

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Laboratoire de Physique et de Chimie de l'Environnement et de l'Espace LPC2E

THÈSE présentée par :

Nicolas VERDIER

soutenue le : **30 septembre 2020**

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

Discipline/ Spécialité : Physique de l'atmosphère

**Etudes théoriques et développement
d'une version optimisée du mini compteur d'aérosols
LOAC pour des applications atmosphériques et
spatiales**

THÈSE dirigée par :

RENARD Jean Baptiste

Directeur de recherche, LPC2E / Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

**FORGET François
RAIROUX Patrick**

Directeur de recherche, LMD
Professeur, Université de Lyon

JURY :

**DUDOK DE WIT Thierry
DULAC François**

LPC2E / Université d'Orléans, Président du jury
LSCE



Marie Curie photographée dans son laboratoire par mon arrière-grand-père André Troublé (date inconnue)

« Je suis de ceux qui pensent que la science est d'une grande beauté. Un scientifique dans son laboratoire est non seulement un technicien : il est aussi un enfant placé devant des phénomènes naturels qui l'impressionnent comme des contes de fées. »

Marie Curie

C'est enfant que m'est venu cet intérêt pour les sciences sans doute émerveillé par les objets et appareils insolites que nous laissait mon arrière-grand-père paternel et dont je conserve précieusement quelques vestiges. Cet intérêt pour les objets techniques m'a orienté vers une carrière d'ingénieur mais la science n'était jamais bien loin. Cette thèse un peu tardive témoigne de mon engouement pour la recherche et d'un réel plaisir de pouvoir modestement y contribuer.

Mes premiers remerciements vont à ma merveilleuse épouse Catherine, à mes enfants adorés Antonin, Maureen et Adélie et tous mes proches qui m'ont soutenu dans cette aventure et que j'ai souvent délaissés ces 6 dernières années pour me consacrer à cette étude.

Je remercie bien évidemment Jean Baptiste Renard qui, sur les routes Islandaises, m'a proposé cette thèse et m'a toujours nourri de ses conseils, même et surtout le weekend, et dont l'enthousiasme pour cet instrument m'a porté dans les moments de doute.

Merci également à toute l'équipe du LPC2E, Dominique(s), Michel(s), Gwenaël, Jean-Pierre, Aude Lyse, Clémence, Pierre, Mathieu, Damien, Vincent, Benoit, Gilles, Claude, Patrick pour leurs conseils éclairés malgré la distance. Merci également à l'équipe administrative du laboratoire que j'ai parfois sollicité pour des demandes atypiques.

Je remercie également ma hiérarchie au CNES pour l'intérêt qu'elle a toujours porté à cette démarche personnelle et notamment à Philippe Lier, Pierre Bousquet et Philippe Laudet qui l'ont soutenu malgré l'investissement que je devais au projet Insight.

Merci également à mes collègues des services techniques du CNES, Benoit Faure, Fanny Le Mer, Karine Matthieu, Christian Buil, Pierre Etcheto et Charlene Doucet qui ont toujours répondu avec précision et patience à mes questions.

Merci à mes collègues et amis scientifiques François Dulac, Olivier Mousis, Pierre Durand, Philippe Lognonné, Olivier Robert et tous les autres que j'ai pu croiser et qui m'ont donné le goût de la recherche. Je remercie également mes collègues du JPL, Dragan Nikolic, James Cutts, Kevin Baynes et Philippe Adell qui portent aujourd'hui cette aventure LOAC jusqu'à Venus.

Enfin l'étude présentée dans ce mémoire n'aurait pas été complète sans la contribution de mes stagiaires Maximilien Lefevre, Aziouz Chabane, Paul Mialhe, Louis Barbier, de mon ami Philippe Commun, de Michel Bazin (Atelier Images), Eddy Constant, Jean Michel Papy et Martin Spel (R-Tech) ainsi que des sociétés MeteoModem et ENVEA.

Table des matières

1.	Introduction générale et contexte de l'étude	9
1.1.	Introduction.....	9
1.2.	Contexte de l'étude : Les aérosols atmosphériques planétaires	11
1.2.1.	La Terre.....	11
1.2.2.	Mars	11
1.2.3.	Uranus et Neptune, Les géantes glacées.....	12
1.2.4.	Titan	13
1.2.5.	Venus.....	14
2.	La mesure des caractéristiques des aérosols	15
2.1.	Inventaire des différentes techniques	16
2.1.1.	Les mesures par prélèvement	16
2.1.2.	Les mesures par lecture directe	18
2.2.	Le compteur optique LOAC.....	23
2.2.1.	Historique et genèse du LOAC	24
2.2.2.	Evolutions.....	25
2.2.3.	Principe de fonctionnement détaillé des LOAC V1.x	30
2.3.	Conclusion sur les techniques de mesure des aérosols.....	35
3.	Dimensionnement générique du LOAC.....	36
3.1.	Interaction lumière-particule	36
3.1.1.	Loi de Mie.....	37
3.1.2.	Synthèse	42
3.2.	Injection et transport des aérosols	43
3.2.1.	Généralités	43
3.2.2.	Modèle simplifié	43
3.2.3.	Modélisation CFD	47
3.3.	Source lumineuse.....	50
3.3.1.	Héritage.....	50
3.3.2.	Cahier des charges	51
3.3.3.	Choix du type de ComposantS d'émission	51
3.3.4.	Les diodes laser	52
3.3.5.	Choix de la diode laser	57
3.3.6.	Choix de la diode laser pour une application au sol	57
3.3.7.	Choix de la diode laser pour une application SPATIALE	59
3.3.8.	Pilote de la diode Laser	59
3.3.9.	Formation du faisceau lumineux.....	74
3.4.	Chaine de détection	87
3.4.1.	Les détecteurs optiques.....	87
3.4.2.	Les photodiodes.....	87
3.4.3.	L'ampli transimpédance	91
4.	Application au dimensionnement des LOAC et LONSCAPE	100
4.1.	Généralités	100

4.2.	Considérations sur les canons optiques	100
4.3.	Dimensionnement du LOAC V2.0	103
4.3.1.	La source lumineuse	103
4.3.2.	L'injection des aérosols	106
4.3.3.	Choix des éléments de la chaîne de détection du LOAC V2.0	109
4.3.4.	Arrangement des éléments autour de la chambre V2.0	118
4.4.	Dimensionnement du LOAC V3.0	120
4.4.1.	La source lumineuse et le faisceau	120
4.4.2.	Choix des photodiodes	131
4.4.3.	Arrangement des éléments autour de la chambre	132
4.4.4.	Dimensionnement de la chaîne de détection	137
4.4.5.	Éléments pour la réalisation de la chambre	142
4.5.	Discussions sur LONSCAPE	143
5.	Traitement des données	145
5.1.	Principe de fonctionnement et algorithme des LOAC V2.0 et V3.0	145
5.1.1.	Détection des particules	145
5.1.2.	Mesure de l'amplitude des impulsions	147
5.2.	Performances de l'algorithme des LOAC V2.0 et V3.0	150
5.2.1.	Performances intrinsèques	150
5.2.2.	Comparaison des performances de détection avec les LOAC V1.x	154
5.3.	Implantation de l'algorithme sur la cible matérielle du LOAC V2.0	156
6.	Conclusion et perspectives	158
6.1.	Conclusion générale	158
6.2.	Perspectives en termes de modélisation de l'instrument	160
6.3.	Perspectives en termes de prototypage de l'instrument	160
6.4.	Perspectives en termes de mission spatiales	161
7.	Bibliographie	162
8.	Articles publiés en tant qu'auteur ou co-auteur sur ce thème de recherche	169
9.	Liste des figures	170
10.	Liste des tableaux	176
11.	Annexes	177
	Annexe 1	177
	Annexe 2	178
	Annexe 3	179
	Annexe 4	180
	Annexe 5	181
	Annexe 6	182

Liste des acronymes

ANR	Agence Nationale de la Recherche
ASIP	Aerosol-Sampling Instrument Package
BLD	Ballon Léger Dilatable
BPCL	Ballon Pressurisé de Couche Limite
CAN	Convertisseur Analogique Numérique
CFD	Computational Fluid Dynamics
ChArMEx	Chemistry and Aerosols Mediterranean Experiment
CNC	Condensation Nuclei Counter
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
COD	Catastrophic Optical Degradation
CPC	Condensation Particle Counter
CPM	Continuous Particulate Monitor
DAC	Digital to Analog Converter
DISR	Descent Imager/Spectral Radiometer
DMA	Differential Mobility Analyzer
DMA	Direct Memory Access
DSP	Digital Signal Processing
ELPI	Electrical Low Pressure Impactor
FPU	Floating Point Unit
GPS	Global Positioning System
IMO	Icelandic Meteorological Office
JFET	Junction Field Effect Transistor
JPL	Jet Propulsion Laboratory
LAM	Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LATMOS	Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales
LCPS	Cloud Particle size Spectrometer
LED	Light Emitting Diode
LMD	Laboratoire de Météorologie Dynamique
LOAC	Light Optical Aerosol Counter
LONSCAPE	Light Optical Nephelometer Sizer and Counter for Aerosols in Planetary Environments
LPC2E	Laboratoire de Physique et de Chimie de l'Environnement et de l'Espace
LQFP	Low Profile Quad Flat Package
LSCE	Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement
MIPS	Millions d'Instructions Par Seconde
NASA	National Aeronautics and Space Administration
OPC	Optical Aerosols Counter
OVSQ	Observatoire de Versailles Saint-Quentin
Pharao	Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite
PID	Proportionnel, Intégral, Dérivé (se dit d'un correcteur en automatique)
PIT	Plateforme Intégration Tests
PM10	Particulate matter 10
PM2.5	Particulate matter 2.5
PN	Positive Negative, si dit d'une jonction semiconductrice dopée
PSL	PolyStyrene Latex

QCM	Quartz Cristal Microbalance
QITMS	Quadrupole Ion Trap Mass Spectrometer
SPICAM	SPectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars
STAC	Stratospheric Tropospheric Aerosol Counter
TRAQA	TRANsport à longue distance et Qualité de l'Air dans le bassin Méditerranéen
ZCE	Zone de charge d'espace

1. Introduction générale et contexte de l'étude

1.1. INTRODUCTION

L'exploration du système solaire est certainement l'aventure la plus osée et la plus fascinante que l'Homme ait entreprise. D'abord motivée par les ambitions politiques de la guerre froide, les satellites et les sondes spatiales répondent davantage aujourd'hui à des besoins applicatifs, scientifiques ou stratégiques.



Fig. 1-1 : Titan vue par la sonde Huygens depuis 30km d'altitude scène réalisée par René Pascal à partir des images ESA/NASA/JPL

Ainsi, en l'espace de quelques décennies, des progrès fulgurants sur la connaissance de l'univers ont été réalisés grâce à des instruments en orbite terrestre ou des robots explorateurs. Les mécanismes régissant la naissance et l'évolution de notre propre Terre, sont mieux compris grâce, notamment, à la planétologie comparée.

En particulier, on observe sur les quelques planètes du système solaire qui nous sont accessibles, des atmosphères très variées qu'il convient d'étudier pour mieux comprendre l'évolution de notre propre planète et les raisons qui ont pu donner naissance à la vie.

L'étude des aérosols s'inscrit dans cette démarche car, dans bien des cas, ces petites particules liquides ou solides en

suspension dans l'atmosphère, en absorbant ou réfléchissant le flux solaire, forgent les climats planétaires à l'échelle locale, régionale ou globale.

Si la nécessité de mesurer la concentration des particules en suspension dans l'atmosphère s'explique au début du siècle dernier par les problèmes de santé publique inhérents à l'industrie du charbon (Spurny, 2001) [1], les techniques développées à cette époque ont inspiré nombre de dispositifs utilisés aujourd'hui (Baron et al., 2001) [2].

Le LOAC (Light Optical Aerosol Counter) hérite de ce besoin d'étudier les poussières, les nuages et les brouillards dans notre atmosphère et contribue depuis 2011 à mieux comprendre la génération, le transport et le dépôt de ces particules (Renard et al., 2016b) [3]. Plus de 150 exemplaires de cet instrument ont été fabriqués dans ce but et ont été déployés au sol mais aussi en altitude grâce à des drones mais aussi des ballons troposphériques et stratosphériques (Renard et al., 2016a) [4].

Ainsi, plusieurs campagnes expérimentales comme ChArMEx (Mallet et al., 2016) [5] ou LOAC-Voltaire (Renard, Berthet et al., 2020) [6] ont permis de documenter la colonne atmosphérique en mesurant la concentration et la topologie des aérosols du sol jusqu'à 30km d'altitude dans le panache des volcans Islandais (Dagsson-Waldhauserova, 2019) [7] ou sur des régions aussi vastes que le bassin méditerranéen.

L'apport de ces expériences sur le plan scientifique justifie aujourd'hui d'aller plus loin en proposant une version spatiale du LOAC afin d'offrir un nouvel instrument d'observation des atmosphères planétaires. Ce travail de thèse s'inscrit dans cette perspective.

A la base, le LOAC a été développé conjointement par le LPC2E et la société environnement SA (maintenant ENVEA) dans le but de répondre à un besoin d'observation du transport des aérosols dans les basses couches de l'atmosphère dans le cadre de la campagne ChArMEx.

L'industriel Environnement SA a donc proposé au LPC2E une première version de l'instrument reposant sur des composants et sous-système existants qui a évolué par la suite au gré des besoins. Des considérations de propriété industrielle n'ont toutefois pas permis de connaître et comprendre tous les éléments ayant guidé le dimensionnement de l'instrument.

Le premier objectif de cette thèse a donc été de se réapproprier au laboratoire cette étude en étant capable de justifier tous les choix réalisés lors du dimensionnement du LOAC. C'est l'objet du troisième chapitre de ce

mémoire qui présente de manière assez générique les différents sous-systèmes et les choix possibles quant à leur dimensionnement dans le but de pouvoir décliner diverses versions du capteur en fonction des besoins.

Fort de cela, il a été ensuite possible d'imaginer et de décrire dans un quatrième chapitre un LOAC que nous appellerons V2.0 permettant d'expérimenter tous les principes de dimensionnement du compteur d'aérosols optique présentés dans le premier chapitre. Ce modèle V2.0 intègre une toute nouvelle chaîne de détection et de traitement ainsi qu'une source lumineuse aux performances plus maîtrisées. Il a été pensé pour être produit en série pour étudier l'atmosphère terrestre mais aussi comme une étape intermédiaire dans la conception d'une version spatiale qui sera appelée plus tard LONSCAPE (Light Optical Nephelometer Sizer and Counter for Aerosols in Planetary Environments). Un modèle d'ingénierie a pu être réalisé sur cette base.

A la fin de ce même chapitre, le dimensionnement d'un premier instrument spatial est finalement proposé. Il s'agit du LOAC V3.0 (ou LOAC-S) regroupant plusieurs innovations afin de permettre d'améliorer la détection des petites particules (jusqu'à $0.2\mu\text{m}$) et l'augmentation d'un ordre de grandeur des capacités de comptage de l'instrument actuel. On y suggère également des solutions techniques et technologiques pour répondre aux contraintes de l'environnement spatial.

Enfin, le dernier chapitre propose un nouvel algorithme de traitement à bord contribuant également à atteindre l'objectif de sensibilité.



Fig. 1-2 : Lâcher simultané de deux Ballons Pressurisés de Couche Limite dans le cadre de la campagne ChArMEx (2013) depuis Minorque par Didier Vassaux du CNES (à gauche) et François Dulac du LSCE (à droite) sous l'œil attentif de Gilles Dupouy et Nicolas Verdier (CNES). Le ballon maintenu par François Dulac emporte un des premiers LOAC.

1.2. CONTEXTE DE L'ETUDE : LES AEROSOLS ATMOSPHERIQUES PLANETAIRES

Dans le système solaire, les aérosols peuvent se former à la fois dans l'atmosphère des planètes ou provenir de la surface pour les corps telluriques ou les comètes et astéroïdes. Les planètes géantes sont aussi le siège de mécanismes conduisant à la génération d'aérosols solides ou liquides.

La connaissance de la distribution des tailles apporte des informations majeures sur la composition et la dynamique atmosphérique ainsi que sur le climat de surface.

Beaucoup d'études reposent sur des instruments de télédétection réalisant des survols ou restant en orbite autour de ces corps mais des mesures in-situ restent indispensables quand il s'agit de déterminer avec précision la distribution de la taille des aérosols et leur nature (liquide, glace, sables, sels, ...).

Dans les paragraphes suivants, on se propose de donner quelques éléments motivant le développement d'un instrument de mesure directe de la granulométrie et de la nature des aérosols planétaires comme le LOAC – Spatial

Cet inventaire n'a pas la prétention d'être exhaustif mais de donner quelques axes d'études possibles et de montrer l'intérêt du LOAC dans ce contexte.

1.2.1. LA TERRE

L'étude de l'atmosphère terrestre reste, bien sûr, ce qui a motivé le développement initial du LOAC et de ces diverses déclinaisons. Divisé en couches, l'atmosphère terrestre est le siège de mécanismes de création, de transport et de dépôt d'aérosols liquides, salins, minéraux et carbonés d'origine naturels (volcans, océan, déserts) ou anthropique (pollution).

L'apport d'un instrument comme le LOAC à l'étude de l'atmosphère terrestre ne sera pas plus détaillé dans ce mémoire dans la mesure où il a été largement décrit dans différents articles de Jean Baptiste Renard (Renard et al., 2016, 2020) [3] [4] [8] et dans la thèse de Damien Vignelles du LPC2E [9] .

1.2.2. MARS

Les aérosols impactent fortement le climat martien mais leur distribution en taille est inconnue ou, du moins, n'a jamais été mesurée directement. De nombreux phénomènes comme les tempêtes saisonnières, les épisodes convectifs et les « dust devils » soulèvent la fine poussière du sol martien et la dispersent dans l'atmosphère lui donnant sa couleur orangée caractéristique. Ces poussières ont un impact significatif sur la thermique de l'atmosphère qui est le principal moteur de la circulation atmosphérique à toutes les échelles spatiales (Chen Chen et al., 2016) [10]. Compte tenu du nombre important de mission spatiales à destination

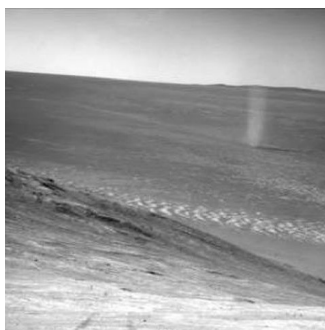


Fig. 1-3 : Tourbillon de poussières photographié par le rover Opportunity sur Mars (crédits : NASA-JPL).

de Mars depuis les débuts de l'ère spatiale, on observe maintenant la planète en permanence et en particulier les poussières et les nuages à l'aide d'instruments en orbite comme SPICAM (Rannou et al., 2016) [11]. Un cycle annuel est observé avec l'occurrence intermittente de tempêtes de poussière à l'échelle régionale ou planétaire (Gonzales-Galindo et al. 2008) [12]. Il a été observé notamment que la quantité de la poussière en suspension dans l'atmosphère augmente pendant l'été de l'hémisphère sud, lorsque la température en surface et dans l'atmosphère est plus élevée, avec un cycle annuel approximativement répétitif. Ces événements se développent parfois jusqu'à l'échelle planétaire et augmentent l'épaisseur optique de la poussière à des valeurs dépassant l'unité. Plus haut dans l'atmosphère, entre 80km et 100km, des nuages de glace d'eau et de glace de CO₂ ont également été observés.

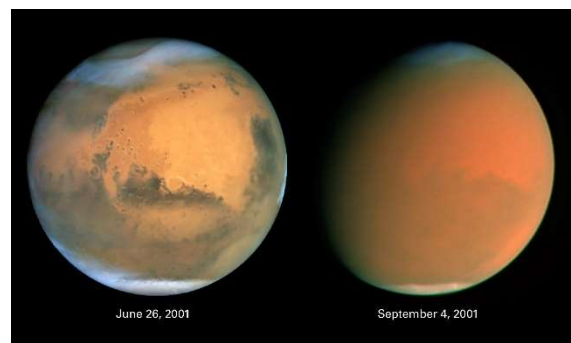


Fig. 1-4 : Tempête globale de 2001, avant (à gauche) et pendant (à droite) vue par le télescope Hubble (crédits : NASA).

Les principaux moyens de télédétection à partir de l'orbite reposent sur des sondages infrarouges thermiques, l'occultation radio et ultraviolet, la spectroscopie proche infrarouge et l'imagerie visible et proche infrarouge.

En surface, les atterrisseurs et robots mobiles déployés utilisent généralement leurs caméras en direction du ciel et/ou du soleil à différentes élévations solaires pour estimer l'épaisseur optique et en déduire les propriétés physiques de la poussière (Dlugach et al., 2003) [13] dont la taille moyenne est estimée autour de $1,5\mu\text{m}$.

Il est clair qu'un instrument comme LOAC, déployé au sol ou à partir de ballons ou de drones, permettrait de confirmer ces estimations et de les enrichir avec une granulométrie plus précise. Dans le cas Mars, la faible pression atmosphérique (typiquement autour de 7hPa) permet toutefois d'envisager un prélèvement des aérosols par pompage à l'instar de ce que réalise le LOAC dans la haute atmosphère terrestre.



Fig. 1-5 : Nuages de glace ou de CO_2 observés par la caméra de contexte au-dessus de l'instrument SEIS/Insight (Crédits : NASA-JPL).

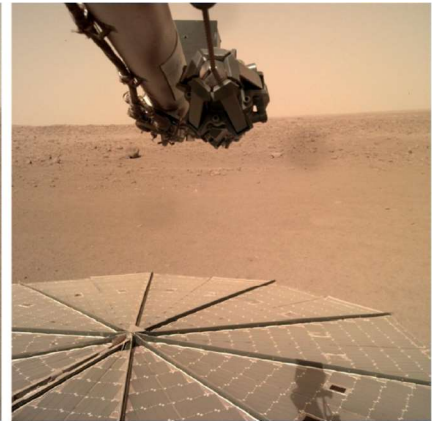
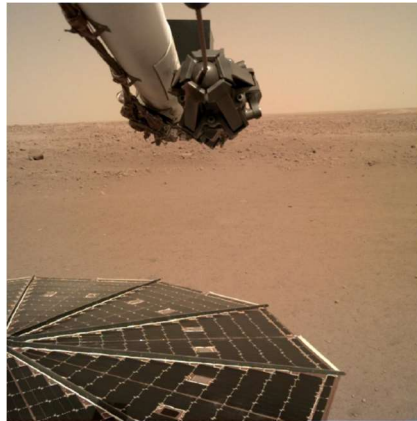


Fig. 1-6 : Panneaux solaire de l'atterrisseur Insight au sol 14 (à gauche) et au sol 100 (à droite). L'accumulation de poussière traduit l'intense soulèvement de poussière dû aux tempêtes martiennes (Crédits : NASA -JPL).

1.2.3. URANUS ET NEPTUNE, LES GEANTES GLACEES

La composition atmosphérique ainsi qu'une étude sur les processus dynamiques des nuages et des brouillards dans les atmosphères d'Uranus et Neptune est proposé par Mousis et al. (2018) [14] à partir de données sol, du survol de Voyager 2 et de modélisations. La Fig. 1-7 présente la distribution verticale de la brume et des nuages de Neptune basée sur les travaux de Baines et Hammel (1994) [15], Baines et al. (1995) [16], Irwin (2009) [17], Irwin et al. (2017) [18], avec un profil de température issu de Lindal (1992) [19].

Sur les géantes glacées il est sans doute possible de trouver des particules solides constituées de matériaux carbonés, y compris des diamants (Kraus et al., 2017) [20] mélangées avec de la glace et des liquides. A partir des données disponibles, on estime que le rayon effectif des particules pourrait se situer entre $0,1$ à $0,2\mu\text{m}$ pour les brouillards stratosphériques et dans la plage de 1 à $1,5\mu\text{m}$ pour le nuage troposphérique de méthane (Baines et Hammel, 1994 [15]; Irwin et al., 2017 [18]). Plus précisément pour Uranus, le rayon effectif pourrait augmenter de $0,05\mu\text{m}$ à 4 mbar à $0,3\mu\text{m}$ à 4 bars , avec des concentrations diminuant environ de 10 à 2 particules/cm^3 (Toledo et al., 2019) [21].

Cependant, puisque ces résultats sont dérivés de mesures de télédétection, ils peuvent souffrir d'incertitudes importantes. Des mesures in situ à partir de l'instrumentation à bord d'une sonde atmosphérique sont donc nécessaires pour déterminer avec précision la structure verticale des brouillards et des nuages ainsi que leurs propriétés physiques. Les mesures des propriétés de diffusion des aérosols, leur densité en fonction de

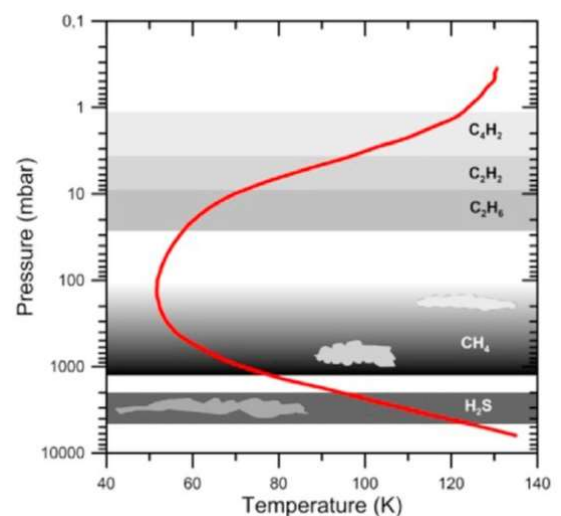
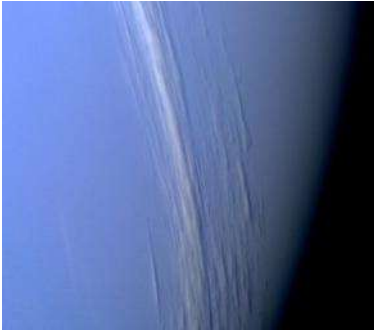


Fig. 1-7 : Distribution verticale des brumes et nuages proposée par Moussis et al. (2018)



la profondeur, leurs indices de réfraction complexes et la preuve de différences entre les particules liquides et glacées sont autant d'éléments qui aideraient à comprendre la composition des aérosols et leurs processus de formation (Mousis et al., 2018 [14] ; Hofstadter et al., 2019 [22]).

C'est dans ce but que le LPC2E et le LAM proposent de développer, sur la base des dernières versions du LOAC dont les principes sont détaillés dans ce mémoire, un instrument à mi-chemin entre l'OPC (Optical Particle Counter) et le néphélomètre, appelé LONSCAPE (Renard et al., 2020) [23] (voir § 4.5).

Fig. 1-8 : Nuages de Neptune photographiés par la caméra haute résolution de Voyager 2 (crédits : NASA-JPL).

1.2.4. TITAN

Titan est une lune de Saturne qui présente certaines similarités avec la Terre primitive : son atmosphère dense (1.5 bar) et riche en azote est le siège d'une chimie organique très active malgré des températures très froides (jusqu'à -200°C) (Brassé C., 2014) [24].

Dès 1975, Caldwell (1975) [25] mesure un faible albedo et Danielson et al. (1973) [26] soupçonne la présence de poussières de petites tailles dans la haute atmosphère qui absorberaient le rayonnement ultraviolet.

Les observations réalisées avec les caméras des sondes Voyager 1 et 2 dans les années 1980 ont montré une forte diffusion vers l'avant de la lumière ainsi qu'une forte polarisation linéaire pour des angles de diffusion aux environ de 90° (Rages et al. (1983) [27], Hunten et al. (1984) [28]) caractéristiques d'agrégats composés de petits monomères (West (1991) [29]).

Avec la mission Cassini-Huygens et en particulier la caméra DISR présente à bord de la sonde atmosphérique Huygens (2005), il a été possible de faire des mesures de polarisation afin d'évaluer la distribution granulométrique de ces monomères pendant la descente de l'atterrisseur à différente altitude.

Tomasko et al. (2009) [30] ont ainsi modélisé la polarisation de particules sous forme d'agrégats fractals avec différentes tailles de monomères et, par analogie, l'ont comparée avec les résultats expérimentaux de la caméra DISR de Huygens. Ceci a permis d'estimer la taille des monomères dont le rayon doit se situer autour de $0.04 \pm 0.01 \mu\text{m}$ entre 150 km d'altitude et la surface de Titan (Tomasko et al. (2009) [30]).

La mission Cassini-Huygens a permis également d'identifier que la formation des aérosols de Titan devait débuter dans la haute atmosphère par l'impact de particules énergétiques sous l'effet du rayonnement UV sur l'azote et le méthane atmosphérique. Après dissociation et ionisation, il s'en suit la formation de molécules organiques complexes qui, par aggrégation, conduit à la création d'aérosols solides dans la stratosphère (Waite et al. (2007) [31], (Krasnopolsky (2010) [32])). Dans la troposphère, ces agrégats deviennent des noyaux de condensation pour les composés atmosphériques et finissent par se déposer en surface (Lavvas et al. (2010 [33], 2011 [34])).

Les aérosols de Titan jouent un rôle important dans le transfert radiatif (McKay et al. (1989 [35], 1991 [36])), dans la dynamique atmosphérique et le climat (Rannou et al. (2002) [37])). Ils sont donc impliqués dans différents processus et, pour certains d'entre eux, leur implication est encore mal comprise. C'est pourquoi, il est donc fondamental de connaître leurs propriétés afin de comprendre leur impact sur ces différents paramètres. Un LOAC spatial embarqué sur une sonde atmosphérique comme Huygens permettrait d'améliorer nos connaissances sur le sujet.

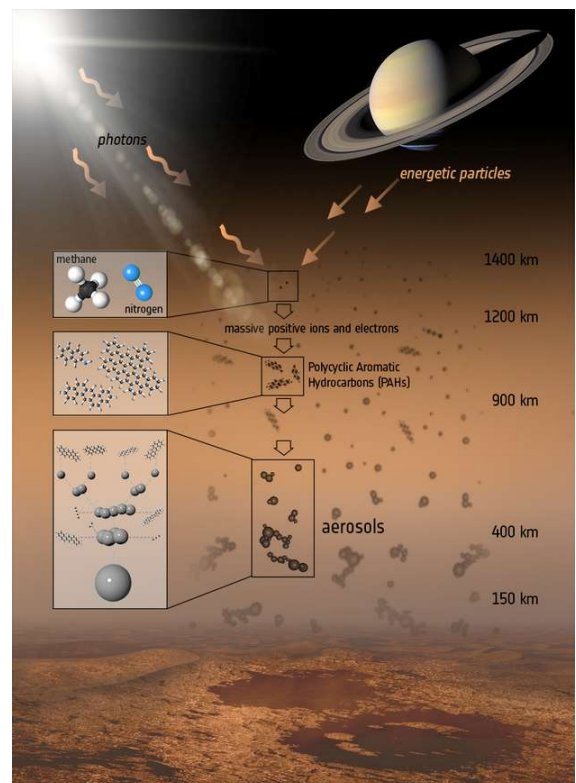


Fig. 1-9 : Diagramme illustrant la formation des aérosols de Titan (Crédit : ESA/ ATG medialab).

1.2.5. VENUS

Venus se caractérise par une atmosphère très dense composée essentiellement de dioxyde de carbone qui explique un effet de serre conduisant à des températures moyennes de surface extrêmes ($>460^{\circ}\text{C}$). La pression au sol avoisinant les 100 bars, les quelques atterrisseurs qui ont pu se poser en surface n'ont eu une durée de vie que de quelques dizaines de minutes. L'exploration de Venus est donc réalisée principalement à l'aide d'orbiteurs et de ballons. Grâce aux missions soviétiques *Venera*, américaines *Pioneer Venus* et européenne *Venus Express*, la couche nuageuse de Venus a pu être documentée.

Entre 40 km et 70 km l'atmosphère de dioxyde de carbone, d'azote et de dioxyde de soufre accueille des nuages formés de gouttelettes d'acide sulfurique et d'eau parfois accompagnées de particules solides (James et al. [38] 1997, Krasnopolsky, 2015 [39]). Ces aérosols impactent profondément le budget radiatif de la planète et contribuent à la dynamique atmosphérique au niveau local, régional et global. Sur la colonne atmosphérique, les brumes sont stratifiées et présentent des caractéristiques optiques différentes ou la microphysique des aérosols joue potentiellement un rôle en modifiant l'albédo. L'absorption hétérogène d'énergie solaire dans ces nuages joue probablement un rôle clé dans l'alimentation des vents zonaux super rotatifs de la planète.



Fig. 1-10 : *Pioneer Venus 2* avec ses sondes atmosphériques (Crédits : NASA).

Des néphélomètres ont été envoyés sur Venus avec les missions *Venera 9 et 10* (Marov et al., 1980 [40]), et à bord de la mission *Pioneer Venus* de la NASA (Ragent et Blamont, 1979 [41], 1980 [42]). Ces instruments ont pu donner une description fine des structures verticales des couches d'aérosols et de nuages qui n'auraient pas été possibles depuis l'orbite. Si les néphélomètres de *Venera* utilisaient quatre angles de phase¹ (0° , 135° , 165° et 176°) pour déterminer le rayon efficace des particules en plus de la structure verticale, les néphélomètres sur les sondes de *Pioneer-Venus* n'avaient qu'un seul angle de phase (15°) pour sonder le signal rétrodiffusé. Néanmoins en complément avec les données du spectromètre LCPS à bord de l'orbiter, Knollenberg et Hunten (Knollenberg et al. 1979 [43], 1980 [44]) ont pu estimer la granulométrie des particules et révéler l'existence de deux ou trois modes. On trouve notamment dans l'atmosphère moyenne de Venus (entre 47 et 58 km) des aérosols d'un diamètre moyen de $2\mu\text{m}$ avec des concentrations supérieures à 10 particules/ cm^3 et une fraction significative de particules de taille supérieures à $5\mu\text{m}$.

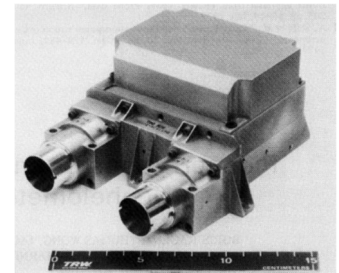


Fig. 1-11 : Néphélomètre des sondes *Pioneer Venus* (Ragent B., Blamont J.E, 1980 [170]).



La composition des brouillards et des nuages dans l'atmosphère épaisse de Vénus reste néanmoins mal connue. Ainsi, dans le cadre de futures missions d'exploration de Vénus à l'horizon 2025-2030, le JPL propose un ensemble d'instruments sous le nom d'Aerosol-Sampling Instrument Package (ASIP) qui seraient déployés sur des drones ou des ballons pour mieux documenter les nuages vénusiens [45].

L'ASIP se compose de deux composants principaux : le spectromètre de masse (AMS) basé sur l'instrument QITMS (Madzunkov et Nikolić, 2014 [46]; Avicé et al., 2019 [47]) et le néphélomètre (LONSCAPE [23]), une déclinaison à 2 à 4 angles du LOAC.

Fig. 1-12 : Concept de ballon Vénusien double enveloppe à excursion d'altitude pouvant embarquer la charge utile ASIP (Crédit NASA-JPL).

¹ Angle entre la source, l'objet et l'observateur

2. La mesure des caractéristiques des aérosols

L'étude des aérosols est reconnue comme une science appliquée à part entière depuis la seconde guerre mondiale (Spurny, 2001) [1]. Son développement est associé à des physiciens, chimiste et météorologues de renom. Plusieurs revues ont permis la publication d'articles comme celle de American Association for Aerosol Research's (Aerosol Science et Technology). Bien que la métrologie des aérosols adresse aujourd'hui de nombreux domaines comme l'hygiène, la protection de l'environnement, le traitement des gaz ou les technologies avancées (électronique, nucléaire, salles blanches,), son développement est fortement lié à l'histoire de la pollution de l'air. La littérature mentionne à l'époque de la Rome antique de nombreuses plaintes dues à l'air vicié. En 1273, la combustion du charbon fut prohibée à Londres en raison de la pollution particulaire induite.

Plus tard, toujours à Londres, *Fumifugium*, une brochure publiée en 1661 par John Evelyn, fut le premier ouvrage connu sur la pollution de l'air. Il se décomposait en trois parties qui successivement expliquaient le problème, une solution proposée et un moyen d'améliorer l'air de Londres. La publication, spécifiquement adressée au roi Charles II d'Angleterre, mentionnait notamment que les problèmes de pollution de l'air de la capitale dataient de l'époque médiévale.

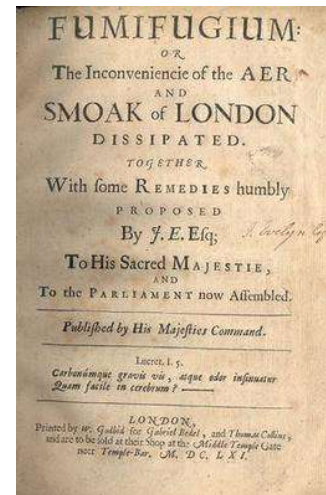


Fig. 2-1 : Première page du « Fumifugium » d'Evelyn 's. [171]

Avant 1900, les premières activités précurseurs de la métrologie des aérosols sont associées à la chimie des colloïdes (Spurny, 1998a) [48]. Les premières observations des particules fines en suspension dans l'atmosphère sont attribuées dans la revue proposée par McMurry en 2000 [49] à J.P Espy lorsqu'il fabrique en 1841 un « nephoscope » qui était capable d'observer la formation de nuages de vapeur en laboratoire. C'est seulement H.Becquerel qui fit cependant l'hypothèse de l'existence de fines particules dans l'air aujourd'hui appelés noyaux de condensation. Leur existence ne fut démontrée que 30 ans plus tard par les expériences de Coulier (1875) [50].



Fig. 2-2 : Conimètre portable développé par Aitken (1890).

John Aitken est également l'un des pionniers de la physique des nuages moderne et de l'étude des aérosols. Né en 1839 à Falkirk en Ecosse, il a développé en 1892 le premier appareil pour mesurer la granulométrie des poussières et gouttelettes contenues dans le brouillard atmosphérique, le conimètre (Aitken J., 1890) [51]. Un conimètre est constitué d'un tube tapissé de papier humide relié à une pompe par une valve à sens unique. Le tube est pointé vers une source lumineuse alors que la pompe est actionnée brièvement pour aspirer l'air ambiant dans le tube où se trouve déjà un plus grand volume d'air sans aérosols. Il y a ensuite une décompression rapide qui mène à la saturation de l'air et à la formation de gouttes d'eau sur les poussières contenues dans l'air selon la physique des nuages. La densité de poussières peut donc être mesurée visuellement par le comptage du nombre de gouttes formées et qui se déposent sur le papier gradué visible par un orifice latéral.

C'est toutefois John Tyndall qui remarqua que la poussière et la fumée étaient facilement observables dans une pièce lorsque que les rayons de soleil sont diffractés. Ce principe fut utilisé par Faraday en 1856 pour détecter la présence de particules dans des liquides. Dix ans plus tard Tyndall étendit la méthode pour l'étude de la pollution atmosphérique (Tyndall, 1871 [52]; Gentry 1997 [53]). A la fin des années 1860, il étudia les particules fines en suspension dans l'air en illuminant une chambre noire ; il est, au titre de ces découvertes, l'inventeur du compteur d'aérosols optique. Néanmoins, il fallut attendre le début du 20^{ème} siècle et principalement après les années 1920 pour voir apparaître une méthodologie et des instruments de mesure plus fiables alors que les premiers effets sur la santé des poussières et des aérosols furent reconnus (Sinclair, 1950 [54] ; Davies 1954 [55] ; Drinker and Hatch 1954 [56]). En général les poussières industrielles en suspension

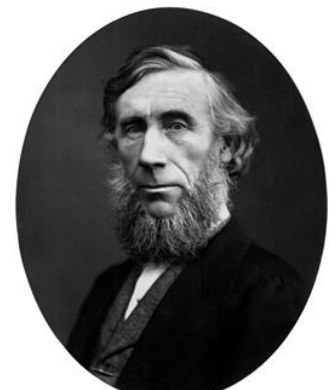


Fig. 2-3 : John Tyndall (1820-1893).

étaient collectées sur une surface par des moyens physiques ou chimique et analysés par la suite, jusque dans les années 1960. Cette approche gravimétrique basée sur une mesure de la masse du dépôt sur un filtre soumis à un débit d'air constant privilégie cependant la détection des grosses particules qui ne sont pas celles qui entre en jeu dans les problématiques de santé publique. En effet, McCrae démontra que plus de 70% des particules retenues dans les poumons possédaient un diamètre inférieur à $1\mu\text{m}$ (McCrae, 1913 [57]). Cette découverte motiva le développement d'appareils permettant de quantifier la quantité de particules de taille inférieure à $5\mu\text{m}$. Les études épidémiologiques et toxicologiques ont plus tard confirmé que la concentration et la nature chimique des particules fines ($<1\mu\text{m}$) étaient davantage corrélées à la santé que le sont les particules de taille plus importante (Pope et al., 2009) [58], (Bové et al., 2019) [59]. Ainsi, la connaissance de la concentration des aérosols est plus pertinente que la détermination de leur masse. Une nouvelle génération d'instrument basée généralement sur un principe de mesure directe est donc apparu pour répondre à ce besoin.

2.1. INVENTAIRE DES DIFFERENTES TECHNIQUES

2.1.1. LES MESURES PAR PRELEVEMENT

Le principe de cette mesure repose sur l'aspiration de l'air grâce à une pompe dont on connaît le débit Q . Les aérosols sont alors collectés sur un filtre, des plaques d'impaction ou bien sur des électrodes placées en série dans le flux. La quantité d'aérosols est ensuite déterminée en laboratoire par comptage ou pesée. La concentration de particules C est alors le quotient de la masse m par le volume d'air aspiré pendant la durée de la mesure t .

On a :

$$C = \frac{m}{Q \cdot t}$$

La concentration obtenue est intégrée sur toute la durée de la mesure, c'est donc une concentration moyenne. De plus, il est difficile de multiplier les échantillons pour connaître les variations temporelles sans dégrader la précision de mesure. Néanmoins cette méthode peut s'avérer intéressante lorsque l'on veut conserver les échantillons pour une étude chimique, physique, biologique ou toxicologique.

Associée à cette technique, des impacteurs de différents types ont été conçus pour séparer les aérosols en fonction de leur taille et les déposer sur les surfaces collectrices idoines. L'invention du premier instrument de ce type est attribué à Sir Robert Kotze (Innes, 1919 [60]). La Fig. 2-4a illustre le principe de base de ces impacteurs. Le gaz transportant les aérosols est présenté devant une surface collectrice. Les particules les plus grosses vont, par inertie, impacter la surface alors que les plus petites vont la contourner. Le dispositif agit donc comme un filtre dimensionnel dont la fréquence de coupure dépend des paramètres géométriques du dispositif (Fig. 2-4b).

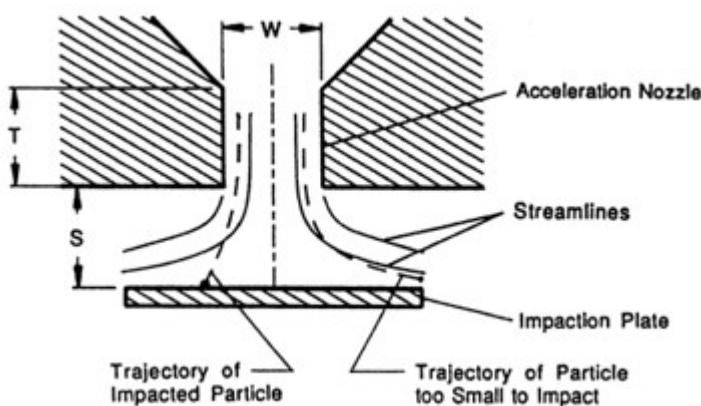
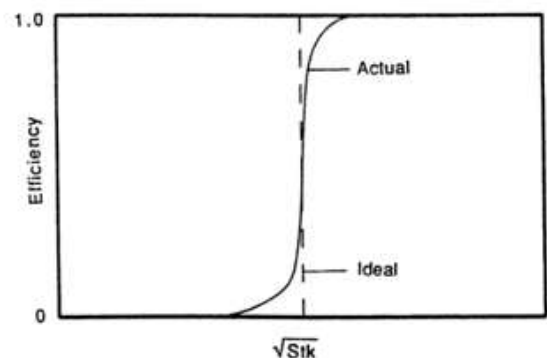


Fig. 2-4 : a) Schéma de principe d'un l'impacteur. [172]



b) Courbe de rendement de collection. En abscisse, le nombre de Stokes, nombre sans dimension qui représente le rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie dissipée par frottement avec le fluide. Il dépend de la géométrie du dispositif, des caractéristiques du milieu mais surtout de la taille des particules. [172]

En cascadeant plusieurs dispositifs élémentaires de ce type on peut ainsi réaliser un instrument permettant de déterminer la distribution en taille des aérosols échantillonnés (Lodge and Chan, 1986 [61]).

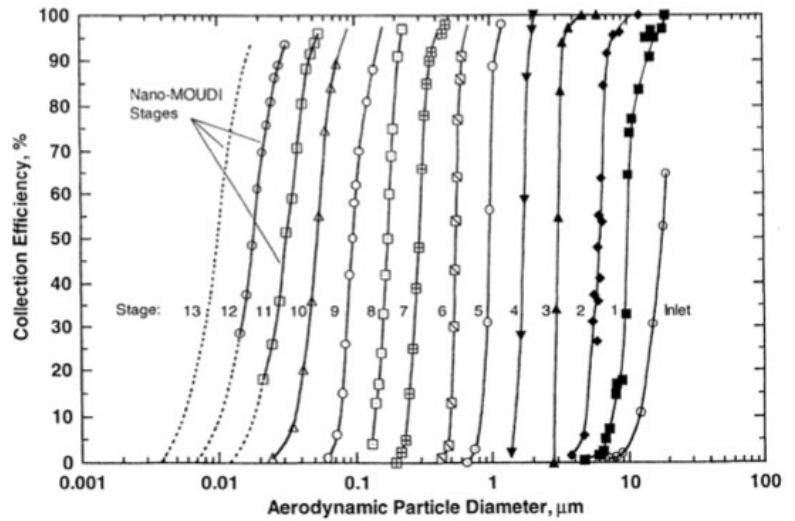
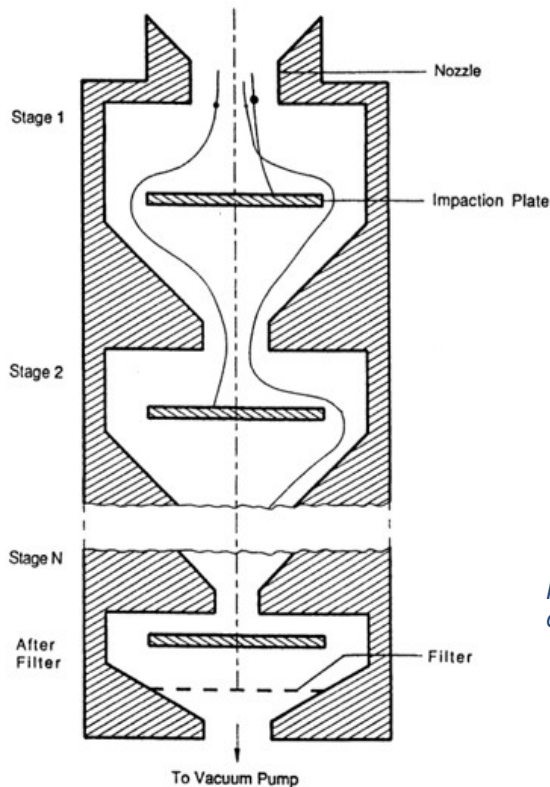


Fig. 2-5 : Schéma de principe d'un impacteur en cascade et rendement de collection pour chaque étage d'un modèle MOUDI [172].

De nombreuses déclinaisons de ces techniques inertielles existent comme l'impacteur virtuel², l'impacteur cyclone ou le spectromètre inertiel. La littérature évoque également d'autres méthodes dites de précipitation thermique basée notamment sur la thermophorèse. La thermophorèse, ou effet Soret, est un phénomène observé sur les particules lorsqu'elles sont soumises à un gradient de température (Bancroft, 1920 [62]). La thermodiffusion est appelée « positive » lorsque les particules migrent de la région chaude à la région froide. On l'appelle « négative » lorsque c'est l'inverse. En général les particules les plus lourdes et les plus grosses présentent un comportement thermophorétique positif, et inversement pour les particules les plus petites et les plus légères. Ce mécanisme peut donc permettre de les séparer selon leur taille.

De manière similaire, les précipitateurs électrostatiques utilisent les forces électriques pour séparer les particules solides (par exemple la poussière, voire la fumée) d'un gaz. Les particules deviennent chargées et sont précipitées sur la surface collectrice (Miller & al, 2010 [63]).

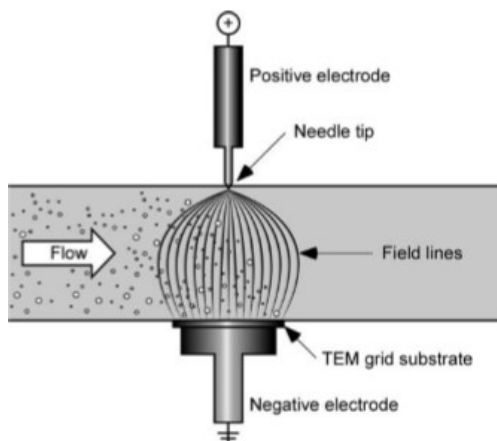


Fig. 2-6 : Principe et prototype récent d'un précipitateur électrostatique (Miller & al, 2010 [63]).

² La surface collectrice est ici remplacée par une canule qui collecte les particules

2.1.2. LES MESURES PAR LECTURE DIRECTE

De nombreuses méthodes sont exploitées pour réaliser des mesures directes de concentration des aérosols. En fonction de leur conception ils peuvent fournir une concentration instantanée et parfois mesurer la taille des particules. C'est le cas du LOAC.

Les avantages de ces appareils sont nombreux. Ils permettent notamment de connaître le résultat de la mesure sans passage au laboratoire et sont particulièrement adaptés à un usage nomade. Lorsque l'instrument mesure la taille individuelle des aérosols il est possible de fournir à l'utilisateur des informations statistiques sur la population par intégration temporelle et/ou spatiale dans le cas d'un réseau de capteurs par exemple.

Il est possible de classer ce type d'instrument dans quatre catégories :

- Compteurs à jauge piézoélectrique
- Compteurs à jauge bêta
- Compteurs électriques
- Compteurs optiques.

Le principe de mesure exploité dans les deux premières familles repose sur un moyen de prélèvement comme décrit au paragraphe précédent mais on leur associe un dispositif de mesure directe de la masse de la matière collectée. Cette technique est bien adaptée aux particules solides. Les méthodes électriques exploitent les propriétés physiques des particules chargées et en particulier leur mobilité dans un champ électrique. Enfin les dispositifs les plus sensibles utilisent des moyens optiques de détection, ils sont aussi les plus répandus.

2.1.2.1. LES COMPTEURS A JAUGE PIEZOELECTRIQUE (QCM)

Ces dispositifs combinent les techniques par prélèvement (impaction ou précipitation électrostatique sur une surface) et des microbalances. Ces capteurs sont constitués d'un quartz dont la fréquence de résonance va évoluer en fonction de la masse du dépôt. La sensibilité du quartz sur lequel l'accumulation de particules s'effectue est de l'ordre de plusieurs centaines de Hertz par microgramme. Cette valeur est souvent comparée à celle d'un autre quartz de référence protégé de toute pollution afin de s'affranchir des grandeurs d'influence (température notamment). Il faut préférer ce type d'instrument pour la mesure des particules fines en général inférieures à $10\mu\text{m}$ car les grosses particules ne peuvent pas « suivre » le mouvement oscillant du support. La grande sensibilité de ce type de compteur permet de mesurer des concentrations de $10\mu\text{g}/\text{m}^3$ avec un temps de réponse inférieur à la minute (Olin and Sem, 1971 [64]).

Parmi les produits industriels développés autour de cette technique, on peut citer l'impacteur en cascade temps réel à microbalance PC-2H (QCM) développé par la société California Measurements pour les besoins de la NASA. Ce dispositif a été utilisé par de nombreux scientifiques pour étudier les particules dans la haute atmosphère dans de multiples régions du globe (volcans, océans, pôles).

La société TSI propose également un modèle de laboratoire plus récent destiné à l'étude de la pollution. L'instrument possède 6 étages d'impaction couvrant la gamme de taille allant de 45nm à $0.1\mu\text{m}$.

Fig. 2-7 : Impacteur QCM-MOUDI™ temps réel (model 140) doc. TSI.



2.1.2.2. LES COMPTEURS A JAUGE BETA

De ce cas, l'épaisseur du dépôt est estimée en mesurant l'atténuation de particules Bêta (électrons) émis par une source radio isotopique et captées par un tube Geiger-Müller. Ce dernier produit une impulsion à chaque fois qu'il détecte une particule Beta. Le nombre d'impulsions n_1 par unité de temps est directement lié à la masse déposée Δm par la relation :

$$n_1 = n_0 \exp(k_\beta(m_1 + \Delta m))$$

Avec n_0 la concentration en l'absence de filtre, m_1 la masse du filtre et k_β le coefficient d'absorption massique.

En réalisant, une mesure de référence sans filtre et sans particule, on obtient n_0 et m_1 .

C'est ce principe qui est utilisé dans le schéma synoptique de la Fig. 2-8a.

Les particules sont déposées ❶ sur un filtre rotatif ❹ par pompage ❿. La source radio isotopique ❺ émet des particules Beta à travers les chambres ❸ et ❷ vers les détecteurs ❷ et ❸. Seule la chambre ❸ contient les aérosols déposés. La chaîne (❸, ❷, ❸) constitue une référence qui permet à la mesure d'être moins sensible aux fluctuations de température et de pression.

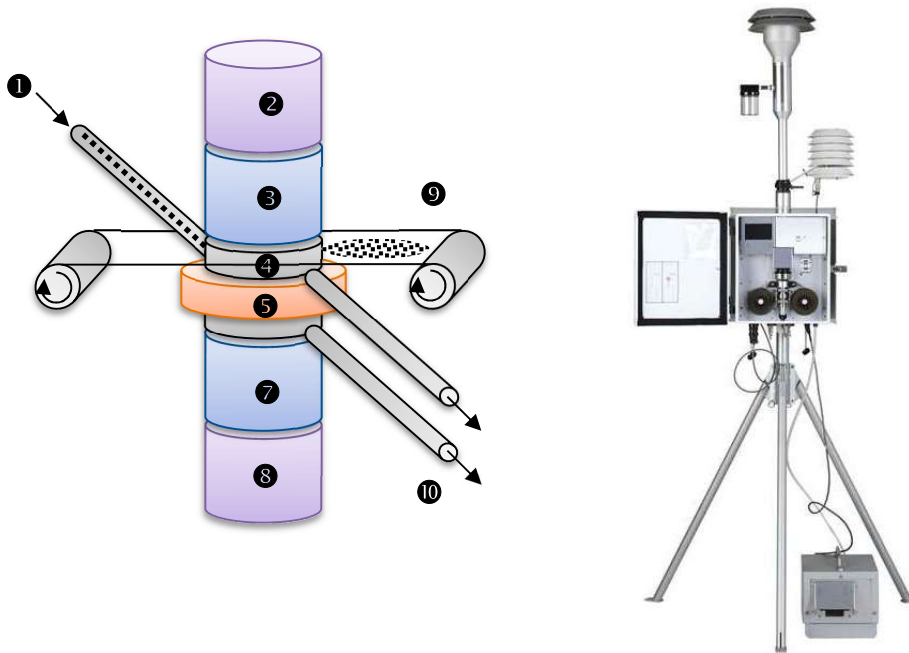


Fig. 2-8 : a) Diagramme schématique d'un dispositif à Jauge Beta (à gauche) et b) réalisation industrielle (à droite) : Modèle Exactus™ BAM.

A titre d'exemple, l'Exactus™ BAM de la société Ecotech (Fig. 2-8) est un compteur à jauge bêta conçu pour délivrer une mesure précise et en temps réel des particules fines. L'appareil mesure et enregistre automatiquement les niveaux de concentration des particules en suspension dans l'air de type PM10 ou PM2.5 dans une large gamme de concentration allant de 15µg/m³ à 10mg/m³ avec une résolution temporelle d'une minute et une résolution massique de 1µg/m³.

2.1.2.3. LES COMPTEURS ELECTRIQUES

Dans ce type de dispositif, les particules sont chargées par contact avec des surfaces chargées ou bien par un mécanisme d'agglomération des ions générés par effet corona. Les aérosols chargés sont guidés dans un champ électrique qui les sépare en fonction de leur mobilité avant d'être détectés ou captés.

On retrouve une déclinaison de ce principe dans l'impacteur électrique basse pression (ELPI) développé par l'Université de technologie de Tampere au début des années 1990 (Keskinen, 1992 [65]). Une version modifiée a été proposée par la société Dekati, Ltd à partir de 1995.

Cependant, ce principe peut également être utilisé pour la détection des particules ultrafines <0.1µm là où les dispositifs optiques sont inopérants et les impacteurs exploitables qu'à très basse pression (Flagan, 1999 [66]). Dans ce cas, on doit également charger les particules. Différents mécanismes sont utilisables mais la plupart des particules fines reçoivent la charge élémentaire ±e. Placées dans un champ électrique connu, ces

particules sont mues d'une vitesse qui dépend de leur taille. Leur distribution en taille peut être alors mesurée grâce à un DMA (Differential Mobility Analyzer).

Le DMA fut introduit par Knutson et Whitby en 1975. Il se compose dans le principe d'un tube coaxial ③ au sommet duquel les aérosols chargés ① sont introduits via une fente étroite ② dans un condensateur cylindrique. En fonction de leur mobilité les particules se rapprochent plus ou moins de l'électrode centrale ou sont expulsées via l'orifice ④ après leur transit dans la cavité. Seules les particules possédant une taille bien précise sont transmises vers la sortie ⑤. Le dispositif est donc un classifieur et ne laisse passer que les particules possédant un diamètre déterminé. En jouant sur le champ, donc la tension entre les électrodes et la vitesse du flux d'air, il est possible de choisir la gamme de taille des aérosols collectés.

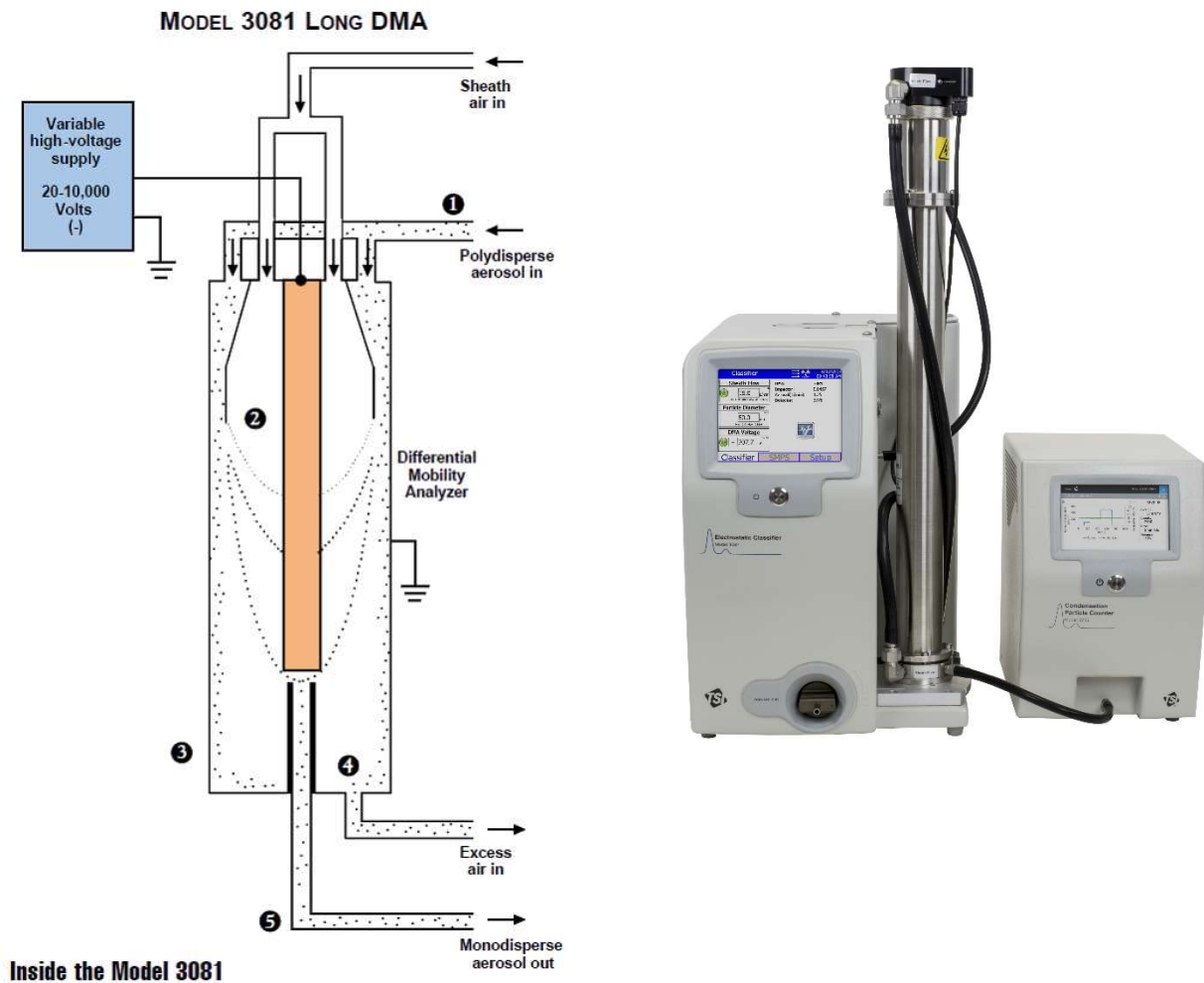


Fig. 2-9 : Principe et réalisation industrielle d'un DMA associé à un CPC (Modèle 3938, source TSI).

Le flux d'aérosols monodispersé ainsi obtenu est envoyé vers un compteur à condensation appelé CNC (Condensation Nuclei Counter) ou CPC (Condensation Particle Counter). Cette technique développée par John Aitken (1888) [67] va permettre d'augmenter la taille des particules ultrafines typiquement de 0.02 à 0.2 μm jusqu'à plus d'un micromètre les rendant ainsi plus facilement détectables. Dans un CNC, trois processus sont successivement employés :

- La supersaturation qui consiste à refroidir le gaz (vapeur d'eau ou alcool) contenant les aérosols avec une pression supérieure à la pression de vapeur saturante à une température donnée. Les particules s'entourent alors de molécules du gaz.
- La croissance des gouttelettes qui est décrite par la théorie de la diffusion (Sutugin et Funchs, 1965 [68] ; Zhang et Liu, 1990 [69]) et qui permet d'obtenir des particules de plus gros diamètre ($>5\mu\text{m}$) donc plus facilement détectables.
- La détection réalisée généralement par des méthodes optiques basée sur l'extinction (Pollak and Metnieks, 1958 [70]) ou la diffraction.

2.1.2.4. LES COMPTEURS OPTIQUES

Les techniques de mesure optiques reposent sur l'interaction entre la lumière et les aérosols et conduisent à de nombreux concepts instrumentaux. Les instruments LOAC (incl. LONSCAPE) font partie de cette famille en exploitant comme source lumineuse un laser dont la longueur d'onde se situe dans le rouge ou le proche infrarouge pour les versions à venir. Les sources lumineuses peuvent toutefois être diverses (lampe à incandescence, LEDs, ...) associés à des détecteurs plus ou moins sensibles (photodiodes, photomultiplicateurs). Il est possible de rencontrer des dispositifs basés sur l'atténuation globale produite par les particules dans un volume donné jusqu'à des appareils permettant de mesurer les propriétés de chaque aérosol injecté.

2.1.2.4.1. Les photomètres



Fig. 2-10 : Photomètre miniature numérique ZH03B de Plantower disponible pour 10€

Ces dispositifs mesurent la lumière diffusée par un ensemble de particules amenées dans une enceinte de manière passive (convection naturelle par ex.) ou active (pompage). Dans le premier cas, la chambre de mesure peut être ouverte avec toutefois une sensibilité accrue à la lumière du jour. Cet effet est généralement compensé par l'utilisation d'une source lumineuse monochromatique modulée sous forme d'impulsions, la lumière du jour étant filtrée en amont du détecteur.

Si ces dispositifs permettent de mesurer des fortes concentrations de particules ils restent toutefois très sensibles à la distribution granulométrique de l'échantillon et nécessitent un étalonnage préalable avec le même type de particules.

Ils sont, pour cette raison, plutôt utilisés pour l'étude et la surveillance de l'impact d'aérosols connus (charbon par ex.) sur les voies respiratoires et de nombreux dispositifs portables ont été développés à ces fins et sont aujourd'hui disponibles pour une vingtaine d'euros.

Pour mesurer les aérosols atmosphériques, il est possible d'utiliser comme source lumineuse directement le soleil. Le réseau mondial AERONET [71] mis en place par la NASA et le CNRS exploite ce type de photomètre solaire pour déterminer l'épaisseur optique de l'atmosphère. Ce paramètre est directement lié à la concentration de particules en suspension intégrée dans la colonne atmosphérique et une mesure à différentes longueurs d'onde renseigne sur la taille des particules.



Fig. 2-11 Photomètre solaire portable de la société SunPhotometer.

Le photomètre solaire Microtops II® de la société SunPhotometer est un instrument léger et portable qui permet de mesurer l'épaisseur optique des aérosols, l'irradiance solaire directe et la colonne de vapeur d'eau à l'aide de 5 canaux spectraux de 340nm à 1020nm [72]. Il existe également une version la colonne d'ozone.

2.1.2.4.2. Les néphélomètres

Les néphélomètres permettent d'analyser les propriétés optiques des aérosols. Ces instruments qui peuvent s'apparenter à des photomètres à plusieurs canaux reposent sur la mesure de la lumière diffractée par une population de particules introduites dans une chambre. La mesure peut être effectuée selon différents angles avec ou sans filtres polarisants (Fig. 2-12). Certains ne s'intéressent qu'à la lumière directement diffusée et rétrodiffusée quand d'autres, comme les néphélomètre polaires (Gayet et al., 1997 [73] [74]), mesurent l'énergie diffusée dans une vaste plage d'angles. Ces instruments sont pertinents pour détecter les types d'aérosols échantillonnés pour peu qu'on puisse comparer leur réponse à des bases de données comme celle du néphélomètre de laboratoire PROGRA2 (Renard et al., 2002 [75]).

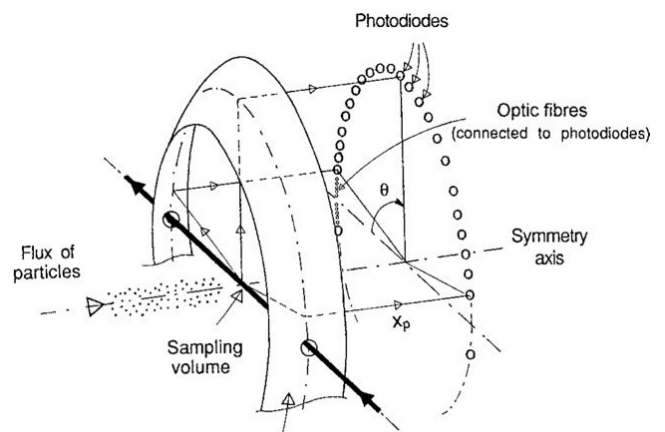


Fig. 2-12 : Principe de mesure du néphélomètre polaire [73].

Les néphélomètres spatiaux sont assez rares et ont été déployés essentiellement dans l'atmosphère de Venus durant les missions *Venera 9 et 10* (Marov et al., 1980 [40]), et à bord de la mission *Pioneer Venus* de la NASA (Ragent et Blamont, 1979 [41], 1980 [42]).

Le concept LONSCAPE (voir § 4.5) extrapole le principe de mesure des néphélomètres classiques à la caractérisation individuelle des particules par hybridation avec le compteur d'aérosols LOAC (Renard et al., 2020 [76])

2.1.2.4.3. Les compteurs optiques de particules (OPC)

Ces instruments sont basés sur le même principe de mesure que les photomètres mais la chambre de mesure est généralement fermée et les aérosols injectés par pompage. On trouve également quelques dispositifs ouverts sur les avions typiquement comme le « fast cloud droplet probe » (FCDP) proposée par la société SPEC inc [77]. La différence majeure avec les photomètres est que la mesure nécessite une électronique avec une bande passante élevée puisque chaque aérosol fait l'objet d'une détection individuelle qui se traduit par une impulsion dont la durée est liée au temps de transit de la particule à travers le faisceau et à l'électronique de détection. Ce processus permet de déterminer la taille de chaque aérosol par mesure du pic de tension générée au niveau du détecteur. La relation entre la hauteur de l'impulsion, en volt, et la taille de la particule n'est ni linéaire, ni même monotone lorsque sa taille approche la longueur d'onde du faisceau lumineux (notamment pour les particules sphériques). La limite basse de détection de ce type d'instrument est de l'ordre $0.15\mu\text{m}$ dans la plupart des cas. Compte tenu du phénomène de coïncidence (traversée du faisceau par plusieurs particules en même temps), ces compteurs sont à privilégier pour documenter des milieux peu denses (<100 particules / cm^3)

Plusieurs concepts sont observés chez les fabricants mais l'on retrouve toujours une source (monochromatique ou blanche), un ou plusieurs détecteurs placés à des angles différents, un injecteur et un piège à lumière pour limiter la lumière parasite dans la chambre.



Fig. 2-14 : OPC Climet CI-154.

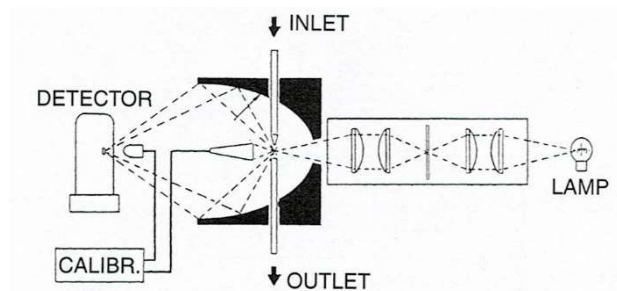


Fig. 2-13 : Utilisation d'un miroir collecteur sur le modèle Climet CI-208 (Gebhart, 1991).

L'ordre de grandeur du débit de pompage est de 1 L/min.

Parmi les leaders du marché, on trouve essentiellement des entreprises Américaines comme Royco, Climet, Met-One, TSI ou Grimm.

Comme les photomètres, les OPC doivent être étalonnés car les approches théoriques ne permettent pas toujours de définir la courbe de réponse de l'instrument. En effet, dans l'air ambiant, les particules sont de formes irrégulières alors que la plupart des modèles supposent les particules sphériques ou régulières. On utilise typiquement pour ces étalonnages des aérosols monodispersés (Fig. 2-15) de taille et d'index de réfraction connus. Une méthode classiquement utilisée repose sur la nébulisation de billes en latex (PSL) en solution aqueuse qui, après séchage, sont injectées dans la chambre. On trouve ces billes dans une large gamme de taille qui peut aller de 20nm à $200\mu\text{m}$. Le LOAC entre dans la catégorie des OPC embarqués car il se destine à la mesure en altitude et à l'intégration dans des systèmes plus complexes. Son fonctionnement est détaillé dans les paragraphes suivants.

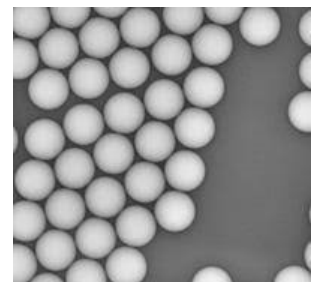


Fig. 2-15 : Bille de Latex utilisées pour l'étalonnage des OPC.

2.2. LE COMPTEUR OPTIQUE LOAC

Le LOAC (Light Optical Aerosol Counter) est un instrument développé conjointement par le LPC2E et la société Environnement-SA (maintenant ENVEA) qui permet de compter et mesurer la taille des aérosols atmosphériques. Il possède également la capacité de distinguer de quelles grandes familles sont issus les aérosols mesurés (liquide, sable, particules carbonées, ...) grâce à un étalonnage préalable.

Son faible encombrement (20x10x5cm³), sa légèreté (300g) et sa consommation réduite (<3W) en fait un instrument particulièrement adapté aux applications embarquées sous ballons pour lesquels il a été initialement développé (Renard et al., 2016 [3], [4]), drones et autres sondes spatiales (Fig. 2-16).

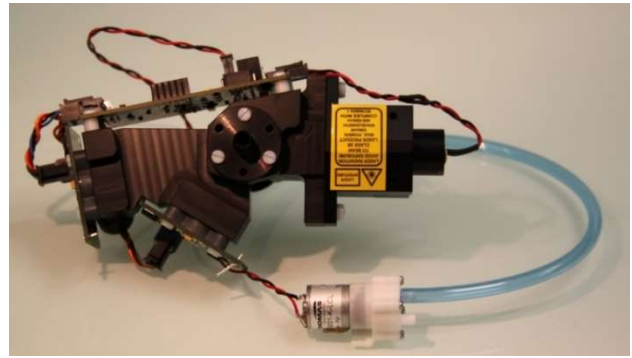


Fig. 2-16 : L'instrument LOAC (version 1.1) et sa pompe à palettes.

Ce dispositif est capable de détecter les particules de 200nm à 100µm et réalise un comptage individuel au-dessus de 1µm. En deçà, une approche statistique permet de documenter la population (Renard et al., 2016 [4]). L'instrument intègre un analyseur multicanal qui produit un histogramme du nombre de particules selon 19 gammes de taille.

La typologie est possible si le milieu présente une population relativement homogène dans un domaine de taille donné.

Le principe de la mesure repose sur l'interaction entre les particules et une lumière incidente (Fig. 2-17). Ainsi un laser produit un faisceau qui intersecte la trajectoire des particules injectées dans une chambre par pompage. La lumière est alors diffractée par les aérosols introduits et captée par 2 photodiodes positionnées à des angles judicieusement choisis (typiquement autour de 15° et 60°). En sortie de ces capteurs, le passage d'une particule génère une impulsion électrique dont la hauteur est proportionnelle à sa taille. Un calculateur classe alors les impulsions par taille et produit toutes les 10s l'historgramme attendu sur les 2 voies de mesure. Un post traitement permet d'extraire les informations de typologie (détaillé au §2.2.3.3).

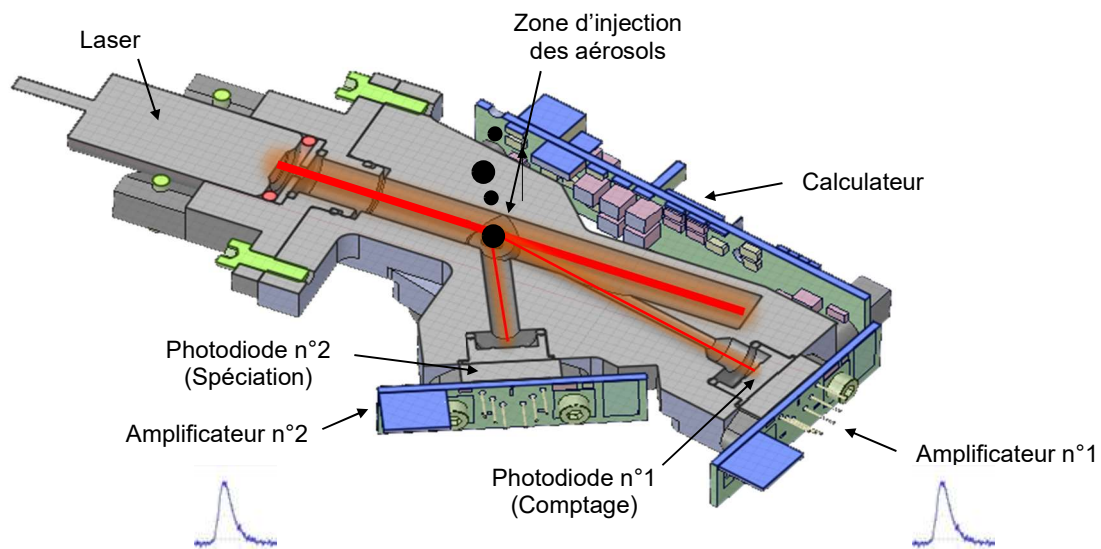


Fig. 2-17 : Eléments constitutifs l'instrument LOAC.

Le choix des angles de mesure est essentiel pour garantir les performances de l'instrument. Ce choix sera largement discuté dans ce mémoire (§3.1) mais on peut retenir à ce stade qu'une mesure à angle faible (voie n°1) par rapport à l'axe de propagation de la lumière permet un comptage indépendant du type d'aérosols (Lurton & al., 2014) [78] alors que pour un angle plus important (voie n°2), on obtiendra une information sur sa nature.

Les détails du fonctionnement du LOAC actuel (version 1.x) sont donnés dans le mémoire de thèse de Damien Vignelles (2014) [9] ainsi que dans l'article de Jean Baptiste Renard (Renard et al., 2016) [4].

2.2.1. HISTORIQUE ET GENESE DU LOAC

Dans les années 1990, au sein du laboratoire de météorologie dynamique (LMD), un compteur optique appelé STAC (Stratospheric Tropospheric Aerosol Counter) a été conçu sous l'impulsion de Joëlle et Henri Ovarlez. Cet instrument pouvait être embarqué sous les grands ballons stratosphériques ouverts du CNES dans le but d'étudier les aérosols stratosphériques (Ovarlez et Ovarlez, 1995) [79]. Il reposait sur l'utilisation d'un miroir sphérique pour capter la lumière diffractée lors de l'interaction d'un laser avec les particules injectées par pompage dans la chambre.

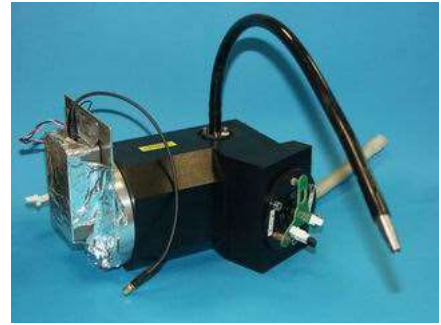


Fig. 2-18 : L'instrument STAC du LMD.

A partir de 2005 je me suis vu confier au CNES la responsabilité de la filière des ballons troposphériques de basses couches (BPCL) et des travaux exploratoires ont été entrepris pour miniaturiser les charges utiles existantes en vue d'élargir le domaine d'application de ces aérostats. Deux stages ont été consacrés au

prototypage d'un compteur multicanaux dont la forme rappelle étonnamment le projet LONSCAPE qui sera évoqué dans les prochains paragraphes. Ces expérimentations n'ont cependant pas conduit à la réalisation d'un instrument opérationnel faute de temps et de collaboration scientifique sur le sujet.



Fig. 2-19 : Vue 3D du compteur prototype réalisé au CNES.

François Dulac fut le premier scientifique à exprimer un intérêt pour ce type d'instrument pour documenter l'évolution des concentrations d'aérosols dans les basses couches de l'atmosphère dans le cadre du projet ChArMEx (Mallet et al., 2016) [5]. En 2005, le LPC2E récupérait les travaux réalisés sur STAC et nous avons naturellement sollicité Jean Baptiste Renard pour le développement de ce nouvel instrument, les dimensions et la masse du compteur STAC n'étant pas compatibles des capacités d'emport des petits ballons pressurisés de couche limite (BPCL).

Jean Baptiste travaillait alors sur le CPM (Continuous Particulate Monitor, Renard & al. 2009) [80] avec la société Environnement-SA spécialisée dans le développement d'instruments normatifs pour l'environnement. Un brevet conjoint [N° FR2938649] décrivant l'intérêt d'une mesure aux faibles angles pour le comptage des aérosols était alors en cours de dépôt. Le LPC2E et Environnement-SA soutenues par un financement ECOTECH-ANR ont accepté de prototyper une première version du LOAC. Une version préliminaire, avec enregistrement des données à bord, a effectué un unique vol le 1er avril 2011 depuis Kiruna (Suède) à bord de la nacelle allemande TWIN sous ballon stratosphérique ouvert lancé par le CNES (Fig. 2-21).



Fig. 2-20 : Lancement du premier LOAC depuis l'Islande.

L'éruption du volcan Eyjafjallajökull en avril 2010 et l'impact économique induit a motivé l'équipe pour envisager une version commerciale pouvant être lancée sous ballons météorologiques (donc envoyant les données en temps réel par télémétrie). Les premiers essais ont eu lieu en Islande lors de 3 vols du 19 au 21 juillet 2011 avec le support du CNES et de l'Icelandic Meteorological Office (IMO). L'année suivante a eu lieu la campagne TRAQA depuis Martigues avec un vol test sous ballon sonde qui préfigurait le déploiement des LOAC pour le programme scientifique ChArMEx.

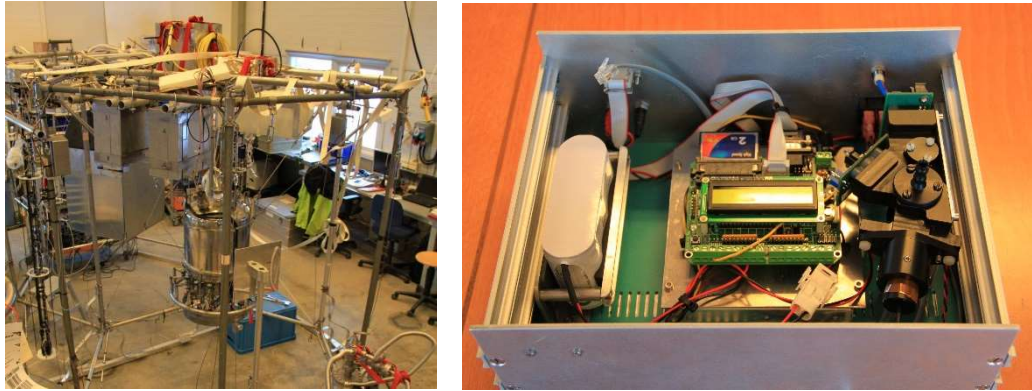


Fig. 2-21 : Nacelle TWIN à Kiruna et l'instrument LOAC dans son boîtier de vol.

Compte tenu du nombre important d'instruments nécessaires pour cette campagne (environ une trentaine sous ballons sondes ou ballons pressurisés de couche limite), Environnement-SA (maintenant ENVEA) assurait la production en série des modèles de vol. En 2012 l'industriel MeteoModem se voit confier le conditionnement et la commercialisation de l'instrument sur recommandation du CNES. Spécialisée dans le sondage atmosphérique, cette société a développé autour du capteur LOAC une nacelle adaptée au vol sous ballons météorologiques (BLD).

2.2.2. EVOLUTIONS

Depuis le premier prototype du LOAC, cet instrument a connu pas moins de 6 versions qu'il est intéressant de détailler.

La version initiale (prototype) vola sur la nacelle TWIN (Fig. 2-21) pour valider le concept de mesure.

2.2.2.1. LOAC V1.0 (OU V0)

La version V1.0 a été la première version utilisée à des fins scientifiques pour les campagnes ballons de terrain en Islande et à Martigues (TRAQA). Ce modèle était composé :

- D'un module laser de 30mW autour de 650nm
- De modules à base de photodiodes UDT-20D d'OSI Optoelectronics développés par Environnement-SA pour un autre instrument, le CPM (Continuous Particulate Monitoring)
- D'une carte électronique recevant les composants de la chaîne de détection et le microcontrôleur assurant la détection et le comptage des particules développée par Environnement-SA
- D'une chambre en Delrin™ noir usinée en mécanique traditionnelle
- D'une micro pompe THOMAS G 6/01 reliée à la chambre par un tuyau souple en silicone
- D'un ensemble de prélèvement constitué d'un tube en Teflon et d'un orifice en inox dimensionné par l'équipe du LMD pour l'instrument STAC.

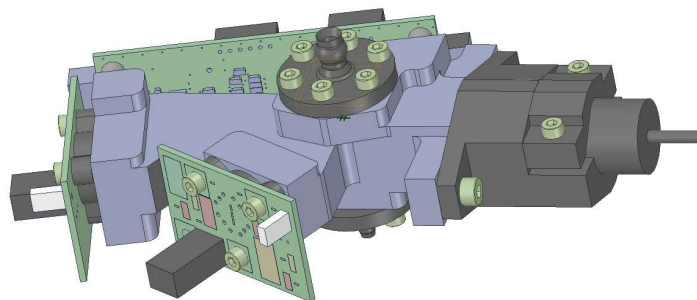


Fig. 2-22 : Modèle 3D d'un LOAC V1.0.

Dans cette version, le piège à lumière était juste constitué d'une section conique dans le prolongement du cylindre dans lequel le faisceau laser se propageait générant par réflexion sur les parois une lumière parasite assez importante. L'unique diaphragme épais et cylindrique contribuait également à la diffraction du faisceau laser vers les parois de la chambre et intensifiait le phénomène.

Le système de télémétrie utilisé pour ces vols était une déclinaison du système KIWI fourni par la société TENUM et adapté par mes soins (rajout d'un GPS et de l'interface LOAC). Ce système est encore utilisé par le CNES pour les vols de ballons météorologiques à des fins éducatives.

2.2.2.2. LOAC V1.1

La V1.1 a été la première version utilisant la télémétrie MeteoModem qui a effectuée quelques vols de tests depuis Ury (région parisienne) entre août 2012 et mai 2013. Un vol dans la basse troposphère a également été réalisé le 23 septembre 2012 depuis Candillargues avec le support de Météo France (Legain et al., 2013 [81]).

Cette version, très proche de la V1.0, s'est révélée sensible aux perturbations électromagnétiques induites par la radiosonde MeteoModem à laquelle elle était associée).

2.2.2.3. LOAC V1.2 ET V1.3

Le LOAC V1.2 fut la première version commercialisée en série par Météo-Modem à partir de fin 2012 à plus de 150 exemplaires à ce jour. Elle reprend l'essentiel des éléments de la version précédente à l'exception d'une légère modification de l'interface entre le canon optique de comptage et la photodiode afférente dans le but de réduire la lumière parasite captée sur cette voie. Les problèmes de susceptibilité électromagnétique ont été réduits par l'ajout de ferrites.

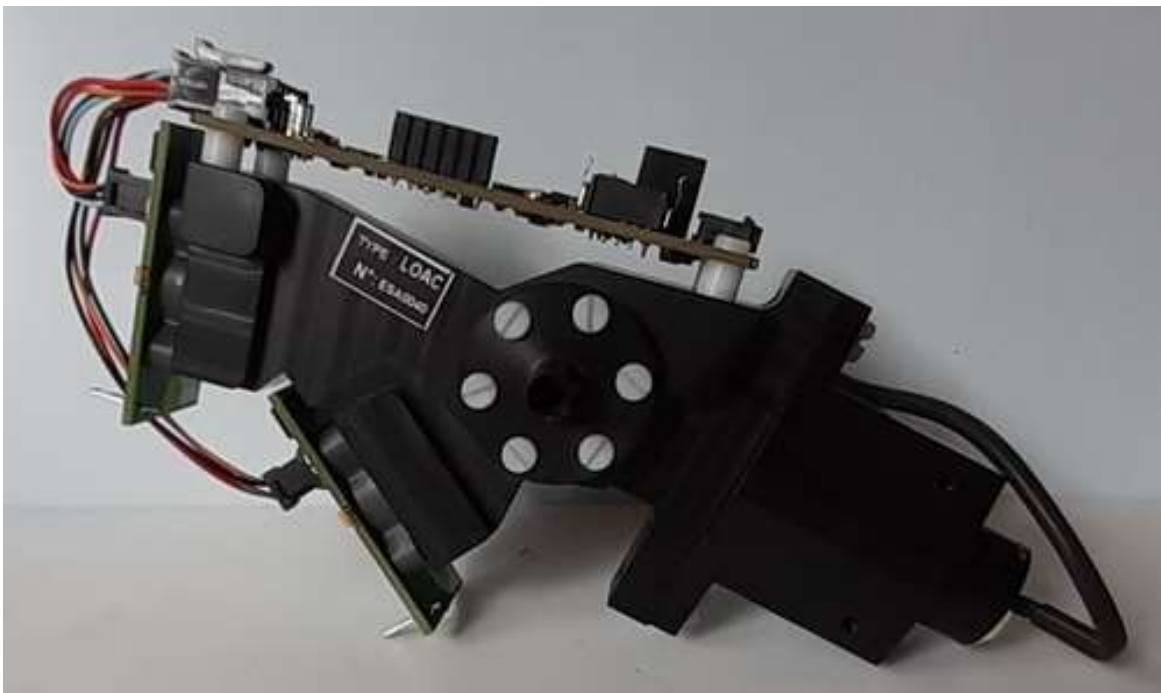


Fig. 2-23 : Photographie d'un LOAC V1.2.

La version 1.3 est un modèle unique en tous points identiques à la V1.2 à l'exception du laser dont la puissance est augmentée à 60 mW. Ce prototype fut développé pour un projet avec le CNES-lanceur qui finalement n'a jamais abouti. Il y a quand même eu un vol de cette version depuis Aire sur l'Adour le 12 mai 2016.

2.2.2.4. LOAC V1.4

L'avènement récent des techniques d'impression 3D a bénéficié au LOAC à partir de cette version développée au LPC2E, en particulier pour la réalisation du piège à lumière qu'il était difficile d'optimiser avec les méthodes d'usinage traditionnelles. La forme particulière de ce piège, inspirée des travaux sur l'instrument PROGRA2 pour l'étude des propriétés optiques de particules en suspension (Worms et al., 1999 [82] ; Renard et al., 2002 [75]), permet de conduire le faisceau lumineux par réflexions successives dans une direction perpendiculaire à l'axe initial de propagation réduisant ainsi drastiquement la lumière parasite dans la chambre (Fig. 2-24).

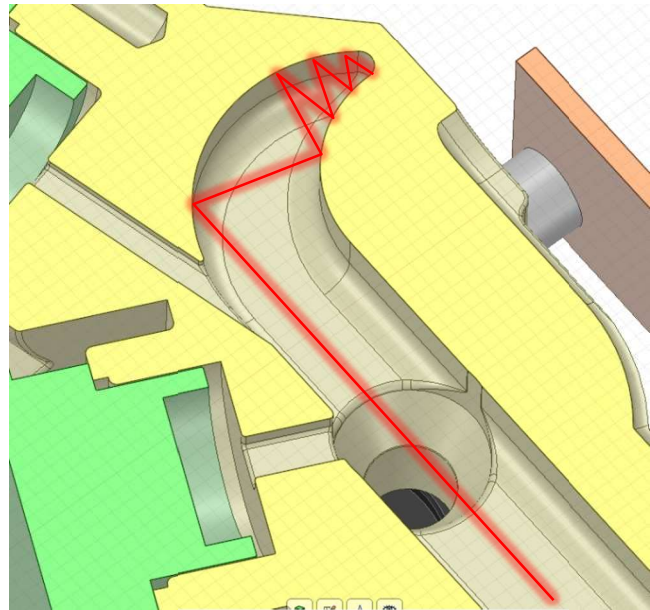


Fig. 2-24 : Trajectoire du faisceau lumineux dans le piège à lumière du LOAC V1.4.

Fort de cette réduction de la lumière parasite améliorée également par l'utilisation de canons optiques de sections carrées et par un léger recul du laser, le comptage des particules devient plus fiable. En effet, modulé par le bruit intrinsèque au laser (Semleit & al., 1997 [83]) qui induit des fluctuations très rapides de sa puissance de l'ordre de quelques %, la fluctuation de la lumière parasite entraîne des fausses détections de particules. La réduction d'un facteur compris entre 5 et 10 de cette lumière parasite réduit d'autant cet effet. Il permet de rapprocher les photodiodes de la zone d'injection pour augmenter le flux diffracté sur le capteur (et donc la sensibilité de l'instrument) sans craindre les effets de cette source de « bruit optique ».

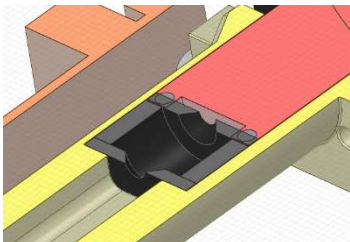


Fig. 2-25 : Les 2 diaphragmes du LOAC V1.4 en sortie du laser.

La qualité du faisceau laser a été améliorée dans cette version par l'ajout de 2 diaphragmes (Fig. 2-25). Contrairement aux modèles utilisés dans la version 1.1 ceux-ci possèdent une forme tronc-conique assurant une figure de diffraction plus nette. Le premier diaphragme réduit donc la divergence du faisceau du module laser alors que le second stoppe la diffraction du premier. Le pinceau obtenu est alors plus homogène et se réfléchit moins sur les parois du canon dans laquelle la lumière se propage.

Enfin, l'injecteur oblong présent dans toutes les versions précédentes est remplacé par une version circulaire qui malheureusement étale davantage les particules à l'injection (induisant une plus grande incertitude sur la détermination individuelle de la taille d'un aérosol sans toutefois changer la valeur moyenne lorsque plusieurs dizaines d'aérosols sont comptées pour une gamme de taille donnée) mais qui a pour effet de beaucoup moins encrasser le système d'injection des particules dans la chambre optique (Fig. 2-26).

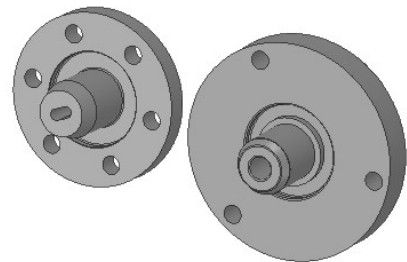


Fig. 2-26 : Injecteur oblong des LOAC du modèle V1.0 au modèle V1.3 (à gauche) et circulaire du modèle V1.4 (à droite).

Cette version 1.4 a été utilisée par le LPC2E à partir de février 2018 lors des vols réguliers sous ballon légers dilatables (ballons météorologiques à usage scientifique) effectués dans le cadre de la campagne VOLTAIRE³ ainsi que pour les besoins de la campagne de tests de STRATEOLE⁴ du CNES menée entre fin 2019 et début 2020. Pour ces vols de qualification, le LOAC a effectué un vol sous ballon de 2 mois dans la base stratosphère tropicale (Kalnajs & al., 2018)

³ Suivi du contenu en aérosols stratosphériques avec des vols mensuels en France et quelques vols en Islande et à l'île de la Réunion

⁴ Etude de la basse stratosphère équatoriale par des vols sous ballon de plusieurs semaines (PI Albert Hertzog, LMD). Le LOAC effectuera des études sur l'évolution du contenu en aérosols et sur l'apparition des cirrus

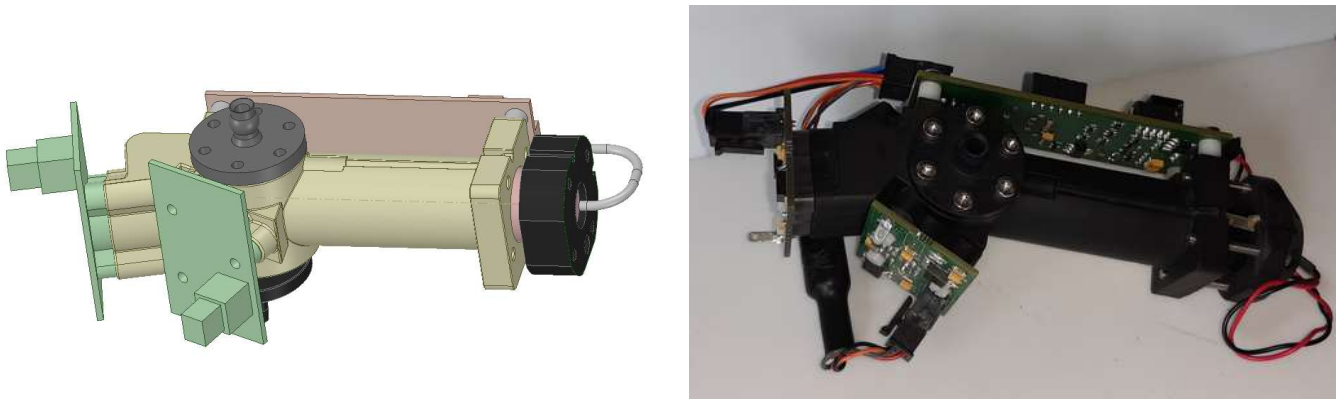


Fig. 2-27 : Modèle 3D (à gauche) et photographie (à droite) d'un LOAC V1.4.

2.2.2.5. LOAC V1.5

La version V1.5 reprend dans son dimensionnement l'essentiel des améliorations décrites au paragraphe précédent. L'intérieur de la chambre reste identique. On note un léger recul du module laser dont la puissance est augmentée à 60mW pour améliorer la détection des petites particules.

La partie externe de la chambre est encore ajourée pour réduire la masse de l'instrument et supprimer tous les hélicoils de la structure. Les entrées et sorties bénéficient d'un nouveau design plus robuste qui permet de protéger les canules sur lesquelles sont placées les tuyaux d'injection et de pompage.

Cette version est celle commercialisée par MeteoModem depuis mi-2020.

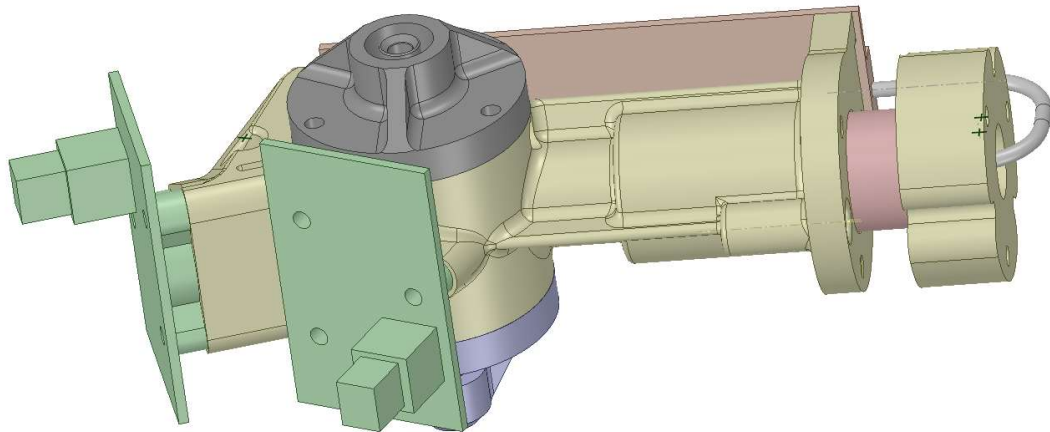


Fig. 2-28 : Modèle 3D du LOAC V1.5.

2.2.2.6. LOAC V2.0

Le dimensionnement du LOAC V2.0 constitue l'objectif principal de cette thèse. L'idée maitresse de l'étude est de se réapproprier au LPC2E l'ensemble des éléments constitutifs de l'instrument avec l'ambition de pouvoir en proposer une version spatiale à moyen terme (V3.0). Cette version intermédiaire reprend l'intérieur

de la chambre du LOAC V1.5 mais apporte des modifications à tous les autres sous-systèmes et ceux en particulier qui n'avaient pas subis d'évolution depuis la première version du LOAC.

On note notamment :

- La conception **d'un module laser** dont la puissance est régulée en température et qui donne accès à de nombreux observables (courant, tension, température et flux lumineux) permettant de s'assurer de son bon fonctionnement. Ce laser pourra également être modulé par des impulsions simulant la détection de particules afin de pouvoir s'assurer du bon fonctionnement de toute la chaîne de détection.
- Le dimensionnement d'une **nouvelle chaîne de détection** faible bruit nécessaire pour améliorer la détection les particules de petite taille. L'utilisation de photodiodes plus compactes et de composants connus pour leur bonne robustesse aux radiations sera privilégiée.
- Le choix d'un ensemble d'échantillonnage et de **traitement nouveau** permettant l'implémentation d'un algorithme de détection moins sensible au bruit basse fréquence et plus performant.

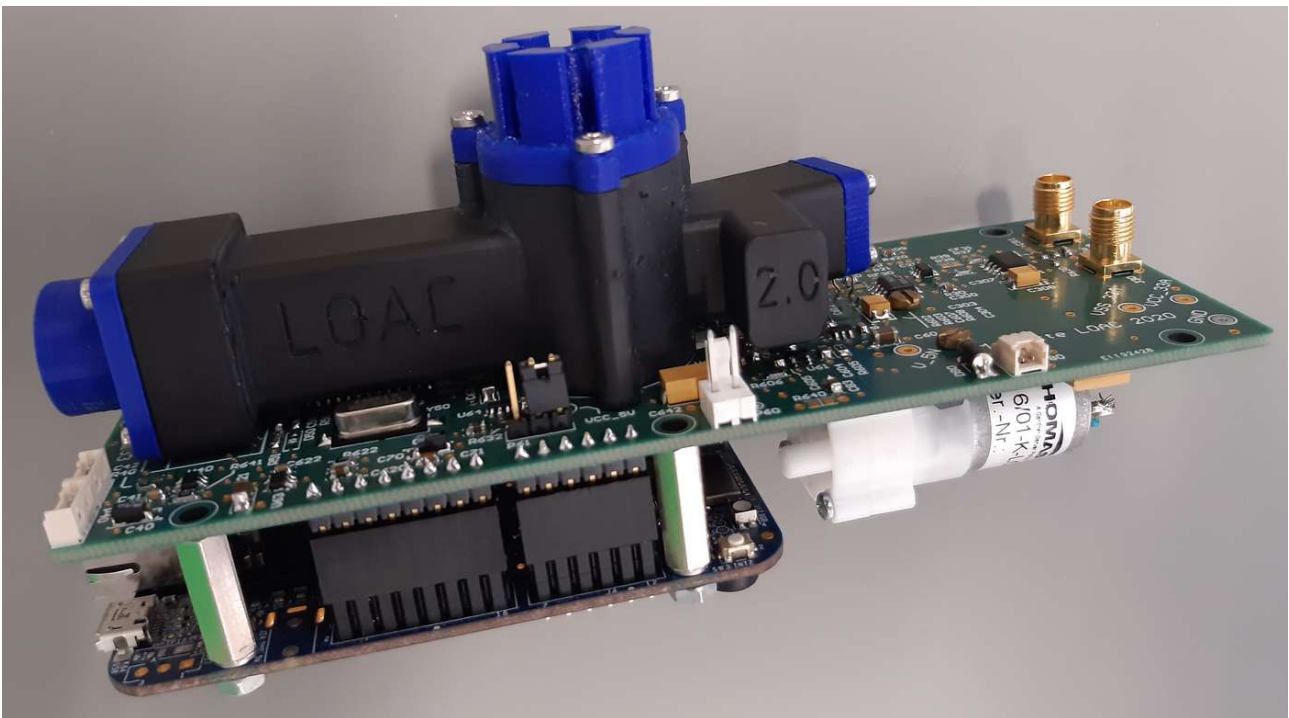


Fig. 2-29 : Prototype du LOAC V2.0. On y distingue la chambre imprimée en résine, la carte électronique principale, la pompe ainsi que la carte numérique de traitement.

2.2.2.7. LOAC V3.0

Cette ultime version reprendra les améliorations et innovations présentées dans la version 2.0 mais mettra en œuvre un faisceau plus homogène et plus fin afin d'augmenter les capacités de comptage de l'instrument dans les milieux à forte concentration en aérosols. Cette amélioration conduira le LPC2E à devoir concevoir une carte d'acquisition plus rapide dont le développement sort toutefois du cadre de cette étude.

L'utilisation de dioptries pour améliorer le rapport signal sur bruit de détection sera également proposée ainsi que leur aménagement possible dans une version étanche de l'instrument nécessaire pour certaines applications spatiales comme les sondes atmosphériques.

2.2.3. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DETAILLE DES LOAC V1.X

2.2.3.1. PRINCIPE DE DETECTION DES PARTICULES SUR LES LOAC V1.X

Dans les LOAC V1.x, le signal des photodiodes est directement échantillonné à 28kHz par un convertisseur analogique numérique d'Analog Devices AD7699BCPZ de 16 bits de résolution piloté par un microcontrôleur Microchip PIC32MX675F512H-80I/PT situé sur la carte principale de l'instrument.

Les règles de propriété industrielle n'ont pas permis au laboratoire d'avoir accès au code de l'algorithme implémenté sur les LOAC V1.x mais son principe peut néanmoins être extrapolé de l'usage de l'instrument et de son paramétrage.

Lorsqu'une particule traverse le faisceau laser, une impulsion est générée sur la photodiode de la voie frontale (Fig. 2-30). Cette impulsion électrique ❶ se superpose à un signal quasi-continu ❷ traduisant la présence de lumière parasite dans la chambre et à un bruit ❸ lié à l'électronique de la chaîne de mesure et à l'environnement. On observe que l'impulsion est dissymétrique. Ceci sera discuté ultérieurement au §3.2.2.2.

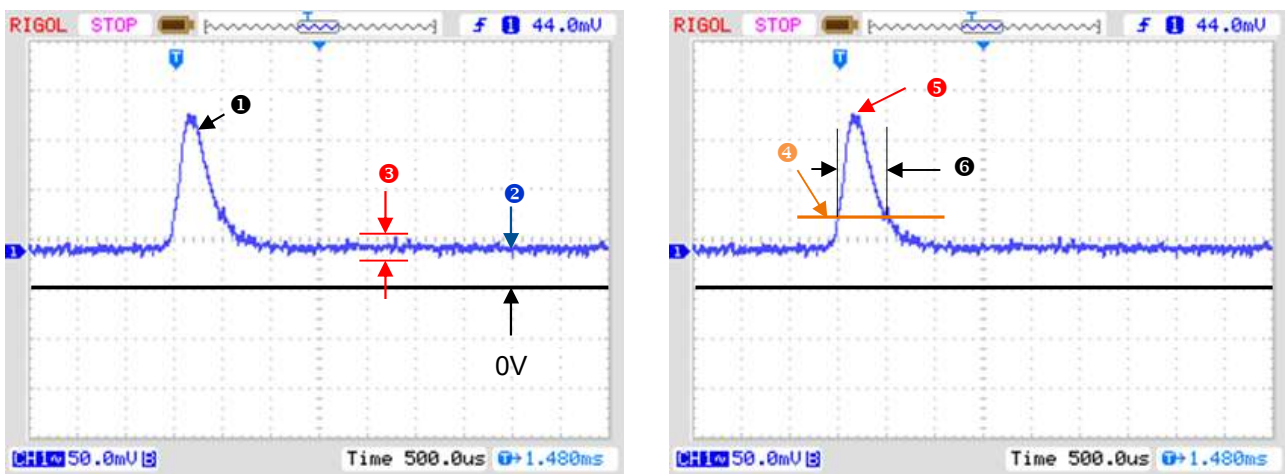


Fig. 2-30 : Oscillogramme d'une impulsion mesurée sur un LOAC V1.1 en sortie de la photodiode frontale.

La présence d'un aérosol est alors suggérée par le dépassement d'une valeur seuil ❹. L'algorithme s'intéresse alors aux échantillons suivants et détecte la valeur maximum du signal ❺ jusqu'à ce que le signal redescende en dessous du seuil ❻. Cette valeur est ensuite considérée comme la hauteur de l'impulsion et elle est affectée à la gamme de taille correspondante dans l'histogramme. L'instrument reprend alors l'acquisition des échantillons jusqu'au prochain dépassement du seuil de détection. Après une dizaine de secondes, l'histogramme est transmis via une liaison série à l'utilisateur. Il comporte typiquement 19 valeurs correspondant à la quantité de particules détectée dans chaque gamme de taille (Fig. 2-31).

Ce type de détection est simple et robuste lorsqu'il s'agit de détecter et caractériser des impulsions avec un bon rapport signal sur bruit. Par contre, pour détecter les particules de petites tailles, le seuil de détection ❹ doit nécessairement se rapprocher du niveau de lumière parasite ❷ ce qui conduit nécessairement à de fausses détections en présence de bruit ❸. Le compteur surestime alors la quantité d'aérosols et peuple artificiellement les premiers canaux de l'histogramme (Fig. 2-31).

Pour limiter ces effets, une procédure d'auto calibration a été implantée à bord.

Cette phase débute par un préchauffage de l'instrument 2 minutes pendant lesquelles tous les sous-systèmes sont sous tension y compris la pompe.

Il s'en suit une mesure du bruit, laser éteint, pour établir un histogramme permettant d'ajuster si nécessaire les seuils correspondant aux 19 gammes de taille.

Le laser est alors allumé pendant 10 minutes pour effectuer un ensemble de mesure de référence avant d'être éteint pour estimer à nouveau le niveau de bruit. Le nombre de particule qui peuple la première gamme de taille de l'histogramme est alors comparée à celui de la première estimation. Si une dérive supérieure à 50%

est constatée les seuils sont à nouveau ajustés. Cette procédure de calibration améliore sensiblement les performances de l'instrument en réduisant l'impact du bruit par ajustement des seuils définissant les gammes de taille.

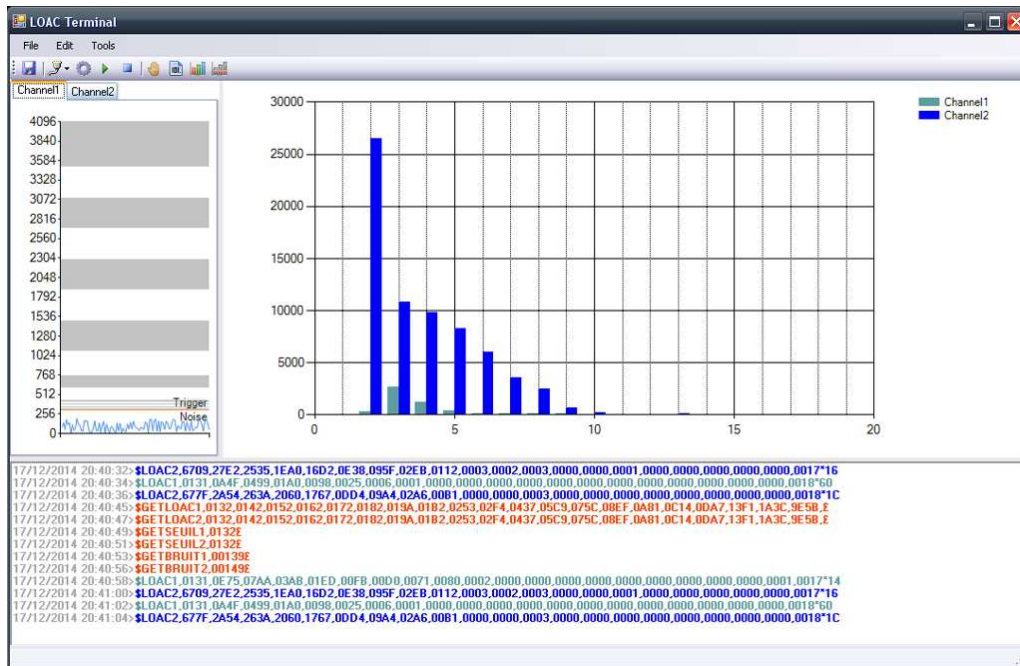


Fig. 2-31 : Histogramme de taille résultant d'une acquisition sur un LOAC V1.2 restitué grâce au logiciel LOAC Terminal. En abscisse, le numéro du canal, en ordonnée le nombre de particules détectées sur une période de 10 secondes.

Pour évaluer la performance de l'algorithme et définir sa limite de détection en taille, des essais ont été réalisés en remplaçant les photodiodes par un générateur de signaux arbitraires reproduisant fidèlement les impulsions caractéristiques du passage d'une particule. Le nombre d'impulsions et leurs amplitudes étant connus à l'injection, on s'attend à pouvoir les compter dans le canal correspondant à leur taille après traitement par l'instrument.

Les résultats (Fig. 2-32) montrent une bonne restitution du nombre et de la taille des impulsions à partir du canal 10 (30mV). En deçà, c'est-à-dire pour des tailles de particules inférieures à $0.7\mu\text{m}$, l'instrument mesure du bruit et les particules ne sont plus caractérisables individuellement.

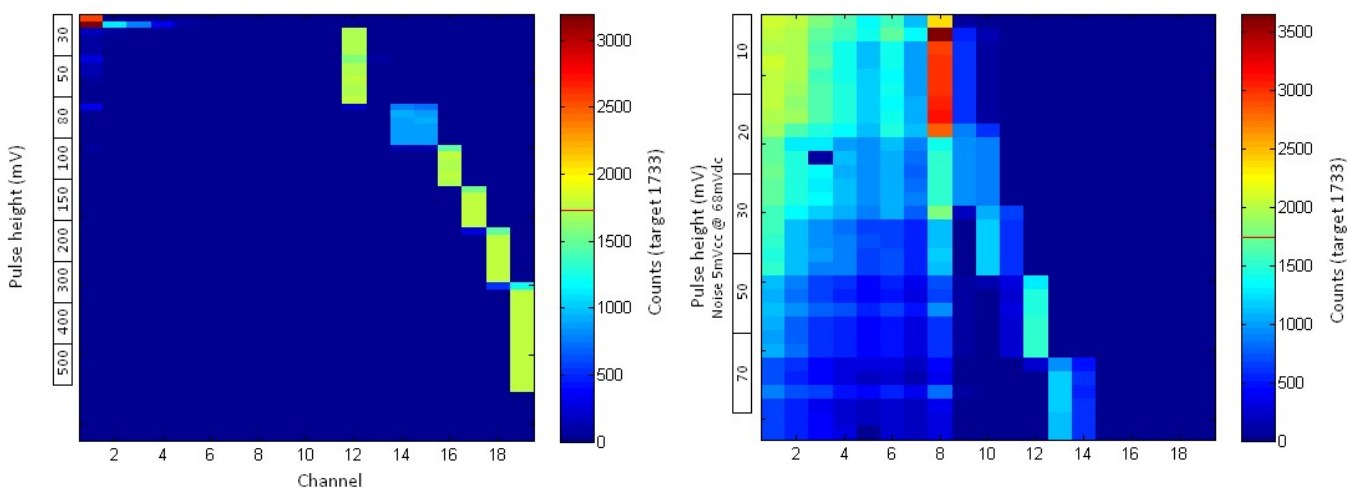


Fig. 2-32 : Spectrogrammes représentant le nombre de particules détectées par l'algorithme du LOAC V1.x par gamme de taille pour différentes amplitudes d'impulsions. Dans ce cas 1733 impulsions sont générées pour des amplitudes d'impulsions décroissantes de 500mV à 10mV.

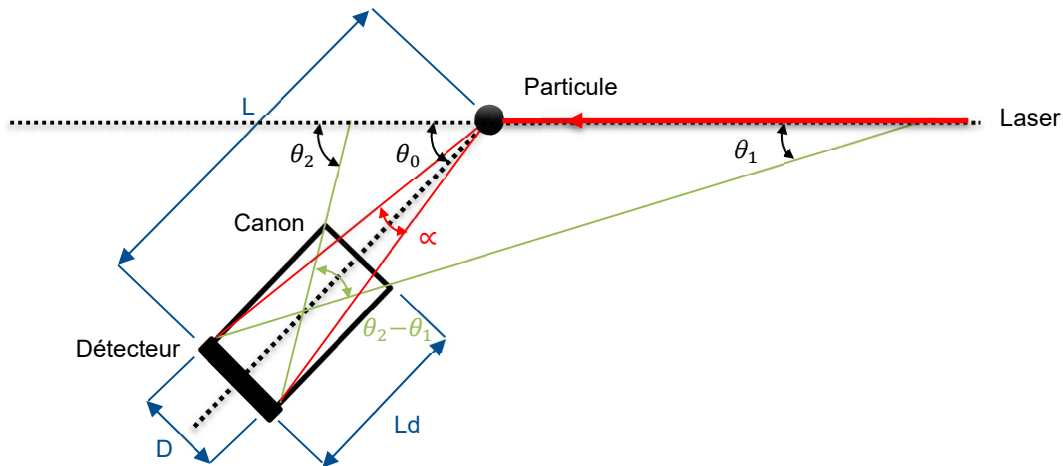
Ce bruit n'est toutefois pas totalement décorrélié de la présence de particules et sa variance peut être reliée à leur concentration. Des méthodes statistiques ont été développées par Jean Baptiste Renard (Renard et al., 2016 [3]) pour estimer la concentration des aérosols submicroniques sur la base de ces spectres.

Néanmoins, cette méthode de détection par seuil ne permet pas le comptage individuel des particules en deçà de $0.7\mu\text{m}$ ce qui peut se révéler limitant pour certains environnements planétaires (voir §1.2). Il a donc été proposé dans le cadre de cette étude d'explorer d'autres pistes (voir §5).

2.2.3.2. CONSIDERATIONS SUR LA CHAMBRE DE MESURE

L'algorithme du LOAC V1.x détecte les particules lorsque la lumière rétrodiffusée par celles-ci dépasse un seuil prédéfini. L'instrument est donc extrêmement sensible à la lumière parasite provenant de la réflexion du laser sur les parois de la chambre. De plus, cette lumière est modulée par des fluctuations rapides de la puissance du laser qui entraînent de fausses détections. L'équipe du LPC2E s'est donc employée à limiter cette lumière résiduelle autant que faire se peut. L'arrangement général du LOAC et le choix des dimensions des canons optiques traduisent cette approche.

D'une manière générale pour un détecteur de largeur D situé au fond d'un canon optique de même diamètre et de longueur L_d on peut définir un angle de capture du signal d'intérêt α et un champ de vue $\beta = \theta_2 - \theta_1$. Un angle de capture α important favorise le signal utile alors qu'un large champ de vue β favorise la lumière parasite (bruit) augmentant l'angle solide à travers lequel le détecteur voit les parois de la chambre. Il convient donc de maximiser le rapport signal sur bruit donné par $\frac{\alpha}{\beta}$



$$\theta_2 - \theta_1 = 2 \operatorname{atan} \left(\frac{D}{L_d} \right)$$

$$\alpha = 2 \operatorname{atan} \left(\frac{D}{2L} \right)$$

Fig. 2-33 : Angle de capture et champs de vue des détecteurs.

Pour garantir également que l'angle du canal de comptage 'c' ne s'écarte pas du lobe principal de diffraction, il faut que $\theta_{2,c}$ reste inférieur à 20° . Pour le canal de typologie 's', on cherche à obtenir un flux identique au canal de comptage afin d'avoir toujours la possibilité de détecter le passage d'un aérosol sur les 2 voies de mesure simultanément ce qui conduit à la relation empirique : $\theta_{2,s} - \theta_{1,s} \sim 3(\theta_{2,c} - \theta_{1,c})$. Ces règles de dimensionnement ont été appliquées sur les premières versions du LOAC (à partir de la V1.0) mais ont évolué par la suite (Tab. 2-1) notamment pour augmenter le flux sur la voie de typologie, l'augmentation du champ de vue associé n'ayant que peu d'impact. La réduction de l'angle moyen de comptage a été également possible par une diminution de la lumière parasite dans la chambre et la mise en place d'un double diaphragme. Ce dispositif ainsi que le piège à lumière sont décrits dans le § 2.2.2.4.

Angles	Valeur LOAC V1.1	Valeur LOAC V1.5
Canal de comptage		
Angle moyen ($\theta_{0,c}$)	15.7°	14°
Angle de capture (α_c)	3.8°	3.9°
Champ de vue ($\theta_{2,c}-\theta_{1,c}$)	8.6°	15.6°
Canal de typologie		
Angle moyen ($\theta_{0,s}$)	60°	65°
Angle de capture (α_s)	10.7°	16.2°
Champ de vue ($\theta_{2,s}-\theta_{1,s}$)	27°	56°

Tab. 2-1 : Evolution des angles moyen des canons optiques, de l'angle de capture et du champ de vue sur les versions 1.x.

L'aménagement le plus abouti est celui de la version 1.5 présenté sur la Fig. 2-34.

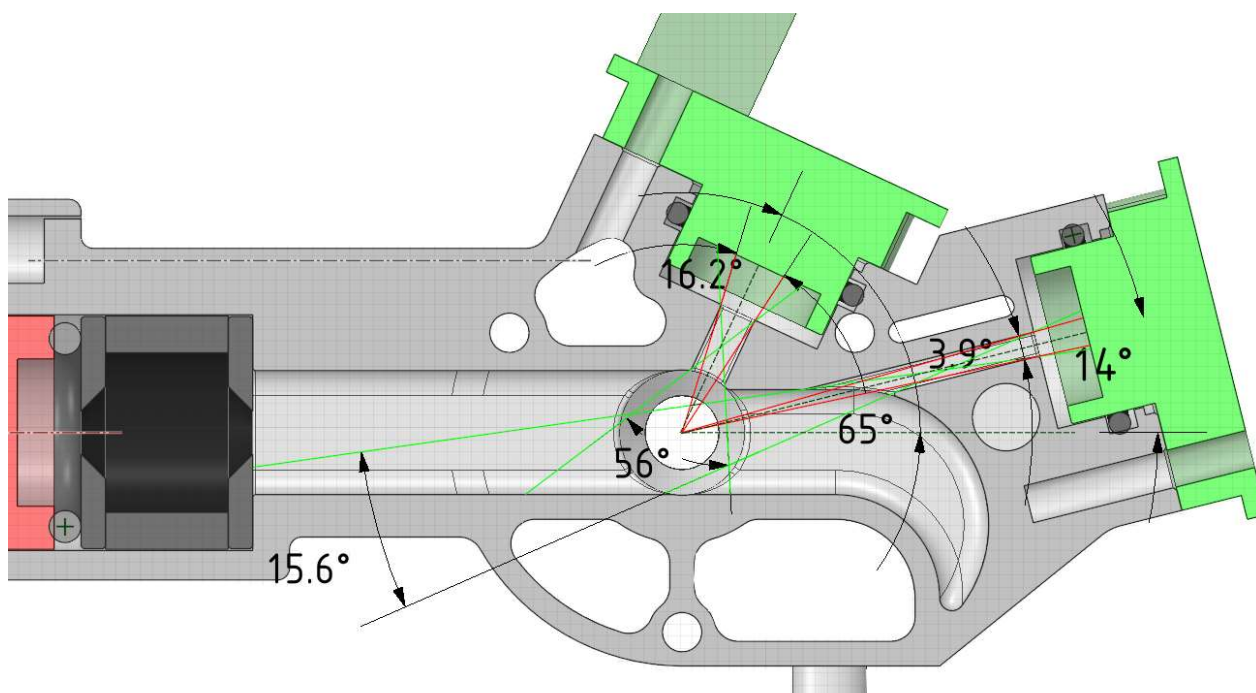


Fig. 2-34 : Aménagement des photodiodes autour de la zone d'interaction laser – particules sur le LOAC V1.5.

2.2.3.3. TYPOLOGIE DES PARTICULES

L'originalité du compteur d'aérosols LOAC est de disposer de deux angles de mesure. Cette caractéristique lui permet à la fois de mesurer la concentration du milieu en aérosols mais aussi de définir leur famille d'appartenance (gouttelettes, sels, sables, suies, ...).

En effet, sur la voie dite de « typologie » à un angle de diffusion d'environ 60°, la lumière diffusée est très sensible à l'indice de réfraction des particules et donc à leur nature ; plus les particules sont absorbantes, plus la lumière diffusée est faible. Lors du passage d'une particule dans le faisceau, celle-ci va diffuser d'autant moins de lumière vers la photodiode située à 60° que la partie imaginaire de son indice de réfraction est élevée. Ceci rend donc la mesure délicate pour les particules absorbantes les plus petites. Cette approche fonctionne d'autant mieux quand les particules sont irrégulières car les oscillations de Mie associées aux particules sphériques produisent des fluctuations du flux sur les deux voies de mesure.

La Fig. 2-35 illustre comment il est possible de définir un « index de spéciation » à partir des données enregistrées sur les deux voies de mesure. Pour une taille D1 d'aérosol détecté sur la voie oblique (60°), on recherche (par interpolation linéaire) la taille D2 correspondant sur la voie frontale (12°) qui donne la même

concentration. Le rapport $D2/D1$ est alors défini comme étant l'index de spéciation, il est ensuite calculé pour chaque gamme de taille.

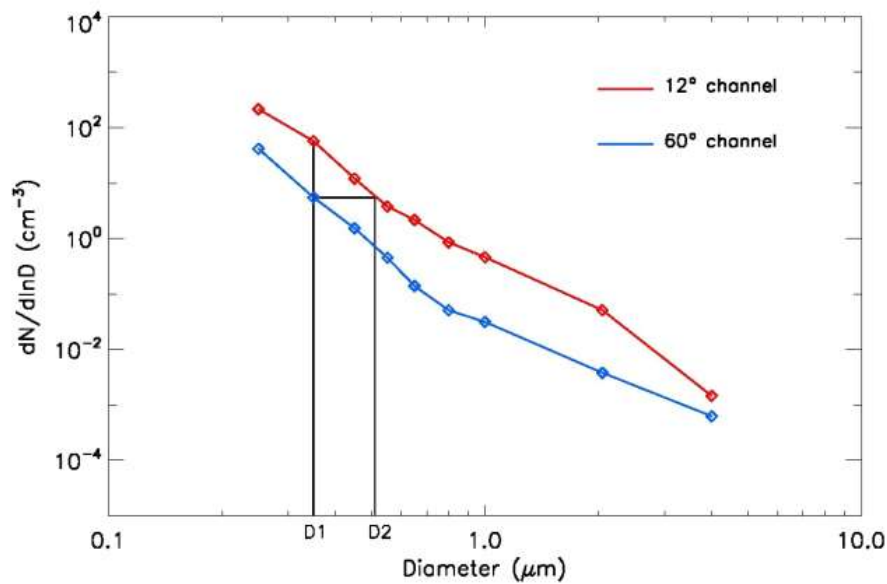


Fig. 2-35 : Détermination de l'indice de spéciation.

Différents types de particules ont été testés en laboratoire pour évaluer l'amplitude de l'indice de spéciation dans toutes les gammes de tailles permises par l'instrument : carbone organique, carbone noir, poussière désertique ou sable d'origines différentes, cendres volcaniques, plâtre, sel (NaCl), gouttelettes d'eau, gouttelettes d'eau et d'acide sulfurique (Renard et al., 2016 [4])

La Fig. 2-36 synthétise ces résultats et classe les particules selon quatre familles : particules carbonées, minéraux, sels et gouttelettes liquides, obtenus lors de tests en laboratoire avec des particules de composition bien connue. A partir de ces courbes on peut définir des gabarits caractéristiques des grandes familles de particules.

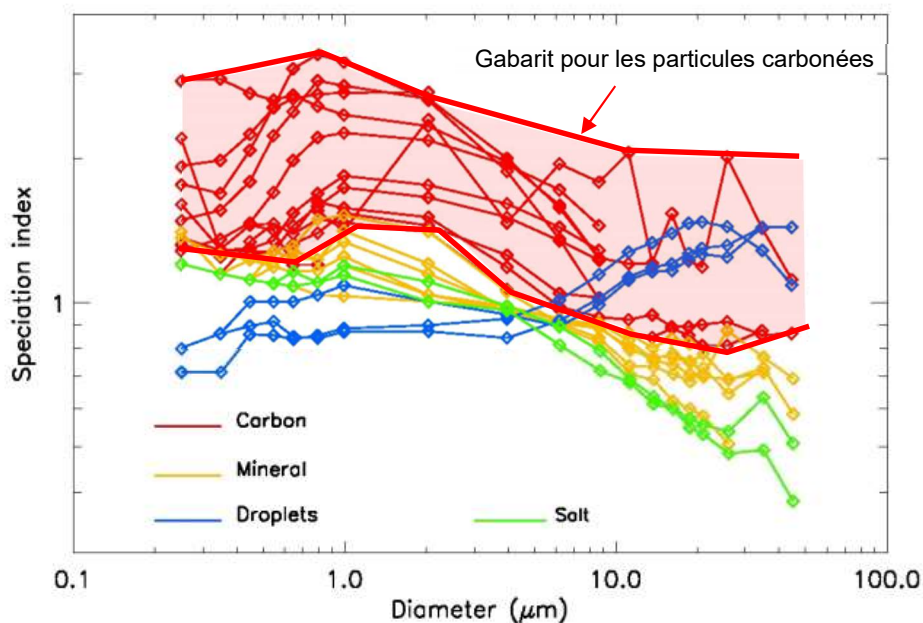


Fig. 2-36 : Etalonnage avec différents types de particules et définition des gabarits.

En comparant la courbe d'index de spéciation calculée à partir des données du LOAC avec ces gabarits il est donc possible de déterminer la nature des aérosols du milieu. Cette approche est performante lorsque le milieu est homogène et on imagine aisément que l'augmentation du nombre d'angles de mesure pourrait améliorer la fiabilité de ces estimations. C'est ce qui motive notamment le développement de l'instrument LONSCAPE présenté plus en détail au § 4.5.

2.3. CONCLUSION SUR LES TECHNIQUES DE MESURE DES AEROSOLS

Nous avons vu dans cette partie que, si l'intérêt porté à la mesure des aérosols date du 13^{ième} siècle, des mesures fiables et précises n'ont pu être effectuées qu'à partir des années 1950 avec l'avènement des techniques de mesures modernes. Les appareils de mesure sont aujourd'hui nombreux et répondent aux utilisateurs les plus exigeants. Les compteurs d'aérosols optiques sont les plus adaptés aux mesures embarquées automatiques et le LOAC, développé à partir de 2011, en est un bon exemple. Par sa légèreté, ses petites dimensions et sa faible consommation, il constitue un instrument de choix pour l'étude de la pollution de l'atmosphère des basses couches à la haute stratosphère. Son concept à 2 (ou plus) angles permet de typer les aérosols et d'en déterminer la concentration sur une large gamme de tailles allant de $0.2\mu\text{m}$ à $100\mu\text{m}$. Au cours de la dernière décennie, l'instrument a subi de multiples améliorations et a pu être déployé dans le cadre de nombreuses campagnes de terrain. Dimensionné essentiellement pour une utilisation terrestre, il reste toutefois perfectible si on veut envisager son emport sur des sondes d'exploration planétaire qui nécessitent une capacité de détection individuelle des particules de très petites tailles ($<0.7\mu\text{m}$) à des concentrations plus fortes ($>100\text{ part./cm}^3$) dans un environnement hostile. Dans cette perspective, les paragraphes suivants ont pour objectif de proposer le dimensionnement d'un nouvel instrument hérité des premières versions du LOAC mais préfigurant son utilisation dans le domaine spatial. Dans ce but, tous les sous-systèmes de l'instrument seront revisités à travers une approche théorique dans le but de mieux maîtriser les performances.

3. Dimensionnement générique du LOAC

3.1. INTERACTION LUMIERE-PARTICULE

L'interaction entre un faisceau lumineux et une particule en suspension engendre plusieurs effets (Gebhart, 2005) [84] qui peuvent être exploités en instrumentation pour définir sa nature et sa taille (Fig. 3-1).

Cette dispersion de la lumière, appelée diffusion, fut découverte par Tyndall en 1869. Chaque particule illuminée devient une source lumineuse dont l'intensité dépend de celle du faisceau incident, de sa longueur d'onde mais aussi de la nature de la particule (indice, taille, forme, rugosité...). Ce phénomène est exploité dans des appareils qui peuvent détecter des particules dont la taille est comprise entre 100nm et 100µm pour des concentrations de 10³/m³ à 10⁹/m³. (Gebhart, 2005) [84].

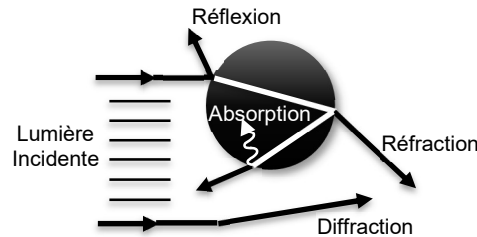


Fig. 3-1 Phénomènes intervenant dans la diffusion de la lumière par une particule (d'après [158]).

La distribution spatiale de la lumière par une particule peut être modélisée par différentes théories en fonction du rapport entre le paramètre dimensionnel $\alpha = \frac{\pi \cdot D_p}{\lambda}$ (D_p étant le diamètre de la particule) et la longueur d'onde λ du faisceau incident.

- Si $\alpha \ll 1$, lorsque la taille de la particule est inférieure au dixième de la longueur d'onde de la lumière incidente, c'est la diffusion de Rayleigh qui s'applique. Dans ce cas, la lumière diffusée ne dépend pas de la forme des particules (Fenn, 1976) [85] mais son intensité varie en fonction du diamètre à puissance 6 de la particule rendant cette mesure particulièrement délicate.
- Si $\alpha \sim 1$, on peut appliquer la loi de Mie (Mie, 1908) [86] pour une particule homogène sphérique d'indice et de dimension donnée. Cette théorie, valable pour une onde plane, a été généralisée par Gouesbet (Gouesbet et al., 1988, 2011) [87] [88] pour un faisceau incident ayant une distribution d'énergie Gaussienne autour de l'axe longitudinal, typiquement un laser, et pour une position arbitraire de la particule dans le faisceau. Pour des particules de formes cylindres de longueur infinie, la théorie de Mie a été étendue par Kerker (Kerker M., Matijević E., 1961) [89]. Néanmoins, la résolution des équations de Maxwell par des méthodes par éléments finis est indispensable pour trouver la distribution du champ électromagnétique dispersé dès lors que les particules possèdent des formes irrégulières préalablement connues, ce qui s'avère complexe à mener.
- Si $\alpha \gg 1$, typiquement supérieur d'un ordre de grandeur, les lois de l'optique géométriques s'appliquent et on ne parle plus généralement de diffusion. L'intensité lumineuse varie comme le carré du diamètre des particules.

L'intensité de la lumière diffusée I selon l'angle θ dépend également de l'index de réfraction m de la particule qui s'exprime sous forme complexe $m = n - in'$. La partie imaginaire de cet index traduit l'absorption de la lumière par la particule alors que la partie réelle caractérise la lumière diffusée (Van de Hulst, 1957) [90].

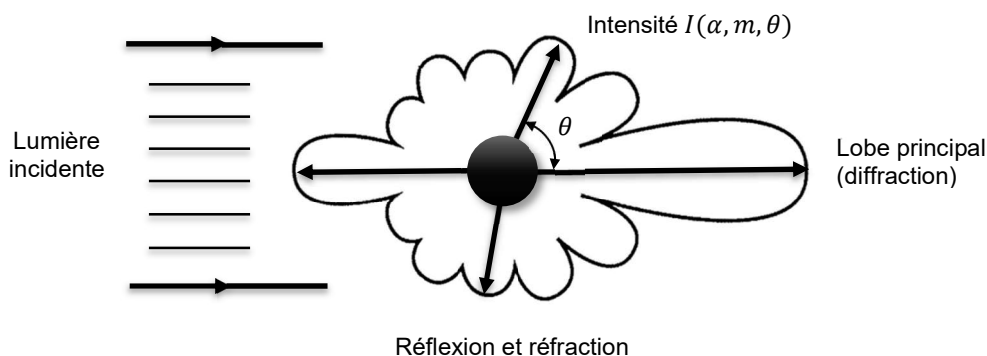
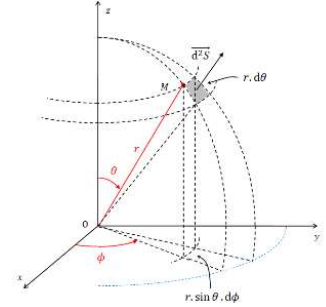


Fig. 3-2 : Répartition spatiale de la lumière diffusée par une particule.

3.1.1. LOI DE MIE

De manière générale, lorsqu'une lumière incidente monochromatique de longueur d'onde λ et d'intensité I_0 impacte une particule sphérique de diamètre D_p , l'intensité de la lumière diffusée I_s en champ lointain s'exprime en coordonnées sphériques par :

$$I_s(r, \theta, \varphi) = \frac{I_0 \lambda^2}{4\pi^2 r^2} (|S_1(\theta)|^2 \sin^2 \varphi + |S_2(\theta)|^2 \cos^2 \varphi)$$



Avec

I_0 : L'intensité lumineuse surfacique incidente en W/m²

λ : La longueur d'onde de la lumière incidente en m

$S_1(\theta)$ et $S_2(\theta)$ les fonctions de diffusion respectivement dans les plans parallèles et perpendiculaires au champ incident

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n \cos(\theta) + b_n \tau_n \cos(\theta)]$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n \cos(\theta) + a_n \tau_n \cos(\theta)]$$

Avec

a_n et b_n les coefficients de Mie

π_n et τ_n les fonctions de polynômes angulaires

La puissance lumineuse reçue par un détecteur situé à une distance r de la particule s'exprime donc par :

$$P_s(r) = \frac{I_0 \lambda^2}{4\pi^2 r^2} \iint (|S_1(\theta)|^2 \sin^2 \varphi + |S_2(\theta)|^2 \cos^2 \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$P_s(r) = \frac{I_0 \lambda^2}{4\pi^2 r^2} \left[\int_{\varphi=\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \sin^2 \varphi d\varphi \int_{\theta=\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} |S_1(\theta)|^2 \sin \theta d\theta + \int_{\varphi=\varphi_{\min}}^{\varphi_{\max}} \cos^2 \varphi d\varphi \int_{\theta=\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} |S_2(\theta)|^2 \sin \theta d\theta \right]$$

3.1.1.1. CAS PARTICULIER DE LA DIFFUSION FRONTALE

Aux faibles angles d'observation ($\theta < 6^\circ$) la diffusion de Mie est dominée par la diffraction de Fraunhofer (Fig. 3-4) et l'intensité du signal lumineux varie comme le diamètre de la particule indépendamment de son indice de réfraction (Fig. 3-3). On observe toutefois une disproportionnalité pour les particules autour de $2\mu\text{m}$ qui doit être prise en compte dans le choix des canaux de taille du compteur optique.

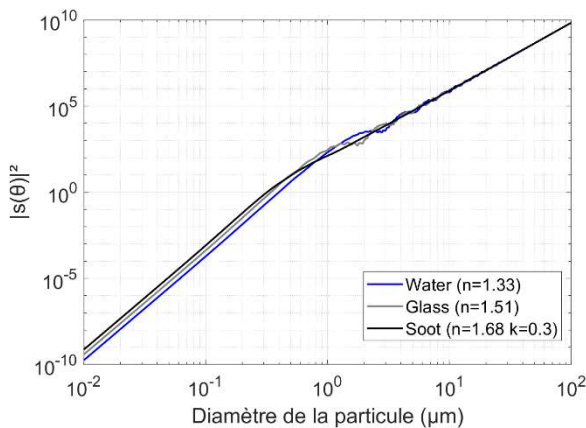


Fig. 3-3 : Intensité du lobe principal de diffusion ($\theta = 0$) en fonction du diamètre et de l'indice de réfraction de la particule pour une onde monochromatique à 780nm

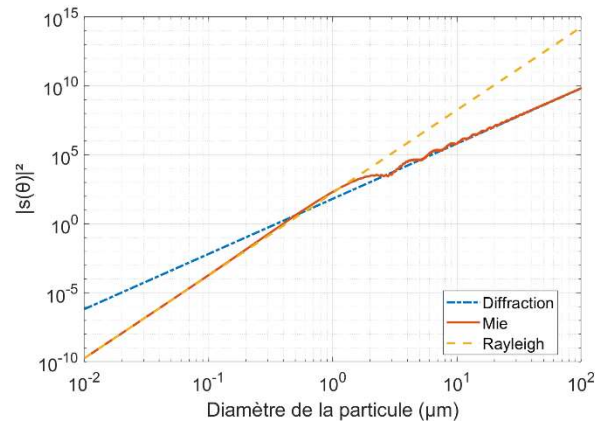


Fig. 3-4 : Intensité du lobe principal de diffusion ($\theta = 0$) en fonction du diamètre de la particule et du mode de transmission de la lumière pour une onde monochromatique à 780nm ($n=1.33$)

Pour les particules de formes irrégulières, Penttilä (Penttilä & al., 2003) [91] et Muñoz (Muñoz et coll. 2007) [92] ont développé des modèles basés sur la connaissance, a priori, de la forme et de la nature de la particule. Lorsque les particules ne sont pas connues, une méthode statistique proposée par Drossart (Drossart, 1990) [93] a permis à Lurton (Lurton & al., 2014) [78] de démontrer, qu'à faible incidence, des particules irrégulières de taille supérieure à quelques micromètres diffractaient moins de flux que la prédiction de Mie (Fig. 3-5). Cette approche repose sur une pondération f de la contribution de la lumière cohérente $I_{1,2}^0(\theta)$ (solution classique de Mie) par la diffusion incohérente induite par une répartition aléatoire des phases $I_{1,2}^\infty(\theta)$. Ainsi, on exprime l'intensité totale diffusée par :

$$I_{1,2}(\theta) = f I_{1,2}^0(\theta) + (1 - f) I_{1,2}^\infty(\theta)$$

Avec $f = e^{-\sigma^2}$ qui peut être interprété comme un coefficient de cohérence partielle. A ce stade, les auteurs associent la variance σ des phases aux variations relatives de la géométrie de la particule en introduisant un facteur de forme ρ tel que, pour une particule irrégulière de diamètre moyen $\bar{x}$, on ait une répartition spatiale des dimensions x de celle-ci répondant à la relation :

$$x = \bar{x}(1 + \rho\delta)$$

Avec δ une variable aléatoire d'écart type 1.

Les mesures expérimentales réalisées avec des billes de verre, de qualité de surface assez moyenne, dont le facteur de forme est estimé à $6,24 \cdot 10^{-3}$ montrent une bonne cohérence avec le modèle en s'écartant déjà de l'estimation de Mie.

Pour des particules plus irrégulières, on observe rapidement un phénomène de saturation où la lumière diffractée ne dépend plus du facteur de forme. Cette limite est atteinte pour une valeur proche de $\rho = 10^{-2}$.

Il faut noter que, dans la nature, la plupart des aérosols répondent à ce critère comme le montre le (Tab. 3-1)

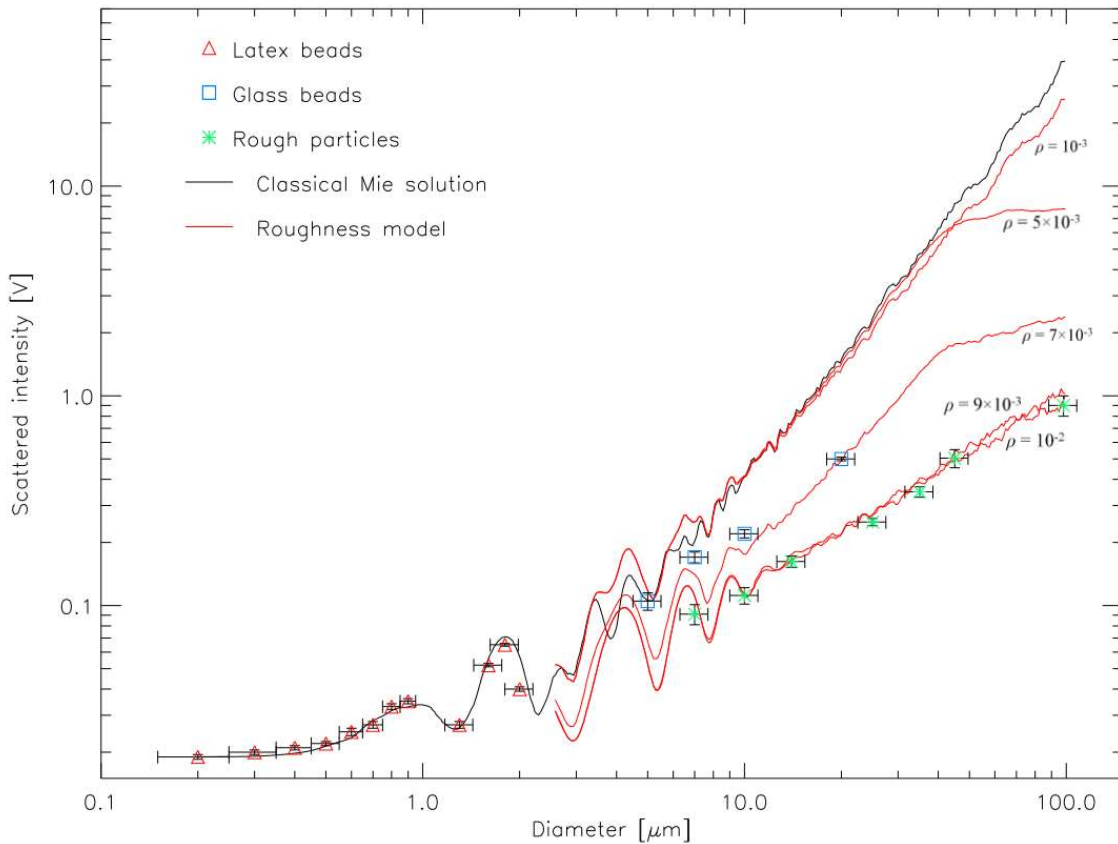
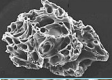


Fig. 3-5 : Comparaison des mesures entre différents types de particules montrant que le modèle développé par Lurton et Renard (T. Lurton, J.-B. Renard, 2014 [78]) décrit mieux la diffraction de la lumière par des particules irrégulières (courbes rouges) que la loi de Mie (courbe noire).

Echantillons	Diamètre moyen	Facteur de rugosité estimé	
Billes de verre	100 μm	6.24×10^{-3}	
Sable	85 μm	0.136	
Corindon	120 μm	0.151	
Poussières volcaniques	20 μm	0.173	
Sels	310 μm	0.247	

Tab. 3-1: Facteur de forme estimé pour quelques aérosols (d'après Lurton & al., 2014).

La théorie mathématique proposée par Drossart et adaptée au LOAC par Lurton & al. a donc été vérifiée expérimentalement pour des particules irrégulières de taille supérieure à 5 μm . Pour cela, le LOAC utilisé a été préalablement étalonné avec des billes de verre et ajusté à la courbe de Mie à l'aide d'un facteur d'échelle e_h (Fig. 3-7 a) courbe bleue). La divergence des points de mesure par rapport à la courbe de Mie pour les particules inférieures à 1 μm est dû à la limite de détection de l'instrument mais n'affecte pas l'ajustement (on tend vers une valeur fixe qui est la combinaison de la valeur efficace du bruit et de l'offset électronique). Dans cette gamme de taille (<1 μm), la détection repose sur une approche statistique.

Ce même facteur d'échelle e_h est appliqué à la mesure des particules irrégulières et on observe un flux diffracté variant comme le diamètre de la particule à la puissance 1.32 qu'il est toutefois délicat d'extrapoler aux aérosols de taille inférieure à 2λ soit environ 2 μm (Fig. 3-7 b) courbe bleue).

De récents travaux menés conjointement par l'institut Fresnel de Marseille et le LPC2E ouvrent une nouvelle voie à l'estimation de la lumière diffractée par des particules irrégulières submicroniques. En conservant le rapport dimensions sur longueur d'onde (α invariant) et les caractéristiques diélectriques des objets, il est possible de ramener l'étude de nombreux phénomènes d'interaction onde/matière dans la bande de fréquence de prédilection de l'équipement radiofréquence d'une chambre anéchoïque (Fig. 3-6 a). Ainsi, par analogie, la diffraction d'une onde centimétrique sur un objet de quelques centimètres (Fig. 3-6 b) présente les mêmes caractéristiques que celle de la lumière sur une particule du même ordre de grandeur que sa longueur d'onde.

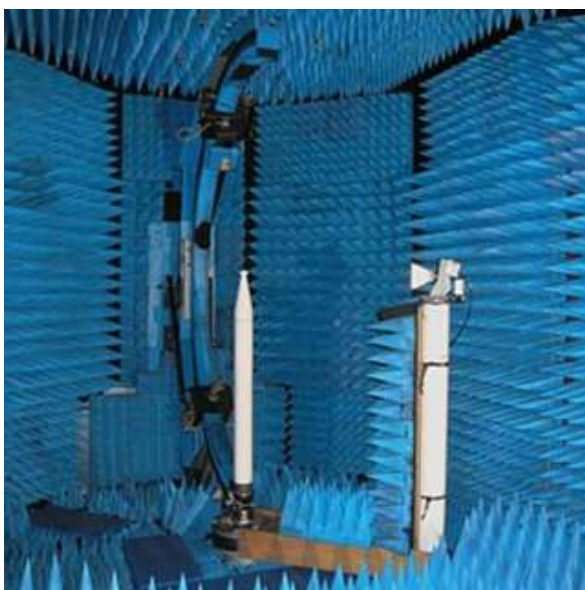


Fig. 3-6 : a) Chambre anéchoïque de l'institut Fresnel (à gauche) et b) modèle d'aérosol complexe (ci-dessus)

A l'aide de cette technique, on dispose d'un ensemble de mesures réalisées d'une part sur une sphère métallique réfléchissante (Fig. 3-7 a) carrés rouges) et, d'autre part, sur des graviers de forme irrégulière (Fig. 3-7 b) carrés rouges). La figure de diffusion correspondant à la sphère métallique peut être ajustée à la loi de Mie (Fig. 3-7 a) courbe rouge) moyennant l'introduction d'un facteur d'échelle e_l après intégration sur l'ouverture angulaire du LOAC ($\theta_{min} = 12.1^\circ, \theta_{max} = 15.9^\circ$). Ce même facteur d'échelle appliqué au gravier non sphérique permet d'obtenir la réponse attendue de l'instrument LOAC aux particules de diamètre inférieur à la longueur d'onde (Fig. 3-7 b) courbes rouge). On notera en particulier qu'en deçà de $0.2\mu\text{m}$ le flux diffracté varie comme le diamètre de la particule à la puissance 7.7 rendant la détection très délicate.

On remarque également sur la Fig. 3-7 b) que la théorie de Mie prédit une diminution du flux diffusé selon une loi de puissance 6 (diffusion de Rayleigh) dès que les particules atteignent un diamètre inférieur à $0.6\mu\text{m}$ alors que l'extrapolation des mesures radio sur des aérosols irréguliers montre que cette décroissance n'intervient qu'en deçà de $0.2\mu\text{m}$.

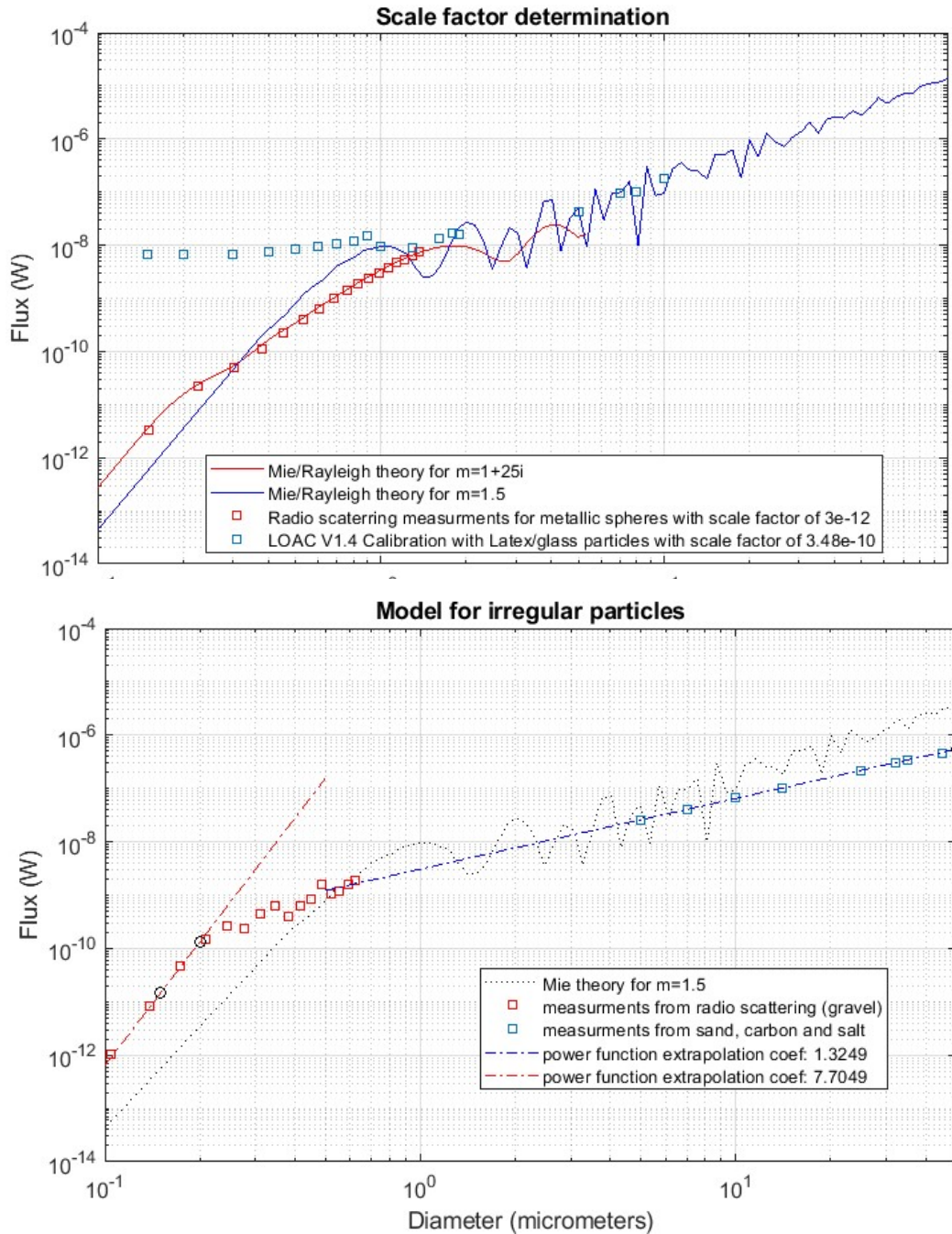


Fig. 3-7 : a) Ajustement permettant de définir les facteurs d'échelle entre la modélisation théorique par la loi de Mie et les observations expérimentales sur l'instrument et en chambre anéchoïque. m représente l'indice de réfraction des particules considérées.

b) Application de la méthode d'ajustement à la modélisation de la fonction de transfert de l'instrument LOAC V1.4.

Fort de ces résultats, il est possible d'estimer la dynamique de l'instrument à concevoir pour une gamme de tailles donnée. Pour une gamme de tailles de $0.15\mu\text{m}$ à $50\mu\text{m}$, la dynamique de mesure requise est d'environ 40000 alors qu'elle n'est que de 4000 si on se satisfait de la détection des aérosols de plus de $0.2\mu\text{m}$. Ceci est dû à la diminution drastique du flux lumineux lorsque la diffusion de Rayleigh intervient à savoir en deçà de $0.2\mu\text{m}$ pour les particules irrégulières.

Dans la pratique on verra qu'il est extrêmement difficile d'espérer une dynamique de mesure supérieure à 5000 pour un compteur optique car les signaux générés par les plus petites particules deviennent difficilement détectables dans le bruit de l'électronique de mesure (voir § 3.4.3).

3.1.1.2. CAS DE LA DIFFUSION OBLIQUE

Pour des angles d'observation s'écartant du lobe principal ($\theta > 20$ pour des particules irrégulières) l'effet de la diffraction s'efface devant les phénomènes de réflexion et de réfraction et le flux dans un angle solide donné diminue drastiquement. Ainsi, pour la typologie des aérosols, on veillera à choisir une ouverture angulaire suffisante pour détecter la lumière oblique en concomitance avec celle observée aux faibles angles.

Pour cela, on calcule, pour chaque angle moyen entre 20° et 170° , l'ouverture nécessaire pour obtenir un flux comparable à celui mesuré autour de 15° ($\theta_{min} = 10^\circ, \theta_{max} = 20^\circ$). La Fig. 3-8 illustre la tendance observée pour différents indices de réfraction pour une optimisation réalisée au sens des moindres carrés, et pour une taille de particules de $0.15\mu\text{m}$ à $50\mu\text{m}$ de diamètre.

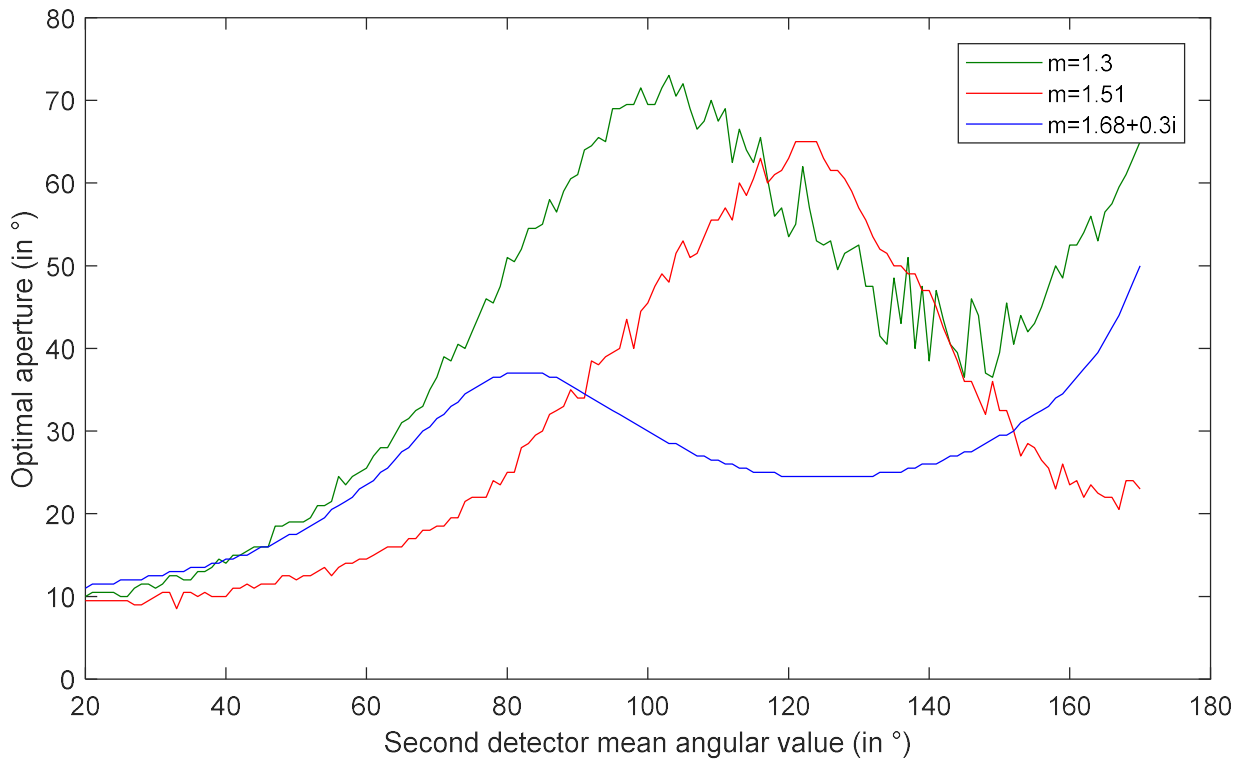


Fig. 3-8 : Ouverture angulaire nécessaire pour obtenir un flux équivalent à la lumière frontale diffractée ($\theta_{min}=10^\circ, \theta_{max}=20^\circ$) en fonction de l'angle moyen d'observation (selon la théorie de Mie).

On remarque que les particules à faible indice nécessitent en général une ouverture angulaire plus importante.

Pour définir l'angle moyen et l'ouverture optimale à retenir pour le canal de typologie, on va chercher à maximiser la sensibilité relative à l'indice de réfraction. Ainsi, pour chaque angle moyen θ_{avg} compris entre 20° et 170° on retient l'ouverture maximale $\Delta\theta_{max}$ observée sur la Fig. 3-8 (dans la plupart des cas les valeurs de la courbe correspondant à l'indice le plus faible). On calcule ensuite la sensibilité $S_{\theta_{avg}, \Delta\theta_{max}, d}$ du flux relatif I au couple angle moyen-ouverture optimale $\Delta\theta_{max}$ à l'indice de réfraction $i_{\theta_{avg}, \Delta\theta_{max}, d}$ pour des particules de diamètre d .

$$S_{\theta_{avg}, \Delta\theta_{max}, d} = 2 \frac{I_{imax\theta_{avg}, \Delta\theta_{max}, d}^{-I_{imin\theta_{avg}, \Delta\theta_{max}, d}}}{I_{imax\theta_{avg}, \Delta\theta_{max}, d} + I_{imin\theta_{avg}, \Delta\theta_{max}, d}}$$

La Fig. 3-9 permet d'identifier qu'un angle moyen θ_{avg} compris entre 60° et 66° maximise la sensibilité de l'instrument à l'indice de réfraction sur la plus grande part du domaine de taille. Entre 0.3µm et 1µm les oscillations typiques de la théorie de Mie autour de la longueur d'onde du faisceau incident (ici 780 nm) perturbent l'estimation. L'ouverture correspondant à cette optimisation est comprise entre 28° et 32° (Fig. 3-8). On note que ces valeurs sont cohérentes avec celles établies lors du dimensionnement des LOAC V1 à V1.4 (Renard et al., 2016) [3].

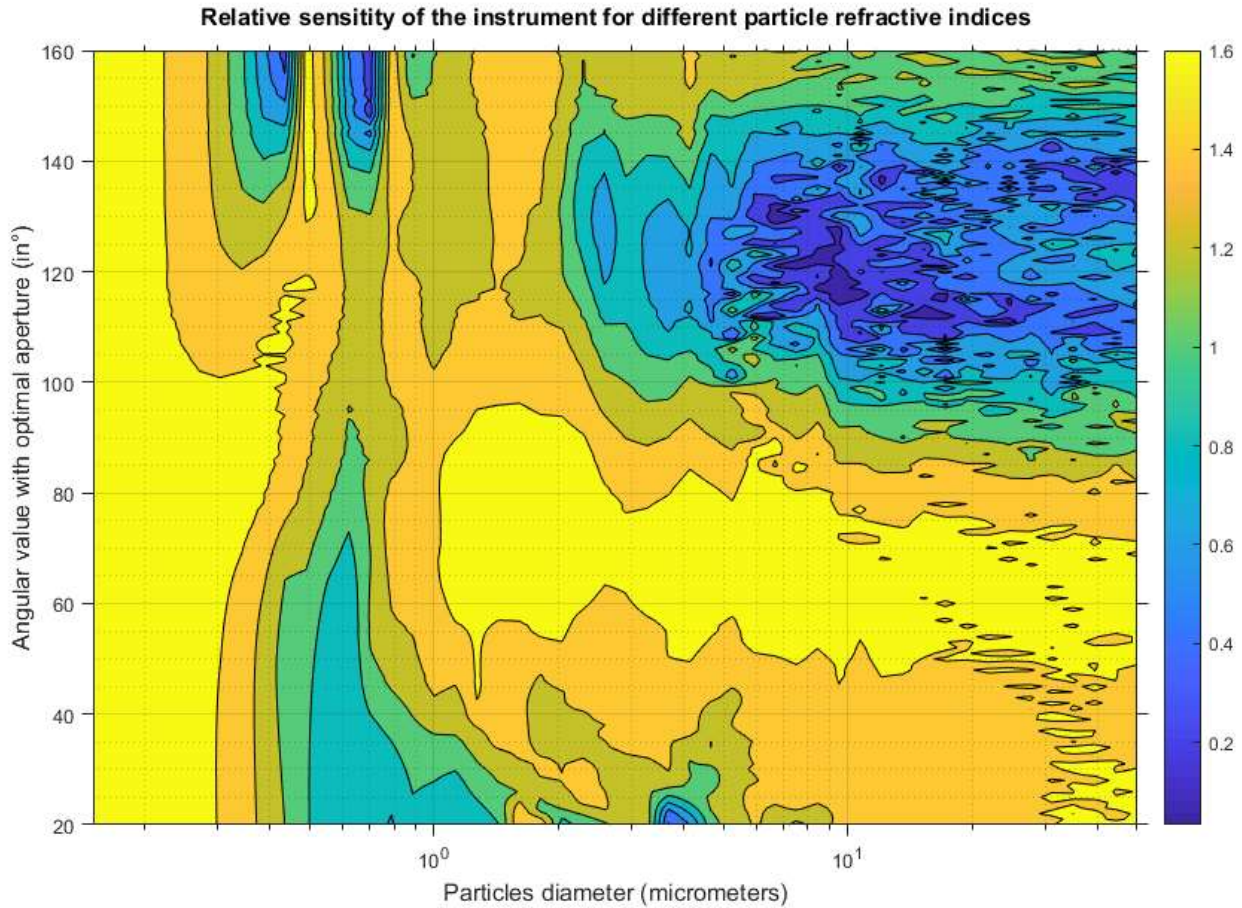


Fig. 3-9 : Sensibilité de l'instrument en fonction de l'angle moyen de typologie et du diamètre des particules.

3.1.2. SYNTHÈSE

A ce stade de l'étude nous avons montré qu'il était possible de définir une relation linéaire entre le diamètre des particules et le flux diffracté dans un angle θ compris entre 14.5° et 15.7° (Fig. 3-7 **b**) qui est le domaine actuel d'observation du LOAC V1.2. Ce flux est directement proportionnel à la puissance du laser et à l'ouverture angulaire qui pourra être augmentée par la suite. Nous retiendrons dans un premier temps qu'une dynamique de mesure de 4000 est nécessaire pour détecter les aérosols de 0.2µm à 50µm.

Pour optimiser les performances de typologie de l'instrument, on a également montré que l'angle le plus discriminant vis à vis de l'indice de réfraction de la particule se trouvait entre 60° et 70° (Fig. 3-9). Enfin pour garantir un flux oblique comparable à celui de la diffusion frontale, la figure 7 nous indique que l'ouverture doit être de 30° autour d'un angle moyen de 63°.

Ces éléments nous permettent de dimensionner la chambre du LOAC V3.0 et la dynamique de mesure nécessaire sur les versions 2.0. et 3.0.

3.2. INJECTION ET TRANSPORT DES AEROSOLS

3.2.1. GENERALITES

Dans les LOAC V1.x, les aérosols sont prélevés au sein du milieu par pompage. Il a été démontré expérimentalement qu'un débit volumique d'environ 2 l/min est un bon compromis (Renard & al., 2016) [4]. En effet, en deçà de cette valeur se produisent des phénomènes de dépose des aérosols sur les parois et au-delà la consommation de la pompe et ses dimensions deviennent rédhibitoire pour une utilisation embarquée.

La définition du mécanisme d'injection sort du cadre de cette étude car il dépend fortement de la mission à accomplir. Ainsi, une étude de l'atmosphère Vénusienne sous ballon nécessitera un système actif de pompage atmosphérique alors qu'un survol d'Uranus exploitera la vitesse relative de la sonde pour injecter les aérosols dans la chambre. Devant tant de diversité d'utilisation il n'est pas possible à ce stade de définir un dispositif d'injection générique.

On supposera donc dans le cadre de cette étude que les aérosols sont acheminés dans la cellule de détection avec une vitesse initiale v_0 connue.

3.2.2. MODELE SIMPLIFIE

3.2.2.1. CONSIDERATIONS EXPERIMENTALES SUR LA VITESSE D'INJECTION DES AEROSOLS

Dans le cas des LOAC V1.x et V2.0, on utilise pour injecter les aérosols dans la chambre une pompe à palettes miniature Thomas G6/01-K-LCL [94] qui engendre un flux d'air possédant un débit de l'ordre de 2l/min. Des essais à base pression ont été conduits par D. Vignelles [9] dans l'enceinte climatique de la Plateforme Intégration Tests (PIT) de l'observatoire de Versailles Saint-Quentin (OVSQ LATMOS) et montrent que le débit volumique des pompes utilisées reste à peu près constant dans une large gamme de pression (10-1000hPa) et de température (-30°C à +20°C), (Vignelles, 2016).

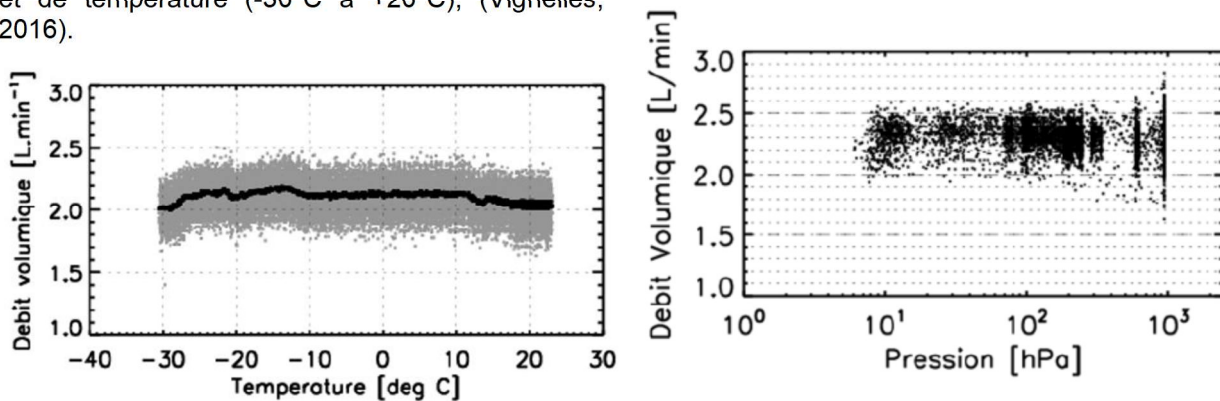


Fig. 3-10 : Débit volumique de la pompe Thomas G6/01-K-LCL en fonction de la température (à gauche) et de la pression (à droite). D'après Vignelles (2016) [9]

Des mesures de vitesse de rotation de la pompe réalisées sous ballon léger dilatables dans le cadre de cette thèse confirment ces résultats. Le dispositif de mesure illustré à la (Fig. 3-11) est réalisé autour d'un capteur magnétique et d'un microcontrôleur. Un aimant néodyme est placé dans le corps de la pompe permettant d'en mesurer la vitesse de rotation. Lors du vol de test, la vitesse de rotation de la pompe n'a pas évolué de plus de +2.5% pour une densité de l'air atmosphérique variant de 1200 g/m³ à 10 g/m³ (Fig. 3-12).

Combiné aux résultats précédents, il est raisonnable de considérer que le débit volumique des pompes utilisées reste constant dans une large plage de température et de pression.

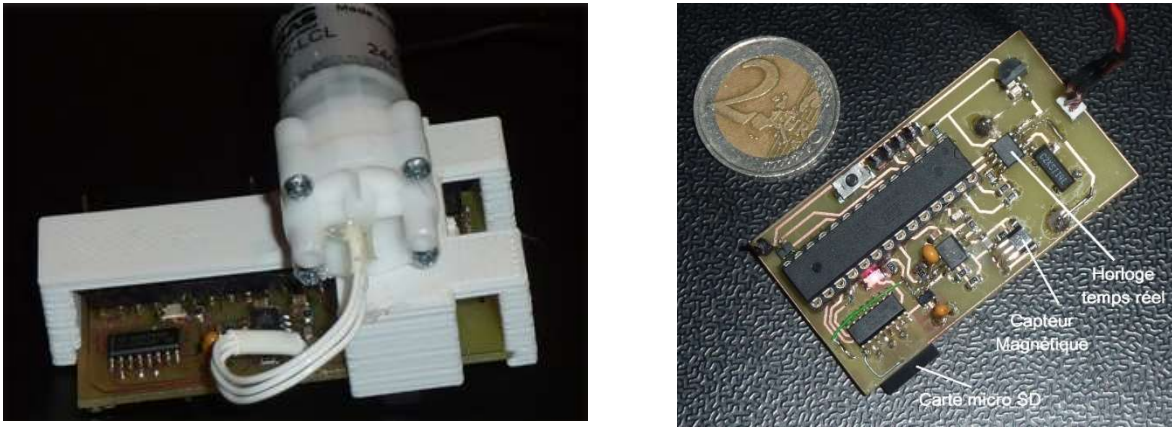


Fig. 3-11 : Instrumentation de la pompe à l'aide d'un capteur à effet hall détectant le passage d'une microbille aimantée solidaire de la partie mobile de la pompe (à gauche) et d'un enregistreur miniature conçu pour l'occasion (à droite).

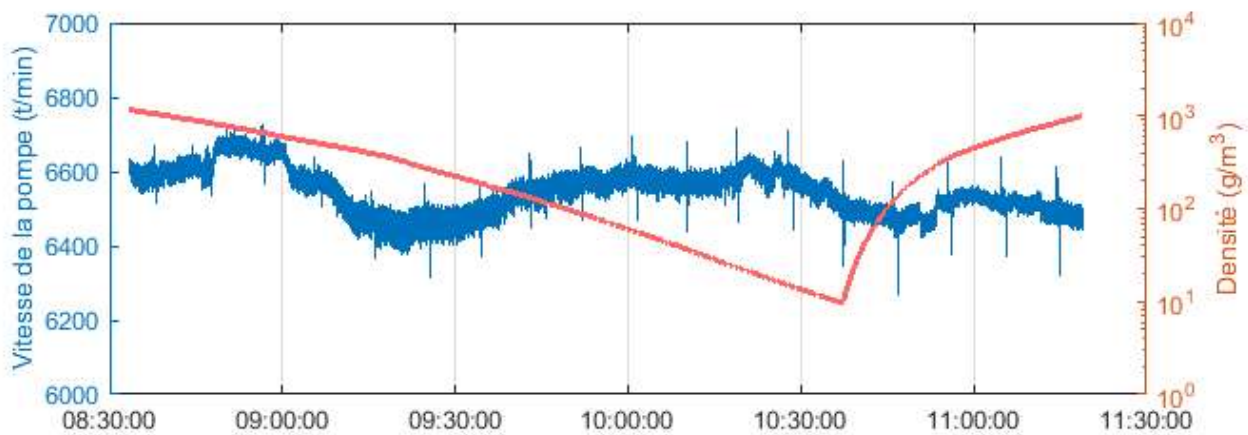


Fig. 3-12 : Evolution de la vitesse de rotation de la pompe (à gauche) et de la densité de l'air (à droite) au cours du vol ballon.

3.2.2.2. REPONSE DE L'INSTRUMENT

En faisant l'hypothèse simplificatrice que les aérosols sont injectés dans la chambre du LOAC à la vitesse du gaz en mouvement, on peut ainsi estimer leur vitesse v_0 en m/s par la relation :

$$v_0 = \frac{d_p}{S_i}$$

Avec d_p le débit volumique de la pompe en m^3/s et S_i la section de l'injecteur en m^2

Ces particules traversent alors le faisceau laser dont la répartition lumineuse est approximativement gaussienne. En première approche et en considérant une traversée à vitesse constante, il est possible de reconstituer l'impulsion lumineuse reçue par les photodiodes (Fig. 3-13). Cette dernière hypothèse isocinétique est discutée au paragraphe § 3.2.3.

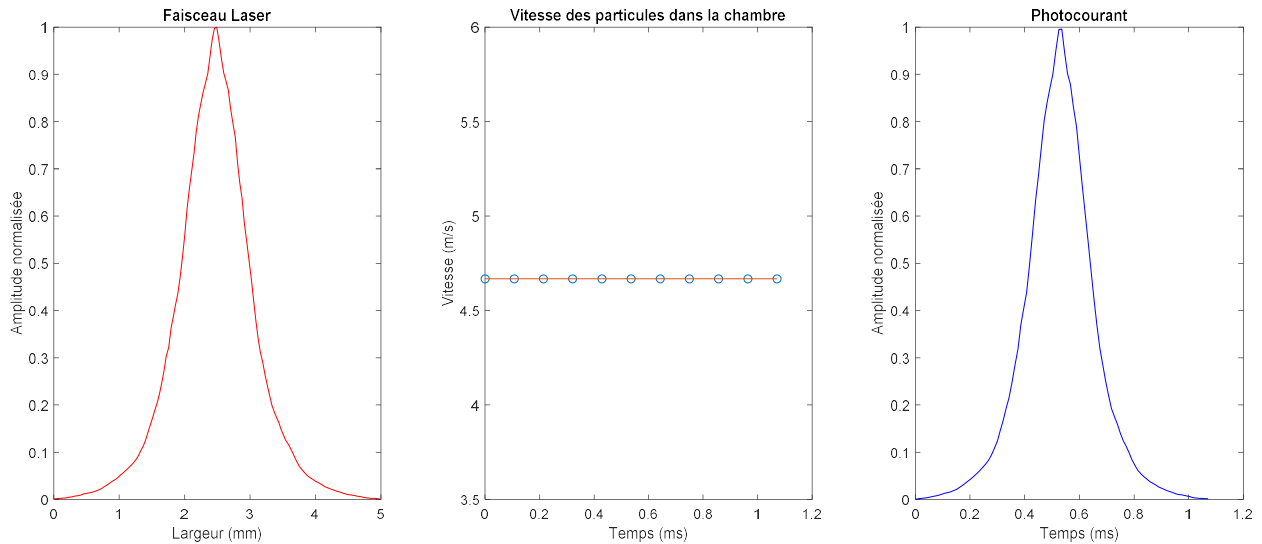


Fig. 3-13 : Forme de l'impulsion lumineuse lors de l'interaction lumière particule.

Cette impulsion lumineuse gaussienne est ensuite amplifiée par l'ensemble photodiode – amplificateur transimpédance.

Sur les LOAC V1.x, la sortie de l'amplificateur est accessible à la mesure (Fig. 3-14) et nous connaissons par ailleurs les valeurs déterminant la réponse de l'amplificateur. Il est donc possible à l'aide d'un simulateur numérique de vérifier que l'effet de trainage⁵ observé sur les impulsions de sortie (Fig. 2-30) est bien le résultat de la convolution du signal d'entrée Gaussien avec la fonction de transfert du premier étage d'amplification situé en aval de la photodiode du LOAC.

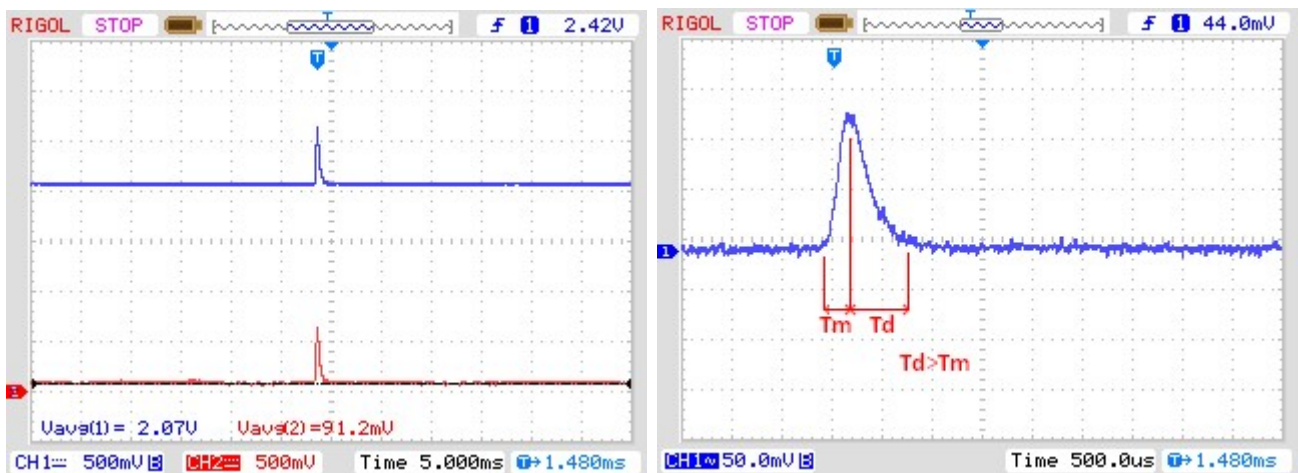


Fig. 3-14 : Oscillogramme montrant la forme typique des impulsions en sortie du LOAC V1.x sur ses 2 canaux (à gauche) et « l'effet de trainage » sur l'impulsion (à droite).

En faisant l'acquisition d'une dizaine d'impulsions sur un instrument V1.2, pour une population d'aérosols hétérogène non connue (Fig. 3-15 a) et en normalisant chaque réponse (Fig. 3-15 b) on constate que toutes les impulsions sont de même forme et de même durée à l'exception de quelques réponses plus complexes dues à la détection simultanée de plusieurs particules.

⁵ L'effet de trainage est une dissymétrie de la réponse impulsionnelle de la chaîne de détection qui allonge le temps de descente de l'impulsion par rapport à son temps de montée

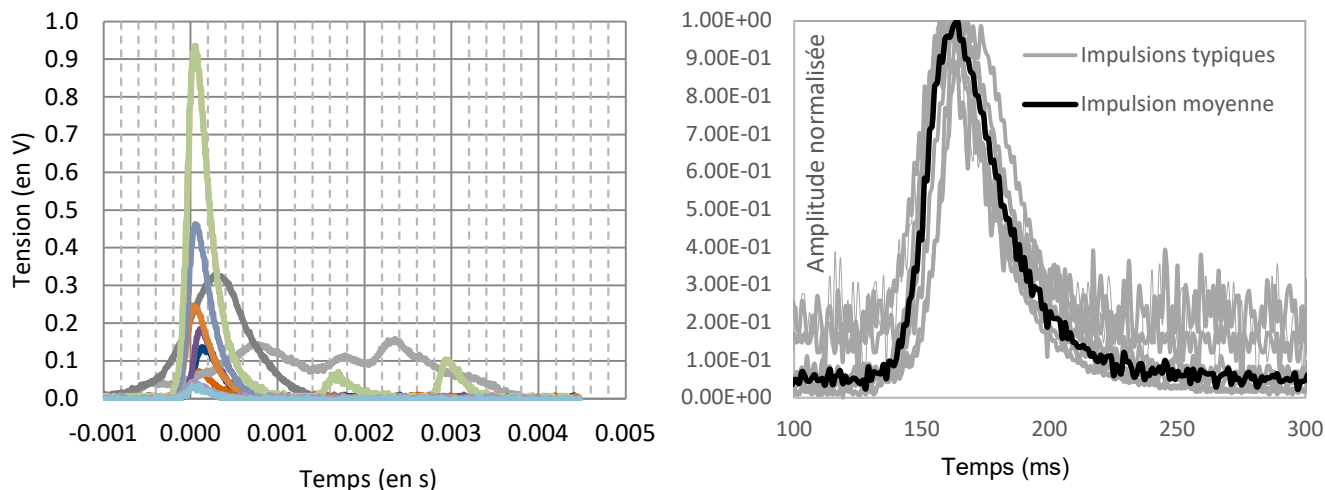


Fig. 3-15 : a) Oscillogramme montrant la forme typique des impulsions en sortie du LOAC V1.x pour une population d'aérosols hétérogène en taille et en nature. b) Normalisation et moyennage des réponses faisant apparaître une impulsion typique pouvant être utilisée comme référence.

Le fait que la durée des impulsions demeure constante tant à démontrer que les particules traversent la chambre à la même vitesse quelque soit leur taille pour un débit volumique donné. Cette caractéristique sera exploitée dans le nouvel algorithme de détection (voir §5).

Cette impulsion de référence résultant de mesures réelles sur l'instrument peut maintenant être comparée à la réponse théorique de celui-ci basée sur une simulation numérique réalisée à l'aide du logiciel Altium Designer™

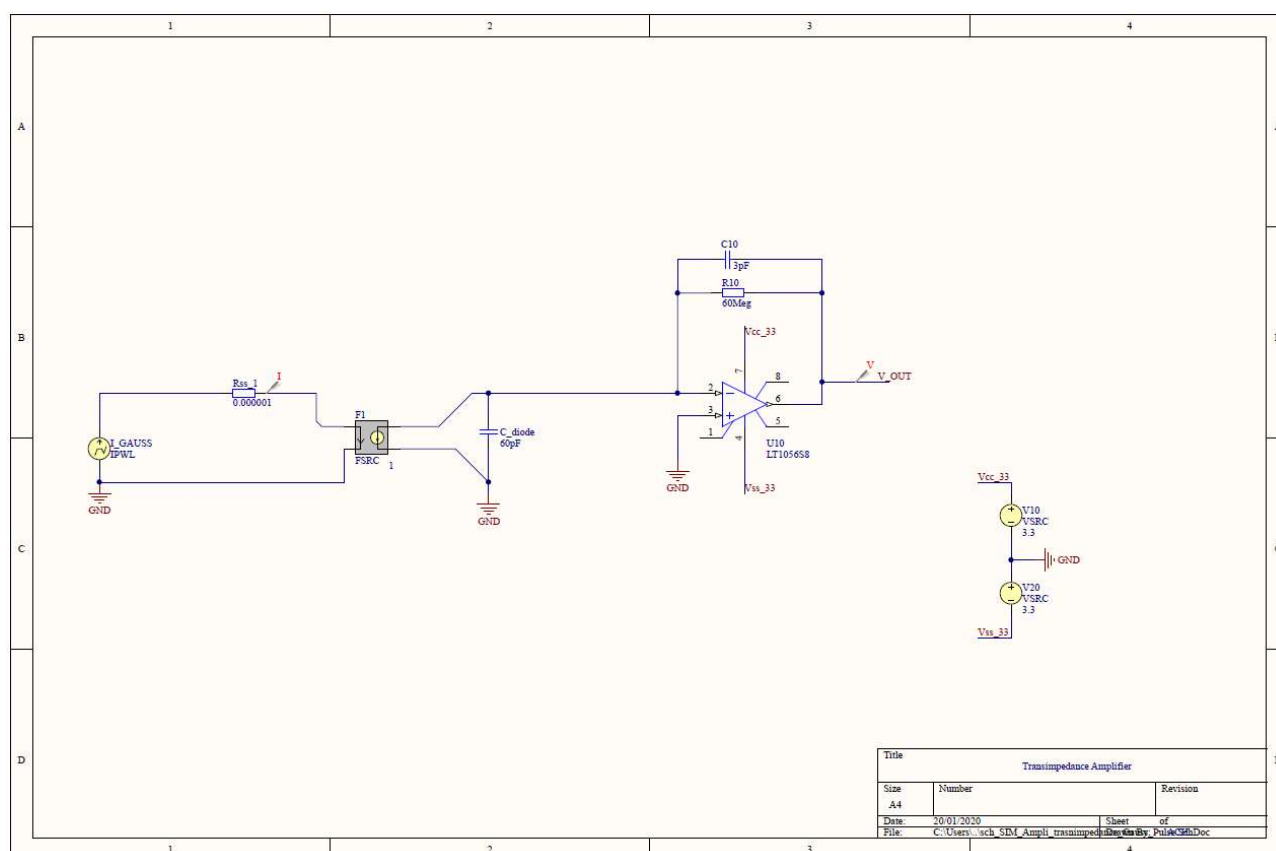


Fig. 3-16 : Simulation de la réponse du LOAC V1.x à une impulsion lumineuse quasi Gaussienne à l'aide du logiciel Altium Designer™. Les valeurs des composants ($R_f=60M$, $C_f=3pF$ et $C_i=60pF$) sont directement issues des documents du constructeur de la photodiode UDT-020D d'OSI [95] et de l'intégrateur Environnement-SA).

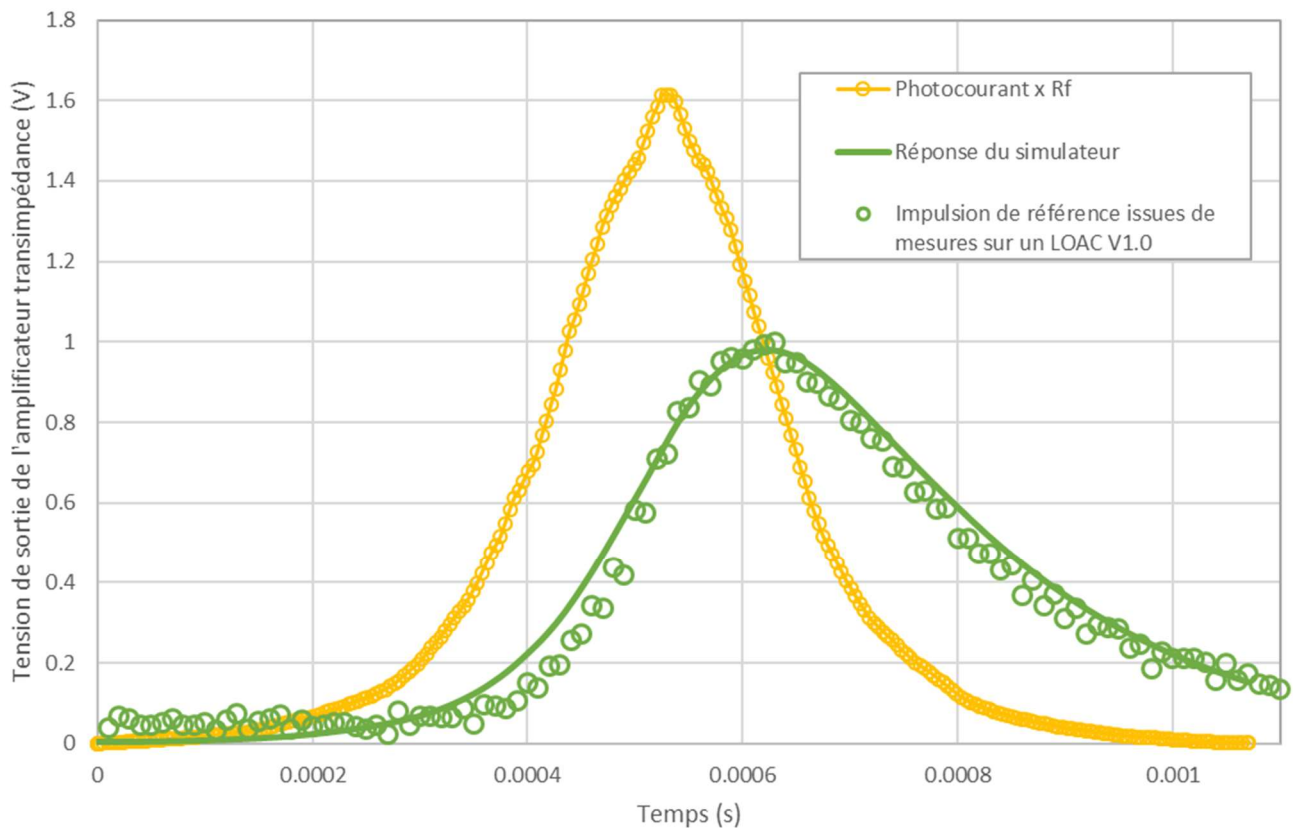


Fig. 3-17 : Comparaison entre simulation et mesures de la réponse du LOAC V1.2 à une particule. La courbe jaune est l'image du photocourant généré dans la photodiode par le passage d'une particule dans le faisceau gaussien du laser à une vitesse de 4.6m/s (correspondant à un débit de 2l/min pour un injecteur de 2mm x 4mm. Ce photocourant multiplié par la résistance de contre-réaction de l'amplificateur donne l'attendu en sortie d'un transimpédance de bande passante infinie.

La courbe verte donne la sortie simulée tenant compte de la bande passante de l'amplificateur. On remarque une baisse conséquente du niveau du signal dû au filtrage. Les points verts qui se superposent à cette courbe constituent l'impulsion de référence construite précédemment (Fig. 3-15) à partir des mesures réalisées sur un LOAC V1.2.

On observe une très bonne corrélation entre la simulation et les mesures (Fig. 3-17) ce qui tend à conforter nos hypothèses de départ à savoir :

- L'impulsion lumineuse créée par l'interaction d'une particule avec le faisceau est l'image de la répartition spatiale de l'intensité lumineuse du laser lors du déplacement de la particule.
- Les particules traversent le faisceau à vitesse constante quelle que soit leur taille.
- La dissymétrie temporelle de l'impulsion (effet de trainage) est liée à la réponse impulsionnelle de l'amplificateur transimpédance.

Ce modèle simplifié permet donc de prédire de manière fidèle la réponse de l'instrument au passage d'une particule dans le faisceau. On retiendra donc que la répartition spatiale de la lumière du laser détermine la forme du signal de sortie en particulier lorsque la bande passante de l'amplificateur est élevée.

Pour conforter encore les résultats de ce modèle simple, une étude CFD (Computational Fluid Dynamics) a été conduite et ses principaux résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

3.2.3. MODELISATION CFD

Une étude visant à modéliser les étapes de prélèvement, transport et surtout l'injection d'aérosols a été confiée à la société R. Tech (Research and Technology) afin de valider, entre autres, l'hypothèse isocinétique discutée précédemment. Cette étude a été financée grâce au programme R&T du CNES sur la spatialisation du LOAC (2018-2020).

L'ensemble des simulations de cette étude ont été réalisées avec le logiciel HELYX, logiciel de calcul CFD Open-Source, qui a déjà été utilisé par R.Tech lors de précédentes études pour le compte du CNES.

La première étape de l'étude consiste à réaliser le maillage de la chambre des modèles V1.5 et V2.0 qui, rappelons-le, sont identiques.

Le maillage réalisé à l'aide du logiciel HELYX présenté en (Fig. 3-18) résulte d'un compromis entre qualité et temps de calcul qui est directement lié au nombre de cellules retenues. Ce maillage est réalisé automatiquement par le logiciel, il comporte 391928 mailles et les zones par lesquelles transitent les aérosols sont privilégiées.

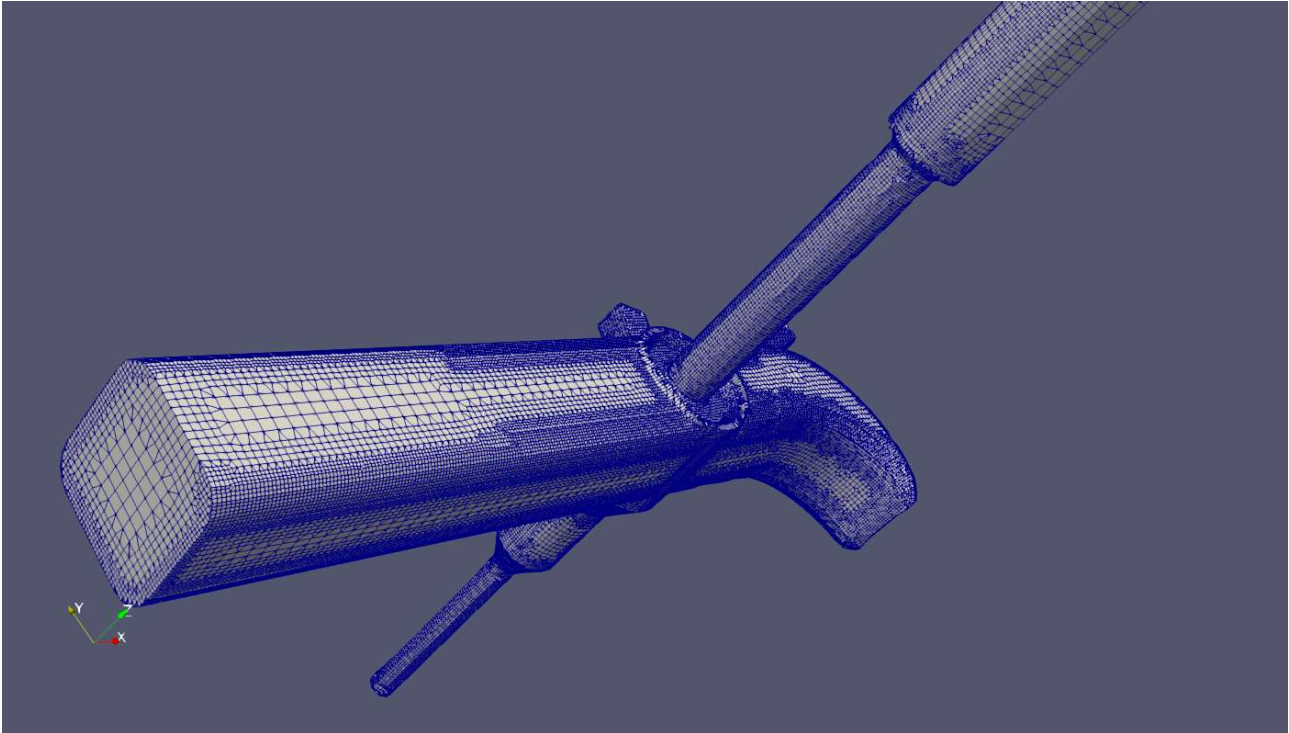


Fig. 3-18 : Maillage de la chambre du LOAC par le logiciel HELYX.

La simulation réalisée simule la trajectoire des aérosols sphériques injectés dans le LOAC depuis son orifice de prélèvement (tête INOX) jusqu'à la sortie de la chambre. Les conditions initiales du calcul sont les suivantes :

- Débit volumique d'air : 2l/min
- Pression : 1013 hPa
- Température : 20°C
- Distribution des aérosols : uniforme sur la section d'entrée avec des tailles de particules variant de 0.5µm à 50 µm
- Débit massique d'injection des aérosols : $5 \cdot 10^{-5}$ kg/s
- Densité de l'aérosol : 2000 g/cm³

Le débit volumique étant de $3.33 \cdot 10^{-5}$ m³/s avec une surface d'entrée de $2.33 \cdot 10^{-5}$ m², la vitesse d'entrée du fluide est de $U = 1.43$ m/s (au niveau de l'entrée du tube de prélèvement). Pour des vitesses aussi faibles, il est nécessaire de considérer le gaz comme incompressible pour assurer la convergence des calculs (la densité de l'air est supposée constante dans tout le domaine).

Le solveur utilisé résout les équations décrites en annexe 6. Selon la concentration de l'aérosol par rapport au gaz environnant, certaines forces sont prépondérantes par rapport à d'autres. Ainsi les modèles de forces sont choisis les plus généraux possibles :

- Le modèle de traînée utilisé est celui de Putnam (Putnam, 1961) [96], basé sur un recalage avec des mesures réalisées sur des sphères.
- Le modèle de portance utilisé est celui proposé par Saffman (Saffman P.G, 1964) [97] et Mei (Mei et Klausner, 1994) [98] basé sur le recalage de l'évolution de la force de portance dans un écoulement de Poiseuille.

- Aucun modèle de collision n'a été utilisé pour ce calcul car la concentration très élevée de particules injectés (nécessaire pour la statistique) ne correspond pas aux concentrations usuellement observées (et observables avec le LOAC).
- Aucun effet de captation ou adhérence aux parois n'est considéré.

La simulation permet d'estimer la vitesse de déplacement des particules à la sortie de l'injecteur. Pour obtenir cela, on étudie d'abord leur concentration radiale, c'est-à-dire la répartition de celles-ci dans le plan perpendiculaire à leur déplacement. Dans la zone où les aérosols sont présents majoritairement, on calcule alors leur vitesse moyenne de déplacement. La chambre est découpée en 5 zones dans lesquelles cette vitesse moyenne de déplacement est estimée pour les gammes de tailles suivantes : (Fig. 3-19).

- Particules ultra fines : $0.5\ \mu\text{m}$ à $1\ \mu\text{m}$
- Particules fines : $1\ \mu\text{m}$ à $5\ \mu\text{m}$
- Particules moyennes : $5\ \mu\text{m}$ à $10\ \mu\text{m}$
- Particules grosses : $10\ \mu\text{m}$ à $25\ \mu\text{m}$
- Particules très grosses : $25\ \mu\text{m}$ à $50\ \mu\text{m}$

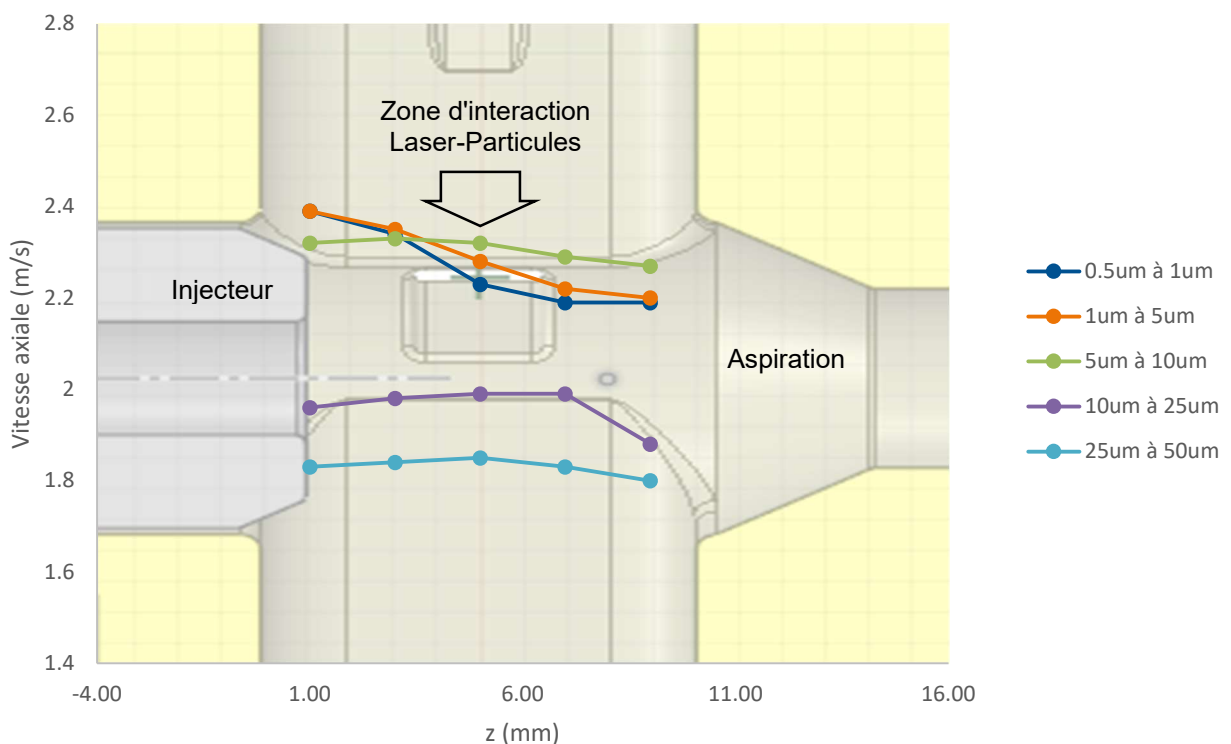


Fig. 3-19 : Evolution de la vitesse des aérosols lors de leur injection dans la chambre du LOAC en fonction de la distance à la sortie de l'injecteur pour différentes tailles de particules. L'image en fond représente la forme de la chambre autour de l'injecteur et permet d'identifier les zones d'intérêt.

On observe que les vitesses des aérosols évoluent très peu en sortie d'injecteur et ce quel que soit leur diamètre, ce qui conforte les résultats du modèle simplifié décrit au § 3.2.2. Toutefois l'hypothèse que toutes les particules traversent à la même vitesse n'est pas totalement vérifiée. En effet, les plus grosses particules ont des vitesses d'injection plus faibles sans doute en raison d'une contribution plus faible des forces aérodynamique par rapport aux forces d'inertie. Ce comportement est toutefois lié aux caractéristiques du tuyau de prélèvement et de l'injecteur dont l'étude sort du cadre de cette thèse.

Les études CFD réalisées donnent bien d'autres informations intéressantes sur le transport des aérosols de l'extrémité du tube de prélèvement jusqu'à la chambre et des informations très pertinentes pour le design de l'instrument (voir § 4.3.2). Cet outil sera exploité plus tard dans ce mémoire notamment pour justifier les choix de dimensionnement du LOAC 3.0.

3.3. SOURCE LUMINEUSE

3.3.1. HERITAGE

La source lumineuse de l'instrument LOAC V1.2 est un module laser rouge de longueur d'onde 635nm et de puissance comprise entre 25 et 30mW proposé par PROPHOTONIX [99] sous la référence IND-F-635-030-E-XX-DC. Ce module étant particulièrement onéreux (plusieurs centaines d'euros), il m'a été proposé pour les futures versions d'étudier une nouvelle solution basée sur un module Roithner sous la référence RLDG650-13 [100]. Il est alimenté sous 3.0VDC et nécessite un courant de fonctionnement inférieur à 120mA. Il intègre, dans un tube cylindrique de 45mm, une diode laser et une optique de collimation en plastique conférant au faisceau une divergence de l'ordre de 0.8 mrad. Le constructeur annonce une plage de fonctionnement de -10°C à +40°C.

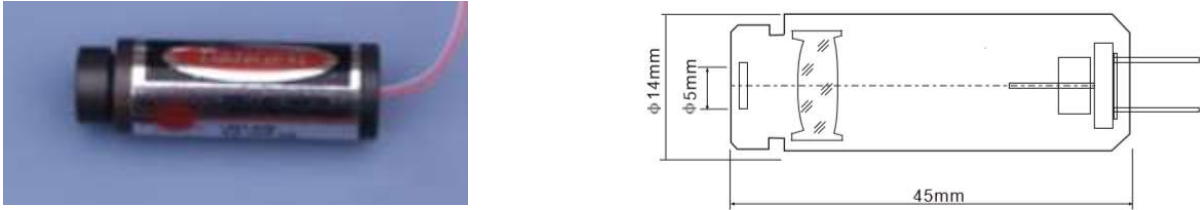


Fig. 3-20 : Aspect et dimensions du module laser Roithner proposé pour les LOAC V2 et 3.0 (source Roithner-laser.com).

En choisissant cette solution l'industriel dispose d'une source lumineuse très simple à interfacer et ne nécessitant que peu de réglage puisque seule la distance de la lentille par rapport à la diode laser peut être ajustée. Cependant, pour une utilisation sur une version spatiale du LOAC cette solution présente de nombreux inconvénients, en particulier :

- **La présence d'une optique en plastique** non compatible d'une utilisation sous vide (dégazage et modification des propriétés optiques)
- **L'absence d'un dispositif permettant de régler et moduler la puissance du laser**
- **L'absence d'observables** permettant de garantir que le laser fonctionne bien. En effet, sur des systèmes embarqués à bord de satellites et/ou de sondes spatiales, il est indispensable de pouvoir garantir l'intégrité de l'instrument ainsi que son fonctionnement. Le courant consommé, la température de la diode et la puissance optique fournie sont autant de paramètres qu'il faut pouvoir connaître.
- **La dégradation des performances du module en température.** Bien que le constructeur indique une plage de température de fonctionnement acceptable (50°C) [100], des essais en chambre climatique conduits au CNES montrent que la puissance optique délivrée par le module laser varie de manière importante sur cette plage. Or, cette variation relative impacte directement la précision de la mesure de la taille des aérosols puisque le flux diffracté est proportionnel au flux incident.

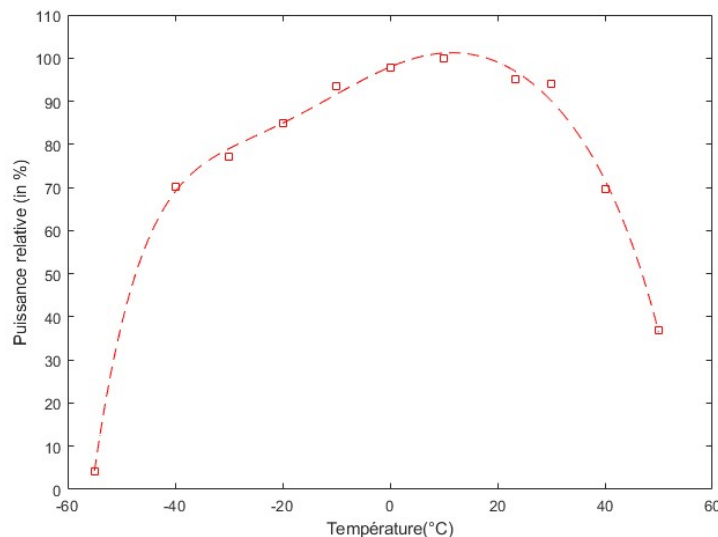


Fig. 3-21 : Evolution de la puissance relative du module laser RLDG650-13 (Roithner) en fonction de la température.

3.3.2. CAHIER DES CHARGES

Fort de ce constat, il a été décidé de ne pas utiliser ce type de composant en tant que source lumineuse pour les futurs LOAC mais de privilégier des composants compatibles des exigences d'une utilisation spatiale. On s'attachera donc à proposer une source lumineuse présentant les caractéristiques suivantes :

- Puissance réglable dans une plage allant de 10mW à 30mW typiquement
- Longueur d'onde dans le visible ou le proche infrarouge
- Présence d'observables à des fins de diagnostics (mesure de tension, courant, puissance optique et température)
- Bon rendement électro-optique. S'agissant d'une utilisation embarquée la consommation de la source doit être la plus faible possible en regard de la puissance optique fournie
- Stabilité en température sur une large gamme (typiquement -30°C à $+40^{\circ}\text{C}$)
- Constituants compatibles d'une utilisation dans le milieu spatial

Ces contraintes amènent à proposer une source lumineuse basée sur des composants discrets à assembler plutôt qu'une solution toute intégrée sur étagère.

Le choix de la longueur d'onde n'est pas critique en soi car, si notre souhait de pouvoir détecter les particules les plus petites nous oriente plutôt vers le bleu pour repousser l'effet atténuateur de la diffusion de Rayleigh (voir § 3.1.1.1), il faut rappeler que le maximum de sensibilité des photodiodes à base de semiconducteurs au silicium se trouve plutôt autour du micromètre. Ainsi, il est préférable de privilégier des longueurs d'onde entre 650nm et 800nm pour disposer de photodétecteurs présentant de meilleures performances.

3.3.3. CHOIX DU TYPE DE COMPOSANTS D'EMISSION

Compte tenu des faibles dimensions recherchées pour le LOAC, les LED (Light Emitting Diode) et les diodes laser sont deux candidates possibles. On exclut de fait les lasers cristallins (« laser à solide ») ou à gaz, couteux, fragiles et réservés à des puissances optiques élevées.

Les **diodes électroluminescentes** sont des dispositifs opto-électronique capables d'émettre de la lumière lorsqu'ils sont parcourus par un courant électrique. Ces composants ne laissent passer le courant électrique que dans un seul sens et produisent un rayonnement monochromatique ou polychromatique non cohérent par conversion d'énergie électrique lorsqu'un courant les traverse. L'efficacité lumineuse varie selon le type de diodes, de 20 à 100 lm/W [101], et atteint en laboratoire 200 lm/W [102]. Cette technologie est en pleine expansion depuis quelques années dopée par le marché commercial de l'éclairage et de la télévision haute définition.

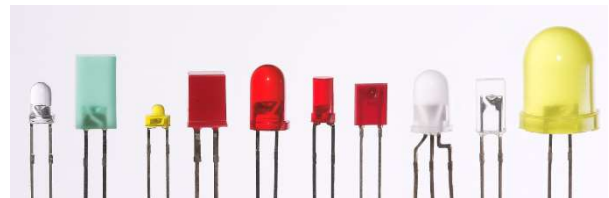


Fig. 3-22 : Différents types de LED (source Wikipédia).

Les **diodes lasers** trouvent de nombreuses applications dans les communications, l'enregistrement et la lecture des données ainsi que la mesure et la détection. Il s'agit de composants peu coûteux émettant une lumière monochromatique cohérente dont la longueur d'onde s'étend du violet à l'infrarouge. Le rendement de ces composants peut atteindre en laboratoire 70% (Kanskar, 2004) [103] ce qui lui donne une place de choix dans les systèmes embarqués. Néanmoins le faisceau produit par ces composants souffre d'une divergence et d'une ellipticité plus importante que les lasers à gaz (en raison des dimensions et de la géométrie de leur zone active) et nécessitent une optique de collimation adaptée.



Fig. 3-23 : Diodes laser (source Findlightopedia).

A l'époque de la conception des premiers LOAC (2009), le choix du module laser s'imposait tant les performances des LED étaient loin derrière en termes de puissance et de rendement. Les progrès effectués ces dernières années rendent les LEDs de plus en plus attractives pour ce genre d'application. Le Tab. 3-2 témoigne d'une augmentation des performances des LEDs avec des rendements qui peuvent se rapprocher des diodes laser pour les puissances faibles qui nous intéressent (qq mW). La lumière blanche émise par les

LEDs peut aussi constituer un avantage car ce caractère polychromatique permet une réponse de l'instrument plus monotone en évitant les oscillations et donc les ambiguïtés lors du classement des particules par gamme de taille. Enfin, les diodes laser bénéficient d'un plus grand recul dans les applications spatiales et sont disponibles dans des boîtiers métalliques plus adaptés à l'environnement. Nous choisirons donc ces composants pour les versions futures du LOAC en gardant toutefois à l'esprit que les LEDs peuvent constituer des solutions alternatives intéressantes en particulier pour des applications au sol du LOAC.

Tab. 3-1	Light Emitting Diode	Laser Diode
Mode opératoire	Emission spontanée	Emission stimulé
Cohérence	Emission incohérente, les photons n'ont pas la même phase	Les photons émis sont en phase
Puissance de sortie	Puissance modérée proportionnelle au courant injecté	Puissance de quelques mW à plusieurs kW proportionnelle au courant injecté au-delà d'une valeur seuil
Facilité d'utilisation	Plus facile	Plus difficile. On notera notamment la forte sensibilité des diodes lasers aux ESD (electrostatic discharge)
Pureté spectrale	Mauvaise, 25 à 100 nm	Elevée, 10^{-9} à 5 nm
Largeur de bande de modulation	Modérée, quelques dizaines de KHz à quelques dizaines de MHz	Elevée, quelques dizaines de MHz à quelques dizaines de GHz
Longueur d'onde disponible	0.66 à 1.65 nm	0.78 à 1.65 nm
Efficacité de conversion	10 to 20 %	30 to 70 %
Coût	Faible	Modéré à élevé

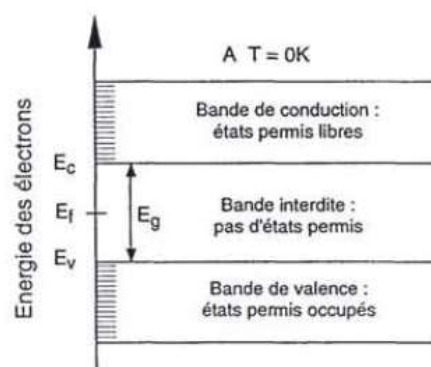
Tab. 3-2 : Comparaison qualitative des caractéristiques principales des diodes laser et des LEDs. D'après RF Wireless World – LED vs Laser diode [104].

3.3.4. LES DIODES LASER

3.3.4.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Dans un solide cristallin parfait, assemblage régulier d'atomes aux nœuds d'un réseau tridimensionnel périodique, les états d'énergie des électrons sont répartis en bande permises et interdites. Ainsi, à la température du zéro absolu, ces matériaux sont totalement isolants puisque qu'aucun électron ne possède l'énergie suffisante pour atteindre la bande de conduction (De Cremoux, 1996 [105]).

Fig. 3-24 : Bandes d'énergie dans un semiconducteur (De Cremoux, 1996 [105]).



A plus haute température, l'énergie d'agitation acquise par quelques électrons peut leur permettre de passer dans la bande de conduction, un courant peut donc s'établir dans le matériau et réduire sa résistance électrique.

Lorsque des impuretés sont volontairement introduites dans le réseau cristallin (on parle de dopage) on crée des niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite facilitant le transport des charges. On parle de dopage de type N quand les électrons deviennent excédentaires ou de dopage de type P lorsqu'ils viennent à manquer. Ainsi en jouant sur le nombre d'impuretés il est possible de réduire de plusieurs ordres de grandeur la résistivité d'un matériau, on parle de semiconducteurs

Les interactions entre rayonnement (photons) et matière (électrons) exploités dans les semiconducteurs sont de plusieurs natures :

- **L'absorption**, ou un photon incident cède son énergie à un électron de la bande de valence. Il se produit alors un courant dans le matériau, phénomène exploitée en détection lumineuse (voir §3.4.2.1).
- **L'émission spontanée** ou un électron dans la bande de conduction libère spontanément son énergie en émettant un photon. L'énergie du photon émis est celle de la largeur de la bande interdite E_g qui peut être reliée à la longueur d'onde de celui-ci par la relation

$$E_g = \frac{hc}{\lambda}$$

- **L'émission stimulée** où un photon incident provoque la recombinaison radiative d'une paire électron-trou et donc l'émission d'un nouveau photon de même phase et dans la même direction que le photon incident. C'est cet effet amplificateur découvert par Einstein en 1916 [106] qui est exploité dans les Lasers.

Une puce de diode laser comprend ainsi une région active en forme de ruban insérée dans une jonction de type P-N. L'épaisseur de la couche active est maîtrisée en insérant par épitaxie un autre matériau (de l'arséniure de Gallium par ex). On réalise ainsi des hétérojonctions qui confinent les électrons dans la zone active. Lorsque cette diode est polarisée en direct, elle laisse passer un fort courant qui peuple la bande de conduction et génère la lumière qui se propage en étant amplifiée par l'émission stimulée. Elle se réfléchit ensuite partiellement sur les faces avant et arrière qui sont obtenues par clivage avec un coefficient de réflexion proche de 0.3 pour la face avant (la face arrière est revêtue d'un revêtement hautement réfléchissant). Cette cavité raisonnante constitue un interféromètre de Fabry-Perot dont la longueur est d'environ 300nm

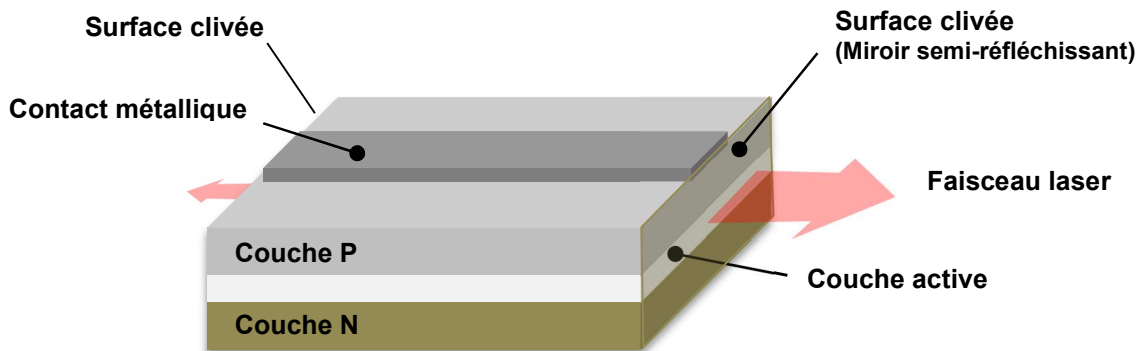


Fig. 3-25 : Structure d'une diode laser.

Pour plus de détails sur la technologie des lasers, on peut se rapporter au rapport de Pospiech et Liu (2004) [107] et au site très complet de Samuel M. Goldwasser, (1994,2020) [108].

3.3.4.2. PACKAGING

Une diode laser est généralement encapsulée dans un boîtier métallique cylindrique qui contient la diode semi-conductrice, une photodiode permettant le contrôle du flux lumineux et un dissipateur thermique (Fig. 3-26). Les diodes laser « pigtaillées » utilisées dans les transmissions à fibre optique peuvent également contenir un module de refroidissement à effet Peltier. Pour les lasers de petite puissance, ce boîtier est basé sur un standard de type TO18 de 5.6mm ou 9mm de diamètre. Le boîtier protecteur est scellé rempli d'un gaz inerte (azote ou air sec) qui réduit de manière significative l'oxydation des faces clivées soumises à une densité de puissance lumineuse élevée.

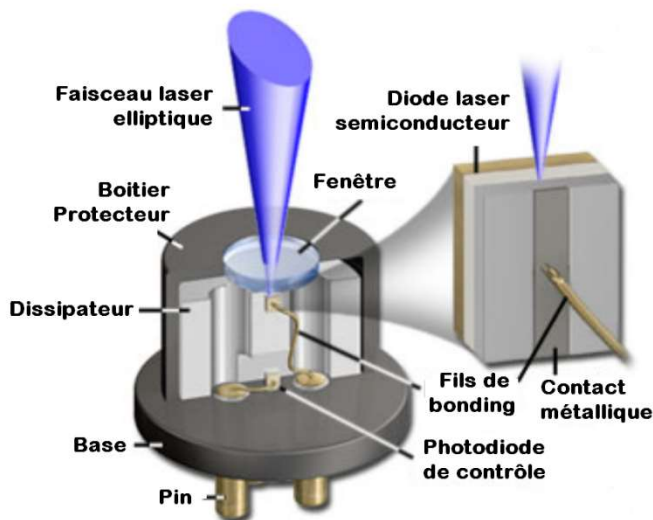
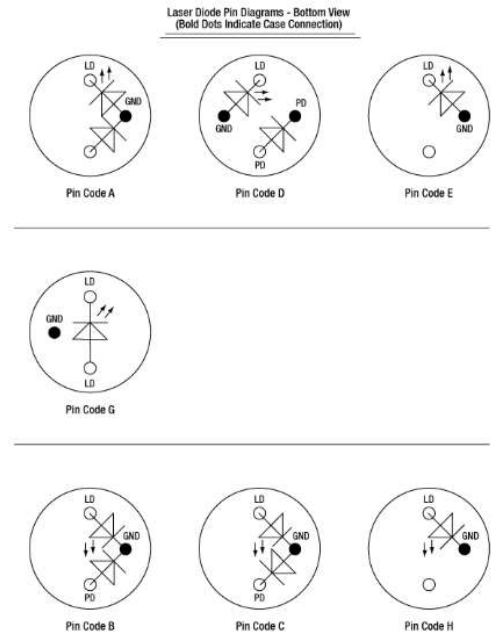


Fig. 3-26 : Packaging et brochage typiques d'une diode laser (Crédits Olympus et Thorlabs).



Le boîtier comprend généralement 3 pins qui permettent d'alimenter la diode et d'acquérir le signal de la photodiode de contrôle lorsqu'elle est implémentée.

3.3.4.3. FAISCEAU OPTIQUE

Les diodes laser les plus courantes possèdent un profil d'intensité quasi Gaussien. La partie de la zone active d'où est émise la lumière présente une section rectangulaire qui produit un faisceau elliptique d'un micron selon l'axe vertical et de quelques microns dans le plan de la couche active. Le facteur de forme varie typiquement de 1 :2 à 1 :4. En raison des lois de la diffraction la divergence du faisceau est plus importante selon l'axe vertical communément appelé « fast axis ». Lorsque la lumière se propage, la largeur du faisceau selon l'axe vertical devient plus grande que selon l'axe horizontal ce qui produit une rotation de l'ellipticité du laser. En général, on cherche à minimiser l'ellipticité du faisceau mais nous verrons que dans le cas du LOAC cette caractéristique unique des diodes laser sera au contraire exploitée.

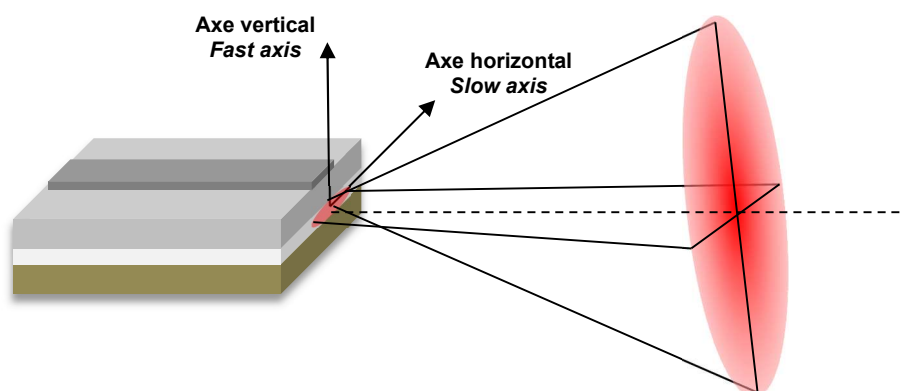


Fig. 3-27 : Divergence du faisceau d'une diode laser (d'après Sun, 2012 [121]).

La divergence du faisceau d'une diode laser peut varier significativement d'une diode à l'autre même pour une même référence. La divergence à mi-hauteur pour un faisceau Gaussien varie de 15° à 40° selon l'axe rapide et de 6° à 12° selon l'axe lent.

3.3.4.4. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES ET MODELE

La caractéristique courant-tension d'une diode laser est celle d'une diode polarisée en direct.

Au-delà d'un certain courant de seuil, la condition de Bernard-Durauffourg (Bernard et Durauffourg, 1961) [109] implique que la tension aux bornes de la jonction reste constante voisine de $\frac{E_g}{q}$ et, par la suite, sa résistance dynamique reste très faible.

Ainsi le modèle suivant peut être proposé :

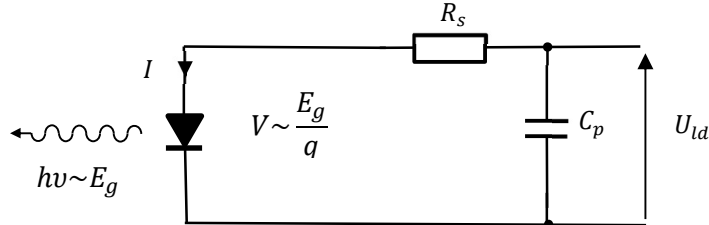


Fig. 3-28 : Modèle simplifié d'une diode laser.

La résistance série R_s et la capacité C_p modélisent les éléments parasites de la jonction mais seul R_s présente une influence en régime statique.

La caractéristique de la diode s'exprime par la formule de Shockley (Shockley W., 1949) [110]

$$I_d = I_{s_eff} \left(e^{\frac{qV}{n k T}} - 1 \right)$$

Avec I_s le courant de saturation effectif, V la tension aux bornes de la jonction, $\frac{kT}{q}$ le potentiel thermodynamique (26mV @ 300K) et n un facteur qui vaut idéalement 1 mais qui peut varier jusqu'à 2 pour des diodes laser en fonction du matériau de la jonction et de la polarisation appliquée.

Ainsi, la relation courant-tension d'une diode laser peut s'exprimer sous la forme :

$$U_{ld} = n \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_d}{I_{s_eff}} + 1 \right) + R_s I_d$$

Ce comportement a été vérifié en laboratoire à l'aide d'une diode laser HLD980050N4T de chez Blaser CO It (Fig. 3-29). Une interpolation au sens des moindres carrés permet d'obtenir les valeurs caractéristiques suivantes :

$$\begin{aligned} R_s &= 2.1 \, \Omega \\ I_s &= 9 \, fA \\ n &= 1.8 \end{aligned}$$

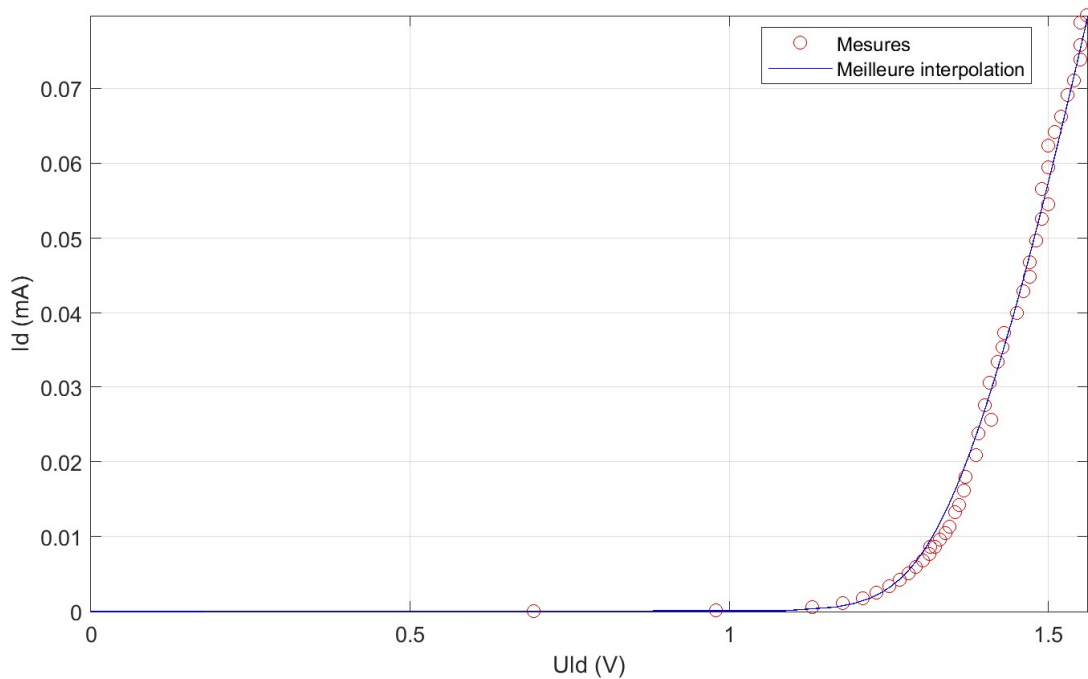


Fig. 3-29 : Meilleure interpolation de la caractéristique courant-tension d'une diode laser HLD980050N4T permettant d'obtenir les paramètres caractéristiques de son modèle.

Les propriétés de conversion d'énergie électrique en énergie optique sont données par la caractéristique qui lie la puissance optique émise en fonction du courant injecté (Fig. 3-30). De cette courbe, on extrait :

- Le courant de seuil I_s en deçà duquel la diode laser n'exploite que l'émission spontanée comme une simple LED.
- La pente de conversion S donnant la puissance optique émise en fonction du courant injecté
- La puissance de dégradation catastrophique P_{dc} (COD) qui est un processus irréversible qui peut aller jusqu'à la fusion des faces clivées. Elle n'est pratiquement jamais atteinte pour les composants à base de GaInAsP [105].
- La puissance de saturation P_{sat} au-delà de laquelle le rendement de la diode s'effondre. Ce processus lié à l'échauffement de la jonction reste toutefois réversible.

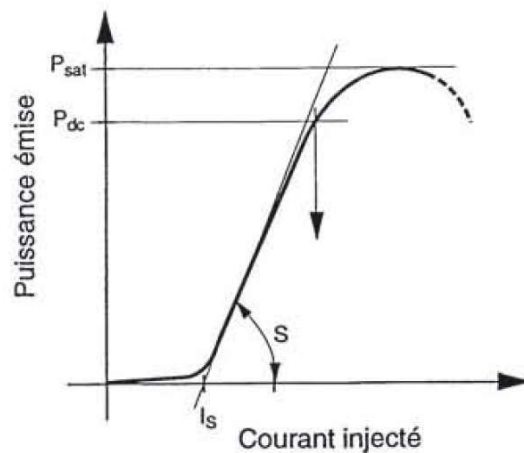


Fig. 3-30 : Puissance émise par une diode laser en fonction du courant injecté (De Cremoux, 1996 [105]).

Dans les instruments LOAC, la diode laser est utilisée en mode continu afin de ne pas perdre de particules lorsque celles-ci passent dans le faisceau. Cependant, pour les besoins de diagnostic du bon fonctionnement de l'instrument, il est proposé d'utiliser la lumière parasite due aux réflexions multiples du laser sur les parois de la chambre pour tester l'ensemble de la chaîne de détection (sans qu'il y ait pompage des aérosols). En effet, en superposant au courant de fonctionnement du laser des impulsions de courant de référence (voir §3.3.8), il sera possible d'observer sur les détecteurs une réponse typique du passage d'un aérosol. Maîtrisant le nombre et l'amplitude des impulsions émises, l'intégrité de la chaîne de mesure et de détection de l'instrument peut être vérifiée. Pour assurer cette fonction, il faut s'assurer que la diode à la capacité d'être modulée avec des impulsions de 0.1ms (LOAC V3.0) à 1ms (LOAC V2.0). Or, il se trouve que les diodes laser se comportent dynamiquement comme un système résonnant du second ordre avec des réponses fréquentielles plates typiquement jusqu'à quelques GigaHertz (Fig. 3-31). Il n'y a donc pas de difficulté à les moduler avec les impulsions décrites ci-dessus.

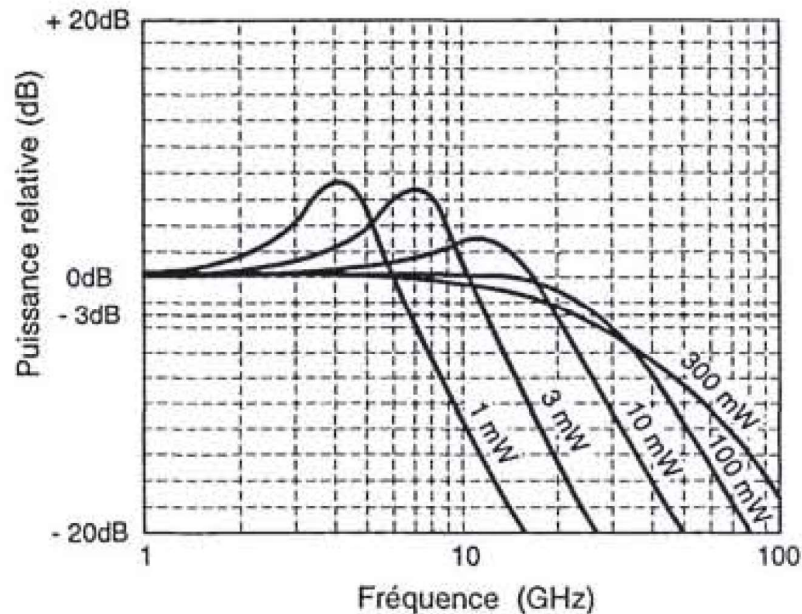


Fig. 3-31 : Réponses fréquentielles typiques de diodes laser de différentes puissances (De Cremoux, 1996 [105]).

3.3.5. CHOIX DE LA DIODE LASER

Tenant compte des contraintes techniques exprimées dans le cahier des charges décrit au §3.3.2, le choix des diodes lasers répondant au besoin est pléthorique. On veillera toutefois choisir ce composant en fonction de l'utilisation terrestre ou spatiale de l'instrument.

3.3.6. CHOIX DE LA DIODE LASER POUR UNE APPLICATION AU SOL

Le critère de choix principal pour une application terrestre (ou un prototype) est le coût de la diode laser car c'est un des composants les plus onéreux de l'instrument. Une étude de coût a donc été conduite sur une trentaine de modèles tous disponibles chez Roithner (fournisseur du module du LOAC V1.x).

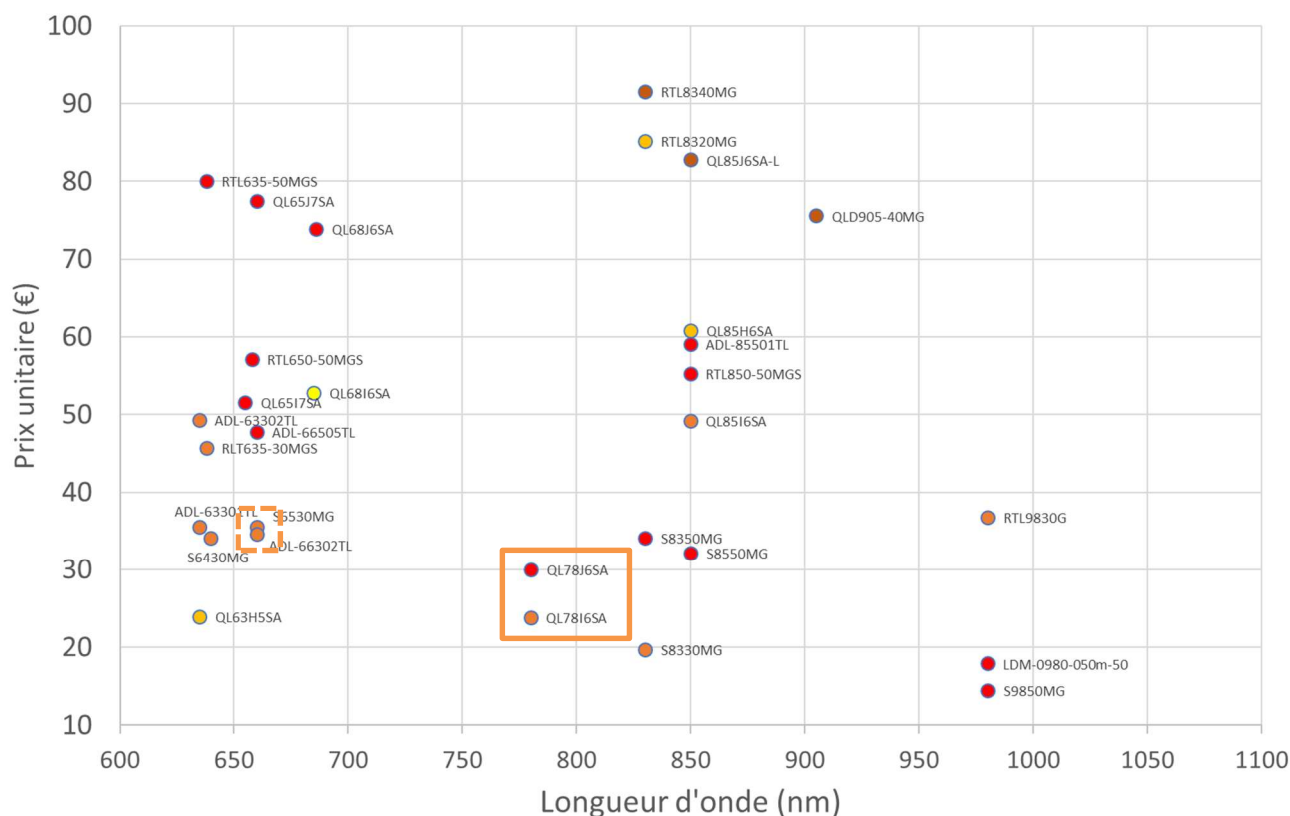


Fig. 3-32 : Coût des diodes laser en fonction de la longueur d'onde d'émission. La couleur du point code la puissance maximum autorisée : ● 20mW ● ~20mW ● 40mW ● 50mW.

Les modèles QL78I6SA et QL78J6SA se révèlent particulièrement intéressants puisque bien placés au niveau coût unitaire (<30€) et présentant des caractéristiques électriques intéressantes pour nos applications (voir table et données constructeur [111], [112]). Ces diodes délivrent une puissance optique nominale respectivement de 30mW et 50mW. A noter leur longueur d'onde de 780nm est proche du visible et correspondant au maximum de sensibilité de la plupart des photodiodes candidates (§4.3.3.1). Enfin, leur rendement peut être estimé à 30%. L'inconvénient majeure de ces diodes reste que leur longueur d'onde n'est pas dans le domaine du visible ce qui peut constituer une difficulté sur les premiers prototypes (le fait de voir le faisceau est un plus pour les premiers tests). Une alternative intéressante est le modèle S6530MG à 660nm [113] qui pourra être utilisé dans les phases de mise au point et remplacé par la suite par les modèles précédemment cités qui permettent d'exploiter la chaîne de détection avec une sensibilité optimale.

c	QL78I6SA	QL78J6SA	S6530MG
Puissance optique délivrée	30 mW	50 mW	32 mW
Courant de seuil	20 mA	25 mA	58mA
Courant de fonctionnement	55 mA	75 mA	95mA
Rendement différentiel	0.85 mW/mA	1 mW/mA	0.8mW/mA
Tension de fonctionnement	2 V	2 V	2.1V
Longueur d'onde	785 nm	785 nm	660nm
Divergence du faisceau parallèle	9 °	9 °	8°
Divergence du faisceau perpendiculaire	22 °	22 °	28°
Photocourant à puissance laser nominale	0.3 mA	0.25 mA	0.25 mA

Tab. 3-3 : Caractéristiques principales typiques des diodes laser QL78I6SA, QL78J6A et S6530MG (d'après Roithner).

3.3.7. CHOIX DE LA DIODE LASER POUR UNE APPLICATION SPATIALE

Plusieurs diodes laser ont été utilisées dans différentes missions spatiales, aucune n'a été toutefois spécifiquement conçue pour tenir les radiations. D'avis d'expert, les diodes laser sont néanmoins généralement très peu sensibles aux radiations. Les points durs en termes de qualification spatiale sont plutôt la thermique, la mécanique et la durée de vie de ces composants. Notre choix s'oriente donc vers le fabricant JDSU connu des services qualités du CNES qui ont procédé à diverses caractérisations dans cette famille de produit. En effet, la référence JDSU 5421 (150mW à 810nm) avait été retenue pour le projet Pharaon (Lévêque et al., 2015) [114] et a depuis été utilisée sur l'instrument SuperCam [115].

Pour notre application du LOAC spatial, nous retenons un modèle de la même famille un peu moins puissant à savoir le JDSU 5400203 dont les principales caractéristiques sont décrites dans le tableau Tab. 3-4. Tab. 3-4 : Caractéristiques principales typiques de la diode laser JDSU 540020 et la fiche constructeur [116].

Caractéristiques	Valeur
Puissance optique délivrée	50 mW
Courant de seuil	35 mA
Courant de fonctionnement	95 mA
Rendement	30 %
Tension de fonctionnement	1.9 V
Longueur d'onde	830 nm
Divergence du faisceau parallèle	9 °
Divergence du faisceau perpendiculaire	30 °
Photocourant à puissance laser nominale	0.5 mA

Tab. 3-4 : Caractéristiques principales typiques de la diode laser JDSU 5400203.

3.3.8. PILOTE DE LA DIODE LASER

3.3.8.1. DIMENSIONNEMENT GENERAL

Pour s'assurer que la diode laser fournisse la puissance lumineuse requise, il est nécessaire de la piloter en courant car plusieurs paramètres doivent être contrôlés. D'ailleurs, pour une référence donnée, il peut y avoir une dispersion importante des caractéristiques de ces composants qui sont très sensibles à la température. Des essais ont donc été réalisés dans le but de mieux connaître leur comportement et de proposer un pilote générique qui pourra être décliné par la suite en fonction des besoins spécifiques sur les LOAC V2.0 et V3.0.

Une diode laser doit donc s'insérer dans un montage qui permet de régler ce courant dans une large plage et qui donne accès à différents paramètres pour son contrôle.

La Fig. 3-33 est un générateur de courant constant à base d'un unique transistor et pilotable par la tension V_{in} . Le courant I_d est donné par la relation :

$$I_d = \frac{1}{R_l} \left[\frac{V_{in}}{1 + R_3 \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2}} + \frac{V_s}{1 + R_1 \frac{R_3 + R_2}{R_3 R_2}} - V_{be} \right]$$

La tension V_{be} du transistor est proche de 0.6V, défini par la jonction base-émetteur du transistor. Elle dépend sensiblement de la température mais nous verrons que l'asservissement en flux qui va être décrit plus loin permettra de s'affranchir de cette dérive.

Ainsi, grâce à ce montage, il est possible de faire varier le courant injecté dans la diode laser proportionnellement à la tension injectée V_{in} avec une sensibilité dépendant uniquement des valeurs des résistances R_1, R_2 et R_3 .

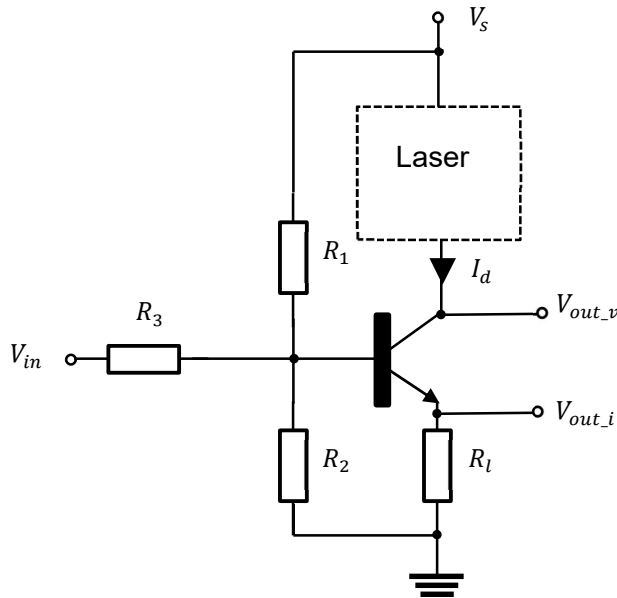


Fig. 3-33 : Pilote d'une diode laser à base d'un générateur de courant constant.

De plus, la mesure du courant I_d et de la tension V_d sont accessibles ce qui permet de connaître pour une diode laser donnée son courant de seuil I_s et sa résistance série R_s à une température donnée.

$$I_d = \frac{V_{out_i}}{R_l}$$

$$V_d = V_s - V_{out_v}$$

3.3.8.2. PILOTAGE DU LASER EN BOUCLE OUVERTE

Il est précisé au § 3.3.4.4 que les diodes laser présentent des caractéristiques qui évoluent de manière significative avec la température. Ainsi, l'erreur sur flux lumineux généré impacte directement l'erreur relative de mesure de la taille des aérosols. Il est donc important de pouvoir compenser ces éventuelles dérives en puissance des diodes lasers, ce qu'un module tout intégré ne permet pas dans la plupart des cas. A titre d'exemple et pour montrer la généricité du générateur de courant proposé, un premier mode de compensation en température de la puissance d'une diode laser est proposé dans ce chapitre. Le principe de cette compensation en boucle ouverte consiste à faire varier le courant dans la diode laser en fonction de la température de celle-ci afin de conserver un flux lumineux constant.

La diode laser utilisée pour cette première approche est un modèle ADL-65075TL du constructeur ARIMA LASER de 7mW émettant dans le rouge (typiquement 650nm). Cette diode laser est assez bien documentée (voir Fig. 3-34 et documentation constructeur [117]), ne coûte que quelques euros et sa faible puissance la rend peu dangereuse à la manipulation.

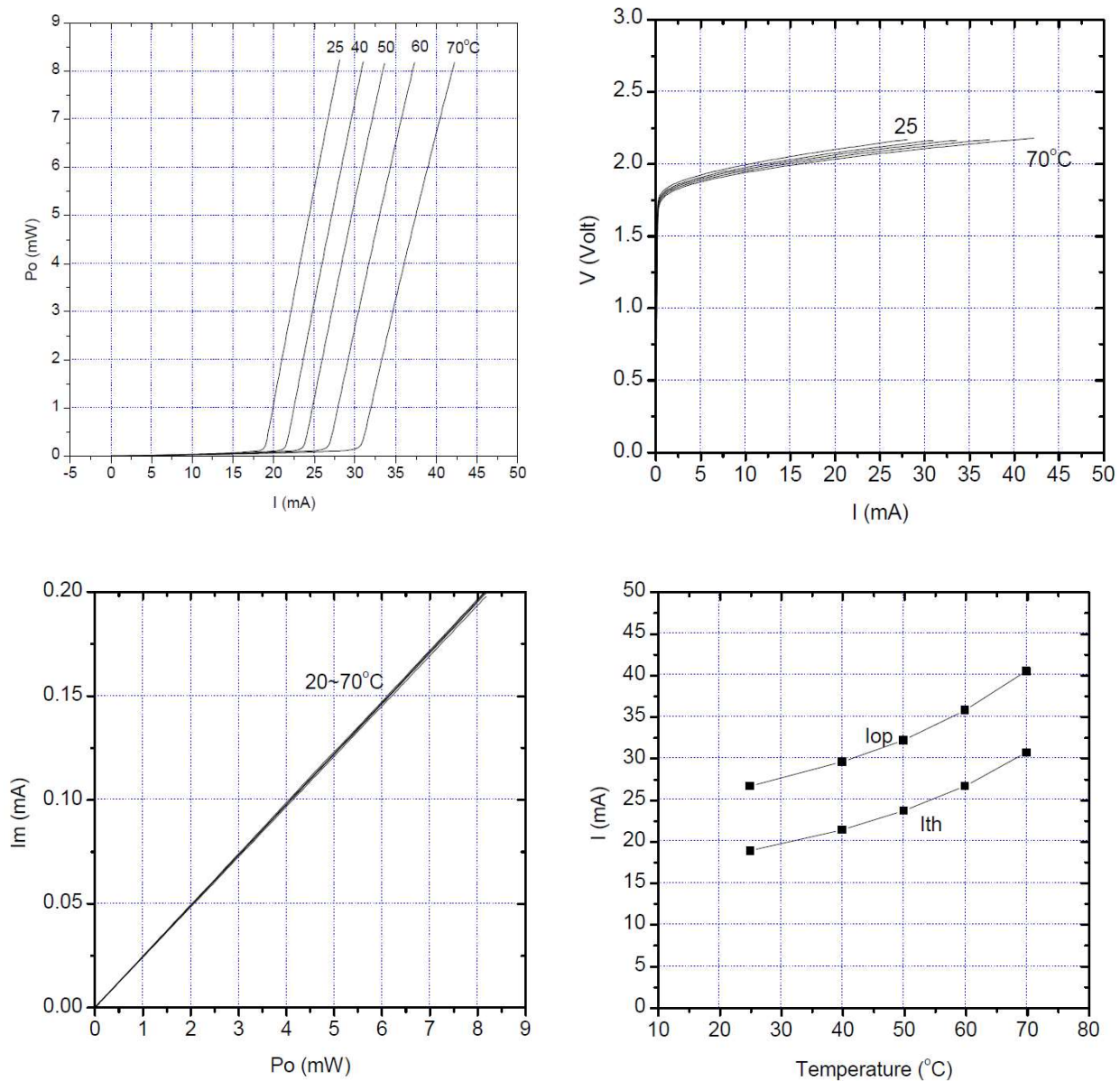


Fig. 3-34 : Comportement en température de la diode laser ADL-65075TL (source : ARIMA LASER)

a) Courbe puissance lumineuse en fonction du courant injecté pour différentes température. On observe l'évolution du courant de seuil et de la résistance série.

b) Courbe courant-tension en fonction de la température.

c) Evolution du courant dans la photodiode de contrôle avec la température. On remarque une bonne stabilité de ce paramètre avec la température.

d) Evolution du courant nominal (I_{op}) et du courant de seuil (I_{th}) sur une large gamme de température.

Afin de vérifier ces caractéristiques sur un modèle réel et de piloter la diode laser pour compenser l'effet de la température, une carte de prototypage a été réalisée sur la base du schéma de la Fig. 3-35. Les valeurs des résistances R1, R2, R3 et R7 sont calculées conformément à la démarche décrite dans le paragraphe §3.3.8.1 pour obtenir une variation de courant compatible de la diode laser par application d'une tension de 0 à 3V sur la broche MOD. La capacité C2 est fixée empiriquement à 10nF pour assurer une montée lente du courant dans la diode lors de la mise sous tension du montage. La résistance R4 permet la mesure du flux lumineux grâce à la photodiode intégrée à la diode laser. La sensibilité obtenue avec cette valeur est d'environ 0.25V/mW. Enfin, une thermistance NTSA0XV103FE130 (10K Ω @ 25°C, $\beta=3900$) est collée sur le boîtier du laser afin de mesurer la température de celui-ci. Sa réponse est linéarisée par la résistance R5 dans la gamme de mesure (-55°C + 50°C).

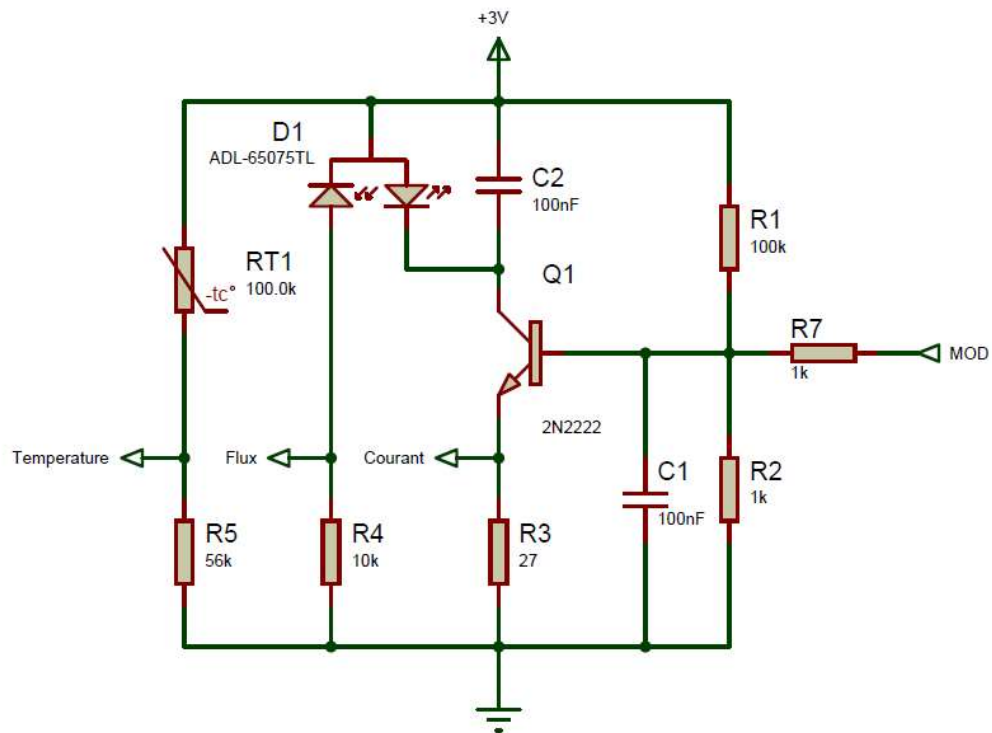


Fig. 3-35 : Schéma du circuit de pilotage de la diode laser.



Fig. 3-36 : Essais en étuve

a) Couplage du capteur de température (en bleu) au boîtier de la diode laser

b) Circuit de pilotage du laser

c) Installation autour de l'enceinte thermique. On utilise une centrale d'acquisition National Instrument pilotée directement par une application Matlab™ qui acquiert les valeurs du courant injecté et de la température dans la diode, et pilote l'entrée MOD du circuit.

Les essais réalisés en enceinte thermique ont permis d'établir les courbes de puissance en fonction du courant injecté dans la diode laser sur une plage de température de -55°C à +50°C sensiblement plus large dans les basses températures que celle préconisée par le constructeur à savoir -10°C à +70°C.

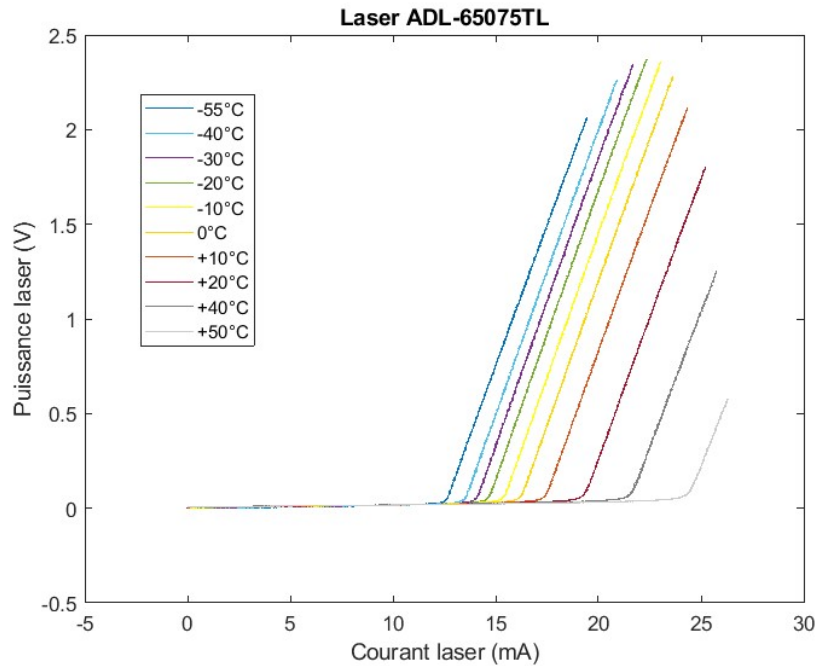


Fig. 3-37 : Puissance de la diode laser mesurée en fonction du courant injecté pour différentes températures de boîtier.

On retrouve sur la Fig. 3-37 l'allure du faisceau de courbe donné par le constructeur Fig. 3-34a. La démarche de compensation consiste à partir de ces résultats à modéliser le comportement de la diode laser au-delà du seuil d'émission stimulée par une droite dont les coefficients varient avec la température (Fig. 3-38).

$$P_{laser} = a(T)I_d + b(T)$$

Avec $a(T)$ et $b(T)$ respectivement les gain et courant d'offset liés à la température et I_d le courant injecté.

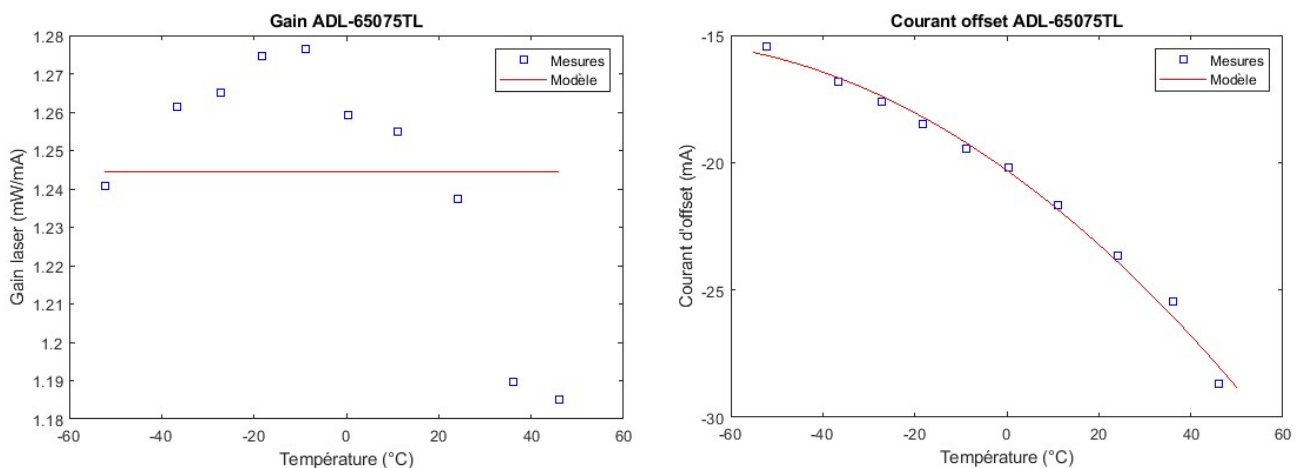


Fig. 3-38 : Gain et courant d'offset de la diode laser en fonction de la température.

Compte tenu de la faible variabilité du gain (8%) en fonction de la température sur plus de 100°C, ce coefficient est modélisé par une valeur constante moyenne. Le courant d'offset quant à lui présente une réponse quadratique en fonction de la température qui est modélisée par un polynôme du second degré obtenu par interpolation au sens des moindres carrés. On exclut volontairement tous types d'interpolations plus complexes afin de conserver une implémentation logicielle simple et intégrable dans un microcontrôleur aux performances modestes.

Ainsi, pour une puissance laser P_{laser} donnée, le courant I_d à injecter est tel que :

$$I_d = \frac{P_{laser} - b(T)}{\bar{a}}$$

Connaissant la température et la valeur du courant à chaque instant, il est possible de compenser l'effet de la température sur la puissance rayonnée du laser et la maintenir ainsi à la valeur souhaitée. Cette méthode appliquée à la diode laser ADL-65075TL permet d'obtenir une stabilité de la puissance lumineuse de l'ordre de 5% comme le montre la Fig. 3-39.

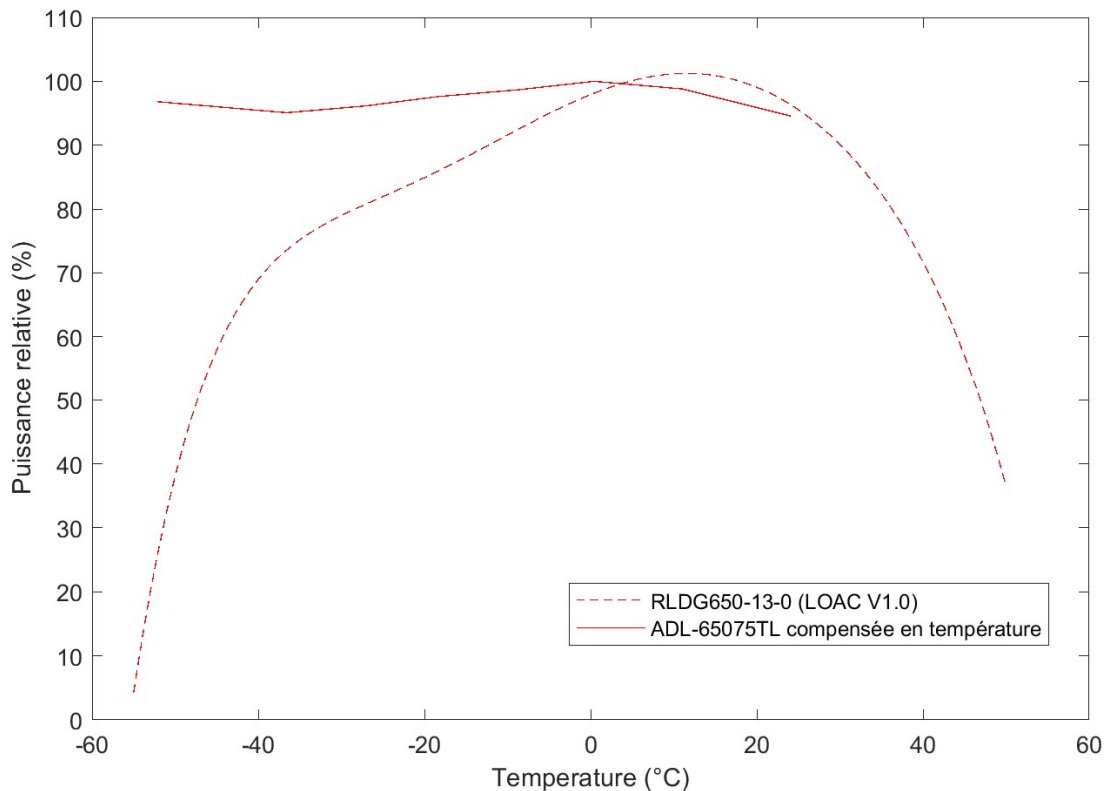


Fig. 3-39 : Stabilité de la puissance lumineuse de la diode laser ADL par compensation directe de l'effet de la température comparée à celle du module laser Roithner RLDG650-13.

Cette méthode donne d'excellents résultats comparés aux performances du module laser Roithner RLDG650-13 envisagé initialement pour équiper les LOAC V2.0 et V3.0.

Elle nécessite toutefois l'ajout d'un capteur de température externe qui doit être thermiquement bien couplé au boîtier de la diode ce qui complexifie quelque peu l'agencement des éléments. De plus, le principe même de cette compensation repose sur la caractérisation préalable en étuve de chaque diode laser ce qui n'est pas compatible d'une production en série de l'instrument. De même, la réponse thermique de la diode peut évoluer dans le temps nécessitant une calibration régulière de celle-ci. Enfin, ce dispositif fonctionne en boucle ouverte et ne donne pas à l'utilisateur d'information sur le flux lumineux réellement émis et la possibilité de le contrôler.

3.3.8.3. PILOTAGE DU LASER EN BOUCLE FERMÉE

Une alternative au dispositif précédent est d'asservir directement la mesure du flux lumineux émis par la diode laser à une valeur de consigne en exploitant la photodiode intégrée à la diode laser (voir §3.3.4.2). Dans ce cas le flux lumineux mesuré par la photodiode est comparé à une valeur de consigne et la différence est prise en compte par un régulateur PID (Proportionnel, Intégral, Dérivé) numérique qui pilote directement le générateur de courant décrit au §3.3.8.1.

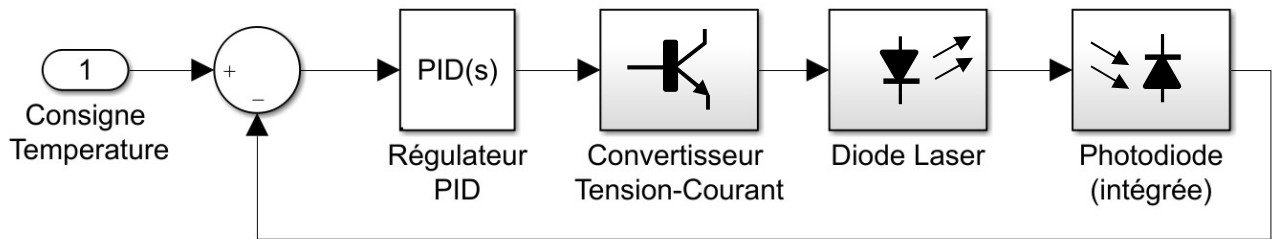


Fig. 3-40 : Synoptique du dispositif de pilotage de la diode laser en boucle fermée (asservissement sur la puissance lumineuse).

Le contrôleur PID numérique est un code léger implanté sur un microcontrôleur qui exploite le signal issu de la photodiode du laser (proportionnel à sa puissance optique), le compare à une consigne et produit un signal analogique qui pilote directement le convertisseur courant tension décrit plus haut. L'intérêt de ce dispositif est qu'il asservit le flux du laser directement quel que soit la grandeur d'influence qui tente à modifier ce flux. Ainsi, l'effet de la température peut être compensé mais aussi les fluctuations de la tension d'alimentation par exemple. La limite de ce dispositif dépend toutefois de la vitesse d'échantillonnage et des constantes de temps de la boucle. L'objectif majeur pour le LOAC étant de compenser l'effet de la température sur la puissance optique du laser, donc un paramètre variant lentement (qq °C/min), la boucle de contre réaction n'a pas besoin d'être rapide. Cette caractéristique est importante car elle contraint le choix des éléments du régulateur numérique PID (calculateur, convertisseurs analogique - numérique et numérique - analogique). A noter qu'il est aussi possible de réaliser ce type de régulation par une boucle purement analogique ne nécessitant pas de calculateur. Néanmoins ce type de solution est beaucoup moins intéressant car la consigne de puissance ne peut être ajustée que manuellement. Or, dans le cas d'une utilisation du LOAC dans sa version spatiale, on appréciera de pouvoir modifier la puissance du laser par télécommande pour répondre aux besoins de la mission. Enfin, dans la mesure ou les versions 2.0 et 3.0 requièrent une capacité de configuration et de diagnostic, un microcontrôleur avec des convertisseurs analogiques et numérique - analogique est, dans tous les cas, nécessaire. L'ajout de cet asservissement consiste uniquement à implémenter un microprogramme supplémentaire dans ce composant.

Dans le cadre de cette thèse, une première étude de faisabilité a été conduite sur ce type de contrôleur autour du pilote de diode décrit au §3.3.8.1, d'une diode laser bas coût HLD980050N4T de chez Blaser CO Ltd et d'un microcontrôleur Arduino DUE.

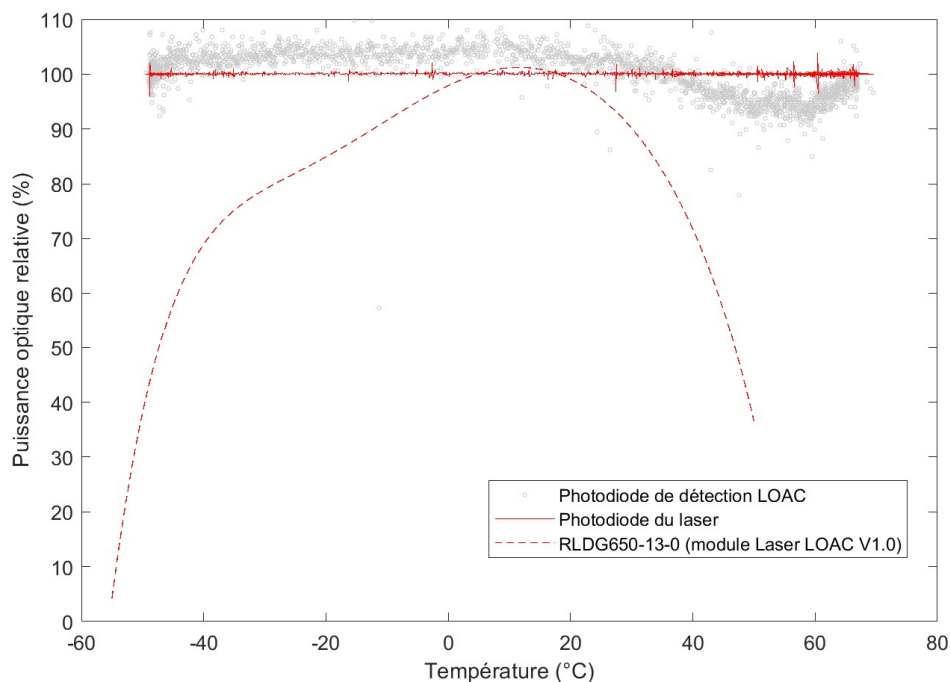


Fig. 3-41 : Stabilité de la puissance lumineuse de la diode laser en température par asservissement de la puissance lumineuse sur la photodiode du laser en comparaison des performances du module laser Roithner RLDG650-13.

Le résultat présenté en Fig. 3-41 montre la capacité du dispositif à réguler la puissance du laser en fonction de la température en comparaison d'un module laser classique (courbe pointillée rouge). La courbe rouge continue est l'image de la puissance du laser mesurée par la photodiode intégrée au laser. Il est d'usage de considérer que la photodiode laser intégrée au laser n'est pas d'excellente qualité et que sa fonction est plutôt qualitative. Cependant, la plupart des fabricants indiquent une assez faible dérive de la réponse de ce composant en fonction de la température. Pour une mesure précise du flux optique, il conviendra toutefois d'effectuer un étalonnage avec un fluxmètre de référence. Une alternative spécifique au LOAC peut être d'utiliser les photodiodes de détection pour réaliser cet asservissement en lieu et place de la photodiode intégrée au laser. Ceci est rendu possible par le fait que, même en l'absence de particules, la lumière parasite provoquée par la réflexion du laser sur les parois de la chambre est suffisante pour produire un signal continu proportionnel à ce flux. La courbe en gris de la Fig. 3-41 illustre cette approche. On remarque toutefois une inflexion de la réponse au-dessus de 30°C des photodiodes de détection que l'on attribue à la déformation thermoélastique de la chambre du LOAC (ici une chambre réalisée en impression 3D plastique sans précaution particulière).

La stabilité en température observée durant cet essai dans une enceinte thermique du CNES dans une large gamme de température montre la performance de ce type de régulation dont nous allons expliquer en détail le dimensionnement dans les paragraphes suivants.

3.3.8.3.1. Définition des paramètres du régulateur PID

En 1911, l'entrepreneur et inventeur Elmer Sperry créa la régulation PID pour la Marine américaine afin d'automatiser le pilotage des navires [118]. Quelques années après l'invention, l'ingénieur Nicolas Minorsky publia la première analyse théorique de cette régulation, décrivant le comportement dans une équation mathématique qui sert de base au calcul encore aujourd'hui (Minorsky, 1922 [119]).

Le régulateur PID, appelé aussi correcteur PID (Proportionnel, Intégral, Dérivé) est un système de contrôle permettant d'améliorer les performances d'un asservissement, c'est-à-dire un système (ou procédé) en boucle fermée. C'est le régulateur le plus utilisé dans l'industrie où ses qualités de correction s'appliquent à de multiples grandeurs physiques (source Wikipédia [120]).

Le correcteur PID agit de trois manières :

- action **proportionnelle** : l'erreur est multipliée par un gain G ;
- action **intégrale** : l'erreur est intégrée et divisée par un gain T_i ;
- action **dérivée** : l'erreur est dérivée et multipliée par un gain T_d .

Il existe plusieurs architectures possibles pour combiner les trois effets (série, parallèle ou mixte), on présente ici la plus classique : une structure PID parallèle qui agit sur l'erreur.

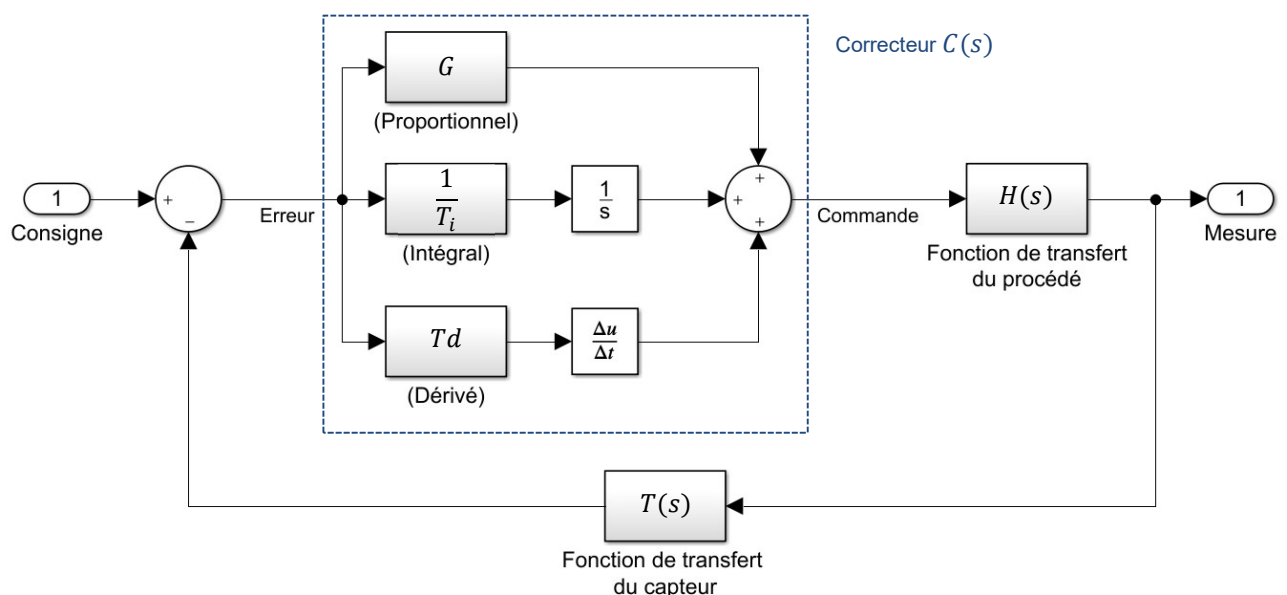


Fig. 3-42 : Synoptique d'un asservissement de type PID (inspiré de Wikipédia [120]).

La fonction de transfert du correcteur est donc de manière générique :

$$C(s) = G + \frac{1}{T_i s} + T_d s$$

Il est possible de supprimer l'une ou l'autre des branches si certaines fonctions se révèlent inutiles pour assurer les performances de l'asservissement. Il est ainsi possible d'avoir des correcteurs P, PI ou PD qui répondent au besoin.

La détermination des coefficients G , T_i et T_d passe par une caractérisation préalable de la fonction de transfert du procédé et du capteur.

Dans notre cas le procédé est l'ensemble pilote et diode laser, le capteur étant la photodiode permettant la mesure du flux (photodiode intégrée à la diode laser ou photodiode de détection).

S'agissant de définir un modèle dynamique du procédé et du capteur, il convient d'évaluer les constantes de temps en jeu. Pour cela on applique un échelon de tension à l'entrée du pilote de la diode laser et on mesure le temps de montée du flux lumineux produit par le laser (sortie du procédé) et mesuré par la photodiode (sortie du capteur). Les mesures sont alors interpolées au sens des moindres carrés par la réponse d'un filtre du 1^{er} ordre pour en extraire la constante de temps caractéristique.

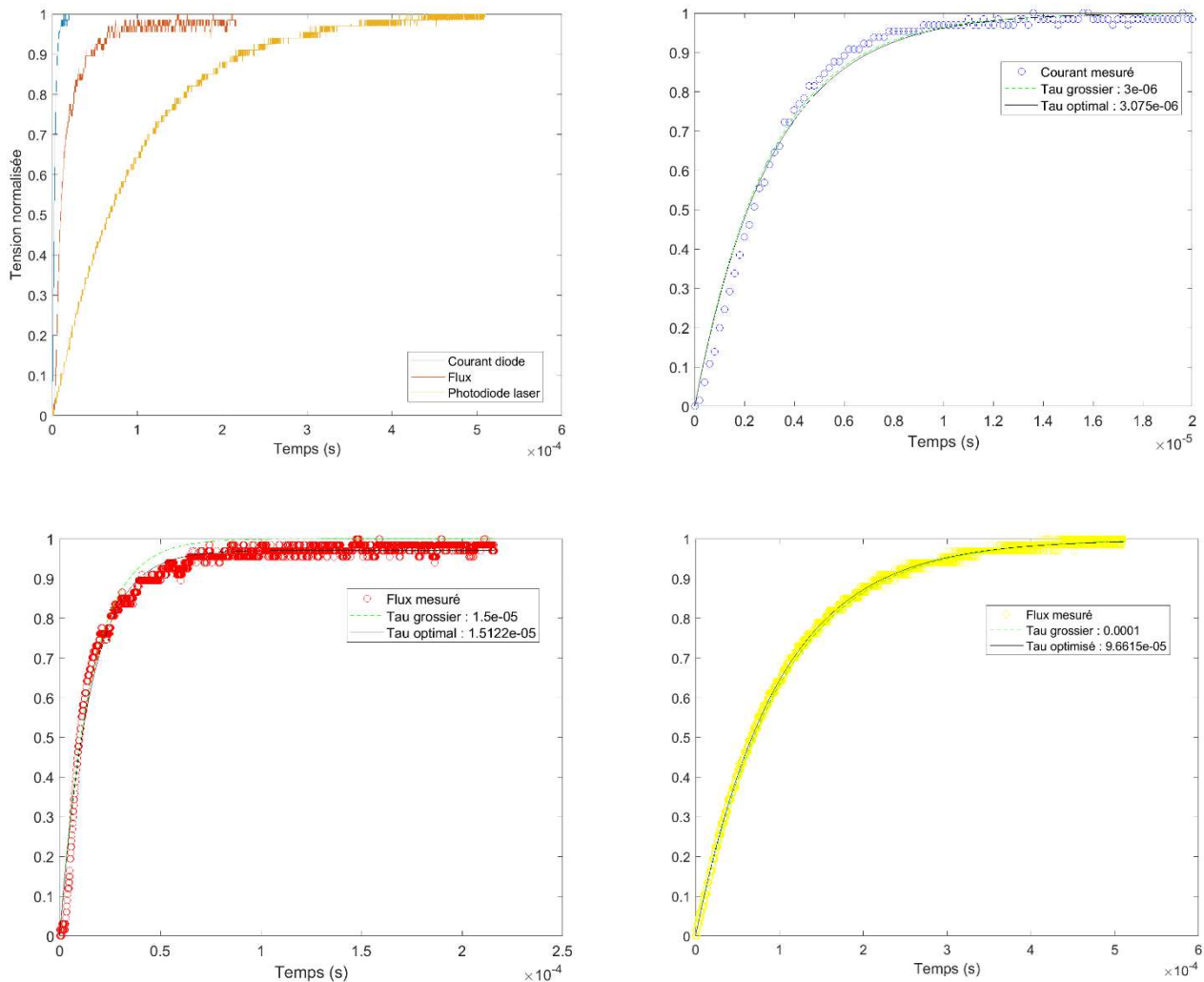


Fig. 3-43 : Réponse indicielle du pilote (courbe bleu), de la diode laser (courbe rouge) et de la photodiode de contrôle (courbe jaune). Détermination des « constantes τ » par interpolation des réponses.

Les résultats montrent que c'est la photodiode qui introduit la plus basse fréquence avec une constante de temps (τ) associée de 0.1ms. En regard de l'inertie thermique du capteur (plusieurs secondes), cette valeur

reste très faible ce qui nous permet de considérer que notre chaîne n'introduit pas de retard à prendre en compte dans le dimensionnement du correcteur. Les fonctions $H(s)$ et $T(s)$ ne posséderont donc ni pôles ni zéros dans leur fonction de transfert. Ce test n'est réalisé qu'à température ambiante car, compte tenu de l'écart observé de plus de 5 ordres de grandeur entre le temps de réponse du système et l'inertie thermique attendue, on estime qu'une caractérisation sur l'ensemble de la plage de température n'est pas nécessaire.

Suite à ce constat, une campagne de caractérisation en température de l'ensemble pilote, diode laser et photodiode de contrôle a été réalisée dans une enceinte thermique de la sous-direction ballon du CNES.

Dans ce cas, pour chaque palier de température (14 de -50°C à $+50^{\circ}\text{C}$) on fait varier la tension appliquée en entrée du pilote sur toute la gamme possible (0-3V) et on caractérise ainsi l'évolution des caractéristiques de chaîne sous-ensemble en fonction de la température (Fig. 3-44).

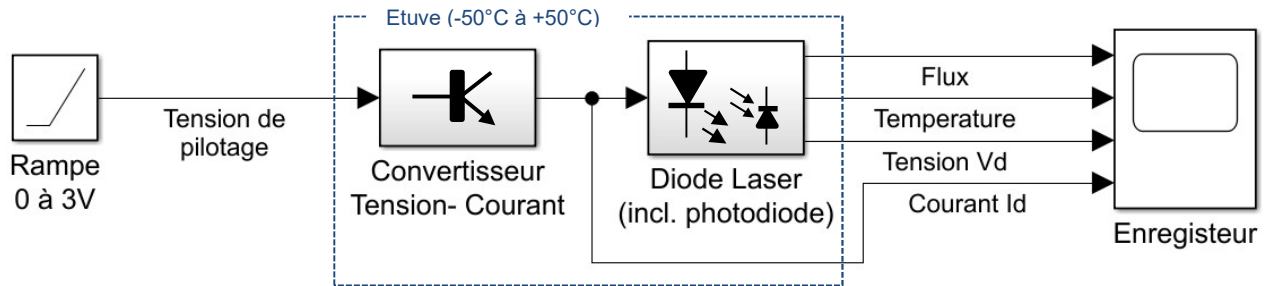


Fig. 3-44 : Synoptique de la méthode de caractérisation de l'ensemble pilote-Laser en température.

Les résultats présentés ci-dessous (Fig. 3-45 et Fig. 3-46) montrent que, dans notre cas, c'est le pilote de la diode laser qui présente la plus grande sensibilité thermique. Il serait possible d'améliorer ce comportement au prix d'un ajout de composants mais si nous gardons à l'esprit que la version spatiale du LOAC doit rester simple et robuste, il est tout à fait possible de se satisfaire de cette situation. En effet, la boucle d'asservissement doit permettre de compenser ces dérives, qu'elles proviennent de la diode laser ou de son circuit de commande.

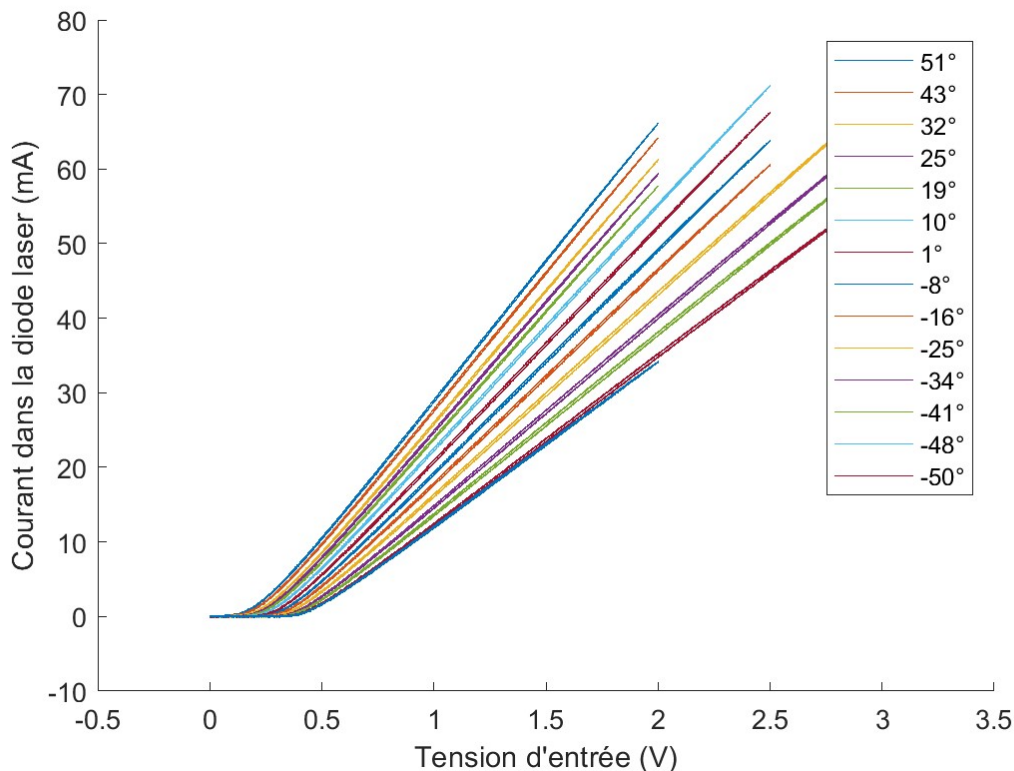


Fig. 3-45 : Caractéristique tension-courant du pilote de la diode laser de -50°C à $+50^{\circ}\text{C}$.

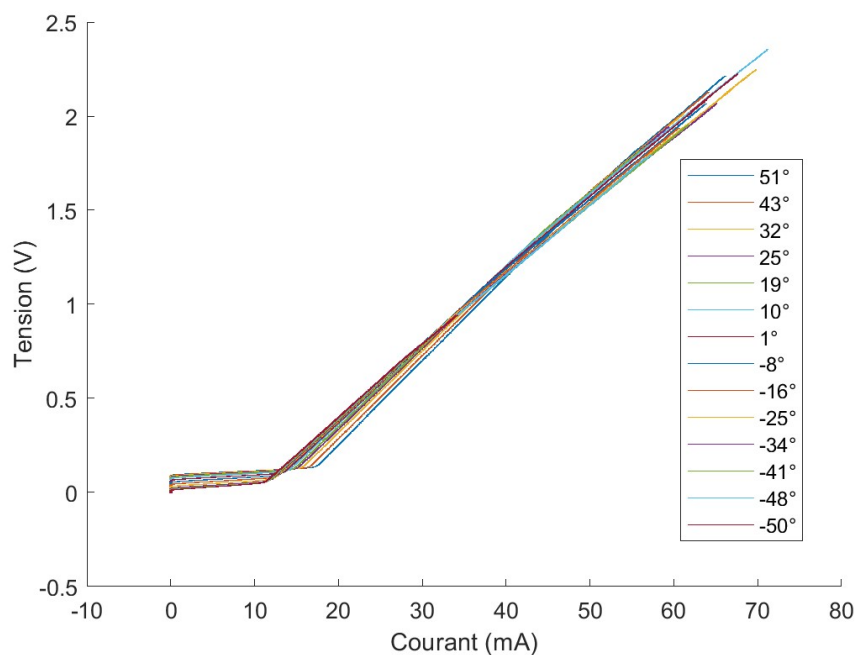


Fig. 3-46 : Caractéristique puissance optique-courant de la diode laser de -50°C à $+50^{\circ}\text{C}$. On remarque une évolution du courant de seuil avec la température mais une faible sensibilité à la température de la résistance interne de la diode laser HLD980050N4T. La puissance optique est exprimée en Volt car elle provient directement de la mesure de la tension issue de la photodiode de contrôle non calibrée.

En associant ces réponses thermiques, il est possible de modéliser le comportement de l'ensemble pilote + diode laser + photodiode par une droite dont les coefficients dépendent linéairement de la température (Fig. 3-47 et Fig. 3-48) :

$$\phi = a(T)V_{in} + b(T)$$

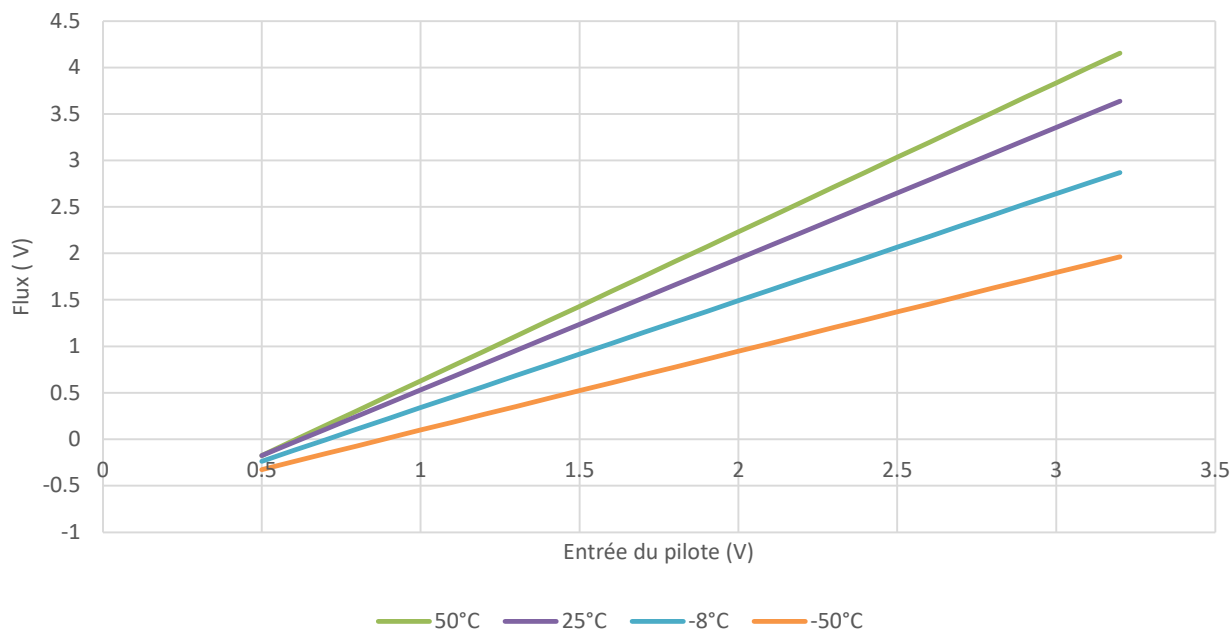


Fig. 3-47 : Modélisation du comportement de l'ensemble pilote, diode laser et photodiode par une fonction linéaire dont les coefficients dépendent de la température.

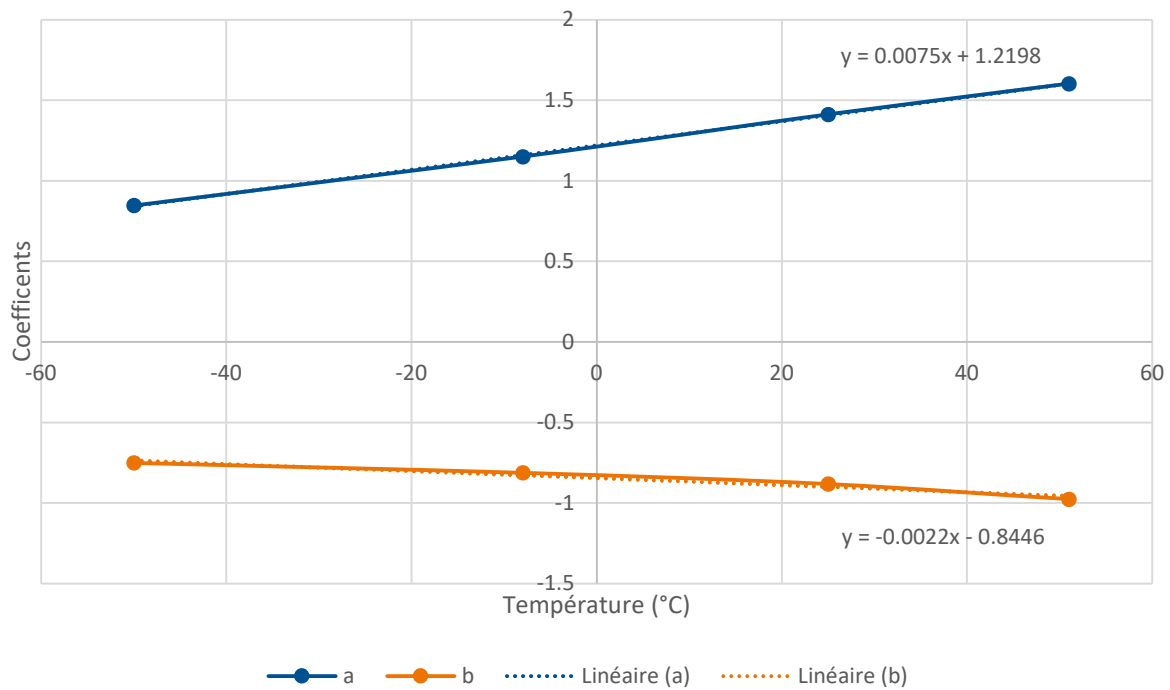


Fig. 3-48 : Détermination de l'évolution en fonction de la température des coefficients $a(T)$ et $b(T)$ de la droite de régression du flux (Fig. 3-47)

L'optimisation du régulateur PID étant réalisé sous Simulink™, on veille à rajouter à ce modèle une fonction de seuil visant à modéliser les saturations basse (50mV) et haute (3V) du système.

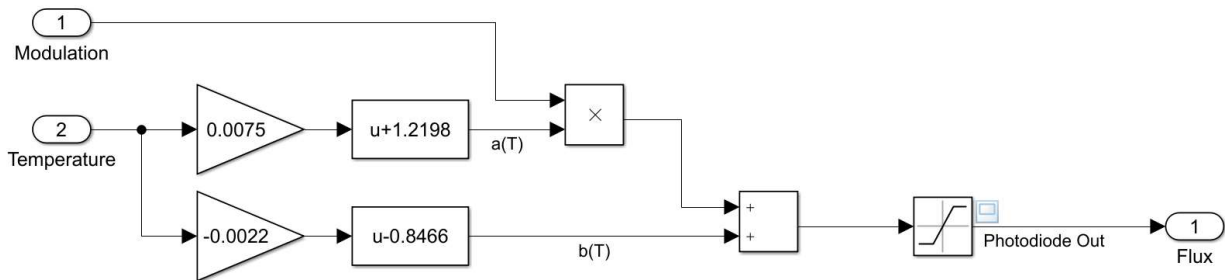


Fig. 3-49 : Modélisation sous Simulink™ de l'ensemble pilote et diode laser. L'entrée « Modulation » correspond à la tension d'entrée V_{in} du pilote, l'entrée « Température » permet l'injection d'un stimulus thermique.

Simulink™ est une plate-forme de simulation multi-domaine et de modélisation de systèmes dynamiques. Il fournit un environnement graphique et un ensemble de bibliothèques contenant des blocs de modélisation qui permettent le design précis, la simulation, l'implémentation et le contrôle de systèmes de communications et de traitement du signal. Simulink est intégré à MATLAB™, fournissant ainsi un accès immédiat aux nombreux outils de développement algorithmique, de visualisation et d'analyse de données de MATLAB™.

L'environnement Simulink peut modéliser un système, simuler son comportement, décomposer le design avant son implémentation. Avec Simulink, il est possible de créer des diagrammes hiérarchiques de blocs pour la modélisation haut niveau d'un système. La simulation permet de s'assurer que le système correspond aux spécifications. Simulink™ peut modéliser des données simples ou multicanaux, des composants linéaires ou non.

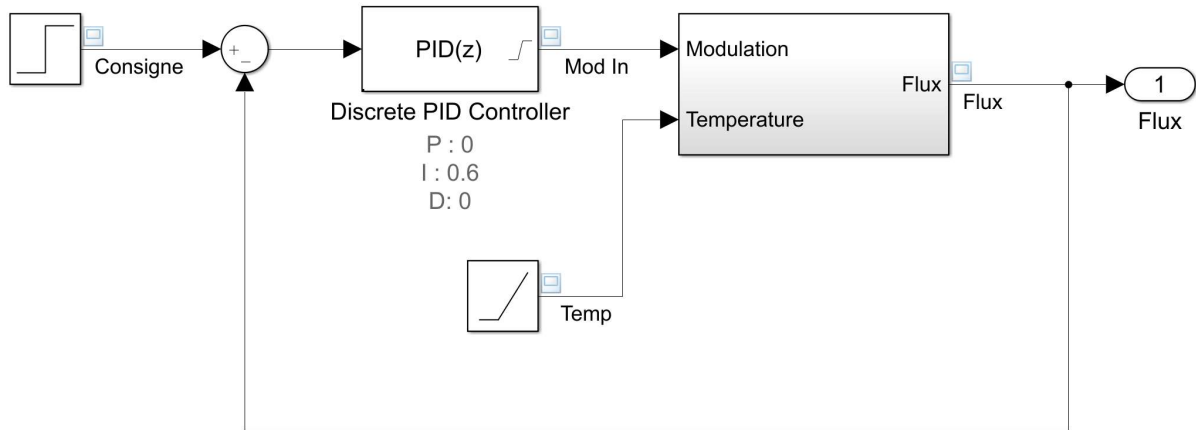


Fig. 3-50 : Optimisation sous Simulink™ du correcteur PID. La consigne est appliquée au système au début de la simulation ainsi que qu'une rampe de température.

Dans notre cas, le modèle de la Fig. 3-49 va être encapsulé dans un block que l'on va introduire dans une boucle d'asservissement (Fig. 3-50). Le module PID(z) est générique dans Simulink™ et l'application PID tuner permet d'ajuster les coefficients G , T_i et T_d . Dans la mesure où nous utilisons un système numérique pour réaliser cet asservissement, la transformée de Laplace qui décrit notre régulateur est remplacée par une transformée en z qui laisse toutefois les coefficients invariants.

PID tuner fournit une méthode de réglage PID simple qui permet de régler les paramètres du contrôleur pour obtenir une conception robuste avec le temps de réponse souhaité.

Un travail de conception typique avec le *PID tuner* implique les étapes suivantes :

- Calcul automatique du modèle du procédé linéaire à partir du modèle Simulink™
- Réglage du contrôleur en ajustant manuellement les critères de conception. Le tuner calcule alors les paramètres PID qui stabilisent le système avec les marges suffisantes pour assurer sa robustesse.
- Export des paramètres du contrôleur conçu vers le bloc Contrôleur PID et vérification des performances du contrôleur dans Simulink

En prenant l'hypothèse d'un échantillonnage du flux toutes les secondes, l'optimisation de l'asservissement est possible avec une unique fonction intégrale associée à un T_i de 0.6.

La simulation de l'asservissement est donc réalisée avec ce paramètre intégral et une rampe de température variant de 20°C à -50°C en 40 min ce qui correspond à un gradient 2°C/min typique de l'environnement rencontré lors d'un vol ascensionnel sous ballon.

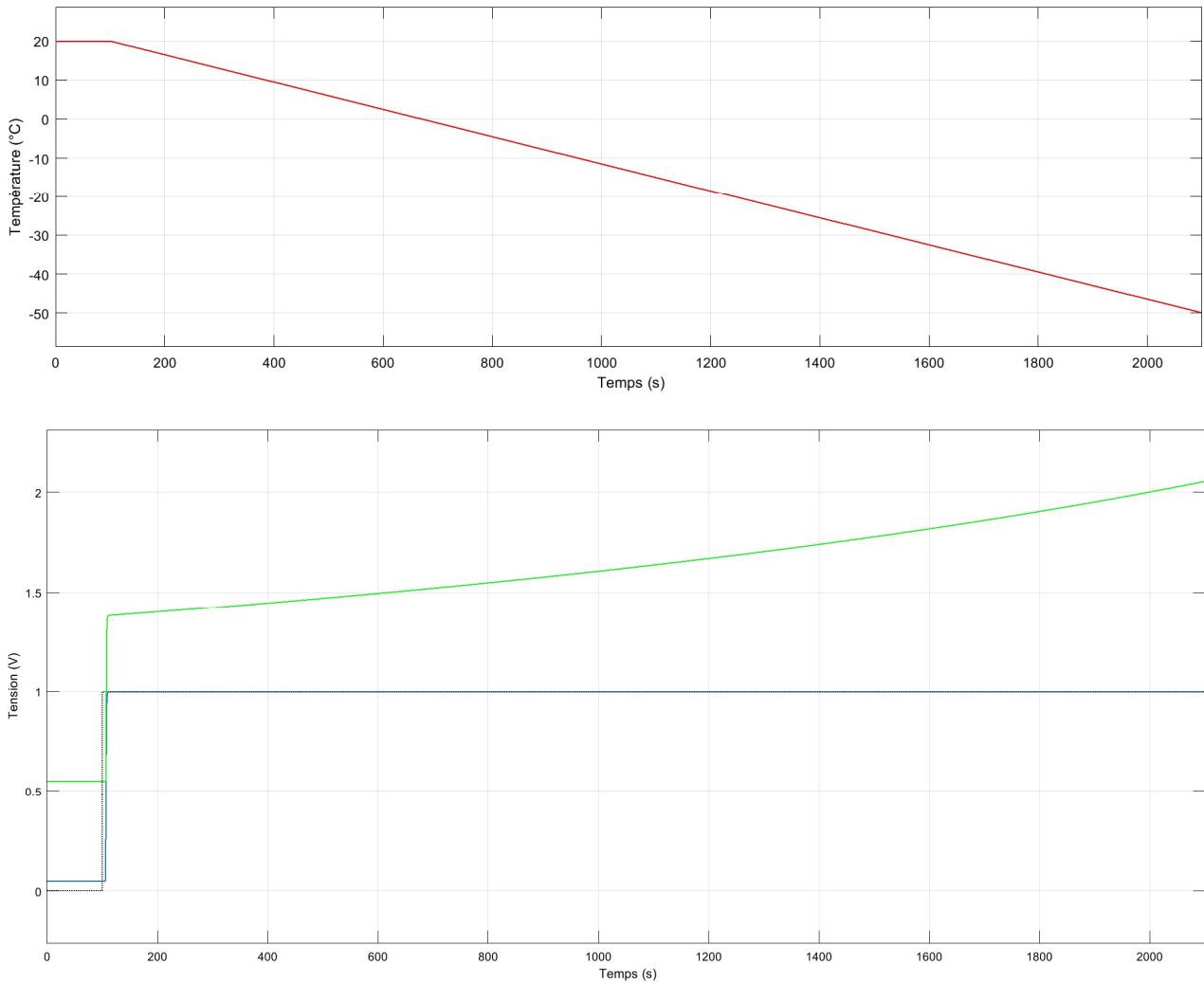


Fig. 3-51 : Résultat de simulation a) Rampe de température (en rouge) b) Consigne (noir pointillé), réponse de l'asservissement en termes de flux (bleu) et commande du pilote de la diode laser par le régulateur PID (en vert). On remarque que le flux rejoint très rapidement la valeur de consigne.

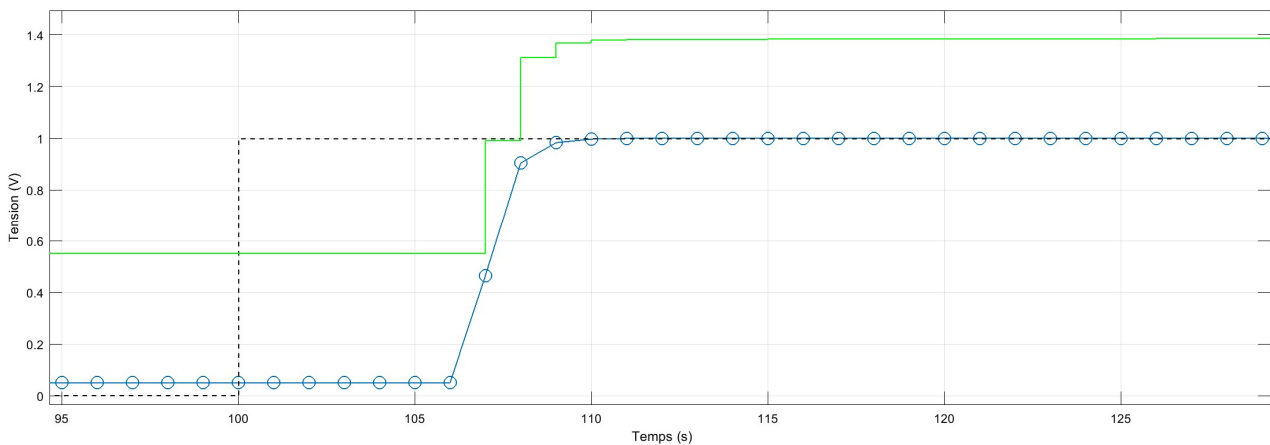


Fig. 3-52 : Zoom sur le début de la simulation. Le régulateur commande bien l'entrée du pilote de la diode laser (en vert) pour que le flux (en bleu) rejoigne la valeur de consigne (en noire pointillé).

Lorsque la simulation donne satisfaction, il est possible de générer avec Simulink™ du code C ou même directement de téléverser le logiciel ainsi mis au point sur une cible matérielle (y compris sur l'Arduino DUE utilisé pour cette preuve de concept). Néanmoins, cette génération de code automatique est assez verbeuse et ne se justifie pas dans notre cas compte tenu de la simplicité de l'asservissement à implémenter.

3.3.8.3.2. Implémentation logicielle

Le code commenté réalisant l'asservissement du flux lumineux produit par le laser est présenté ci-dessous. Il est porté sur une carte commerciale Arduino DUE (voir Fig. 3-53). Le résultat de l'essai en enceinte thermique est présenté en Fig. 3-41 au début de ce chapitre.

```
float kp=0; // Coefficient proportionnel
float ki=0.6; // Coefficient intégrateur

float consigne_flux=1.5; // Consigne de flux

float ts=1000; // Interval d'échantillonnage (en ms)

void loop() // Boucle principale
{
  // Lecture de la tension relative à la mesure du flux et conversion en Volts
  flux=analogRead(10);
  flux=3.3*flux/4095;

  // Calcul de l'écart entre la consigne et la valeur du flux

  e=consigne_flux-flux;

  // Intégration de l'écart entre la consigne et la valeur du flux

  somme_erreur=somme_erreur+e*ts/1000;

  // Calcul de la commande en appliquant les coefficients proportionnel et intégral

  cmd=kp*e+ki*somme_erreur;

  % Gestion des seuils de saturation bas et haut du convertisseur numérique-analogique

  if (cmd>=2.75)
  {
    cmd=2.75;
  }
  if (cmd<=0.55)
  {
    cmd=0.55;
  }

  % Génération du signal de commande du pilote du laser

  analogWrite(DAC0,(4095*((cmd/2.2)-0.25)));
}
```

Tab. 3-5 : Listing du code de contrôle PI du laser implanté dans le microcontrôleur ARDUINO DUE.



Fig. 3-53 : Carte Arduino DUE utilisée pour la mise au point et les tests de performance du système de régulation de la puissance de la diode laser.

La démarche de dimensionnement du régulateur PID nécessaire à l'asservissement du flux lumineux émis par la diode laser présentée dans ce paragraphe est générique et peut être appliquée à n'importe quelle diode laser pourvue que celle-ci puisse être caractérisée en température au préalable. Cette méthode de régulation plus complexe est toutefois plus robuste et performante que celle en boucle ouverte présentée au §3.3.8.2 car sa précision ne dépend pas directement de la qualité de l'étalonnage de la diode laser. Il est ainsi possible de changer la diode laser pour un modèle identique tout en conservant les mêmes performances alors que le dispositif de compensation de température en boucle ouverte nécessite un étalonnage individuel en température de chaque composant.

3.3.9. FORMATION DU FAISCEAU LUMINEUX

3.3.9.1. GENERALITES

Les LOAC V1.x exploitent une zone d'interaction aérosol faisceau lumineux d'environ 3mm x 4mm en cohérence avec le diamètre de l'injecteur. Pour limiter les erreurs de comptage il convient donc que la dimension du faisceau englobe cette zone pour interagir avec toutes les particules. A ce stade, il faut noter que la répartition Gaussienne de l'intensité lumineuse induit une erreur systématique supplémentaire sur la taille des aérosols qui intersectent le faisceau sur les bords.

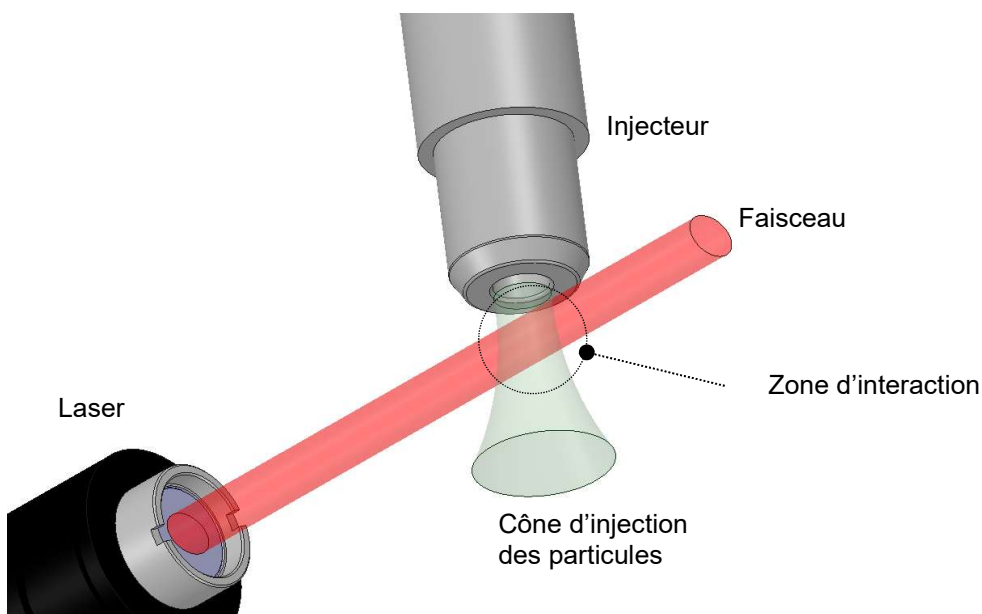


Fig. 3-54 : Zone d'interaction entre le faisceau laser de section elliptique et le cône d'injection des aérosols.

Ainsi pour effectuer des mesures précises, il convient de produire un faisceau lumineux le plus homogène possible dans la zone d'interaction avec les aérosols.

Nous avons montré au paragraphe § 3.3.4.3 que le faisceau laser issu d'une diode est elliptique en raison de la section rectangulaire de la couche active. Ainsi, lorsque la lumière se propage (Fig. 3-55 : Evolution de la forme du faisceau en fonction de la distance de la diode (Fig. 3-55) depuis le plan d'émission de la diode a) il se circularise spontanément b) pour devenir à nouveau elliptique c) en raison de la divergence plus importante sur l'axe rapide (ici verticale) que sur l'axe lent (ici horizontal) (Sun, 2012 [121]).

Si la diode est collimatée, l'axe principal d'ellipticité se retrouve sur l'axe rapide (d) et la divergence du faisceau collimaté devient plus petite sur cet axe que sur l'axe lent. Le faisceau devient à nouveau circulaire e) mais typiquement à une distance de l'ordre du mètre, bien supérieure aux dimensions d'LOAC. L'avantage de cette solution est que dans la zone exploitable par le LOAC (quelques centimètres derrière la lentille de collimation), le faisceau présente une divergence beaucoup plus faible permettant plus facilement d'obtenir une zone d'interaction avec les particules plus homogène.

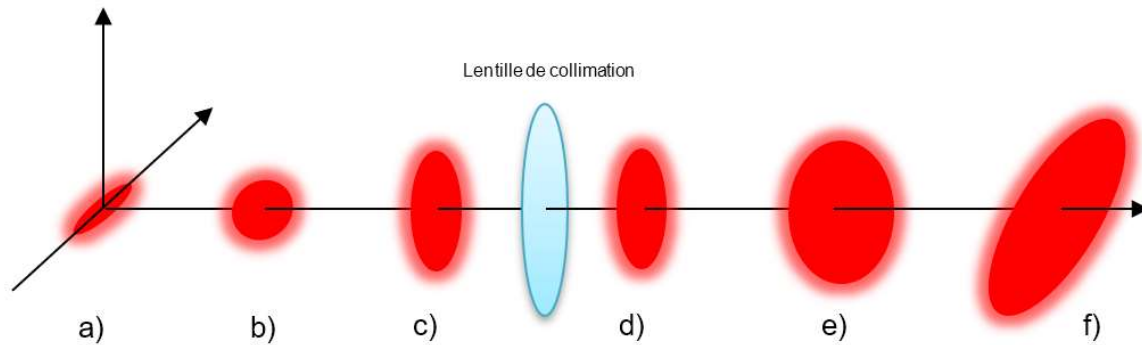


Fig. 3-55 : Evolution de la forme du faisceau en fonction de la distance de la diode (inspiré de Sun, 2012 [121]).

Cette caractéristique est intéressante dans le cas du LOAC. En choisissant une zone d'interaction faisceau-aérosols fortement elliptique on peut limiter l'épaisseur du faisceau et donc le temps de transit des particules. La discrimination des particules est ainsi plus probable dans un milieu dense. Globalement l'instrument possède alors une capacité de comptage plus élevée (Fig. 3-56).

Cette caractéristique n'est pas exploitée dans les versions 1.x du LOAC car il n'est pas possible d'agir sur la position de la lentille de collimation du laser. La version V2.0 n'offrira pas non plus cette amélioration puisqu'on cherchera à conserver une chambre la plus proche possible des versions 1.x. Par contre, la recherche d'un faisceau de faible épaisseur pour augmenter les performances en termes de comptage constituera l'amélioration majeure de la version 3.0 (voir §4.4.1 4.4).

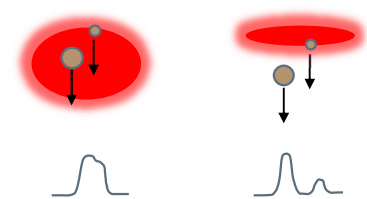


Fig. 3-56 : Discrimination des particules dans un faisceau faiblement et fortement elliptique.

3.3.9.2. MODELISATION DU FAISCEAU A LA SORTIE DE LA DIODE LASER

La modélisation du faisceau Gaussien d'un laser s'appuie sur les équations suivantes (Sun, 2012 [121]) :

$$\text{Largeur du faisceau : } w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}$$

$$\text{Rayon de courbure : } R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda z}\right)^2\right]$$

$$\text{Intensité lumineuse : } I(r, z) = I_0(z) e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}$$

Avec z la distance au plan d'émission du faisceau laser, r la coordonnée radiale, λ la longueur d'onde, w_0 l'intensité du faisceau au plan d'émission du laser à $\frac{1}{e^2} \sim 0.135$ de son maximum. w_0 prend la valeur des dimensions caractéristiques (hauteur et largeur) de la section rectangulaire de la couche active.

Le facteur M^2 traduit le fait que le faisceau des diodes laser n'est pas tout à fait Gaussien et qu'il contient des modes d'ordres plus élevés. Dans la pratique la plupart des lasers de faible puissance ont des valeurs de $M^2 \sim 1.1$. Dans les applications à plus forte puissance cette valeur peut se situer entre 1.5 à 2 (valeur mesurée par ex. pour les diodes laser de ChemCam et SuperCam [115]).

Dans ces équations, $w(z)$ représente la largeur du faisceau sur l'axe considéré en fonction de la distance z à la source. On appelle « **waist** » sa plus petite valeur w_0 . Cette source peut être le laser ou un point focal lorsque plusieurs dioptries sont utilisés. $R(z)$ est le rayon de courbure du faisceau alors que $I(z, r)$ représente son intensité dans le plan perpendiculaire à la propagation à la distance z , r étant la coordonnée radiale dans ce plan.

On définit une zone dite de Rayleigh z_R dans laquelle la largeur du faisceau ne s'écarte pas plus d'un facteur $\sqrt{2}$ de la largeur du waist à l'origine w_0 . Elle est définie par :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda}$$

Dans cette zone, le faisceau est faiblement divergent et cette caractéristique sera exploitée plus tard pour former une zone d'interaction homogène avec les particules.

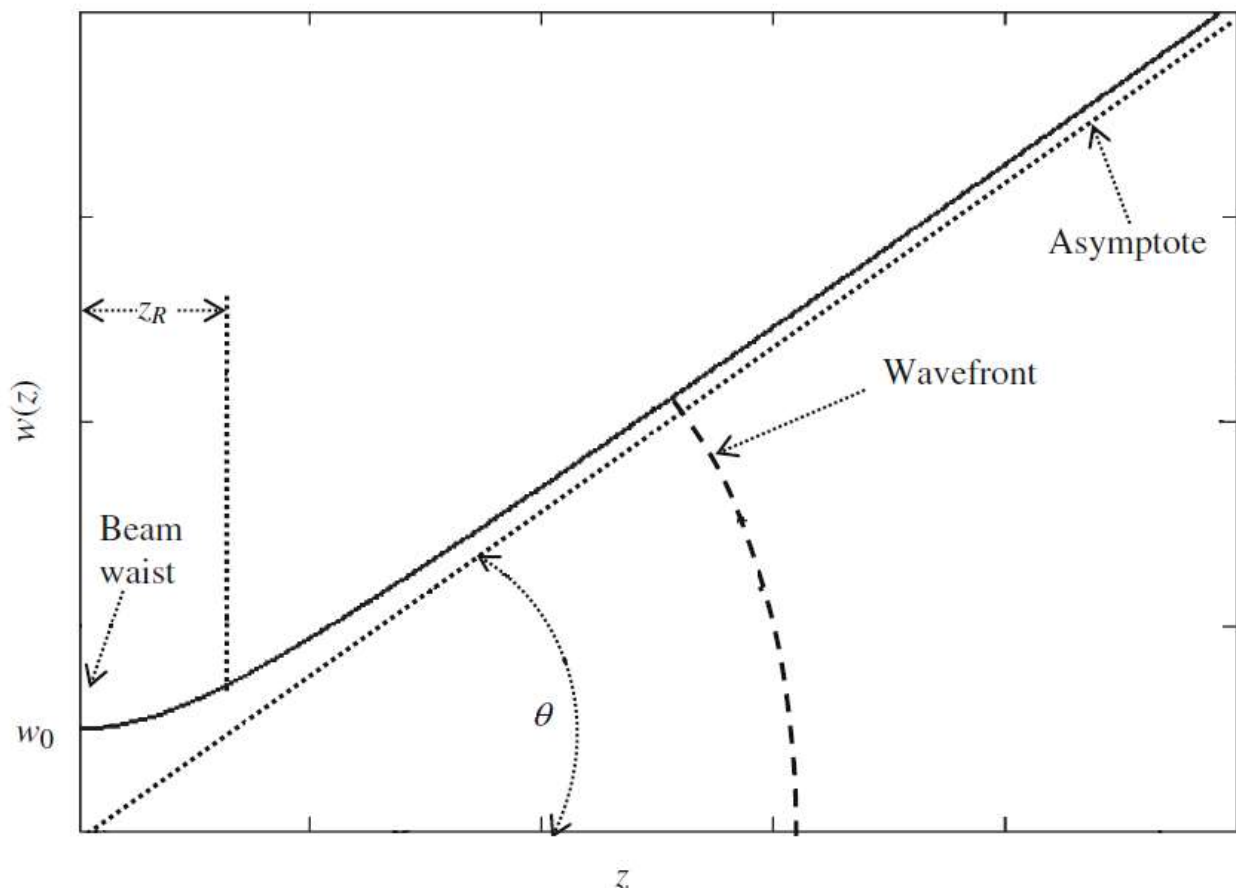


Fig. 3-57 : Forme typique d'un faisceau laser Gaussien (source Sun et al. 2012, [121]).

En champ lointain, l'expression du waist se simplifie :

$$w(z) = w_0 \frac{z}{z_R}$$

Le demi-angle de divergence θ peut être défini comme étant le rapport du waist $w(z)$ sur la distance z .

$$\theta = \frac{w_0}{z_R}$$

Les diodes laser sont souvent caractérisées par cet angle de divergence selon les axes parallèle et perpendiculaire. Cette relation permet de retrouver la dimension de la zone active et donc de définir complètement la forme faisceau de la diode.

A partir de ces équations, il est donc possible de modéliser la divergence du faisceau dans les 2 axes en fonction de la distance à la source.

La Fig. 3-58 illustre la variation de l'ellipticité du faisceau en fonction de la distance. Celui-ci n'est circulaire qu'à l'intersection des courbes bleu (slow axis) et rouge (fast axis) à une distance de $18\mu\text{m}$ de la diode (modèle QL78J65) c'est-à-dire lorsque celui-ci est encore à l'intérieur du boîtier. Il n'est donc pas possible d'exploiter le faisceau à cette distance et il convient donc de collimater ce faisceau avec une lentille.

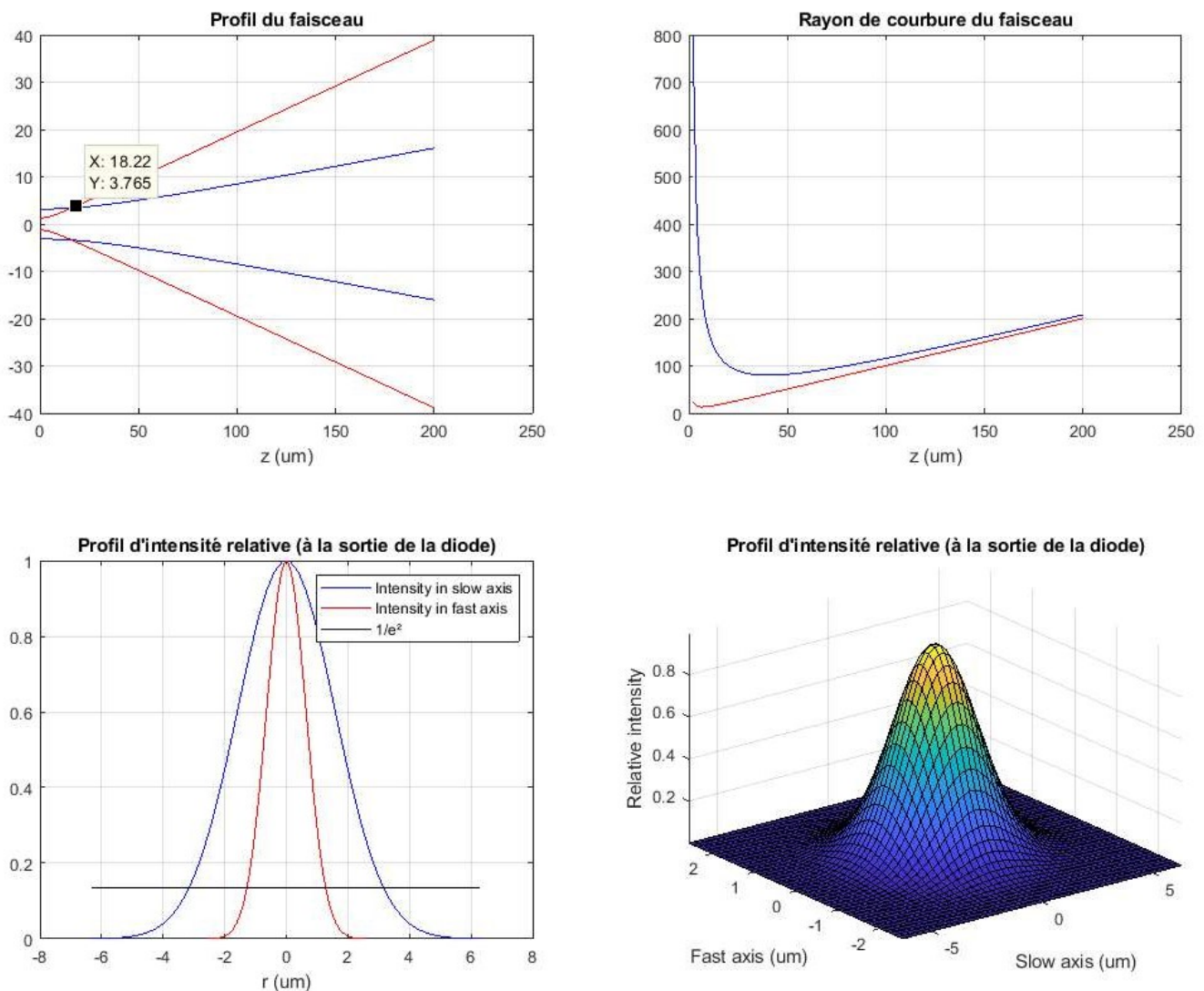


Fig. 3-58 : Forme du faisceau laser à la sortie de la diode avant collimation.

3.3.9.3. COLLIMATION DU FAISCEAU

En raison de la divergence importante du faisceau selon l'axe rapide il est d'usage de collimater les diodes laser avec des lentilles asphériques. En effet, ces lentilles corrigent l'aberration sphérique (disparition du foyer) provoquée par les faisceaux incidents proche des bords de la lentille. Ce choix permet de conserver des lentilles de petits diamètres ce qui favorise la miniaturisation de la source lumineuse.

Les lentilles de collimation sont définies par leur ouverture numérique et leur focale c'est-à-dire la distance à laquelle les rayons lumineux parallèles incidents se rejoignent (en optique géométrique).

La focale f_c est définie en fonction du diamètre D souhaité pour le faisceau et de sa divergence θ en sortie de la diode laser (Fig. 3-59).

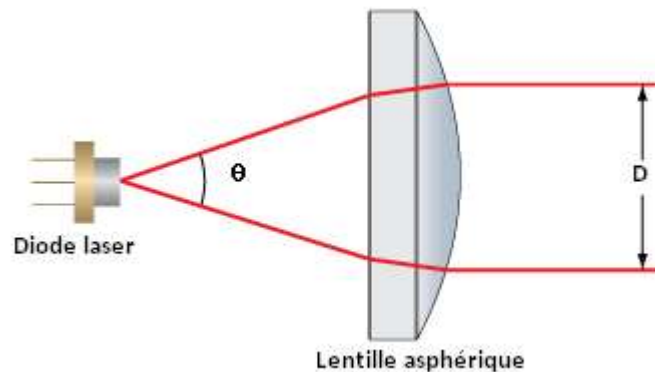


Fig. 3-59 : Collimation du faisceau laser.

On a :

$$f_c = \frac{D}{2 \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

L'ouverture numérique notée NA (pour « numerical aperture » dans la littérature anglophone) est définie par $NA = n_0 \sin\frac{\theta}{2}$, où n_0 est l'indice de réfraction dans le milieu d'observation (ici l'air ou le vide $n_0 \sim 1$), et θ l'angle entre l'axe optique et le rayon le plus écarté de l'axe optique qui entre dans la lentille.

Pour éviter les aberrations optiques liées à la troncature du faisceau qui provoque l'apparition de lobes de diffraction secondaires (Fig. 3-60), l'ouverture optique de la lentille de collimation doit être supérieure à celle du laser égale à 0.26 pour les modèles décrits précédemment dans le Tab. 3-3.

Les derniers paramètres à considérer sont la nature du matériau constituant la lentille et son éventuel revêtement anti réfléchissant.

Pour les applications spatiales, les lentilles plastiques sont à proscrire tant pour leur faible tenue mécanique à l'environnement que pour les phénomènes de dégazage induits par le vide auxquelles elles seront soumises. L'utilisation de dioptrés en verre N-BK7 constitue une solution intéressante. Sa grande homogénéité, sa faible porosité et sa facilité d'usinage en font un bon matériau pour la transmission optique [122]. Sa plage de transmission s'étend de 380 à 2100 nm. Le BK7 est toutefois sensible à la température, et n'est pas recommandé lorsque celle-ci peut influencer sur le bon fonctionnement, comme dans le cas des miroirs de précision. Dans le cas du LOAC, les effets de cette sensibilité thermique seront à quantifier par essai. A noter qu'il existe deux BK7 résistants aux radiations dénommés BK7 G18 et BK7 G25 qui contiennent respectivement 1,8 % et 2,5 % de dopage au CeO_2 (Bach, 1998, [123]).

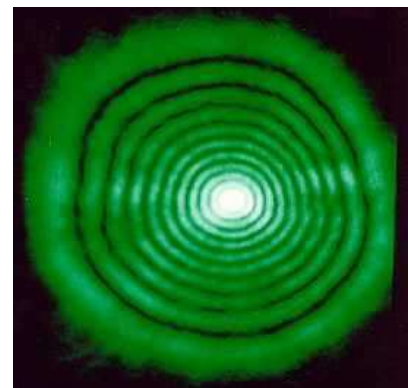


Fig. 3-60 : Image d'un faisceau laser affecté par la diffraction (source : [wikimédia commons](#)).

Enfin, le revêtement anti-réfléchissant agit comme un filtre spectral et détermine le seuil d'endommagement des lentilles qui peuvent typiquement résister à une puissance d'entrée en continu de $100\text{W}/\text{cm}^2$, valeurs que nous n'atteindrons pas avec les diodes de faibles puissances utilisées dans les différentes versions du LOAC.

Compte tenu de la dispersion et de la différence de divergence entre les axes lent et rapide des diodes laser, il n'est pas possible d'obtenir à quelques centimètres de la lentille de collimation un faisceau de section parfaitement circulaire. Si l'on considère les diodes retenues aux §3.3.5 et 3.3.6, le rapport grand axe sur petit axe de la section elliptique du faisceau est aussi le rapport des angles de divergence dans les plans perpendiculaire et parallèle. Dans ce cas, il est préférable d'orienter le laser de manière que les particules traversent le faisceau dans sa dimension la plus faible afin de maximiser le taux de comptage conformément aux considérations décrites Fig. 3-56.

3.3.9.4. FOCALISATION DU FAISCEAU

Lorsque l'on souhaite former un faisceau de section légèrement elliptique ou quasi circulaire, l'approche présentée au paragraphe 3.3.9.1 est suffisante. Cette approche a l'avantage d'être simple et robuste et ne nécessite qu'une seule lentille.

Une des caractéristiques recherchées dans la version spatiale du LOAC (V3.0) est l'augmentation de la capacité de l'instrument à distinguer les particules dans des milieux fortement concentrés. Ceci nécessite un temps de transit des aérosols dans le faisceau lumineux plus faible et donc un pinceau lumineux plus étroit. On va donc chercher à obtenir un faisceau extrêmement fin, typiquement de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres tout en conservant une hauteur de l'ordre de 4mm afin de rester compatible avec les dimensions de la zone d'injection des aérosols. Cette approche permet d'augmenter les performances de comptage de l'instrument d'un ordre de grandeur. Cependant, en cherchant à gagner un ordre de grandeur sur ce temps de transit, l'impulsion lumineuse vu par les détecteurs sera 10 fois plus courte et l'électronique de détection devra présenter une bande passante 10 fois supérieure à celle du LOAC actuelle.

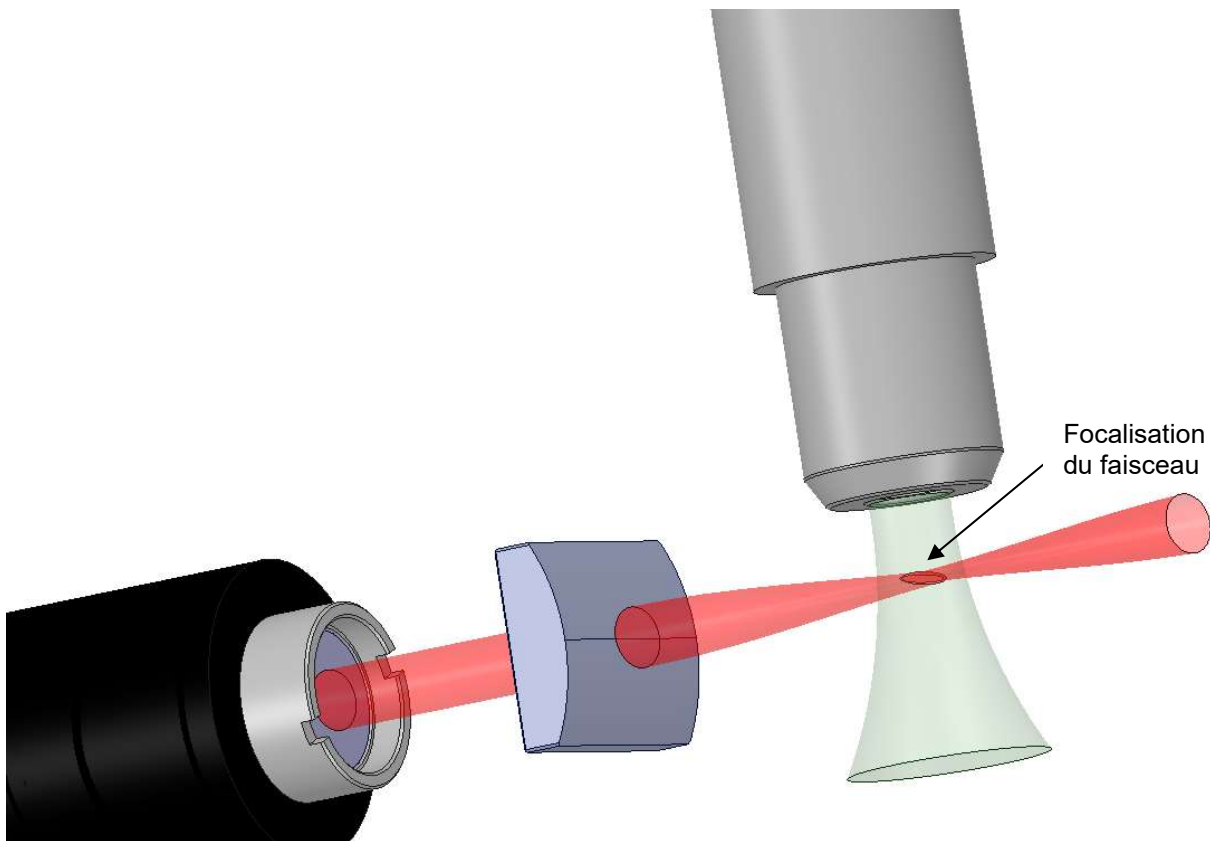


Fig. 3-61 : La focalisation du faisceau après collimation (ici avec une lentille cylindrique) permet de réduire le temps de transit des aérosols injectés et d'augmenter le taux de comptage de l'instrument.

Pour obtenir un faisceau de si petite dimension sur un des axes, il est nécessaire de rajouter un dioptre optique qui va focaliser le faisceau selon un axe particulier. Plusieurs approches sont possibles :

3.3.9.4.1. Lentilles cylindriques

Les lentilles cylindriques (Fig. 3-62) sont des cylindres au sens large (forme obtenue en faisant translater une courbe selon une génératrice). Pour les rayons se propageant dans un plan contenant une génératrice, elles se comportent comme une vitre, le rayon n'est pas dévié. Pour les rayons se propageant dans un plan perpendiculaire aux génératrices, elles se comportent comme une lentille classique à symétrie axiale [124].



Fig. 3-62 : Lentilles cylindriques.

Ainsi, à partir du faisceau collimaté selon la démarche proposée au paragraphe précédent, il est possible de focaliser le faisceau selon un des axes (rapide ou lent) afin de produire dans la zone d'interaction lumière – aérosol un pinceau lumineux beaucoup plus étroit répondant à nos exigences. De nombreuses focales sont disponibles sur le marché et ces lentilles, faciles à réaliser, sont peu coûteuses. Le principal inconvénient de ce dispositif pour les applications LOAC est que le faisceau reste Gaussien dans les 2 axes ce qui contribue à produire un faisceau dont l'intensité n'est pas homogène dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière (Fig. 3-63).

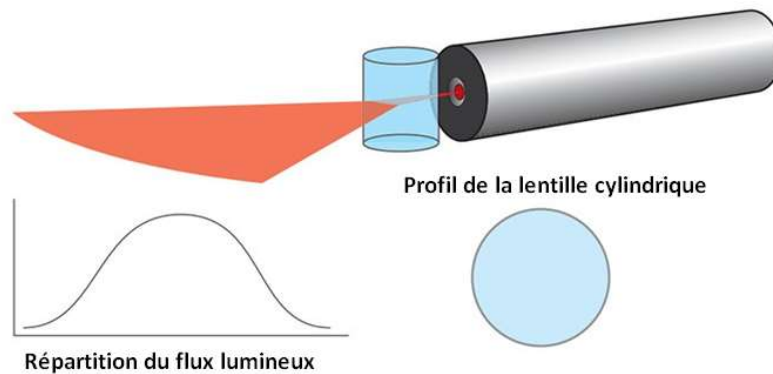


Fig. 3-63 : Effet d'une lentille cylindrique sur un faisceau laser (source : Stemmer Imaging [125]).

3.3.9.4.2. Les lentilles de Powell

La lentille de Powell a été inventée en 1986 par le Dr. Ina Powell au Canada. Elle ressemble à un prisme rond biseauté (Fig. 3-64) qui transforme un faisceau laser étroit en une ligne droite uniformément éclairée. Ces lentilles sont plus performantes que les classiques lentilles cylindriques car elles distribuent la lumière de manière plus uniforme. La partie supérieure arrondie de la lentille de Powell présente une courbure asphérique bidimensionnelle complexe qui génère une énorme quantité d'aberrations sphériques qui redistribue la lumière le long de la ligne : la lumière est réduite dans la zone centrale et augmentée aux extrémités de la ligne.



Fig. 3-64 : Lentilles de Powell.

L'angle d'ouverture est fonction de l'indice de réfraction du verre et de l'angle au sommet. Plus l'angle est aigu et plus l'indice de réfraction est élevé, plus l'angle d'ouverture est large et plus la ligne est longue pour une distance de projection donnée. Les petits angles d'ouverture utilisent généralement un verre optique d'un indice de réfraction modéré, $n = 1,5$. Les grands angles d'ouverture privilégient des verres à indice élevé, $n = 1,8$ ou supérieur pour éviter des biseaux trop marqués [126].

Ce type de lentilles est disponible avec des ouvertures diverses de 1° à 90° .

La dimension du faisceau laser incident détermine l'épaisseur de la ligne laser à une distance de projection donnée (Fig. 3-65). Ainsi, on ne peut espérer utiliser ces dioptries pour focaliser le faisceau mais uniquement pour le disperser dans une direction de manière homogène.



Fig. 3-65 : Elargissement d'un faisceau laser par une lentille de Powell (source LaserLine [126]).

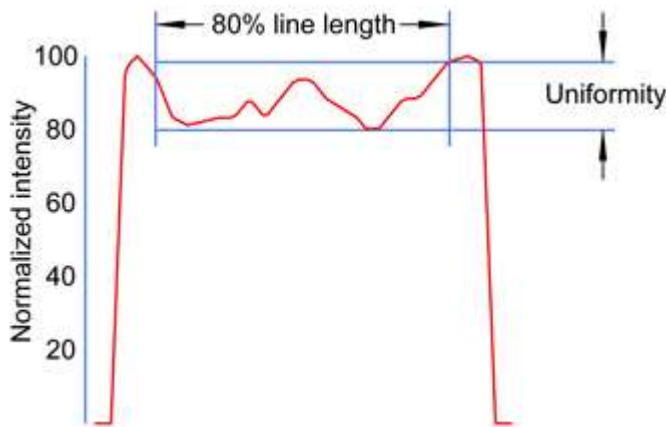


Fig. 3-66 : Uniformité typique d'un faisceau laser élargi par une lentille de Powell (source LaserLine [126]).

L'uniformité du faisceau est de l'ordre de 20% sur plus de 80% de largeur du faisceau (Fig. 3-66). Pour obtenir l'équivalent avec un faisceau Gaussien issu d'une lentille sphérique, il faudrait n'utiliser que 30% de la largeur du faisceau pour illuminer la zone d'interaction avec les particules. Ceci constituerait une perte en termes de rendement et nécessiterait l'emploi de diaphragmes pour tronquer le faisceau.

L'utilisation des lentilles de Powell pour obtenir un faisceau linéaire est à considérer sur les projets LOAC où l'on recherche une excellente uniformité du faisceau. Néanmoins le coût de ces composants optiques les réserve aux applications spatiales ou aux applications en laboratoire, mais probablement pas à des appareils bas coût produits en série.

3.3.9.4.3. Lentilles « raster »

Il existe des structures de réseau de lentilles cylindriques micro-asphériques conçues pour générer des lignes laser de très grande homogénéité. Des techniques de meulage et de polissage pour traiter la planéité de surface d'une lentille cylindrique asphérique de haute précision ont été développées dans ce but ces dernières années. L'uniformité du faisceau peut être meilleure de 15% et les points lumineux aux bords du faisceau rencontrés sur les lentilles de Powell peuvent être atténués avec cette technique.



Fig. 3-67 : Lentilles de type « réseau ».

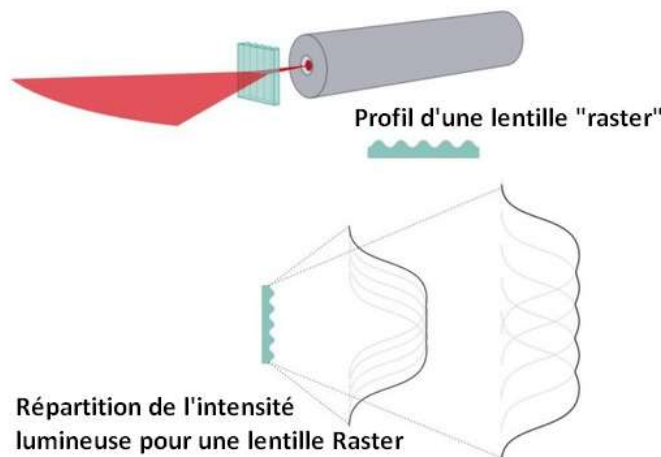


Fig. 3-68 : Effet d'une lentille « raster » sur un faisceau laser (source : Stemmer Imaging [125]).

Ces dispositifs sont bien adaptés pour les applications à courte focale comme le LOAC car les profils quasi Gaussien de chaque source du réseau s'additionnent et lissent la fonction de répartition lumineuse (Fig. 3-68). Le pas du faisceau et la focale de chaque microlentille doivent donc être ajustés en fonction de l'application. A de plus grandes distances cependant, cette structure devient visible. Ces lentilles sont disponibles avec des angles de dispersion de 10° à 90° [125]. Elles sont moins sensibles aux erreurs d'alignement que les lentilles Powell mais restent onéreuses en qualité optique. Cependant, de multiples versions plastiques ont été développées et sont largement utilisés dans les pointeurs et les scanners. Si leur utilisation est proscrite pour

les versions spatiales du LOAC en raison de leur piètre tenue à l'environnement et au dégazage, elles peuvent être envisagées sur les modèles au sol.

Dans la suite de l'étude nous nous concentrons sur la focalisation d'un faisceau à l'aide d'une lentille cylindrique dont la modélisation reste possible analytiquement en s'appuyant sur les équations décrivant les faisceaux Gaussiens (§3.3.9.2). Pour les autres types de lentilles, l'utilisation d'un logiciel modélisant la propagation des rayons lumineux dans un système optique est nécessaire (Ray-Tracing).

3.3.9.4.4. Modélisation d'un faisceau collimaté et focalisé

Dans cette étude, nous utiliserons l'hypothèse de la lentille mince qui est un modèle analytique simple permettant de décrire géométriquement comment les rayons sont déviés par un dioptré. Cette approximation dérivée des lois de Snell-Descartes est suffisamment précise dans la plupart des cas et est donc largement utilisée.

Avec quelques adaptations, il est possible de l'utiliser pour décrire comment un faisceau laser se propage à travers une (ou plusieurs) lentille(s).

Basiquement, on a :

$$\frac{i}{f} = \frac{o}{o - f}$$

Avec o la distance objet mesurée du point objet jusqu'au plan de la lentille, i la distance image mesurée du plan de la lentille jusqu'au point image et f la focale de la lentille

Ainsi, pour un objet situé à l'infini, son image se situera au point focal. Néanmoins les lois de la diffraction limitent le rayon de l'image focalisée à une taille finie égale à $1.22\lambda \frac{f}{d}$, d étant le diamètre du rayon frappant la lentille. A l'échelle du LOAC cette taille minimale est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde λ et reste donc très inférieure à l'épaisseur du pinceau lumineux recherché (de l'ordre de 0.1mm).

En modifiant l'équation précédente pour qu'elle s'applique à un faisceau laser Gaussien (à l'aide des équations décrites au §3.3.9.2), on obtient la relation (Sun, 2012 [121]) :

$$\frac{i}{f} = \frac{\frac{o}{f} \left(\frac{o}{f} - 1 \right) + \left(\frac{z_R}{M^2 f} \right)^2}{\left(\frac{o}{f} - 1 \right)^2 + \left(\frac{z_R}{M^2 f} \right)^2}$$

On remarque que

- Lorsque le rapport $\frac{z_R}{M^2 f}$ tend vers 0, le faisceau laser se comporte suivant les lois classiques de l'optique géométrique.
- Lorsque le rapport $\frac{z_R}{M^2 f}$ tend vers l'infini, $i = f$, le faisceau est focalisé
- La dérivation de la distance image par rapport à la distance objet fait apparaître des extrema i_{min} et

$$i_{max} \text{ à } o = f \pm \frac{z_R}{M^2} \cdot i_{min} = f \frac{\frac{2z_R}{M^2 f} - 1}{\frac{2z_R}{M^2 f}} \text{ et } i_{max} = f \frac{\frac{2z_R}{M^2 f} + 1}{\frac{2z_R}{M^2 f}}$$

Si l'on considère les diodes lasers décrites précédemment, les dimensions caractéristiques de la zone active w_0 sont de quelques micromètres. Le rapport $\frac{z_R}{M^2 f}$ est typiquement de 10^{-3} ce qui nous place dans une situation de collimation. Les figures Fig. 3-69 (a) à (f) permettent de décrire dans ces conditions l'évolution de la forme du waist en fonction de la position du faisceau laser par rapport à la focale de la lentille.

Dans le cas particulier où le faisceau est émis à la distance focale de la lentille a), le faisceau est collimaté avec un waist au foyer image. Si l'on décale l'émission du faisceau derrière le point focal objet, le waist est

éloigné (b) jusqu'à la limite i_{max} (c), obtenue pour un décalage de $\frac{z_R}{M^2}$ soit quelques micromètres. Au-delà de laquelle la position du waist diminue à nouveau pour se rapprocher à nouveau de la lentille (d).

A l'inverse, si on injecte la lumière à une distance de la lentille inférieure à sa focale (e), un waist imaginaire est créé jusqu'à une distance i_{min} ou on retrouve le même mécanisme qu'en aval du point focal objet (f).

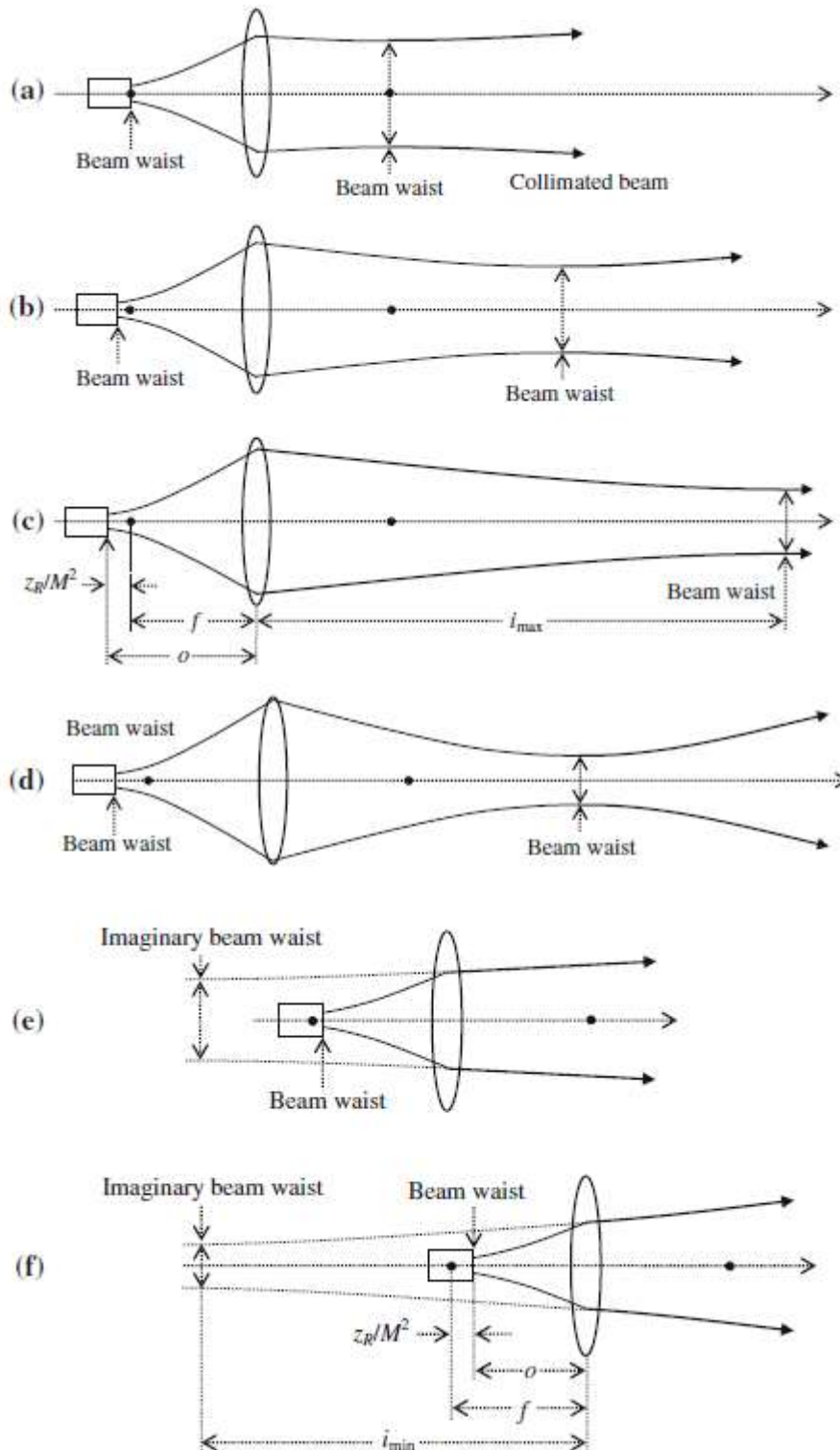


Fig. 3-69 : Caractéristiques d'un faisceau laser collimaté. Les points noirs matérialisent les points focaux de la lentille ((Source Sun, 2012 [121]).

Une fois le faisceau collimaté, il convient de le focaliser selon un axe avec une lentille cylindrique pour former le pinceau étroit souhaité. A ce stade, le faisceau collimaté présente un diamètre de l'ordre de quelques

millimètres. Le rapport $\frac{z_r}{M^2 f}$ est alors de 10^3 ce qui place cette lentille cylindrique en situation de focalisation comme le montre la Fig. 3-70.

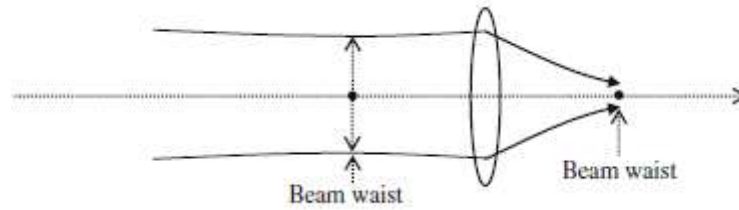


Fig. 3-70 : Caractéristiques d'un faisceau laser focalisé. Les points noirs matérialisent les points focaux de la lentille (Sun, 2012 [121]).

Finalement, l'association des 2 dioptries permet de former un faisceau fortement elliptique dont la taille des axes est définie par la position du laser par rapport au point focal objet, la focale des 2 lentilles et la distance entre celles-ci.

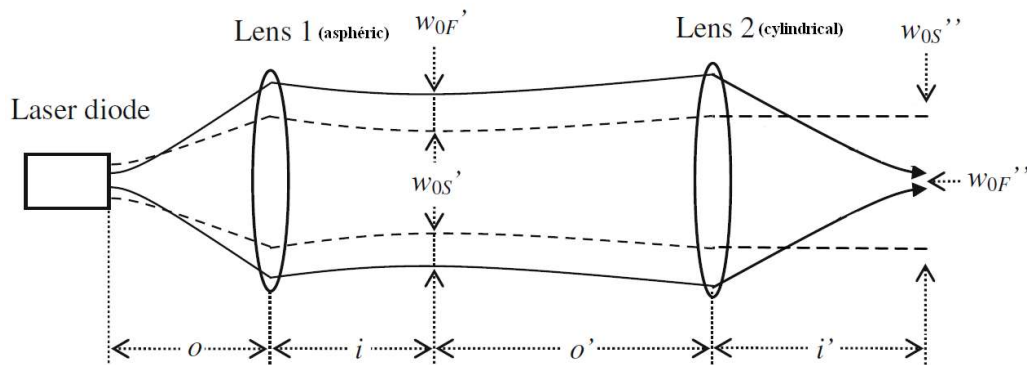


Fig. 3-71 : Association d'une lentille asphérique de collimation et d'une lentille cylindrique de focalisation (Sun, 2012 [121]).

Il est également intéressant de former un waist de focalisation avec une zone de Rayleigh du même ordre de grandeur que le diamètre de l'injecteur (typiquement 3 à 5 mm) afin de garantir une homogénéité maximale au niveau de la zone d'interaction faisceau-particules.

Pour cela, un code Matlab a été développé. Il permet à partir des caractéristiques des composants optiques (laser et lentilles) de tracer les rayons lumineux du laser jusqu'à la zone de focalisation. Les paramètres pris en compte et leurs valeurs par défaut sont consignés dans le Tab. 3-6.

Caractéristiques	Valeur par défaut	Caractéristiques	Valeur par défaut
Laser		Lentille de focalisation	
Référence	QL78J6SA	Référence	LJ1960L1-B
Divergence sur l'axe lent	9°	Diamètre	10.10 ⁻³ m
Divergence sur l'axe rapide	22°	Focale	20.10 ⁻³ m
Longueur d'onde	780.10 ⁻⁹ m	Position / diode laser	41.10 ⁻³ m
Facteur M	1	Focalisation sur l'axe lent	True
Puissance	50mW	Focalisation sur l'axe rapide	False
Lentille de collimation		Injection des aérosols	
Référence	A220TM-B	Diamètre de l'injecteur	3.10 ⁻³ m
Diamètre	5.5.10 ⁻³ m	Distribution des aérosols	'normal'
Focale	11.10 ⁻³ m	Nombre d'aérosols à générer	1000
Position / diode laser	11.10 ⁻³ m		

Tab. 3-6 : Paramètres du code Matlab et valeurs par défaut.

Avec les valeurs de ce tableau, la propagation des rayons lumineux issus de la diode laser à travers la lentille asphérique de collimation puis de la lentille cylindrique de focalisation est simulée. Dans ce cas précis, c'est l'axe lent qui est focalisé pour obtenir un waist théorique de $10\mu\text{m}$ de large à 36mm de la diode émettrice (Fig. 3-72). Il en résulte la formation d'une zone relativement homogène autour du point focal image qui est représentée sur la Fig. 3-73 et qui sera la zone d'interaction avec les particules. L'optimisation des dimensions et de l'homogénéité de cette zone sera discutée au §4.4.1.2 dans le cadre du dimensionnement du LOAC V3.0.

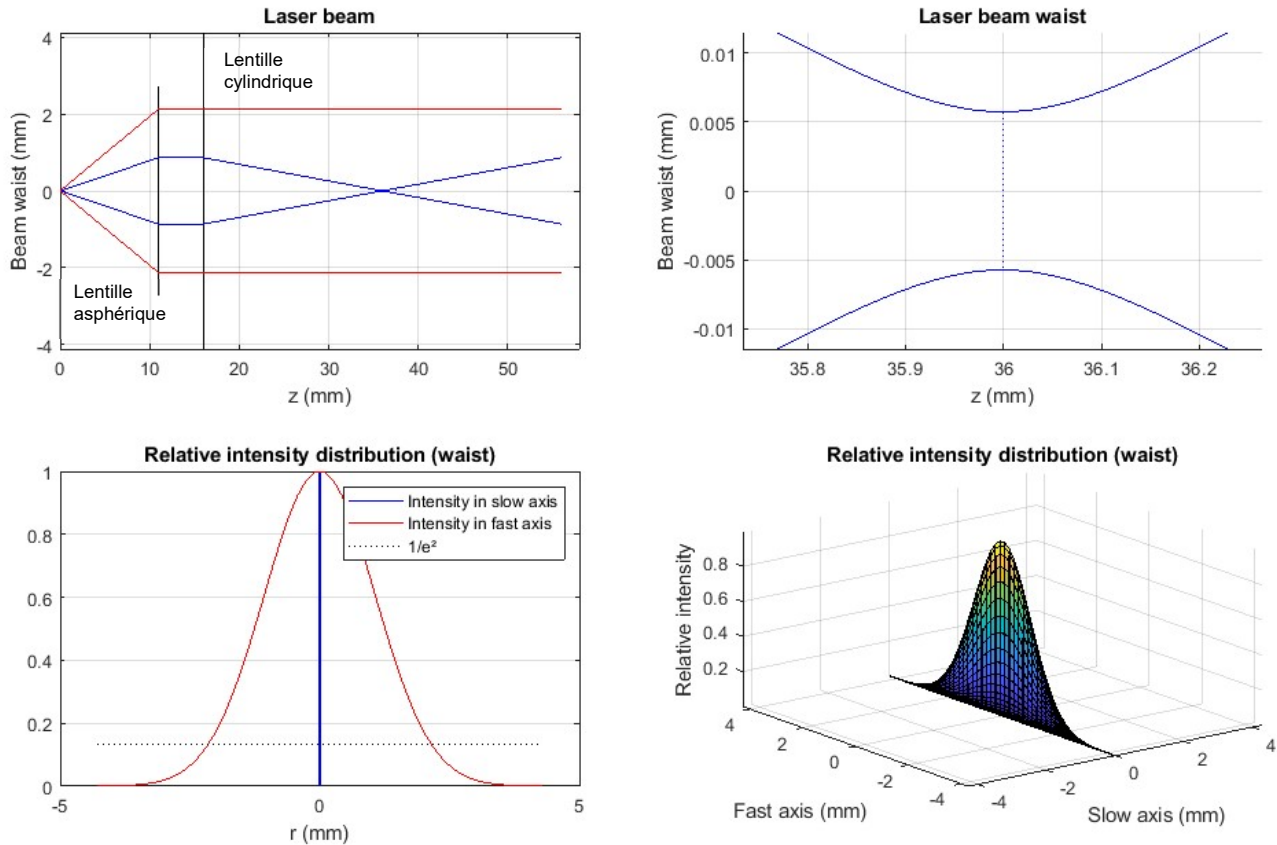


Fig. 3-72 : Simulation d'un montage optique permettant de créer un pinceau lumineux étroit.

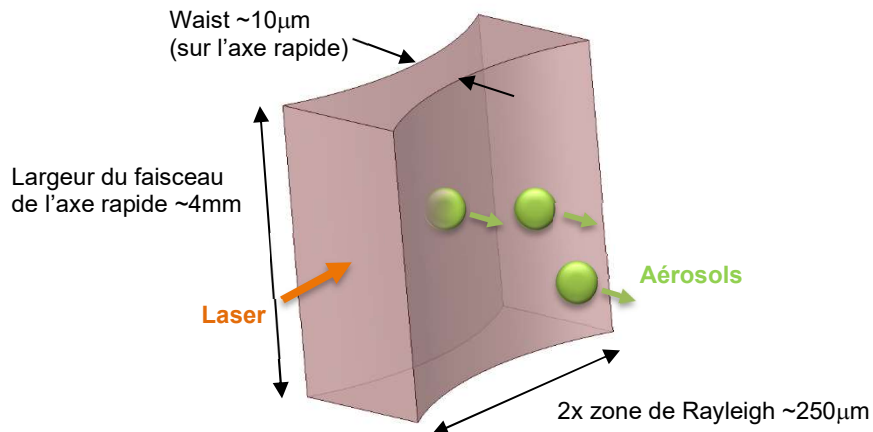


Fig. 3-73 : Zone d'interaction faisceau laser – particules (dimensions obtenues avec les valeurs par défaut du Tab. 3-6).

3.3.9.5. VERIFICATION EXPERIMENTALE

Ces résultats sont confortés par des mesures expérimentales réalisées sur les ensembles diode laser-dioptres. Pour cela, un profileur laser a été conçu dans le cadre de cette étude (Fig. 3-74). Il se compose d'une caméra CMOS ZWO ASI 178 [127] placée sur des tiges lisses permettant sa translation suivant l'axe de propagation de la lumière. Le déplacement linéaire est assuré par une tige filetée reliée à un moteur pas à pas lui-même piloté depuis un ordinateur via une liaison USB. Ainsi, il est possible de faire une image du faisceau dans le plan perpendiculaire à différentes distances de la diode laser pour reconstituer sa forme dans les 3 dimensions. La résolution spatiale de la caméra noir et blanc est de 3096×2048 pixels pour un échantillonnage sur 14 bits. Le temps de pose peut être réglé de $32\mu s$ à 1000s et un filtre de densité 4 est placé devant le capteur CMOS afin de ne pas saturer l'image. L'ensemble est piloté par un logiciel codé en C++ qui produit des fichiers image compatibles d'un script Matlab™ qui les assemble (Fig. 3-75).

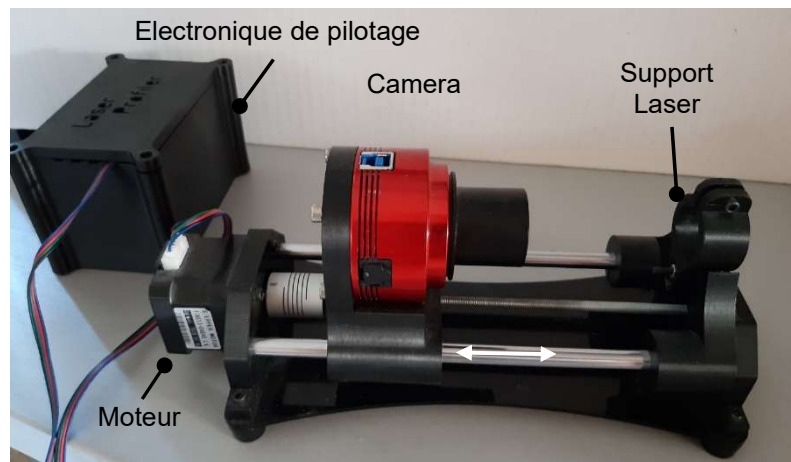


Fig. 3-74 : Profileur laser « maison » réalisé pour les besoins de caractérisation du faisceau de la source lumineuse.

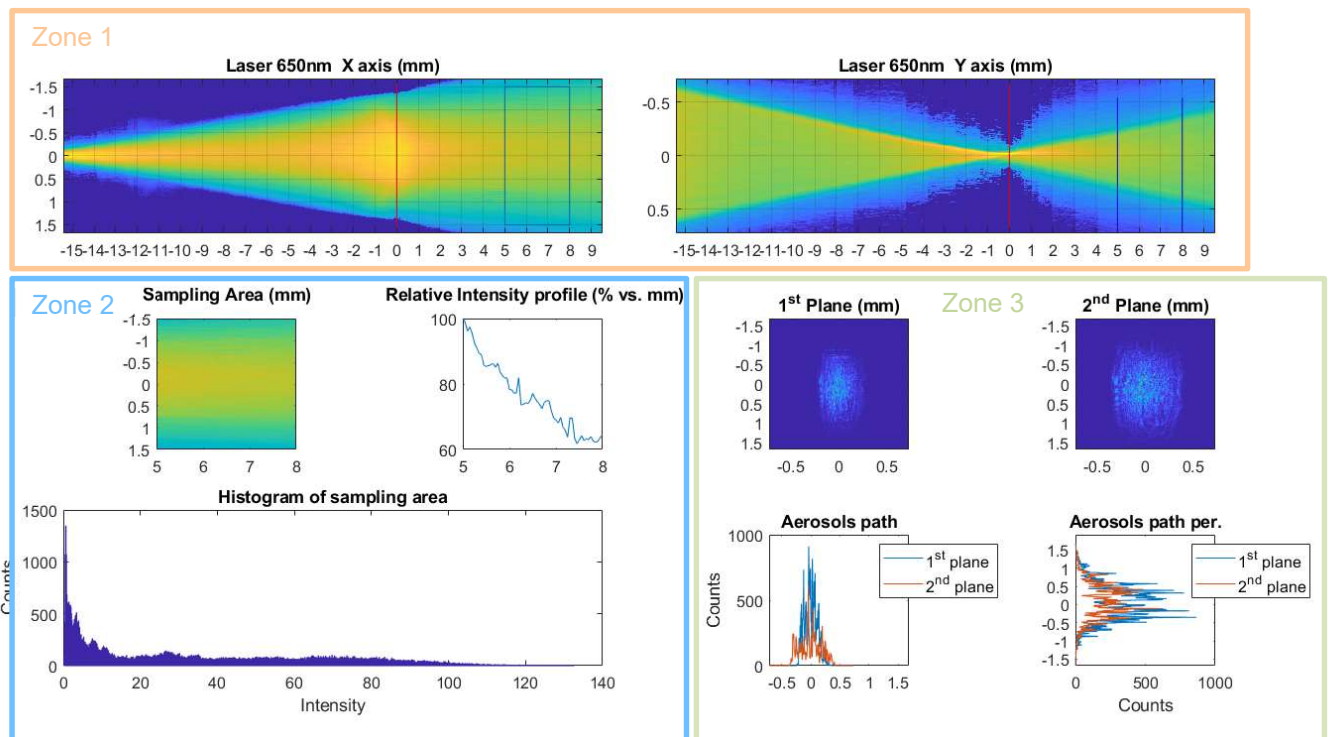


Fig. 3-75 : Exemple de caractérisation avec le profileur laser d'un faisceau lumineux collimaté et focalisé. L'ensemble des résultats est généré avec le logiciel Matlab™. La zone 1 donne le profil du faisceau selon les plans XZ et YZ, z étant l'axe de propagation de la lumière. La zone 2 permet d'évaluer l'homogénéité du faisceau dans la zone d'interaction avec les particules (qui n'est pas le waist dans ce cas). La zone 3 s'intéresse à la forme du faisceau dans le plan orthogonal à la propagation selon les axes X et Y à une distance donnée de la source.

3.4. CHAÎNE DE DETECTION

3.4.1. LES DETECTEURS OPTIQUES

Les détecteurs optiques sont des composants permettant de convertir une énergie lumineuse en une grandeur électrique. Il en existe de nombreux types dédiés à des domaines d'application divers :

- Les **cellules photoconductrices** de faible coût (qq euros) dont la résistance varie avec la quantité de lumière incidente. Ces composants sont généralement utilisés dans les applications grand public (jouets, flash automatique des appareils photos, systèmes d'alarme ...) [128]. Elles sont toutefois peu adaptées à la mesure du flux diffracté par les aérosols en raison de leur temps de réponse généralement élevé, de leur non-linéarité et de leur sensibilité thermique.
- Les **photomultiplicateurs** basés sur l'extraction et l'accélération d'électrons arrachés par la lumière sur une photocathode. Ils sont extrêmement sensibles mais présentent l'inconvénient majeur de nécessiter une haute tension d'alimentation (typiquement qq centaines de Volts) [129]. Cette contrainte ainsi que leurs dimensions les rendent difficilement utilisables pour des applications embarquées.
- Les **photodiodes** présentent des caractéristiques intéressantes car leur coût reste modeste (qq dizaines d'euros) et leurs performances peuvent permettre la détection de signaux très faibles en raison de leur sensibilité qui peut atteindre 1 A/W. Plusieurs technologies sont disponibles en fonction du type d'application recherchée, nous nous concentrerons sur l'utilisation de ces composants pour la chaîne de détection des LOAC.



Fig. 3-76 : a) Photorésistance, b) Photomultiplicateur R375 et c) Photodiode S1223 (source : Hammamatsu)

3.4.2. LES PHOTODIODES

Une photodiode est un composant semi-conducteur basé sur une jonction PN qui peut capter un rayonnement et le transformer en signal électrique. On distingue plusieurs types de photodiodes :

- Les photodiodes PN constituées de deux régions neutres de type N et P.
- Les photodiode PIN qui associe à la jonction PN classique une zone intrinsèque permettant d'augmenter leur bande passante.
- Les photodiode à avalanche qui possèdent une grande sensibilité en exploitant un phénomène de génération de porteurs en cascade.

3.4.2.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Quand un semi-conducteur est exposé à un flux lumineux, les photons sont absorbés si l'énergie du photon incident est supérieure à un seuil caractéristique des matériaux qui constituent sa jonction. Ce seuil correspond à l'énergie que doit absorber l'électron pour quitter la bande de valence (où il sert à assurer la cohésion de la structure) vers la bande de conduction, le rendant ainsi mobile et capable de générer un courant électrique [130].

Les photodiodes, de conception similaire à une diode classique, sont constituées d'une anode associée à une région dopée P et d'une cathode dopée N. Lorsqu'on applique à ce composant une tension négative il se crée une zone de déplétion (ZCE) dans laquelle la plupart des porteurs minoritaires (c'est-à-dire des électrons dans la région P et des trous dans la région N) se recombinent. Ceux qui parviennent toutefois à traverser cette zone contribuent au courant d'obscurité de la photodiode (Fig. 3-77a)

Lorsque les photons pénètrent dans la zone de déplétion de la photodiode munis d'une énergie suffisante, ils créent des paires électrons / trous (Fig. 3-77b). On observe alors une augmentation du courant. Deux mécanismes interviennent alors simultanément :

- Il y a création de porteurs minoritaires. Ceux-ci sont susceptibles d'atteindre la ZCE par diffusion et d'être ensuite propulsés vers des zones où ils sont majoritaires. En effet, une fois dans la ZCE, la polarisation étant inverse, on favorise le passage des minoritaires vers leur zone de prédilection. Ces porteurs contribuent ainsi à créer le courant de diffusion.
- Il y a génération de paires électron-trou dans la ZCE qui se dissocient sous l'action du champ électrique ; l'électron rejoignant la zone N, le trou la zone P. Ce courant s'appelle le courant de transit ou photocourant de génération.

Ces deux contributions s'ajoutent pour créer le photocourant I_{ph} qui s'additionne au courant inverse de la jonction [130] .

Les photodiodes de type PIN possèdent entre les zones P et N fortement dopées une couche de matériau intrinsèque. La ZCE se développe alors essentiellement dans cette région et offre aux photons une plus grande zone d'absorption. Les porteurs y sont également plus rapides car ils subissent peu de collisions en raison de l'absence d'impuretés. Cette configuration confère donc au composant un meilleur rendement et une capacité de jonction plus faible.

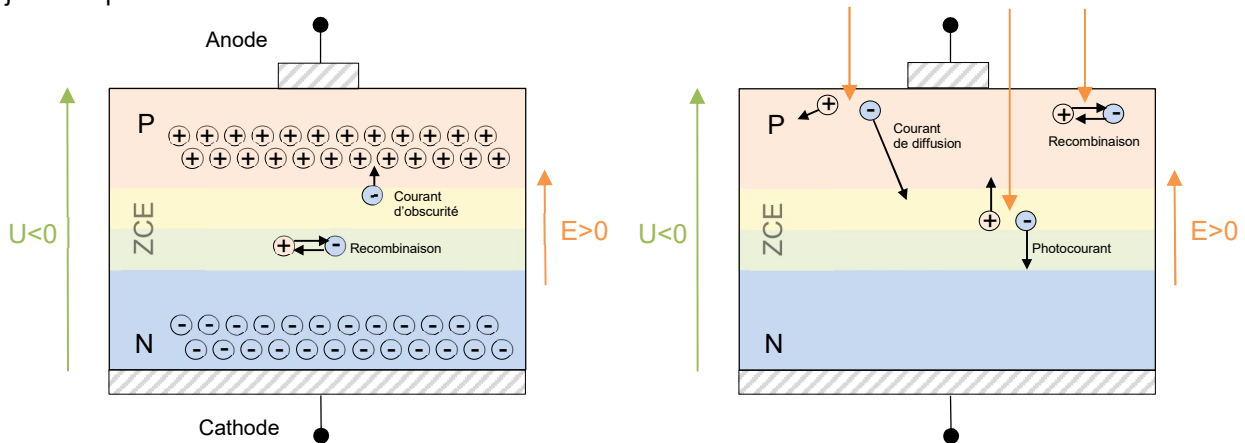


Fig. 3-77 : a) Création de la zone de charge d'espace, recombinaison des porteurs minoritaires et courant d'obscurité. b) En présence d'un flux lumineux, création de paires électron-trou qui se recombinent, rejoignent la zone de charge d'espace par diffusion ou contribuent directement au photocourant de génération (inspiré de Graeme, 1996 [140]).

3.4.2.2. TECHNOLOGIE

La photodiode PIN peut être composée de différents matériaux suivant les applications souhaitées. Pour celles dans le visible, le silicium est principalement utilisé pour son faible coût de production. En abondance à la surface de la Terre, le quartz, sous forme de roche, est purifié et fondu puis cristallisé sous forme de barreau. Le silicium ainsi obtenu sert de base à la fabrication des semi-conducteurs. Pour des applications dans l'infrarouge, du fait de sa sensibilité plus élevée dans les grandes longueurs d'onde, c'est le germanium qui compose la photodiode PIN. Il existe aussi des photodiodes PIN en arséniure de gallium [131]

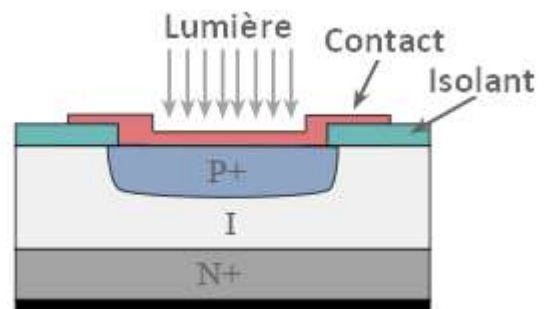


Fig. 3-78 : Coupe d'une photodiode.

Ainsi, les matériaux utilisés pour fabriquer les photodiodes définissent leurs propriétés et en particulier leur sensibilité spectrale (Tab. 3-7).

Si la sensibilité des photodiodes au germanium (200nA/Lux) est très supérieure à celles au silicium (10nA/Lux) on préférera ces dernières pour la détection des courants faibles car le courant d'obscurité passe typiquement

de 10uA (Ge) à 10pA (Si). En effet, ce courant d'obscurité variant avec la température induit une composante basse fréquence gênante en sortie des amplificateurs grand gain souvent associés à ces composants.

Enfin, l'énergie nécessaire aux électrons pour passer de la bande de valence à la bande conduction étant plus importante pour les photodiodes au Silicium, celles-ci génèrent moins de bruit.

Matériau	Domaine spectral (nm)
Silicium	190-1100
Germanium	400-1700
Arséniure de Gallium / Indium	800-2600
Sulfure de plomb	<1000-3500
Tellurure de mercure-cadmium	400-14000

Tab. 3-7 : Bande spectrale des photodiodes pour différents types de matériau.

3.4.2.3. CARACTERISTIQUES ET MODELISATION

Le choix des photodiodes utilisées sur le LOAC est dicté par plusieurs besoins et contraintes. Il faut noter que dans le cas de la version 2.0, la dimension du canon optique de la photodiode de typologie impose une taille minimale de la partie sensible de 3 x 3mm.

3.4.2.3.1. Modélisation

La modélisation des caractéristiques des photodiodes avec des composants discrets permet l'analyse des circuits d'application. La figure ci-dessous propose un modèle qui repose sur :

- Une diode idéale qui contraint la polarisation du composant
- Une source de courant qui représente la génération du courant d'origine photonique
- Une capacité parasite autour de 100pF qui représente l'effet des charges stockées de la jonction et qui varie en fonction de la tension de polarisation. Cette capacité impacte la stabilité, la bande passante et le bruit de la chaîne de détection
- Une résistance parallèle de 100kΩ à 1GΩ qui représente la résistance du composant lorsqu'il n'est ni polarisé, ni éclairé. Cette valeur est très élevée et ne contribue que faiblement aux performances de la photodiode
- Une résistance série qui peut varier de 10Ω à 500 Ω qui représente la résistance du substrat et des jonctions mais qui n'est contributive que pour les photodiodes de grande taille.

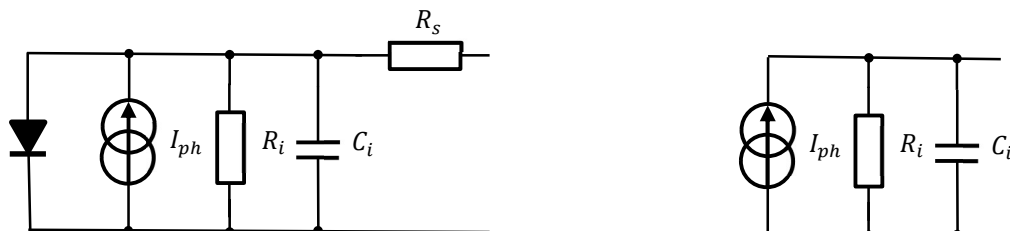


Fig. 3-79 : Modèle complet et simplifié d'une photodiode.

3.4.2.3.2. Capacité

La capacité de la photodiode joue un rôle majeur dans la chaîne d'amplification. Plus celle-ci est importante, plus la réponse impulsionnelle de l'ensemble photodiode-amplificateur transimpédance est lente (bande passante faible). Or, dans le cas du LOAC V3.0, il faut que la chaîne d'amplification réagisse rapidement pour traiter les impulsions courtes (voir §3.3.9.4). Il convient donc de choisir des détecteurs présentant des capacités faibles ce qui tend à considérer des photodiodes de petite taille puisque cette capacité est directement proportionnelle à la surface sensible de celles-ci [132] comme le montre la relation suivante :

$$C_i = \frac{\varepsilon_{si}}{W_{ph}} \cdot S_{ph}$$

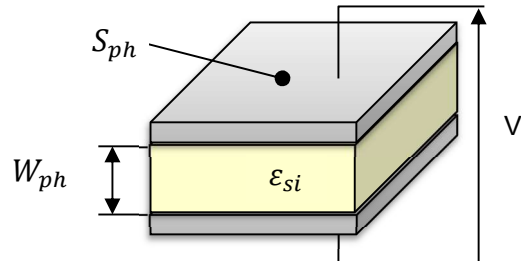


Fig. 3-80 : Illustration des paramètres définissant la capacité d'une photodiode.

Avec W_{ph} la largeur de la zone de charge d'espace (ZCE), S_{ph} la surface de coupe de la photodiode et ε_{si} la permittivité diélectrique du matériau (ici le Silicium).

A noter que la largeur de la ZCE est proportionnelle à la racine de la tension de polarisation inverse appliquée à la photodiode (Fig. 3-81). Or, on cherche par ailleurs à limiter la tension d'alimentation du LOAC (donc implicitement celle appliquée également à la photodiode) afin de le rendre moins consommante et éviter d'avoir recours à des convertisseurs DC/DC naturellement bruyants.

Cette contrainte nous invite donc également à privilégier les détecteurs de faible capacité pour des tensions de polarisation inverses disponibles sur la carte électronique.

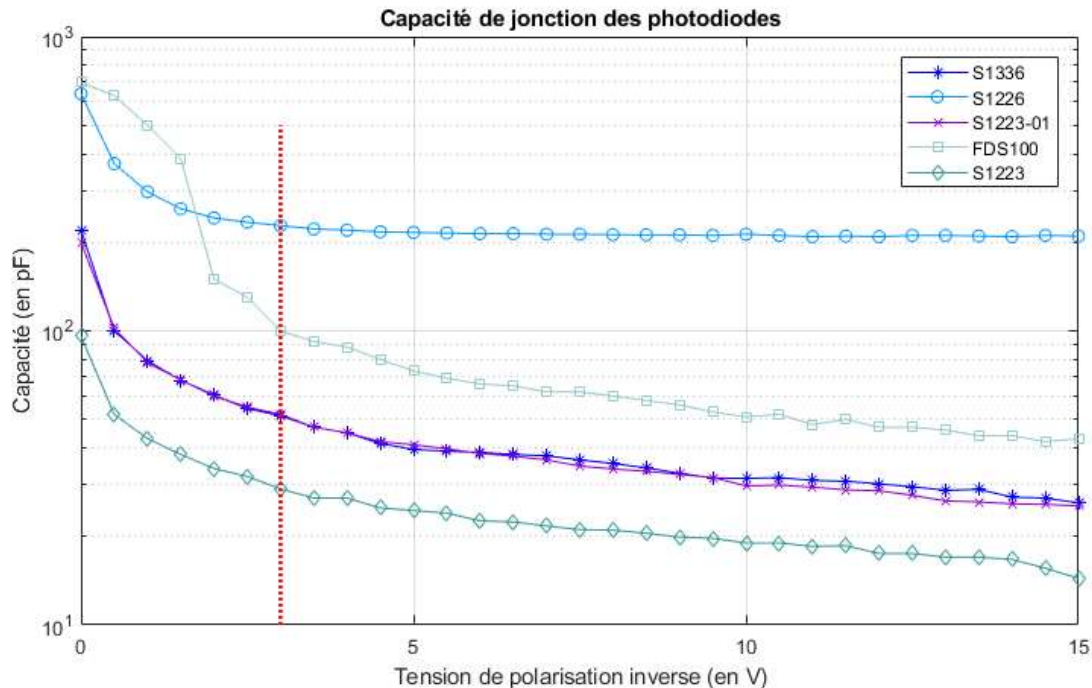


Fig. 3-81 : Mesure au laboratoire de la capacité parasite de quelques photodiodes en fonction de la tension de polarisation inverse. La barre verticale en pointillé rouge matérialise une tension inverse de 3V facilement disponible sur la carte électronique.

3.4.2.3.3. Sensibilité

La sensibilité d'une photodiode représente le courant I_{ph} qu'elle produit sous l'effet d'un faisceau lumineux de puissance P_s donné. Cette sensibilité varie avec la longueur d'onde λ et le matériau constituant sa partie sensible. Pour des photodiodes au Silicium qui sont les plus courantes on observe typiquement un maximum de sensibilité dans le proche infrarouge avec des valeurs autour de 0.5A/W.

Ce pic de sensibilité dépend toutefois de l'épaisseur du substrat et tend à se décaler vers l'infrarouge lorsque celle-ci diminue. La capacité de la photodiode étant directement proportionnelle à l'épaisseur du substrat, le choix exprimé au paragraphe précédent induit l'utilisation d'un laser dans le proche infrarouge s'il est souhaité exploiter la photodiode à la longueur d'onde où sa sensibilité est maximale.

Ainsi, même si le flux diffusé par les aérosols diminue par ailleurs légèrement avec la longueur d'onde pour les petites particules, il reste préférable d'exploiter la photodiode à la longueur d'onde où sa sensibilité est maximale.

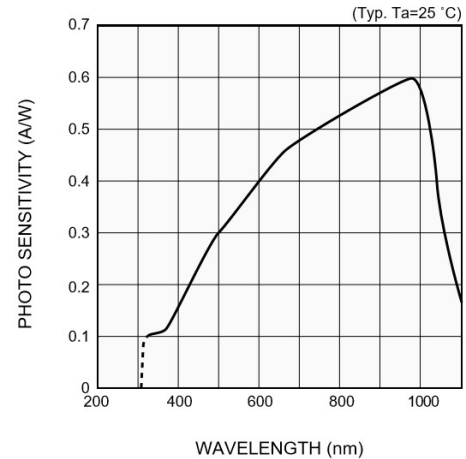


Fig. 3-82 : Réponse spectrale d'une photodiode PIN (S1223 Hamamatsu).

3.4.2.3.4. Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité résulte de la migration des porteurs minoritaires non recombinaisonnés à travers la zone de charge d'espace. Il est d'autant plus élevé que la surface de la photodiode est grande. Ce courant évolue également avec la température et se traduit par une composante continue en sortie de l'amplificateur transimpédance qui réduit la dynamique de mesure. Il convient donc de limiter autant que faire se peut ce courant d'obscurité en choisissant des photodiodes de petites tailles.

3.4.2.3.5. NEP

La puissance équivalente de bruit (NEP pour noise-equivalent power) définit la sensibilité d'un photodétecteur ou d'un système de détection. Elle s'exprime comme étant la puissance donnant un rapport signal sur bruit (SNR) unitaire pour une bande passante de sortie d'un Hertz [132]. Une bande passante de sortie est l'équivalent d'une demi-seconde en termes de temps d'intégration conformément au théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon.

Plus petite est la NEP, plus sensible est le détecteur. Ainsi, une photodiode avec une NEP typique de $10^{-1} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ peut détecter un signal d'une puissance d'un picowatt avec un rapport signal sur bruit (SNR pour Signal to Noise Ratio) unitaire après un temps d'intégration d'une demi-seconde. Le rapport signal sur bruit s'améliore quadratiquement avec le temps d'intégration ainsi, dans cet exemple, le SNR peut être amélioré 10 fois en moyennant sur 50 secondes le signal [133].

3.4.3. L'AMPLI TRANSIMPEDANCE

3.4.3.1. GENERALITES

La conversion du courant photonique en tension est classiquement réalisée par un amplificateur transimpédance construit autour d'un amplificateur opérationnel et d'une impédance de contre réaction comme le montre la Fig. 3-83.

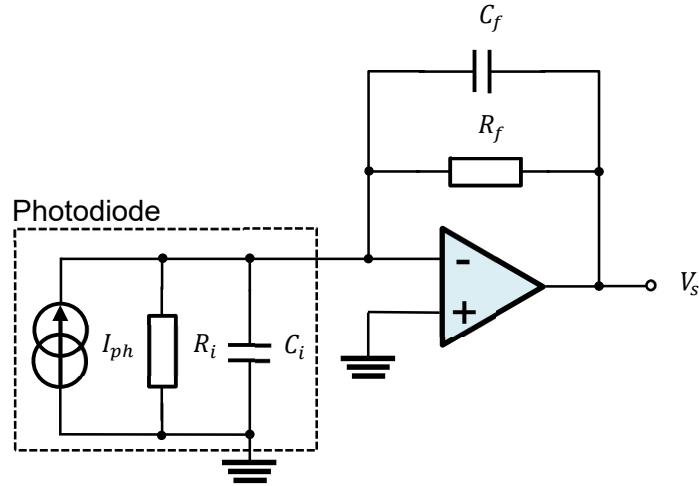


Fig. 3-83 : Chaîne de détection typique impliquant une photodiode et un amplificateur transimpédance.

L'amplificateur est caractérisé par son produit gain x bande GBW et son gain en boucle ouverte A_0 . La photodiode est, quant à elle, définie par les paramètres de son modèle comme indiqué au § 3.4.2.3. L'impédance de contre réaction est modélisée par la cellule R_f, C_f .

Le facteur de conversion statique de l'ensemble G_T est alors uniquement défini par $G_T = R_f$.

Au §3.1.2, il est montré qu'une dynamique de mesure d'environ 4000 est nécessaire pour détecter des particules possédant un diamètre compris entre $0.2\mu\text{m}$ et $50\mu\text{m}$. En raison de la diminution importante du flux lumineux lorsque la diffusion de Rayleigh intervient (typiquement en deçà de $0.2\mu\text{m}$ pour les particules irrégulières), cette dynamique augmente d'un ordre de grandeur si on souhaite détecter des aérosols d'un diamètre de $0.15\mu\text{m}$.

Il est intéressant de comparer ces dynamiques au rapport signal sur bruit théorique SNR_{dB} d'un convertisseur analogique numérique (CAN) donné par la relation [134] :

$$SNR_{dB} = 6.02n + 1.76$$

Avec n la résolution du convertisseur analogique numérique

A noter que le rapport signal sur bruit (SNR) d'un CAN idéal est défini pour une entrée sinusoïdale pleine échelle, c'est le quotient entre la valeur efficace du signal sinus et celle du bruit. Le SNR d'un CAN augmente avec sa résolution (gain de 6 dB par bit supplémentaire). Ce résultat représente le SNR maximal atteignable pour un convertisseur.

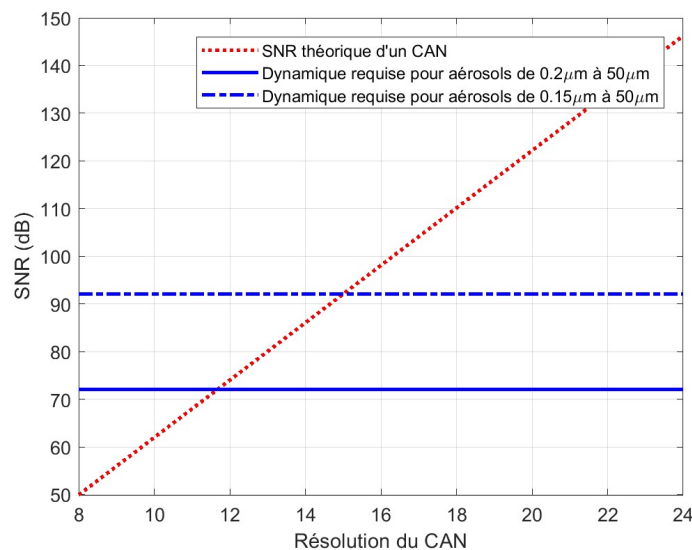


Fig. 3-84 : Résolution minimale requise du CAN en fonction de la dynamique du LOAC.

La Fig. 3-84 montre que la détection des aérosols jusqu'à $0.2 \mu\text{m}$ peut être réalisée avec un CAN d'une résolution de 12bits alors qu'il faudrait un CAN de 16 bits pour l'étendre aux particules de $0.15 \mu\text{m}$.

Or, aujourd'hui, le choix des convertisseurs analogique numérique qualifiés spatiaux est loin d'être pléthorique au-delà de 12bits avec souvent un compromis à faire avec la vitesse d'acquisition (Cf. ESCC part list [135]). Il est donc préférable compte tenu de la technologie actuelle de rester sur une dynamique raisonnable et d'implémenter un dispositif de gain commutable ou réglable si l'on souhaite étendre la gamme de mesure.

3.4.3.2. GAIN

La détermination du gain de l'amplificateur transimpédance nécessite de connaître le flux frontal diffusé pour une particule de taille donnée. Une estimation peut être faite à partir de la loi de Mie pour les particules sphériques mais aussi pour les particules irrégulières comme nous l'avons montré précédemment (voir §3.1.)

Le flux attendu pour le LOAC V2.0 est donné en Fig. 3-85 à partir de l'approche développée au §3.1. Ces valeurs dépendent de la géométrie de la chambre et de la puissance du laser fixée dans ce cas à 27mW.

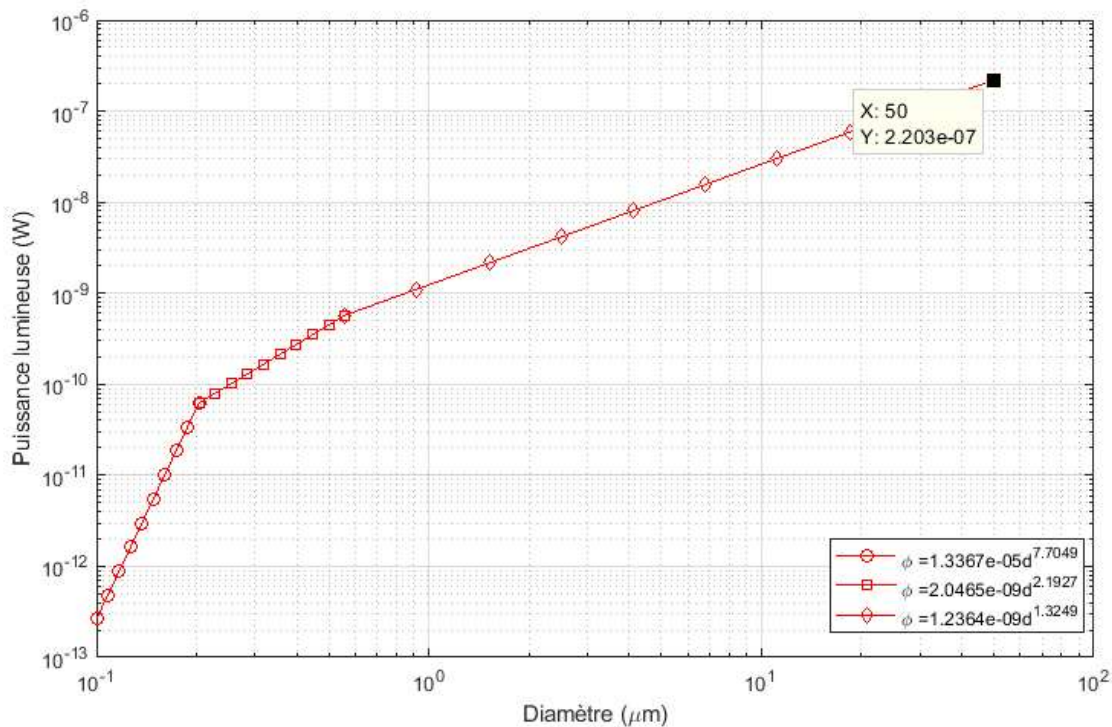


Fig. 3-85 : Puissance lumineuse sur la voie frontale du LOACV2.0 (ouverture 12.1° à 15.9° comme pour le LOAC 1.5) pour un laser de 27mW@780nm à 34mm de la zone d'interaction aérosol-faisceau définie par un ellipsoïde de $4 \times 3 \text{mm}^2$ et un rendement surfacique de 0.6.

Il est souhaitable que l'instrument LOAC V2.0 puisse être alimenté en basse tension, typiquement 3.3V (tension disponible sur une cellule de batterie au Lithium). La dynamique du convertisseur analogique numérique A_{CAN} sera donc de 3V. Cette valeur doit être atteinte pour des particules de $50 \mu\text{m}$ ⁶ soit pour un flux lumineux ϕ_{max} de $2.2 \cdot 10^{-7}$ W selon la Fig. 3-85.

Par ailleurs les photodiodes candidates présentées au paragraphe précédent présentent toutes une sensibilité S_{ph} de l'ordre de 0.5 A/W à 780nm.

Le facteur de conversion statique de l'amplificateur transimpédance G_T est donc donné par la relation :

⁶ Cette valeur correspond à la taille maximum des aérosols que l'on souhaite détecter pour cette nouvelle version

$$G_T = \frac{A_{CAN}}{S_{ph} \cdot \Phi_{max}}$$

Soit,

$$G_T = 27 M\Omega$$

G_T Correspond à la valeur de la résistance R_f de contre réaction de l'amplificateur transimpédance. Nous verrons plus loin que cette valeur est trop élevée pour être implantée, il sera donc nécessaire pour la version 2.0 de réaliser une chaîne d'amplification à 2 étages.

D'autres considérations de performance sur l'algorithme de détection (voir §5) nous amèneront à retenir finalement un dispositif de conversion analogique numérique de 14 bits de résolution. En faisant abstraction du bruit propre de l'amplificateur transimpédance ceci implique une résolution instrumentale théorique de $2.4 \cdot 10^{-12}$ W soit une détection des particules possible jusqu'à environ $0.15 \mu m$.

Cette perte de performance peut être contournée par l'utilisation d'un amplificateur transimpédance à gain variable. Cette hypothèse repose toutefois sur le fait que le bruit propre de l'amplificateur doit rester inférieur au bruit de quantification du convertisseur analogique numérique.

3.4.3.3. FONCTION DE TRANSFERT

Pour la détermination de la fonction de transfert, l'amplificateur opérationnel est considéré comme idéal à l'exception de son gain $A(s)$ modélisé par une fonction du 1^{er} ordre avec un unique pôle [136].

$$A(s) = \frac{A_0}{1 + \frac{s}{w_b}}$$

Avec $s = j2\pi f$ la pulsation complexe

Son impédance d'entrée sera prise en compte si elle significative devant celle de la photodiode amont.

On définit $Z_f(s)$ comme l'impédance complexe constituée par les composants de contre-réaction R_f et C_f et Z_i comme l'impédance complexe constituée par la capacité de la photodiode C_i et sa résistance parallèle R_i

$$Z_f(s) = \frac{R_f}{1 + R_f \cdot C_f \cdot s}$$

$$Z_i(s) = \frac{R_i}{1 + R_i \cdot C_i \cdot s}$$

La fonction de transfert de l'amplificateur $T_z(s)$ s'exprime ainsi par la relation :

$$T_z(s) = \frac{V_o(s)}{I_p} = \frac{Z_f(s)}{1 + \frac{1}{A(s) \cdot \beta(s)}}$$

Avec : $\beta(s) = \frac{Z_i(s)}{Z_f(s) + Z_i(s)}$ défini comme le rapport de contre réaction.

Dans notre cas, la fonction de transfert de l'amplificateur doit présenter une fréquence de coupure supérieure à la fréquence maximale de l'impulsion lumineuse pour éviter toute atténuation du signal. La figure (Fig. 3-86) donne quelques exemples de fonctions de transfert répondant à ce critère la valeur de R_f déterminant le gain statique.

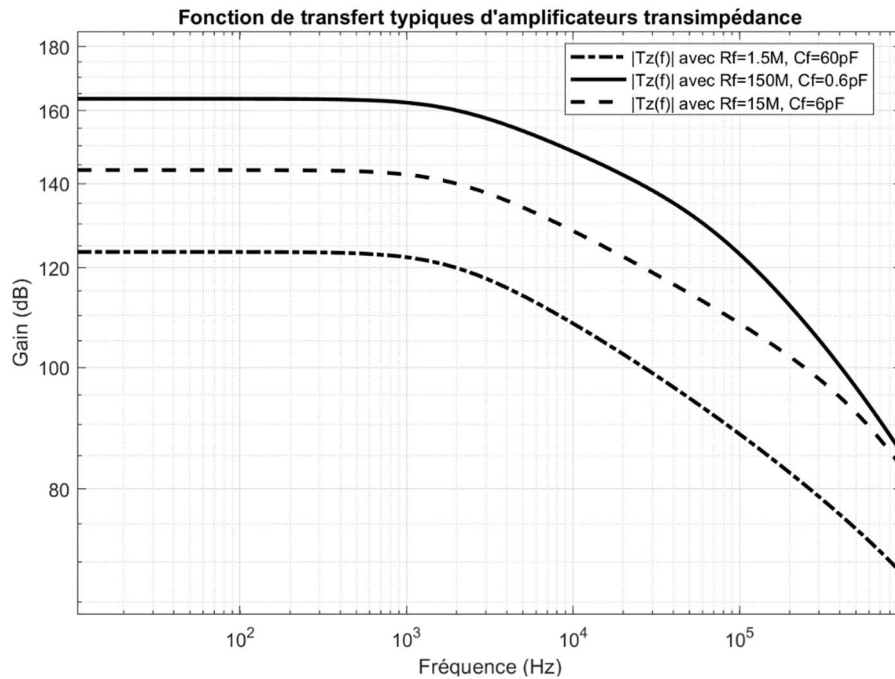


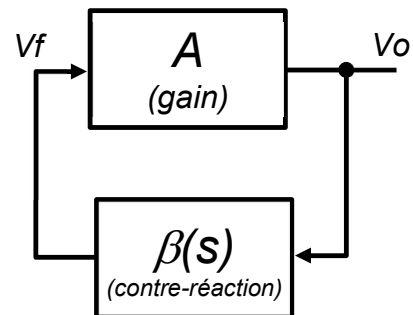
Fig. 3-86 : Fonctions de transfert pour un produit $R_f \cdot C_f$ équivalent avec un amplificateur Analog devices LT1056 et une photodiode Hamamatsu S1323. Une valeur de $C_f < 1\text{pF}$ ne peut être implémentée dans la pratique.

3.4.3.4. STABILITE

Dans un montage transimpédance, c'est le gain en boucle fermée qui détermine la stabilité de l'amplificateur.

En effet, selon le critère de Barkhausen (Barkhausen, 1935 [137]), un système à contre-réaction (Fig. 3-87) peut osciller, déclenché par le bruit existant à son entrée, s'il remplit les deux conditions, à savoir que :

- Le gain de contre réaction soit de 1 c'est-à-dire dans notre cas qu'il existe une fréquence f_i telle que $|A(f_i) \cdot \beta(f_i)| = 1$ soit encore $A(f_i) = \frac{1}{\beta(f_i)}$
- Le déphasage de la boucle à cette fréquence f_i soit un multiple entier de 2π (0 compris)



Or, la fonction de transfert $\frac{1}{\beta(f_i)}$ présente un gain statique unitaire, un pôle provenant naturellement de l'impédance de contre-réaction R_f, C_f et un zéro dont la fréquence associée f_z dépend également de R_f, C_f mais aussi de la capacité de la photodiode C_i . En haute fréquence (Fig. 3-88) [138], la fréquence du zéro f_z sera donc toujours inférieure à celle du pôle f_p augmentant ainsi le gain en boucle fermée.

Si le déphasage introduit par l'amplificateur est toujours proche de -90° en haute fréquence (f_i est bien au-delà de la f_b), il peut varier entre 0 et 90° pour le gain de contre-réaction $\frac{1}{\beta(f_i)}$ et peut donc conduire à atteindre le critère de Barkhausen (déphasage nul).

Si le déphasage introduit par l'amplificateur est toujours proche de -90° en haute fréquence (f_i est bien au-delà de la f_b), il peut varier entre 0 et 90° pour le gain de contre-réaction $\frac{1}{\beta(f_i)}$ et peut donc conduire à atteindre le critère de Barkhausen (déphasage nul).

Dans la pratique, la stabilité de l'étage d'amplification est assurée quand la marge de phase $|PM(f)|$ par rapport au critère d'oscillation est supérieure à 45° (idéalement $>60^\circ$) à la fréquence f_i déterminée par la relation ci-dessus (Fig. 3-89).

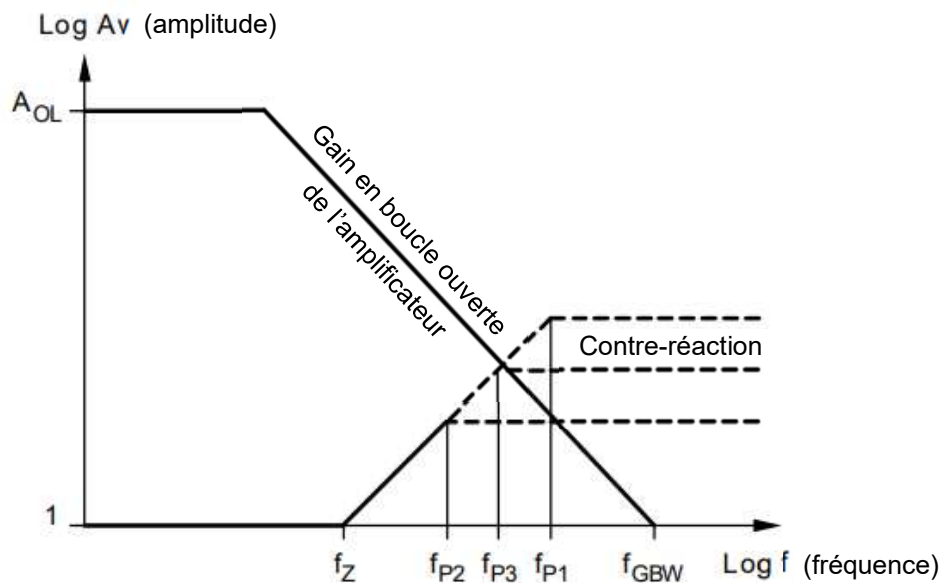


Fig. 3-88 : Fonctions de transfert de contre-réaction possédant des fréquences de coupure haute différentes (f_{P1} à f_{P3}) intersectant le gain de l'amplificateur opérationnel en boucle ouverte $A_{OL}(f)$. La fréquence f_{GBW} correspond au produit gain x bande de l'amplificateur (source Texas Instrument [138]).

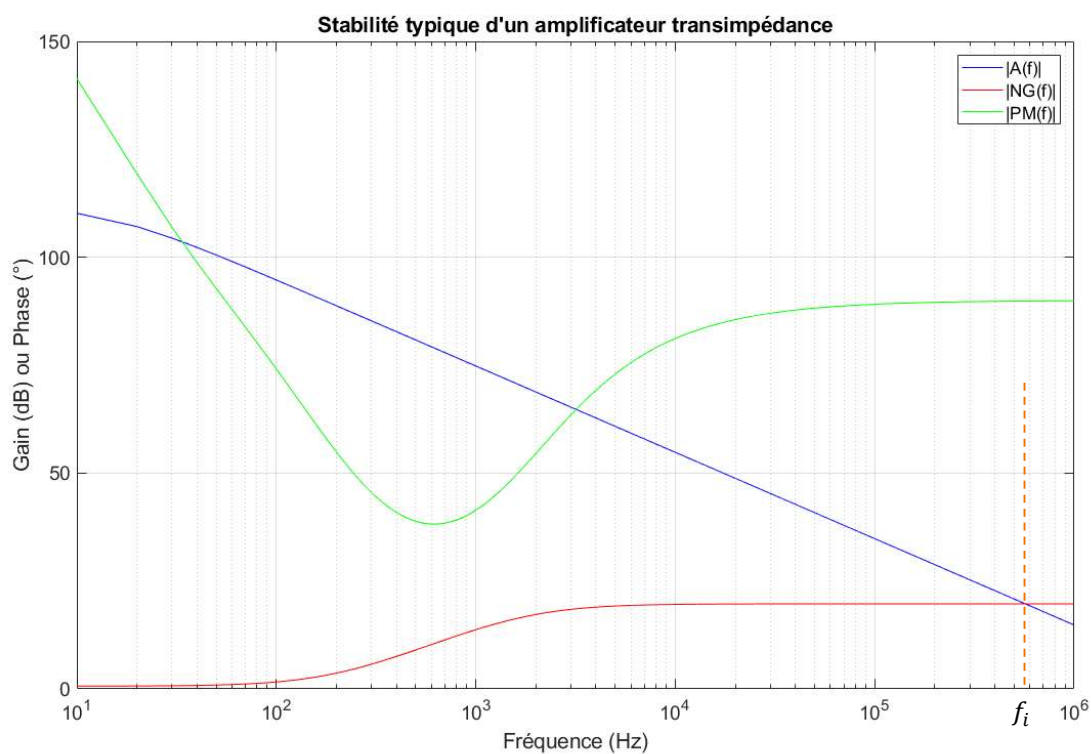


Fig. 3-89 : Gain en boucle ouverte $A(f)$, gain de bruit $NG(f) = \frac{1}{\beta(f)}$ et marge de phase $PM(f)$ à la fréquence f_i pour une chaîne de détection typique (Analog devices LT1056, photodiode Hamamatsu S1323).

3.4.3.5. BRUIT PROPRE

Le bruit de la chaîne de mesure est un paramètre important puisqu'il détermine la résolution du compteur. Il est lié au bruit de sortie de l'amplificateur transimpédance et au bruit du convertisseur analogique numérique aval. Or, le bruit minimal d'un CAN est son bruit de quantification qui dépend de sa résolution et de sa pleine échelle par la relation [139] :

$$N = \frac{q}{\sqrt{12}} = \frac{PE}{\sqrt{12} \cdot 2^n}$$

Le tableau suivant donne le bruit de quantification d'un CAN de 3V de pleine échelle en fonction de la résolution.

Résolution (bits)	12	14	16
Bruit de quantification (μV)	211.4	52.9	13.2

Tab. 3-8 : Bruit de quantification en fonction de la résolution d'un CAN

Si on souhaite que l'amplificateur transimpédance ne dégrade pas les performances de l'instrument on cherchera à diminuer son bruit propre pour tendre vers ces niveaux.

L'analyse détaillée des sources de bruit associées à l'ensemble photodiode-amplificateur nous amène à les modéliser par les générateurs de courant et de tension identifiés sur la Fig. 3-90 ([140], [141], [142]) :

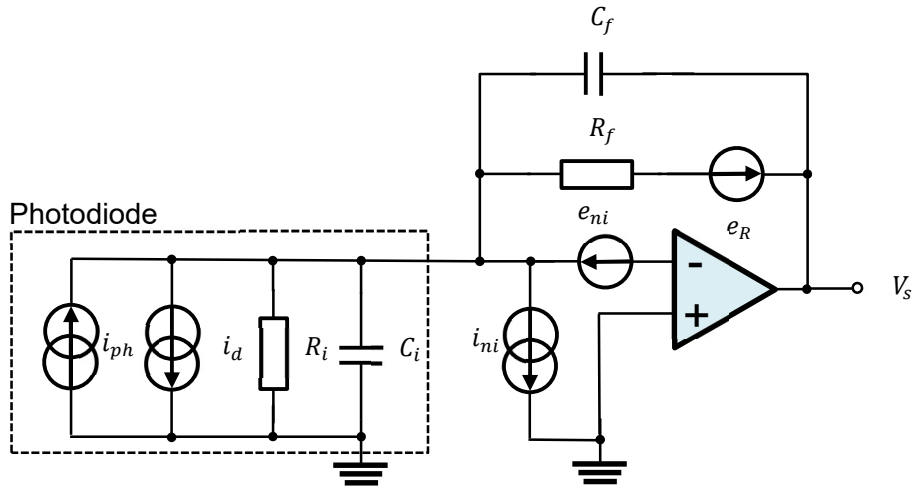


Fig. 3-90 : Modèle de bruit d'une chaîne de détection (photodiode + amplificateur transimpédance).

La nature et l'origine des différentes sources de bruit sont détaillées dans les paragraphes suivants.

3.4.3.5.1. Bruits liés à l'amplificateur opérationnel

Le bruit en tension en sortie $e_{noi}(s)$ lié au bruit en courant de l'amplificateur s'exprime par le produit de sa densité spectrale $i_{ni}(s)$ par la fonction de transfert $Tz(s)$

$$e_{noi}(s) = i_{ni}(s) \cdot |Tz(s)|$$

Le bruit en tension en entrée de l'amplificateur $e_{ni}(s)$ est également amplifié, on a en sortie :

$$e_{noe}(s) = \frac{e_{ni}(s)}{\beta(s) + \frac{1}{A(s)}}$$

Les densités spectrales de puissance de bruit en courant $i_{ni}(s)$ et en tension $e_{ni}(s)$ ont des valeurs qui dépendent de la fréquence et de la technologie utilisée. Ainsi $e_{ni}(s)$ augmente en basse fréquence en raison de sources de bruits colorés (en $1/f$ typiquement). Pour les amplificateurs à technologie bipolaire, le bruit en

courant en entrée $i_{ni}(s)$ est également augmenté à basse fréquence. Si les amplificateurs à technologie JFET ne présentent pas cet inconvénient à basse fréquence, on observe toutefois une remontée de bruit à haute fréquence (Fig. 3-91). L'examen du bilan de bruit nous amènera à choisir l'une ou l'autre de ces technologies.

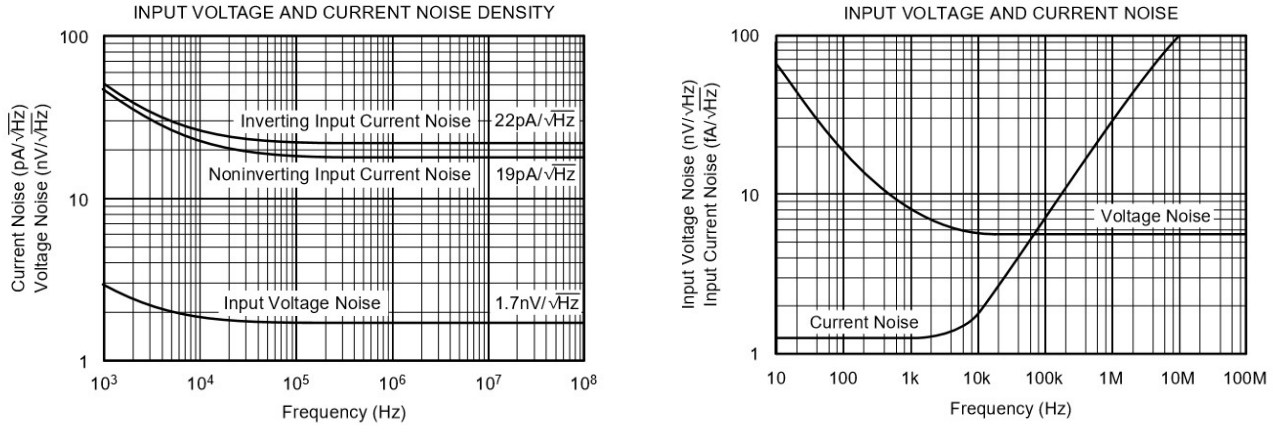


Fig. 3-91 : Densité spectrale des bruits en entrée pour un amplificateur bipolaire (OPA695, Texas Instruments, figure de gauche) et pour un amplificateur JFET (OPA655, Texas Instruments, figure de droite).

3.4.3.5.2. Bruit lié à la résistance de contre réaction

La résistance de contre réaction R_f est le siège d'un bruit blanc thermique e_R dont la densité spectrale s'exprime grâce à la relation :

$$e_R = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R_f} \quad \text{avec } T, \text{ la température en K et } k \text{ la constante de Boltzmann } (1,38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1})$$

Ce bruit se retrouve en sortie de l'amplificateur transimpédance pondéré par la fonction de transfert normalisée $|Tz(s)|$ de la chaîne et la résistance de contre-réaction R_f .

$$e_{nR}(s) = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R_f} \cdot |Tz(s)|$$

3.4.3.5.3. Bruits liés à la photodiode

En fonctionnement, les photodiodes du LOAC reçoivent les signaux utiles issus de la diffraction de la lumière sur les aérosols mais également un signal continu du aux réflexions parasites du faisceau laser sur les parois de la chambre.

Le photocourant associé est injecté dans le circuit et crée un bruit $e_{nois}(s)$ en sortie de l'amplificateur tel que :

$$e_{nois}(s) = 2 \cdot q \cdot S \cdot P_s \cdot |Tz(s)|$$

Avec q la charge de l'électron, S la sensibilité de la photodiode (en A/W) et P_s la puissance lumineuse parasite.

La photodiode est constamment traversée par un courant lié au déplacement des porteurs minoritaires dans sa zone de déplétion. Ce courant d'obscurité i_d induit un bruit en sortie de l'amplificateur $e_{noia}(s)$ qui lui est directement proportionnel :

$$e_{noia}(s) = 2 \cdot q \cdot i_d \cdot |Tz(s)|$$

3.4.3.5.4. Calcul du bruit total de la chaine d'amplification

Les sources de bruit identifiées étant décorrélées, la densité spectrale du bruit en sortie $e_{no}(s)$ du premier étage de la chaine de détection est donné par la somme quadratique de tous les contributeurs.

Ainsi,

$$e_{no}(s) = \sqrt{e_{noi}(s)^2 + e_{noe}(s)^2 + e_{nR}(s)^2 + e_{noid}(s)^2 + e_{nois}(s)^2}$$

Le bruit RMS E_{no} est obtenu par intégration sur la bande passante on a :

$$E_{no} = \sqrt{\int_0^{f_{max}} e_{no}(s)^2 \cdot df}$$

Comme suggéré au § 4.2.2, si le gain statique de l'amplificateur transimpédance nécessaire est élevé on pourra mettre en œuvre un second étage d'amplification. Dans ce cas, le facteur de bruit global de la chaine, i.e. le rapport des SNR (rapport signal sur bruit) en sortie/entrée sera augmenté selon la formule de Friis [143].

$$F_T = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \dots$$

Avec F_1 , le facteur de bruit de l'ampli transimpédance, G_1 son gain et F_2 le facteur de bruit du second étage.

Cela dit, comme le facteur de conversion G_1 de l'amplificateur transimpédance reste très élevé (typiquement $15 \cdot 10^6 \Omega$), même un facteur de bruit F_2 très mauvais sur le second étage ne contribuerait pas à augmenter de manière significative le bruit total F_T . Une étude détaillée du bruit du second étage d'amplification n'est donc pas nécessaire dans notre cas.

4. Application au dimensionnement des LOAC et LONSCAPE

4.1. GENERALITES

Dans la discussion qui va suivre on appelle LOAC :

- V1.x les versions courantes fonctionnelles basées sur le laser et les chaînes de détections développées par Environnement SA et le LPC2E, la V1.5 étant à ce jour la plus aboutie
- V2.0 la version intermédiaire avec les nouvelles photodiodes, le nouveau laser et l'algorithme de détection par corrélation
- V3.0 le prototype de la version spatiale qui exploite un faisceau laser fin en plus des améliorations de la V2

Les LOAC V1.x et V2.0 conservent des chambres internes identiques afin de pouvoir comparer plus aisément les performances apportées par la nouvelle chaîne de mesure. La version 3.0 du LOAC dont la réalisation pratique et le test sont hors du cadre de cette thèse implémentera l'ensemble des améliorations imaginées dans cette étude. Il faut toutefois noter que certaines applications spatiales ne nécessiteront pas forcément des performances accrues par rapport au modèle V1.x et il conviendra, pour chaque application spatiale, de faire un compromis entre la complexité de l'instrument et le réel besoin.

4.2. CONSIDERATIONS SUR LES CANONS OPTIQUES

Dans le cas du LOAC V1.x et V2.0, on souhaitait limiter l'utilisation de lentilles afin de minimiser le coût de l'instrument et sa complexité. Les photodiodes sont donc placées au fond d'un tube (que nous appellerons « canon ») dont le diamètre détermine directement l'angle de capture α_1 de la lumière diffusée (Fig. 4-1). Cependant, on note que le champ de vue β_1 est important et contribue à capter la lumière parasite réfléchiée par les parois de l'instrument qui font face au détecteur.

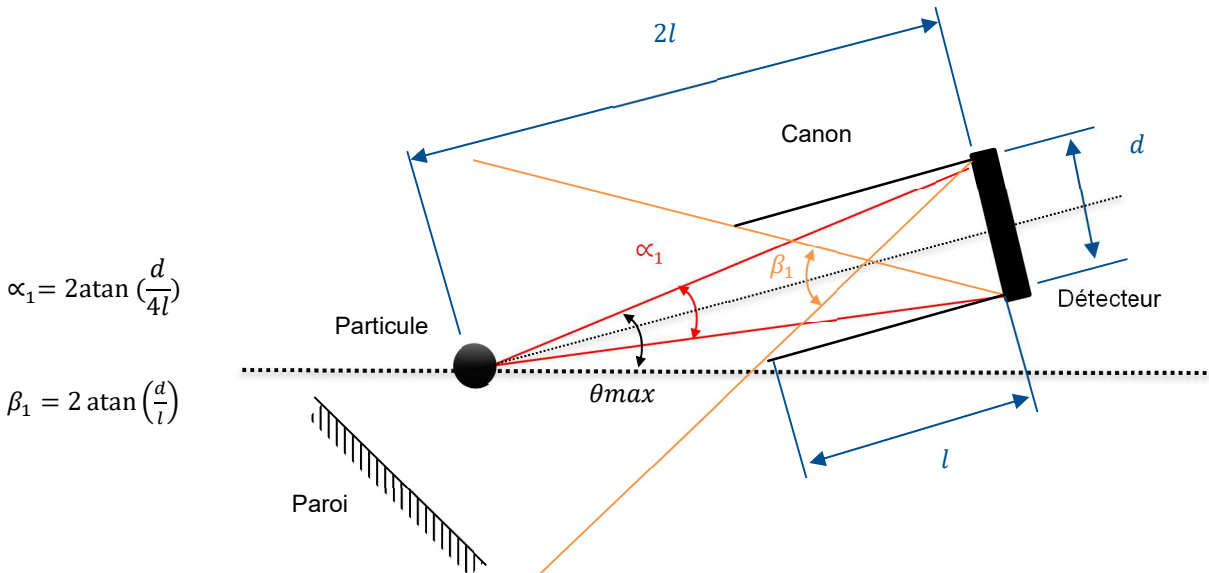


Fig. 4-1 : Arrangement typique sur les LOAC V1.x et V2.0 d'un détecteur au fond d'une cavité de largeur $d = 3.4\text{mm}$ et de longueur $l = 15\text{mm}$. Dans ce cas, l'angle de capture du signal est de 6.4° pour un champ de vue de 25.5° .

La profondeur l du canon peut être augmentée pour réduire le champ de vue en maintenant une distance entre la particule et le détecteur à $2l$. Cependant, des contraintes liées à l'arrangement des différents éléments de la chambre (présence d'angles dans la trajectoire du laser, positionnement du piège à lumière, ...) limitent cette approche. Un facteur 2 typique entre ces longueurs caractéristiques permet de comparer plus facilement les autres approches développées ci-dessous. Le détail des calculs conduisant à exprimer l'angle de capture α_n et le champ de vue β_n sont détaillés en annexe 1.

Dans le cas du LOAC spatial V3.0 on souhaite privilégier les performances notamment pour être en mesure de détecter des particules de petites tailles. On va donc chercher à capter la lumière dans un angle solide définie par α_2 plus important en restant toutefois dans la zone de diffraction ($\theta_{max} < 20^\circ$). Une lentille convergente placée à l'entrée du canon optique avec un détecteur au niveau de son plan focal permettrait de diriger la lumière diffusée depuis le point focal objet vers toute la surface du détecteur.

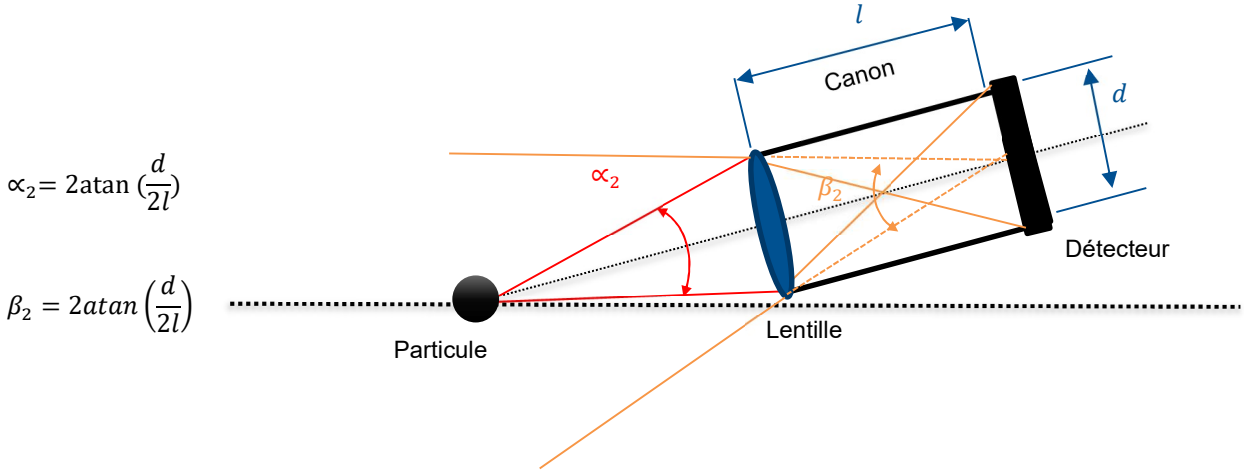


Fig. 4-2 : Ajout d'une lentille convergente plan convexe et un détecteur au fond d'une cavité de largeur $d = 3.4\text{mm}$ et de focale $f = l = 15\text{mm}$. Dans ce cas, l'angle de capture du signal est de 12.9° pour un champ de vue équivalent.

Cette configuration présente un encombrement équivalent à la solution précédente si l'on choisit une lentille à courte focale. Néanmoins, le rapport signal sur bruit de la mesure est amélioré de plus d'un ordre de grandeur car on gagne un facteur 2 sur l'angle de capture α_2 mais aussi sur le champ de vue β_2 (voir annexe 2).

Une alternative au précédent dispositif consiste à placer le détecteur et à injecter les particules à une distance égale à 2 fois la focale de la lentille (ou de réduire la focale d'un facteur 2). Dans ce cas, le signal utile est focalisé sur une zone très petite du détecteur. Le champ de vue est néanmoins plus ouvert mais le sommet du cône associé est plus proche de la zone d'insertion des aérosols (voir annexe 3).

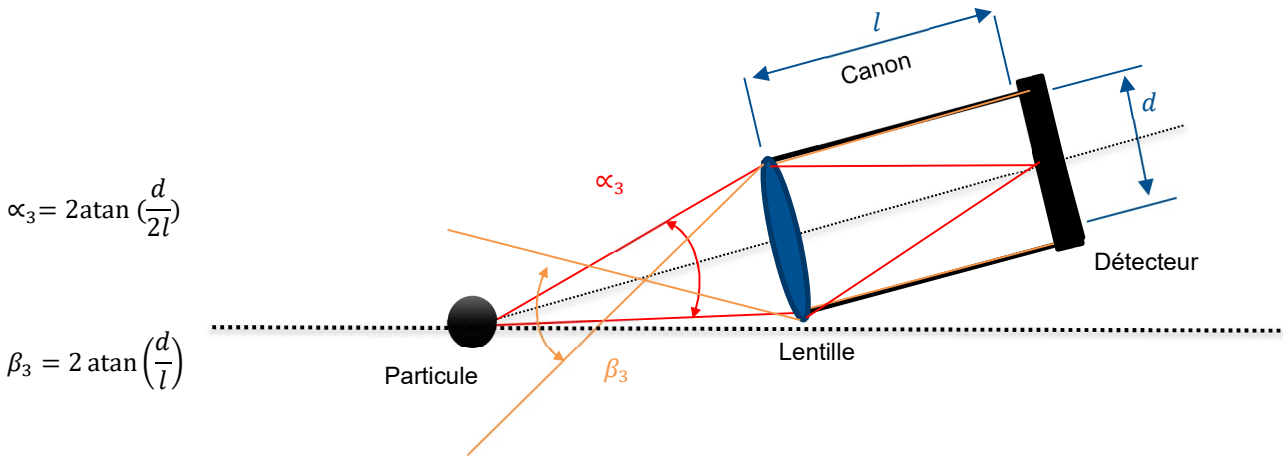


Fig. 4-3 : Ajout d'une lentille convergente plan convexe et un détecteur au fond d'une cavité de largeur $d = 3.4\text{mm}$ et de focale $f = \frac{l}{2} = 7.5\text{mm}$. Dans ce cas, l'angle de capture du signal est de 12.9° pour un champ de vue de 25.5° .

Le gain apporté par cette configuration (Fig. 4-3) en termes de lumière parasite n'est possible que jusqu'à une certaine distance d_p au-delà de laquelle la solution précédente reste plus performante. Il convient donc de

déterminer numériquement cette distance et de la comparer avec les dimensions usuelles d'une chambre LOAC.

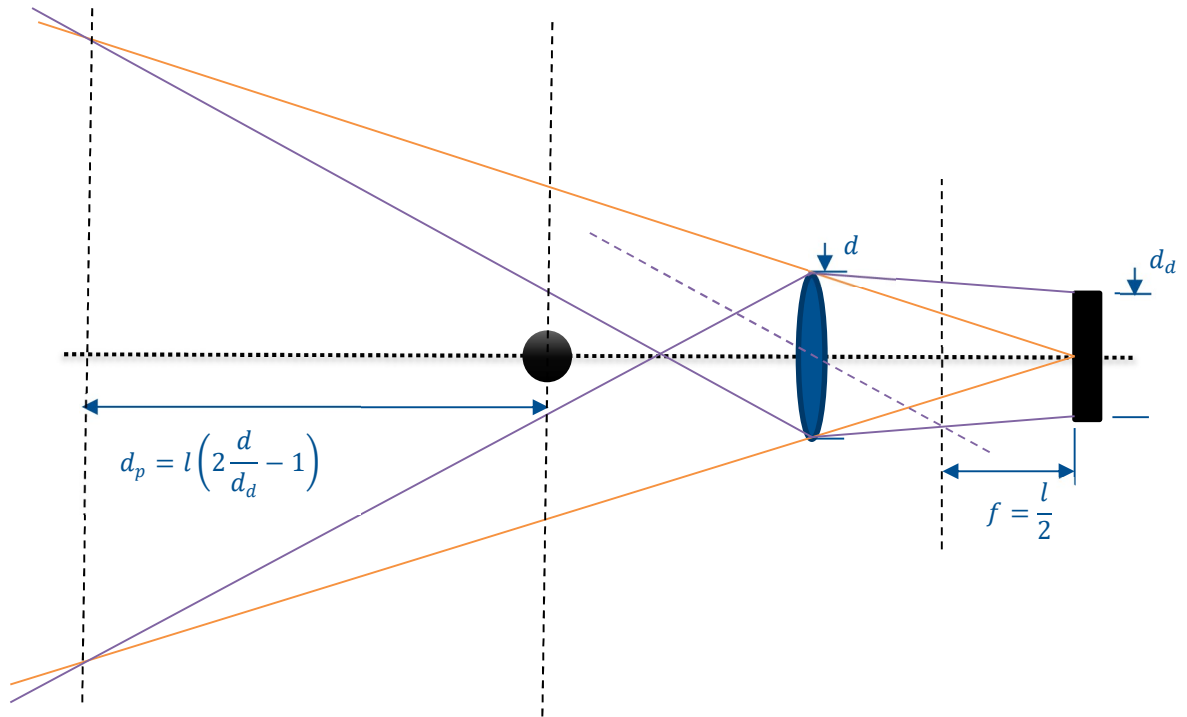


Fig. 4-4 : Distance à la paroi jusqu'à laquelle la solution de la Fig. 4-3 offre un champ de vue plus faible que la solution de la Fig. 4-2. Dans le cas de la Fig. 4-3, le diamètre de la zone de détection $d_d = 3.4\text{mm}$ est identique à la pupille d de la lentille et donne une distance $d_p = l = 15\text{mm}$.

Dans le cas où le détecteur reste du même diamètre que la pupille de la lentille, le gain apporté par cette configuration n'est donc pas significatif compte tenu de la proximité des parois (Fig. 4-4). Le détail du calcul est précisé en (voir annexe 4).

Cependant, comme la distance d_p dépend du rapport entre le diamètre de la zone de détection d_d et celui de la pupille d , il est possible de l'augmenter en masquant une partie du détecteur par un diaphragme. On simule ainsi un détecteur plus petit. Dans ce cas, le signal issu de la diffusion particulaire est capté sans changement mais le champ de vue peut être diminué substantiellement (annexe 5).

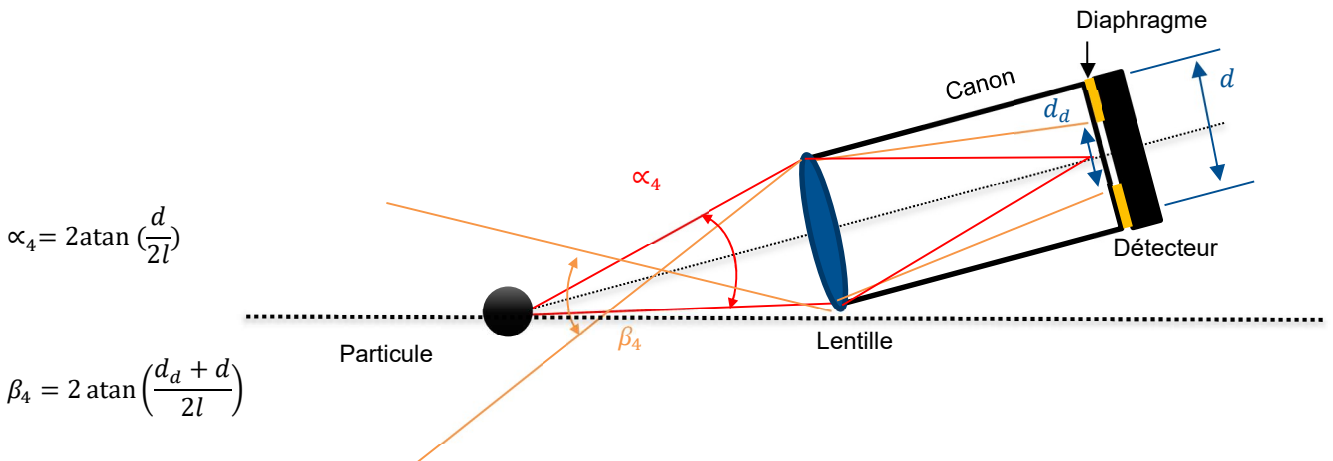


Fig. 4-5 : Distance à la paroi en deçà de laquelle la solution de la figure 3 offre un champ de vue plus faible que la solution de la figure 2. Dans ce cas, un détecteur avec un diaphragme $d_d = 1.5\text{mm}$ et une pupille de diamètre $d = 3.4\text{mm}$ donne une distance $d_p \sim 53\text{mm}$.

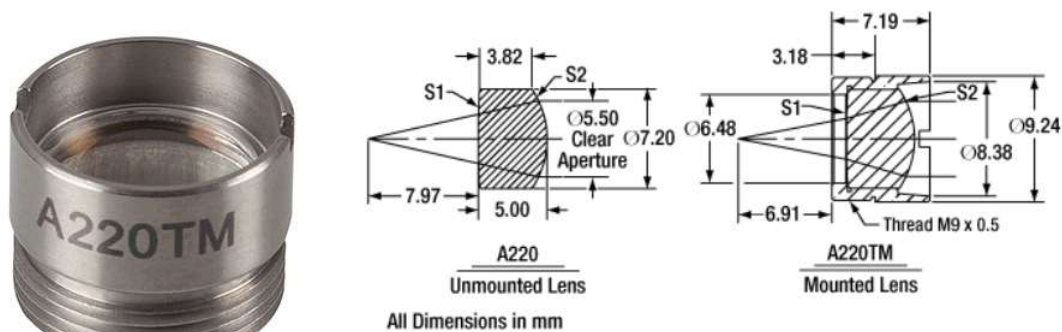
Finalement, l'utilisation d'une lentille pour focaliser la lumière diffusée par les aérosols améliore de plus d'un ordre de grandeur le rapport signal sur bruit de l'instrument permettant ainsi de mieux documenter les particules de petite taille. Pour des dimensions typiques d'une chambre LOAC, le gain en termes de lumière parasite par réduction du champ de vue apporté par la solution de la Fig. 4-5 est significatif. Cette configuration sera donc exploitée dans la version 3.0.

4.3. DIMENSIONNEMENT DU LOAC V2.0

Comme indiqué précédemment, l'essentiel de la chambre du LOAC V2.0 est identique à celle du LOAC V1.5 à l'exception des interfaces laser et photodiodes qui lui sont spécifiques. De même, un certain nombre de considérations pratiques ont été prises en compte dans cette nouvelle version afin de faciliter le montage de l'instrument et induire des coûts de réalisation moindres. Même si cette nouvelle version est un banc de test intermédiaire pour le modèle spatial (V3.0) et que sa chambre n'est pas modifiée, on notera plusieurs améliorations qui pourraient permettre au LOAC V2.0 de remplacer la version actuelle même dans un contexte spatial. En effet, le choix des composants électroniques, mécaniques et optiques réalisé est plus adapté à une utilisation en environnement spatial. De plus le pilotage de la diode laser assure une meilleure stabilité de la réponse de l'instrument en température. Enfin, l'algorithme de détection est plus performant et permet de mieux discriminer et mesurer les particules de petites tailles.

4.3.1. LA SOURCE LUMINEUSE

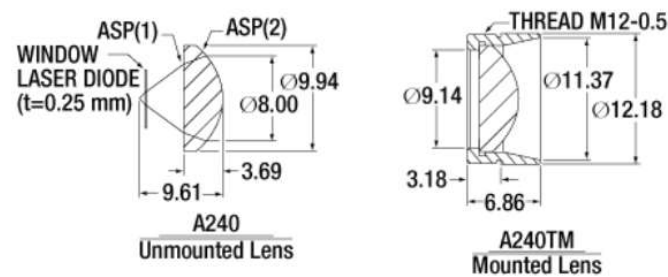
Le choix des diodes laser QL78J6SA (proche IR) et S6530MB (rouge) pour cette version est discutée au §3.3.6. Pour le modèle optimisé (QL78J6SA) vis-à-vis du détecteur, la collimation du faisceau est assurée par une lentille asphérique de 7.2mm de diamètre pour une focale de 11mm et une ouverture numérique de 0.26 montée sur un support (référence Thorlabs A220TM-B). L'indice B indique un traitement pour une utilisation de 600 à 1050 nm compatible de la longueur d'onde du laser d'émission (785nm).



Lens Specifications			
Design Wavelength	633 nm	Magnification	Infinite
Numerical Aperture	0.26	Window Thickness	0.275 mm
Clear Aperture	5.50 mm	Laser Window Material / Index	N-BK7 / 1.5
Effective Focal Length	11.00 mm	Glass	D-K59
Working Distance	7.97 mm	Surface Quality	60-40 Scratch-Dig (Entire Bulk Material)

Fig. 4-6 : Caractéristiques de la lentille de collimation A220TM-B (source Thorlabs).

Le modèle S6530MB, plus facile à utiliser lors des premiers tests (rouge), nécessite une lentille A240TM à plus faible focale (8mm) pour former un faisceau comparable en raison d'une divergence plus importante sur son axe rapide (28° contre 22° pour le modèle QL78J6SA).



All Dimensions in mm

Lens Specifications			
Design Wavelength	780 nm	Magnification	Infinite
Numerical Aperture	0.50	Window Thickness	0.25 mm
Clear Aperture	8.00 mm	Laser Window Material / Index	N-BK7 / 1.5
Effective Focal Length	8.00 mm	Glass	D-LAK6
Working Distance	5.92 mm	Surface Quality	60-40 Scratch-Dig (Entire Bulk Material)

Fig. 4-7 : Caractéristiques de la lentille de collimation A240TM-B (source Thorlabs).

La position de la lentille de collimation est réglable par rapport à la diode laser grâce à sa monture filetée. L'ensemble mécanique qui accueille ces composants est un cylindre usiné également proposé par Thorlabs sous les références LT220P-B et LT240P-B. Il permet un montage et un réglage de la distance diode – lentille sur une plage confortable en regard de la focale de celle-ci. Les modèles LT220P-B et LT240P-B n'ont pas la même longueur (Fig. 4-8), respectivement 25.4mm et 24.1mm mais ils possèdent le même diamètre ce qui permet d'utiliser la même chambre quel que soit la configuration retenue.

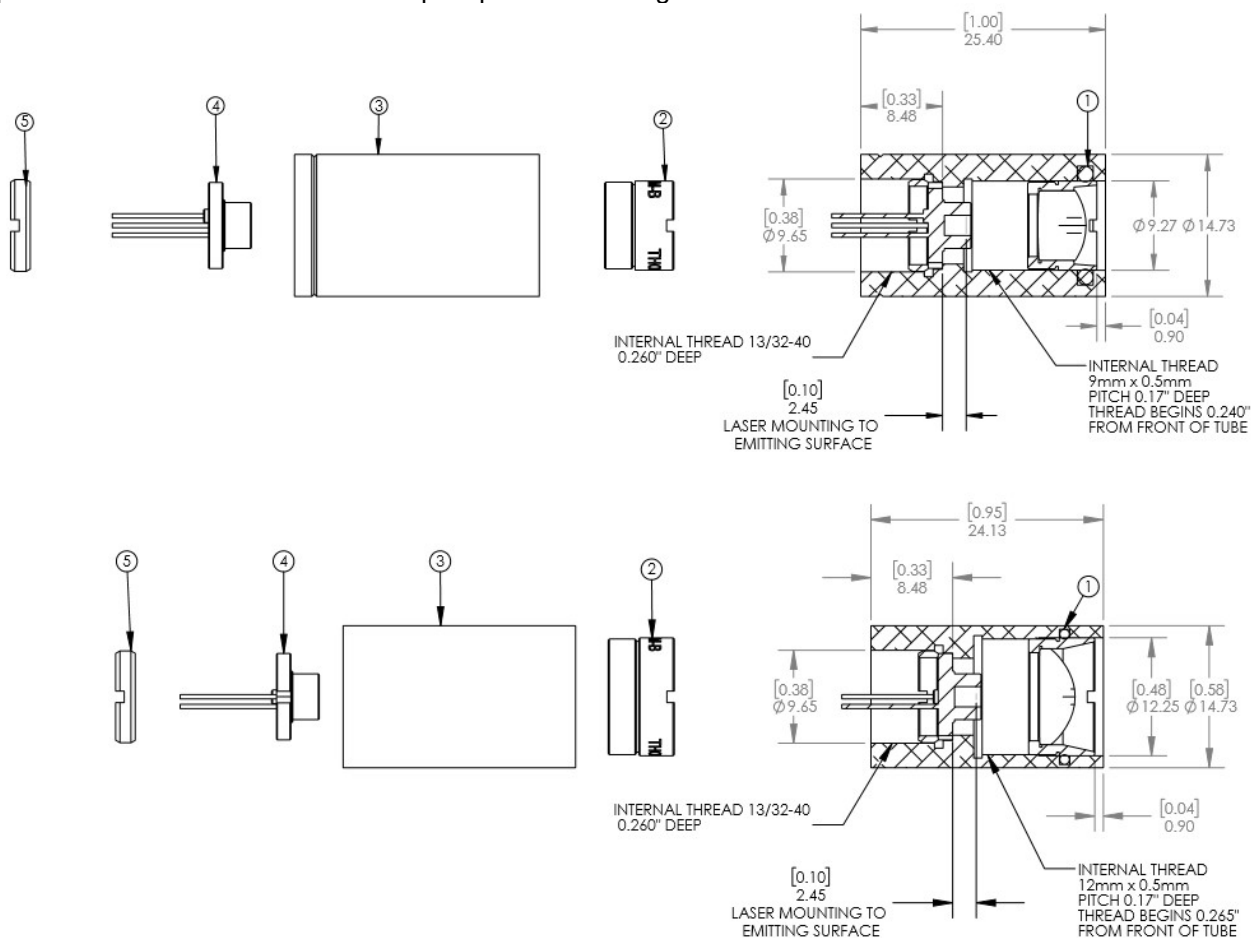


Fig. 4-8 : Aménagement des diodes laser et des lentilles de collimation dans les boîtiers LT220 P-B (en haut) et LT240P-B (en bas) (source Thorlabs).

Au niveau de la zone d'interaction faisceau aérosol, le faisceau est Gaussien, légèrement elliptique comme l'indique les simulations (Tab. 4-1)

Configuration optique	Laser QL78J6SA Lentille A220TM	Laser S6530MB Lentille A240TM
Hauteur du faisceau	1.73mm +0.6mm -0.4mm	1.8mm +0.7mm -0.14mm
Largeur du faisceau	4.2mm +-1mm	4mm +1mm

Tab. 4-1 : Dimension de faisceau laser à la distance d'interaction avec les aérosols. La valeur en gras correspond à une distance diode laser – lentille égale à la focale, les valeurs suffixes indiquent l'effet de la défocalisation sur la plage permise par le filetage des boîtiers. Ces valeurs sont données à $\frac{1}{e^2}$ de la puissance maximale.

La diode laser est reliée à son pilote (§3.3.8) par un connecteur amovible facilitant son remplacement en cas de destruction ou d'altération de ses performances. Sa puissance est ainsi réglable de 20mW à 40mW laissant une marge par rapport à sa puissance maximale pour les besoins de la compensation thermique du flux également implémentée dans cette version.

4.3.2. L'INJECTION DES AEROSOLS

Le comportement des aérosols depuis leur zone de prélèvement jusqu'à leur interaction avec la source lumineuse dans la chambre est extrêmement difficile à caractériser de manière expérimentale. Cependant, la répartition des particules dans cette zone impacte directement la précision des mesures granulométrique.

En effet, comme il est indiqué au §3.3.9.1, si les aérosols ne sont pas bien focalisés en sortie de l'injecteur, ils peuvent intersecter le laser (dont l'intensité n'est pas homogène) sur les bords du faisceau et, de fait, diffracter vers les photodiodes moins de lumière qu'attendu.

Une étude CFD menée avec les mêmes hypothèses que celles décrites au §3.2.3 donne des informations très intéressantes à ce sujet :

- D'une part, on remarque que le tube de prélèvement modifie significativement la répartition des particules entre le milieu ambiant et la sortie de l'injecteur (Fig. 4-9). En effet, lors de la simulation, la densité d'aérosols au niveau du tube de prélèvement est uniforme. Au niveau de l'injecteur une plus grande densité de petites particules est observée au centre alors que les grosses restent uniformément réparties sur toute la section de l'injecteur. Pour la gamme 25 μ m à 50 μ m le cercle extérieur plus marqué traduit la divergence du faisceau de particules qui va inonder la chambre.

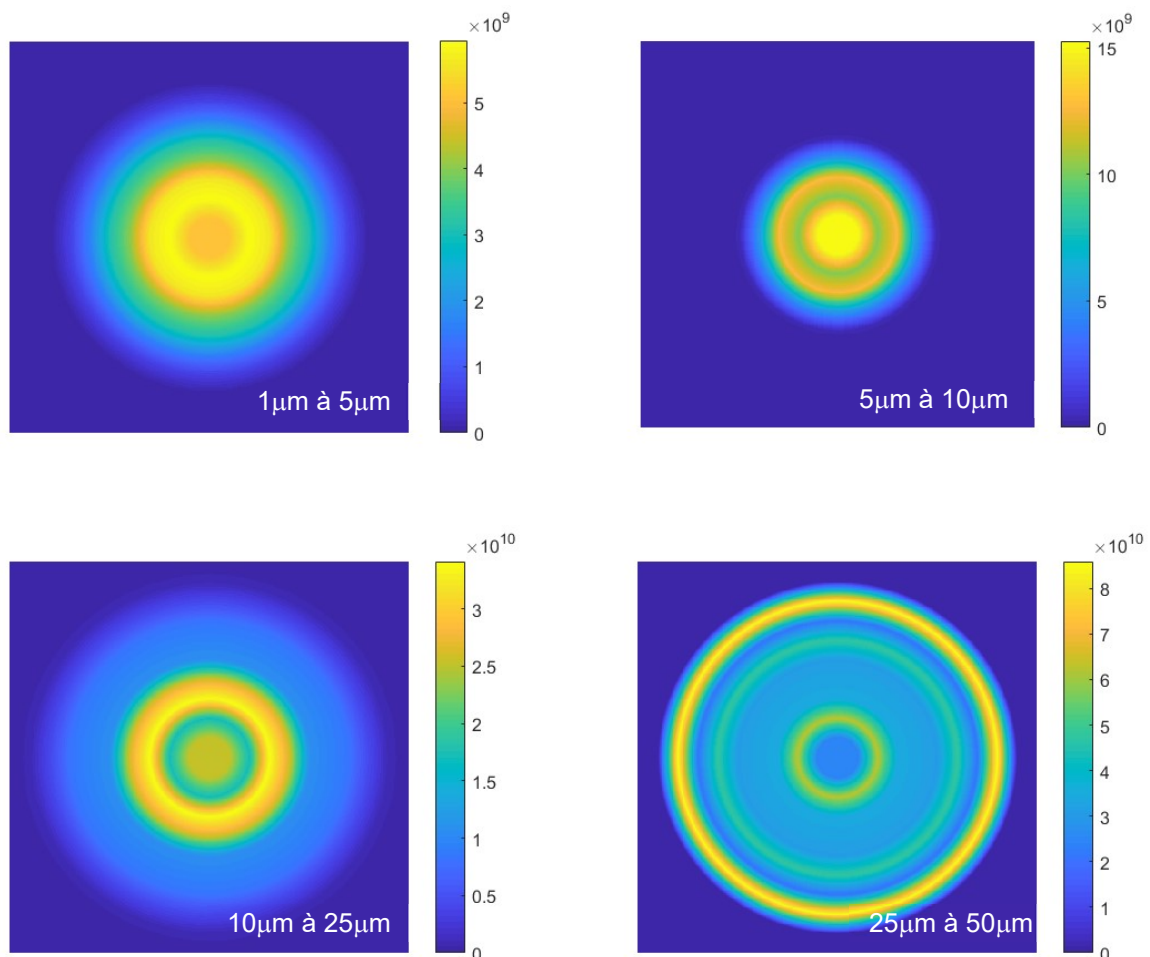


Fig. 4-9 : Densité des particules à la sortie de l'injecteur dans le plan perpendiculaire à leur direction en fonction de leur taille.

- D'autre part, on constate que la trajectoire des aérosols reste assez rectiligne pour des diamètres jusqu'au 10 μ m mais qu'elle commence à diverger au-delà (Fig. 4-10). Les très grosses particules se dispersent et polluent toute la chambre. Leur trajectoire qui s'écarte de la direction d'injection au niveau de la zone d'interaction avec le laser laisse présager que le LOAC en sous-estime le nombre et la taille dans cette gamme (beaucoup de particules vont interagir avec les bords du faisceau Gaussien et donc rétrodiffuser moins de lumière). On note par contre, un phénomène de focalisation

des aérosols de tailles comprises entre $5\text{ }\mu\text{m}$ et $10\text{ }\mu\text{m}$ confirmant que le LOAC présente de bonnes performances dans le comptage et la granulométrie de ce type de population.

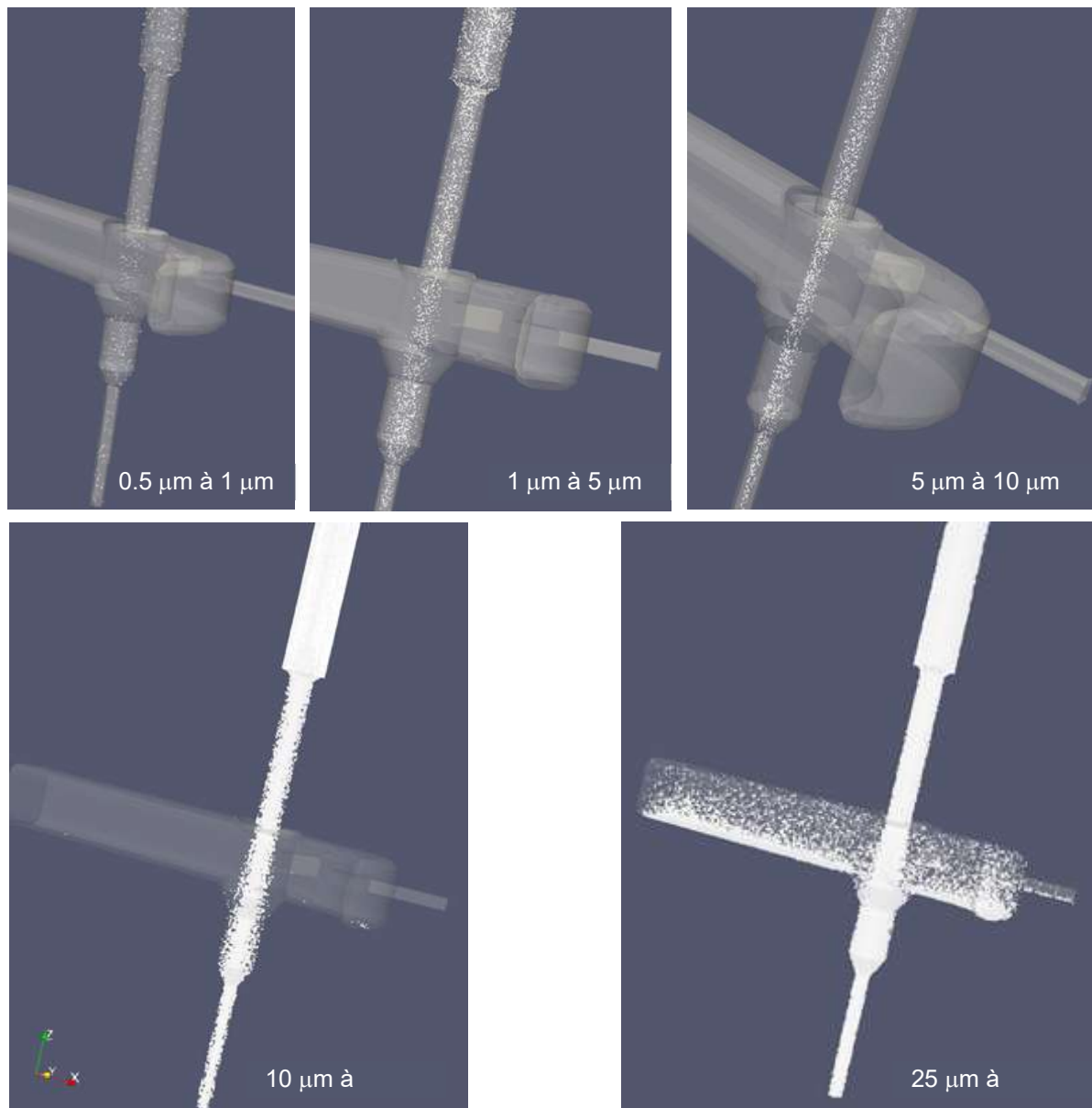


Fig. 4-10 : Résultat des simulations CFD sur une population d'aérosols de tailles différentes ($0.5\text{ }\mu\text{m}$ à $50\text{ }\mu\text{m}$). Les densités apparentes différentes observées sont dues au fait que la population initiale d'aérosols présente une densité uniforme de $0.5\text{ }\mu\text{m}$ à $50\text{ }\mu\text{m}$ alors que les gammes de tailles retenues ne sont pas uniformément réparties dans cette plage. Les simulations sont effectuées avec l'injecteur circulaire des versions 1.4 et 1.5

Ce qui est constaté visuellement sur la Fig. 4-10 est confirmé sur les courbes de vitesse radiales (Fig. 4-11). Les particules de grand diamètre ($> 10\text{ }\mu\text{m}$) possèdent une vitesse radiale sensiblement plus élevée traduisant une tendance à s'écarter de leur axe de propagation. En fait, les grosses particules ont une inertie plus grande que les forces aérodynamiques imposées par le fluide. Ainsi elles ne suivent pas nécessairement les lignes de flux. Les simulations montrent en particulier que les réductions de diamètre dans le tube d'injection ainsi que la forme de l'injecteur affectent considérablement leur trajectoire. Ce phénomène est conforté par l'amélioration des performances de comptage des grosses particules sur les LOAC V1.4 et V1.5 qui n'ont pas d'injecteur oblong (cf. 3.2.3).

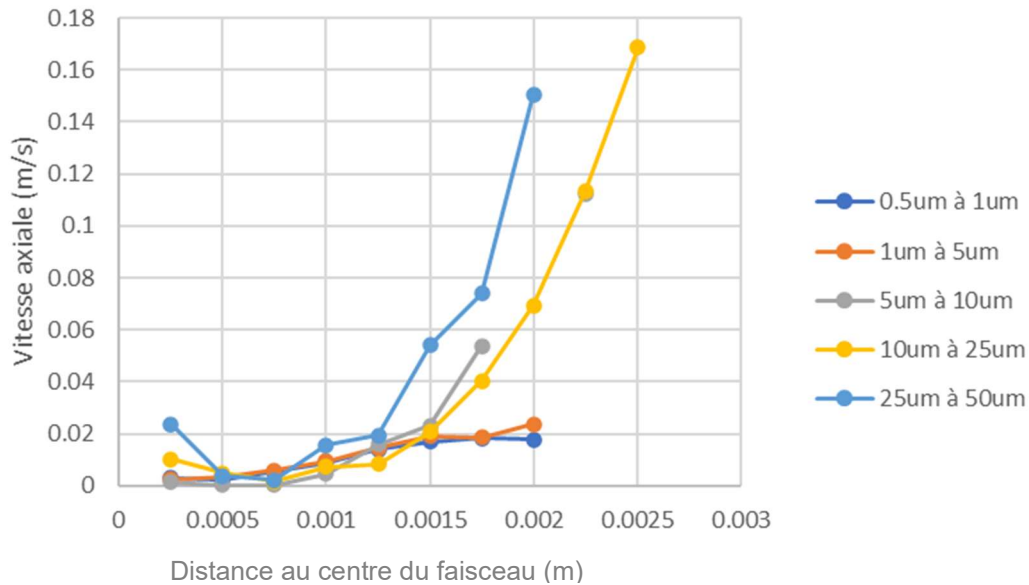


Fig. 4-11 : Vitesse radiale des aérosols au niveau de la zone d'interaction avec le faisceau lumineux.

Cette simulation est réalisée dans les conditions de pompage des LOAC V1.x et V2.0 à savoir 2 L/min. En augmentant ce débit à 4L/min, le comportement des particules est inchangé. Par contre les simulations à basse pression (10hPa) et basse température (-60°C) typiques des environnements stratosphériques révèlent une grande dispersion des aérosols de toutes tailles dans la chambre (Fig. 4-12). En fait, les aérosols traversent bien le faisceau mais leur trajectoire n'est plus contrainte par l'écoulement de Poiseuille. Cette situation s'explique par la diminution des forces aérodynamiques sur les particules au profit des forces inertielles qui ne sont pas modifiées par cet environnement. Ainsi les particules introduites dans la chambre vont potentiellement repasser dans le faisceau et finalement encrasser la chambre. Ce phénomène mériterait d'être étudié plus précisément afin d'évaluer la possible surestimation de la concentration des aérosols stratosphériques sur les LOAC actuels et futurs.

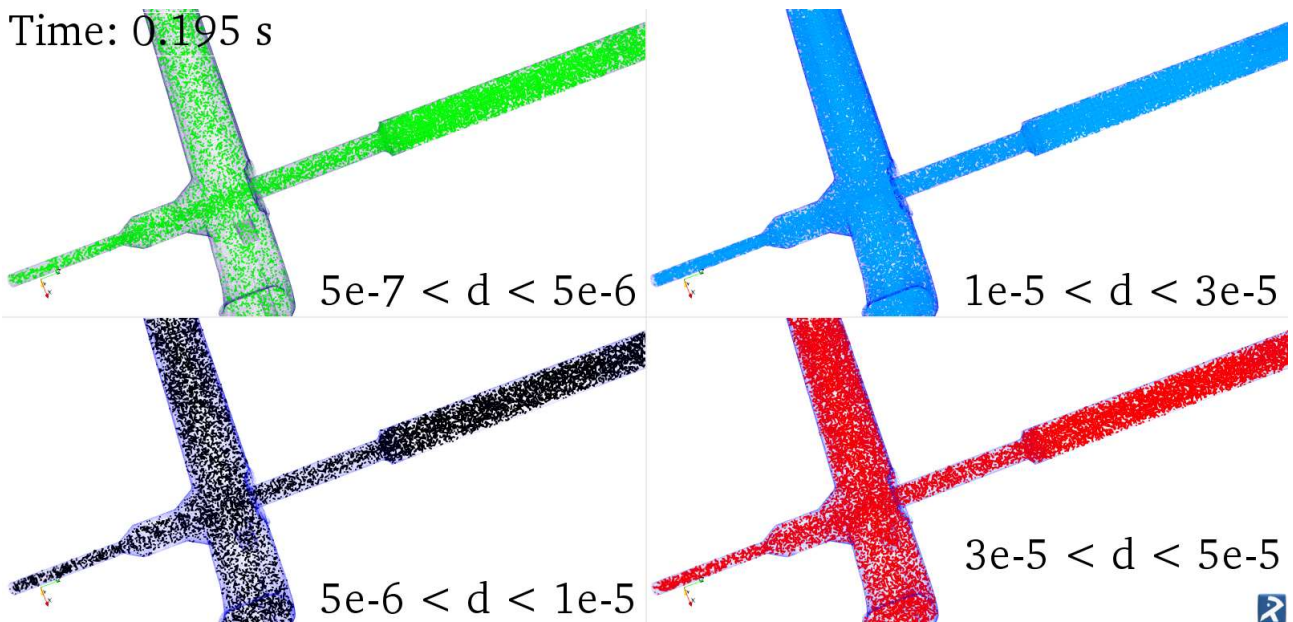


Fig. 4-12 : Trajectoire des particules en haute atmosphère (10hPa, -60°C) dans la chambre du LOAC (source R-Tech). Les particules sont dispersées dans la chambre quelque que soient leurs tailles. Le débit augmenté ici de 2 à 4 L/min n'apporte pas d'amélioration notable.

4.3.3. CHOIX DES ELEMENTS DE LA CHAINE DE DETECTION DU LOAC V2.0

Le choix des éléments de la chaîne de détection du LOAC V2.0 repose sur les hypothèses et contraintes suivantes :

- [Ex1] La bande passante de l'amplificateur transimpédance doit être compatible des impulsions lumineuses reçues sur les photodiodes de détection
- [Ex2] La chaîne de détection doit générer le bruit en sortie le plus faible possible afin de maximiser la sensibilité de détection de l'instrument
- [Ex3] La stabilité de l'amplificateur doit être assurée avec une marge de phase d'au moins 50°

4.3.3.1. CHOIX DE LA PHOTODIODE

Toutes les photodiodes candidates sont intégrées dans un boîtier TO-5 pour limiter les configurations de test

Caractéristiques	S1226-44BK	S1336-44BK	S1223-01	FDS100	S1223
Fabricant	Hamamatsu	Hamamatsu	Hamamatsu	Thorlabs	Hamamatsu
Surface photosensible (mm)	3.6x3.6	3.6x3.6	3.6x3.6	3.6x3.6	2.8x2.4
Température de fonctionnement	-40°C à 100°C	-40°C à 100°C	-40°C à 100°C	-40°C à 100°C	-40°C à 100°C
Température de stockage	-55°C à 125°C	-55°C à 125°C	-55°C à 125°C	-55°C à 125°C	-55°C à 125°C
Réponse spectrale	320 à 1000	320 à 1100	320 à 1100	350 à 1100	320 à 1100
Pic de sensibilité	720	960	960	980	960
Sensibilité	0.36	0.5	0.6	0.65	0.6
Courant de court-circuit (uA)	5.9	10	13	-	6.3
Courant d'obscurité (nA)	0.01@10mV	0.05@20V	0.2@20V	1@20V	0.1@20V
Coefficient thermique du courant d'obscurité (time/°C)	1.12	1.15	1.15	-	1.15
Capacité (pF) @ 3V	228	51	52	100	29
Puissance équivalente de bruit ($W/\sqrt{Hz}$)	$3.6 \cdot 10^{-15}$	10^{-14}	$1.3 \cdot 10^{-14}$	$1.2 \cdot 10^{-14}$	$9.4 \cdot 10^{-15}$

Tab. 4-2 : Photodiodes candidates (Sources Hamamatsu et Thorlabs).

Le choix est assez large mais une sélection a été effectuée essentiellement autour des produits Hamamatsu réputés de qualité et ayant déjà été utilisés sur des missions spatiales du CNES. On dispose notamment de résultats de tests en cyclage thermique, Burn-in 240h/100°C et essais sous bombardement de protons sur trois photodiodes silicium S1336-8BK du même fabricant.

Le modèle S1223 est donné pour mémoire (on remarquera notamment sa faible capacité de jonction) mais les faibles dimensions de sa partie sensible en regard des dimensions du canon optique du LOAC V2.0 sont rédhibitoires. Ce modèle présente cependant un intérêt pour le LOAC V3.0

La capacité de jonction du modèle S1226-44K est estimée quant à elle trop élevée pour notre utilisation (228pF à 3V - voir Fig. 3-81).

Les modèles S1336-44K et S1223-01 (Fig. 4-13b) restent très proches sur l'ensemble de leurs caractéristiques mais nous retiendrons ce dernier pour son plus faible coût et sa disponibilité.

Quant au modèle FDS100 de Thorlabs, il s'avère très intéressant en termes de conditionnement car son boîtier dispose de 3 broches dont une est connectée exclusivement au blindage de la photodiode (Fig. 4-13a). Compte tenu de la susceptibilité électromagnétique de ce type de composant, cette configuration de boîtier est à privilégier. Néanmoins la capacité de jonction de ce modèle (100pF) est plus élevée ce qui peut impacter la stabilité de l'amplificateur transimpédance.

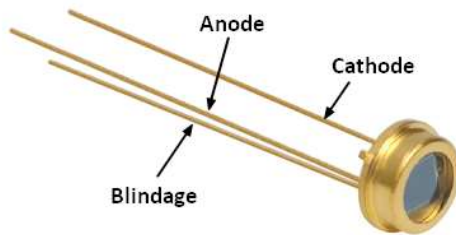
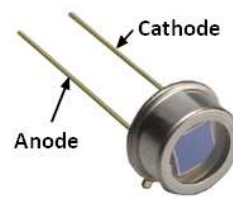


Fig. 4-13 : Modèle de photodiode a) FDS100 (Thorlabs [144]).



b) S1223-01 (Hamamatsu [145]).

4.3.3.2. CHOIX DE L'AMPLIFICATEUR TRANSIMPEDANCE

4.3.3.2.1. Choix des composants PASSIFS

L'exigence relative à la bande passante [Ex1] nous amène à considérer que toute impulsion lumineuse induite par le passage d'un aérosol dans le faisceau du laser doit être amplifiée sans modification de son contenu spectral (pour éviter toute déformation des impulsions pouvant conduire à une erreur de mesure de leur hauteur). Or, le spectre en fréquence de l'impulsion lumineuse typique que reçoivent les photodiodes (voir §2.1.1.2) est donné par sa transformée de Fourier illustrée Fig. 4-14.

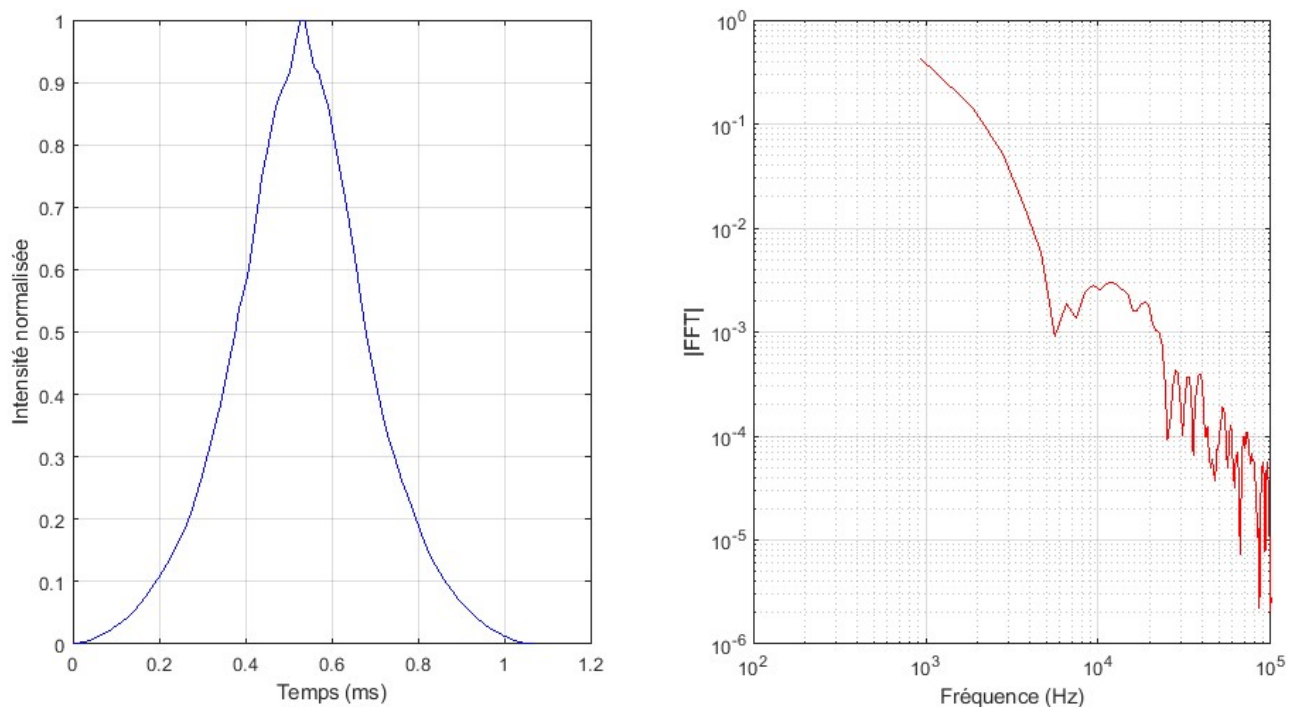


Fig. 4-14 : Impulsion lumineuse typique reçue par les photodiodes (à gauche) et sa transformée de Fourier (à droite).

On estime de cette figure que la chaîne de détection du LOAC V2.0 doit avoir une bande passante d'au moins 6kHz

Les considérations sur les sources de bruit décrites au §3.4.3.5 nous incitent par ailleurs à limiter cette bande passante autant que faire se peut pour être conforme à l'exigence [Ex2]. Un code développé sous Matlab™ pour les besoins du dimensionnement du LOAC permet de calculer la fonction de transfert de l'amplificateur transimpédance associé à une photodiode (Fig. 4-15). Les caractéristiques principales de l'amplificateur et de

la photodiode sont prises en compte pour estimer la stabilité de l'ensemble et le bruit attendu pour une configuration donnée conformément aux calculs décrits dans les paragraphes 3.4.3.4 et 3.4.3.5. Par itérations successives, il est possible d'obtenir la fréquence de coupure minimale évitant l'atténuation des impulsions.

L'application de cette démarche pour un gain d'amplification G_t de $27M\Omega$ (voir §3.4.3.2) conduit à devoir choisir une capacité de contre réaction C_f de 1 pF qui reste faible dans la pratique (les capacités parasites des pistes du circuit imprimé pouvant être du même ordre de grandeur).

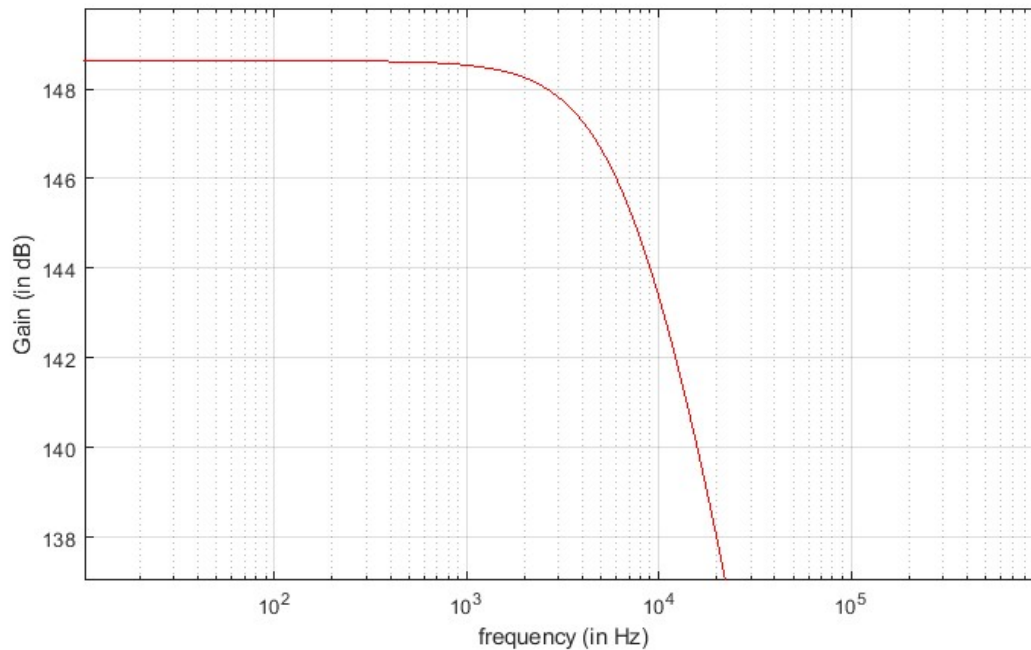


Fig. 4-15 : Fonction de transfert de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01. La capacité de contre réaction doit être fixée à 1pF pour obtenir une fréquence de coupure de 6kHz avec une résistance de contre réaction de $27M\Omega$.

La réduction du gain de l'amplificateur transimpédance est donc indispensable pour conserver des valeurs de C_f raisonnables. Ceci est réalisée par l'ajout d'un second étage d'amplification tout en conservant une amplification substantielle sur l'étage d'entrée pour s'affranchir de l'étude du bruit propre du second étage comme précisé au §3.4.3.5.4. Notre choix se porte sur un gain d'amplification primaire de $15M\Omega$. En compensation, un étage secondaire élèvera le gain en tension de la chaîne d'un facteur 2. L'ordre de grandeur gagné sur le gain permet d'augmenter d'un même facteur la capacité de contre réaction qui s'élève de manière optimale à 2.3pF. La valeur normalisée la plus proche sera retenue à savoir 3.3pF. Les calculs de la nouvelle fonction de transfert, de la stabilité et du bruit sont alors réalisés avec une cellule de contre réaction constituée par une résistance $R_f = 15M\Omega$ et une capacité $C_f = 3.3pF$ pour un amplificateur LT1056 et des photodiodes S1223-01 et FDS100.

4.3.3.2.2. Gain, stabilité et bruit pour une photodiode S1223-01

Dans ces conditions, l'amplificateur est très stable avec une marge de phase de 89° (Fig. 4-16) et un bruit RMS en sortie de premier étage inférieur à 0.25mV (Fig. 4-17). Un filtre RC aval permet de réduire encore ce niveau de bruit à environ 60μV avant d'attaquer l'amplificateur secondaire.

Ce filtre passe bas est un Butterworth du premier ordre possédant une fréquence de coupure f_0 à -3dB de 10kHz. Considérant une capacité $C_{LP} = 10nF$, la valeur de la résistance est donnée par la relation :

$$R_{LP} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot C_{LP}}$$

$$R_{LP} = 1.6k\Omega$$

Pour cette valeur de résistance, la tension de bruit propre associée est donnée par ;

$$e_{R_{LP}} = \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R_{LP} \cdot f_0}$$

Soit $e_{R_{LP}} = 0.5 \mu V$

Cette valeur reste très faible devant le bruit de l'amplificateurs transimpédance.

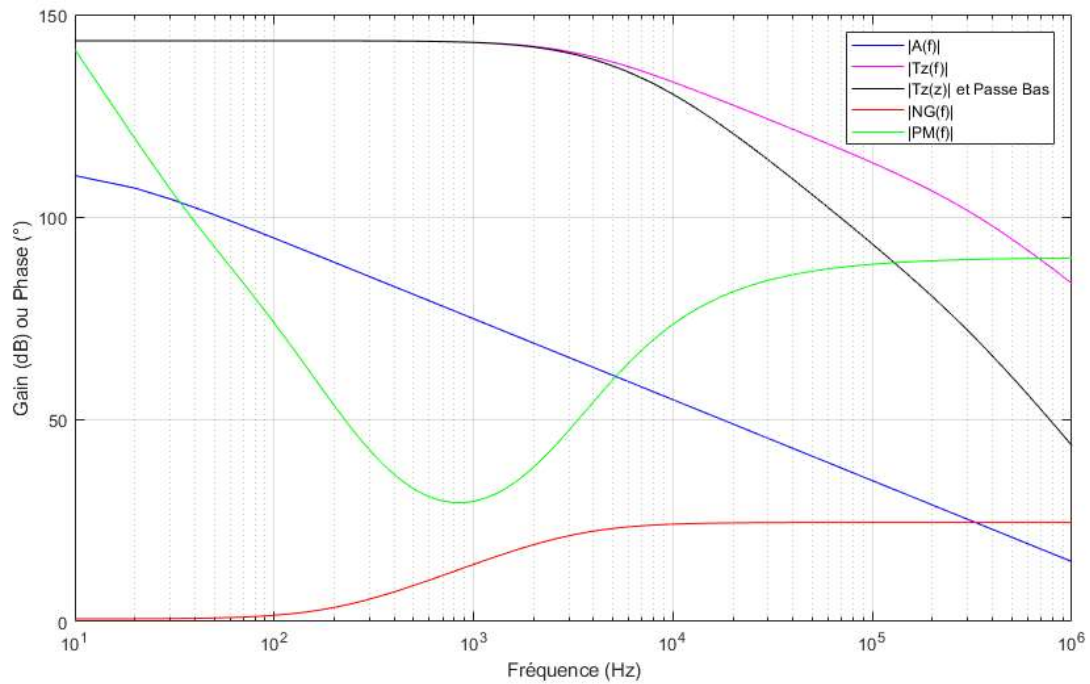


Fig. 4-16 : Fonction de transfert $|Tz(f)|$ et critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01 pour une capacité de contre réaction de 3.3pF. $A(f)$ est le gain en boucle ouverte, $NG(f)$ le gain en bruit et $PM(f)$ la marge de phase.

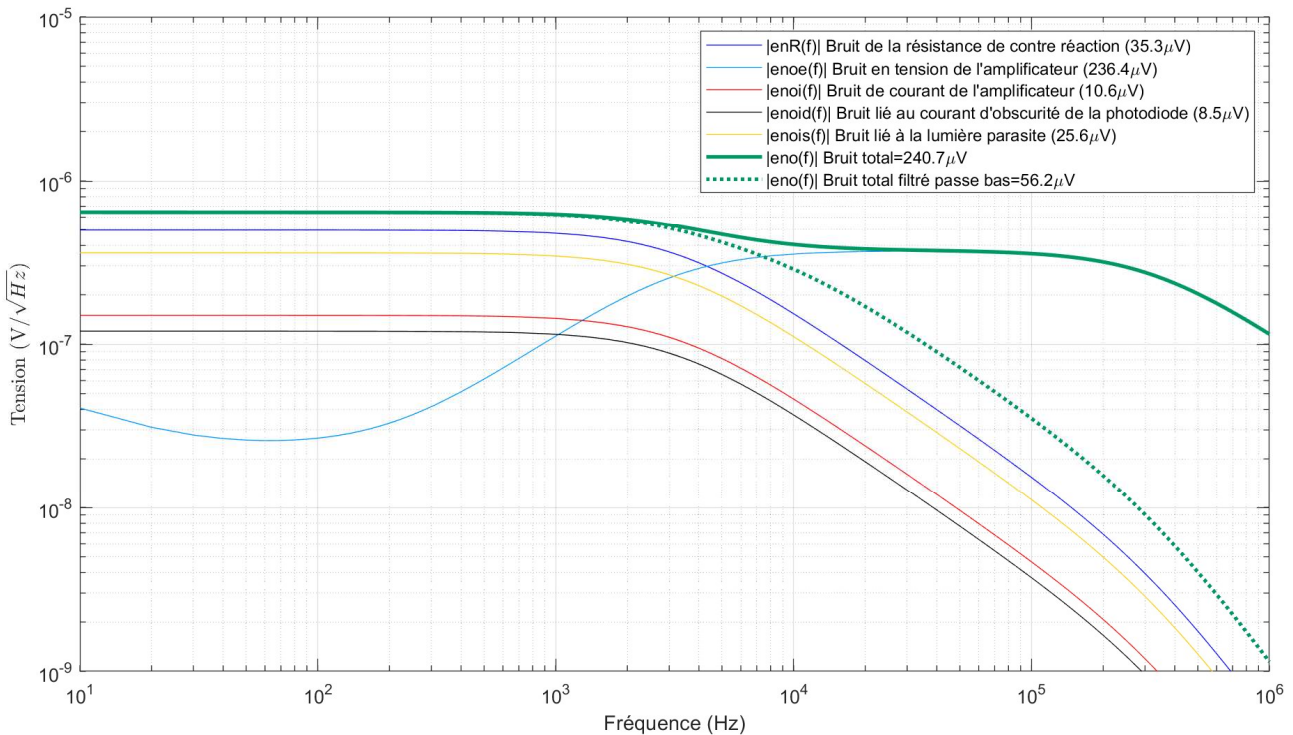


Fig. 4-17 : Contributeurs au bruit total en sortie de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01.

4.3.3.2.3. Gain, stabilité et bruit pour une photodiode FDS100

La plus grande capacité de jonction de la photodiode FDS100 (100pF @3V) ne modifie qu'à la marge le gain et la stabilité de l'amplificateur (Fig. 4-18). Par contre, le bruit total est augmenté et atteint 0.34mV dans cette configuration et le filtre RC aval le ramène à un niveau légèrement supérieur à celui observé avec la photodiode S1223-01 (Fig. 4-19 **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**).

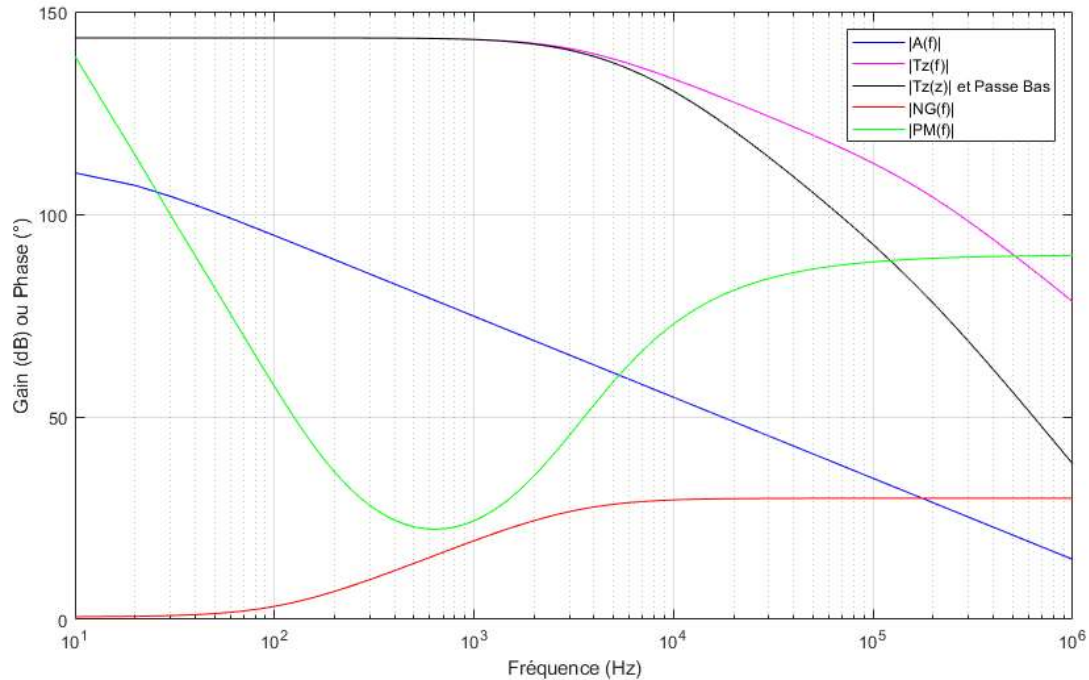


Fig. 4-18 : Fonction de transfert $|Tz(f)|$ et critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode FDS100 pour une capacité de contre réaction de 3.3pF. $A(f)$ est le gain en boucle ouverte, $NG(f)$ le gain en bruit et $PM(f)$ la marge de phase.

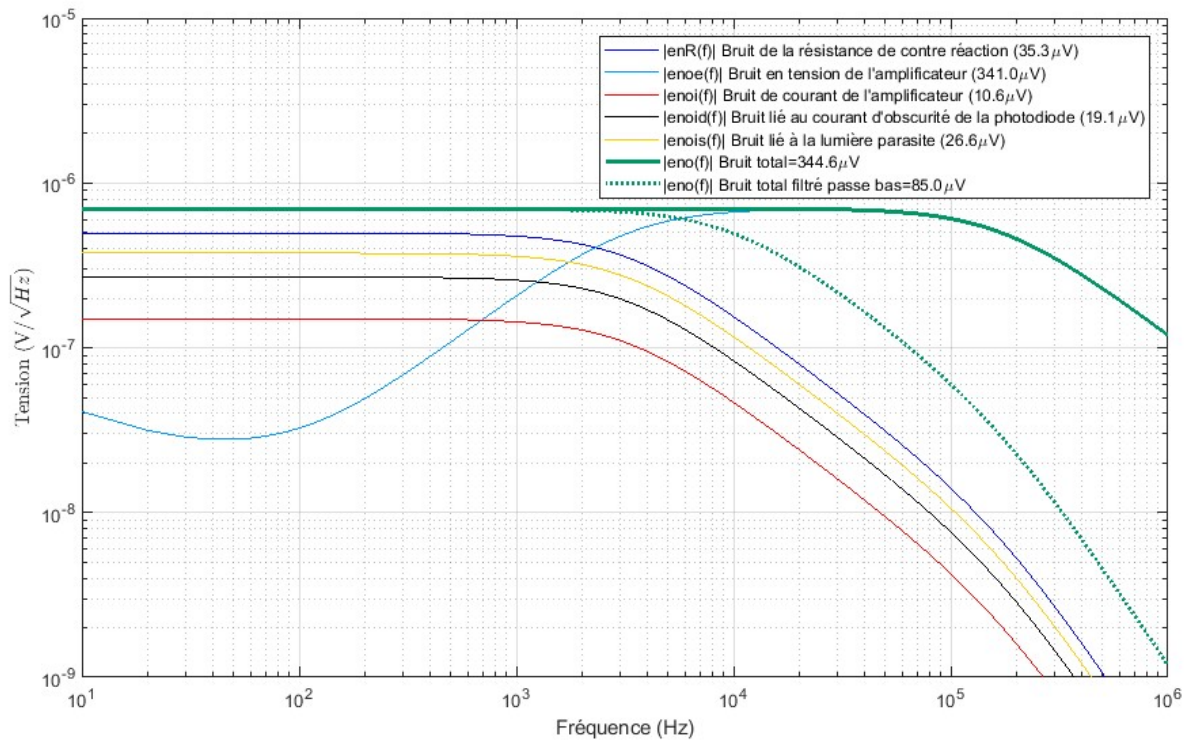


Fig. 4-19 : Contributeurs au bruit total en sortie de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode FDS100.

4.3.3.3. CHOIX DU NUMERISEUR ET DU CALCULATEUR

4.3.3.3.1. Echantillonnage et traitement du signal des photodiodes

Le choix du numériseur en aval des photodiodes est intimement lié à l'algorithme de détection des particules dont les principes sont présentés au paragraphe §5. Les paramètres essentiels pour choisir le convertisseur analogique-numérique sont sa résolution, sa vitesse d'échantillonnage et le nombre de canaux pouvant être traités simultanément. Deux options sont possibles :

- Utiliser un ou deux convertisseurs analogiques-numériques pilotés par un calculateur externe
- Utiliser un microcontrôleur intégrant un convertisseur multivoie.

Le LOAC V2.0 ayant pour objectif à la fois de constituer un modèle d'ingénierie pour la version spatiale mais aussi un modèle permettant une utilisation scientifique terrestre, notre choix s'est porté sur la seconde option qui permet un meilleur niveau d'intégration.

Si le choix de cartes microcontrôleur commerciales est pléthorique, il est moins courant d'en trouver qui intègrent des CAN rapides (20kHz) avec une résolution supérieure à 14bits (exigence de l'algorithme de traitement discuté au §5). Une recherche a donc été conduite dans le cadre d'un stage au CNES [146].

Dans ce contexte, le code de l'algorithme de détection disponible sous Matlab™ a été réécrit en C, langage permettant de mieux évaluer les ressources nécessaires en termes de puissance de calcul.

Pour un échantillonnage du signal issu des photodiodes autour de 20 kHz, il faut que le calculateur puisse traiter environ 20 millions d'instructions par seconde (MIPS) pour les deux canaux.

En considérant un taux d'expansion de 4 pour le compilateur (estimation moyenne), il faut choisir un microcontrôleur capable de traiter 80 MIPS. Ce nombre comprend uniquement la partie exécution de l'algorithme. L'enregistrement des résultats n'est pas considéré dans cette estimation. Ceci conduit à chercher une carte relativement puissante avec une fréquence d'horloge de l'ordre de la centaine de MHz. Ce résultat est à consolider en fonction de l'architecture du processeur qui peut offrir des fonctionnalités intégrées réduisant cette contrainte.

La consommation de l'algorithme en RAM est un critère secondaire, car si celle-ci est essentiellement occupée par les données reçues, la durée des périodes d'acquisition peut être adaptée aux capacités mémoire du microcontrôleur.

Compte tenu de ces critères, la famille des microcontrôleurs FRDM du fabricant NXP a été évaluée ainsi qu'un modèle de la famille MSP de chez Texas Instrument, réputé pour sa faible consommation. Le Tab. 4-3 synthétise les éléments essentiels pour ces modèles basés sur un processeur Cortex M4.

Carte	Fréquence	Processeur	RAM	Consommation	ADCs	Prix (euros)	Constructeur
FRDM K66F	180 MHz	ARM Cortex M4	256 ko	Moyen	2x 16 bits	70	NXP
FRDM K28F	150 MHz	ARM Cortex M4	1 Mo	Ultra Low Power	1x 16 bits	50	NXP
FRDM K22F	120 MHz	ARM Cortex M4	128 ko	Ultra Low Power	1x 16 bits	35	NXP
FRDM K64F	120 MHz	ARM Cortex M4	256 ko	Low Power	2x 16 bits	40	NXP
MSP432 P401R	48 MHz	ARM Cortex M4	64 ko	Low Power	1x 14 bits	20	TI

Tab. 4-3 : « Shortlist » des Microcontrôleurs utilisables pour recevoir l'algorithme de détection.

L'algorithme de détection est essentiellement constitué d'additions et de multiplications de vecteurs et travaille également avec des nombres flottants. Le processeur cortex M4 intégré à ces modèles est donc particulièrement intéressant puisqu'il comporte un processeur de signal (DSP) ainsi qu'une accélération matérielle pour les calculs avec nombres flottants (FPU) pour un prix très modeste. Dans cette sélection, trois cartes n'incluent qu'un seul convertisseur. Ces cartes pourraient être envisagées pour le traitement d'un seul canal angulaire (bien que la FRDM K28F et la FRDM K22F soient un peu surdimensionnées). Seul les modèles

FRDM K66F et K64F offrent la possibilité de traiter les 2 canaux simultanément sur la même carte. Les deux modèles sont recevables mais la carte FRDM K64F a été retenue pour sa plus faible consommation.

La carte FReeDoM-K64F (Fig. 4-20 et Tab. 4-4) est une plate-forme de développement pour les microcontrôleurs Kinetis® K64, K63 et K24 [147]. Son format est compatible avec la disposition des broches Arduino® UNO Rev3 et les connecteurs associés permettent de recevoir une carte mezzanine ce que nous exploiterons sur cette version 2.0 du LOAC.

Les nombreux périphériques d'entrées-sorties permettent notamment l'enregistrement des données sur une carte micro SD et leur transfert en utilisant un port Ethernet intégré.

Le dispositif de programmation et de débogage OpenSDAv2 en mémoire Flash est intégré ainsi qu'un microprogramme de démarrage open source. La FRDM-K64 est de plus prise en charge par Arm® Mbed™ OS et Zephyr OS, deux systèmes d'exploitation embarqués open source.

Enfin, le microcontrôleur comporte un dispositif d'accès direct à la mémoire (DMA) qui permet de transférer très rapidement les informations acquises par les convertisseurs analogiques numériques vers la mémoire vive pour traitement.

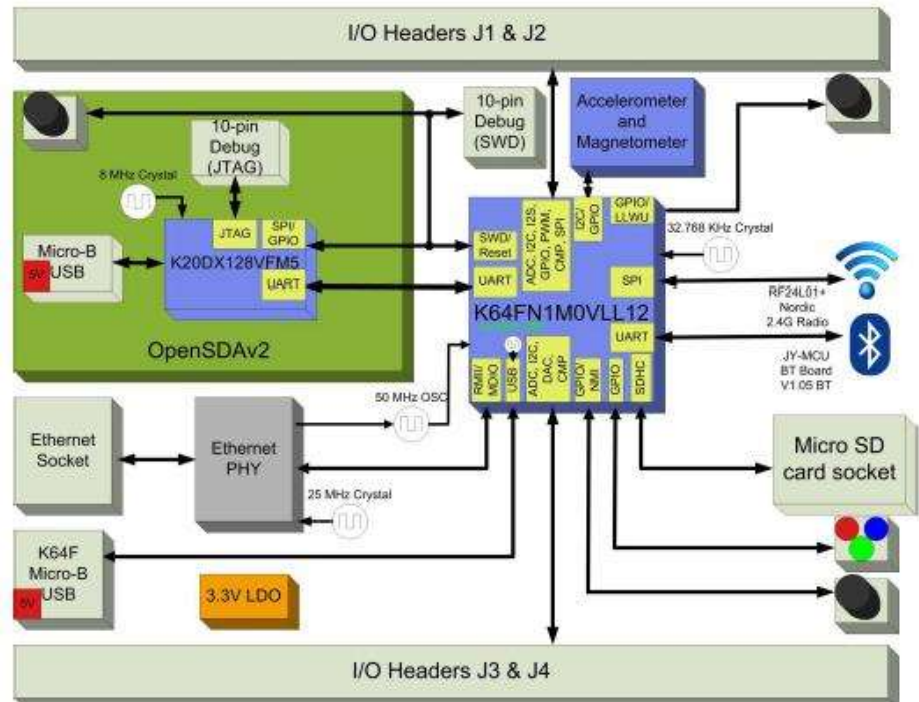
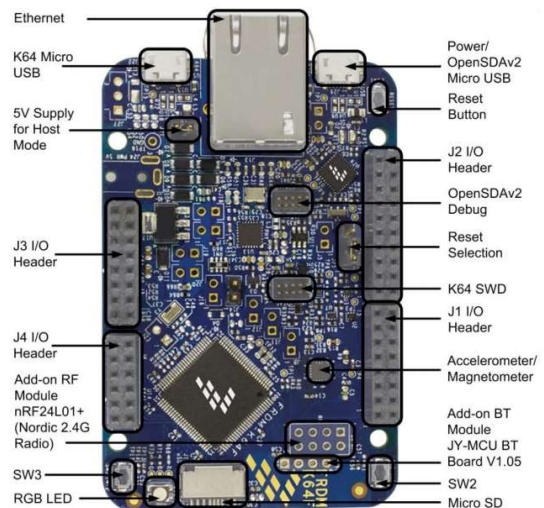


Fig. 4-20 : Architecture de la carte FRDM-K64F (Source NXP).

Sous-Systèmes	Eléments
Microcontrôleur	MK64FN1M0VLL12 MCU • Fréquence d'horloge : 120 MHz • Mémoire FLASH : 1 MB • Mémoire vive (RAM) : 256 kB • Basse consommation • USB sans quartz additionnel • Boitier bas profil 100 pins (LQFP)
Puissance	Sources d'alimentation multiples et flexibles : • USB OpenSDAv2 • USB Kinetis K64 • Source externe
Connectivité	• Interface USB micro-B • Ethernet • Carte mémoire SDHC • Accès simplifié au MCU grâce aux entrées-sorties compatibles Arduino® UNO Rev3 • Option Bluetooth JY-MCU BT board V1.05 BT
Capteurs	Magnétomètre et accéléromètre FXOS8700CQ
Débogage	Système de programmation et de débogage in-situ OpenSDAv2 basé sur le projet Open Source CMSIS-DAP



Tab. 4-4 : Principales caractéristiques de la carte FRDM-K64F (d'après NXP [147]).

Dans le cas du LOAC V2.0 assez peu d'entrées sorties sont utilisées sur cette carte principalement dédiée à l'acquisition et au traitement des impulsions issues des photodiodes. Les informations de servitudes notamment pour le contrôle et l'état de la diode laser sont traitées par ailleurs (voir paragraphe suivants). Les lignes utilisés sont donc les suivantes (Fig. 4-21) :

- 2 entrées analogiques ADCin 0 et 1 (Signaux d'entrée des 2 canaux issus des photodiode)
- 1 bouton poussoir (BP) permettant de lancer et d'interrompre l'acquisition.
- 1 LED informant de l'état de fonctionnement.
- Le connecteur SD qui reçoit une carte mémoire sur laquelle sont enregistrées les informations sur la granulométrie des aérosols.
- Les lignes Rx/Tx permettant le pilotage éventuel du microcontrôleur associé au laser à partir de cette carte principale.

Cette configuration représente la solution implémentée à ce jour mais il est évident que d'autres fonctionnalités de la carte et notamment sa capacité réseau pourront être exploitées à l'avenir.

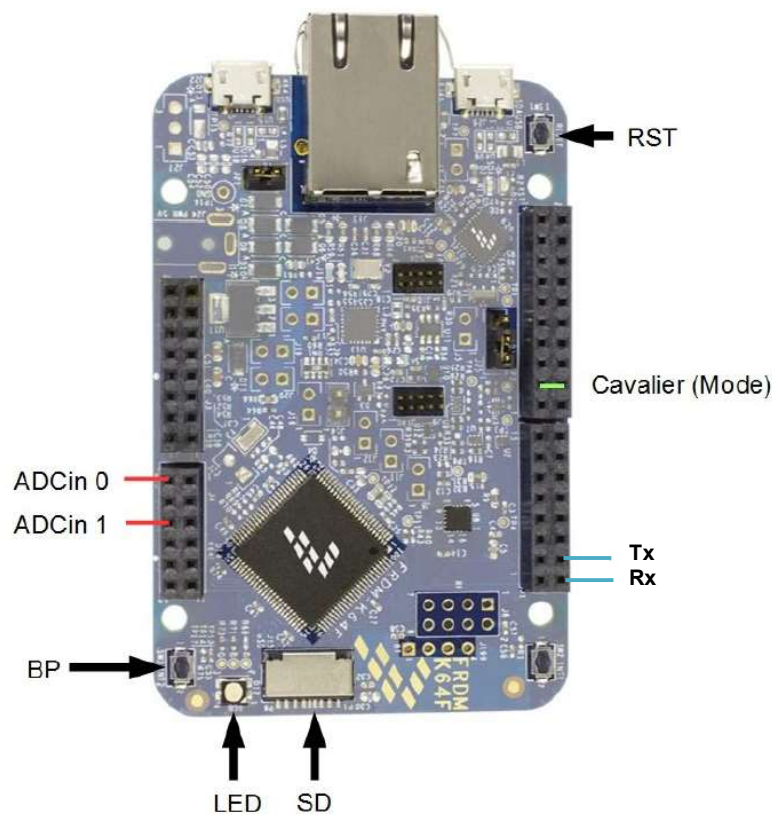


Fig. 4-21 : Eléments exploités sur la carte FRDM-K64F pour le LOAC V2.0.

4.3.3.3.2. Gestion des données de servitude

La version 2.0 du LOAC se veut préfigurer la version spatiale (3.0). Dans cette optique, il est nécessaire de pouvoir évaluer à distance la bonne santé de l'instrument à savoir mesurer différentes grandeurs comme le courant au niveau de la diode laser, la puissance optique générée, la température... Ces fonctionnalités font défaut sur les précédentes versions du LOAC (V1.x) mais sont indispensables sur des instruments sur lesquels il n'est pas possible d'intervenir. Ces paramètres sont aussi intéressants pour surveiller le vieillissement des composants soumis à l'environnement spatial et notamment aux radiations. La carte FRDM-K64F pourrait répondre à ce besoin d'autant que les grandeurs à mesurer sont échantillonnées à basse fréquence. Cependant, cette carte commerciale ne pourra être utilisée sur la version 3.0 du LOAC car elle ne pourra pas échantillonner suffisamment rapidement les impulsions dont la durée sera divisée d'un facteur 10 en raison du faisceau optique plus étroit. Ainsi, pour bénéficier sur la version 3.0 du LOAC des fonctionnalités de diagnostics identiques à la V2.0, il a été décidé d'utiliser un autre microcontrôleur pour répondre à ce besoin.

Celui-ci doit permettre de piloter les sous-systèmes de l'instrument, d'acquérir les données de servitude présentée dans le Tab. 4-5 et d'assurer l'asservissement de la puissance optique de la diode laser proposée au §3.3.8.3.

Paramètres	Type
Entrées analogiques	
Température de la diode laser	10bits
Courant de la diode laser	10bits
Tension de la diode laser	10bits
Puissance optique de la diode laser	10bits
Valeur moyenne du flux mesuré par la photodiode de comptage	10bits
Valeur moyenne du flux mesuré par la photodiode de typologie	10bits
Sorties numériques	
Pilotage en vitesse de la pompe	PWM
Simulateur de particules (impulsions sur le laser)	Impulsions
Gain du simulateur de particules	Etat logique
Gain de l'amplificateur de la voie de comptage	Etat logique
Gain de l'amplificateur de la voie de typologie	Etat logique
Sortie analogique	
Commande du courant dans la diode laser	10 bits

Tab. 4-5 : Fonctionnalités gérées par le microcontrôleur de servitude et le DAC associé.

Pour se faire, le choix se porte sur un microcontrôleur PIC18LF2685-I/ISO de Microchip [148] associé à un convertisseur numérique-analogique (DAC) DAC121S101 [149] tous deux ayant déjà été testés aux radiations pour les besoins de projets antérieurs. L'utilisation de ces éléments permet de proposer l'architecture électrique suivante pour l'ensemble LOAC V2.0.

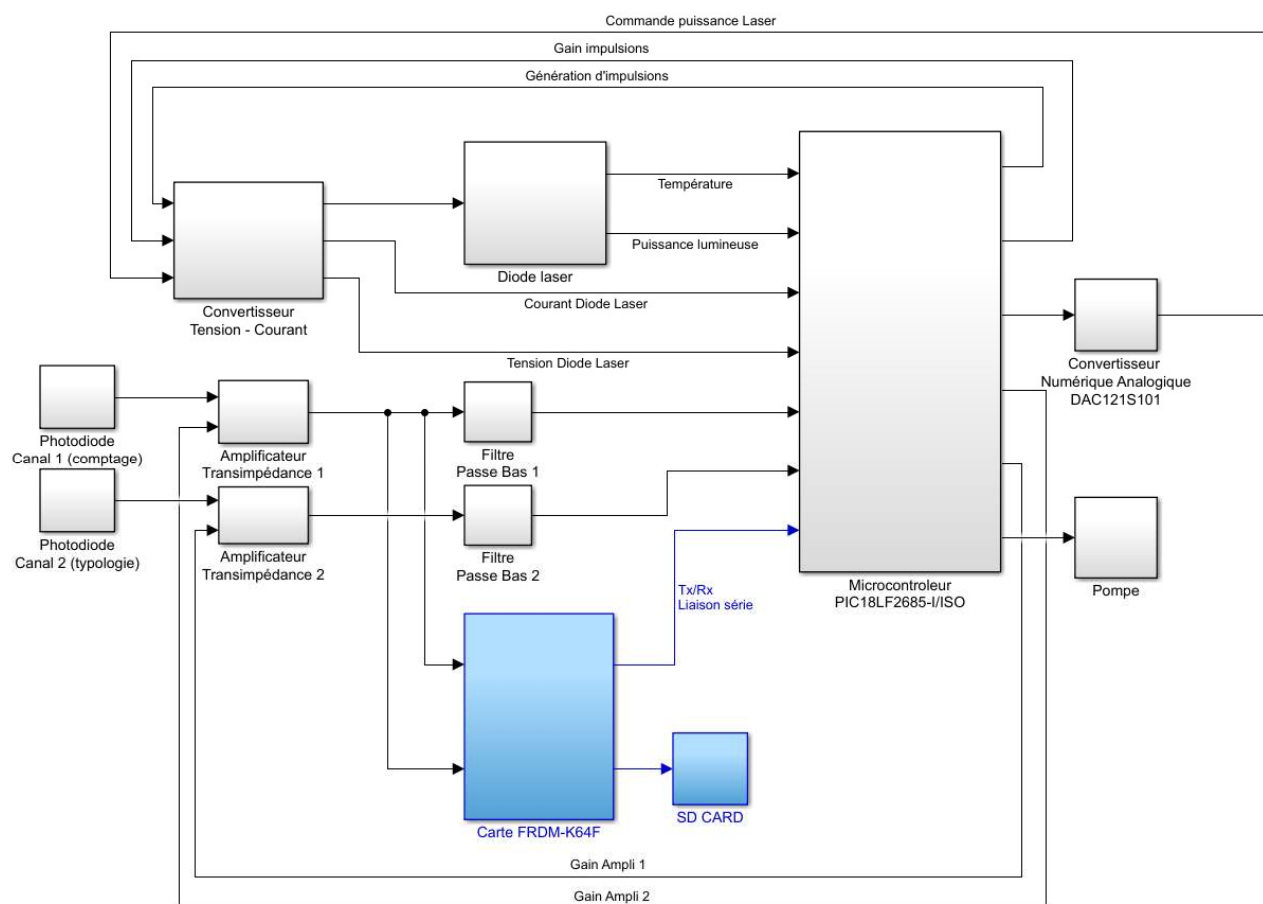


Fig. 4-22 : Synoptique électrique du LOAC V2.0 avec la partie servitude en noir et la partie traitement et comptage des aérosols en bleu.

4.3.4. ARRANGEMENT DES ELEMENTS AUTOUR DE LA CHAMBRE V2.0

La mécanique de la chambre du LOAC V2.0 a été conçue à partir de la chambre du LOAC V1.5 (Fig. 2-34) dans la mesure où il était convenu que l'intérieur de celle-ci ne devait pas être modifiée. Aucun nouveau critère de dimensionnement n'a donc été pris en compte à l'exception des interfaces laser et photodiodes qui sont naturellement différentes. Ainsi, les canons optiques restent inchangés ainsi que les angles de mesure à savoir 14° et 60° . On remarque toutefois que ces angles de mesure choisis empiriquement sont très proches des angles optimaux (15° , 63°) calculés au § 3.1.

La chambre du LOAC V2.0 reprend donc intégralement les éléments et dimensions internes de la chambre V1.5 à l'exception, aux interfaces, des photodiodes plus petites (boîtier TO-5) et de l'ensemble laser lentille de collimation. De plus, les photodiodes sont directement câblées sur une unique carte qui contient toute l'électronique de pilotage du laser ainsi que la chaîne d'amplification. Cette solution a l'avantage d'éviter la réalisation de cartes spécifiques pour chaque photodiode mais surtout limite la connectique présente sur les précédentes versions. Cette carte principale est également compatible avec la connectique de la carte FRDM-K64F qui vient s'enficher sur le dessous (Fig. 4-23 et Fig. 4-24). La pompe est aussi directement fixée sur la carte principale ce qui confère à l'ensemble une bonne compacité.

S'agissant avant tout d'une version d'un modèle d'ingénierie, la carte principale est richement dotée en connecteurs de test afin d'avoir facilement accès aux signaux des sous-ensembles laser et photodiodes.

Les chambres recevant les photodiodes FDS100 et S1223-01 et leur pièce de maintien sont légèrement différentes pour s'ajuster au boîtier de chaque modèle (pièces bleues **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**).

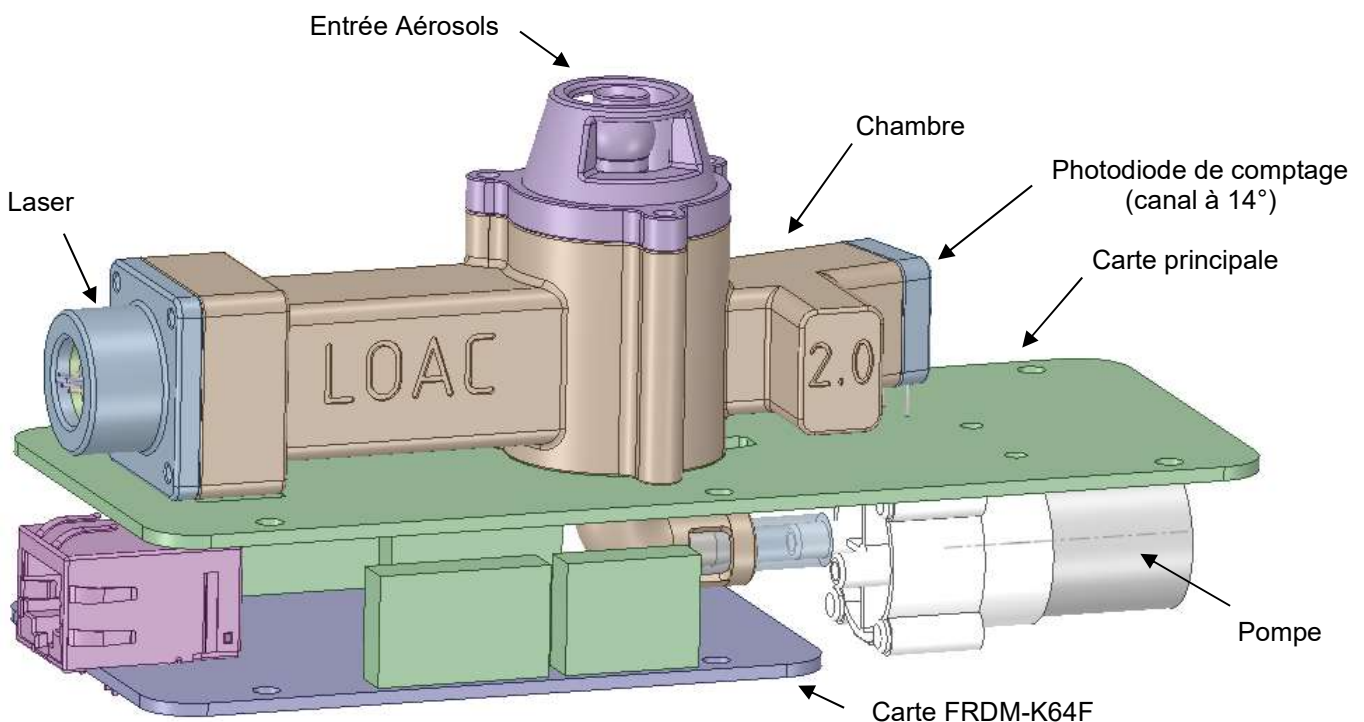


Fig. 4-23 : Ensemble LOAC V2.0 (vue 3D).

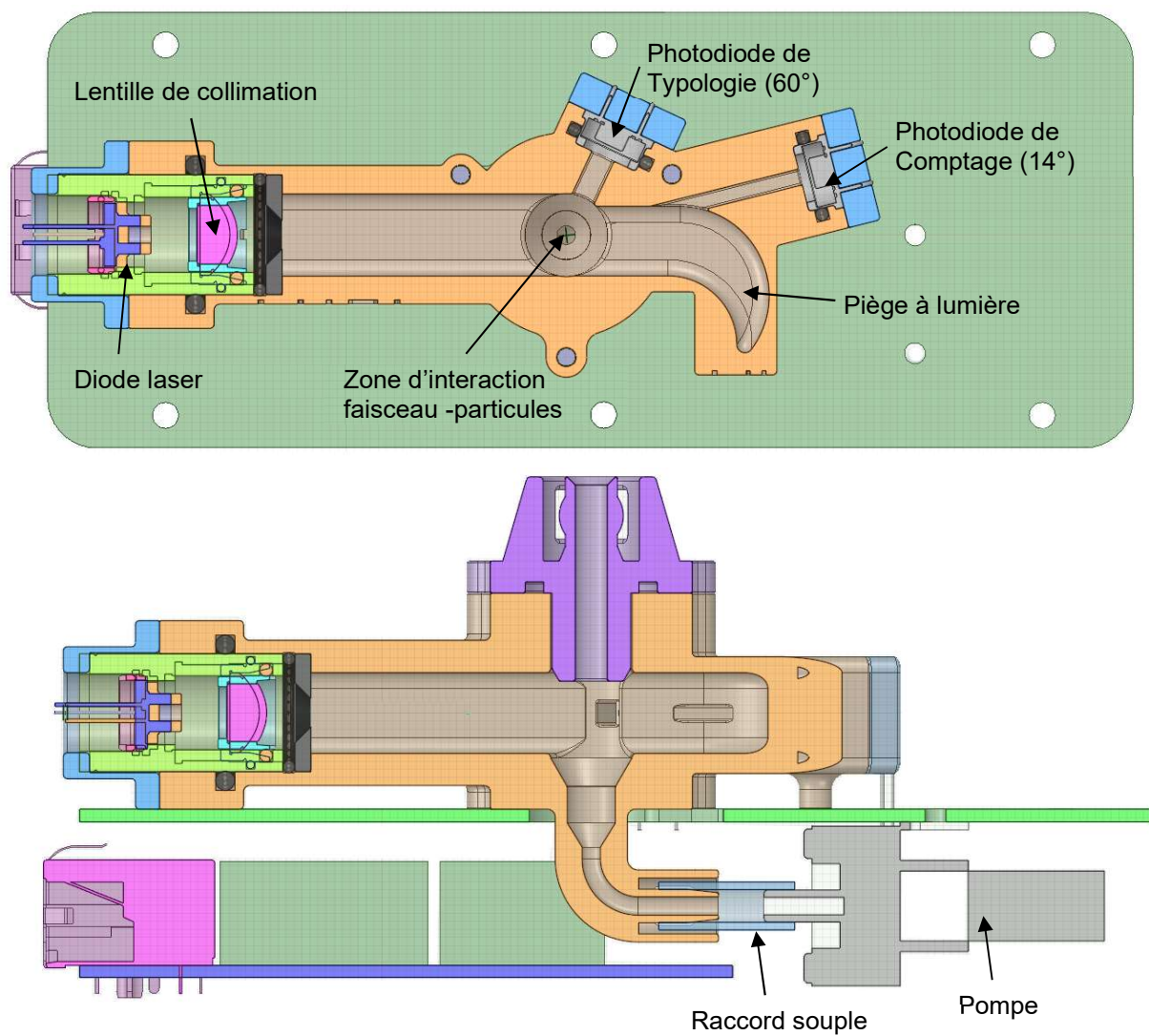


Fig 4-24 : Ensemble LOAC V2.0 (vue en coupe).

4.4. DIMENSIONNEMENT DU LOAC V3.0

La version 3.0 du LOAC a pour vocation de regrouper l'ensemble des innovations et des optimisations évoquées dans les précédents chapitres. En comparaison du LOAC V2.0, cette version intègre essentiellement une focalisation du faisceau laser sur un axe afin de réduire le temps de transit des aérosols et augmenter la capacité de comptage de l'instrument. Une lentille est également rajoutée sur la voie de comptage afin de capter davantage de flux. Cette approche a été discutée au § 3.3.9.1 et le § 3.3.9.4 qui détaillent la démarche et l'outil développé pour atteindre cet objectif.

A puissance laser équivalente et en focalisant le faisceau, il est possible de produire une densité de puissance lumineuse plus importante au niveau de la zone de diffraction qui va favoriser la détection des plus petites particules (autour de $0.2\mu\text{m}$).

Ce temps de transit plus faible impose toutefois une augmentation de la bande passante de la chaîne de détection y compris une plus grande vitesse d'échantillonnage et de calcul. L'augmentation de la bande passante de l'amplificateur transimpédance peut entraîner une plus grande instabilité de cet étage qu'il convient de maîtriser. L'algorithme de détection reste toutefois inchangé.

Enfin, des considérations d'optimisation de la taille de l'instrument dans la perspective d'une utilisation spatiale nous incitent à étudier une rotation du plan d'injection des aérosols afin de placer l'injecteur et les détecteurs sur un même plan (Fig. 4-25). Cette configuration permet de réduire drastiquement le volume occupé par les différents sous-systèmes de l'instrument et le rend plus facilement intégrable dans un nanosatellite ou une sonde par exemple.

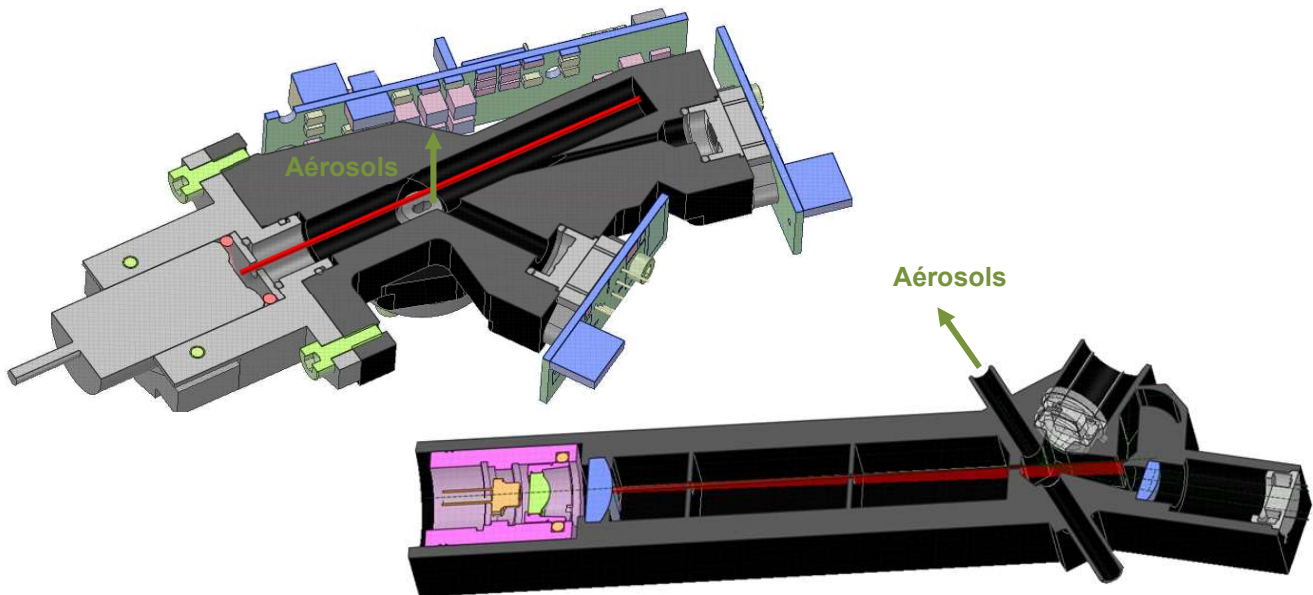


Fig. 4-25 : LOAC V1.3 (en haut à gauche) avec injection des aérosols perpendiculaire au plan du laser et des photodiodes en comparaison d'un premier concept (en bas à droite) où les aérosols sont injectés dans le même plan.

4.4.1. LA SOURCE LUMINEUSE ET LE FAISCEAU

Le choix, l'aménagement et le pilotage de la diode laser du LOAC 3.0 reposent sur la même démarche que celle du LOAC V2.0 décrite au § 3.3.8. Le courant de fonctionnement nominal doit toutefois être ajusté pour tenir compte des caractéristiques de la diode JDSU 5400204 légèrement différente de la version sol QL78J6S.

La modification essentielle consisterait à rajouter un dioptre permettant de focaliser le faisceau lumineux sur un des axes afin de créer un pinceau de lumière homogène au niveau de la zone d'injection des aérosols. Parmi les choix proposés au § 3.3.9.4 on retiendra la lentille cylindrique pour cette étude pour sa simplicité d'utilisation, son coût modéré et la disponibilité de nombreuses références en termes de focale, de diamètre et d'ouverture numérique. Les solutions alternatives et en particulier les lentilles « raster » restent très intéressantes et pourront faire l'objet d'une future étude. L'objectif qu'il est intéressant de se fixer est de former un faisceau au niveau de l'injecteur du LOAC d'environ $3\text{mm} \times 0.2\text{mm}$ à une distance de quelques centimètres de la diode laser afin de conserver une dimension raisonnable pour l'instrument. Il faut veiller également à ce

que ce faisceau soit assez peu divergeant au point de focalisation pour garantir son homogénéité sur 3mm environ correspondant au diamètre du faisceau d'injection des particules (voir Fig. 4-26).

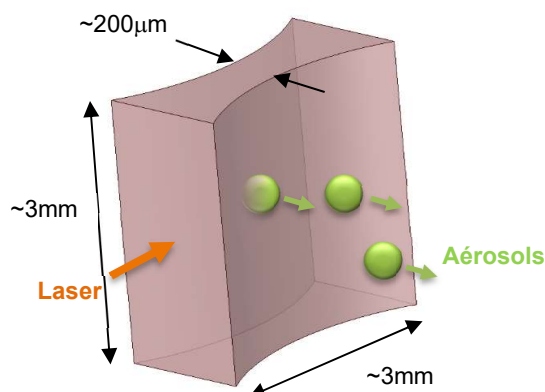


Fig. 4-26 : Zone d'interaction avec les aérosols souhaitée pour le LOAC V3.0.

4.4.1.1. CHOIX DES COMPOSANTS OPTIQUES

Le choix des composants optiques s'est porté sur une lentille asphérique de collimation C230TMD-B et une lentille de focalisation cylindrique LJ1960L1-B choisies chez Thorlabs® en raison de leurs faibles encombrements et courtes focales permettant ainsi de concevoir un instrument de petite taille.

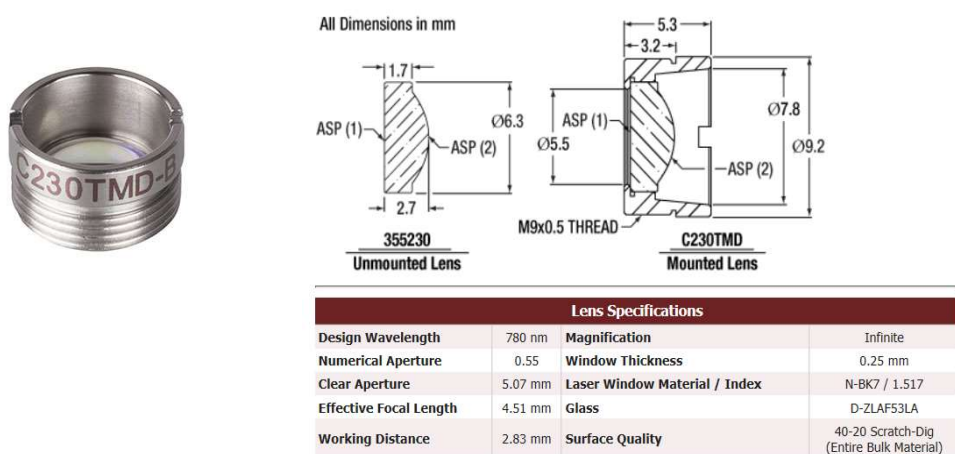


Fig. 4-27 : Lentille de collimation du LOAC V3.0.

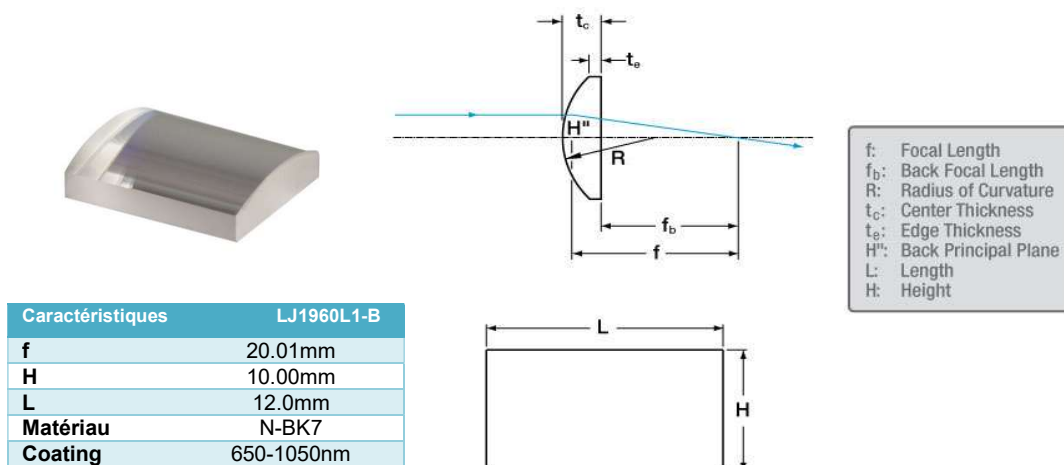


Fig. 4-28 : Lentille cylindrique de focalisation du LOAC V3.0.

4.4.1.2. SIMULATIONS

L'outil Matlab développé spécifiquement pour cela et décrit au § 3.3.9.4.4 permet, par itération, de se rapprocher de la zone d'interaction souhaitée pour cette version 3.0 du LOAC.

Pour la recherche d'une solution optimale, la région du waist du faisceau est exploitée pour assurer l'homogénéité maximum recherchée, car c'est à cet endroit que la divergence est minimale. Il faut donc, à proximité de la lentille cylindrique, obtenir un waist dont la largeur de la zone de Rayleigh afférente se rapproche de 3mm.

Une première approche (Fig. 4-29) consiste à collimater la lumière issue de la diode laser de manière à obtenir un faisceau bien parallèle sur l'axe rapide de largeur 2mm (à $\frac{1}{e^2}$) par exemple. La lentille cylindrique placée juste derrière focalise le faisceau selon l'axe lent à la distance focale image, ici 20mm. La largeur du waist est inférieure à 50 μ m ce qui favorise un taux de comptage élevé. De plus, on obtient un waist, donc une zone d'injection, très proche de la diode laser ce qui permet d'envisager un instrument de très petite taille (typiquement 5cm de longueur). La zone de Rayleigh est d'environ 3mm ce qui se traduit par une bonne homogénéité du faisceau selon l'axe de propagation.

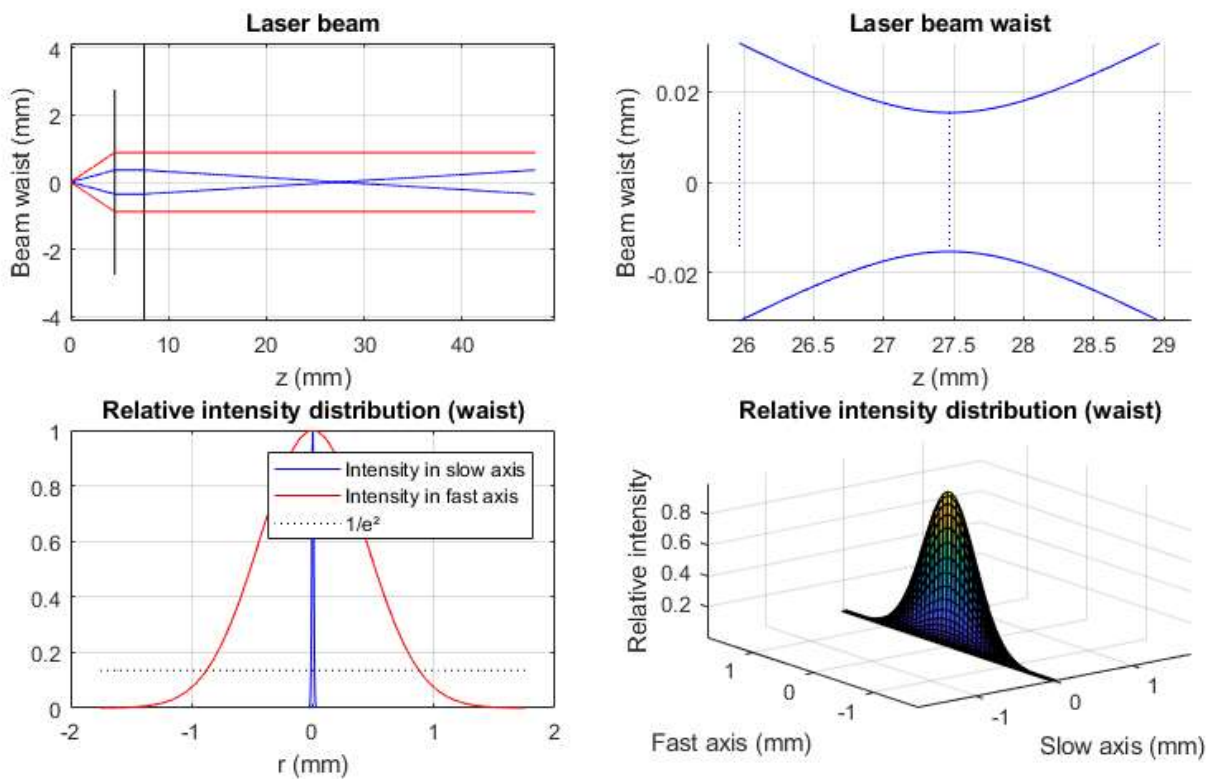


Fig. 4-29 : Simulation favorisant la collimation du faisceau.

Néanmoins, lorsqu'on examine le faisceau selon l'axe rapide vue dans le plan de l'injecteur, on retrouve son caractère Gaussien qui suggère une grande inhomogénéité induisant des erreurs de mesure.

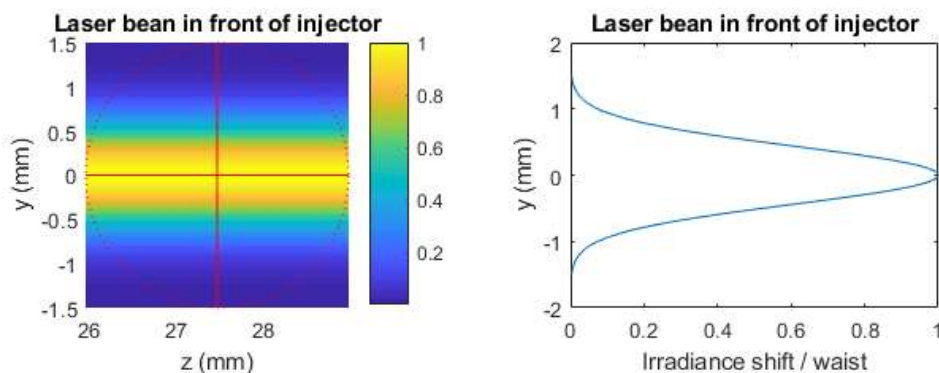


Fig. 4-30 : Inhomogénéité du faisceau au niveau de l'injecteur.

L'outil Matlab développé permet également de simuler l'injection d'aérosols sur cette section (tirage aléatoire de type Monte-Carlo). Les aérosols peuvent être projetés avec une densité uniforme ou normale (calée sur le centre de l'injecteur) sur la section. Cette dernière distribution semble mieux représenter la réalité physique de la trajectoire des aérosols selon les études détaillées au §3.2.3 notamment les grandes tailles ($>25\mu\text{m}$).

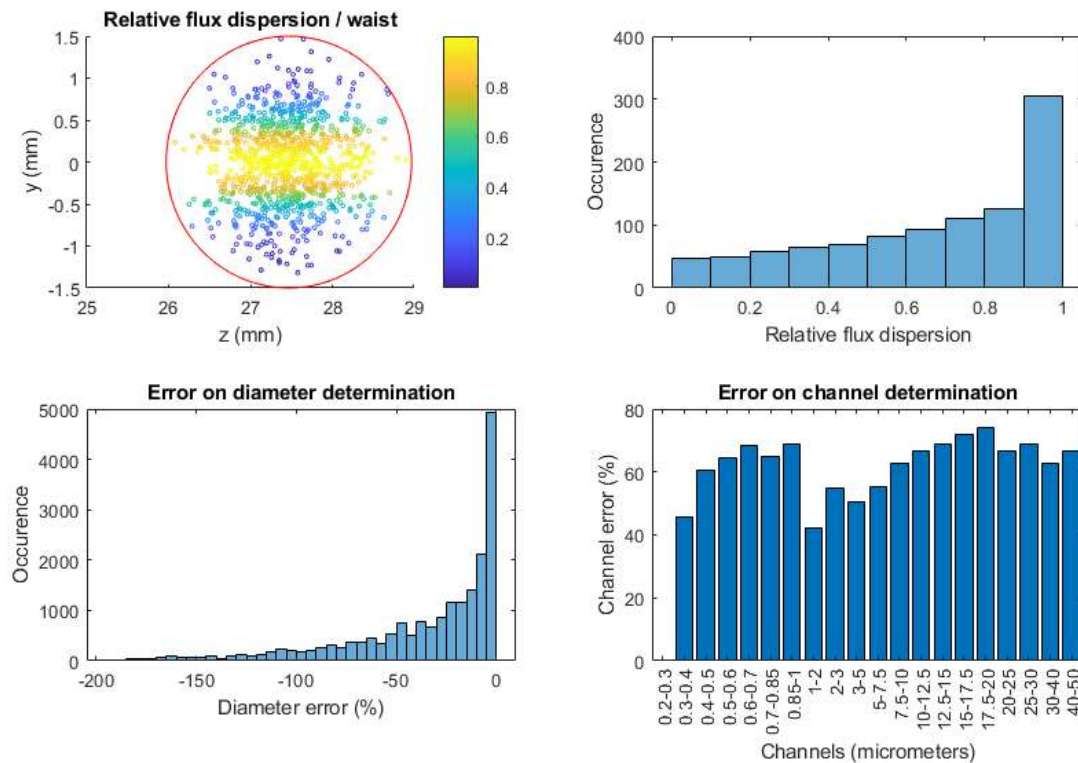


Fig. 4-31 : Erreurs associées à l'inhomogénéité du faisceau.

Sur cette Fig. 4-31, on observe le résultat du tirage des aérosols sur la section de l'injecteur. Il s'agit dans ce cas d'un tirage simulant une population d'aérosols répartis spatialement selon une loi normale dans le plan perpendiculaire à leur déplacement. C'est un cas favorable vis-à-vis de notre faisceau Gaussien puisque les particules se concentrent sur la partie centrale de l'injecteur. En utilisant la réponse typique d'un LOAC V1.2, il est possible d'estimer l'erreur sur la détermination du diamètre des aérosols d'une part (figure en bas à gauche) et celle sur son classement par canal d'autre part (figure en bas à droite). Dans ce cas, l'inhomogénéité du faisceau a des conséquences dramatiques sur le bilan d'erreur de l'instrument puisque, toutes gammes de tailles confondues, l'erreur relative varie entre 40% et un peu plus de 70% !

Un axe d'amélioration consiste à élargir le faisceau sur l'axe rapide au niveau du waist pour étaler la Gaussienne et ne présenter face à l'injecteur que sa partie la plus homogène. Pour cela, il suffit de déplacer légèrement la lentille de collimation vers la diode laser à focale constante. Le faisceau va donc s'élargir en aval de la lentille de collimation sur l'axe rapide mais également, dans une moindre mesure, sur l'axe lent focalisé, augmentant ainsi le waist jusqu'aux valeurs désirées (Tab. 4-6 et Fig. 4-32).

Modèle de Laser	Distance Waist/Lentille cylindrique	Largeur faisceau (slow)	Largeur faisceau (fast)	Augmentation du waist à +/-1.5mm
Sol (QL78J6S)	6.61cm	79 μm	5.3mm	3.4%
Vol (JDSU 5400203)	6.61cm	79 μm	7.3mm	3.4%

Tab. 4-6 : Comparaison des solutions optimales pour les lasers sol et vol.

En simulant à nouveau l'injection des aérosols selon la même démarche que précédemment, on obtient une erreur moyenne sur la taille des aérosols de 6.2% et sur les canaux afférents nettement plus faible (entre 18% et 29%) (Fig. 4-33). A noter que les canaux peuvent être choisis différemment pour diminuer cette erreur. Ces valeurs obtenues avec le laser QL78J6S sont encore améliorées avec la version spatiale (JDSU 5400204) en raison de la plus grande divergence du faisceau sur l'axe rapide (Fig. 4-34 et Fig. 4-35).

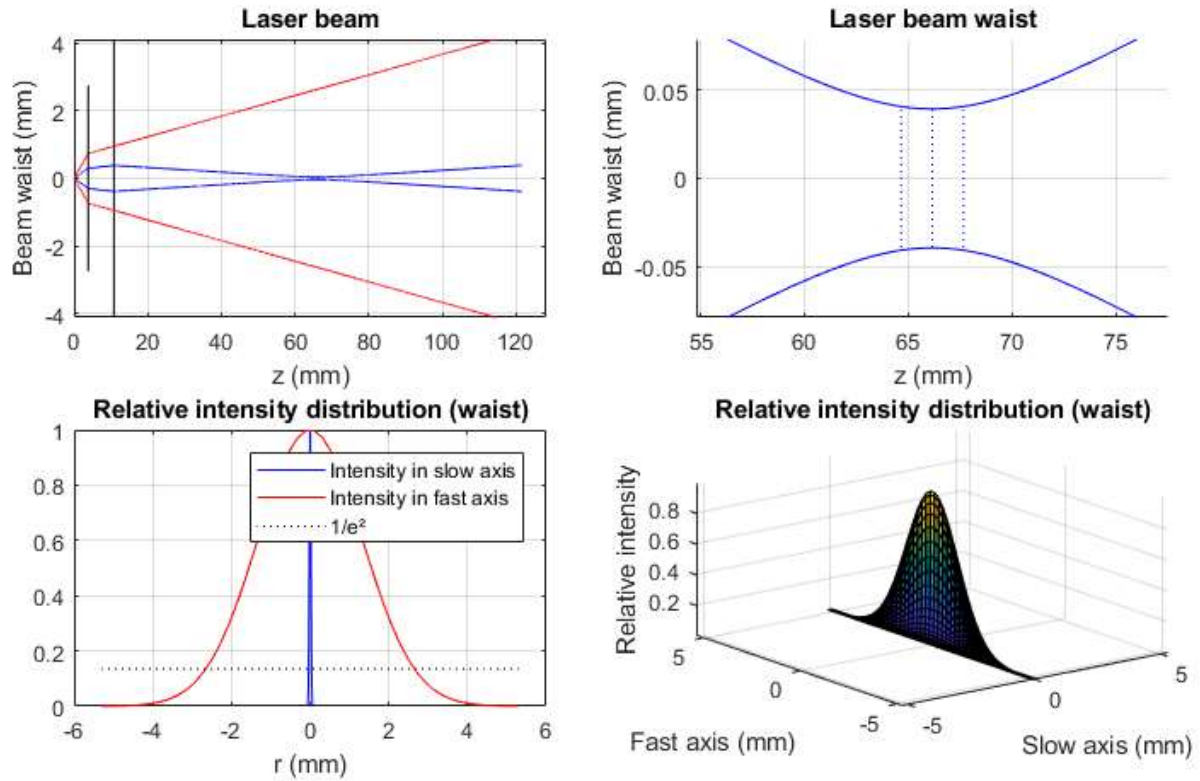


Fig. 4-32 : Dimensions et position du waist pour un faisceau non collimaté (lentille asphérique à 3.8mm de la diode pour une focale de 4.51mm). Laser QL78J6S (modèle sol).

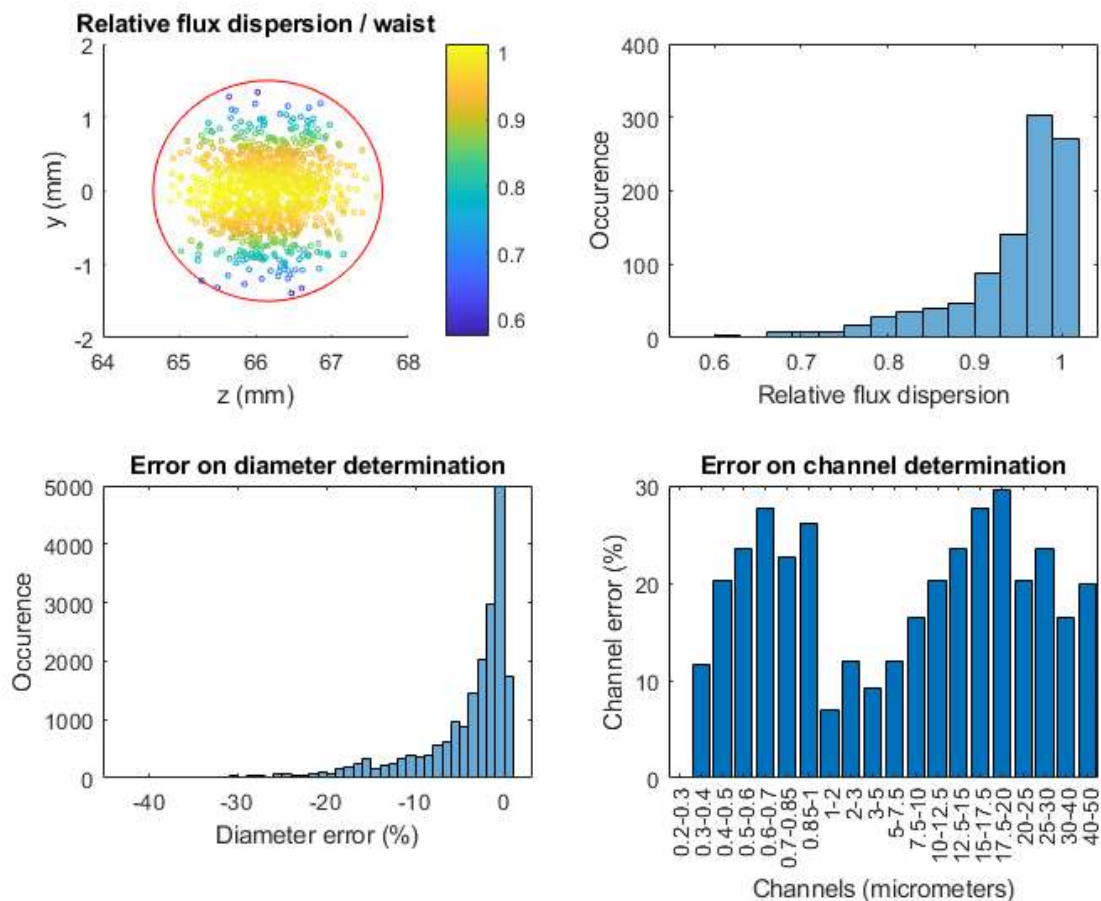


Fig. 4-33 : Erreurs associées à une configuration non collimatée (lentille asphérique à 3.8mm de la diode pour une focale de 4.51mm). Laser QL78J6S (modèle sol).

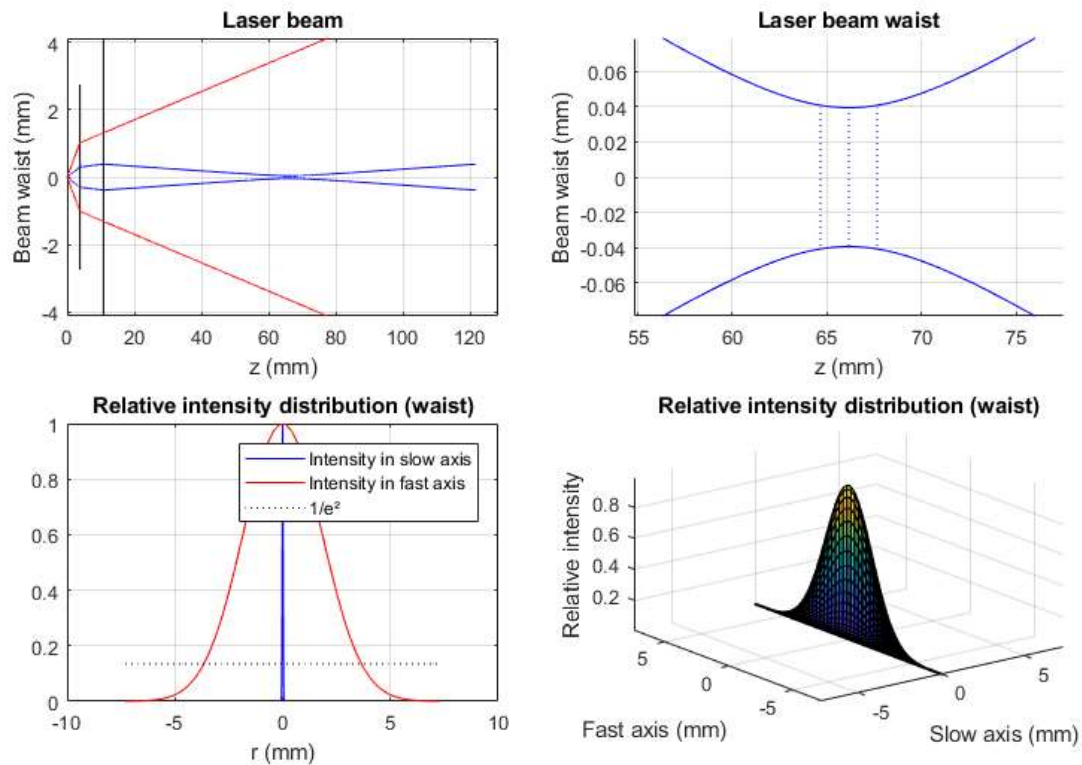


Fig. 4-34 : Dimensions et position du waist pour un faisceau non collimaté (lentille asphérique à 3.8mm de la diode pour une focale de 4.51mm). Laser JDSU 5400204 (modèle vol).

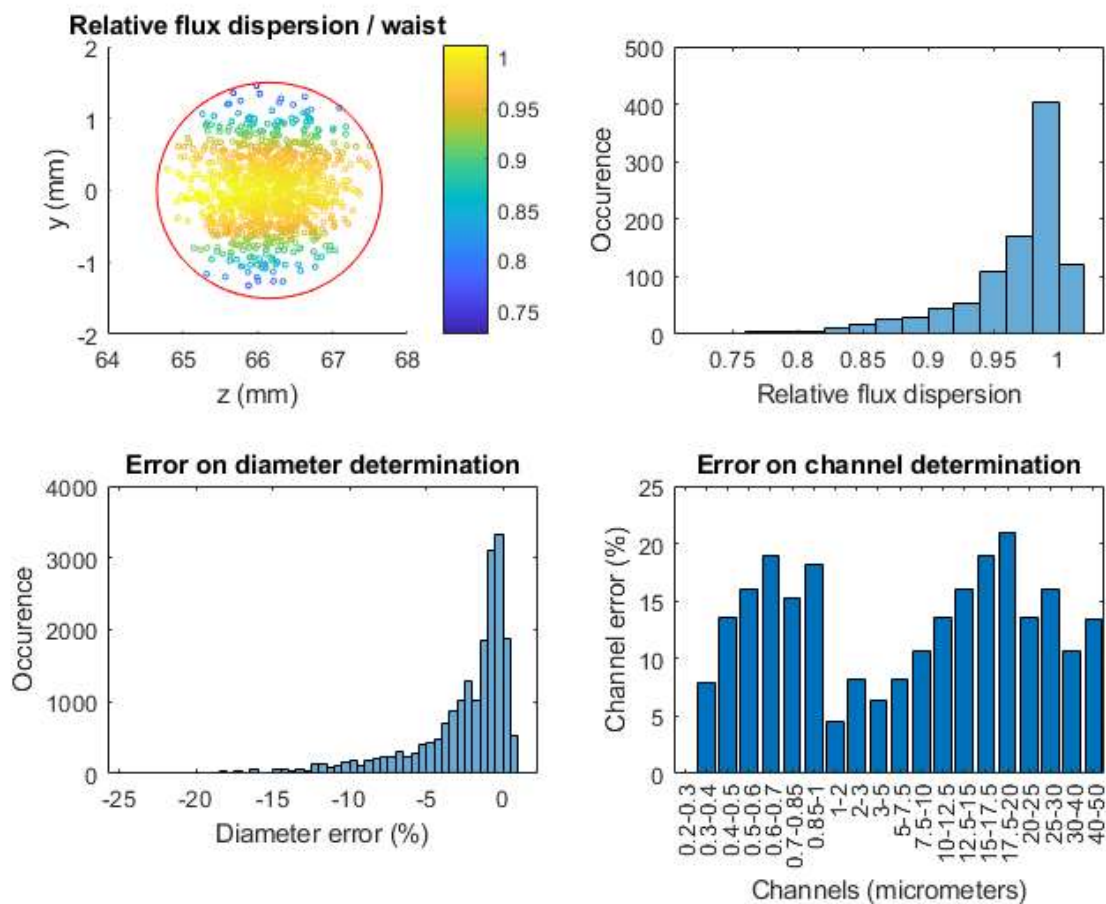


Fig. 4-35 : Erreurs associées à une configuration non collimatée (lentille asphérique à 3.8mm de la diode pour une focale de 4.51mm). Laser JDSU 5400204 (modèle vol).

Cet élargissement du faisceau selon l'axe rapide permet donc de réduire l'erreur sur la mesure du diamètre des aérosols au détriment toutefois d'une moins bonne utilisation du faisceau puisque seule une petite partie de celui-ci intersecte finalement la trajectoire des particules.

Il est donc intéressant à partir de l'outil de simulation de réaliser une étude paramétrique sur l'impact de la décollimation du faisceau sur les critères de dimensionnement du LOAC à savoir :

- **La dimension de l'instrument**, directement liée à la distance du waist par rapport à la diode laser.
- **La puissance nécessaire à son fonctionnement**, associée au rapport entre la largeur du faisceau et la section de l'injecteur.
- **Sa capacité à discriminer les aérosols** fortement concentrés, associé à la largeur du waist selon l'axe de focalisation.
- **L'erreur sur la taille des aérosols** directement liée à l'homogénéité du faisceau.

La Fig. 4-36 image ces paramètres en fonction de la position de la lentille de collimation et guide vers le meilleur compromis. Si l'on souhaite conserver une chambre de dimension raisonnable ($<10\text{cm}$) ainsi qu'une faible erreur sur la mesure du diamètre des particules ($<10\%$), la lentille de collimation doit se trouver entre 3.6mm et 4mm de la diode laser. Une distance autour de 3,8 mm est un bon compromis qui n'induit qu'une perte relative de puissance de 30% et qui permet la formation d'un waist de $80\mu\text{m}$ (valeur sans doute un peu sous-estimée en raison de phénomènes de diffraction résiduels).

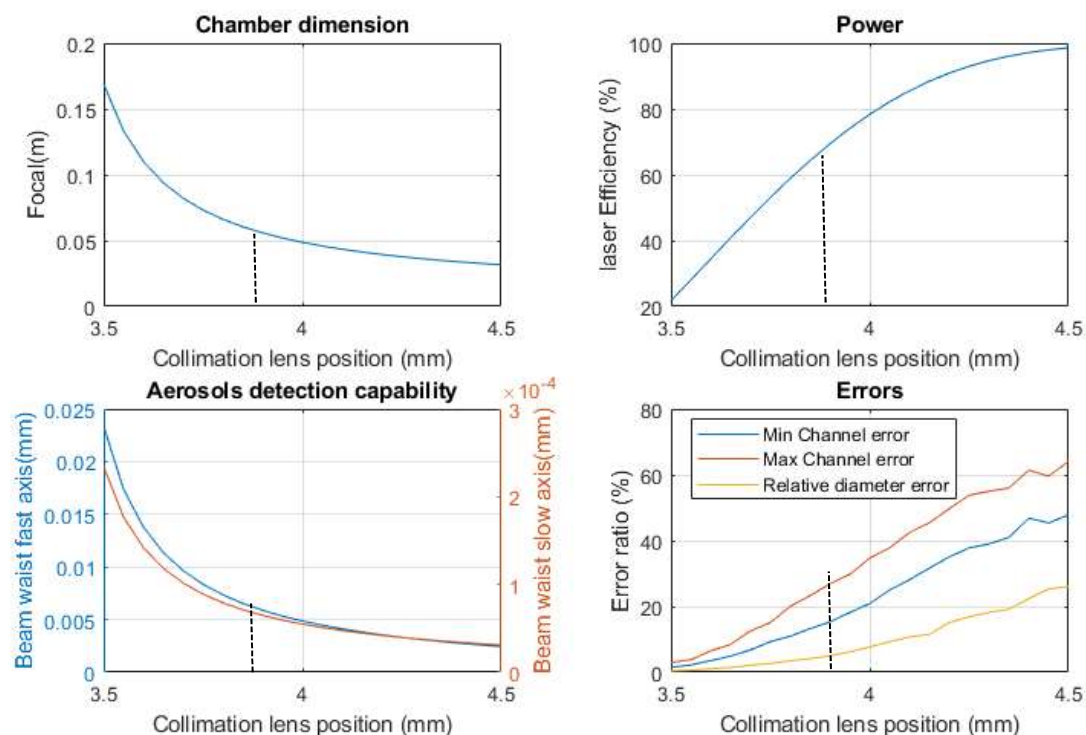


Fig. 4-36 : Paramètres de dimensionnement du LOAC V3.0 en fonction de la position de la lentille de collimation par rapport à la diode laser pour le modèle spatial. La distance de 3.8mm indiquée par les pointillés apparaît comme un bon compromis.

4.4.1.3. VALIDATION DU MODELE MATLAB

Le modèle développé sous Matlab pour les besoins du dimensionnement optique du LOAC repose sur les équations simplifiées des faisceaux Gaussiens décrites au §3.3.9.2. Ce modèle est basé sur l'approximation des lentilles minces, ce qui peut paraître inadéquate compte tenu des dimensions des lentilles retenues.

Une vérification du modèle a donc été réalisé avec le logiciel ZEMAX par les experts opticiens du CNES, Karine Mathieu et Benoit Faure. ZEMAX est un programme de conception et d'analyse des systèmes optiques comme les objectifs d'appareil photo ou les systèmes d'éclairage. Il fonctionne par traçage de rayons modélisant la propagation Gaussienne des rayons à travers le système optique et peut modéliser l'effet de dioptries tels que les lentilles simples, les lentilles asphériques, les lentilles à gradient d'indice, les miroirs et les éléments optiques diffractifs. ZEMAX peut également modéliser l'effet des revêtements optiques sur les surfaces des composants et comprend une bibliothèque de lentilles commerciales.

L'objectif de cette étude était de recaler éventuellement le modèle Matlab, le modèle ZEMAX étant considéré comme le modèle de référence.

Pour cela les lentilles ont été entièrement modélisées dans le logiciel ZEMAX (Fig. 4-37) , le distributeur Thorlab fournissant les paramètres nécessaires sous la forme de fichiers .ZAR et/ou .ZMX. Ces lentilles « réelles » possèdent notamment deux plans principaux objet et image.

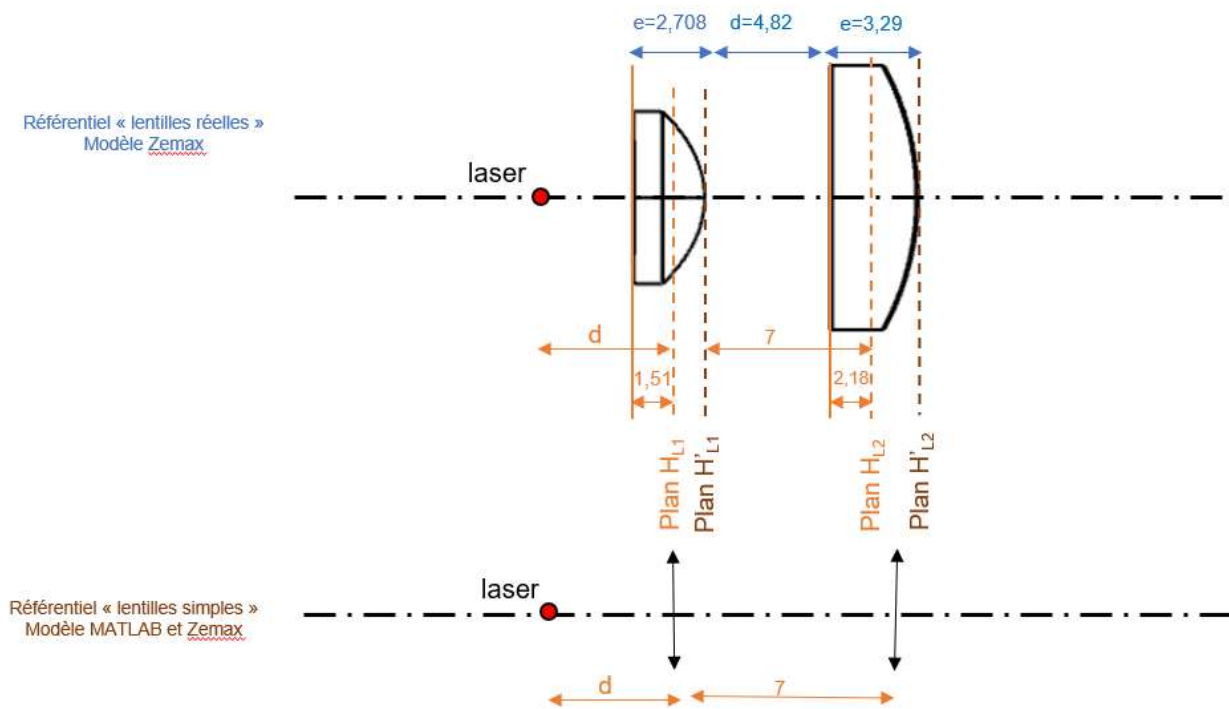


Fig. 4-37 : Positionnement des lentilles dans le modèle ZEMAX en comparaison du modèle Matlab. Dans le modèle Zemax les dimensions réelles des lentilles sont prises en compte identifiant des plans focaux image et objet.

Dans un premier temps, les simulations sont lancées pour 2 cas avec l'hypothèse des lentilles minces :

- Source laser à 4.51mm de la première lentille (cas théorique de collimation)
- Source laser à 3.8mm de la première lentille (cas théorique optimisé)

La position et la taille du waist donnés par ZEMAX et Matlab sont comparées pour chaque cas et les valeurs consignées dans le

Tab. 4-7 sont comparables.

	Cas théorique de collimation		Cas théorique optimisé	
	Position du waist	Largeur du waist	Position du waist	Largeur du waist
ZEMAX	31mm	13.7 μ m	66.3mm	35.2 μ m
Modèle Matlab	31.4mm	15.4 μ m	66.1mm	39.5 μ m

Tab. 4-7 : Comparaison des résultats des simulations ZEMAX et Matlab sur l'axe lent

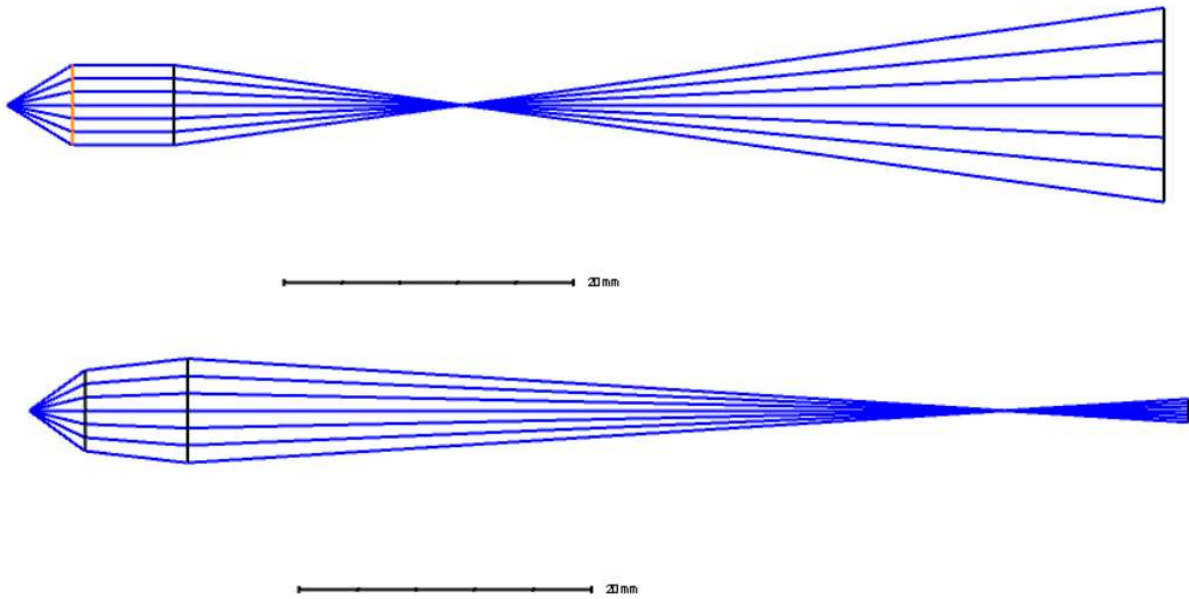


Fig. 4-38 : Tracés de rayons réalisés par le logiciel ZEMAX avec l'hypothèse des lentilles minces sur l'axe lent pour une source à 4.51mm de la lentille de collimation (en haut) et à 3.8mm (en bas).

Cette première validation effectuée, la simulation avec lentilles réelles est lancée sur les axes lent et rapide dans le cas optimal (laser à 3.8mm de la lentille de collimation). Les rayons obtenus sont visualisés sur la figure ci-dessous

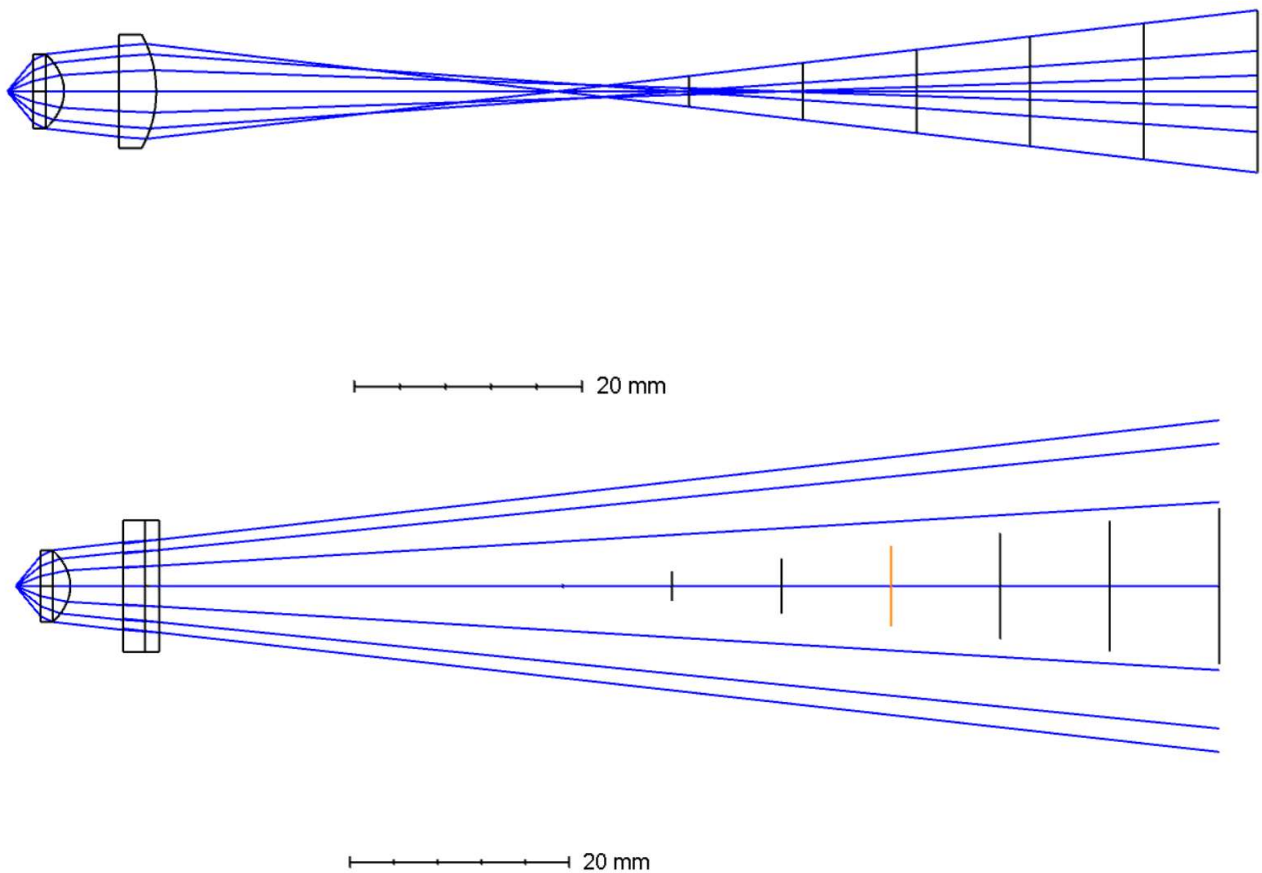


Fig. 4-39 : Tracés de rayons réalisés par le logiciel ZEMAX avec les paramètres des lentilles réelles sur l'axe lent (avec une divergence du laser de 9° (en haut) et sur l'axe rapide avec une divergence du laser de 22° (en bas)).

Ces simulations ont été réalisées avec des facteurs M^2 de 1 à 1.2 ce qui couvre la gamme généralement observée (le facteur M^2 qui traduit le fait que le faisceau n'est pas strictement Gaussien est défini au §3.3.9.2). La détermination de ce facteur est délicate et nécessite des équipements auxquels nous n'avons pas accès. Néanmoins, l'effet de cette variable n'influe que faiblement sur la largeur du waist.

Sur l'axe lent, l'analyse précise du waist montre que sa position est décalée de 4mm pour la simulation avec les lentilles réelles comparée aux simulations avec les lentilles minces (Fig. 4-40). Cet écart est jugé important car il est du même ordre de grandeur que la dimension de l'injecteur. Il convient donc de le compenser.

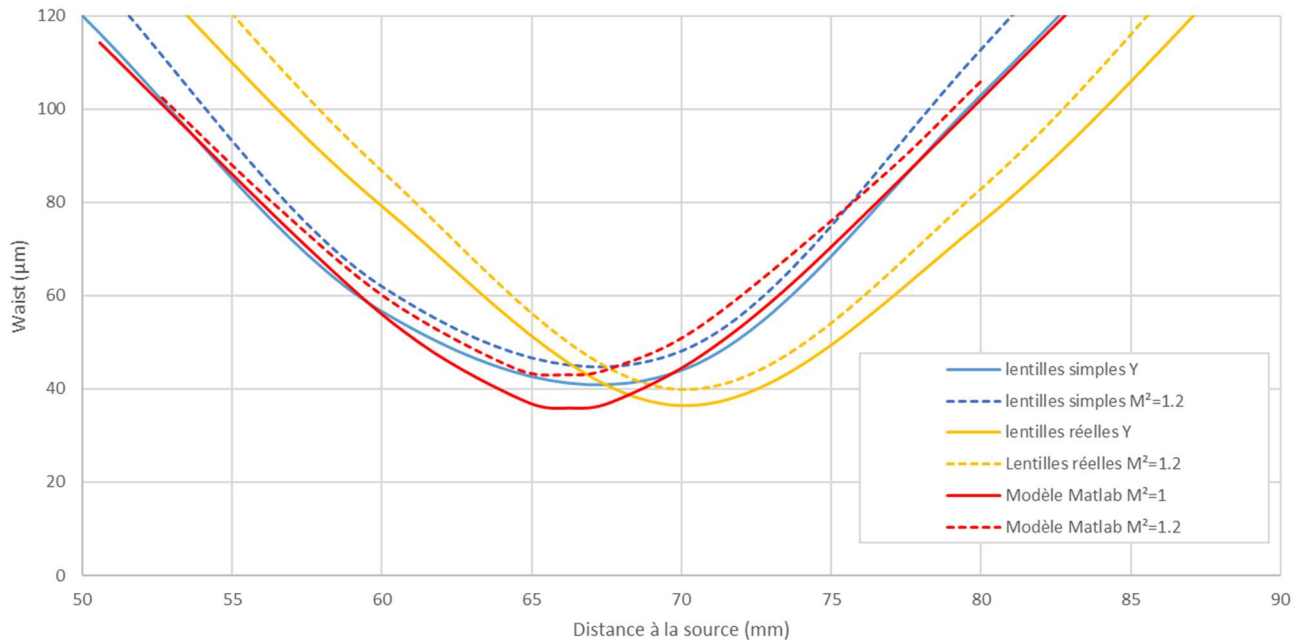


Fig. 4-40 : Comparaison des résultats des simulations ZEMAX et Matlab. En jaune, le modèle ZEMAX avec lentilles réelles, en bleu le modèle ZEMAX avec lentilles minces et en rouge le modèle Matlab avec lentilles minces.

Ceci est possible en décalant légèrement dans le modèle Matlab les lentilles minces de collimation et de focalisation respectivement de 3.8mm à 3.75mm et de 7mm à 8mm. Cette correction effectuée, les résultats obtenus par ZEMAX sont comparables à ceux du modèle Matlab (Fig. 4-41).

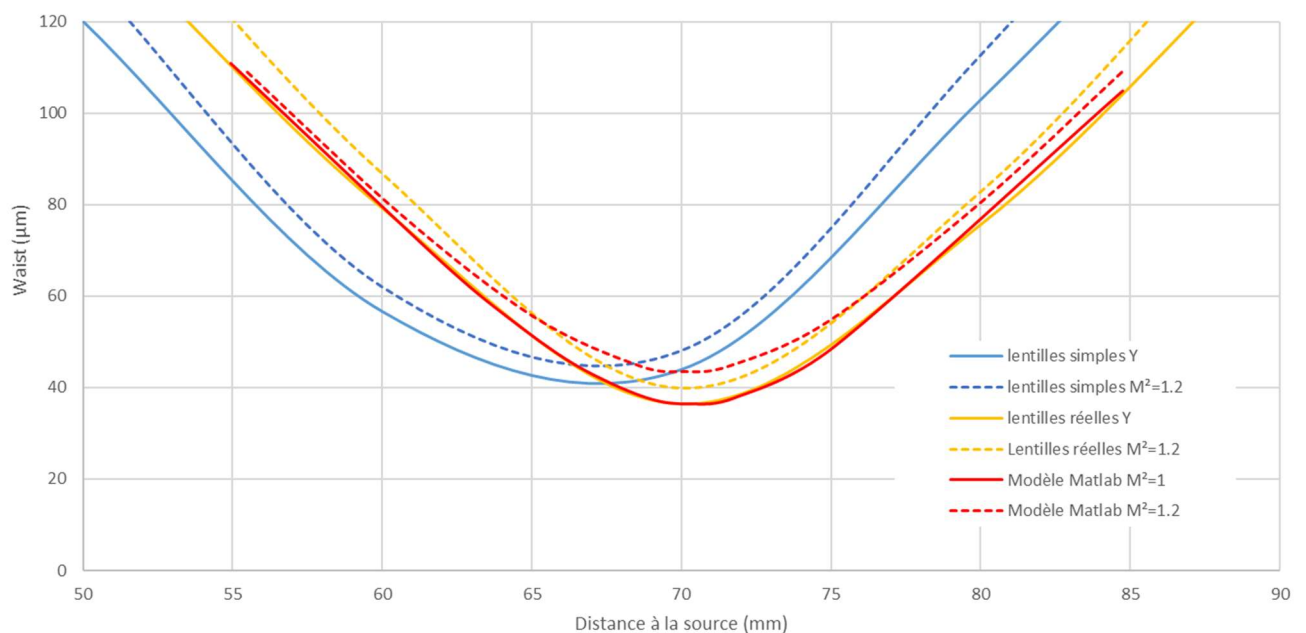


Fig. 4-41 : Recalage du modèle Matlab en rouge pour être en cohérence avec le modèle ZEMAX avec lentilles réelles.

Ainsi, il est montré avec cette étude comparative que le modèle Matlab peut permettre de décrire assez précisément la propagation des rayons à l'aide de la théorie des faisceaux Gaussiens et l'hypothèse des lentilles minces. Cet outil peut donc être utilisé de manière itérative dans la phase d'étude des différentes versions du LOAC et de LONSCAPE tout en gardant à l'esprit qu'une correction doit être effectuée par comparaison avec un logiciel de ray-tracing avant de finaliser le dimensionnement du système optique.

4.4.1.4. ETUDE DE SENSIBILITE

A ce stade de l'étude, il est intéressant d'étudier l'effet sur le faisceau des éventuelles déformations mécaniques et thermoélastiques qui pourraient affecter ces dioptries et leur dispositif de montage. En effet, la position et la taille du waist sont sensibles à la distance entre la diode laser et la lentille de collimation. Cette distance peut être ajustée puisque la lentille est montée sur une bride filetée M9x0.5. La lentille cylindrique, de par sa forme rectangulaire, est par contre nécessairement solidaire du corps de l'instrument.

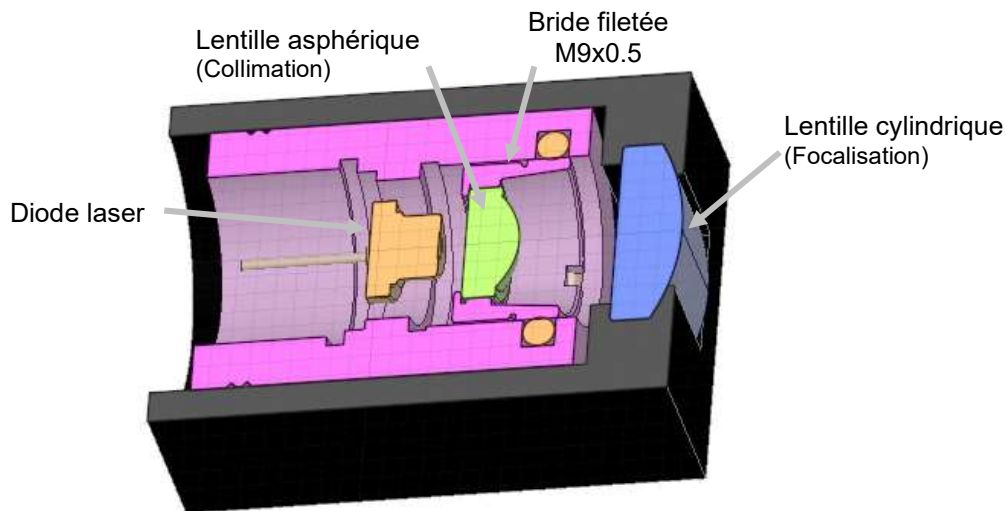


Fig. 4-42 : Montage des lentilles au niveau du bloc laser.

En réalisant plusieurs simulations successives en modifiant légèrement la position respective des lentilles de collimation et de focalisation il est possible d'estimer la sensibilité de la position du waist.

Le Tab. 4-8 montre que la position du waist est très sensible à la position de la lentille de collimation. Cependant la finesse du filetage de la bride de la lentille de collimation (0.5mm pour 1 tour) permet d'envisager un réglage manuel de la position du waist avec une précision meilleure qu'un millimètre ce qui reste acceptable. Pour avoir une précision comparable sur la position du waist, la lentille cylindrique de focalisation doit être positionnée avec une tolérance meilleure que 5/10^{ème} ce qui peut être atteint facilement avec les moyens d'usinage classiques.

Distance / Position				Sensibilité
Source laser				
► Lentille de collimation	3.7mm	3.8mm	3.9mm	132mm/mm
Waist	82.35mm	66.254mm	55.9mm	
Lentille de collimation				
► Lentille focalisation	6.9mm	7mm	7.1mm	-1.75mm/mm
Waist	66.4mm	66.254mm	66.049mm	

Tab. 4-8 : Sensibilité de la position du waist en fonction des distances entre lentilles.

Fort de ces résultats, il peut être intéressant d'étudier grossièrement ce que pourrait induire un gradient thermique élevé sur ces éléments. En assimilant ces assemblages à des entretoises entre lentilles on peut évaluer l'évolution de la position du waist pour des températures variant entre -60°C et +60°C

Pour des entretoises en aluminium (coefficient de dilatation $23.10^{-6} \text{ K}^{-1}$) la Fig. 4-43 représente l'évolution de la position et de la taille du waist

Température	0°	-60°C	60°C
Entretoise 1	3.8mm	3.7948mm	3.8052mm
Entretoise 2	7mm	6.9903mm	7.0097mm
Position du waist	66.254mm	66.938mm	65.587mm
Waist	71.96 μm	72.8 μm	71 μm

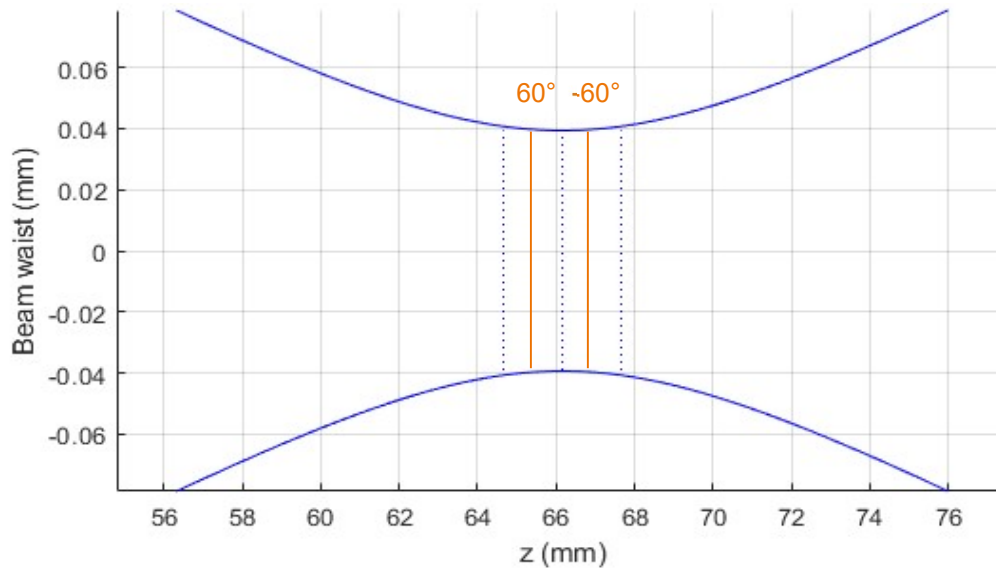


Fig. 4-43 : Evolution de la position du waist en fonction de la température.

On observe que la dérive reste acceptable dans ce cas d'autant qu'une telle excursion de température n'est pas courante même dans un satellite ou une sonde planétaire.

Globalement cette étude grossière montre que la sensibilité du système optique envisagé pour le LOAC V3.0 reste maîtrisable compte tenu de l'environnement rencontré et de la technologie disponible.

4.4.2. CHOIX DES PHOTODIODES

Dans le cas du LOAC V2.0, le choix des photodiodes s'est porté sur deux modèles FDS100 de Thorlabs et S1223-01 d'Hamamatsu (§4.3.3.1).

Le modèle FDS100 possède une « capacité parasite » élevée (100 pF) mais son boîtier peut être porté à la masse pour assurer une meilleure immunité vis-à-vis des perturbations électromagnétiques. C'est important dans le cas de la version 2.0 car le flux diffracté plus faible impose des gains sur les chaînes d'amplification importants qui rendent celles-ci plus sensibles aux perturbations de ce type. A l'inverse, comme le temps de transit des aérosols dans le faisceau est plus faible, la bande passante de l'amplificateur transimpédance est réduite et l'effet de la capacité de la photodiode sur sa stabilité est moindre.

Les modèle S1223-01 n'a pas l'avantage de disposer d'un boîtier permettant une mise à la masse puisque celui-ci est relié à la cathode de photodiode et que nous polarisons celle-ci en inverse. Cependant nous verrons au §4.4.4 que la focalisation du faisceau augmente d'un ordre de grandeur le flux diffracté. Les efforts pour augmenter l'angle de capture de cette lumière à l'aide d'une lentille sur la voie de comptage augmentent également ce flux au bénéfice d'une diminution du gain de la chaîne d'amplification et de sa susceptibilité aux perturbations électromagnétiques. Néanmoins, la diminution du temps de passage des aérosols devant le faisceau implique une plus grande bande passante qui incite à privilégier une photodiode présentant une faible capacité ici d'environ 50pF.

Compte tenu de ces éléments, l'utilisation du modèle S1223-01 pour la version 3.0 du LOAC semble plus pertinente.

4.4.3. ARRANGEMENT DES ELEMENTS AUTOUR DE LA CHAMBRE

Fort de l'étude conduite dans les précédents paragraphes, il est possible de proposer un arrangement pour les différents éléments du LOAC V3.0. Le dessin de la chambre doit répondre à différentes contraintes.

4.4.3.1. ELEMENTS OPTIQUES

Pour maximiser le flux lumineux reçu par les photodiodes, il est nécessaire d'augmenter l'angle de capture sur les deux voies,

- D'une part la voie de comptage autour de 13° dont l'angle de capture sur le LOAC V1.x et V2.0 n'est que de 3.9° .
- D'autre part sur la voie de typologie autour de 60° qui doit recevoir un flux similaire à la voie de comptage afin de pouvoir, pour chaque particule détectée sur la voie de comptage, faire une mesure sur la voie de topologie. La diffusion étant moindre autour de l'angle moyen de la voie de typologie (60°), il convient d'avoir un angle de capture sur cette voie plus important.

L'augmentation de l'angle de capture en rapprochant la photodiode de la zone d'interaction (Fig. 4-1) n'est dans ce cas pas possible car on augmente dans la même mesure le champ de vue et, à ces faibles angles, il intersecte rapidement le faisceau laser. Il a été toutefois montré au § 4.2 que la présence d'une lentille en amont de la photodiode permet d'augmenter considérablement l'angle de capture en conservant un champ de vue raisonnable. Il est ainsi possible de gagner un ordre de grandeur sur l'angle de capture de la voie de comptage autour de 13° (valeur suggérée au §3.1.1.1). La configuration la meilleure dans ce cas est celle de la Fig. 4-5 où la photodiode est placée à 2 fois la focale de la lentille.

Le calcul de l'angle et de l'ouverture optimale de la voie de typologie peut donc être extrait des Fig. 3-8 et Fig. 3-9 et nous donne respectivement 63° et 30° . Ce résultat rend difficile l'utilisation d'une lentille conventionnelle plan sphérique comme sur la voie de comptage car l'ouverture numérique de celle-ci serait importante et risquerait d'entraîner des aberrations optiques. Une lentille de collimation asphérique pourrait être utilisée mais comme cette photodiode est très désaxée du faisceau laser, avoir un champ de vue plus important sur cette voie ne pose pas de problème particulier. Il est donc possible d'éviter l'utilisation d'une lentille en rapprochant simplement la photodiode de la zone d'interaction faisceau-particules.

Cette approche est présentée sur la figure ci-dessous avec les valeurs angulaires optimales.

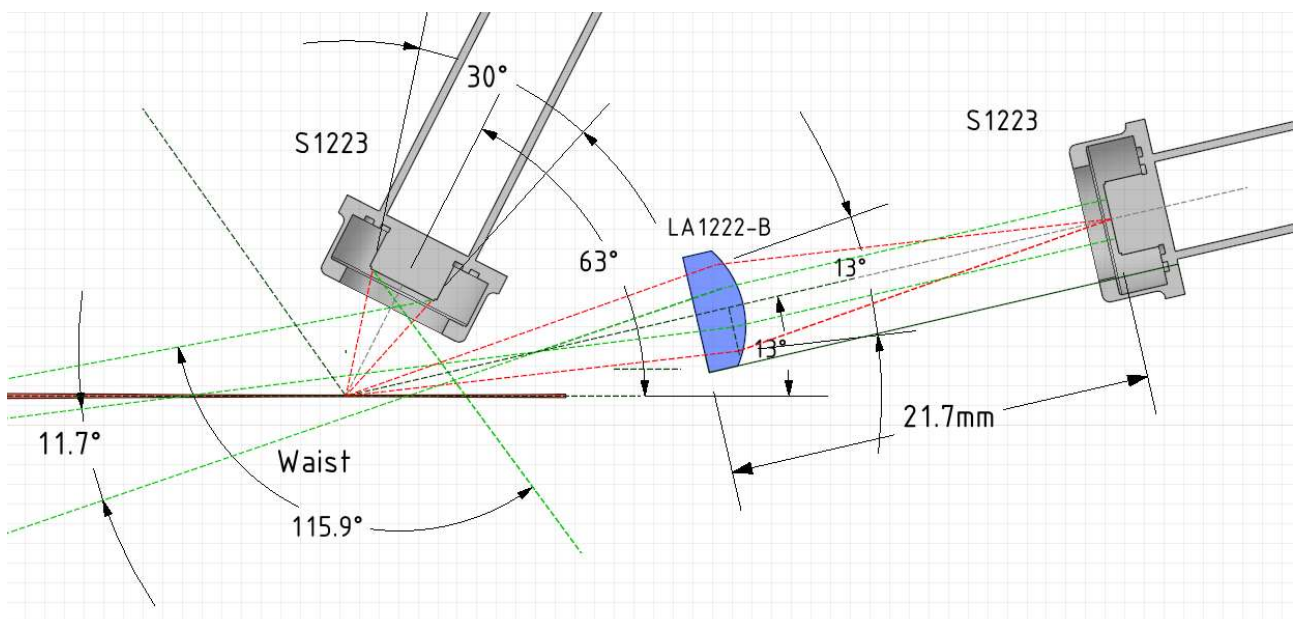


Fig. 4-44 : Arrangement optimal des photodiodes dans le LOAC V3.0.

La particularité du LOAC V3.0 est la forme du faisceau laser au niveau de la zone d'interaction avec les particules. En effet, celui-ci est très mince ($\sim 0.2\text{mm}$) au niveau du waist alors qu'il conserve une dimension proche de celle du LOAC V2.0 dans la direction orthogonale (3mm). Ainsi, le maintien d'une injection des

aérosols perpendiculaire au plan laser – photodiode aurait pour conséquence qu’une partie de la lumière directe du laser impacterait la photodiode de comptage (13°) comme le montre la Fig. 4-45 .

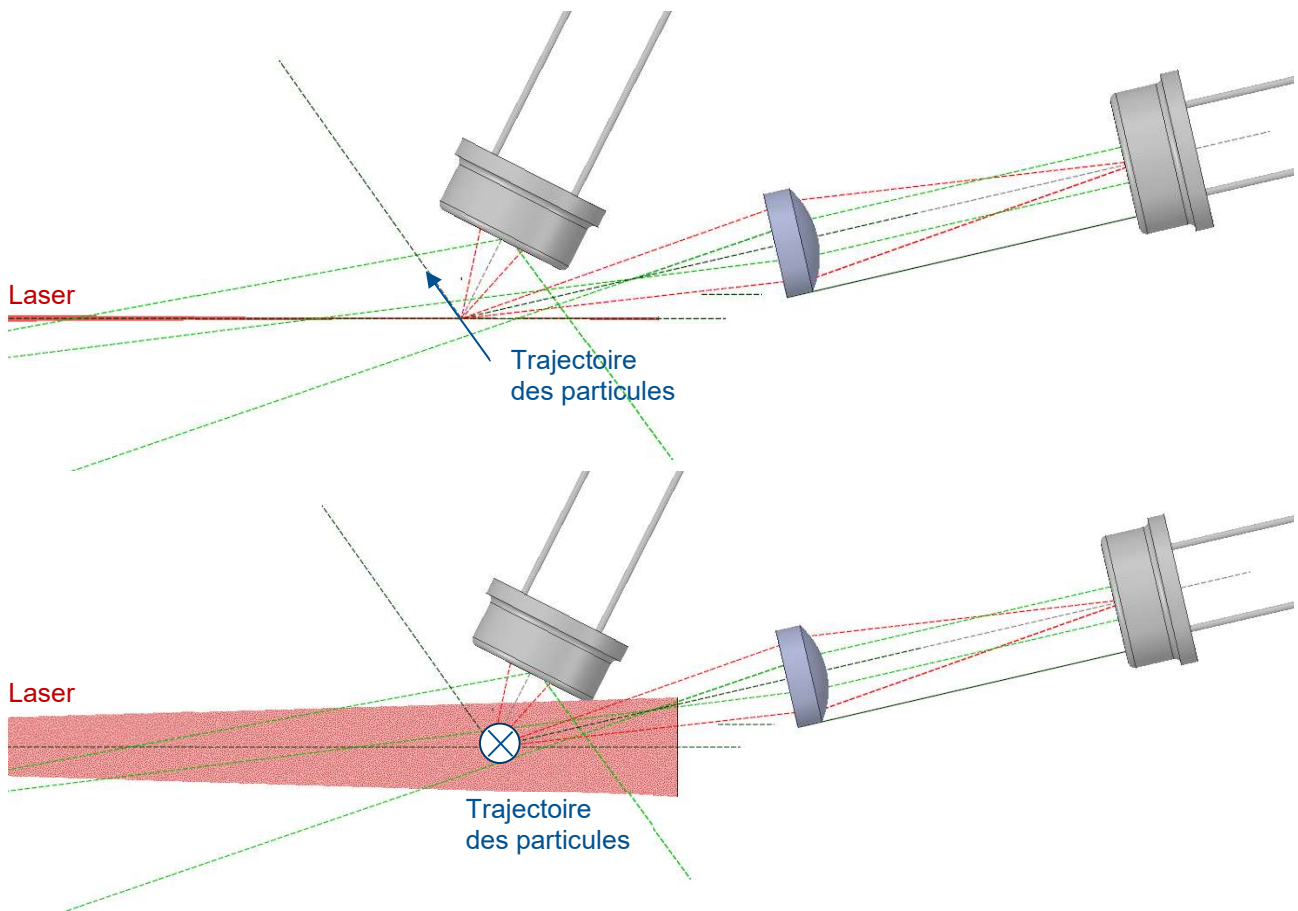


Fig. 4-45 : Eclairage par le faisceau laser de la zone d'injection des aérosols. A noter que ceux-ci doivent impérativement traverser le faisceau selon sa plus petite épaisseur pour améliorer les capacités de comptage. Sur la figure a), en haut, les aérosols sont injectés dans le plan photodiode-laser ; sur la figure b), en bas, ils sont injectés perpendiculairement comme sur les LOAC V1.x et V2.0. Le faisceau est dans ce cas dans le champ de vue de la photodiode à 13° .

L'arrangement des éléments optiques qui forment le faisceau ainsi que la position du waist décrit au § 4.4.1 conduisent à placer la diode laser, la lentille de collimation et la lentille cylindrique comme précisé sur la Fig. 4-46 afin de former un waist aux dimensions adéquates ($0.1\text{mm} \times 3\text{mm}$) à environ 69 mm de la source.

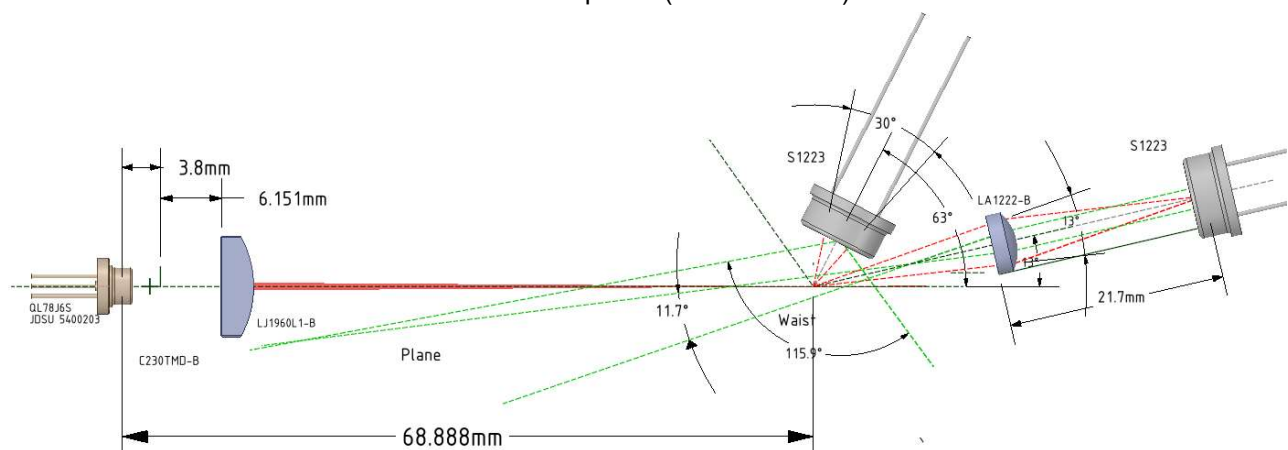


Fig. 4-46 : Arrangement de l'ensemble des composants optiques du LOAC V3.0

On remarque à ce stade que les champs de vue des photodiodes (délimités par les traits en pointillés vert sur la Fig. 4-46) excluent bien la source laser, ce qui est un prérequis. Le point le plus critique ici est le dessin du piège à lumière dont la forme générale sera reprise de la version 1x et 2.0. On note toutefois qu'une telle forme n'est pas facilement réalisable en mécanique traditionnelle en raison de l'impossibilité d'introduire l'outillage au fond du piège. Ceci nous oblige à envisager la réalisation de la chambre en impression additive ou de

rapporter cette pièce. Si ces techniques sont particulièrement maîtrisées et peu coûteuses avec les matériaux plastiques, l'impression de pièces métalliques en aluminium ou en titane, plus adaptées au spatial, reste aujourd'hui plus délicate. Les progrès sont toutefois constants dans ce domaine : des solutions existent et seront discutées au § 4.4.4.2.2.

Dans l'immédiat, le piège à lumière présente une forme qui permet, par réflexions successives et conformément à la loi de Snell-Descartes, de dévier le faisceau pour le précipiter au fond du piège qui ne se trouve pas dans le champ de vue des deux photodiodes. La méthode classique consiste à diriger le faisceau vers un cône comme ce fut le cas sur les premières versions du LOAC. Une amélioration de ce principe présentée en Fig. 4-47 est utilisée depuis les versions 1.4 et consiste à dévier le faisceau lumineux dans une direction perpendiculaire à l'axe initial de propagation pour limiter encore la lumière parasite dans la chambre. Pour améliorer ce dispositif on pourra déposer sur sa surface un traitement absorbant afin d'atténuer encore plus le signal à chaque réflexion en veillant toutefois à ne pas rendre la lumière trop diffuse.

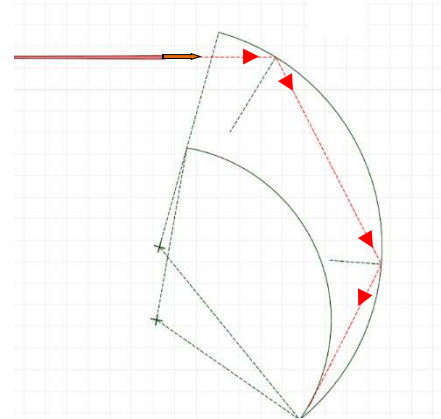


Fig. 4-47 : Principe du piège à lumière utilisé dans le LOAC V3.0

Pierre Etcheto, expert opticien au CNES, spécialiste de la lumière parasite, a été consulté concernant la solution retenue. Il précise que pour rendre plus simple la réalisation de ce piège, il serait astucieux d'en faire une pièce rapportée. Ceci faciliterait la dépose locale de traitements réfléchissants ou absorbants sur les parois du dispositif.

Les sociétés CILAS et REOSC ont notamment mis au point un traitement métal-diélectrique sur surface plane (Grezes-Besset et al., 2015) qui, optimisé sur une bande de fréquence étroite, peut présenter des niveaux de réflexion extrêmement faibles de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} .

Une alternative pourrait être également un trajet coudé exploitant un miroir absorbant ou à 45° renvoyant la lumière du laser vers un noir mat basique (peinture ou anodisation) ou un super noir (Acktar, Vantablack, ...). Le Vantablack, par exemple, mis au point en 2012 par Surrey Nanosystems, est une matière faite de nanotubes de carbone agencés verticalement et serrés les uns contre les autres comme les arbres d'une forêt. Déposé à la surface d'un objet, il lui confère une couleur noire très profonde avec un coefficient d'absorption de 99,965%.

Parmi les recommandations pour limiter la lumière parasite dans la chambre, il faut également prévoir un traitement noir ou, au moins, un état de surface diffusant, autour de la zone où le laser diffracte sur les particules. Ceci doit éviter que la diffusion dans les directions de mesure soit perturbée par la diffusion dans d'autres directions, renvoyée par des surfaces faisant miroir. Il faut noter toutefois qu'à la fois le matériau utilisé jusqu'à la version 1.3 (Delrin™ noir) et celui retenu à partir de la chambre V1.4 (résine photosensible noir mat type SLA de chez FORMLABS) donnent satisfaction avec des capacités de diffusion toutefois différentes.

Sur ces bases, il est possible de proposer l'aménagement global suivant (Fig. 4-48). Il convient de considérer sur ce schéma que la forme externe de l'instrument n'est pas particulièrement travaillée car les interfaces externes dépendront de la structure qui accueillera plus tard cette chambre, du type de mission, et du vecteur utilisé (planeur, ballon, atterrisseur, ...).

La logique qui doit guider la forme interne de la chambre repose sur différents critères. On doit éviter autant que faire se peut les points lumineux, c'est-à-dire les arêtes vives dans la trajectoire du faisceau et dans le champ de vue des photodiodes. Il convient donc d'arrondir tous les angles avec des rayons de courbure supérieur à 0.2mm. Le point le plus critique reste la nécessaire arête entre l'entrée du piège à lumière et le canon de la photodiode de comptage (Fig. 4-48 : ❶). L'arrondi est ici de 0.2mm mais on remarquera que cette arête ne se trouve pas dans le champ de vue, ni de la photodiode de topologie ❷, ni dans celui de la photodiode de comptage ❸ ce qui n'est pas le cas dans les versions antérieures du LOAC (V1.x à V2.0 comprise). Cette amélioration est due à la présence conjuguée de la lentille LA 1222-B ❹, de l'entretoise noire ❺ et du cache ❻ entre cet élément et la photodiode qui réduisent le champ de vue de cette dernière.

La section des canons optiques (laser et photodiodes) est carrée avec des arrondis conséquents aux coins de 1.5mm de rayon ❷. Cette forme est préférée à la forme circulaire car, à encombrement équivalent, elle éloigne un peu plus les parois du faisceau. Le gain de cette modification introduite également à partir de la version 1.4 reste modeste en termes de lumière parasite mais la partie sensible des photodiodes étant carrée ❸, elle maximise toutefois le flux reçu.

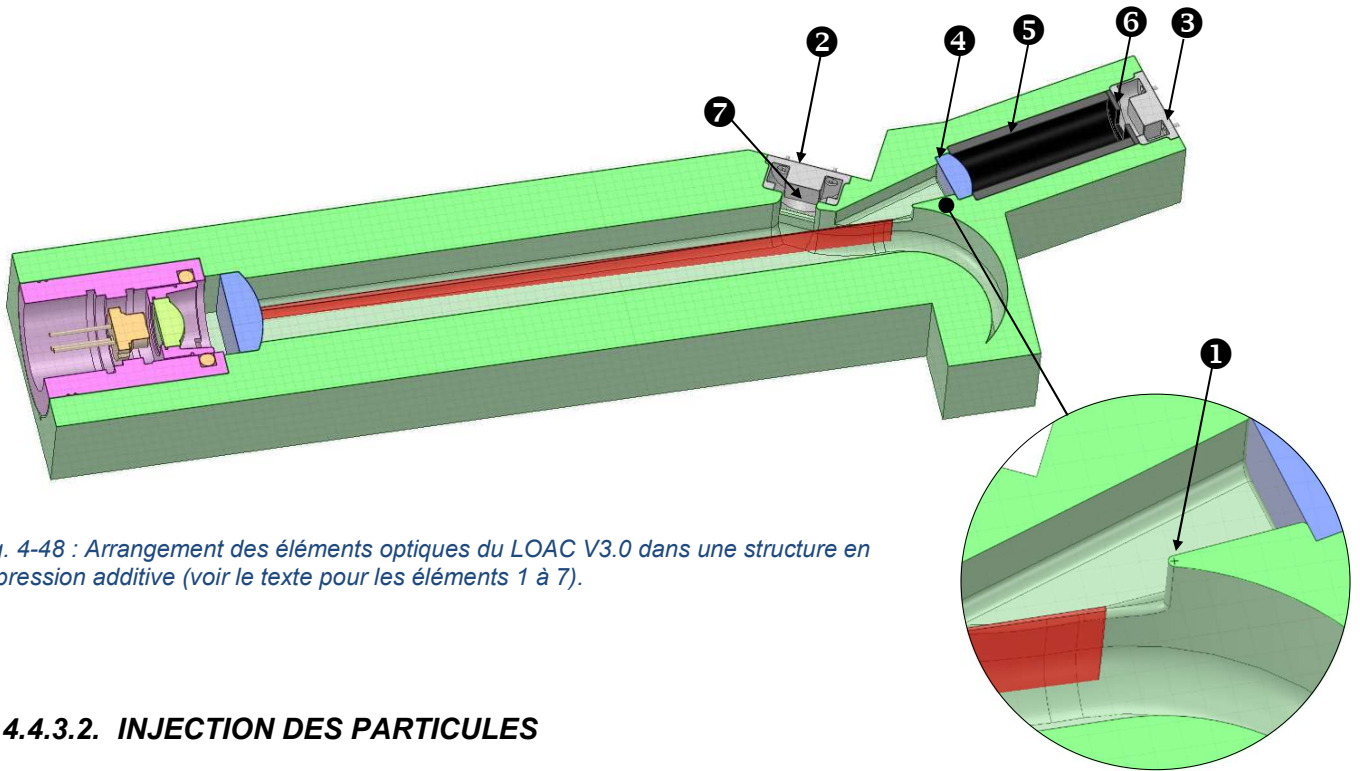


Fig. 4-48 : Arrangement des éléments optiques du LOAC V3.0 dans une structure en impression additive (voir le texte pour les éléments 1 à 7).

4.4.3.2. INJECTION DES PARTICULES

Le dernier élément de design concerne l'injection des aérosols dans la chambre. La rotation du plan d'injection rendue nécessaire par la forme très elliptique du faisceau implique d'introduire les particules au niveau du waist. La proximité de la photodiode de typologie implique une injection des aérosols légèrement oblique. Cette contrainte imposée par la géométrie de la chambre n'aura que peu d'incidence sur l'interaction entre les particules et le faisceau. Un angle minimal d'injection de 125° est requis et c'est l'orifice d'aspiration qui est positionné du côté de la photodiode de typologie pour laisser une plus grande latitude sur la géométrie de l'injecteur. Celui-ci est naturellement situé sur la face opposée dans un fut en retrait pour éviter de présenter des arêtes saillantes dans la trajectoire du faisceau.

Cette rotation nécessaire du plan d'injection a suscité des interrogations au sein du laboratoire notamment sur la trajectoire des aérosols. Des réponses rassurantes ont pu être apportées par l'étude CFD conduite avec le support de R-Tech qui montre même que les aérosols sont moins déviés en sortie de chambre que sur les versions actuelles (Fig. 4-49).

L'autre dispositif important est l'injecteur. Jusqu'à la version 1.3 celui-ci était de forme oblongue (Fig. 2-26) avec un orifice d'environ 2×4 mm et a été rendu circulaire (4mm de diamètre) sur la version 1.5 pour les raisons évoquées au § 2.2.2.4. Or, la manière dont se répartissent les aérosols lorsqu'ils interagissent avec le faisceau lumineux joue de manière importante sur la précision de l'instrument. En effet, si le faisceau laser dans la direction de propagation est assez homogène dans le waist, il reste à profil Gaussien dans le plan perpendiculaire. L'atténuation de cet effet est possible en étalant spatialement le faisceau mais au prix d'une plus grande consommation électrique de l'instrument (voir §4.4.1.2). Ce compromis effectué, le faisceau de particules reste étalé : certaines d'entre elles vont traverser le faisceau en son centre et d'autres sur sa périphérie, là où le flux incident ne représente que 80% de sa valeur maximum. La lumière diffractée va être diminuée du même facteur et l'erreur sur la taille de la particule va être augmentée d'autant (jusqu'à 20%).

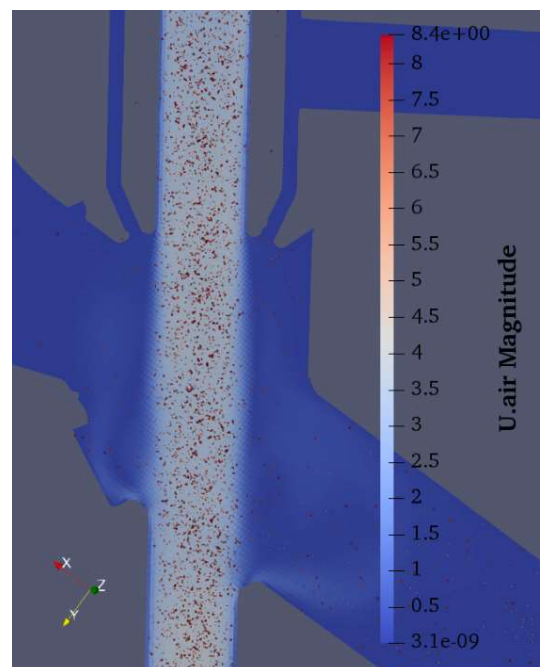


Fig. 4-49 : Trajectoire des particules dans la chambre du LOAC V3.0 (vitesse en m/s).

Le concept présenté ici consiste à focaliser le faisceau de particules à l'aide d'un flux de gaz propre concentrique. Pour se faire, il pourrait être proposé de nettoyer de toutes particules l'air aspiré par la pompe et de le réinjecter de manière concentrique autour de l'injecteur. Ce principe s'inspire des lentilles aérodynamiques qui sont notamment déjà utilisées dans l'industrie dans le but de caractériser les aérosols nanométriques ou micrométriques par spectrométrie de masse à temps de vol (Williams, 2013). L'ajout d'un tel dispositif nécessite toutefois une étude à part entière.

L'étude détaillée d'un injecteur sort du cadre de cette thèse mais, profitant de l'étude CFD réalisée pour connaître l'impact de la rotation du plan d'injection des aérosols, il a été possible de montrer que la technique du double flux peut grandement aider à concentrer les particules au centre du jet (Fig. 4-50). Il a même été remarqué que ce dispositif focalisait les plus petites particules ($<2\mu\text{m}$) dans les conditions stratosphériques ce qu'aucun autre injecteur ne permet.

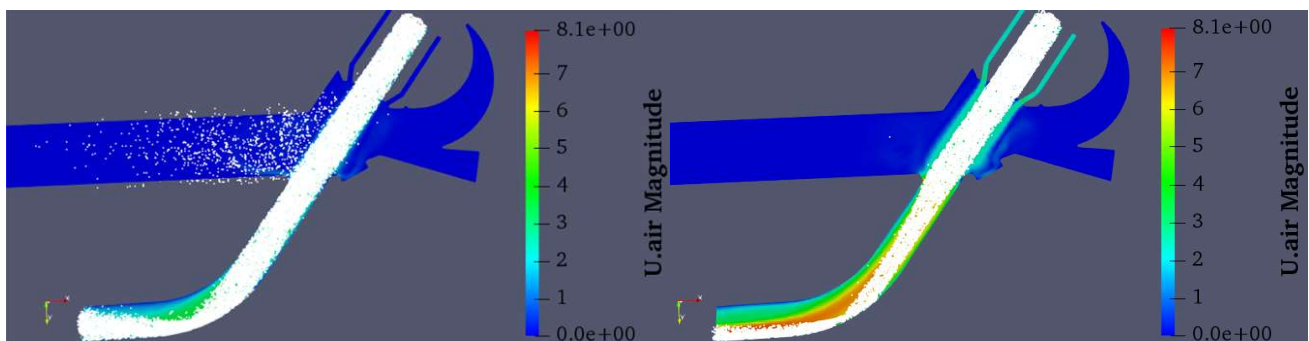


Fig. 4-50 : Dispersion d'aérosols de tailles comprises entre $10\mu\text{m}$ et $25\mu\text{m}$ dans la chambre d'un LOAC V3.0 sans (à gauche) et avec (à droite) un injecteur double flux. La pompe aspire vers le bas.

Finalement l'ensemble de ces considérations et études nous permet de proposer la chambre de la Fig. 4-51 qui reprend tous les concepts et éléments dimensionnels précédemment évoqués. Il s'agit du modèle V3.0 répondant aux objectifs fixés dans le cadre de cette thèse.

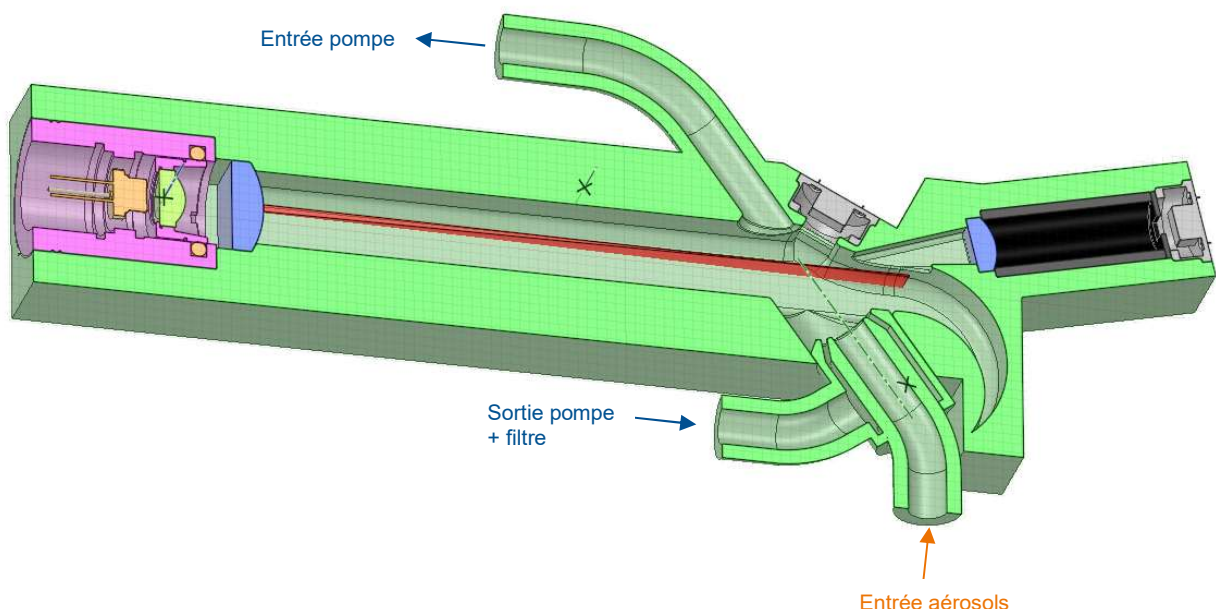


Fig. 4-51 : Chambre complète avec injecteur double flux proposée comme version 3.0 du LOAC.

4.4.4. DIMENSIONNEMENT DE LA CHAÎNE DE DETECTION

Le dimensionnement de la chaîne de détection du LOAC V3.0 diffère du LOAC V2.0 sur deux points principaux :

1. Le faisceau étant plus étroit au niveau de la zone d'injection des aérosols dans la chambre, l'impulsion vue par les photodiodes est beaucoup plus courte ce qui nécessite une chaîne d'amplification et de numérisation plus rapide.
2. La densité de puissance lumineuse plus élevée au niveau de cette même zone ainsi que l'augmentation des angles de capture des photodiodes permettent l'utilisation d'un amplificateur transimpédance de gain plus faible toutes choses égales par ailleurs.

4.4.4.1. GAIN DE LA CHAÎNE DE DETECTION

Au §3.1.1.2 il a été montré que pour mesurer un flux du même ordre de grandeur sur les deux photodiodes il fallait un angle de capture environ trois fois plus important sur la voie de typologie que sur la voie frontale de comptage, bien que ce rapport varie en fonction de l'indice des particules. L'aménagement des éléments du LOAC V3.0 conduit à un angle de capture 13° sur la voie de comptage et de 30° sur la voie de typologie ce qui respecte globalement ce critère. Le calcul du gain de détection est donc réalisé sur la voie de comptage et pourra être extrapolé sur la voie de typologie avec la possibilité d'un ajustement si nécessaire. A ce stade, il n'est pas nécessaire d'être extrêmement précis car des incertitudes subsistent notamment sur la largeur réelle du waist qui pourra être atteinte dans la pratique.

A partir de la démarche décrite au §3.1.1.1, il est possible de déterminer la puissance lumineuse reçue par la photodiode de comptage à partir des paramètres dimensionnels du LOAC V3.0.

Le flux lumineux observé est près de trois ordres de grandeurs supérieur au calcul obtenu pour la version 2.0 ce qui traduit l'effet des modifications apportées (Fig. 4-52).

Si l'on considère vouloir détecter les particules sur la même plage de taille que pour le LOAC V2.0, ceci nécessite un facteur de conversion de chaîne de $18 \text{ k}\Omega$ toujours donné par la relation :

$$G_T = \frac{A_{CAN}}{S_{ph} \cdot \Phi_{max}}$$

Avec A_{CAN} , la dynamique du convertisseur estimée à 3V, S_{ph} la sensibilité de la photodiode S1223-01 à 780nm (0.53 A/W) et Φ_{max} la valeur de puissance lumineuse calculée pour des particules de $50 \mu\text{m}$ ($3.1 \cdot 10^{-4} \text{ W}$).

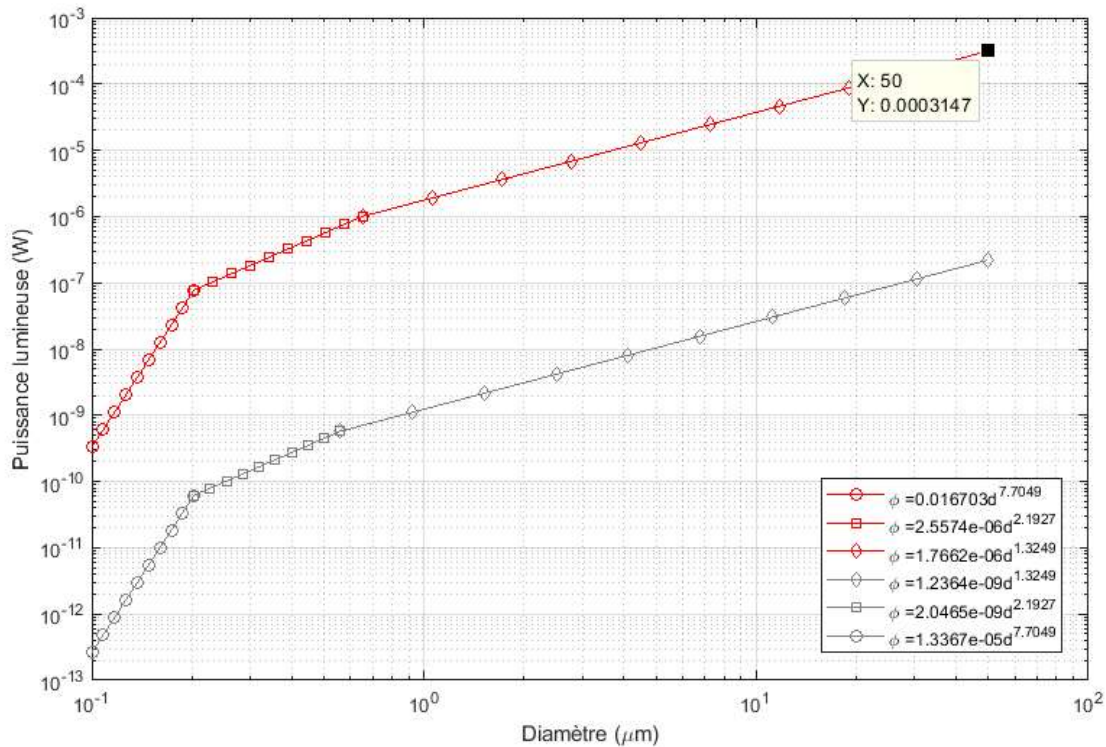


Fig. 4-52 : Puissance lumineuse sur la voie frontale du LOACV3.0 (ouverture 6.5° à 19.5°) pour un laser de 27mW@780nm à 20mm de la zone d'interaction aérosol-faisceau définie par un ellipsoïde de $3 \times 0.1 \text{ mm}^2$ et un rendement surfacique de 0.6 (courbe rouge). En comparaison, la réponse du LOAC V2.0 calculée au §3.4.3.2 (en gris).

Cette valeur de gain est beaucoup plus faible que celle du LOAC V2.0 (27 MΩ) qui avait nécessité l'utilisation de deux étages d'amplification. On pourra dans ce cas se contenter d'un unique étage.

Cela dit, un des objectifs du LOAC V3.0 est d'être en mesure de détecter des particules de plus petites tailles que sa version antérieure. Ainsi, compte tenu du flux plus important reçu par les photodiodes pour une taille de particule donnée, il va être possible en conservant un gain élevé d'explorer un domaine de taille plus important. Dans ce cas, la limite de détection en taille des aérosols n'est plus déterminée par le bruit de l'électronique mais par la dynamique des convertisseurs.

Si la dynamique raisonnable de 4000 suggérée au § 3.1.1.1 est adoptée et que le bruit propre de la chaîne peut être contenu dans des plages comparables à celle du LOAC V2.0 alors le LOAC V3.0 pourrait potentiellement détecter des particules jusqu'à $0.1 \mu\text{m}$ avec deux gains commutables. Il serait ainsi envisageable d'avoir une gamme couvrant des tailles de $0.1 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$ et une gamme pour les particules de $0.2 \mu\text{m}$ à $50 \mu\text{m}$ (Fig. 4-53). L'utilisation d'un amplificateur logarithmique pourrait également permettre d'atteindre cet objectif sans commutation de gain mais au prix d'une complexité et d'une sensibilité thermique accrue.

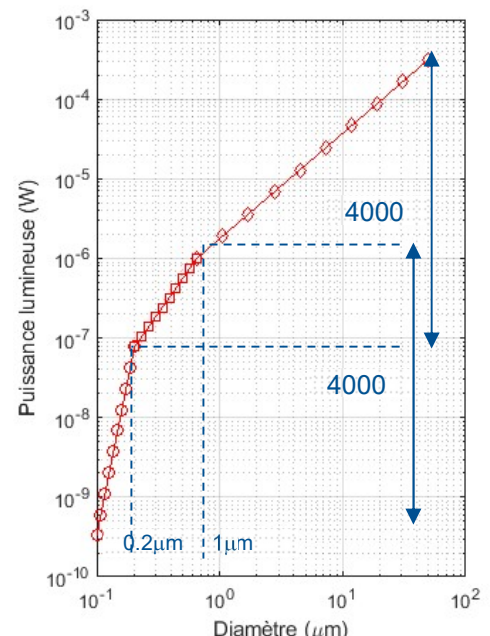


Fig. 4-53 : Plage de mesure du LOAC V3.0.

Enfin, le dimensionnement proposé ici se base sur le maintien d'une puissance laser de 27mW. Il est aussi possible pour des raisons de consommation ou de sécurité optique de diminuer cette valeur et d'augmenter le gain de chaîne. Le LOAC V3.0 doit être adapté en fonction de la mission qu'il devra effectuer, il existe de multiples compromis possibles pour répondre à un besoin donné.

4.4.4.2. BANDE PASSANTE ET BRUIT DE L'AMPLIFICATEUR TRANSIMPEDANCE

En considérant la possibilité d'avoir deux gains possibles commutables (Fig. 4-54) et compte tenu des études génériques proposées au §3.4 sur l'amplificateur transimpédance, il est possible de proposer les valeurs de gain suivantes (Tab. 4-9).

Diamètre des aérosols	Gain 1 0.2 à 50 μm	Gain 2 0.1 à 1 μm
Valeur max de la puissance diffractée	3.1.10 ⁻⁴ W	1.5.10 ⁻⁶ W
Dynamique	3V	3V
Sensibilité photodiode	0.53A/W	0.53A/W
Gain (G_T)	18 k Ω	3.7 M Ω

Tab. 4-9 : Gains de l'amplificateur transimpédance du LOAC V3.0

Comme nous l'avons vu précédemment, ce gain G_T est aussi la valeur de la résistance R_f de contre-réaction de l'ampli transimpédance (§3.4.3.2)

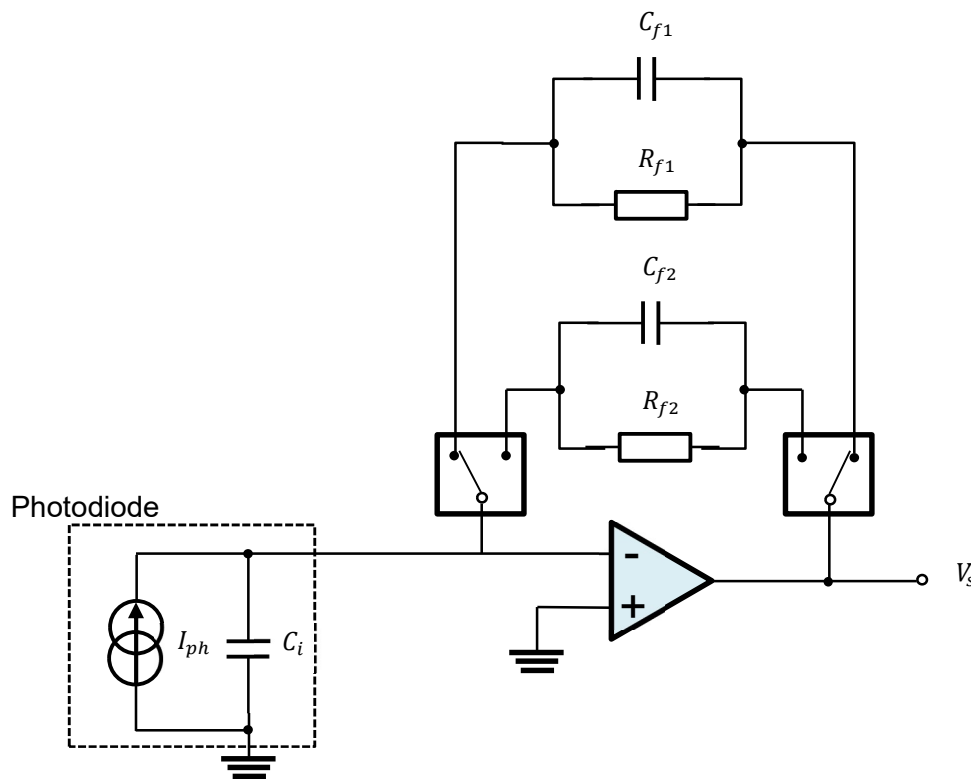


Fig. 4-54 : Schéma synoptique de l'amplificateur transimpédance à gain commutable du LOAC V3.0

La valeur de la capacité de contre-réaction C_f détermine quant à elle la bande passante de l'amplificateur et sa stabilité tenant compte également de la capacité parasite C_i de la photodiode. Or, compte tenu de la réduction d'un ordre de grandeur de la largeur du waist et donc du temps de transit des aérosols, l'impulsion générée par les photodiodes possède un spectre dix fois plus étendu en fréquence. Toutes choses égales par ailleurs, et par extrapolation des résultats de la figure Fig. 4-14, il peut être estimé qu'une bande passante autour de 60kHz conviendra. A ce stade de l'étude, il est toutefois difficile d'être très précis dans la mesure où cette valeur dépend directement de la largeur du waist (dont la valeur théorique doit être vérifiée sur une maquette) et du débit de pompage qui peut être amené à évoluer en fonction de la mission. L'important toutefois reste de donner des ordres de grandeurs afin de prévoir des marges suffisantes pour garantir la stabilité de l'amplificateur et estimer son bruit.

A l'aide du code Matlab™ développé pour optimiser la stabilité et le bruit de cet étage, il est possible par itérations successives de proposer des valeurs pour C_{f1} et C_{f2} comme décrit ci-après.

4.4.4.2.1. Stabilité et bruit pour la détection des aérosols de 0.2 à 50 μm

L'optimisation de la capacité de contre réaction C_{f1} conduit à proposer une valeur de 150pF. Dans ce cas (Fig. 4-55), la stabilité est assurée avec une marge de phase très importante puisqu'elle tend vers 90° à la fréquence f_i .

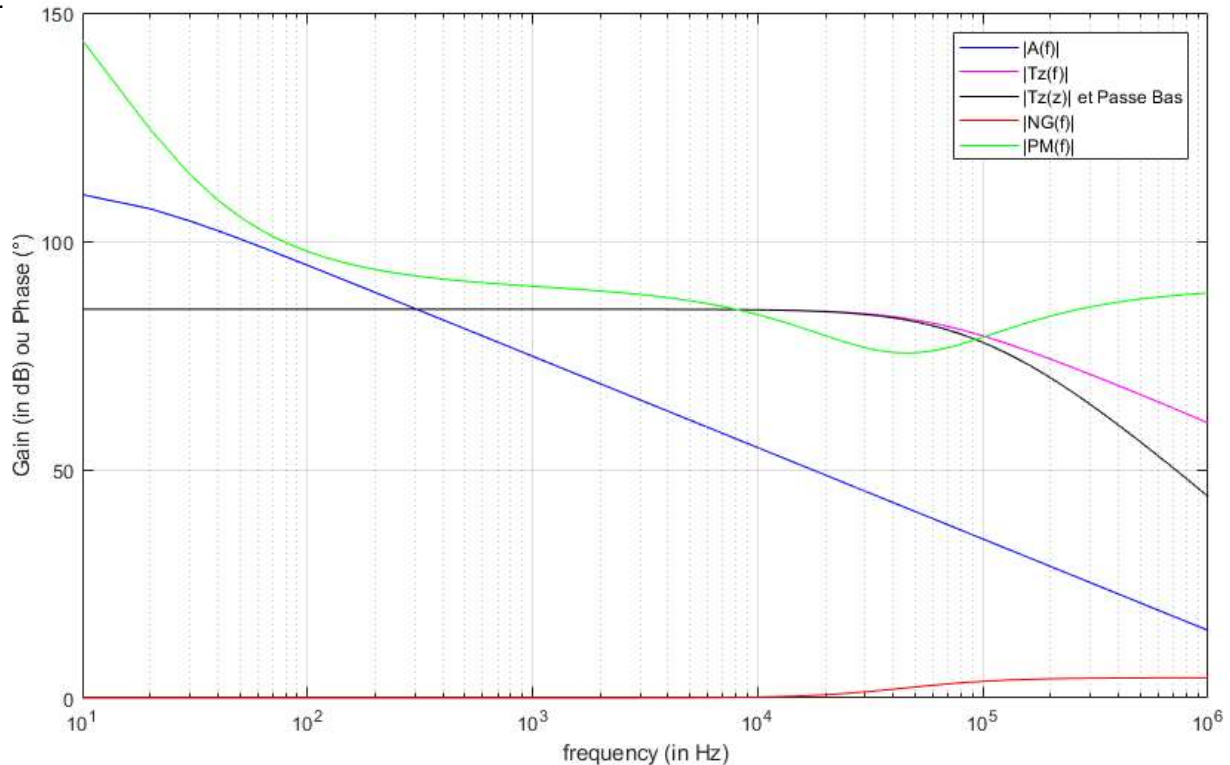


Fig. 4-55 : Fonction de transfert $|Tz(f)|$ et courbes pour estimer le critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01 pour une capacité de contre réaction de 150pF. Le filtre passe-bas aval est constitué d'une cellule RC de 1k Ω et 1nF.

Le bruit total (Fig. 4-56) est dominé par le bruit en tension de l'amplificateur et peut être réduit par un filtre passe bas en aval. Il reste néanmoins faible en comparaison du bruit de quantification des CAN (§3.4.3.5) ce qui permet d'espérer d'excellentes performances pour cet étage.

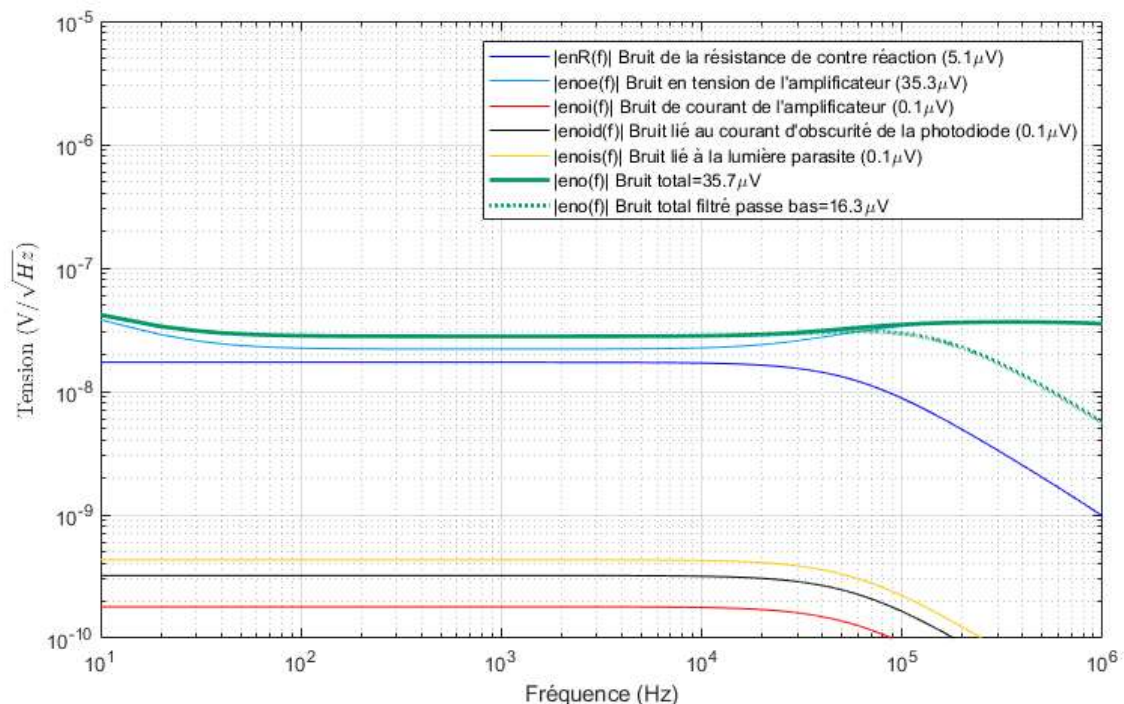


Fig. 4-56 : Bruit total et contributeurs de l'amplificateur transimpédance du LOAC V3.0 (gain 1).

4.4.4.2.2. Stabilité et bruit pour la détection des aérosols de 0.1 à 1 μ m

La valeur de capacité de contre réaction optimale C_{f2} nécessaire pour garantir la bande passante souhaitée de 60kHz est inférieure au picofarad ce qui, dans la pratique, ne peut être implémenté. Comme pour le LOAC V2.0, un étage d'amplification supplémentaire permet de diminuer le gain de l'amplificateur transimpédance. En appliquant une diminution arbitraire du gain d'un facteur 10, la capacité de contre réaction nécessaire est augmentée d'autant et un optimal est trouvé pour $C_{f2} = 8.2\text{pF}$. La marge de phase est alors de 83° ce qui est très confortable pour la stabilité de l'amplificateur (Fig. 4-57).

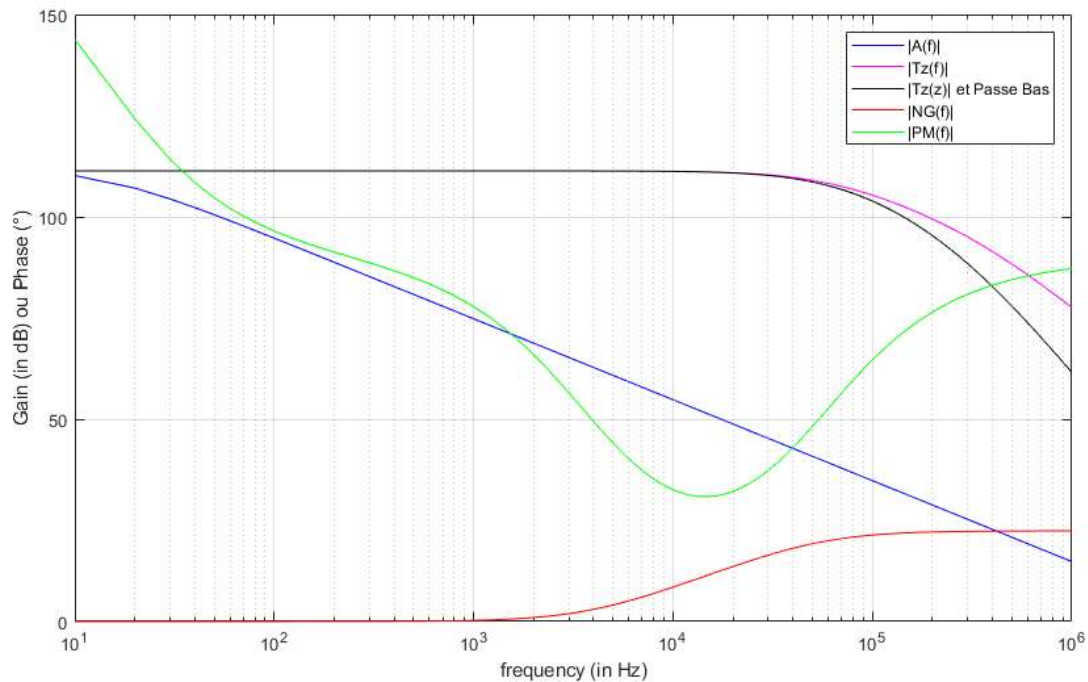


Fig. 4-57 : Fonction de transfert $|Tz(f)|$ et courbes pour estimer le critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01 pour une capacité de contre réaction de 8.2pF. Le filtre passe-bas aval est constitué d'une cellule RC de 1k Ω et 1nF.

Le bruit dans cette configuration est toutefois plus élevé, dominé par la remontée caractéristique en haute fréquence de ce type de montage (Fig. 4-58). La cellule passe-bas de sortie ne peut filtrer cet excédent sans diminuer la bande passante de l'ensemble. Cette valeur autour de 100 μ V reste toutefois acceptable dans la mesure où elle est du même ordre de grandeurs que celle constatée sur le LOAC V2.0.

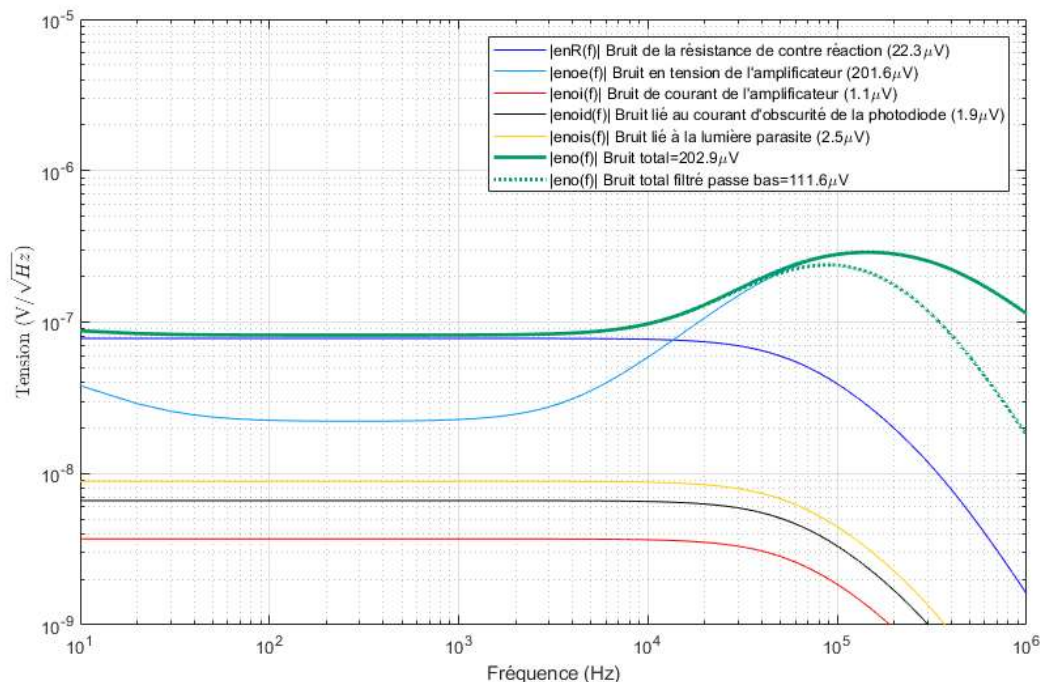


Fig. 4-58 : Fig. 4-59 : Contributeurs et bruit total de l'amplificateur transimpédance du LOAC V3.0 (gain 2).

4.4.5. ELEMENTS POUR LA REALISATION DE LA CHAMBRE

La réalisation d'un prototype du LOAC V3.0 sort du cadre de cette étude. Cependant, cet instrument ayant pour objectif d'être déployé dans des environnements planétaires, une étude mécanique de faisabilité a été conduite sur la base de la chambre V2.0 afin d'identifier les matériaux, les technologies et la démarche à mettre en œuvre pour réaliser une chambre adaptée à ces futurs besoins.

Cette étude, confiée à l'industriel Atelier Images et financée par le programme R&T du CNES, s'est appuyée sur la collaboration initiée au cours de cette thèse avec le JPL. Ce laboratoire prestigieux de la NASA a exprimé son intérêt pour l'instrument LOAC en complément du spectromètre de masse qu'ils développent dans la perspective d'une exploration de l'atmosphère Vénusienne (Cutts et al., 2018) [45].

Vénus est un excellent cas d'école car l'environnement y est extrêmement sévère pour les équipements qui explorent son atmosphère. Jusqu'à présent les chambres du LOAC ont été fabriquées en matériaux polymère. Il n'est pas exclu que cette approche perdure sur les prochaines versions car de nombreux progrès ont été réalisés ces dernières années dans ce domaine et des nouveaux matériaux comme le Windform XT 2.0 commencent à être utilisés sur des satellites [150]. Néanmoins, les solutions traditionnelles basées sur l'utilisation de matériaux métalliques légers comme l'aluminium ou le Titane restent intéressantes. Le problème majeur du LOAC est que sa chambre est extrêmement complexe voire impossible à réaliser en usinage traditionnel notamment à cause de son piège à lumière. L'impression additive métal semble, à ce stade, particulièrement prometteuse et c'est vers ces solutions que l'étude conduite par Atelier Image s'est orientée. Il a toutefois été nécessaire de reprendre le design externe de la chambre afin de limiter les fortes disparités d'épaisseur qui pouvaient conduire à des déformations de la pièce à l'impression et/ou durant le post traitement (recuit de relaxation).

Un autre aspect particulièrement dimensionnant est l'étanchéité de l'instrument. En effet, le couplage au spectromètre de masse du JPL (Madzunkov et Nikolic 2014, [46]) exige une tenue à l'ultra vide du LOAC qu'il n'est pas en mesure d'assurer actuellement. De plus, l'utilisation du LOAC sur une sonde planétaire justifie d'en étudier une version étanche dans la mesure où il est probable que ces sondes d'exploration soient pressurisées comme ce fut le cas de Cassini par exemple.

Ces contraintes nous ont amenées à étudier la faisabilité d'une chambre métallique étanche au vide. Le niveau d'étanchéité requis pour l'application du JPL est de $1.33 \cdot 10^{-8}$ mbar pour un volume interne du LOAC de 7 cm^3 . Il faut donc fermer la chambre et placer des « hublots étanches » devant les composants optoélectroniques (diode laser et photodiodes) et limiter, autant que faire se peut, les phénomènes de dégazage et de désorption.

Ce dernier critère impose l'utilisation du Titane plus facile à étuver que l'aluminium et compatible de la pose de lamelles en saphir par brasage à l'argent dans un four sous vide partiel à 800°C . Le détail de cette opération ainsi que le nom des sociétés maîtrisant ce procédé est donné dans le rapport d'étude d'Atelier Images [151].

Les fenêtres en saphir candidates présentent une épaisseur de 2mm devant le laser et 1mm devant les photodiodes avec une transmittance à la longueur qui nous intéresse ($\sim 1 \mu\text{m}$) de 85%. Leur pose exige un ré-usinage des portées, la rugosité des surfaces liée à l'impression du corps de la chambre étant trop importante.

L'étape suivante consistera à réaliser cette chambre prototype sur la base des solutions techniques proposées. Pas moins de 10 étapes sont aujourd'hui identifiées et font intervenir plusieurs sociétés. Le coût unitaire d'une chambre s'en ressent puisqu'il s'élève à plusieurs dizaines de milliers d'euros mais cette approche semble nécessaire pour atteindre les performances nécessaires à l'utilisation du LOAC en combinaison avec ce spectromètre.

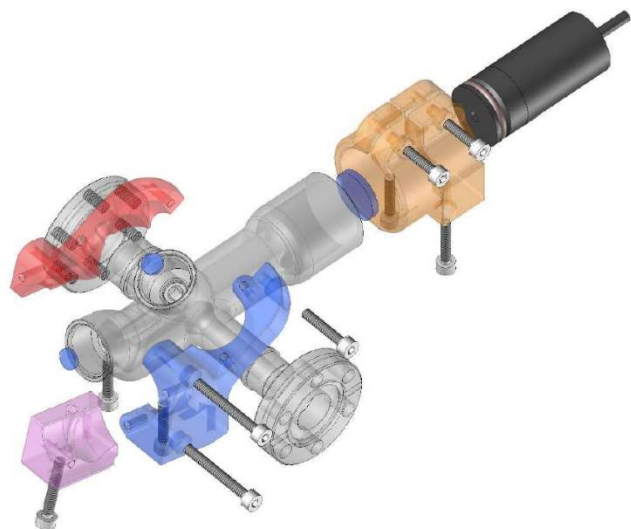


Fig. 4-60 : Eclaté du modèle d'ingénierie permettant de tester la faisabilité de la réalisation d'une chambre LOAC étanche et compatible d'environnements planétaires sévères (source : Atelier Images).

4.5. DISCUSSIONS SUR LONSCAPE

Le LONSCAPE pour Light Optical Nephelometer Sizer and Counter for Aerosols in Planetary Environments est une extrapolation du LOAC-S (V3.0) à plusieurs angles alliant la possibilité d'un comptage individuel des particules offerte par un OPC et la multitude d'angles d'observation d'un néphélomètre (Renard et al., 2020 [23]).

Cet instrument se destine à l'exploration planétaire à l'horizon 2030 avec l'objectif de récupérer à la fois les concentrations et les fonctions de phase des aérosols atmosphériques sur 20 classes de taille allant de 0,2 à 50 μm . Conceptuellement, LONSCAPE reprend le principe du LOAC avec un nombre plus important de canaux afin de mieux caractériser la composition des gouttelettes présentes dans l'atmosphère des géantes glacées en particulier.

A ce jour, il est proposé de travailler sur 11 angles régulièrement espacés de 15° à partir d'un canal de comptage disposé à 10° et dédié au comptage (diffusion frontale). En effet, l'augmentation du nombre d'angles de mesure est requise pour une meilleure discrimination de la composition des gouttelettes et des particules de glace dans l'atmosphère des géantes glacées.

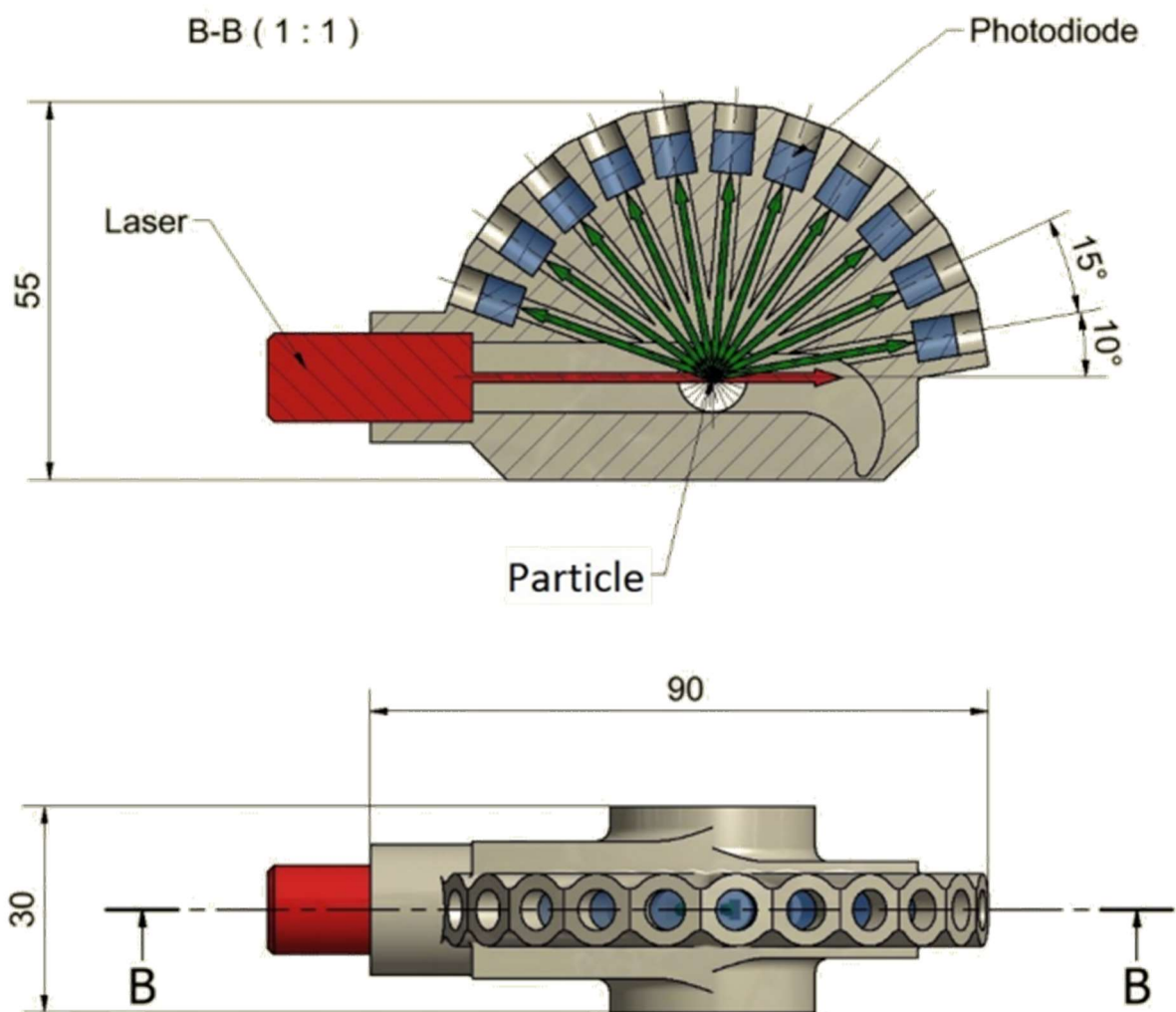


Fig. 4-61 : Schéma de principe du LONSCAPE (source LPC2E [23])

Cette première architecture inspirée des LOAC V1.x (Fig. 4-61) utilise des canons sans optique ce qui réduit l'angle de capture à 6° pour chaque canal. Si cette valeur peut être acceptable pour mesurer la diffusion frontale, il sera plus difficile d'extraire le signal du bruit sur les canaux adjacents recevant moins de flux comme il a été montré au §Fig. 3-13.1. Aussi, les techniques proposées dans le cadre du dimensionnement du LOAC V3.0 pourraient être judicieusement utilisés. En particulier, l'usage de lentilles sur chaque canal à deux fois leur focale permettrait d'améliorer le rapport signal sur bruit de la mesure en augmentant l'angle de capture

jusqu'à 12°. Le choix de photodiodes plus petites que le modèle S1223 deviendrait également possible réduisant d'autant la taille de l'instrument. En jouant sur les gains de chaque chaîne, il serait possible de compenser la diminution du flux sur les canaux obliques pour garantir une impulsion exploitable sur chaque canal.

Au niveau du laser, les concepts de régulation de la puissance optique développés dans ce mémoire pour les LOAC V2.0 et 3.0 sont applicables. Néanmoins, il semble dans ce cas indispensable d'introduire les aérosols dans le plan orthogonal à celui des photodiodes à l'instar des LOAC V1.x et V2.0 pour des raisons d'encombrement. Cette configuration ne permet malheureusement pas de focaliser le faisceau comme sur la version 3.0 du LOAC sans éblouir les photodiodes frontales. On peut toutefois imaginer une focalisation dans les deux axes pour augmenter la densité du flux au niveau de la zone d'interaction avec les aérosols. Ceci est simple à réaliser mais exige par ailleurs une meilleure focalisation des aérosols que l'injecteur double flux pourrait permettre.

La Fig. 4-62 donne à titre indicatif la réponse d'un LONSCAPE focalisant les aérosols sur un volume de $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$ avec 11 angles de mesure et un angle de capture de 12° pour chaque canal (l'angle d'ouverture maximal théorique pour 11 angles répartis entre 10 à 160° est de l'ordre de 13.6°). La voie frontale autour de 10° reçoit 16 fois plus de flux que la voie oblique autour de 145°, ce qui peut être compensé par son amplificateur transimpédance. Une version sans lentille présenterait quant à elle des performances ne permettant pas la détection individuelle des particules submicroniques.

Il est donc recommandé d'implémenter sur LONSCAPE les nouvelles fonctionnalités développées pour les LOAC V2.0 et V3.0. A noter enfin que la consommation de ce nouvel instrument résultera d'un compromis entre le nombre de voies et la vitesse d'échantillonnage des photodiodes sur chacune des voies et donc de la densité en particules du milieu étudié.

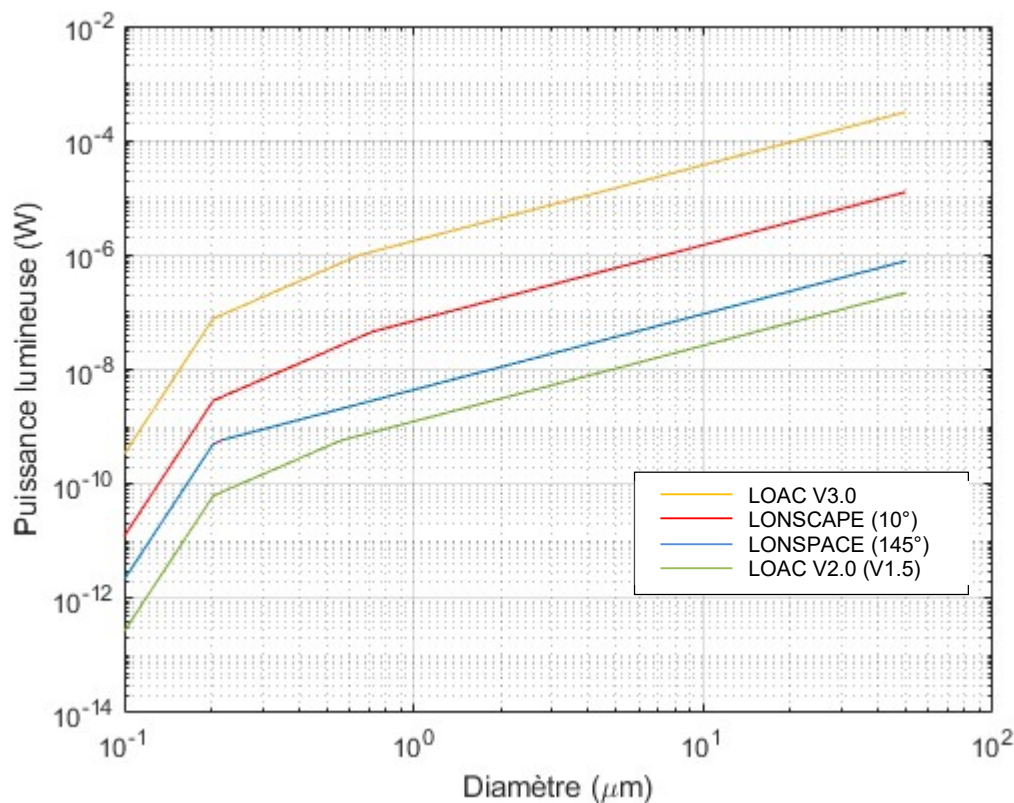


Fig. 4-62 : Réponse d'un LONSCAPE exploitant les améliorations du LOAC V3.0 en comparaison des LOAC V3.0 et V2.0 (ou V1.5).

5. Traitement des données

L'objet de ce chapitre est de détailler comment les impulsions issues des photodiodes sont traitées par le calculateur aval. Le signal de chaque canal de mesure est tout d'abord numérisé et alimente un algorithme au sein du calculateur qui mesure l'amplitude des impulsions et peuple un histogramme des tailles. Après une durée de mesure de l'ordre d'une dizaine de secondes, ce spectre est exporté et constitue la donnée scientifique à exploiter. Les différents canaux produisent tous ce même type d'information et il n'y a aucune interaction ou échange de données entre les canaux au niveau de l'instrument.

Le spectre de la voie frontale est directement exploitable et donne l'information de granulométrie (nombre de particules par gamme de taille) alors que le spectre de la voie oblique nécessite un post traitement pour obtenir une information sur la nature des particules (Renard et al., 2016 [3]).

Au-delà de la qualité intrinsèque de l'électronique de détection, la performance de l'algorithme de traitement de chacune des voies de mesure détermine la sensibilité de l'instrument, autrement dit sa capacité à détecter et mesurer la taille des particules les plus petites.

Le principe et les performances de détection des LOAC V1.x ont été présentés au §2.2.3.1. Dans les paragraphes suivants, l'alternative proposée pour les LOAC V2.0 et V3.0 sera quant à elle détaillée.

5.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT ET ALGORITHME DES LOAC V2.0 ET V3.0

La recherche d'une plus grande performance dans la détection des particules de petites tailles nous conduit à abandonner l'algorithme implanté sur les LOAC V1.x au profit d'une nouvelle méthode permettant de mieux extraire les petites impulsions dans le bruit (Verdier et al., 2020) [152].

L'idée reste toutefois de développer un code nécessitant le minimum de ressources en termes de calcul. En effet, l'algorithme doit détecter et mesurer l'amplitude des impulsions sur toutes les voies et la perspective d'un LONSCAPE à 11 angles nous invite à la modération pour éviter d'avoir un choisir un calculateur trop puissant et donc consommant.

5.1.1. DETECTION DES PARTICULES

En traitement du signal, il est d'usage d'utiliser des méthodes de corrélation lorsqu'il s'agit d'extraire un signal du bruit. L'examen des impulsions en sortie des photodiodes d'un LOAC V1.1 (Fig. 3-15a) et l'étude théorique proposée au §3.2.2.2 montrent que les impulsions à extraire du bruit possèdent approximativement la même durée lorsque leur vitesse est constante au moment de l'interaction avec le laser. Ainsi, si on norme ces signaux, ils se superposent parfaitement et une « impulsion type » peut être définie comme un motif de référence (Fig. 3-15b).

Grâce à cette propriété, il est possible de développer un algorithme basé sur la reconnaissance de ce motif particulier dans le signal.

Dans ce but, l'algorithme va balayer le signal issu de la photodiode avec une fenêtre glissante d'indice k dont la largeur n en termes d'échantillons est égale à celle du motif de référence. Ensuite, il va normer le signal pour le comparer au motif de référence (Fig. 5-1). Cette comparaison peut être réalisée de différentes façons, la méthode classique consistant à calculer un coefficient d'intercorrélation r_k selon la formule de Bravais-Pearson :

$$r_k = \frac{1}{n-1} \frac{\sum_{i=k}^{k+n} (x_i - \bar{x}_k)(xr_i - \bar{xr}_k)}{Sx_k Sxr_k}$$

Avec x et xr les n échantillons respectifs du signal et du motif de référence, $\bar{x}$ et $\bar{xr}$ leur moyenne et Sx et Sxr leur écart type défini par :

$$S_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}} \quad S_{xr} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (xr_i - \bar{xr}_k)^2}{n-1}}$$

La valeur du coefficient de corrélation est toujours comprise entre -1 et +1 la valeur 0 correspondant à un minimum de ressemblance. L'obtention de ce coefficient nécessite néanmoins de nombreuses sommations, différences et surtout le calcul de racines carrées consommatrice en temps de calcul.

Tout en restant dans le même esprit, il est plutôt proposé un calcul de ressemblance basé sur une simple différence quadratique.

$$S_k = 1 - \frac{\sum_{i=k}^{i=k+n} (xr_i - x_i)^2}{\sum_{i=k}^{i=k+n} (xr_i)^2}$$

Dans ce cas, une parfaite ressemblance est obtenue toujours pour une valeur S_k de 1 mais la valeur des plus faibles corrélations n'est pas bornée. Cette caractéristique n'est toutefois pas gênante car seuls les résultats proches de l'unité nous intéressent.

En effet, en appliquant ce calcul à l'ensemble des échantillons, une courbe dite « de corrélation » est obtenue et toutes les valeurs proches de l'unité révèlent la présence d'une particule (Fig. 5-1).

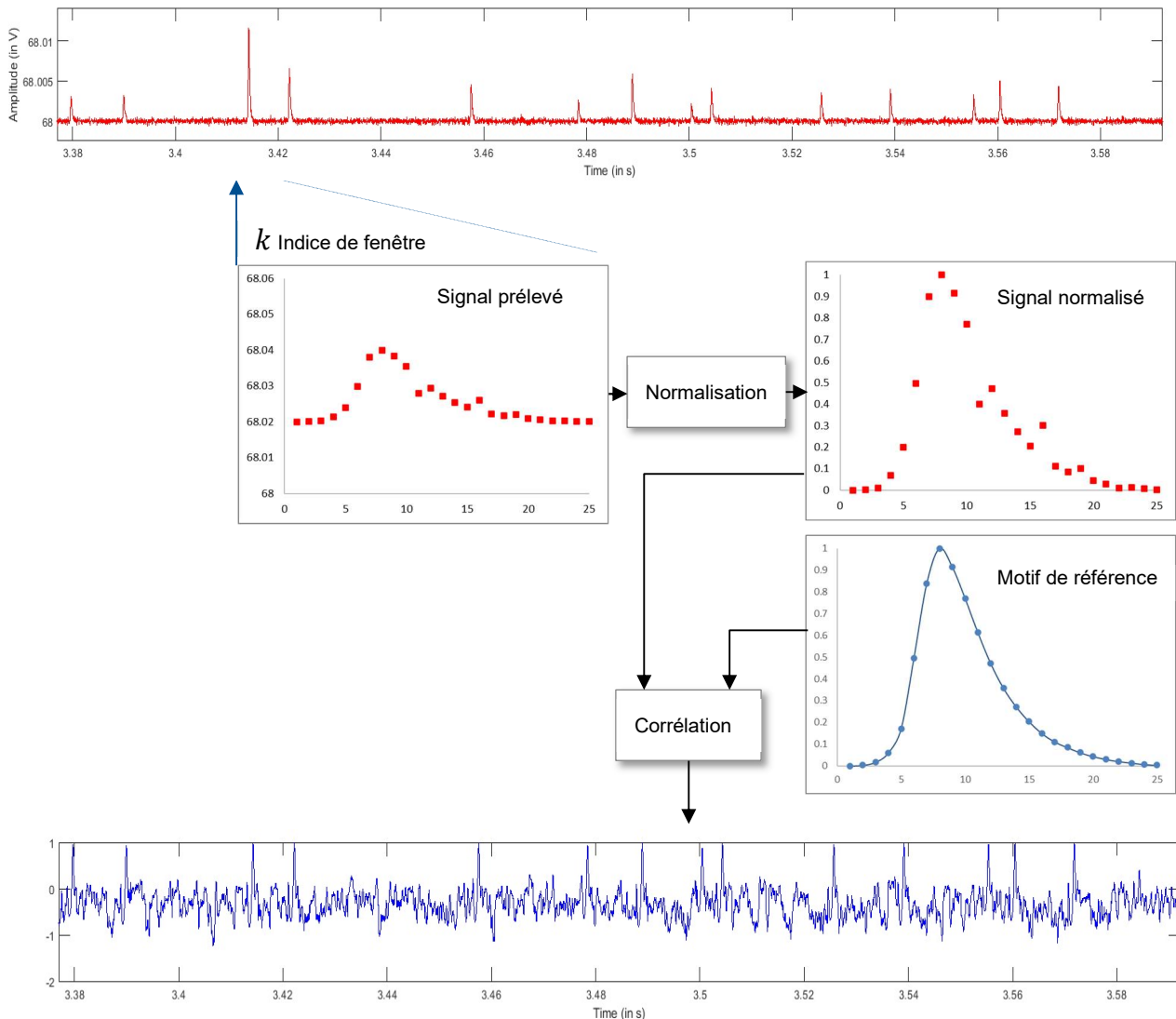


Fig. 5-1 : Principe de détection des impulsions mesurées par les photodiodes par comparaison avec un motif de référence.

A noter que le gain en termes de temps de calcul est de 2.6 en faveur de la méthode par différence quadratique (testé sous Matlab™).

L'instant d'arrivée des particules correspond donc aux pics dans le signal de corrélation. Pour les détecter et les dater précisément, un second algorithme est nécessaire. Celui-ci repose sur des méthodes de « zéro-crossing » [153]. Le signal de corrélation est donc dérivé et chaque passage par zéro de ce nouveau vecteur correspond à la date exacte des extremums des impulsions. L'examen du signe de cette dérivée avant et après le passage par zéro permet alors de distinguer s'il s'agit d'un maximum ou d'un minimum. Seuls les maximums sont retenus (Fig. 5-2). Pour améliorer la performance de l'algorithme la pente de la dérivée est alors observée et comparée à une valeur seuil. Cela rend l'algorithme moins sensible au bruit qui se superpose au signal de corrélation. Lorsque ces critères sont tous remplis, seules les valeurs des maximums du signal de corrélation supérieurs à un seuil sont retenues.

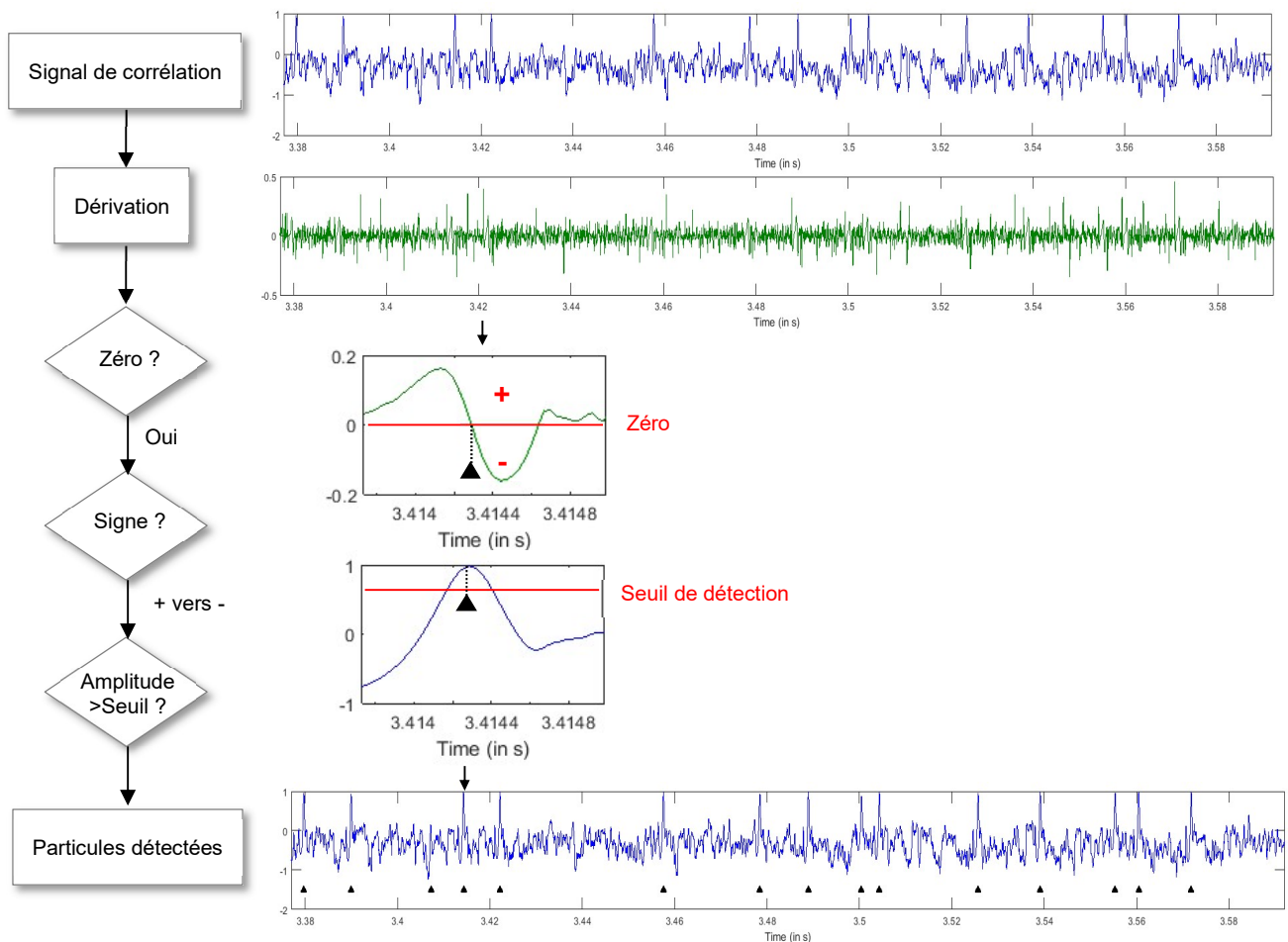


Fig. 5-2 : Détail de la détermination du maximum de corrélation.

En résumé, le principe général de cet algorithme consiste à réaliser une détection de pics non plus directement sur le signal mais sur son intercorrélation glissante avec un motif de référence.

5.1.2. MESURE DE L'AMPLITUDE DES IMPULSIONS

L'algorithme décrit au chapitre précédent permet de dater précisément les impulsions. La détermination de la taille des particules exige de pouvoir mesurer la hauteur de ces impulsions. Lorsque le rapport signal sur bruit est supérieur à 15dB (facteur 5.6) la simple différence de la valeur du signal au maximum de corrélation avec la valeur minimale du signal dans la fenêtre glissante permet d'obtenir cette information avec une précision meilleure que 5% (Fig. 5-3). Néanmoins lorsque l'impulsion est du même de grandeur que le bruit cette méthode simple n'est plus applicable car l'amplitude des impulsions est surestimée (autour de 70% pour un rapport signal sur bruit de 6dB, facteur 2).

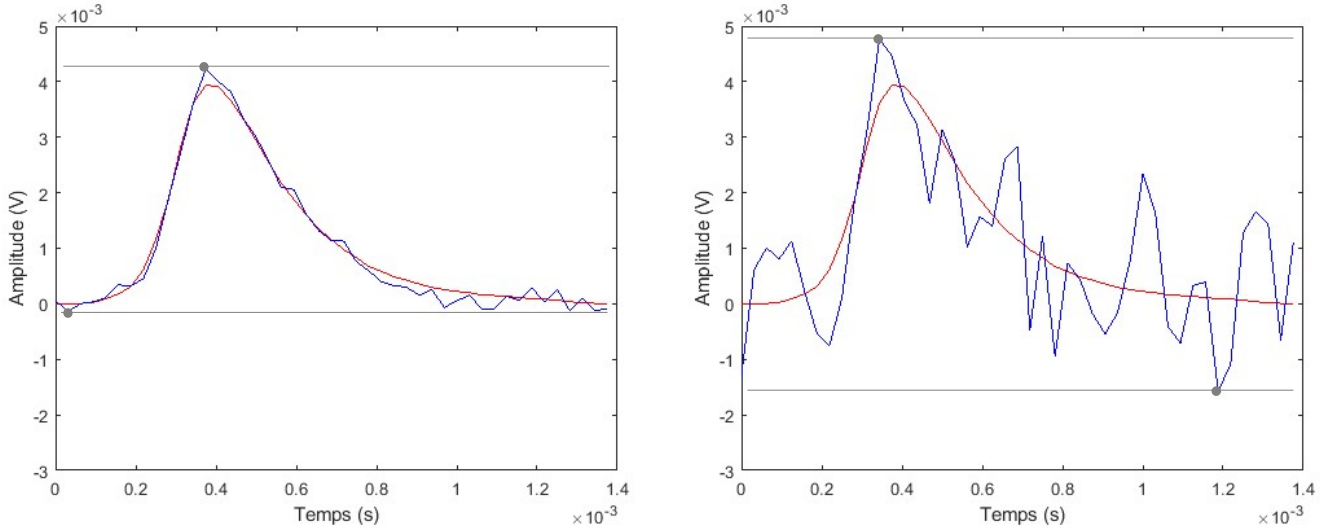


Fig. 5-3 : Estimation de l'amplitude des impulsions par la méthode des extrema pour un rapport signal sur bruit de 15dB (à gauche) et 6dB (à droite). Les courbes rouges sont les impulsions non bruitées, les courbes bleues les impulsions bruitées.

Afin d'améliorer ces résultats, l'utilisation du motif de référence semble indispensable et plusieurs algorithmes de complexité croissante ont été évalués dans ce sens [146]. L'idée qui a guidé ces différentes approches fut toujours de minimiser l'écart entre les échantillons et le motif de référence. Finalement c'est la régression au sens des moindres carrées qui a donné, de loin, les meilleurs résultats car elle optimise à la fois le facteur d'échelle entre le signal de référence mais également l'offset du signal réel. Or, ce dernier paramètre conditionne fortement la justesse de l'estimation de la hauteur des impulsions et il s'est révélé assez difficile à déterminer sur l'ensemble des méthodes évaluées.

L'approche finalement retenue est donc basée sur le principe suivant :

$$X = X_{ref} \theta + \epsilon$$

Où

$X = \begin{bmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix}$ est la matrice représentant l'impulsion de référence

$X_{ref} = \begin{bmatrix} x_{ref1} & 1 \\ \vdots & 1 \\ x_{refn} & 1 \end{bmatrix}$ est la matrice contenant les échantillons du signal issu des photodiodes

$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_1 \\ \vdots \\ \epsilon_n \end{bmatrix}$ est le vecteur de bruit

$\theta = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$ est le vecteur de paramètres à déterminer avec α le facteur d'échelle et β l'offset.

Nous cherchons donc à déterminer les valeurs α et β du vecteur θ à partir d'un système d'équations surdéterminé avec du bruit. L'approche des moindres carrés minimise l'impact du bruit en tirant parti de cette surdétermination. La solution optimale est ainsi donnée par :

$$\theta = (X_{ref}^T X_{ref})^{-1} (X_{ref}^T X) = [(X_{ref}^T X_{ref})^{-1} X_{ref}^T] X = A \cdot X$$

Où X_{ref}^T est la transposée de la matrice X_{ref} et $A = (X_{ref}^T X_{ref})^{-1} X_{ref}^T$

Au final, cette méthode ne nécessite qu'une multiplication matricielle par impulsions puisque l'inversion de matrice n'impacte que les paramètres de l'impulsion de référence qui peuvent être calculés en amont et une seule fois (matrice A).

Les erreurs moyennes pour des rapports signaux à bruit de 15 dB et 6 dB sont respectivement de 1% et 1.8% ce qui est bien meilleur que pour la méthode des extrema (respectivement 5% et 70%) (Fig. 5-4 et Fig. 5-5).

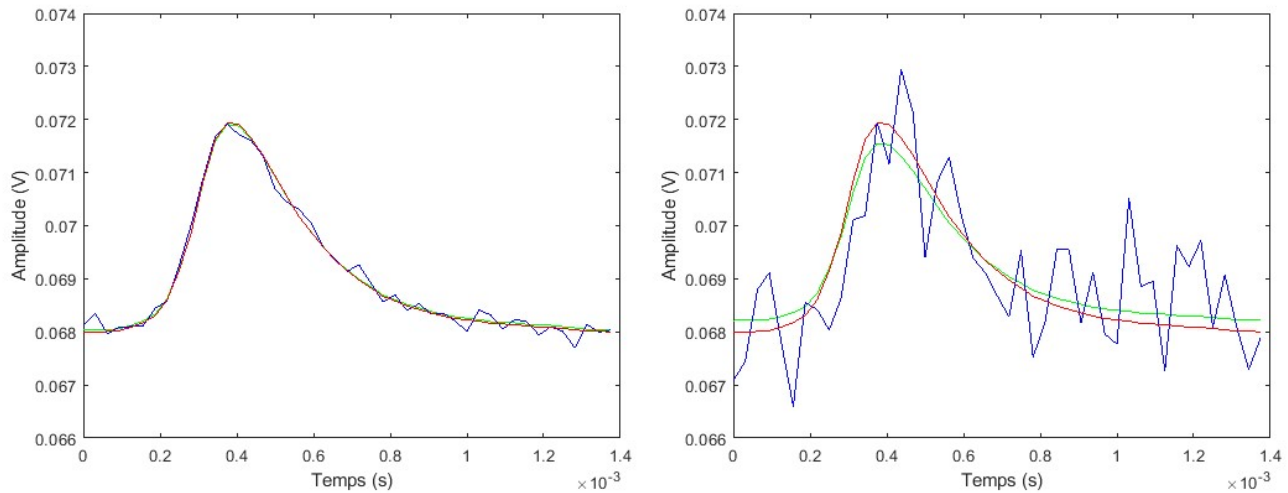


Fig. 5-4 : Estimation de l'amplitude des impulsions par la méthode des moindres carrés pour un rapport signal sur bruit de 15dB (à gauche) et 6dB (à droite). Les courbes rouges sont les impulsions non bruitées, les courbes bleues les impulsions bruitées, les courbes vertes sont les impulsions reconstituées à partir des données réelles (bruitées).

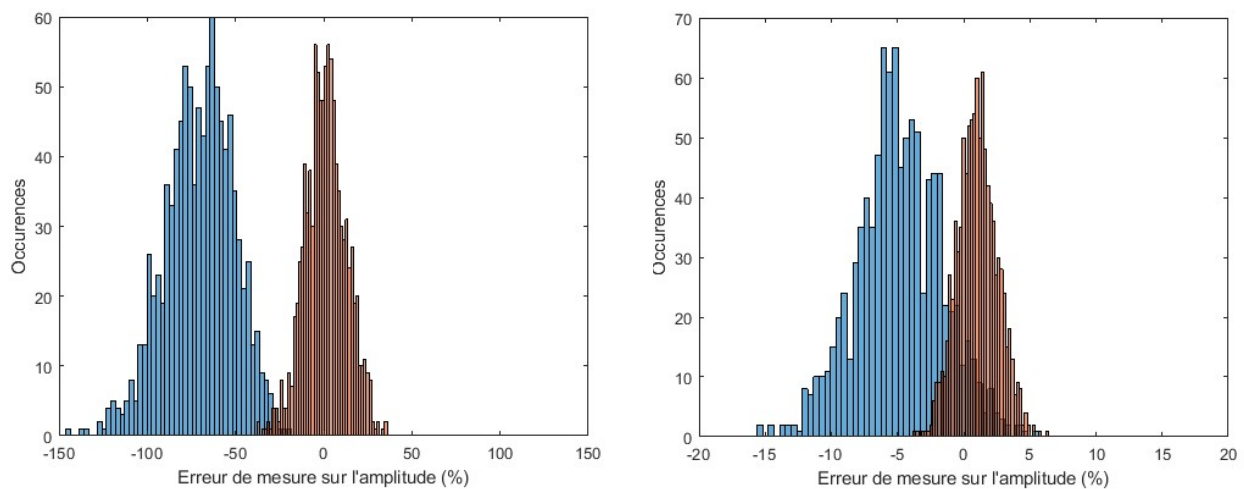


Fig. 5-5 : Distribution de l'erreur d'amplitude pour 1000 estimations par les méthodes des extrema (en bleu) et des moindres carrés (en orange) et pour un rapport signal sur bruit de 15dB (à gauche) et 6dB (à droite).

Ce calcul basé sur la méthode des moindres carrés permet d'estimer l'amplitude des impulsions issues des photodiodes avec des performances intéressantes tout en restant peu consommateur en termes de ressources pour la cible matérielle.

5.2. PERFORMANCES DE L'ALGORITHME DES LOAC V2.0 ET V3.0

5.2.1. PERFORMANCES INTRINSEQUES

L'algorithme de détection des aérosols des nouveaux LOAC V2.0 et V3.0 repose donc sur les principes de corrélation et de mesure d'amplitude décrits dans les précédents paragraphes. Cet algorithme a été en premier lieu codé sous Matlab™ pour sa mise au point et l'évaluation de ses performances. Cette estimation est effectuée sans toutefois prendre en compte les caractéristiques d'une cible matérielle qui pourrait éventuellement dégrader la précision des calculs (résolution des convertisseurs, encodage et précision des variables, types de calcul, ...). Ces aspects seront décrits au § 5.3.

Le test de l'algorithme repose sur deux scripts Matlab™ et des éléments matériels

- **AerosolGenerator** qui permet de générer un signal similaire à celui produit par les photodiodes d'un LOAC. Ce signal exploite un profil d'impulsion de référence (modifiable) sur lequel il est possible d'ajouter un bruit blanc Gaussien ainsi qu'un offset traduisant la présence de lumière parasite par exemple. A noter également que cet offset peut être modulé en amplitude par une sinusoïde pour simuler la présence d'un perturbateur basse fréquence. Enfin, la fréquence d'échantillonnage peut être choisie par l'utilisateur ainsi que le nombre d'aérosols généré, leur distribution en taille et la durée de simulation (fixée par défaut à 10 secondes). En sortie ce script produit un fichier contenant deux séries temporelles (une par voie) qui peut être utilisé directement par l'algorithme de détection ou bien en entrée d'un générateur de fonction arbitraire RIGOL DG1032 qui peut alors générer physiquement ces impulsions.
- **AerosolDetector** qui exploite en entrée les signaux produit par AerosolGenerator ou bien qui les acquiert directement en sortie des photodiodes (ou du générateur arbitraire) à l'aide d'une centrale d'acquisition National Instrument USB NI 6218. A ce stade de l'étude, ce script ne permet la mesure de l'amplitude des impulsions que par la méthode des extrema.

Grâce à ces deux scripts développés spécifiquement pour les besoins de cette étude, on dispose d'un ensemble de simulation complet permettant de mettre au point et optimiser l'algorithme du LOAC par simulation numérique pure ou à travers une chaîne métrologique complète (Fig. 5-6).

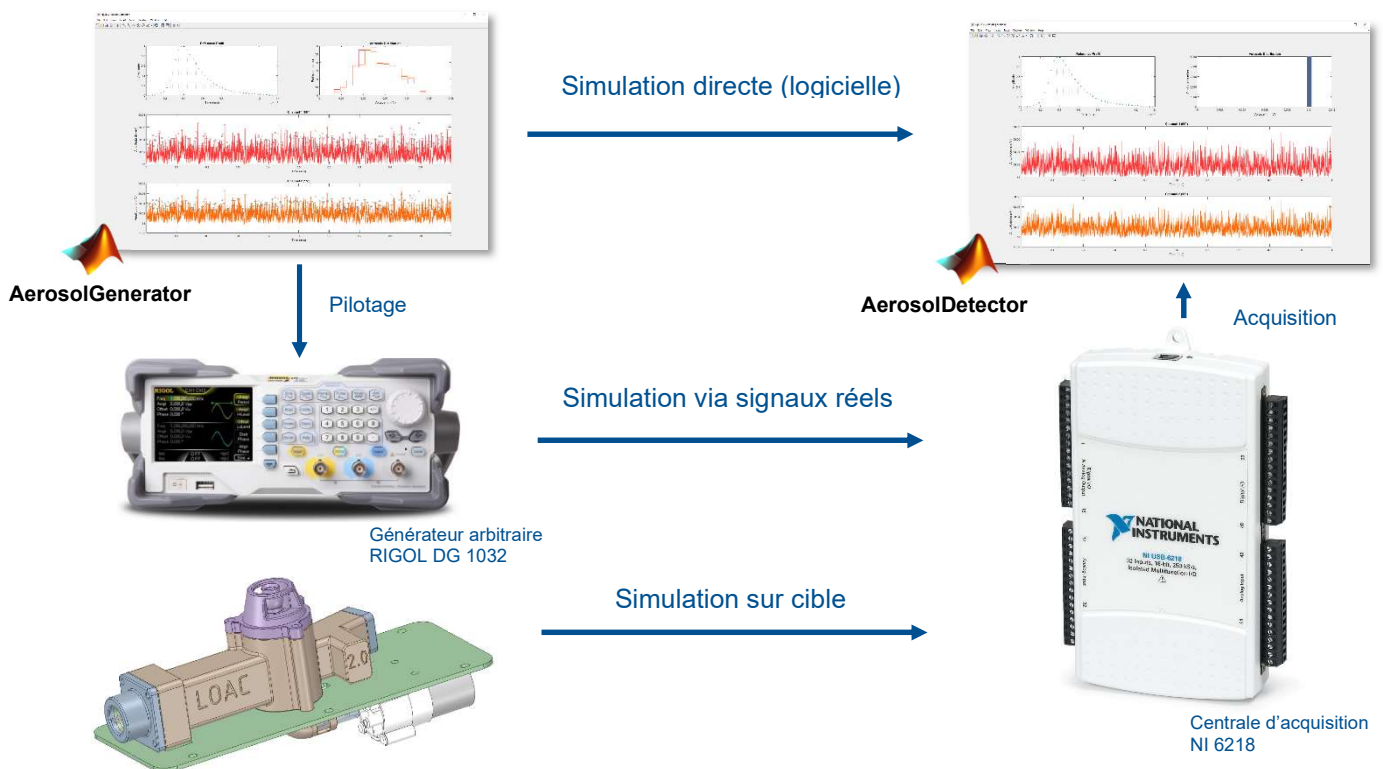


Fig. 5-6 : Simulateur de performances de l'algorithme des LOAC.

Les simulations présentées ci-après (Fig. 5-7) sont numériques et reposent sur les hypothèses suivantes :

Sur 10 secondes, le script Matlab™ **AerosolGenerator** simule 50 impulsions dans chaque gamme de taille caractérisées par une amplitude de 1mV à 10mV par pas de 0.5mV. Ces impulsions sont émises simultanément sans recouvrement temporel.

- Sur le **canal 1**, les impulsions ne sont pas bruitées, seul un offset de 68mV est appliqué par analogie avec ce qui est observé sur un LOAC V1.1 en termes de lumière parasite.
- Sur le **canal2**, on ajoute aux impulsions un bruit de 0.5mVrms et une oscillation basse fréquence à 1Hz de 10mV d'amplitude crête (soit 2x l'amplitude des impulsions les plus importantes générées).

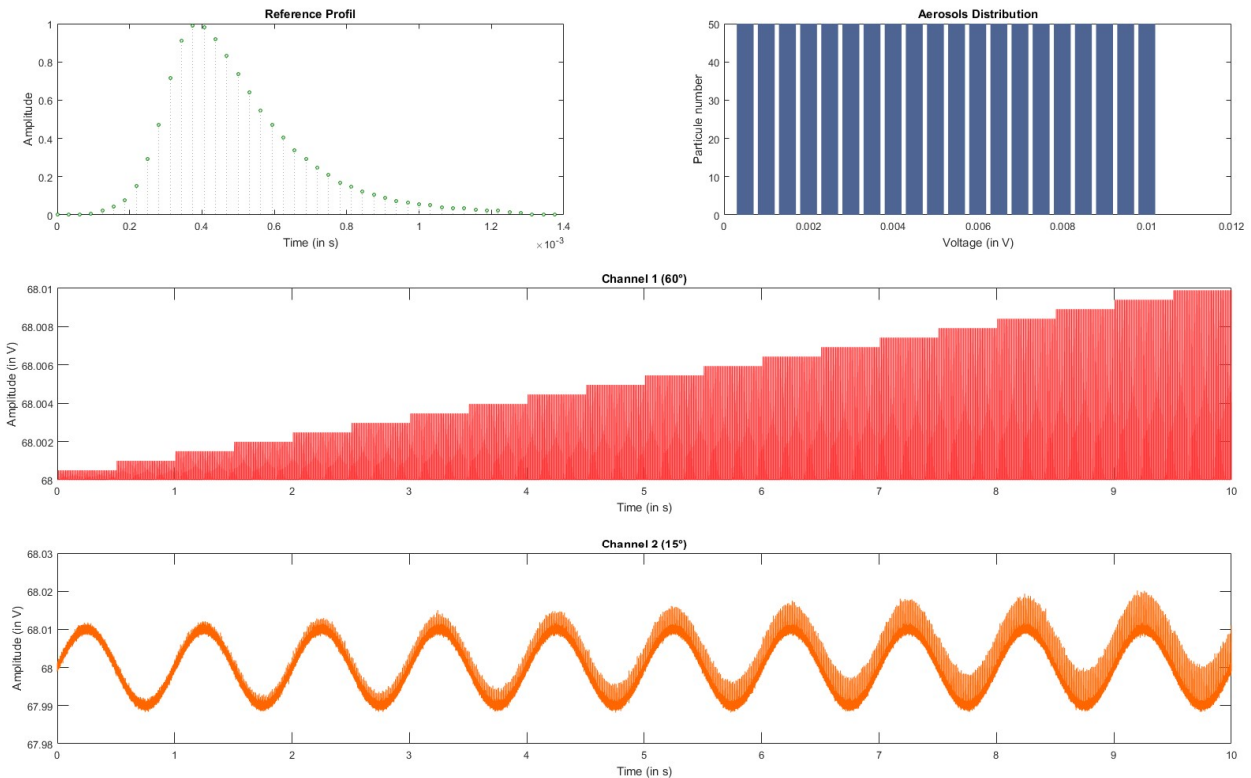


Fig. 5-7 : Sortie du générateur simulant les impulsions issues des photodiodes d'un LOAC sans recouvrement temporel entre deux impulsions.

Ces impulsions sont alors envoyées vers le script **AerosolDetector** pour être détectées, comptées et classées par gamme de taille.

Dans le canal non bruité, la distribution des tailles observée est parfaitement identique à celle générée (Fig. 5-8 fenêtre *Aerosols Distribution*, *courbe rouge*). L'algorithme de décodage par la méthode des extrema identifie avec exactitude le nombre d'aérosols générés et leur amplitude.

Dans le canal bruité, la distribution des tailles reconstruite montre une bonne similitude avec la population générée à partir de 2.5mV (Fig. 5-8 fenêtre *Aerosols Distribution*, *courbe orange*). Un effet de seuil est observé en deçà ou les particules ne sont plus comptées. Il faut toutefois noter que reconnaître une impulsion de 3mV de signal noyé dans un bruit de 0.5mVrms est une performance que l'algorithme des LOAC actuel (V1.x) est loin de pouvoir atteindre. De plus, le bruit basse fréquence qui se superpose au signal a très peu d'influence sur la qualité de la détection. Ceci est davantage visible sur la Fig. 5-9 qui zoome une portion temporelle du signal. L'algorithme, exploitant une fenêtre temporelle glissante dont la durée approximative est celle d'une impulsion, n'est pas sensible à la valeur de l'offset et à ces ondulations basse fréquence. Il faut préciser que la présence d'un tel bruit basse fréquence rend l'algorithme actuel basé sur la détection de seuil totalement inopérant. Pourtant, de telles oscillations ont été parfois observées sur des LOAC et rendent ces instruments dans leur version actuelle assez sensibles aux bruits d'origine électromagnétiques. Ce nouvel algorithme améliore leur immunité à ce type de perturbations.

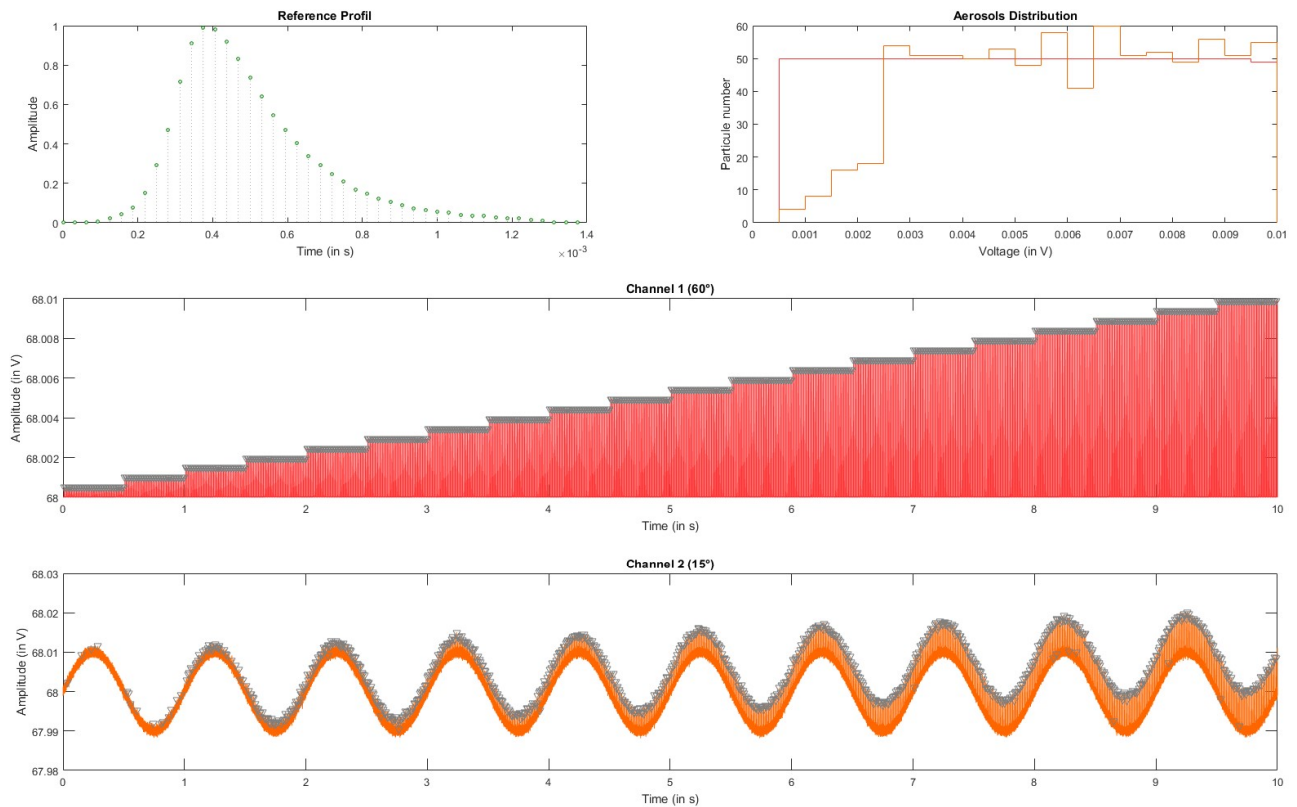


Fig. 5-8 : Sortie de l'algorithme de décodage recevant en entrée les impulsions de la Fig. 5-7. Les détections sont matérialisées sur les 2 voies par des triangles gris

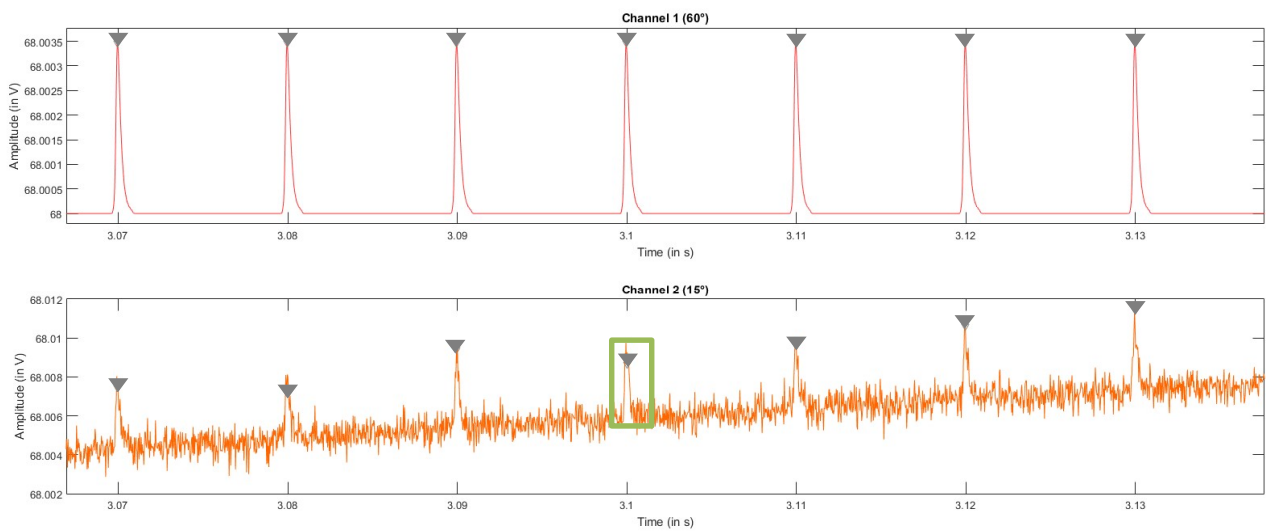


Fig. 5-9 : Zoom temporel de la figure précédente montrant le non-recouvrement des impulsions (hypothèse initiale) et les erreurs introduites sur la mesure de l'amplitude des impulsions par la méthode des extrema. Les détections sont également matérialisées sur les 2 voies par des triangles gris. Le rectangle vert représente la fenêtre glissante après normalisation permettant le calcul de corrélation.

Les résultats d'une deuxième simulation sont proposés Fig. 5-10. Celle-ci repose sur l'analyse d'une même distribution d'impulsions mais cette fois-ci réparties temporellement de manière aléatoire. Cette hypothèse, plus proche de la réalité physique de l'injection des particules dans la chambre d'un LOAC, peut conduire à obtenir des particules très rapprochées se chevauchant en partie ou en totalité.

Ainsi, même en absence de bruit sur les impulsions, il n'est pas systématiquement possible de détecter toutes les impulsions générées. Le profil de distribution restitué dans ce cas (Fig. 5-10 fenêtre *Aerosols Distribution*, *courbe rouge*) en sous-estime légèrement le nombre car le seuil de corrélation n'est parfois pas obtenu lorsque les impulsions se superposent. Dans le cas d'impulsions bruitées, le seuil en deçà duquel le comptage devient imprécis (3mv) reste très proche de celui observé dans la simulation précédente.

Notre connaissance partielle de l'algorithme du LOAC actuel nous permet toutefois d'estimer que le temps de détection entre deux particules traversant le faisceau est d'environ 1 ms. Dans le cas du nouvel algorithme proposé, cette durée peut être réduite à environ la moitié de la durée d'une impulsion, améliorant sensiblement le taux de comptage maximal de l'instrument, toutes choses égales par ailleurs.

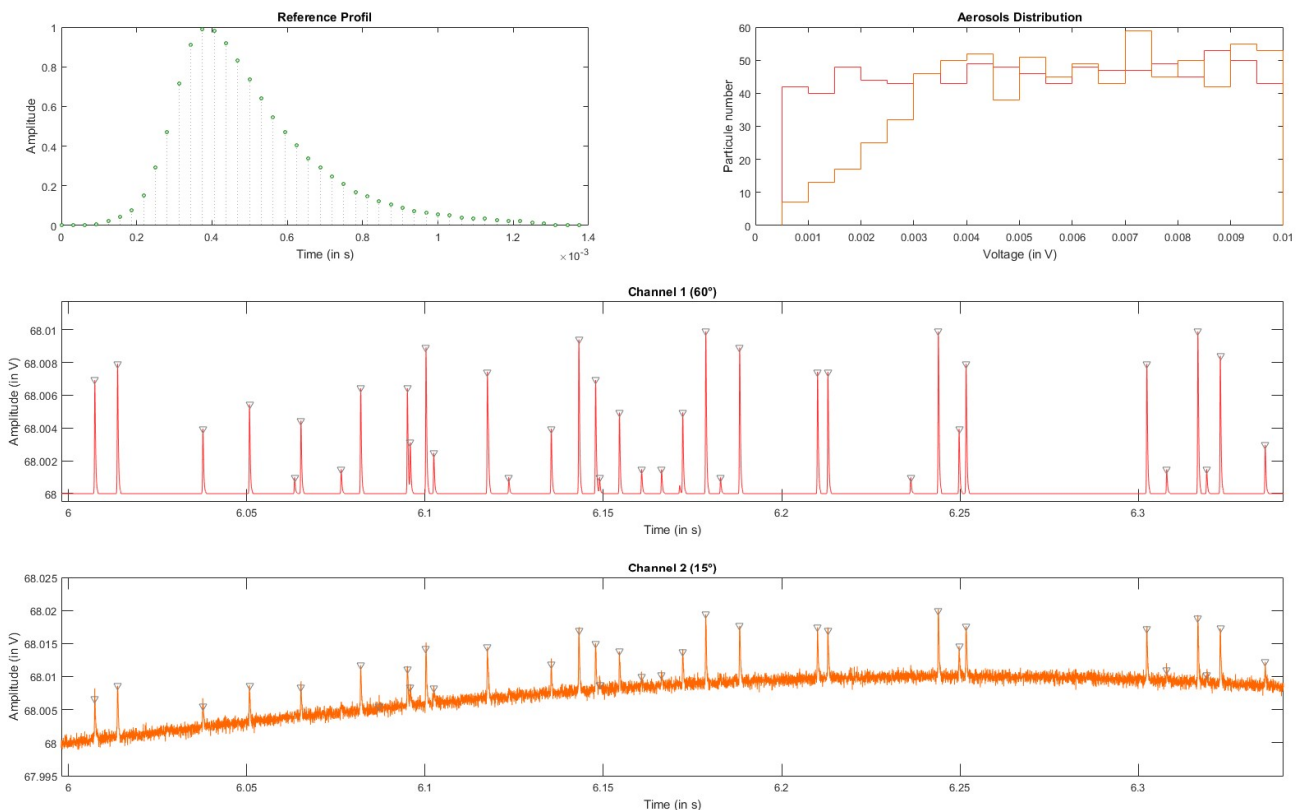


Fig. 5-10 : Série temporelle avec recouvrement des impulsions et capacité de l'algorithme à distinguer des particules très proches. Les détections sont également matérialisées sur les 2 voies par des triangles gris.

Avec ce simulateur, il est possible d'estimer l'efficacité de détection du futur instrument en fonction de la concentration en particules du milieu en réalisant plusieurs simulations avec un nombre de particules croissant dans chaque gamme de taille. La Fig. 5-11 montre les résultats obtenus dans le cas du LOAC V2.0 qui présente la même chambre et un faisceau laser de mêmes dimensions que les modèles antérieurs.

Dans ce cas, un comptage efficace est possible jusqu'à environ 10 particules/cm³ mais l'efficacité de détection diminue au-delà pour n'atteindre que 20% à 100 particules/cm³. Il est possible de compenser statistiquement cette erreur par un

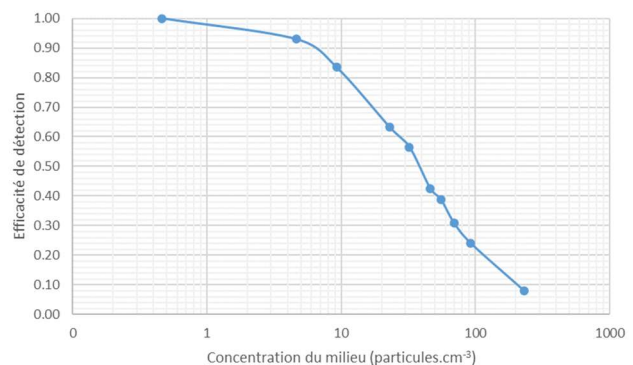


Fig. 5-11 : Efficacité de détection de l'algorithme en fonction de la densité du milieu

coefficient correcteur mais l'objectif d'une capacité de comptage de l'ordre de 1000 particules/cm³ n'est pas atteignable sans réduire d'au moins un facteur 10 la taille du faisceau. C'est essentiellement ce qui a motivé la réduction de la taille du faisceau laser sur le LOAC V3.0 (cf §4.4.1).

5.2.2. COMPARAISON DES PERFORMANCES DE DETECTION AVEC LES LOAC V1.X

La comparaison des performances de l'algorithme de détection proposé pour les nouveaux LOAC et celui développé pour les versions antérieures (V1.x) peut être réalisée en utilisant le simulateur décrit à la Fig. 5-6. Dans ce cas, on génère des impulsions réelles à l'aide du logiciel *AerosolGenerator* et du générateur de signaux arbitraires Rigol DG1032. La liaison entre les photodiodes d'un LOAC V1.2 et sa carte de traitement est alors débranchée pour y connecter le générateur d'impulsions (Fig. 5-12). Ainsi, il est possible d'envoyer au LOAC des signaux connus en nombre et en amplitude. Parallèlement, le signal de sortie du générateur d'impulsions est envoyé vers la centrale d'acquisition NI 6218 pilotée par le script MatlabTM *AerosolDetector* qui implémente le nouvel algorithme de détection. Ainsi, à partir des mêmes signaux d'entrée, on peut comparer les histogrammes de granulométrie produits par les deux algorithmes.

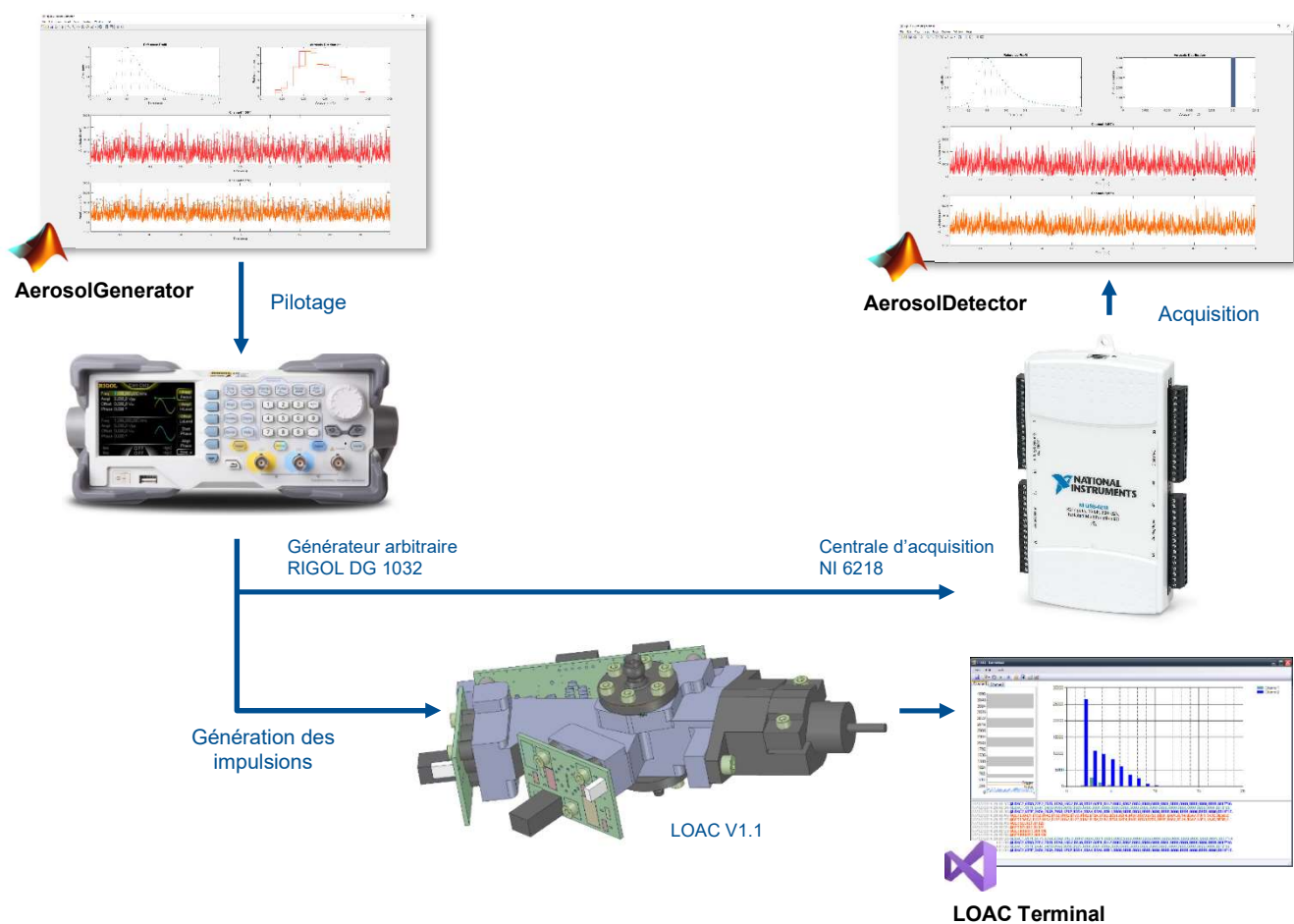


Fig. 5-12 : Synoptique de l'installation permettant la comparaison des performances des algorithmes des LOAC V1.x et V2.0/V3.0

Pour ce test comparatif, 1074 particules sont générées et injectées respectivement à l'entrée du calculateur du LOAC et de la centrale NI avec une amplitude croissante de 1mV à 100mV et un bruit de 1.37mVrms durant 10s, période d'acquisition standard du LOAC. Les histogrammes classant les particules selon leur taille sont extraits du logiciel LOAC Terminal d'une part et d'AerosolDetector d'autre part. La Fig. 5-13 permet de comparer la réponse d'un LOAC S (V2.0 ou 3.0) et d'un LOAC actuel. Les impulsions présentant une hauteur supérieure à 8mV sont bien comptées par les deux algorithmes. Pour ces gammes de taille, l'algorithme du LOAC actuel peuple toutefois de manière importante les premiers canaux traduisant le fait que ce traitement détecte dans le bruit des impulsions qui ne sont pas réellement générées. Ainsi, les premiers canaux de granulométrie d'un LOAC V1.x ne sont pas exploitables autrement que par l'approche statistique évoquée au §2.2.3.1. Ce type de comportement n'est pas observé avec l'algorithme des LOAC V2.0 et V3.0. Les premiers

canaux restants vides quel que soit l'amplitude des impulsions. En deçà d'une amplitude de 8mV, l'algorithme du LOAC V1.x ne détecte plus les impulsions injectées. C'est l'effet de seuil lié au principe même de cet algorithme. La présence de particules dans le signal augmente néanmoins la variance de celui-ci ce qui se traduit par une population résiduelle dans les premiers canaux qui peut être corrélée à leur concentration. Néanmoins, ce comportement rend impossible la détection individuelle des particules de taille inférieure à $0.7\mu\text{m}$ sur les LOAC actuels. Dans le cas de l'algorithme du LOAC-S, ce comptage individuel reste possible et juste jusqu'à des amplitudes d'impulsion de 3mV. En deçà, le nombre d'impulsions détecté est sous-estimé.

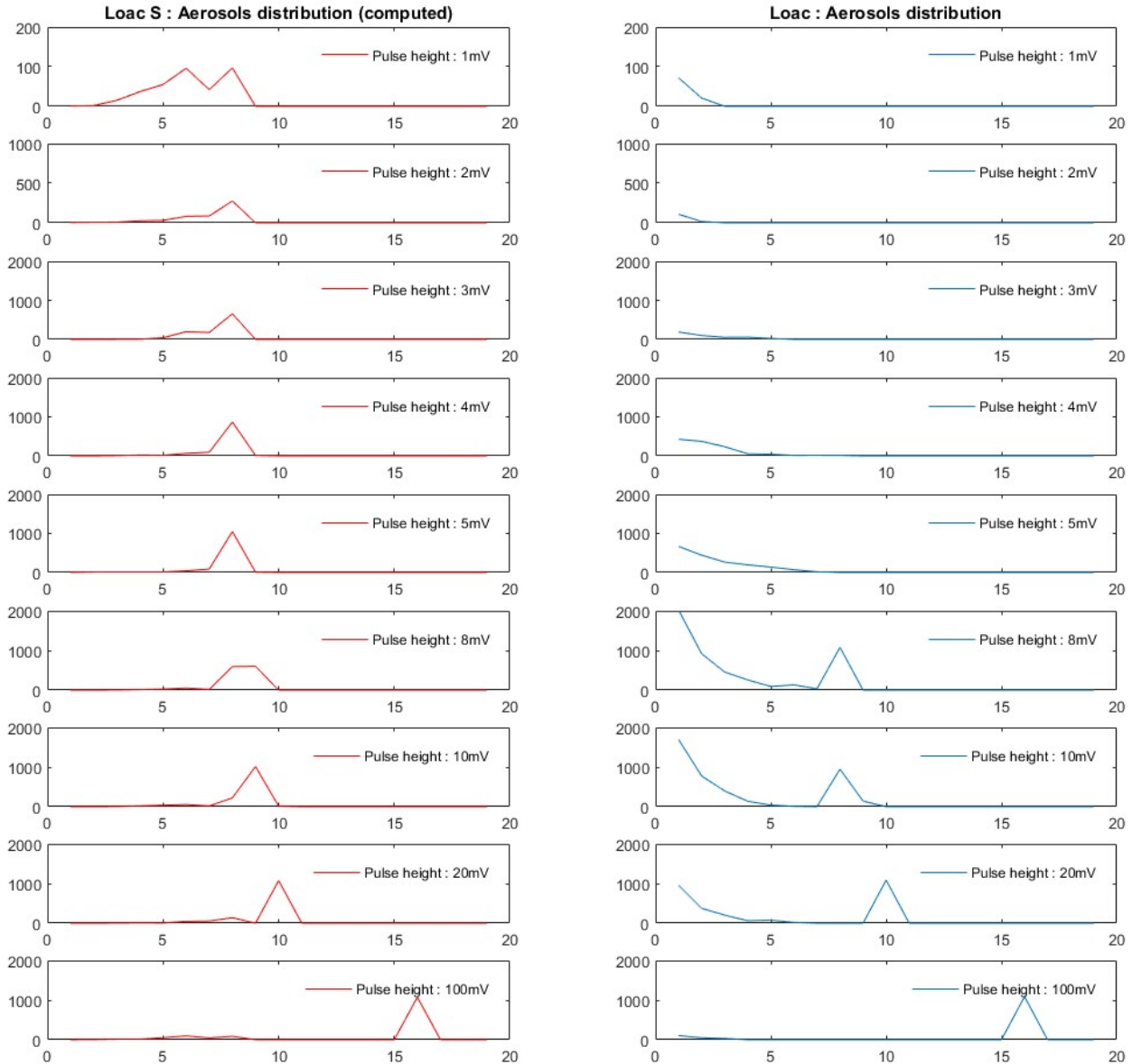


Fig. 5-13 : Comparaison des performances de détection des LOAC V1.x et V2.0/V3.0 (LOAC-S). L'axe des abscisses représente le numéro du canal, l'axe des ordonnées le nombre d'impulsions détectées.

Une autre représentation du comportement des deux algorithmes est proposée sur la Fig. 5-14 . Elle représente le nombre d'impulsions totales détectées en fonction de leur taille tous canaux confondus. Par rapport à l'attendu (courbe verte), l'algorithme du LOAC-S (courbe rouge) restitue assez fidèlement le nombre de particules injectées avec toutefois une légère surestimation liée à l'utilisation de la méthode des extrema dans ce cas. Pour l'algorithme du LOAC (courbe bleu), on remarque une surestimation importante du nombre d'impulsions lorsque celles-ci présentent une amplitude proche du seuil de détection. C'est le traitement statistique qui permet de corriger cet effet.

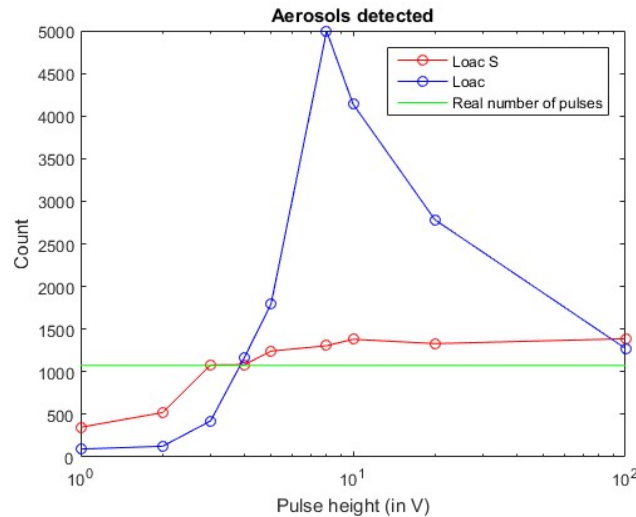


Fig. 5-14 : Nombre total d'impulsions détectées par les deux algorithmes des LOAC V1.x et S en fonction de leur amplitude.

En conclusion, l'algorithme proposé, basé sur la corrélation avec un motif de référence, présente de meilleures performances et permet la détection individuelle de particules plus petites de près d'un facteur 4 par rapport au LOAC actuel. Cependant, la complexité de cet algorithme est plus grande et nécessite un ordinateur plus puissant. Les progrès réalisés sur ce type de composants depuis le développement des premiers LOAC laissent toutefois penser que l'utilisation d'un processeur plus puissant n'aura que peu d'incidence sur la consommation électrique de l'instrument.

Enfin, ces bons résultats en faveur de l'algorithme du LOAC-S doivent être consolidés par une implémentation sur une cible matérielle embarquée dont les performances ne sont pas nécessairement comparables à celle de la centrale d'acquisition utilisée pour ces tests comparatifs.

5.3. IMPLANTATION DE L'ALGORITHME SUR LA CIBLE MATERIELLE DU LOAC V2.0

Le choix du calculateur du LOAC V2.0 a fait l'objet d'un stage au CNES dont les résultats sont détaillés dans [146] et synthétisés au §4.3.3.3. Ce choix résulte d'un compromis entre résolution du convertisseur analogique numérique, fréquence d'échantillonnage et rapport signal à bruit car ces paramètres jouent sur les performances de l'algorithme de détection. Les critères de performance qui ont conduit au choix de la cible matérielle et en particulier du convertisseur sont les suivants :

Aérosols détectés : >90%. Il s'agit de la fraction du nombre de particules détectées sur le nombre de particules réellement injectées/

Fausse détection : <5%. Ce critère représente des détections erronées à savoir des impulsions reconnues similaires au motif de référence dans le bruit.

Erreur de mesure relative : <5% C'est ici l'erreur sur l'estimation de l'amplitude des impulsions détectées et donc sur la taille des aérosols.

Ces paramètres dépendent évidemment du rapport signal à bruit et plusieurs valeurs ont été considérées dans l'étude réalisée (6dB, 10dB, 15dB, 20dB, 25dB et 30dB). Pour chacune de ces valeurs, les trois critères **aérosols détectés** (vrais positifs), **fausses détections** (faux positifs) et **erreur de mesure** sont évalués en fonction du couple résolution fréquence d'échantillonnage (Fig. 5-15). Le meilleur compromis est extrait de ces graphiques.

L'optimal qui a été trouvé pour le LOAC V2.0 est une fréquence d'échantillonnage de 21.6kHz pour une résolution du convertisseur analogique numérique de 14bits. Bien que le choix du calculateur du LOAC V3.0 sorte du cadre de cette étude, l'optimal en termes de fréquence d'échantillonnage pour cette version se situe autour de 180kHz.

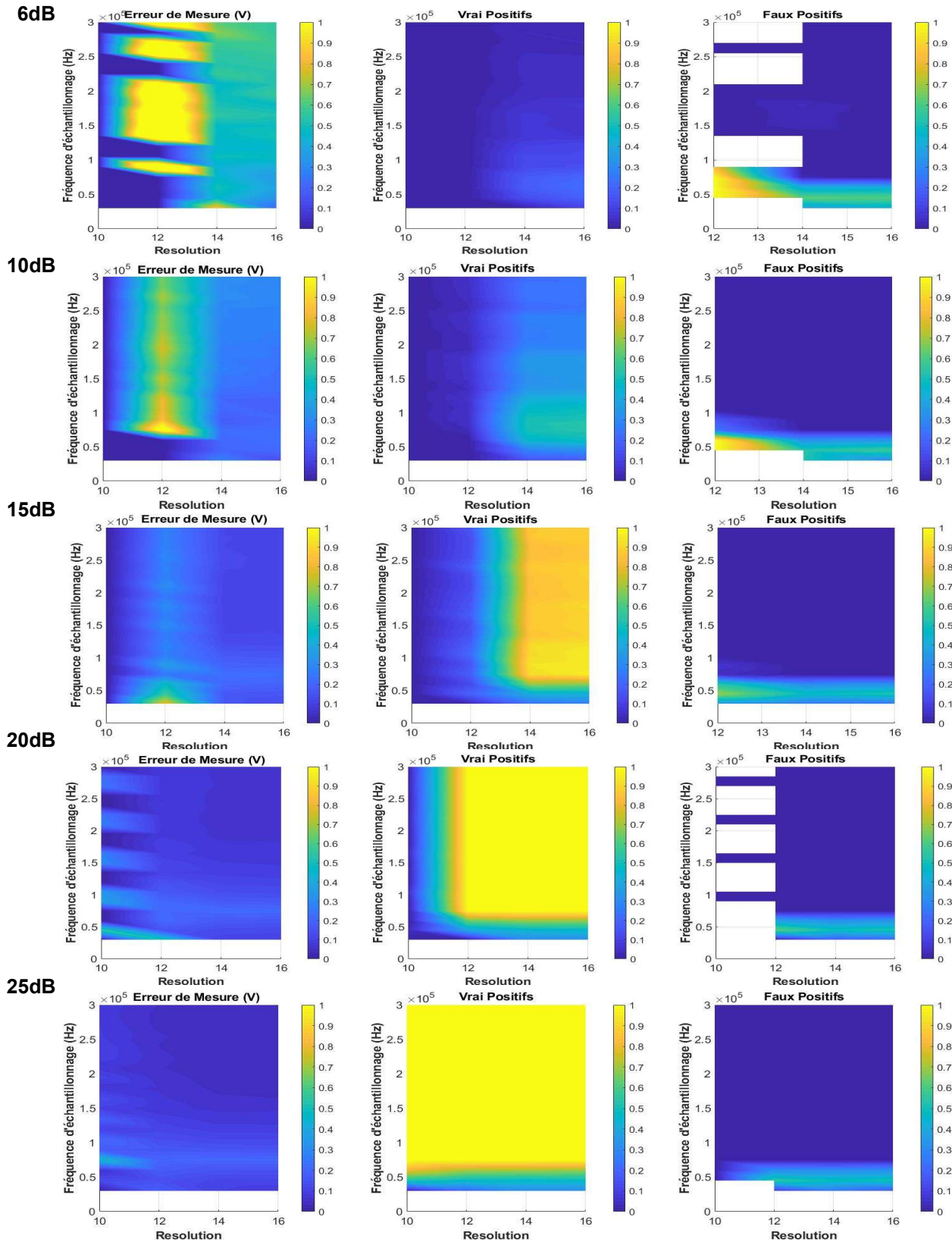


Fig. 5-15 : Particules détectées, fausses détections et erreur de mesure en fonction de la fréquence d'échantillonnage et de la résolution du convertisseur analogique-numérique associé au calculateur pour différentes valeurs de rapport signal sur bruit pour le LOAC V3.0 (source [146]). L'échelle des couleurs va de 0 à 1 (100% d'erreur de mesure pour les graphiques de gauche, 100% de vrai ou faux positifs pour les graphiques centraux et droite)

6. Conclusion et perspectives

6.1. CONCLUSION GENERALE

Ce travail de thèse avait pour objectif de se réapproprier le dimensionnement complet du compteur d'aérosols LOAC dans le but d'en améliorer les performances en vue d'une utilisation spatiale.

Dans la première partie de cette étude, il a été montré que ce type d'instrument pouvait répondre à de nombreuses problématiques scientifiques dans le cadre de l'exploration planétaire (§1.2). En effet, le déploiement d'un compteur d'aérosols dans les atmosphères des planètes telluriques ou des satellites des géantes gazeuses permettrait de mieux documenter et comprendre les mécanismes de création, de transport et de dépôt de ces particules dont la concentration impacte le climat à toutes les échelles spatiales. Au niveau des géantes glacées, les incertitudes sur la distribution verticale et granulométrique des aérosols sont telles que le LOAC, capable de réaliser des mesures in-situ, serait un instrument très pertinent.

Nous avons également vu que le concept du LOAC était novateur car il est à mi-chemin entre les compteurs optiques permettant une mesure précise de la concentration des aérosols et les néphélomètres proposant une spéciation des particules (§2.2). Ceci est possible grâce à l'observation de la lumière diffractée selon deux angles judicieusement choisis. L'un, autour de 15° , exploite la diffusion frontale et permet d'estimer la concentration du milieu. L'autre, oblique typiquement autour de 60° , est plus sensible à l'indice de diffraction des particules, ce qui permet d'en déterminer grossièrement la nature sur des populations mono dispersées (Renard et al., 2016) [4]. A ce stade des développements de la filière LOAC, seuls deux angles sont implémentés sur les instruments mais le LONSCAPE (version spatiale de LOAC) pourra en accueillir plus d'une dizaine afin d'améliorer les performances en termes de typologie (Renard et al., 2020) [76]. A noter que cette étude donne les clés de l'optimisation des angles d'observation et a conduit au développement d'outils de simulation utilisables au-delà de la simple version à deux angles. En effet, pour le LOAC V2.0 les angles moyens et de capture n'ont pas été modifiés par rapport aux versions précédentes qui, pour mémoire, se situaient respectivement à 14° et 3.9° pour la voie frontale et 65° et 16.2° pour la voie oblique (§2.2.3.2 – V1.5). Par contre, pour le dimensionnement du LOAC V3.0, une lentille placée devant le détecteur frontal augmente l'angle de capture jusqu'à 13° ce qui, combiné à la focalisation du faisceau, augmente drastiquement la lumière diffusée lorsqu'une particule traverse le faisceau. La voie oblique du LOAC V3.0 suit la même logique d'équivalence en termes de flux que sur la version V2.0 et nécessite donc un angle de capture plus important de 30° (§4.4.3). Ceci permet d'espérer un gain de 3 ordres de grandeur sur la réponse de l'instrument ce qui se traduit par une détection limite théorique de diamètre des particules à $0.12\mu\text{m}$ (d'après la Fig. 4-62).

Sur le plan technique, le travail mené permet de justifier toutes les solutions retenues pour chaque sous-système.

Au niveau de la **source lumineuse**, l'utilisation d'un laser est maintenue pour produire au niveau de la zone d'interaction avec les aérosols une puissance lumineuse suffisante pour être en mesure de détecter les plus petites particules. Néanmoins, cette source laser est maintenant entièrement pilotable et bénéficie d'une excellente stabilité thermique qui contribue à la précision globale de l'instrument dans l'environnement atmosphérique et spatial (§3.3.8 et Fig. 6-1).

De nombreux observables comme le courant dans la diode laser et la puissance lumineuse générée sont également accessibles dans cette nouvelle version. Enfin, pour le LOAC

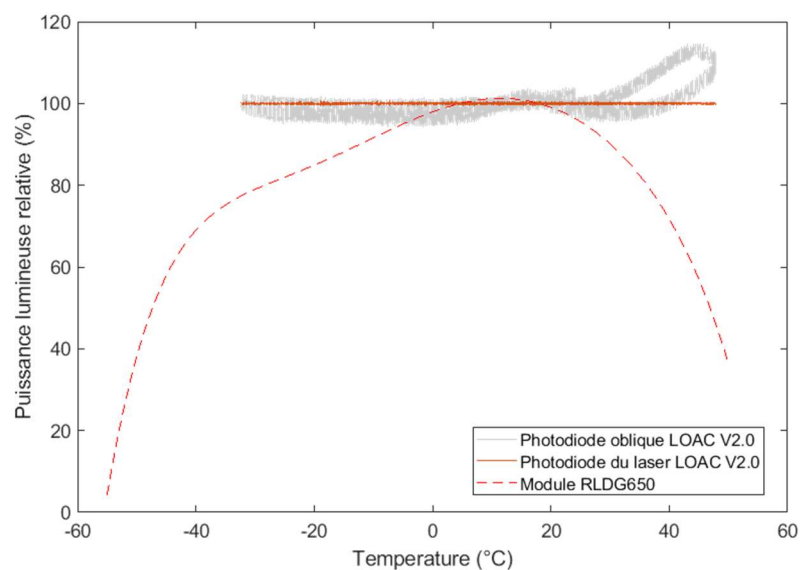


Fig. 6-1 : Stabilité de la puissance du faisceau laser du LOAC V2.0 observée lors de mesures en enceinte thermique au CNES sur la photodiode intégrée au laser (en rouge), sur la photodiode oblique de mesure (en gris) en comparaison avec un module comparable à ceux utilisés dans les versions 1.x du LOAC (en pointillé)

V3.0 (version préparatoire à LONSCAPE), un ensemble optique est proposé pour focaliser le pinceau lumineux ce qui augmente le taux de comptage de l'instrument d'un ordre de grandeur (§4.4.1) et flux lumineux diffusé.

Concernant la **chaîne de détection**, de nouvelles photodiodes à faible capacité parasite ont été choisies et associées à un amplificateur transimpédance dont on maîtrise maintenant le gain, la stabilité et le bruit (§3.4, §4.3.3 et §4.4.4). Les performances de bruit ont été ainsi améliorées d'un facteur 16 sur la V2.0 en comparaison de la V1.2 comme le montre la Fig. 6-2.

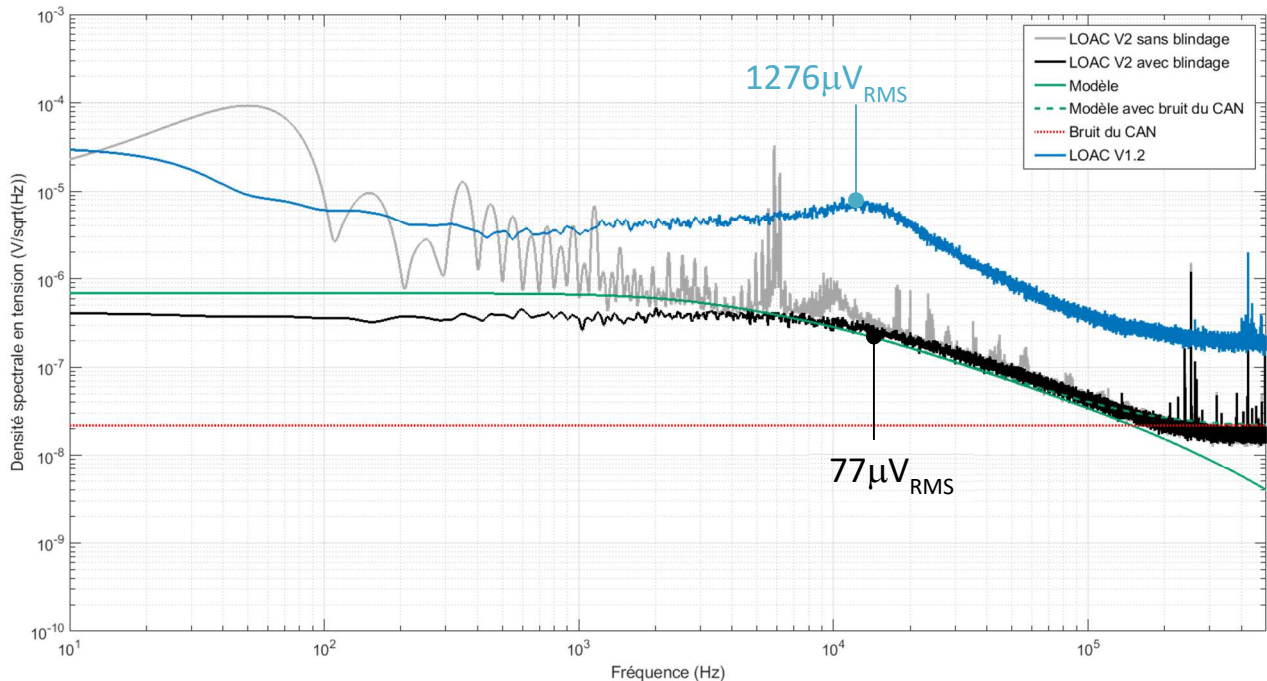


Fig. 6-2 : Densités spectrales de bruit en tension à la sortie du LOAC V2.0 avec (courbe noire) et sans (courbe grise) blindage comparée à celle d'un LOAC V1.2 (courbe bleue). Les courbes vertes correspondent aux niveaux de bruit attendus sur la V2.0 (avec et sans filtre de sortie) alors que le trait rouge représente le plancher de bruit du convertisseur réalisant la mesure. Les valeurs indiquées sur les figures bleu et noire sont les valeurs de tension de bruit RMS (c'est-à-dire les densités spectrales de puissance de bruit intégrées sur toute la bande de fréquence)

Les composants retenus ont, pour la plupart, fait l'objet de tests en radiation ce qui diminuera les risques techniques et calendaires lors de la réalisation des futurs modèles spatiaux de qualification et de vol.

Enfin, l'**algorithme de détection** a été entièrement repensé et détaillé (Verdier et al., 2020) [152]. Il repose maintenant sur une méthode de corrélation qui améliore drastiquement le calcul des concentrations et permet potentiellement de détecter individuellement les particules jusqu'à $0.2\mu\text{m}$ alors que les LOAC V1.x se limitent à $0.7\mu\text{m}$ (Fig. 5-13). L'implémentation de la mesure de l'amplitude des impulsions par optimisation au sens des moindres carrés donne également satisfaction et améliore la précision de l'instrument.

Ainsi, à travers la réalisation du prototype V2.0 (Fig. 2-29), ces dimensionnements pourront être validés et confrontés à la réalité expérimentale. Si le LOAC V3.0 reste l'objectif à atteindre pour envisager une utilisation spatiale, la version 2.0 doit apporter déjà des améliorations substantielles par rapport aux versions 1.x actuellement déployées sur différents projets d'étude de l'atmosphère terrestre. En effet, le bruit de mesure plus faible d'un facteur 16 sur la chaîne de détection combiné au nouvel algorithme devraient permettre de détecter individuellement des aérosols de plus petites tailles que la limite des $0.7\mu\text{m}$ des LOAC V1.x. Enfin, les premières mesures de performance de l'algorithme de détection révèlent peu de fausses détections (les premiers canaux de mesure ne sont pas peuplés artificiellement comme sur les LOAC V1.x), pas d'effet de seuil sur la taille des particules (Fig. 5-13) et une meilleure immunité au bruit basse fréquence (§5.2.1).

De plus, si l'on compare les caractéristiques dimensionnelles du LOAC V2.0 comparées à ses prédécesseurs on retiendra une diminution d'un facteur 2 de l'encombrement et de la masse de ce nouveau modèle (soit un volume d'environ 0.5dm^3 pour une masse de 100g). La consommation électrique de l'ensemble (hors pompe) est également diminuée de moitié pour atteindre 0.8W malgré un besoin en puissance de calcul accru.

Cette étude n'est toutefois pas une fin mais un commencement. Elle se veut générique car, à ce stade, il semblerait hasardeux de prétendre avoir dimensionné le LOAC spatial tant les applications et les missions sont multiples. En effet, les critères les plus dimensionnant pour ce type de compteur sont la taille des plus petites particules à détecter, la concentration du milieu, le nombre d'angles d'observation et, dans une moindre mesure, la nature des aérosols. Le chemin à parcourir est encore long pour être en capacité d'embarquer un LOAC sur un atterrisseur ou une sonde atmosphérique spatiale. Néanmoins, l'étude réalisée donne la possibilité au LPC2E de se projeter et de candidater sur de futures missions spatiales en ayant tous les outils et méthodes de dimensionnement à sa disposition.

6.2. PERSPECTIVES EN TERMES DE MODELISATION DE L'INSTRUMENT

Au cours de cette étude, plusieurs simulateurs ont été élaborés avec l'outil Matlab™.

Il est notamment possible de modéliser le faisceau laser en 3 dimensions ainsi que la chaîne de détection de la photodiode jusqu'à la détection des particules.

Par ailleurs, avec l'aide de la société R-TECH des études paramétriques inédites sur le comportement des particules lors de l'injection dans la chambre ont pu être conduites. Elles ont permis d'identifier des points durs sur le LOAC actuel et de proposer des améliorations pour les futures versions. Grâce à ces simulations, un nouveau concept d'injecteur double flux a été proposé pour le LOAC V3.0 afin de mieux focaliser les particules dans la zone d'interaction avec le laser et augmenter ainsi la précision de l'estimation granulométrique.

Ces modèles sont aujourd'hui distincts mais il serait tout à fait envisageable de les regrouper dans un simulateur unique (sous Simulink™ par exemple) y compris l'algorithme de détection. Ceci permettrait de simuler de bout en bout le fonctionnement de l'instrument et constituerait un outil de design particulièrement pertinent.

6.3. PERSPECTIVES EN TERMES DE PROTOTYPAGE DE L'INSTRUMENT

La présente étude a conduit à la réalisation d'un prototype du LOAC V2.0 fonctionnel qui peut être considéré comme un modèle d'ingénierie permettant de tester la plupart des nouveautés qui seront implantées sur la version 3.0. La stabilité du laser, les performances de la chaîne de détection (linéarité, bruit...) ont ainsi pu être évaluées en enceinte thermique et comparées autant que faire se peut aux précédentes versions de l'instrument. Reste toutefois à consolider les performances mesurées au niveau de chaque sous-système de ce prototype à la mesure de particules réelles en laboratoire et dans le cadre de campagne de comparaison avec d'autres instruments. Il faut noter toutefois que ces mesures sont particulièrement délicates à conduire car la génération d'aérosols avec une concentration et une population parfaitement connue n'est pas aisée. Ceci explique d'ailleurs pourquoi elles n'ont pu être finalisées dans le cadre de cette étude.

La chambre du LOAC V2.0 est fabriquée en impression additive avec la même résine que les LOAC V1.x. Ce matériau n'est pas forcément compatible de l'environnement spatial mais des solutions polymères basées sur les mêmes principes d'impression sont à l'étude au service qualité matériau du CNES qui utilise la chambre LOAC comme cas test.

De plus, l'étude de faisabilité sur l'impression 3D métal confiée à l'entreprise Atelier Images dans le cadre de la R&T « LOAC spatial » financée par le CNES permet aujourd'hui d'envisager la réalisation d'un prototype en Titane matériau communément utilisé dans le spatial. La tenue au vide de ce modèle imposé par le couplage du futur LOAC au spectromètre de masse en cours de développement au JPL représente un pas décisif vers la version spatiale du LOAC.

Le piège à lumière extrêmement efficace des derniers LOAC (V1.5) et qui a fait l'objet de nombreuses expérimentations au laboratoire pourrait être remplacé par des solutions à base de nanotubes de carbone pour simplifier la réalisation de la chambre. Ces technologies sont également à l'étude au sein du CNES.

Toutes ces pistes contribuent à offrir un éventail d'options lorsqu'il faudra adapter le LOAC à une future mission spatiale. Pour atteindre ces objectifs il sera également indispensable de s'interroger sur les mécanismes de prélèvement des aérosols dans leur milieu sujet qui n'a pas été traité dans cette étude. En effet, les simulations CFD des flux entrants ont montré que la répartition spatiale des aérosols à l'injection était très liée à la géométrie du tube de prélèvement. De même, la nature même de la mission (corps ciblé) et du vecteur portant

l'instrument (sonde, ballons, planeur, satellite, ...) sont autant de variables qui peuvent conduire à des solutions différentes pour collecter les particules.

6.4. PERSPECTIVES EN TERMES DE MISSION SPATIALES

L'opportunité d'embarquer un instrument sur une mission d'exploration spatiale est liée à sa maturité. Il faut donc, autant que faire se peut, atteindre un niveau élevé sur l'échelle TRL. Le LOAC actuelle dans sa version ballon peut s'enorgueillir d'une excellente maturité puisque plus de 150 exemplaires ont été produits et déployés ces dernières années dans différentes campagnes. Sa déclinaison spatiale reste toutefois à développer en axant les efforts sur sa robustesse à ce nouvel environnement. En fonction des missions cibles, la tenue aux radiations est un point à considérer avant toute chose car il est très dimensionnant pour l'électronique de mesure.

Une première opportunité de test serait l'embarquement d'un LOAC V2.0 ou V3.0 à bord d'un nano satellite en orbite basse terrestre. Dans cet environnement, il serait possible de tester le comportement fonctionnel et les performances des différents constituants du LOAC (laser, détecteur, chaîne de mesure, ...). Ceci est possible avec ou sans aérosols injectés dans la mesure où les dernières versions du LOAC disposent d'un moyen de simuler les impulsions lumineuses produites par les aérosols en modulant le laser. Une telle mission technologique est aujourd'hui envisagée à travers le programme JANUS du CNES qui permet à des étudiants de se familiariser aux techniques spatiales à travers le développement et la réalisation de nano satellites dans un cadre universitaire. Le projet de Cubesat 3U nommé AEROSAT offre aujourd'hui une place à l'expérience LOAC avec une perspective de vol en 2023/2024.

Les études conjointes menées entre le JPL, le LPC2E, le LAM et le CNES peuvent également constituer un tremplin pour le LOAC spatial. En effet, le JPL s'intéresse à cet instrument depuis plusieurs mois dans le cadre d'études prospectives pour l'exploration de VENUS et pour l'avant-projet DROID, mission à destination de la Lune et des NEO (Near Earth Orbit). Le LOAC présente un intérêt à la fois comme instrument « stand alone » mais aussi couplé avec le spectromètre de masse QITMS en cours de développement au sein de ce laboratoire prestigieux. Cette possibilité de couplage a motivé une étude préliminaire de faisabilité dans le cadre du programme R&T LOAC car cette association impose des contraintes fortes d'étanchéité de la chambre qu'il fallait évaluer. Il est aujourd'hui prévu de réaliser un prototype fonctionnel du LOAC basé sur une chambre V1.5 (ou V2.0) afin de faire un test de couplage au JPL.

Ainsi toutes ces actions contribuent à faire connaître l'instrument, à l'améliorer et à asseoir sa crédibilité au sein de la communauté scientifique. Pour poursuivre l'aventure, un investissement humain important va être nécessaire dans les mois qui viennent au niveau des laboratoires impliqués mais la route est maintenant tracée avec enthousiasme et détermination. Go LOAC !

7. Bibliographie

- [1] K.-R. Spurny, Historical Aspects of Aerosol Measurements dans *Aerosol Measurement, principles, Techniques and Applications*, Hoboken, New Jersey: P. A. Baron K. Willeke, 2001.
- [2] A. Baron et K. Willeke, *Aerosol Measurement*, Wiley-Interscience, 2001.
- [3] J.-B. Renard et al., «LOAC: a small aerosol optical counter/sizer for ground-based and balloon measurements of the size distribution and nature of atmospheric particles – Part 2: First results from balloon and unmanned aerial vehicle flights,» *Atmos. Meas. Tech.*, vol. 9, p. 3673–3686, 2016.
- [4] J.-B. Renard et al., «LOAC: a small aerosol optical counter/sizer for ground-based and balloon measurements of the size distribution and nature of atmospheric particles - Part 1: Principle of measurements and instrument evaluation,» *Atmos. Meas. Tech.*, vol. 9, p. 1721–1742, 2016.
- [5] M. Mallet et al., «Overview of the Chemistry-Aerosol Mediterranean Experiment/Aerosol Direct Radiative Forcing on the Mediterranean Climate (ChArMEx/ADRMED) summer 2013 campaign,» *Atmos. Chem. Phys.*, vol. 16, pp. 455-504, 2016.
- [6] J.-B. Renard, G. Berthet et al., «Origins and Spatial Distribution of Non-Pure Sulfate Particles (NSPs) in the Stratosphere Detected by the Balloon-Borne Light Optical Aerosols Counter (LOAC),» *Atmosphere*, vol. 11, p. 1031, 2020.
- [7] P. Dagsson-Waldhauserova, J.-B. Renard, H. Olafsson, G. Berthet, N. Verdier et V. Duverger, «Vertical distribution of aerosols in dust storms during the Arctic winter,» *Sci Rep*, vol. 9, p. 16122, 2019.
- [8] J.-B. Renard, V. Michoud et J. Giacomoni, «Vertical Profiles of Pollution Particle Concentrations in the Boundary Layer above Paris (France) from the Optical Aerosol Counter LOAC Onboard a Touristic Balloon,» *Sensors*, vol. 20, p. 1111, 2020.
- [9] D. Vignelles, «Caractérisation des performances du nouveau mini compteur de particules LOAC embarqué sous ballon météorologique : application à l'étude de la variabilité spatiale et temporelle des aérosols de la haute troposphère et de la stratosphère,» Université d'Orléans, 2016.
- [10] H. Chen-Chen, S. Perez-Hoyos et A. Sanchez-Lavega, «Study of clouds and dust aerosols in the Martian atmosphere,» chez *XII Scientific Meeting of the Spanish Astronomical Society*, Bilbao, 2016.
- [11] P. Rannou, S. Perrier, J.-L. Bertaux, F. Montmessin, O. Korablev et A. Rébérac, «Dust and cloud detection at the Mars limb with UV scattered sunlight with SPICAM,» *Journal of Geophysical Research*, 2006.
- [12] F. Gonzales-galindo, F. Forget, M. Angelats i Coll et M. Lopez-Valverde, «The Martian upper atmosphere,» *Lecture Notes and Essays in Astrophysics*, vol. 3, pp. 151-161, 2008.
- [13] Z.-M. Dlugach, O.-I. Korablev, A.-V. Morozhenko, V.-I. Moroz, E.-V. Petrova et A.-V. Rodin, «Physical Properties of Dust in the Martian Atmosphere: Analysis of Contradictions and Possible Ways of Their Resolution,» *Solar System Research*, vol. 37, pp. 1-19, 2003.
- [14] O. Mousis et al., «Scientific rationale for Uranus and Neptune in situ explorations,» *Planetary and Space Science*, 2018.
- [15] K. Baines et H. Hammel, «Clouds, hazes and stratospheric methane abundance in Neptune,» *Icarus*, vol. 109, n° 11, pp. 20-39, 1994.
- [16] K.-H. Baines, M.-E. Mickelson, L.-E. Larson et D.-W. Ferguson, «The abundances of methane and ortho/para hydrogen on Uranus and Neptune : Implications of New Laboratory 4-0 H₂ quadrupole line parameters,» *Icarus*, vol. 114, pp. 328-340, 1995.
- [17] P.-G.-J. Irwin, *Giant Planets of Our Solar System. Giant Planets of Our Solar System : Atmospheres, Composition, and Structure*, Berlin: Springer Praxis Books, 2009.
- [18] P.-G.-J. Irwin, M.-H. Wong, A.-A. Simon, G.-S. Orton et D. Toledo, «HST/WFC3 observations of Uranus' 2014 storm clouds and comparison with VLT/SINFONI and IRTF/Spex observations,» *Icarus*, vol. 288, pp. 99-119, 2017.
- [19] G.-F. Lindal, «The atmosphere of Neptune-an analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2,» *The Astronomical Journal*, vol. 103, pp. 967-982, 1992.
- [20] D. Kraus, «Formation of diamonds in laser-compressed hydrocarbons at planetary interior conditions,» *Nature Astronomy*, vol. 1, pp. 606-611, 2017.
- [21] D. Toledo et al., «Constraints on Uranus's haze structure, formation and transport,» *Icarus*, vol. 333, pp. 1-11, 2019.
- [22] M. Hofstadter, «Uranus and Neptune missions: A study in advance of the next Planetary Science Decadal Survey,» *Planetary and Space Science*, vol. 177, 2019.

- [23] J.-B. Renard, O. Mousis, P. Rannou, A.-C. Levasseur-Regourd, G. Berthet, J. Geffrin, E. Hadamcik, N. Verdier, A.-L. Millet et D. Daugeron, «Counting and Phase Function Measurements with the LONSCAPE Instrument to Determine Physical Properties of Aerosols in Ice Giant Planet Atmospheres,» *Space science review*, vol. 216, 2020.
- [24] C. Brassé, «Les aérosols organiques de Titan : Leurs propriétés physico-chimiques et leurs possibles évolutions chimiques à la surface,» Lisa, Université Paris-Est, 2014.
- [25] J.-J. Caldwell, «Ultraviolet observations of small bodies in the solar system by OAO-2,» *Icarus*, vol. 25, pp. 384-396, 1975.
- [26] R.-E. Danielson, J.-J. Caldwell et D.-R. Larach, «An inversion in the atmosphere of Titan,» *Icarus*, vol. 20, pp. 437-443, 1973.
- [27] K. Rages et J.-B. Pollack, «Vertical distribution of scattering hazes in Titan's upper atmosphere,» *Icarus*, vol. 55, pp. 50-62, 1983.
- [28] D.-M. Hunten, M.-G. Tomasko et F.-M. S. R. Flasar, «Titan, In: Saturn, (Gehrels, T., Matthews, M.S. eds.),» *University of Arizona*, pp. 671-759, 1984.
- [29] R. West, «Optical properties of aggregate particles whose outer diameter is comparable to the wavelength,» *Applied Optics*, vol. 30, pp. 5316-5324, 1991.
- [30] M.-G. Tomasko, L.-R. Doose, L.-E. Dafoe et C. See, «Limits on the size of aerosols from measurements of linear polarization in Titan's atmosphere,» *Icarus*, vol. 204, n° 11, pp. 271-283, 2009.
- [31] J.-H.-J. Waite, D.-T. Young, T.-E. Cravens, A.-J. Coates, F.-J. Crary, B. Magee et J. Westlake, «The process of tholin formation in Titan's upper atmosphere,» *Science*, vol. 316, pp. 870-875, 2007.
- [32] V.-A. Krasnopolsky, «The photochemical model of Titan's atmosphere and ionosphere: A version without hydrodynamic escape,» *Planetary and Space Science*, vol. 58, pp. 1507-1515, 2010.
- [33] P. Lavvas, R.-V. Yelle et C.-A. Griffith, «Titan's vertical aerosol structure at the Huygens landing site: Constraints on particle size, density, charge, and refractive index,» *Icarus*, vol. 210, pp. 832-842, 2010.
- [34] P. Lavvas, C.-A. Griffith et R.-V. Yelle, «Condensation in Titan's atmosphere at the Huygens landing site,» *Icarus*, vol. 215, pp. 732-750, 2011.
- [35] C.-P. McKay, J.-B. Pollack et R. Courtin, «The Thermal Structure of Titans Atmosphere,» *Icarus*, vol. 80, pp. 23-53, 1989.
- [36] C.-P. McKay, J.-B. Pollack et R. Courtin, «The Greenhouse and Antigreenhouse Effects on Titan,» *Science*, vol. 253, pp. 1118-1121, 1991.
- [37] P. Rannou, F. Hourdin et C.-P. McKay, «A wind origin for Titan's haze structure,» *Nature*, vol. 418, pp. 853-856, 2002.
- [38] E.-P. James, O.-P. Toon et G. Schubert, «A numerical microphysical model of the condensational Venus cloud,» *Icarus*, vol. 129, pp. 147-171, 1997.
- [39] V.-A. Krasnopolsky, «Vertical profiles of H₂O, H₂SO₄, and sulfuric acid concentration at 45–75 km on Venus,» *Icarus*, vol. 252, pp. 327-333, 2015.
- [40] M.-Y. Marov, V.-E. Lystsev, V.-N. Lebedev, N.-L. Lukashevich et V.-P. Shari, «The structure and microphysical properties of the Venus clouds: Venera 9, 10, and 11 data,» *Icarus*, vol. 44, pp. 608-639, 1980.
- [41] B. Ragert et J.-E. Blamont, «Preliminary Results of the Pioneer Venus Nephelometer Experiment,» *Science*, vol. 203, pp. 790-792, 1979.
- [42] B. Ragert et J.-E. Blamont, «The structure of the clouds of Venus: Results of the Pioneer Venus Nephelometer Experiment,» *Journal of Geophysical Research*, vol. 85, pp. 8089-8105, 1980.
- [43] R.-G. Knollenberg et D.-M. Hunten, «Clouds of venus: particle size distribution measurements.,» *Science*, vol. 203, 1979.
- [44] R.-G. Knollenberg et D.-M. Hunten, «The microphysics of the clouds of Venus: Results of the Pioneer Venus Particle Size Spectrometer experiment,» *J. Geophys. Res.*, vol. 85, pp. 8039-8058, 1980.
- [45] J. Cutts et al., «Aerial Platforms for the Scientific Exploration of Venus,» JPL D-102569, Pasadena, 2018.
- [46] S.-M. Madzunkov et D. Nikolic, «Accurate Xe isotope measurement using JPL Ion Trap,» *J. Am. Soc. Mass Spectrom.*, vol. 25, pp. 1841-1852, 2014.
- [47] G. Avice, A. Belousov, K.-A. Farley, S.-M. Madzunkov, J. Simcic, D. Nikolic, M.-R. Darrach et C. Sotin, «High-precision measurements of krypton and xenon isotopes with a new static-mode

- quadrupole ion trap mass spectrometer,» *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, vol. 34, pp. 104-117, 2019.
- [48] K.-R. Spurny, «Methods of Aerosol Measurement before the 1960s, Aerosol Science and Technology,» *Aerosol Science and Technology*, pp. 329-349, 1998.
- [49] P. H. McMurry, «A review of atmospheric aerosol measurements,» *Atmospheric Environment*, vol. 34, n° 112-14, pp. 1959-1999, 2000.
- [50] J. Coulier, *Journal de Pharmacie et de chimie*, vol. 22, pp. 165-173, 254, 1875.
- [51] J. Aitken, «On a simple pocket dust counter,» *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, vol. 18, pp. 39-52, 1892.
- [52] J. Tyndall, «On dust and smoke,» *The Royal Institute Library of science*, vol. 2, pp. 302-313, 1871.
- [53] J.-W. Gentry, «The legacy of John Tyndall in aerosol science,» *Journal of Aerosol Science*, vol. 28, n° 18, pp. 1365-1372, 1997.
- [54] D. Sinclair, Handbook of aerosols, Washington, DC, 1950.
- [55] C. Davies, Dust is dangerous, London: Faber and Faber, 1954.
- [56] P. Drinker et T. Hatch, Industrial dust, New York: McGraw-Hill, 1954.
- [57] J. McCrae, «The ash of silicotic lungs,» *South African Institute for Medical Research*, 1913.
- [58] C. Pope, M. Ezzati et D. Dockery, «Fine-particulate air pollution and life expectancy in the United States,» *J. Med.*, vol. 360, pp. 376-386, 2009.
- [59] H. Bové, E. Bongaerts, E. Eli Slenders, E. Bijmens, N. Saenen, W. Gyselaers, P. Van Eyken, M. Plusquin, M. Roeffaers, M. Ameloot et T. Nawrot, «Ambient black carbon particles reach the fetal side of human placenta,» *Nat. Commun.*, vol. 10, p. 3866, 2019.
- [60] S.-J. Innes, «The estimation of injurious dust in mine air by the Kotze konimeter,» *J Chem. Met. Soc. S. Afr.*, vol. 19, pp. 132-145, 1919.
- [61] J.-P. Lodge et T.-L. Chan, Cascade impactor sampling and data analysis, American Industrial Hygiene Association, 1986.
- [62] W.-D. Bandcroft, «Thermal filters,» *J. Phys. Chem.*, vol. 24, n° 16, pp. 421-436, 1920.
- [63] A. Miller, G. Frey, G. King et C. Sunderman, «A Handheld Electrostatic Precipitator for Sampling Airborne Particles and Nanoparticles,» *Aerosol Science and Technology*, vol. 44, n° 16, pp. 417-427, 2010.
- [64] J.-G. Olin et G.-J. Sem, «Piezoelectric microbalance for monitoring the mass concentration of suspended particles,» *Amtos. Environ.*, vol. 5, pp. 653-668, 1971.
- [65] J. Keskinen, «Experimental Study of Real-Time Aerosol Measurement Techniques,» *Tampere University of Technology Publications 94*, 1992.
- [66] R.-C. Flagan, «On differential mobility analyzer resolution,» *Aerosol Sci. Technology.*, vol. 30, pp. 556-570, 1999.
- [67] J. Aitken, «An improvement in the apparatus for counting the dust particles in the atmosphere,» *Proceedings of Royal Society Edinburgh*, vol. 16, pp. 135-172, 1888-1889.
- [68] A.-G. Sutugin et N.-A. Funchs, «Coagulation rate of highly dispersed aerosols,» *J. Colloid Sci.*, vol. 2, pp. 117-124, 1965.
- [69] Z.-Q. Zhang et B.-Y.-H. Liu, «Dependence of the performance of TSI 3020 condensation nucleus counter on pressure, flow rate and temperature,» *Aerosol Sci. Technol.*, vol. 13, pp. 493-504, 1990.
- [70] L.-W. Pollak et A.-L. Metnieks, «New calibration of photo-electric nucleus counters,» *Geofis. Pura. Appl.*, vol. 41, pp. 201-210, 1958.
- [71] Goddard Space flight center, «AERONET, Aerosol Robotic Network,» 2020. [En ligne]. Available: https://aeronet.gsfc.nasa.gov/new_web/index.html.
- [72] Sun Photometer, «Model 540 Microtops II® Sunphotometer,» 2020. [En ligne]. Available: <https://solarlight.com/product/microtops-ii-sunphotometer/>.
- [73] J.-F. Gayet, O. Crépel, J.-F. Fournol et S. Oshchepkov, «A new airborne polar Nephelometer for the measurements of optical and microphysical cloud properties. Part I: Theoretical design,» *Ann. Geophysicae*, vol. 15, pp. 451-459, 1997.
- [74] O. Crépel, J.-F. Gayet, J.-F. Fournol et S. Oshchepkov, «A new airborne Polar Nephelometer for the measurement of optical and microphysical cloud properties. Part II: Preliminary tests,» *Ann. Geophysicae*, vol. 15, pp. 460-470, 1998.

- [75] J.-B. Renard et al., «Light scattering by dust particles in microgravity : polarization and brightness imaging with the new version of the PROGRA2 instrument,» *Appl. Opt.*, vol. 41, n° %14, pp. 609-618, 2002.
- [76] J.-B. Renard, O. Mousis, P. Rannou, A.-C. Levasseur-Regourd, G. Berthet, J. Geffrin, E. Hadamcik, N. Verdier, A.-L. Millet et D. Daugeron, «Counting and Phase Function Measurements with the LONSCAPE Instrument to Determine Physical Properties of Aerosols in Ice Giant Planet Atmospheres,» *Atmospheres. Space Sci.*, vol. 28, 2020.
- [77] S. Glienke et F. Mei, «Fast Cloud Droplet Probe (FCDP) - Instrument Handbook,» U.S. Department of Energy - Office of Science, 2020.
- [78] T. Lurton, J.-B. Renard, D. Vignelles, M. Jeannot, J.-L. Mineau et T. Tonnelier, «Light scattering at small angles by atmospheric irregular particles: modelling and laboratory measurements,» *Atmos. Meas. Tech.*, vol. 7, pp. 931-939, 2014.
- [79] J. Ovarlez et H. Ovarlez, «Water vapour and aerosol measurements during SESAME, and the observation of low water vapour content layers, Polar Stratospheric Ozone,» chez *Air Pollution Rep, Third European Workshop Polar Stratospheric Ozone*, Schliersee (Germany), 1995.
- [80] J.-B. Renard, C. Thauray, J.-L. Mineau et B. Gaubicher, «Small-angle light scattering by airborne particulates: Environnement S.A. continuous particulate monitor,» *Measurement Science and Technology*, vol. 21, n° %18, 2010.
- [81] D. Legain, O. Bousquet, T. Douffet, D. Tzanos, E. Moulin, J. Barrie et J.-B. Renard, «High frequency boundary layer profiling with reusable radiosondes,» *Atmos. Meas. Tech.*, vol. 6, pp. 2195-2205, 2013.
- [82] J.-C. Worms, J.-B. Renard, A.-C. Levasseur-Regourd et E. Hadamcik, «Light scattering by dust particles in microgravity: the PROGRA2 achievements and results,» *Adv. Space Res.*, vol. 23, pp. 1257-1266, 1999.
- [83] D. Semleit, A. Trampe et F. Fissan, «Fluctuations and Noise of the Optical Output Power of Laser Diodes and the Effect on Optical Particle Size Determination,» *Aerosol Science and Technology*, vol. 26, n° %14, pp. 356-367, 1997.
- [84] J. Gebhart, *Optical Direct Reading Techniques: Light Intensity Systems. Aerosol Measurement Principles Techniques and applications*, 2005 Second edition.
- [85] R.-W. Fenn, Optical properties of aerosols In : DENNIS R. (ed)- *Handbook of aerosols*, UD Department of Energy, Energy research and development administration, 1976.
- [86] G. Mie, A contribution to the optics of turbid media, especially colloidal metallic suspensions, *Annales de Physique*, 1908, pp. 377-445.
- [87] G. Gouesbet, B. Maheu et G. Grehan, «Scattering of a Gaussian beam by a sphere using a Bromwich formulation: case of an arbitrary location,» chez *Proceedings of international symposium on optical particle sizing*, Rouen, 1987.
- [88] G. Gouesbet et G. Grehan, «Generalized Lorenz-Mie Theories,» *Springer*, 2011.
- [89] M. Kerker et E. Matijevic, «Scattering of Electromagnetic Waves from Concentric Infinite Cylinders,» *Journal of the Optical Society of America*, vol. 51, n° %15, pp. 506-508, 1961.
- [90] H.-C. Van de Hulst, *Light scattering by small particles*, New York: John Wiley and Sons, 1957.
- [91] A. Penttilä, Lumme, W. J.-C. K., E. Hadamcik, J.-B. Renard et A.-C. Levasseur-Regourd, «Theoretical analysis of the particle properties and polarization measurements in the PROGRA2 experiment,» *J. Quant. Spectros.*, vol. 79, pp. 1043-1049, 2003.
- [92] O. Munoz, H. Volten, J.-W. Hovenier, T. Nousiainen, K. Muinonen, Guirado, D., F. Moreno et L. B. F. M. Waters, «Scattering matrix of large Saharan dust particles: experiments and computations,» *J. Geophys. Res.*, vol. 112, pp. 215-232, 2007.
- [93] P. Drossart, «A statistical model for the scattering by irregular particles,» *Astron. Journal*, vol. 361, 1990.
- [94] Thomas, «Rotary vane pumps & compressors,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.gardnerdenver.com/en-fr/thomas/rotary-vane-pumps-compressors/g01-k-series>.
- [95] OSI-Optoelectronics, «Photodiode-Amplifier Hybrids datasheet,» [En ligne]. Available: <http://www.osioptoelectronics.com/Libraries/Datasheets/Photops.sflb.ashx>. [Accès le 2020].
- [96] A. Putnam, «Integrable form of droplet drag coefficient,» *ARS J.*, vol. 31, p. 1467, 1961.
- [97] P.-G. Saffman, «The lift on a small sphere in a slow shear flow,» *J.Fluid Mech*, vol. 31, p. 624, 1968.
- [98] R. Mei et J. Klausner, «Shear lift force on spherical bubbles,» *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 15, n° %11, pp. 62-65, 1994.

- [99] ProPhotonix, «Industrial Laser Diode Module,» [En ligne]. Available: <https://www.prophotonix.com/>. [Accès le 2020].
- [100] Roithner-laser, «Red Dot Laser Module - RLDG650-13-3 datasheet,» [En ligne]. Available: http://www.roithner-laser.com/datasheets/laser/laser_modules/rldg650-13-3.pdf.
- [101] Wikipédia, «Diode électroluminescente,» [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Diode_%C3%A9lectroluminescente. [Accès le Avril 2020].
- [102] CREE, «Delivering up to 200 Lumens per watt,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.cree.com/led-components/products/xlamp-leds-arrays/xlamp-mk-r>. [Accès le 2020].
- [103] M. Kanskar, «70% Power conversion efficiency Al-Free Diode Laser Bar,» chez *24th Army Science Conference*, Orlando, 2004.
- [104] RF Wireless world, «LED vs Laser diode | Difference between LED and Laser diode,» [En ligne]. Available: <https://www.rfwireless-world.com/Terminology/LED-vs-Laser.html>. [Accès le 2020].
- [105] B. De Cremoux, «Les diodes laser : des principes aux développements récents,» *Collection SFO*, vol. 4, pp. 309-342, 1996.
- [106] A. Einstein, «Zur Quantentheorie der Strahlung,» *Physikalische Gesellschaft Mitteilungen*, pp. 47-62, 1916.
- [107] M. Pospiech et S. Liu, «Laser Diodes, an introduction,» University of Hannover, Hannover (Germany), 2004.
- [108] S.-M. Goldwasser, «Diode Lasers,» 1994-2020. [En ligne]. Available: <http://www.repairfaq.org/sam/laserdio.htm>.
- [109] M. Bernard et G. Duraffourg, «Possibilités de lasers à semiconducteurs,» *J. Phys. Radium*, vol. 22, n° 112, pp. 836-837, 1961.
- [110] W. Shockley, «The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors,» *The Bell System Technical Journal*, vol. 28, n° 13, p. 435–489, 1949.
- [111] Roithner LaserTechnik, «QL68I6S-A/B/C Datasheet,» 2010. [En ligne]. Available: http://www.roithner-laser.com/datasheets/ld_div/ql68i6s_abc.pdf. [Accès le 2020].
- [112] Roithner LaserTechnik, «QL78J6S-A/B/C Datasheet,» 2010. [En ligne]. Available: http://www.roithner-laser.com/datasheets/ld_div/ql78j6s_abc.pdf. [Accès le 2020].
- [113] Roithner LaserTechnik, «S6530MG Datasheet,» 2015. [En ligne]. Available: http://www.roithner-laser.com/datasheets/ld_div/s6530mg_rev2_0.pdf.
- [114] T. Levêque, B. Faure et al., «PHARAO laser source flight model: Design and performances,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 86, n° 13, 2015.
- [115] R. Wiens, S. Maurice et al., «SuperCam remote sensing on the Mars 2020 Rover : Science goals and overview,» chez *3rd International Workshop on Instrumentation for Planetary Missions (2016)*, Pasadena, 2016.
- [116] Lumentum, «Diode Lasers, SingleMode 50 to 200 mW,830/852 nm,54xx Series Datasheet,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.photonicsolutions.co.uk/upfiles/54xx-WEB.pdf>. [Accès le 2020].
- [117] ARIMA Lasers Corp., «AlGaInP Visible Laser Diode ADL-65075TL Datasheet,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.arimalasers.com/file/product/20181212034932111.pdf>. [Accès le 2020].
- [118] T. Parke Hughes, Elmer Sperry, Inventor and Engineer, Johns Hopkins Press, 1971.
- [119] N. Minorsky, «Directional stability of automatically steered bodies,» *J. Amer. Soc of Naval Engineers*, vol. 34, n° 12, pp. 280-309, 1922.
- [120] Wikipédia, «Régulateur PID,» 2020. [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/R%C3%A9gulateur_PID.
- [121] H. Sun, *Laser Diode Beam Basics, Manipulations and Characterizations*, SpringerBriefs in Physics, 2012.
- [122] Wikipédia, «BK7,» 2020. [En ligne]. Available: <https://fr.wikipedia.org/wiki/BK7>. [Accès le 2020].
- [123] H. Bach, *The Properties of Optical Glass*, Mainz (Germany): Springer, 1998.
- [124] Wikipédia, «Lentille optique,» 2020. [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Lentille_optique. [Accès le 2020].
- [125] Stemmer Imaging, «Laser illumination,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.stemmer-imaging.com/fr-fr/donnees/laser-illumination/>. [Accès le 2020].
- [126] «Powell Lens Buyer's guide,» 2020. [En ligne]. Available: https://www.laserlineoptics.com/powell_primer.html. [Accès le 2020].
- [127] ZWO, «ZWO ASI178 Manual,» 2018.

- [128] Wikipédia, «hotorésistance,» 2012. [En ligne]. Available: <https://fr.wikipedia.org/wiki/Photor%C3%A9sistance>. [Accès le 2020].
- [129] Wikipédia, «Tube photomultiplicateur,» 2020. [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Tube_photomultiplicateur. [Accès le 2020].
- [130] Wikipédia, «Photodiode,» 2020. [En ligne]. Available: <https://fr.wikipedia.org/wiki/Photodiode>. [Accès le 2020].
- [131] Wikipédia, «Photodiode PIN,» 2020. [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Photodiode_PIN. [Accès le 2020].
- [132] OSI Optoelectronics, «Photodiode Characteristics and Applications,» [En ligne]. Available: <http://www.osioptoelectronics.com/application-notes/an-photodiode-parameters-characteristics.pdf>. [Accès le 2020].
- [133] Wikipédia, «Puissance équivalente de bruit,» 2020. [En ligne]. Available: https://fr.wikipedia.org/wiki/Puissance_%C3%A9quivalente_de_bruit. [Accès le 2020].
- [134] Emse, «Conversions analogique - numérique et numérique - analogique,» 2009.
- [135] European Space Components Coordination, «European Preferred Parts List,» 2020. [En ligne]. Available: <https://escies.org/download/webDocumentFile?id=67722>. [Accès le 2020].
- [136] B. Carter et T. Brown, «Handbook of Operational Amplifier,» Texas Instrument, 2016.
- [137] H. Barkhausen, Lehrbuch der Elektronenröhren und ihrer technischen Anwendungen / 2, Verstärker, Leipzig: Hirzel, 1935.
- [138] T. Wang et B. Erhman, «Compensate Transimpedance Amplifiers Intuitively,» 2005. [En ligne]. Available: <http://www.ti.com/lit/an/sboa055a/sboa055a.pdf?ts=1588500594040>. [Accès le 2020].
- [139] M. Benkaïs, «Un CAN bien connu, clé d'une bonne acquisition,» *Mesures*, vol. 674, pp. 61-63, 1995.
- [140] J.-G. Graeme, Photodiode amplifiers : op amp solutions, New York: McGraw-Hill, 1996.
- [141] E. Margan, «Transimpedance Amplifier Analysis,» [En ligne]. Available: http://www-f9.ijs.si/~margan/Articles/trans_z_amplifier.pdf.
- [142] M. Steffes, «Noise Analysis for High-Speed Op Amps,» 1996, 2005. [En ligne]. Available: <http://www.ti.com/lit/an/sboa066a/sboa066a.pdf?ts=1588502968775>. [Accès le 2020].
- [143] H.-T. Friis, «Noise Figures of Radio Receivers,» *roceedings of the IRE*, vol. 32, n° %17, pp. 419-422, 1944.
- [144] Thorlabs, «FDS 100 Si Photodiode datasheet,» Septembre 2017. [En ligne]. Available: <https://www.thorlabs.com/drawings/5eb62c203be5dcbe-E29DED3E-FE0B-835E-061F774A3F8D107A/FDS100-SpecSheet.pdf>. [Accès le Mai 2020].
- [145] Hamamatsu, «Si PIN Photodiode S1223 series,» Février 2013. [En ligne]. Available: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s1223_series_kpin1050e.pdf. [Accès le Mai 2020].
- [146] M. Lefevre, «Implémentation de l'algorithme du compteur d'aérosols LOAC,» CNES - Université de Nantes, Toulouse, 2019.
- [147] NXP, «FRDM-K64F: Freedom Development Platform for Kinetis® K64, K63, and K24 MCUs,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.nxp.com/design/development-boards/freedom-development-boards/mcu-boards/freedom-development-platform-for-kinetis-k64-k63-and-k24-mcus:FRDM-K64F>.
- [148] Microchip, «PIC18F2682/2685/4682/4685 Datasheet,» 2007. [En ligne]. Available: <http://ww1.microchip.com/downloads/en/devicedoc/39761b.pdf>. [Accès le 2020].
- [149] Texas Instruments, «DAC121S101/-Q1 12-Bit Micro Power, RRO Digital-to-Analog Converter,» 2005. [En ligne]. Available: <http://www.ti.com/lit/ds/symlink/dac121s101.pdf?ts=1589110953186>. [Accès le 2020].
- [150] Windform, «Materials for advanced 3D printing - Aerospace,» 2020. [En ligne]. Available: <http://www.windform.com/applications-aerospace.html>. [Accès le 2020].
- [151] M. Bazin, «LOAC-S : Adaptation de l'instrument LOAC V1.5 aux contraintes d'étanchéité UHV,» Reyniès, 2020.
- [152] N. Verdier et al., «Enhanced detection and sizing algorithm to improve LOAC optical particle counter performances,» *Applied Optics*, vol. 59, n° %134, pp. 10892-10901, 2020.
- [153] A. Molinaro et Y. Sergeev, «An efficient algorithm for the zero crossing detection in digitized measurement signal,» *Measurement*, vol. 30, n° %13, pp. 187-196, 2001.
- [154] H. Barkhausen, «Lehrbuch der Elektronen-Röhren und ihrer technischen Anwendungen,» *Textbook of Electron Tubes and their Technical Applications*, 1935.
- [155] OSI Optoelectronics, «Photops™ , Photodiode-Amplifier Hybrids datasheet,» [En ligne]. Available: <http://www.osioptoelectronics.com/Libraries/Datasheets/Photops.sflb.ashx>.

- [156] LED Components, «XLamp MK-R,» 2020. [En ligne]. Available: <https://www.cree.com/led-components/products/xlamp-leds-arrays/xlamp-mk-r>.
- [157] W. Shockley, «The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors,» *The Bell System Technical Journal*, vol. 28, n° %13, p. 435–489, 1949.
- [158] P. Görner et J. Fabriès, «Techniques de mesure automatique des aérosols atmosphériques,» *Cahier des notes documentaires*, vol. 140, 1990.
- [159] T. Lurton et J.-B. Renard, «Light scattering at small angles by atmospheric irregular particles: modelling and laboratory measurements,» *Atmos. Meas. Tech. Discuss.*, vol. 6, p. 7565–7591, 2013.
- [160] U.-T. Schwarz, T. Schoedl, V. Kümmler et A. Lell, «Laser Diode Facet Degradation Study,» *Cambridge University Press*, vol. 798, 2003.
- [161] M.-G.-A. Bernard et G. Durauffourg, «Laser Conditions in Semiconductors,» *Phys. Status Solidi*, vol. 1, n° %17, pp. 699-703, 1961.
- [162] H.-C.-J. Casey et M.-B. Panish, *Heterostructure lasers*, New York: Academic Press, 1978.
- [163] G.-P. Agrawal et N.-K. Dutta, *Long-wavelength semiconductor Lasers*, New York: Van Nostrand Reinhold, 1986.
- [164] D. Semleit et A. Trampe, «Fluctuations and Noise of the Optical Output Power of Laser Diodes and the Effect on Optical Particle Size Determination,» *Aerosol Science and Technology*, vol. 26, n° %14, pp. 356-367, 1997.
- [165] J.-B. Renard, C. Thauray, J.-L. Mineau et B. Gaubicher, «Small-angle light scattering by airborne particulates: Environnement S.A. continuous particulate monitor,» *Measurement Science and Technology*, vol. 21, n° %18, 2010.
- [166] L. Kalnajs, A. Hertzog, P. Cocquerez, M. -J. Alexander, S.-M. Davis et al., «Stratéole 2: An Ultra Long Duration Super Pressure Balloon Campaign to Study the Equatorial Upper Troposphere and Lower Stratosphere,» chez *American Geophysical Union, Fall Meeting 2018*, Washington, 2018.
- [167] E.-O. Knutson et K.-T. Whitby, «Aerosol Classification by electric mobility: Apparatus, theory and applications.,» *J. Aerosol Sci.*, vol. 6, pp. 443-451, 1975.
- [168] L.-R. Williams et al., «Characterization of an Aerodynamic Lens for Transmitting Characterization of an Aerodynamic Lens for Transmitting Particles Greater than 1 Micrometer in Diameter into the Aerodyne Particles Greater than 1 Micrometer in Diameter into the Aerodyne Aerosol M,» *Atmos. Meas. Tech.*, vol. 6, p. 3271–3280, 2013.
- [169] C. Grèzes-Besset, H. Krol, G. Chauveau, D. Stojcevski, C. de la Bernardie, M. Zerrad, S. Liukaityte, M. Lequime et C. Amra, «Metal-dielectric absorbers with magnetron sputtering technique,» *SPIE 9627, Optical Systems Design 2015: Advances in Optical Thin Films V*, 96270U, 2015.
- [170] B. Ragent et J.-E. Blamont, «Pioneer Venus Sounder And Small Probes Nephelometer Instrument,» *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vols. %1 sur %2GE-18, n° %11, 1980.
- [171] J. Evelyn, «“Fumifugium”,» *Nature*, vol. 125, pp. 368-369, 1930.
- [172] V. A. Marple et al., «Inertial, Gravitational, Centrifugal and Thermal Collection Techniques,» *Aerosol Measurement, Principles, Techniques and Applications*, pp. 229-260, 2001.

8. Articles publiés en tant qu'auteur ou co-auteur sur ce thème de recherche

Nicolas Verdier, Jean Michel Papy, Jean Baptiste Renard, Maximilien Lefevre, and Clémence Agrapart, **Enhanced detection and sizing algorithm to improve LOAC optical particle counter performances**, Appl. Opt. **59**, 10892-10901 (2020), <https://doi.org/10.1364/AO.408959>

Jean-Baptiste Renard, Olivier Mousis, Pascal Rannou, Anny-Chantal Levasseur-Regourd, Gwenaël Berthet, Jean-Michel Geffrin, Edith Hadamcik, Nicolas Verdier, Aude-Lyse Millet & Daniel Daugeron, **Counting and Phase Function Measurements with the LONSCAPE Instrument to Determine Physical Properties of Aerosols in Ice Giant Planet Atmospheres**, Space Sci Rev **216**, 28 (2020), <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00653-2>

Pavla Dagsson-Waldhauserova, Jean-Baptiste Renard, Haraldur Olafsson, Damien Vignelles, Gwenaël Berthet, Nicolas Verdier & Vincent Duverger, **Vertical distribution of aerosols in dust storms during the Arctic winter**, Sci Rep **9**, 16122 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-51764-y>

Renard, J.-B., Dulac, F., Durand, P., Bourgeois, Q., Denjean, C., Vignelles, D., Couté, B., Jeannot, M., Verdier, N., and Mallet, M.: **In situ measurements of desert dust particles above the western Mediterranean Sea with the balloon-borne Light Optical Aerosol Counter/sizer (LOAC) during the ChArMEx campaign of summer 2013**, Atmos. Chem. Phys., **18**, 3677–3699, <https://doi.org/10.5194/acp-18-3677-2018>, 2013

Renard, J.-B., Dulac, F., Berthet, G., Lurton, T., Vignelles, D., Jégou, F., Tonnelier, T., Jeannot, M., Couté, B., Akiki, R., Verdier, N., Mallet, M., Gensdarmes, F., Charpentier, P., Mesmin, S., Duverger, V., Dupont, J.-C., Elias, T., Crenn, V., Sciare, J., Zieger, P., Salter, M., Roberts, T., Giacomoni, J., Gobbi, M., Hamonou, E., Olafsson, H., Dagsson-Waldhauserova, P., Camy-Peyret, C., Mazel, C., Décamps, T., Piringer, M., Surcin, J., and Daugeron, D.: **LOAC: a small aerosol optical counter/sizer for ground-based and balloon measurements of the size distribution and nature of atmospheric particles – Part 1: Principle of measurements and instrument evaluation**, Atmos. Meas. Tech., **9**, 1721–1742, <https://doi.org/10.5194/amt-9-1721-2016>, 2016

Renard, J.-B., Dulac, F., Berthet, G., Lurton, T., Vignelles, D., Jégou, F., Tonnelier, T., Jeannot, M., Couté, B., Akiki, R., Verdier, N., Mallet, M., Gensdarmes, F., Charpentier, P., Mesmin, S., Duverger, V., Dupont, J.-C., Elias, T., Crenn, V., Sciare, J., Zieger, P., Salter, M., Roberts, T., Giacomoni, J., Gobbi, M., Hamonou, E., Olafsson, H., Dagsson-Waldhauserova, P., Camy-Peyret, C., Mazel, C., Décamps, T., Piringer, M., Surcin, J., and Daugeron, D.: **LOAC: a small aerosol optical counter/sizer for ground-based and balloon measurements of the size distribution and nature of atmospheric particles – Part 2: First results from balloon and unmanned aerial vehicle flights**, Atmos. Meas. Tech., **9**, 3673–3686, <https://doi.org/10.5194/amt-9-3673-2016>, 2016.

Mallet, M., Dulac, F., Formenti, P., Nabat, P., Sciare, J., Roberts, G., Pelon, J., Ancellet, G., Tanré, D., Parol, F., Denjean, C., Brogniez, G., di Sarra, A., Alados-Arboledas, L., Arndt, J., Auriol, F., Blarel, L., Bourrienne, T., Chazette, P., Chevaillier, S., Claeys, M., D'Anna, B., Derimian, Y., Desboeufs, K., Di Iorio, T., Doussin, J.-F., Durand, P., Féron, A., Freney, E., Gaimoz, C., Goloub, P., Gómez-Amo, J. L., Granados-Muñoz, M. J., Grand, N., Hamonou, E., Jankowiak, I., Jeannot, M., Léon, J.-F., Maillé, M., Mailler, S., Meloni, D., Menut, L., Momboisse, G., Nicolas, J., Podvin, T., Pont, V., Rea, G., Renard, J.-B., Roblou, L., Schepanski, K., Schwarzenboeck, A., Sellegri, K., Sicard, M., Solmon, F., Somot, S., Torres, B., Totems, J., Triquet, S., Verdier, N., Verwaerde, C., Waquet, F., Wenger, J., and Zapf, P.: **Overview of the Chemistry-Aerosol Mediterranean Experiment/Aerosol Direct Radiative Forcing on the Mediterranean Climate (ChArMEx/ADRMED) summer 2013 campaign**, Atmos. Chem. Phys., **16**, 455–504, <https://doi.org/10.5194/acp-16-455-2016>, 2016.

Marc Mallet ; François Dulac ; Pierre Nabat ; Paola Formenti ; Jean Sciare ; Greg Roberts ; Cyrielle Denjean ; Jacques Pelon ; Didier Tanré ; Frédéric Parol ; Gérard Ancellet ; Frédéric Auriol ; Luc Blarel ; Thierry Bourrienne ; Gérard Brogniez ; Patrick Chazette ; Servanne Chevaillier ; Marine Claeys ; Aurélie Colomb ; Barbara D'Anna ; Yevgeny Derimian ; Karine Desboeufs ; Jean-François Doussin ; Pierre Durand ; Anaïs Féron ; Hélène Ferré ; Laurence Fleury ; Evelyn Freney ; Philippe Goloub ; Noël Grand ; Éric Hamonou ; Isabelle Jankowiak ; Matthieu Jeannot ; Dominique Lambert ; Jean-François Léon ; Sylvain Mailler ; Laurent Menut ; Géraud Momboisse ; José Nicolas ; Thierry Podvin ; Véronique Pont ; Géraldine Rea ; Jean-Baptiste Renard ; Laurent Roblou ; Alfons Schwarzenboeck ; Karine Sellegri ; Michaël Sicard ; Fabien Solmon ; Samuel Somot ; Benjamin Torres ; Julien Totems ; Sylvain Triquet ; Nicolas Verdier ; Christian Verwaerde ; Damien Vignelles, **Interactions aérosols-rayonnement-climat en région méditerranéenne : Impact de l'effet radiatif direct sur le cycle de l'eau**, La Météorologie, **91**, 29-38, 2015, [10.4267/2042/57860](https://doi.org/10.4267/2042/57860)

9. Liste des figures

Fig. 1-1 : Titan vue par la sonde Huygens depuis 30km d'altitude scène réalisée par René Pascal à partir des images ESA/NASA/JPL	9
Fig. 1-2 : Lâcher simultané de deux Ballons Pressurisés de Couche Limite dans le cadre de la campagne ChArMEx (2013) depuis Minorque par Didier Vassaux du CNES (à gauche) et François Dulac du LSCE (à droite) sous l'œil attentif de Gilles Dupouy et Nicolas Verdier (CNES). Le ballon maintenu par François Dulac emporte un des premiers LOAC.....	10
Fig. 1-3 : Tourbillon de poussières photographié par le rover Opportunity sur Mars (crédits : NASA-JPL). ...	11
Fig. 1-4 : Tempête globale de 2001, avant (à gauche) et pendant (à droite) vue par le télescope Hubble (crédits : NASA).	11
Fig. 1-5 : Nuages de glace ou de CO ₂ observés par la caméra de contexte au-dessus de l'instrument SEIS/Insight (Crédits : NASA-JPL).	12
Fig. 1-6 : Panneaux solaire de l'atterrisseur Insight au sol 14 (à gauche) et au sol 100 (à droite). L'accumulation de poussière traduit l'intense soulèvement de poussière dû aux tempêtes martiennes (Crédits : NASA -JPL).....	12
Fig. 1-7 : Distribution verticale des brumes et nuages proposée par Moussis et al. (2018)	12
Fig. 1-8 : Nuages de Neptune photographiés par la caméra haute résolution de Voyager 2 (crédits : NASA-JPL).....	13
Fig. 1-9 : Diagramme illustrant la formation des aérosols de Titan (Crédit : ESA/ ATG medialab).	13
Fig. 1-10 : Pioneer Venus 2 avec ses sondes atmosphériques (Crédits : NASA).	14
Fig. 1-11 : Néphélomètre des sondes Pioneer Venus (Ragent B., Blamont J.E, 1980 [170]).	14
Fig. 1-12 : Concept de ballon Vénusien double enveloppe à excursion d'altitude pouvant embarquer la charge utile ASIP (Crédit NASA-JPL).....	14
Fig. 2-1 : Première page du « Fumifugium » d'Evelyn 's. [171].....	15
Fig. 2-2 : Conimètre portable développé par Aitken (1890).	15
Fig. 2-3 : John Tyndall (1820-1893).	15
Fig. 2-4 : a) Schéma de principe d'un l'impacteur. [172] b) Courbe de rendement de collection. En abscisse, le nombre de Stokes, nombre sans dimension qui représente le rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie dissipée par frottement avec le fluide. Il dépend de la géométrie du dispositif, des caractéristiques du milieu mais surtout de la taille des particules. [172].....	16
Fig. 2-5 : Schéma de principe d'un impacteur en cascade et rendement de collection pour chaque étage d'un modèle MOUDI [172].	17
Fig. 2-6 : Principe et prototype récent d'un précipitateurs électrostatique (Miller & al, 2010 [63]).	17
Fig. 2-7 : Impacteur QCM-MOUDI™ temps réel (model 140) doc. TSI.	18
Fig. 2-8 : a) Diagramme schématique d'un dispositif à Jauge Beta (à gauche) et b) réalisation industrielle (à droite) : Modèle Exactus™ BAM.	19
Fig. 2-9 : Principe et réalisation industrielle d'un DMA associé à un CPC (Modèle 3938, source TSI).	20
Fig. 2-10 : Photomètre miniature numérique ZH03B de Plantower disponible pour 10€.....	21
Fig. 2-11 Photomètre solaire portable de la société SunPhotometer.....	21
Fig. 2-12 : Principe de mesure du néphélomètre polaire [73].	21
Fig. 2-13 : Utilisation d'un miroir collecteur sur le modèle Climet CI-208 (Gebhart, 1991).	22
Fig. 2-14 : OPC Climet CI-154.	22
Fig. 2-15 : Bille de Latex utilisées pour l'étalonnage des OPC.	22
Fig. 2-16 : L'instrument LOAC (version 1.1) et sa pompe à palettes.	23
Fig. 2-17 : Eléments constituant l'instrument LOAC.....	23
Fig. 2-18 : L'instrument STAC du LMD.....	24
Fig. 2-19 : Vue 3D du compteur prototype réalisé au CNES.....	24
Fig. 2-20 : Lancement du premier LOAC depuis l'Islande.....	24
Fig. 2-21 : Nacelle TWIN à Kiruna et l'instrument LOAC dans son boîtier de vol.	25
Fig. 2-22 : Modèle 3D d'un LOAC V1.0.	25
Fig. 2-23 : Photographie d'un LOAC V1.2.	26
Fig. 2-24 : Trajectoire du faisceau lumineux dans le piège à lumière du LOAC V1.4.....	27
Fig. 2-25 : Les 2 diaphragmes du LOAC V1.4 en sortie du laser.....	27
Fig. 2-26 : Injecteur oblong des LOAC du modèle V1.0 au modèle V1.3 (à gauche) et circulaire du modèle V1.4 (à droite).	27
Fig. 2-27 : Modèle 3D (à gauche) et photographie (à droite) d'un LOAC V1.4.	28
Fig. 2-28 : Modèle 3D du LOAC V1.5.....	28
Fig. 2-29 : Prototype du LOAC V2.0. On y distingue la chambre imprimée en résine, la carte électronique principale, la pompe ainsi que la carte numérique de traitement.	29
Fig. 2-30 : Oscillogramme d'une impulsion mesurée sur un LOAC V1.1 en sortie de la photodiode frontale.	30

Fig. 2-31 : Histogramme de taille résultant d'une acquisition sur un LOAC V1.2 restitué grâce au logiciel LOAC Terminal. En abscisse, le numéro du canal, en ordonnée le nombre de particules détectées sur une période de 10 secondes.	31
Fig. 2-32 : Spectrogrammes représentant le nombre de particules détectées par l'algorithme du LOAC V1.x par gamme de taille pour différentes amplitudes d'impulsions. Dans ce cas 1733 impulsions sont générées pour des amplitudes d'impulsions décroissantes de 500mV à 10mV.	31
Fig. 2-33 : Angle de capture et champs de vue des détecteurs.	32
Fig. 2-34 : Aménagement des photodiodes autour de la zone d'interaction laser – particules sur le LOAC V1.5.	33
Fig. 2-35 : Détermination de l'indice de spéciation.	34
Fig. 2-36 : Etalonnage avec différents types de particules et définition des gabarits.	34
Fig. 3-1 Phénomènes intervenant dans la diffusion de la lumière par une particule (d'après [158]).	36
Fig. 3-2 : Répartition spatiale de la lumière diffusée par une particule.	36
Fig. 3-3 : Intensité du lobe principal de diffusion ($\theta = 0$) en fonction du diamètre et de l'indice de réfraction de la particule pour une onde monochromatique à 780nm.	37
Fig. 3-4 : Intensité du lobe principal de diffusion ($\theta = 0$) en fonction du diamètre de la particule et du mode de transmission de la lumière pour une onde monochromatique à 780nm ($n=1.33$).	37
Fig. 3-5 : Comparaison des mesures entre différents types de particules montrant que le modèle développé par Lurton et Renard (T. Lurton, J.-B. Renard, 2014 [78]) décrit mieux la diffraction de la lumière par des particules irrégulières (courbes rouges) que la loi de Mie (courbe noire).	38
Fig. 3-6 : a) Chambre anéchoïque de l'institut Fresnel (à gauche) et b) modèle d'aérosol complexe (ci-dessus)	39
Fig. 3-7 : a) Ajustement permettant de définir les facteurs d'échelle entre la modélisation théorique par la loi de Mie et les observations expérimentales sur l'instrument et en chambre anéchoïque. m représente l'indice de réfraction des particules considérées.	40
Fig. 3-8 : Ouverture angulaire nécessaire pour obtenir un flux équivalent à la lumière frontale diffractée ($\theta_{\min}=10^\circ, \theta_{\max}=20^\circ$) en fonction de l'angle moyen d'observation (selon la théorie de Mie).	41
Fig. 3-9 : Sensibilité de l'instrument en fonction de l'angle moyen de typologie et du diamètre des particules.	42
Fig. 3-10 : Débit volumique de la pompe Thomas G6/01-K-LCL en fonction de la température (à gauche) et de la pression (à droite). D'après Vignelles (2016) [9]	43
Fig. 3-11 : Instrumentation de la pompe à l'aide d'un capteur à effet hall détectant le passage d'une microbille aimantée solidaire de la partie mobile de la pompe (à gauche) et d'un enregistreur miniature conçu pour l'occasion (à droite).	44
Fig. 3-12 : Evolution de la vitesse de rotation de la pompe (à gauche) et de la densité de l'air (à droite) au cours du vol ballon.	44
Fig. 3-13 : Forme de l'impulsion lumineuse lors de l'interaction lumière particule.	45
Fig. 3-14 : Oscillogramme montrant la forme typique des impulsions en sortie du LOAC V1.x sur ses 2 canaux (à gauche) et « l'effet de trainage » sur l'impulsion (à droite).	45
Fig. 3-15 : a) Oscillogramme montrant la forme typique des impulsions en sortie du LOAC V1.x pour une population d'aérosols hétérogène en taille et en nature. b) Normalisation et moyennage des réponses faisant apparaître une impulsion typique pouvant être utilisée comme référence.	46
Fig. 3-16 : Simulation de la réponse du LOAC V1.x à une impulsion lumineuse quasi Gaussienne à l'aide du logiciel Altium Designer™. Les valeurs des composants ($R_f=60M$, $C_f=3pF$ et $C_i=60pF$) sont directement issues des documents du constructeur de la photodiode UDT-020D d'OSI [95] et de l'intégrateur Environnement-SA).	46
Fig. 3-17 : Comparaison entre simulation et mesures de la réponse du LOAC V1.2 à une particule. La courbe jaune est l'image du photocourant généré dans la photodiode par le passage d'une particule dans le faisceau gaussien du laser à une vitesse de 4.6m/s (correspondant à un débit de 2l/min pour un injecteur de 2mm x 4mm. Ce photocourant multiplié par la résistance de contre-réaction de l'amplificateur donne l'attendu en sortie d'un transimpédance de bande passante infinie.	47
Fig. 3-18 : Maillage de la chambre du LOAC par le logiciel HELYX.	48
Fig. 3-19 : Evolution de la vitesse des aérosols lors de leur injection dans la chambre du LOAC en fonction de la distance à la sortie de l'injecteur pour différentes tailles de particules. L'image en fond représente la forme de la chambre autour de l'injecteur et permet d'identifier les zones d'intérêt.	49
Fig. 3-20 : Aspect et dimensions du module laser Roithner proposé pour les LOAC V2 et 3.0 (source Roithner-laser.com).	50
Fig. 3-21 : Evolution de la puissance relative du module laser RLDG650-13 (Roithner) en fonction de la température.	50
Fig. 3-22 : Différents types de LED (source Wikipédia).	51
Fig. 3-23 : Diodes laser (source Findlightopedia).	51
Fig. 3-24 : Bandes d'énergie dans un semiconducteur (De Cremoux, 1996 [105]).	52
Fig. 3-25 : Structure d'une diode laser.	53

Fig. 3-26 : Packaging et brochage typiques d'une diode laser (Crédits Olympus et Thorlabs).	54
Fig. 3-27 : Divergence du faisceau d'une diode laser (d'après Sun, 2012 [121]).	54
Fig. 3-28 : Modèle simplifié d'une diode laser.	55
Fig. 3-29 : Meilleure interpolation de la caractéristique courant-tension d'une diode laser HLD980050N4T permettant d'obtenir les paramètres caractéristiques de son modèle.	56
Fig. 3-30 : Puissance émise par une diode laser en fonction du courant injecté (De Cremoux, 1996 [105]).	56
Fig. 3-31 : Réponses fréquentielles typiques de diodes laser de différentes puissances (De Cremoux, 1996 [105]).	57
Fig. 3-32 : Coût des diodes laser en fonction de la longueur d'onde d'émission. La couleur du point code la puissance maximum autorisée : 20mW ~20mW 40mW 50mW.	58
Fig. 3-33 : Pilote d'une diode laser à base d'un générateur de courant constant.	60
Fig. 3-34 : Comportement en température de la diode laser ADL-65075TL (source : ARIMA LASER).	61
Fig. 3-35 : Schéma du circuit de pilotage de la diode laser.	62
Fig. 3-36 : Essais en étuve.	62
Fig. 3-37 : Puissance de la diode laser mesurée en fonction du courant injecté pour différentes températures de boîtier.	63
Fig. 3-38 : Gain et courant d'offset de la diode laser en fonction de la température.	63
Fig. 3-39 : Stabilité de la puissance lumineuse de la diode laser ADL par compensation directe de l'effet de la température comparée à celle du module laser Roithner RLDG650-13.	64
Fig. 3-40 : Synoptique du dispositif de pilotage de la diode laser en boucle fermée (asservissement sur la puissance lumineuse).	65
Fig. 3-41 : Stabilité de la puissance lumineuse de la diode laser en température par asservissement de la puissance lumineuse sur la photodiode du laser en comparaison des performances du module laser Roithner RLDG650-13.	65
Fig. 3-42 : Synoptique d'un asservissement de type PID (inspiré de Wikipédia [120]).	66
Fig. 3-43 : Réponse indicielle du pilote (courbe bleu), de la diode laser (courbe rouge) et de la photodiode de contrôle (courbe jaune). Détermination des « constantes τ » par interpolation des réponses.	67
Fig. 3-44 : Synoptique de la méthode de caractérisation de l'ensemble pilote-Laser en température.	68
Fig. 3-45 : Caractéristique tension-courant du pilote de la diode laser de -50°C à +50°C.	68
Fig. 3-46 : Caractéristique puissance optique-courant de la diode laser de -50°C à +50°C. On remarque une évolution du courant de seuil avec la température mais une faible sensibilité à la température de la résistance interne de la diode laser HLD980050N4T. La puissance optique est exprimée en Volt car elle provient directement de la mesure de la tension issue de la photodiode de contrôle non calibrée.	69
Fig. 3-47 : Modélisation du comportement de l'ensemble pilote, diode laser et photodiode par une fonction linéaire dont les coefficients dépendent de la température.	69
Fig. 3-48 : Détermination de l'évolution en fonction de la température des coefficients $a(T)$ et $b(T)$ de la droite de régression du flux (Fig. 3-47).	70
Fig. 3-49 : Modélisation sous Simulink™ de l'ensemble pilote et diode laser. L'entrée « Modulation » correspond à la tension d'entrée V_{in} du pilote, l'entrée « Température » permet l'injection d'un stimulus thermique.	70
Fig. 3-50 : Optimisation sous Simulink™ du correcteur PID. La consigne est appliquée au système au début de la simulation ainsi que qu'une rampe de température.	71
Fig. 3-51 : Résultat de simulation a) Rampe de température (en rouge) b) Consigne (noir pointillé), réponse de l'asservissement en termes de flux (bleu) et commande du pilote de la diode laser par le régulateur PID (en vert). On remarque que le flux rejoint très rapidement la valeur de consigne.	72
Fig. 3-52 : Zoom sur le début de la simulation. Le régulateur commande bien l'entrée du pilote de la diode laser (en vert) pour que le flux (en bleu) rejoigne la valeur de consigne (en noir pointillé).	72
Fig. 3-53 : Carte Arduino DUE utilisée pour la mise au point et les tests de performance du système de régulation de la puissance de la diode laser.	74
Fig. 3-54 : Zone d'interaction entre le faisceau laser de section elliptique et le cône d'injection des aérosols.	74
Fig. 3-55 : Evolution de la forme du faisceau en fonction de la distance de la diode (inspiré de Sun, 2012 [121]).	75
Fig. 3-56 : Discrimination des particules dans un faisceau faiblement et fortement elliptique.	75
Fig. 3-57 : Forme typique d'un faisceau laser Gaussien (source Sun et al. 2012, [121]).	76
Fig. 3-58 : Forme du faisceau laser à la sortie de la diode avant collimation.	77
Fig. 3-59 : Collimation du faisceau laser.	78
Fig. 3-60 : Image d'un faisceau laser affecté par la diffraction (source : wikimédia commons).	78
Fig. 3-61 : La focalisation du faisceau après collimation (ici avec une lentille cylindrique) permet de réduire le temps de transit des aérosols injectés et d'augmenter le taux de comptage de l'instrument.	79
Fig. 3-62 : Lentilles cylindriques.	80
Fig. 3-63 : Effet d'une lentille cylindrique sur un faisceau laser (source : Stemmer Imaging [125]).	80
Fig. 3-64 : Lentilles de Powell.	80

Fig. 3-65 : Elargissement d'un faisceau laser par une lentille de Powell (source LaserLine [126]).	81
Fig. 3-66 : Uniformité typique d'un faisceau laser élargi par une lentille de Powell (source LaserLine [126]).	81
Fig. 3-67 : Lentilles de type « réseau ».	81
Fig. 3-68 : Effet d'une lentille « raster » sur un faisceau laser (source : Stemmer Imaging [125]).	81
Fig. 3-69 : Caractéristiques d'un faisceau laser collimaté. Les points noirs matérialisent les points focaux de la lentille ((Source Sun, 2012 [121]).	83
Fig. 3-70 : Caractéristiques d'un faisceau laser focalisé. Les points noirs matérialisent les points focaux de la lentille (Sun, 2012 [121]).	84
Fig. 3-71 : Association d'une lentille asphérique de collimation et d'une lentille cylindrique de focalisation (Sun, 2012 [121]).	84
Fig. 3-72 : Simulation d'un montage optique permettant de créer un pinceau lumineux étroit.	85
Fig. 3-73 : Zone d'interaction faisceau laser – particules (dimensions obtenues avec les valeurs par défaut du Tab. 4-6).	85
Fig. 3-74 : Profileur laser « maison » réalisé pour les besoins de caractérisation du faisceau de la source lumineuse.	86
Fig. 3-75 : Exemple de caractérisation avec le profileur laser d'un faisceau lumineux collimaté et focalisé. L'ensemble des résultats est généré avec le logiciel Matlab™. La zone 1 donne le profil du faisceau selon les plans XZ et YZ, z étant l'axe de propagation de la lumière. La zone 2 permet d'évaluer l'homogénéité du faisceau dans la zone d'interaction avec les particules (qui n'est pas le waist dans ce cas). La zone 3 s'intéresse à la forme du faisceau dans le plan orthogonal à la propagation selon les axes X et Y à une distance donnée de la source.	86
Fig. 3-76 : a) Photorésistance, b) Photomultiplicateur R375 et c) Photodiode S1223 (source : Hamamatsu)	87
Fig. 3-77 : a) Création de la zone de charge d'espace, recombinaison des porteurs minoritaires et courant d'obscurité. b) En présence d'un flux lumineux, création de paires électron -trou qui se recombinent, rejoignent la zone de charge d'espace par diffusion ou contribuent directement au photocourant de génération (inspiré de Graeme, 1996 [140]).	88
Fig. 3-78 : Coupe d'une photodiode.	88
Fig. 3-79 : Modèle complet et simplifié d'une photodiode.	89
Fig. 3-80 : Illustration des paramètres définissant la capacité d'une photodiode.	90
Fig. 3-81 : Mesure au laboratoire de la capacité parasite de quelques photodiodes en fonction de la tension de polarisation inverse. La barre verticale en pointillé rouge matérialise une tension inverse de 3V facilement disponible sur la carte électronique.	90
Fig. 3-82 : Réponse spectrale d'une photodiode PIN (S1223 Hamamatsu).	91
Fig. 3-83 : Chaîne de détection typique impliquant une photodiode et un amplificateur transimpédance.	92
Fig. 3-84 : Résolution minimale requise du CAN en fonction de la dynamique du LOAC.	92
Fig. 3-85 : Puissance lumineuse sur la voie frontale du LOACV2.0 (ouverture 12.1° à 15.9° comme pour le LOAC 1.5) pour un laser de 27mW@780nm à 34mm de la zone d'interaction aérosol-faisceau définie par un ellipsoïde de 4x3mm ² et un rendement surfacique de 0.6.	93
Fig. 3-86 : Fonctions de transfert pour un produit $Rf.Cf$ équivalent avec un amplificateur Analog devices LT1056 et une photodiode Hamamatsu S1323. Une valeur de $Cf < 1pF$ ne peut être implémentée dans la pratique.	95
Fig. 3-87 : Synoptique d'un système bouclé.	95
Fig. 3-88 : Fonctions de transfert de contre-réaction possédant des fréquences de coupure haute différentes (f_{P1} à f_{P3}) intersectant le gain de l'amplificateur opérationnel en boucle ouverte $A_{OL}(f)$. La fréquence f_{GBW} correspond au produit gain x bande de l'amplificateur (source Texas Instrument [138]).	96
Fig. 3-89 : Gain en boucle ouverte Af , gain de bruit $NGf = 1/\beta f$ et marge de phase PMf à la fréquence f_i pour une chaîne de détection typique (Analog devices LT1056, photodiode Hamamatsu S1323).	96
Fig. 3-90 : Modèle de bruit d'une chaîne de détection (photodiode + amplificateur transimpédance).	97
Fig. 3-91 : Densité spectrale des bruits en entrée pour un amplificateur bipolaire (OPA695, Texas Instruments, figure de gauche) et pour un amplificateur JFET (OPA655, Texas Instruments, figure de droite).	98
Fig. 4-1 : Arrangement typique sur les LOAC V1.x et V2.0 d'un détecteur au fond d'une cavité de largeur $d = 3.4mm$ et de longueur $l = 15mm$. Dans ce cas, l'angle de capture du signal est de 6.4° pour un champ de vue de 25.5°.	100
Fig. 4-2 : Ajout d'une lentille convergente plan convexe et un détecteur au fond d'une cavité de largeur $d = 3.4mm$ et de focale $f = l = 15mm$. Dans ce cas, l'angle de capture du signal est de 12.9° pour un champ de vue équivalent.	101
Fig. 4-3 : Ajout d'une lentille convergente plan convexe et un détecteur au fond d'une cavité de largeur $d = 3.4mm$ et de focale $f = l_2 = 7.5mm$. Dans ce cas, l'angle de capture du signal est de 12.9° pour un champ de vue de 25.5°.	101

Fig. 4-4 : Distance à la paroi jusqu'à laquelle la solution de la Fig. 5-3 offre un champ de vue plus faible que la solution de la Fig. 5-2. Dans le cas de la Fig. 5-3, le diamètre de la zone de détection $dd = 3.4mm$ est identique à la pupille d de la lentille et donne une distance $dp = l = 15mm$.	102
Fig. 4-5 : Distance à la paroi en deçà de laquelle la solution de la figure 3 offre un champ de vue plus faible que la solution de la figure 2. Dans ce cas, un détecteur avec un diaphragme $dd = 1.5mm$ et une pupille de diamètre $d=3.4mm$ donne une distance $dp \sim 53mm$.	102
Fig. 4-6 : Caractéristiques de la lentille de collimation A220TM-B (source Thorlabs).	103
Fig. 4-7 : Caractéristiques de la lentille de collimation A240TM-B (source Thorlabs).	104
Fig. 4-8 : Aménagement des diodes laser et des lentilles de collimation dans les boîtiers LT220 P-B (en haut) et LT240P-B (en bas) (source Thorlabs).	104
Fig. 4-9 : Densité des particules à la sortie de l'injecteur dans le plan perpendiculaire à leur direction en fonction de leur taille.	106
Fig. 4-10 : Résultat des simulations CFD sur une population d'aérosols de tailles différentes ($0.5\mu m$ à $50\mu m$). Les densités apparentes différentes observées sont dues au fait que la population initiale d'aérosols présente une densité uniforme de $0.5\mu m$ à $50\mu m$ alors que les gammes de tailles retenues ne sont pas uniformément réparties dans cette plage. Les simulations sont effectuées avec l'injecteur circulaire des versions 1.4 et 1.5	107
Fig. 4-11 : Vitesse radiale des aérosols au niveau de la zone d'interaction avec le faisceau lumineux.	108
Fig. 4-12 : Trajectoire des particules en haute atmosphère ($10hPa$, $-60^\circ C$) dans la chambre du LOAC (source R-Tech). Les particules sont dispersées dans la chambre quelque que soient leurs tailles. Le débit augmenté ici de 2 à 4 L/min n'apporte pas d'amélioration notable.	108
Fig. 4-13 : Modèle de photodiode a) FDS100 (Thorlabs [144]). b) S1223-01 (Hamamatsu [145]).	110
Fig. 4-14 : Impulsion lumineuse typique reçu par les photodiodes (à gauche) et sa transformée de Fourier (à droite).	110
Fig. 4-15 : Fonction de transfert de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01. La capacité de contre réaction doit être fixée à $1pF$ pour obtenir une fréquence de coupure de $6kHz$ avec une résistance de contre réaction de $27 M\Omega$.	111
Fig. 4-16 : Fonction de transfert $ Tz(f) $ et critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01 pour une capacité de contre réaction de $3.3pF$. Af est le gain en boucle ouverte, NGf le gain en bruit et PMf la marge de phase.	112
Fig. 4-17 : Contributeurs au bruit total en sortie de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01.	112
Fig. 4-18 : Fonction de transfert $ Tz(f) $ et critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode FDS100 pour une capacité de contre réaction de $3.3pF$. Af est le gain en boucle ouverte, NGf le gain en bruit et PMf la marge de phase.	113
Fig. 4-19 : Contributeurs au bruit total en sortie de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode FDS100.	113
Fig. 4-20 : Architecture de la carte FRDM-K64F (Source NXP).	115
Fig. 4-21 : Eléments exploités sur la carte FRDM-K64F pour le LOAC V2.0.	116
Fig. 4-22 : Synoptique électrique du LOAC V2.0 avec la partie servitude en noir et la partie traitement et comptage des aérosols en bleu.	117
Fig. 4-23 : Ensemble LOAC V2.0 (vue 3D).	118
Fig. 4-24 : Ensemble LOAC V2.0 (vues en coupe)	118
Fig. 4-25 : LOAC V1.3 (en haut à gauche) avec injection des aérosols perpendiculaire au plan du laser et des photodiodes en comparaison d'un premier concept (en bas à droite) où les aérosols sont injectés dans le même plan.	120
Fig. 4-26 : Zone d'interaction avec les aérosols souhaitée pour le LOAC V3.0.	121
Fig. 4-27 : Lentille de collimation du LOAC V3.0.	121
Fig. 4-28 : Lentille cylindrique de focalisation du LOAC V3.0.	121
Fig. 4-29 : Simulation favorisant la collimation du faisceau.	122
Fig. 4-30 : Inhomogénéité du faisceau au niveau de l'injecteur.	122
Fig. 4-31 : Erreurs associées à l'inhomogénéité du faisceau.	123
Fig. 4-32 : Dimensions et position du waist pour un faisceau non collimaté (lentille asphérique à $3.8mm$ de la diode pour une focale de $4.51mm$). Laser QL78J6S (modèle sol).	124
Fig. 4-33 : Erreurs associées à une configuration non collimatée (lentille asphérique à $3.8mm$ de la diode pour une focale de $4.51mm$). Laser QL78J6S (modèle sol).	124
Fig. 4-34 : Dimensions et position du waist pour un faisceau non collimaté (lentille asphérique à $3.8mm$ de la diode pour une focale de $4.51mm$). Laser JDSU 5400204 (modèle vol).	125
Fig. 4-35 : Erreurs associées à une configuration non collimatée (lentille asphérique à $3.8mm$ de la diode pour une focale de $4.51mm$). Laser JDSU 5400204 (modèle vol).	125
Fig. 4-36 : Paramètres de dimensionnement du LOAC V3.0 en fonction de la position de la lentille de collimation par rapport à la diode laser pour le modèle spatial. La distance de $3.8mm$ indiquée par les pointillés apparaît comme un bon compromis.	126

Fig. 4-37 : Positionnement des lentilles dans le modèle ZEMAX en comparaison du modèle Matlab. Dans le modèle Zemax les dimensions réelles des lentilles sont prises en compte identifiant des plans focaux image et objet.	127
Fig. 4-38 : Tracés de rayons réalisés par le logiciel ZEMAX avec l'hypothèse des lentilles minces sur l'axe lent pour une source à 4.51mm de la lentille de collimation (en haut) et à 3.8mm (en bas).	128
Fig. 4-39 : Tracés de rayons réalisés par le logiciel ZEMAX avec les paramètres des lentilles réelles sur l'axe lent (avec une divergence du laser de 9° (en haut) et sur l'axe rapide avec une divergence du laser de 22° (en bas).	128
Fig. 4-40 : Comparaison des résultats des simulations ZEMAX et Matlab. En jaune, le modèle ZEMAX avec lentilles réelles, en bleu le modèle ZEMAX avec lentilles minces et en rouge le modèle Matlab avec lentilles minces.	129
Fig. 4-41 : Recalage du modèle Matlab en rouge pour être en cohérence avec le modèle ZEMAX avec lentilles réelles.	129
Fig. 4-42 : Montage des lentilles au niveau du bloc laser.	130
Fig. 4-43 : Evolution de la position du waist en fonction de la température.	131
Fig. 4-44 : Arrangement optimal des photodiodes dans le LOAC V3.0.	132
Fig. 4-45 : Eclairage par le faisceau laser de la zone d'injection des aérosols. A noter que ceux-ci doivent impérativement traverser le faisceau selon sa plus petite épaisseur pour améliorer les capacités de comptage. Sur la figure a), en haut, les aérosols sont injectés dans le plan photodiode-laser ; sur la figure b), en bas, ils sont injectés perpendiculairement comme sur les LOAC V1.x et V2.0. Le faisceau est dans ce cas dans le champ de vue de la photodiode à 13°.	133
Fig. 4-46 : Arrangement de l'ensemble des composants optiques du LOAC V3.0	133
Fig. 4-47 : Principe du piège à lumière utilisé dans le LOAC V3.0	134
Fig. 4-48 : Arrangement des éléments optiques du LOAC V3.0 dans une structure en impression additive (voir le texte pour les éléments 1 à 7).	135
Fig. 4-49 : Trajectoire des particules dans la chambre du LOAC V3.0 (vitesse en m/s).	135
Fig. 4-50 : Dispersion d'aérosols de tailles comprises entre 10µm et 25µm dans la chambre d'un LOAC V3.0 sans (à gauche) et avec (à droite) un injecteur double flux. La pompe aspire vers le bas.	136
Fig. 4-51 : Chambre complète avec injecteur double flux proposée comme version 3.0 du LOAC.	136
Fig. 4-52 : Puissance lumineuse sur la voie frontale du LOACV3.0 (ouverture 6.5° à 19.5°) pour un laser de 27mW@780nm à 20mm de la zone d'interaction aérosol-faisceau définie par un ellipsoïde de 3x0.1mm ² et un rendement surfacique de 0.6 (courbe rouge). En comparaison, la réponse du LOAC V2.0 calculée au §4.4.5 (en gris).	138
Fig. 4-53 : Plage de mesure du LOAC V3.0.	138
Fig. 4-54 : Schéma synoptique de l'amplificateur transimpédance à gain commutable du LOAC V3.0	139
Fig. 4-55 : Fonction de transfert Tz(f) et courbes pour estimer le critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01 pour une capacité de contre réaction de 150pF. Le filtre passe-bas aval est constitué d'une cellule RC de 1kΩ et 1nF.	140
Fig. 4-56 : Bruit total et contributeurs de l'amplificateur transimpédance du LOAC V3.0 (gain 1).	140
Fig. 4-57 : Fonction de transfert Tz(f) et et courbes pour estimer le critère de stabilité de l'amplificateur transimpédance LT1056 associé à une photodiode S1223-01 pour une capacité de contre réaction de 8.2pF. Le filtre passe-bas aval est constitué d'une cellule RC de 1kΩ et 1nF.	141
Fig. 4-58 : Fig. 4-59 : Contributeurs et bruit total de l'amplificateur transimpédance du LOAC V3.0 (gain 2).	141
Fig. 4-60 : Eclaté du modèle d'ingénierie permettant de tester la faisabilité de la réalisation d'une chambre LOAC étanche et compatible d'environnements planétaires sévères (source : Atelier Images).	142
Fig. 4-61 : Schéma de principe du LONSCAPE (source LPC2E [23])	143
Fig. 4-62 : Réponse d'un LONSCAPE exploitant les améliorations du LOAC V3.0 en comparaison des LOAC V3.0 et V2.0 (ou V1.5).	144
Fig. 5-1 : Principe de détection des impulsions mesurées par les photodiodes par comparaison avec un motif de référence.	146
Fig. 5-2 : Détail de la détermination du maximum de corrélation.	147
Fig. 5-3 : Estimation de l'amplitude des impulsions par la méthode des extrema pour un rapport signal sur bruit de 15dB (à gauche) et 6dB (à droite). Les courbes rouges sont les impulsions non bruitées, les courbes bleues les impulsions bruitées.	148
Fig. 5-4 : Estimation de l'amplitude des impulsions par la méthode des moindres carrés pour un rapport signal sur bruit de 15dB (à gauche) et 6dB (à droite). Les courbes rouges sont les impulsions non bruitées, les courbes bleues les impulsions bruitées, les courbes vertes sont les impulsions reconstituées à partir des données réelles (bruitées).	149
Fig. 5-5 : Distribution de l'erreur d'amplitude pour 1000 estimations par les méthodes des extrema (en bleu) et des moindres carrés (en orange) et pour un rapport signal sur bruit de 15dB (à gauche) et 6dB (à droite).	149
Fig. 5-6 : Simulateur de performances de l'algorithme des LOAC.	150

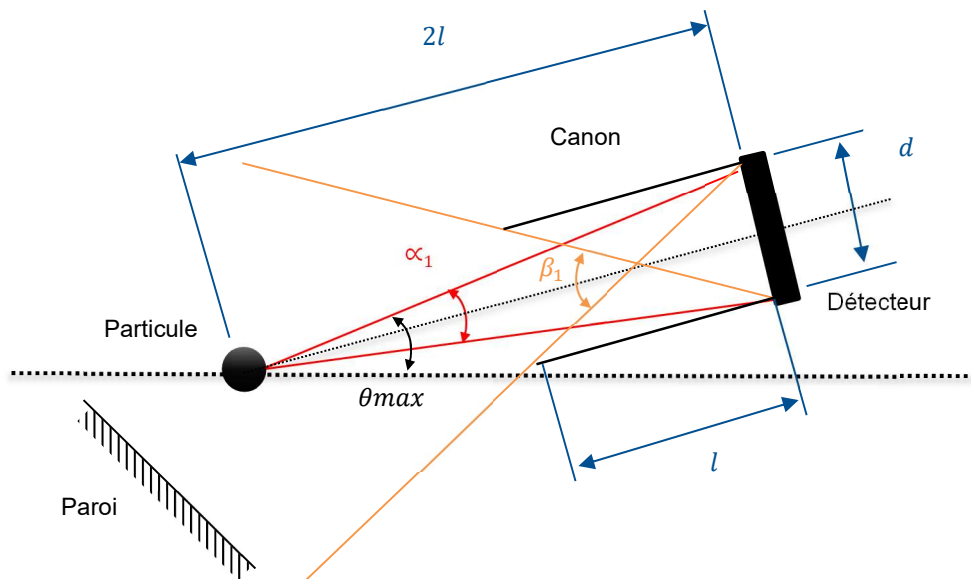
Fig. 5-7 : Sortie du générateur simulant les impulsions issues des photodiodes d'un LOAC sans recouvrement temporel entre deux impulsions.	151
Fig. 5-8 : Sortie de l'algorithme de décodage recevant en entrée les impulsions de la Fig. 6-10. Les détections sont matérialisées sur les 2 voies par des triangles gris	152
Fig. 5-9 : Zoom temporel de la figure précédente montrant le non-recouvrement des impulsions (hypothèse initiale) et les erreurs introduites sur la mesure de l'amplitude des impulsions par la méthode des extrema. Les détections sont également matérialisées sur les 2 voies par des triangles gris. Le rectangle vert représente la fenêtre glissante après normalisation permettant le calcul de corrélation.	152
Fig. 5-10 : Série temporelle avec recouvrement des impulsions et capacité de l'algorithme à distinguer des particules très proches. Les détections sont également matérialisées sur les 2 voies par des triangles gris.	153
Fig. 5-11 : Efficacité de détection de l'algorithme en fonction de la densité du milieu	153
Fig. 5-12 : Synoptique de l'installation permettant la comparaison des performances des algorithmes des LOAC V1.x et V2.0/V3.0	154
Fig. 5-13 : Comparaison des performances de détection des LOAC V1.x et V2.0/V3.0 (LOAC-S). L'axe des abscisses représente le numéro du canal, l'axe des ordonnées le nombre d'impulsions détectées.	155
Fig. 5-14 : Nombre total d'impulsions détectées par les deux algorithmes des LOAC V1.x et S en fonction de leur amplitude.	156
Fig. 5-15 : Particules détectées, fausses détections et erreur de mesure en fonction de la fréquence d'échantillonnage et de la résolution du convertisseur analogique-numérique associé au calculateur pour différentes valeurs de rapport signal sur bruit pour le LOAC V3.0 (source [146]). L'échelle des couleurs va de 0 à 1 (100% d'erreur de mesure pour les graphiques de gauche, 100% de vrai ou faux positifs pour les graphiques centraux et droite).....	157
Fig. 6-1 : Stabilité de la puissance du faisceau laser du LOAC V2.0 observée lors de mesures en enceinte thermique au CNES sur la photodiode intégrée au laser (en rouge), sur la photodiode oblique de mesure (en gris) en comparaison avec un module comparable à ceux utilisés dans les versions 1.x du LOAC (en pointillé).....	158
Fig. 6-2 : Densités spectrales de bruit en tension à la sortie du LOAC V2.0 avec (courbe noire) et sans (courbe grise) blindage comparée à celle d'un LOAC V1.2 (courbe bleue). Les courbes vertes correspondent aux niveaux de bruit attendus sur la V2.0 (avec et sans filtre de sortie) alors que le trait rouge représente le plancher de bruit du convertisseur réalisant la mesure. Les valeurs indiquées sur les figures bleu et noire sont les valeurs de tension de bruit RMS (c'est-à-dire les densités spectrales de puissance de bruit intégrées sur toute la bande de fréquence).....	159

10. Liste des tableaux

Tab. 2-1 : Evolution des angles moyen des canons optiques, de l'angle de capture et du champ de vue sur les versions 1.x.	33
Tab. 3-1 : Facteur de forme estimé pour quelques aérosols (d'après Lurton & al., 2014).	39
Tab. 3-2 : Comparaison qualitative des caractéristiques principales des diodes laser et des LEDs. D'après RF Wireless World – LED vs Laser diode [104].	52
Tab. 3-3 : Caractéristiques principales typiques des diodes laser QL78I6SA, QL78J6A et S6530MG (d'après Roithner).	58
Tab. 3-4 : Caractéristiques principales typiques de la diode laser JDSU 5400203.	59
Tab. 4-5 : Listing du code de contrôle PI du laser implanté dans le microcontrôleur ARDUINO DUE.	73
Tab. 3-6 : Paramètres du code Matlab et valeurs par défaut.	84
Tab. 3-7 : Bande spectrale des photodiodes pour différents types de matériau.	89
Tab. 3-8 : Bruit de quantification en fonction de la résolution d'un CAN.	97
Tab. 4-1 : Dimension de faisceau laser à la distance d'interaction avec les aérosols. La valeur en gras correspond à une distance diode laser – lentille égale à la focale, les valeurs suffixes indiquent l'effet de la défocalisation sur la plage permise par le filetage des boîtiers. Ces valeurs sont données à $1e2$ de la puissance maximale.	105
Tab. 4-2 : Photodiodes candidates (Sources Hamamatsu et Thorlabs).	109
Tab. 5-3 : « Shortlist » des Microcontrôleurs utilisables pour recevoir l'algorithme de détection.	114
Tab. 4-4 : Principales caractéristiques de la carte FRDM-K64F (d'après NXP [147]).	115
Tab. 4-5 : Fonctionnalités gérées par le microcontrôleur de servitude et le DAC associé.	117
Tab. 4-6 : Comparaison des solutions optimales pour les lasers sol et vol.	123
Tab. 4-7 : Comparaison des résultats des simulations ZEMAX et Matlab sur l'axe lent.....	128
Tab. 4-8 : Sensibilité de la position du waist en fonction des distances entre lentilles.	130
Tab. 4-9 : Gains de l'amplificateur transimpédance du LOAC V3.0.....	139

11. Annexes

ANNEXE 1 : Détail du calcul de la Fig. 4-1



Calcul de α_1

On a :

$$\tan\left(\frac{\alpha_1}{2}\right) = \frac{\frac{d}{2}}{2l} = \frac{d}{4l}$$

d'où

$$\frac{\alpha_1}{2} = \text{atan}\left(\frac{d}{4l}\right)$$

et

$$\alpha_1 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{4l}\right)$$

Calcul de β_1

On a :

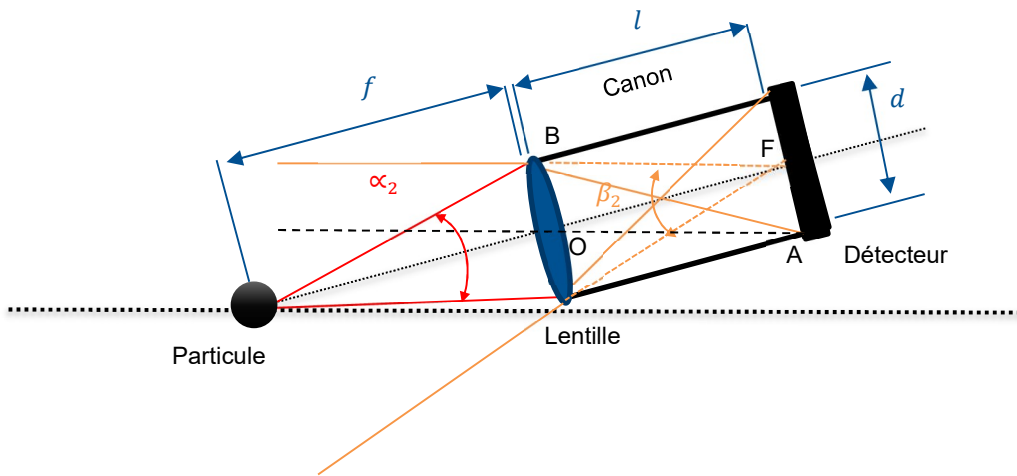
$$\tan\left(\frac{\beta_1}{2}\right) = \frac{\frac{d}{2}}{l} = \frac{d}{2l}$$

d'où

$$\frac{\beta_1}{2} = \text{atan}\left(\frac{d}{2l}\right)$$

Et

$$\beta_1 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{2l}\right)$$

ANNEXE 2 : Détail du calcul de la Fig. 4-2**Calcul de α_2**

On a :

$$\tan\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) = \frac{\frac{d}{2}}{f} = \frac{d}{2f}$$

d'où

$$\frac{\alpha_2}{2} = \text{atan}\left(\frac{d}{2f}\right)$$

et

$$\alpha_2 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{2f}\right)$$

Si $l = f$

$$\alpha_2 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{2l}\right)$$

Construction

Le rayon extrême issu de A qui passe par le centre de la lentille n'est pas dévié et donne la direction de tous les faisceaux convergeant vers A (puisque ce point se trouve dans le plan focal de la lentille).

Le rayon issu de A qui touche la lentille en B ressort donc parallèlement à OA.

Ce rayon passe donc virtuellement par le point focal F et permet de définir le champ de vue β_2

Calcul de β_2

On a :

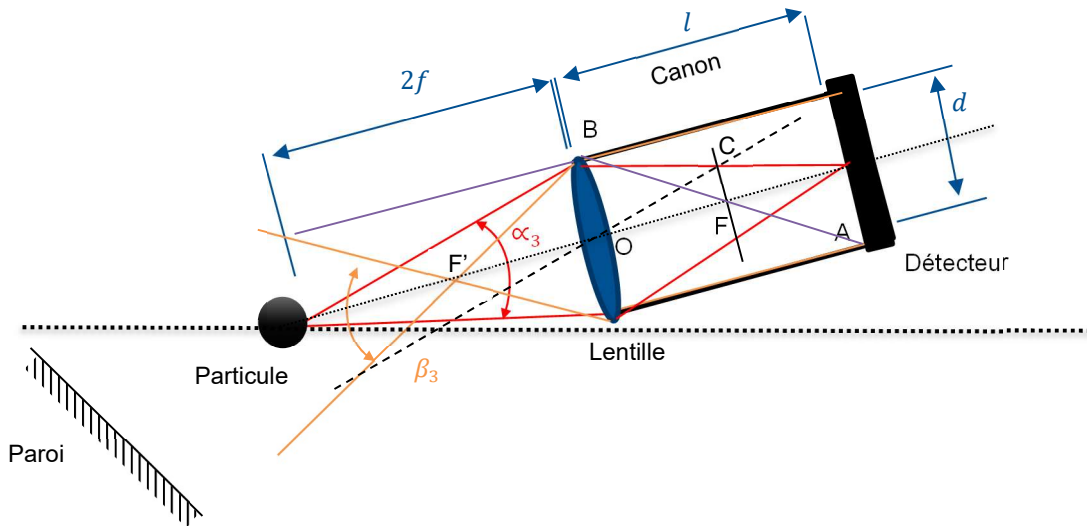
$$\tan\left(\frac{\beta_2}{2}\right) = \frac{\frac{d}{2}}{l} = \frac{d}{2f}$$

D'où

$$\frac{\beta_2}{2} = \text{atan}\left(\frac{d}{2f}\right)$$

Et si $l = f$

$$\beta_2 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{2l}\right)$$

ANNEXE 3 : Détail du calcul de la Fig. 4-3**Construction**

Le rayon qui provient de la particule et qui passe par B coupe le plan focal image au même point C que le faisceau parallèle qui passe par le centre de la lentille. Celui-ci converge sur le centre du détecteur situé à 2 fois la focale de la lentille

Calcul de α_3

On a :

$$\tan\left(\frac{\alpha_3}{2}\right) = \frac{\frac{d}{2}}{2f} = \frac{d}{4f}$$

d'où

$$\frac{\alpha_3}{2} = \text{atan}\left(\frac{d}{4f}\right)$$

et

$$\alpha_3 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{4f}\right)$$

Si $l = 2f$

$$\alpha_3 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{2l}\right)$$

Construction

Le rayon extrême issu de A qui impacte la lentille parallèlement à l'axe optique converge vers le point focal F'.

Le rayon extrême issu de A qui passe successivement par F et B ressort parallèlement à l'axe optique et ne constitue pas un pire cas pour le champ de vue en regard des parois situées derrière la particule

Calcul de β_3

On a :

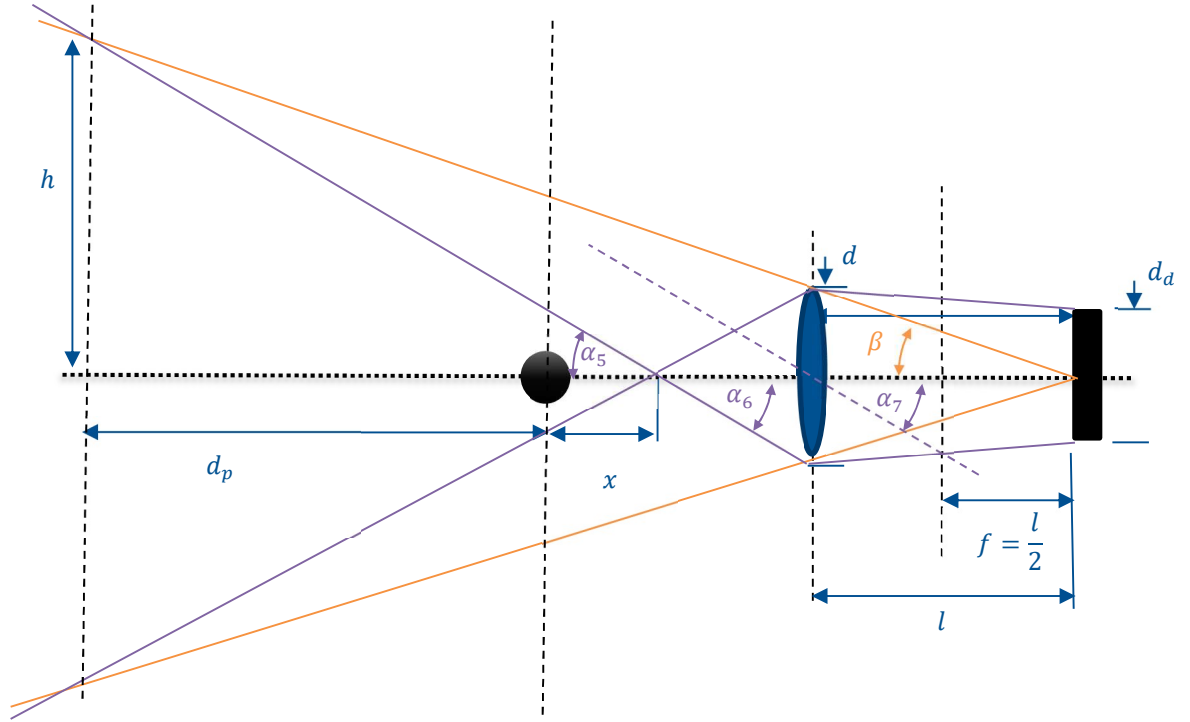
$$\tan\left(\frac{\beta_3}{2}\right) = \frac{\frac{d}{2}}{f} = \frac{d}{2f}$$

D'où

$$\frac{\beta_3}{2} = \text{atan}\left(\frac{d}{2f}\right)$$

Et si $l = 2f$

$$\beta_3 = 2\text{atan}\left(\frac{d}{l}\right)$$

ANNEXE 4 : Détail du calcul de la Fig. 4-4**Construction**

Le rayon violet correspond au champ de vue de la solution décrite dans l'annexe 2. Il n'est pas affecté par la dimension du détecteur

Le rayon jaune correspond au champ de vue de la solution décrite dans l'annexe 3. Il est affecté par la dimension du détecteur et le champ de vue afférent devient plus important à une distance d_p en arrière de la particule. Si les parois réfléchissant la lumière de la chambre sont plus éloignées que cette distance, cette solution est moins performante.

Calcul de d_p

On a :

$$\tan(\alpha_5) = \frac{h}{d_p + x} \quad (1) \quad \tan(\alpha_6) = \frac{d}{2(l-x)} \quad (2) \quad \tan(\alpha_7) = \frac{\frac{d_d}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{d-d_d}{2} \right)}{\frac{l}{2}} = \frac{d_d + d}{2l} \quad (3)$$

or $\alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_7$

De plus,

$$\tan(\beta_5) = \frac{h}{d_p + 2l} = \frac{d}{2l} \quad (4)$$

De (4) on extrait : $h = \frac{d}{2l} (d_p + 2l) \quad (5)$

De (1) et (3) on extrait : $h = \frac{d+d_d}{2l} (d_p + x) \quad (6)$

De (2) et (3) on extrait : $\frac{d}{l-x} = \frac{d+d_d}{l}$ d'où $x = l \left(\frac{d_d}{d_d + d} \right) \quad (7)$

En plaçant (7) dans (6), on obtient : $h = \frac{d_p}{2l} (d_d + d) + \frac{d_d}{2} \quad (8)$

et en égalisant (5) et (8) on a : $d_p = l \left(2 \frac{d}{d_d} - 1 \right)$

ANNEXE 6 : Equations utilisées dans l'étude CFD

$$\begin{cases} \nabla \cdot U = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla(U \cdot U) - \nu_{air} \Delta U + \nabla P = \frac{\rho_{aérosol}}{\rho_{air}} \frac{dU_p}{dt} \end{cases}$$

$$\rho_{aérosol} \frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{V_c} \sum F_i$$

$$U_p = \frac{dX_p}{dt}$$

Gravité

$$mg \left(1 - \frac{\rho_{air}}{\rho_{aérosol}} \right)$$

Force de trainée

$$F_D = m \frac{0.75 \mu C_D Re}{\rho d^2} (U_p - U)$$

$$C_D Re = \begin{cases} 0.424 Re_d & Re_d < 1000 \\ 24 * \left(1 - \frac{1}{6} Re_d^{\frac{2}{3}} \right) & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{Modèle sphère solide}$$

Force de portance

Modèle de Saffman et Mei

$$C_L = \frac{3}{2\pi\sqrt{Re_w + \epsilon}} C_{Ld}$$

$$C_{Ld} = \begin{cases} 6.46f & Re_d < 40 \\ 6.46 * 0.0524 * \sqrt{\beta Re_d} & \text{sinon} \end{cases}$$

Avec :

$$f = (1 - \alpha) * e^{-0.1 Re_d} + \alpha$$

$$\alpha = 0.3314 \sqrt{\beta}$$

$$\beta = \frac{0.5 Re_w}{Re + \epsilon}$$

$$Re_w = \frac{\rho_{air} |\nabla \times U| d^2}{\mu_c + \epsilon}$$

NB : les phénomènes de captation par les parois ne sont pas considérés.

Nicolas VERDIER

Etudes théoriques et développement d'une version optimisée du mini compteur d'aérosols LOAC pour des applications atmosphériques et spatiales

Résumé :

Le LOAC est un compteur d'aérosols optique qui permet de compter les particules atmosphériques de 0.2 à 100 μ m et de les classer par gamme de taille. Pour cela, cet instrument est constitué d'un laser qui illumine une chambre dans laquelle sont injectés les particules par pompage. La lumière diffusée par chacune d'elle est alors mesurée selon deux angles ce qui permet d'évaluer la nature (gouttelettes, sels, suies, ...). Fabriqué à plus de 150 exemplaires, ce capteur permet de documenter les couches de l'atmosphère à l'aide de ballons dans toutes les régions du globe depuis 2011. L'objectif de cette thèse consiste à détailler le fonctionnement de tous les sous-systèmes de l'instrument et d'en proposer une version aux performances améliorées pour l'exploration des atmosphères planétaires. En guise d'introduction, ce mémoire présente l'intérêt scientifique du LOAC pour l'exploration spatiale et rappelle la logique de développement et les atouts de cet appareil en regard des nombreux autres dispositifs destinés à caractériser les aérosols. Dans une seconde partie le dimensionnement détaillé d'une version d'ingénierie est proposé dans le but d'introduire de nouvelles fonctionnalités indispensables à tout instrument spatial. Enfin, la dernière partie de ce document s'attache au design d'une version plus performante intégrant de nouveaux concepts tant sur le plan matériel que logiciel.

Mots clés : Aérosols, OPC, LOAC, LONSCAPE

Theoretical study and development of an optimized version of the LOAC mini aerosol counter for atmospheric and space applications

Summary :

LOAC is an optical aerosol counter which allows atmospheric particles from 0.2 to 100 μ m to be counted and classified by size range. This instrument consists of a laser which illuminates a chamber where the particles are injected by pumping. The light scattered by each of them is then measured from two angles, which makes it possible to assess the nature of the aerosols (liquid, salts, soot, etc.). Manufactured in more than 150 copies, this sensor has been used to document the layers of the atmosphere using balloons in all regions of the world since 2011. The objective of this thesis is to detail how works the different subsystems of the instrument and to propose a performance improved version for the planetary atmospheres' exploration. In the introduction, this thesis presents the scientific interest of LOAC for space exploration and recalls the logic of development and the advantages of this device compared to the many other devices intended to characterize aerosols. In a second part, the detailed sizing of an engineering version is proposed in order to introduce new functionalities essential to any space instrument. Finally, the last part of this document focuses on the design of a more efficient version incorporating new concepts on both the hardware and software levels.

Keywords : Aerosols, OPC, LOAC, LONSCAPE



**Laboratoire de Physique et de Chimie de l'Environnement
et de l'Espace LPC2E**

3 Avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans

