. E. Johnson, C. A. Ciarcia et D. S. Sorenson. 1997, dans *Proc. SPIE*, vol. 3163.

Veaux, J., P. Mercier, G. Behar et C. Cavailler. 1990, "Multiple-line laser doppler velocimetry", dans *Conf on Ultrahigh Speed and High Speed Photography, Photonics, and Videography 89, Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (Spie)*, vol. 1155, Spie - Int Soc Optical Engineering, Bellingham, ISBN 0-8194-0191-9, p. 234–244.

Velikovich, A. L. et G. Dimonte. 1996, "Nonlinear perturbation theory of the incompressible richtmyer–meshkov instability", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, p. 3112–3115.

Vogan, W. S., W. W. Anderson, M. Grover, J. E. Hammerberg, N. S. P. King, S. K. Lamoreaux, G. Macrum, K. B. Morley, P. A. Rigg, G. D. Stevens, W. D. Turley, L. R. Veeser et W. T. Buttler. 2005, "Piezoelectric characterization of ejecta from shocked tin surfaces", *J. Appl. Phys*, vol. 98, doi:10.1063/1.2132521, p. 11 350–10.

Vorburger, T. V., E. Marx et T. R. Lettieri. 1993, "Regimes of surface roughness measurable with light scattering", *Appl. Opt.*, vol. 32, n° 19, doi:10.1364/AO.32.003401, p. 3401–3408. URL http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-32-19-3401.

Voter, A. F. 1998, *Phys. Rev. B*, vol. 57, p. 13 985–13 988.

Walsh, J. M., R. G. Shreffler et F. J. Willig. 1953, "Limiting conditions for jet formation in high velocity collisions", *Journal of Applied Physics*, vol. 24, n° 3, doi:10.1063/1.1721278, p. 349–359, ISSN 0021-8979.

Xiang, M., H. Hu et J. Chen. 2013a, "Spalling and melting in nanocrystalline pb under shock loading: Molecular dynamics studies", *J. Appl. Phys.*, vol. 113, p. 144 312.

Xiang, M., H. Hu, J. Chen et Y. Long. 2013b, "Molecular dynamics simulations of micro-spallation of single crystal lead", *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, vol. 21, n° 5, p. 055 005. URL http://stacks.iop.org/0965-0393/21/i=5/a=055005.

Xu, M. et R. Alfano. 2003, *Opt. Commun.*, vol. 226.

Xu, Y.-l. et B. A. Gustafson. 2001, "A generalized multiparticle mie-solution: further experimental veri0cation", *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 70, p. 395–419.

Xue, K., F. Li et C. Bai. 2013, "Explosively driven fragmentation of granular materials", *European Physical Journal E*, vol. 36, n° 8, doi:10.1140/epje/i2013-13095-x, ISSN 1292-8941.

Yamada, Y., J. Cartigny et C. Tien. 1986, "Radiative transfer with dependent scattering by particles: Part 2—experimental investigation", *Journal of heat transfer*, vol. 108, n° 3, p. 614–618.

Yeh, Y. et H. Z. Cummins. 1964, "Localized fluid flow measurements with an he-ne laser spectrometer1 (e)", *Applied Physics Letters*, vol. 4, n° 10, doi:10.1063/1.1753925, p. 176–8, ISSN 0003-6951.

Zani, M.-L. 2003, *Mesures*, vol. 758, p. 59–63.

Zarei, Z., D. L. Frost et E. V. Timofeev. 2011, "Numerical modelling of the entrainment of particles in inviscid supersonic flow", *Shock Waves*, vol. 21, n° 4, doi:10.1007/s00193-011-0311-5, p. 341–355, ISSN 0938-1287.

Zellner, M. B. et W. T. Buttler. 2008, "Exploring richtmyer-meshkov instability phenomena and ejecta cloud physics", *Applied Physics Letters*, vol. 93, n° 11, doi:10.1063/1.2982421, ISSN 0003-6951.

Zellner, M. B., M. Byers, G. Dimonte, J. E. Hammerberg, T. C. Germann, P. A. Rigg, W. T. Buttler et Edps. 2009, "Influence of shockwave profile on ejection of micron-scale material from shocked sn surfaces: An experimental study", p. 89–94, doi:10.1051/dymat/2009012.

Zellner, M. B., M. Grover, J. E. Hammerberg, R. S. Hixson, A. J. Iverson, G. S. Macrum, K. B. Morley, A. W. Obst, R. T. Olson, J. R. Payton, P. A. Rigg, N. Routley, G. D. Stevens, W. D. Turley, L. Veeser et W. T. Buttler. 2007a, "Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces", *Journal of Applied Physics*, vol. 102, n° 1, doi:10.1063/1.2752130, ISSN 0021-8979.

Zellner, M. B., M. Grover, J. E. Hammerberg, R. S. Hixson, A. J. Iverson, G. S. Macrum, K. B. Morley, A. W. Obst, R. T. Olson, J. R. Payton, P. A. Rigg, N. Routley, G. D. Stevens, W. D. Turley, L. Veeser et W. T. Buttler. 2008a, "Erratum: "effects of shock breakout pressure on ejection of micron scale material from shocked tin surfaces" (vol 102, art no 013522, 2007)", *Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 10, doi:10.1063/1.2931035, ISSN 0021-8979.

Zellner, M. B., M. Grover, J. E. Hammerberg, R. S. Hixson, A. J. Iverson, G. S. Macrum, K. B. Morley, A. W. Obst, R. T. Olson, J. R. Payton, P. A. Rigg, N. Routleyt, G. D. Stevenst, W. D. Lbrleyt, L. Veesert et W. T. Buttler. 2007b, "Pressure effects on the ejection of material from shocked tin surfaces", dans *Shock Compression of Condensed Matter - 2007, Pts 1 and 2*, *Aip Conference Proceedings*, vol. 955, édité par M. Elert, M. D. Furnish, R. Chau, N. C. Holmes et J. Nguyen, ISBN 0094-243X 978-0-7354-0469-4, p. 613–616, doi:10.1063/1.2833168.

Zellner, M. B., W. V. McNeil, I. Gray, G. T., D. C. Huerta, N. S. P. King, G. E. Neal, S. J. Valentine, J. R. Payton, J. Rubin, G. D. Stevens, W. D. Turley et W. T. Buttler. 2008b, "Surface preparation methods to enhance dynamic surface property measurements of shocked metal surfaces", *Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 8, doi:10.1063/1.2906107, ISSN 0021-8979.

Zellner, M. B., W. V. McNeil, J. E. Hammerberg, R. S. Hixson, A. W. Obst, R. T. Olson, J. R. Payton, P. A. Rigg, N. Routley, G. D. Stevens, W. D. Turley, L. Veeser et W. T. Buttler. 2008c, "Probing the underlying physics of ejecta production from shocked sn samples", *Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 12, doi:12350210.1063/1.2939253, p. 7, ISSN 0021-8979.

Zellner, M. B. et G. B. Vunn. 2013, "Photon doppler velocimetry (PDV) characterization of shaped charge jet formation", dans *Procedia Engineering*, *The 12th Hypervelocity Impact Symposium*, vol. 58, p. 88–97, doi:10.1016/j.proeng.2013.05.012.

Zhang, Q. 1998, "Analytical solutions of layzer-type approach to unstable interfacial fluid mixing", *Physical review letters*, vol. 81, n° 16, p. 3391.

Ziock, H., K. Adams, K. Alrick, J. Amann, J. Boissevain, M. Crow, S. Cushing, J. Eddleman, C. Espinoza, T. Fife et collab.. 1998, "The proton radiography concept", *Los Alamos National Report LA-UR-98-1368*.

ÉTUDE DES NUAGES DE PARTICULES EJECTEES SOUS CHOC : APPORTS DE LA VELOCIMETRIE HETERODYNE

RESUME : Une plaque métallique soumise à un choc (étain, quelques 10 GPa) se met en mouvement et subit divers endommagements comme l'écaillage ou l'éjection d'un nuage de particules. Deux principaux mécanismes sont à l'origine de ce nuage : la micro-éjection et le passage en fusion. La Vélocimétrie Hétérodyne (VH) est un diagnostic de mesure multi-vitesses résolue en temps. Son développement a été rendu possible dans les années 2000 ; sa conception, entièrement fibrée, permet une intégration aisée aux expériences de physique des chocs. L'objet de ce mémoire de doctorat est de qualifier les apports de la VH pour la caractérisation des nuages de particules hautement véloces (plusieurs km/s), notamment de ceux issus de la micro-éjection.

Ce document propose un état de l'art des générateurs de choc, des diagnostics et des études (numériques ou expérimentales), associé à la physique de la micro-éjection métallique par des microstries. Une étude poussée du diagnostic VH est proposée. Elle conduit à la définition d'un spectrogramme temps-vitesse en unité de puissance collectée ainsi qu'une limite de détectivité du dispositif. Grâce à des modèles basés sur la physique de la diffusion, une limite en termes de diamètre de particules observables est annoncée. Un programme de simulation de spectrogramme VH est présenté dans le cadre des études de nuage. Enfin, plusieurs campagnes expérimentales sont exposées. Elles soulignent les capacités remarquables du moyen ; les résultats sont comparés aux simulations. La distribution en diamètre de particules a pu être inférée grâce au freinage imposé par le gaz ambiant ou par d'autres gaz. Des analyses radiométriques sont également proposées.

Mots clés : Vélocimétrie Hétérodyne (VH), Particule, Micro-éjection, Choc, Endommagement, Laser.

STUDY OF PARTICLE CLOUDS EJECTED UNDER SHOCK: THE CONTRIBUTIONS OF PHOTONIC DOPPLER VELOCIMETRY.

ABSTRACT: A metal plate subjected to a shock (tin, 10 GPa) undergoes a variety of damages such as spalling or the ejection of a cloud of particles. Two main mechanisms govern the formation of this cloud: the micro-jetting and the melting under shock. Photonic Doppler Velocimetry (PDV, a.k.a. LDV or het-V) is a multi-velocity time-resolved diagnostic. Developed from 2000s, the all-fibered conception makes its integration easy into shock experiments. The purpose of the thesis is to describe the contributions of PDV systems for high-velocity (several km/s) particle-cloud characterization, including micro-jetting cloud.

This document presents a state of the art of shock generators, diagnostics and (numerical and experimental) studies involved in the jetting of metallic micro-machined plates. An extensive study of a PDV system is proposed. It leads to the definition of time-velocity spectrogram, evaluated in units of collected power, and a detectivity limit. Thanks to photon diffusion models, a threshold in the diameter of the measured particle is estimated. A PDV spectrogram simulation program is shown within the framework of particle clouds. Finally, several experimental campaigns are exposed. They emphasize the remarkable capacities of the system; results are compared to simulations. Diameter distributions are inferred using slowing down in air or in other gazes. Some radiometric analyses are also performed.

Keywords: Heterodyne Velocimetry, Photonic Doppler Velocimetry (PDV, LDV, het-V), Particle, Micro-jetting, Shock, Spalling, Laser.

ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES
PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY