



Reconstruction de champs instantanés de masse volumique par BOS 3D. Application à l'étude des écoulements complexes en grande soufflerie

François Nicolas

► To cite this version:

François Nicolas. Reconstruction de champs instantanés de masse volumique par BOS 3D. Application à l'étude des écoulements complexes en grande soufflerie. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Toulouse; Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE), 2017. Français. NNT : . tel-01576594

HAL Id: tel-01576594

<https://theses.hal.science/tel-01576594>

Submitted on 23 Aug 2017

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

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



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue le 07/03/2017 par :

FRANÇOIS NICOLAS

Reconstruction de champs instantanés de masse volumique par BOS 3D. Application à l'étude des écoulements complexes en grande soufflerie.

JURY

FABIEN ANSELMET	Professeur à l'Ecole Centrale Marseille	Président du Jury
THOMAS ROSGEN	Professeur à l'ETH Zurich	Membre du Jury
FULVIO SCARANO	Professeur à TU Delft	Membre du Jury
FRIEDRICH LEOPOLD	Ingénieur de recherche à l'ISL	Membre du Jury
DAVID DONJAT	Ingénieur de recherche ONERA/DMAE	Membre du Jury
FRÉDÉRIC CHAMPAGNAT	Ingénieur de recherche ONERA/DTIM	Membre du Jury
GUY LE BESNERAIS	Directeur de recherche ONERA/DTIM	Membre du Jury
GRÉGOIRE CASALIS	Professeur à l'ISAE	Membre du Jury

École doctorale et spécialité :

MEGEP : Dynamique des fluides

Unité de Recherche :

ONERA, Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique

Directeur(s) de Thèse :

Grégoire CASALIS et David DONJAT

Rapporteurs :

Fulvio SCARANO et Friedrich LEOPOLD

Remerciements

Ces trois années passées ont été pour moi d'une grande richesse.

J'ai pu acquérir de nombreuses connaissances au contact de scientifiques passionnés. J'ai eu la chance de travailler dans de grandes souffleries, parmi les plus grandes au monde. J'ai également eu l'opportunité de pouvoir enseigner, à travers des TDs et TP à SUPAERO. Enfin, j'ai pu communiquer à de nombreuses reprises sur mon sujet de thèse qui me tient tout particulièrement à cœur.

Au-delà de ce travail, il y a eu beaucoup de rencontres, des gens de grandes qualités humaines et techniques mais aussi de belles amitiés.

Pendant ces trois années, je me suis éclaté !

Je souhaite tout d'abord remercier chaleureusement Fulvio Scarano et Friedrich Leopold pour avoir rapporté mon manuscrit de thèse. Merci également aux autres membres de mon jury, Thomas Rösger, et Fabien Anselmet qui en a accepté la présidence. Enfin, je remercie Masanori Ota d'avoir fait le voyage depuis le Japon pour assister à ma soutenance.

Je voudrais ensuite souligner un fait assez rare pour un doctorant : le travail d'équipe. C'est bien grâce aux membres de la team BOS, aux compétences et aux personnalités complémentaires, que nous avons pu obtenir ces grandes réalisations. A ce titre je te remercie tout particulièrement David pour tout le suivi que tu a fais de ma thèse. Merci Francis, Géo Trouvetou du DMAE, qui n'est jamais à court d'idées. Merci Fred pour ces heures passées au téléphone et pour ta rigueur scientifique. Merci Guy de m'avoir guidé au cours de ces trois ans et merci pour tes relectures aussi nombreuses que pertinentes. Merci Aurélien, as de l'informatique, pour ton soutien sur le codage GPU et tes idées parfois farfelues mais bien souvent éclairées. Merci Philippe pour ton implication et toute l'aide que tu as pu m'apporter. Enfin, merci à Olivier qui nous a rejoins plus récemment.

Bien que tu aies été relativement éloigné de mon sujet, je te suis grandement reconnaissant Grégoire pour ta disponibilité et le regard critique que tu as pris le temps de porter sur mes papiers.

Je voudrai également remercier ceux qui gravitent autour de cette équipe : un grand merci à Yves Le Sant pour tout ce que tu as fait pour la BOS. Merci à Benjamin Leclaire pour tous les échanges que nous avons eu à travers le PRF MEROVEE mais également en dehors. Merci aux lillois : Jean Michel, François et Zacaria. J'ai appris beaucoup de choses sur l'holographie grâce à vous.

Merci à vous tous également pour tous les à-côtés, les MOTAR, les soirées à l'hôtel du soleil, le weekend au lac d'Annecy, la soirée à Lisbonne, ...

Je voudrais ensuite remercier tout le personnel du DMAE que j'ai côtoyé, de près ou de loin et en particulier Pierre, capitaine du navire.

Un expérimentateur ne serait rien également sans l'aide des techniciens et pour cela, je souhaite remercier Jean François Breil pour l'aide qu'il m'a apportée au 113. Un grand merci également à Nicolas Fasano qui a beaucoup donné pour la BOS, pour ses bons conseils et pour ses tours de magie.

J'ai eu la chance de faire de grandes expériences au cours de ma thèse et à ce titre je souhaite saluer les équipes de F2 : Paul Viguié, Philippe Loiret, Jean-Michel Deluc et Thibault Joret, et de S1MA : Yanick Michou, Frédéric Lebrun, Dominique Jacon, Bernard Genoulaz, Philippe Deschamps et Pascal Bozon.

Il est maintenant temps de parler de l'ambiance toute particulière qui a régné au DMAE grâce à un vivier actif de doctorants. Ce fut un vrai plaisir de vous côtoyer et le début de vraies amitiés. Je n'oublierai pas les parties de coinche, les goûters ainsi que les innombrables soirées.

Merci tout d'abord à Dr Forte pour tes conseils avisés, ta folie douce et ta cuisine;)

Merci à toi Pierre pour ton sens de la perfection qui nous tire vers le haut. Merci pour toutes les fois où tu nous a fais rire avec tes expressions belges. Et un grand merci les voyages à Bruxelles et Liège.

Merci François pour ta rigueur, ton sens de la fête : quand tu y vas c'est pour de bon ! Et merci pour le ski.

Merci Natacha pour ton regard critique et pour la soirée jeux.

Si je continu ainsi je ne suis pas prêt d'arriver au bout alors je me contenterai de citer ceux qui nous ont précédés : Jean-Michel, Bertrand, David, Sheddia, Cécile, Rémi, Jonathan, Maxime, Ghislain, Baptiste, Valentin, Gianluca, Gustavo et Popiette avec qui j'ai souvent refait le monde en fin de soirée;)

Et ceux qui nous ont suivis : Guillaume, Jérémy, Maxime, Charlotte, Isabelle, Loïc, Stéphanie, Founlet, Loïc, Rémi, Florian, Sylvain, Swann, Lorenzo, Jeanne, Loïc, Emilie, Thibault, Julien, Anthony, Loïc.

Merci aux post-docs de passage Antoine et Anna.

Je voudrais également remercier mon ancienne co-bureau, Isolde, pour sa compagnie et nos discussions rando, choco, judo !

Merci à Ludivine pour ce beau weekend dans la campagne étoilée.

Que dire à Hugues ? Je n'oublierai pas d'où je viens;) Merci à toi pour tous ces bons moments, tes ronflements et ta liqueur de fraise !

Je garderai en mémoire ces folles soirées : les apéros Garonne, les crêpes, le sapin, *Feel the magic in the air*, le rat, la chambre à air, *Just for you*, le gant de cuisine, et bien d'autres encore...

Spéciale dédicace à *Fil Froid* que rien n'arrêtera. Merci à vous les gars !

Enfin, merci à toi Fabien qui m'a suivi et m'a guidé depuis mon premier stage et merci pour m'avoir (re-)conduit à Modane.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Etat de l'art	5
1.1 La naissance de la Background Oriented Schlieren (BOS)	6
1.2 Principe de la technique BOS	7
1.2.1 Rappels d'optique	7
1.2.1.1 Onde lumineuse	7
1.2.1.2 Principe de Huygens	8
1.2.1.3 Principe de Fermat et ses conséquences	8
1.2.1.4 Equation fondamentale de l'optique géométrique	9
1.2.1.5 Déviation des rayons lumineux	10
1.2.2 Montage BOS	11
1.2.2.1 Sensibilité	12
1.2.2.2 Résolution	12
1.2.2.3 Optimisation du montage BOS	13
1.3 Choix technologiques et pratiques	15
1.3.1 Le choix du fond	15
1.3.1.1 Motif aléatoire	15
1.3.1.2 Fond naturel	16
1.3.1.3 Color-BOS	16
1.3.1.4 Déflexion de franges et Color-Grid-BOS	17
1.3.1.5 Speckle-BOS	18
1.3.2 Eclairage	19
1.3.3 Corrélation d'images	19
1.4 Mesures grand champ	20
1.4.1 Elements du montage BOS	21
1.4.2 Perturbations	21
1.4.3 Calibration	22
1.4.4 BOS sans référence	23
1.4.5 Mesures BOS à partir du soleil	23
1.5 Ecoulements à haute vitesse	24
1.6 Méthodes de reconstruction tomographique	25
1.6.1 Cas axisymétrique : transformée d'Abel	25
1.6.2 Rétroprojection filtrée (FBP)	26
1.6.3 Reconstruction algébrique (ART)	27
1.6.4 Combinaison FBP et ART	28
1.7 Calcul de la masse volumique	28
1.8 Mise en œuvre pratique de la BOS 3D	29

1.8.1	Ecoulements axisymétriques	29
1.8.2	Ecoulements stationnaires	30
1.8.3	Ecoulements périodiques	31
1.8.4	Ecoulements instationnaires	31
1.8.4.1	Mesures par strioscopie	31
1.8.4.2	Développements précurseurs de la BOS 3D	31
1.8.4.3	Mesures BOS 3D à partir d'une caméra plénoptique	32
1.8.4.4	Développement de la BOS 3D à l'ONERA	33
1.8.5	Résumé	35
1.9	Conclusion	35
2	Reconstruction de champs instantanés de masse volumique	37
2.1	Introduction	38
2.2	A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction	38
2.3	Introduction	39
2.3.1	BOS and 3DBOS	39
2.3.2	Related works	40
2.3.3	Contributions and outline of the pape	41
2.4	A regularized framework for direct 3DBOS reconstruction	41
2.4.1	Discretization	42
2.4.2	Regularization	42
2.4.3	Optimization	43
2.5	Validation of the one-step inversion method on simulated data	44
2.5.1	Test case	44
2.5.2	Choice of the regularization parameter	45
2.5.3	Influence of the mask	47
2.5.4	Geometrical configuration of the cameras	48
2.5.5	Conclusion of the simulation study	48
2.6	Experimental bench for instantaneous 3DBOS : the Geode	49
2.6.1	Camera setup	49
2.6.2	Background	49
2.6.3	Geometric setting and calibration	49
2.7	From images to deviation fields : the Geode	52
2.7.1	Displacements estimation	52
2.7.2	Converting image displacement into deviations	53
2.7.3	3D mask	53
2.8	Experimental results and discussion	53
2.8.1	Plume of a candle	54
2.8.2	Hot plume	54
2.8.3	Rotating flows	56
2.9	Conclusion	58
2.10	Conclusion	60
3	Construction d'un nouveau modèle BOS	61
3.1	Introduction	62
3.2	Choix du point de référence pour le calcul des déviations	62
3.3	Modèle BOS 2.0 reliant le déplacement au champ de masse volumique	63
3.3.1	Contexte	63
3.3.2	Expression de la déviation et du déplacement du rayon lumineux	64

3.3.3	Justification du choix du point milieu pour les écoulements axisymétrique	65
3.3.4	Modèle BOS 2.0	66
3.4	Implémentation numérique des problèmes de BOS 1.0 et de BOS 2.0	66
3.4.1	BOS 1.0	66
3.4.2	BOS 2.0	67
3.5	Application	68
3.6	Conclusion	70
4	Déploiement de la BOS en soufflerie et validation	71
4.1	Introduction	72
4.2	Article	72
4.3	Introduction	74
4.4	Related works	74
4.4.1	2D and 3D density measurement by BOS	74
4.4.2	Large field measurement of density gradients with BOS	74
4.4.3	Thermal measurements	75
4.5	Experimental set-up and measurement techniques	75
4.5.1	Experimental setup	75
4.5.2	3DBOS setup	76
4.5.3	Temperature measurements	77
4.5.4	Stereo particle image velocimetry setup	77
4.5.5	Coupled 3DBOS and SPIV acquisitions	77
4.6	3DBOS reconstruction process	78
4.6.1	Calibration	78
4.6.2	Computation of the deviation maps	78
4.6.3	Direct 3DBOS algorithm	79
4.7	Experimental results and discussion	79
4.7.1	Mean density field reconstruction and validation	79
4.7.2	3D Instantaneous density field measurement	80
4.7.3	3DBOS and SPIV coupled acquisition	80
4.8	Conclusion	82
4.9	Compléments	85
4.10	Conclusion	87
5	Mise en œuvre de la BOS 3D en soufflerie industrielle	89
5.1	Introduction	90
5.2	Contexte	90
5.2.1	Carnot BOS 3D	90
5.2.2	Présentation de la soufflerie S1MA	91
5.2.3	Préparation des essais	91
5.2.3.1	Contraintes	91
5.2.3.2	Phénomène étudié	92
5.2.3.3	Dimensionnement du montage	93
5.2.3.4	Choix du mouchetis	94
5.2.3.5	Mesures de vibrations	95
5.3	Mise en œuvre de la BOS 3D à S1MA	96
5.3.1	Installation des caméras	97
5.3.2	Mouchetis	97
5.3.3	Eclairage	98

5.3.4	Calibration	98
5.3.5	Déroulement des essais	99
5.4	Résultats	101
5.4.1	Reconstruction sans vent	101
5.4.1.1	BOS 2D	101
5.4.1.2	Reconstruction BOS 3D du jet débitant à 2.5 kg/s	102
5.4.2	Reconstruction de l'écoulement à Mach 0.4	102
5.4.2.1	Problématique	103
5.4.2.2	Etude des champs de déplacements en l'absence de jet	103
5.4.2.3	Stratégie de correction	104
5.4.2.4	Solution retenue	106
5.4.2.5	Reconstruction BOS 3D	106
5.4.3	Résultats complémentaires BOS 2D	107
5.5	Discussion	108
5.5.1	Mesure tridimensionnelle de champs étendus	108
5.5.2	Effets d'astigmatisme	109
5.6	Conclusion	111
6	Etude des écoulements compressibles	113
6.1	Introduction	114
6.2	Article	114
6.3	Introduction	115
6.3.1	Underexpanded jets	115
6.3.2	Measurement techniques	116
6.3.3	Background oriented schlieren	117
6.3.4	Contributions	117
6.4	Optimization of the BOS experimental setup for high resolution measurements	117
6.4.1	Astigmatism effects	117
6.4.2	Installation	117
6.4.3	Optimizing BOS settings for the capture of high gradients	118
6.5	3DBOS measurements of the density field	120
6.5.1	3D BOS bench	120
6.5.2	Processing	120
6.6	Mean fields results	121
6.6.1	Reconstructed 3D density fields	121
6.6.2	Comparison with a CFD computation	121
6.6.3	Mean field analysis : conclusion	121
6.7	Shear layer coherent structures	122
6.7.1	Instantaneous density field reconstruction	122
6.7.2	Pseudo-phase averaging analysis	124
6.8	Conclusion	126
6.9	Conclusion	130
	Conclusion générale	131
	Résumé	143

Table des figures

1.1	Mesure BOS de tourbillons de bout de pales par Richard et al. [2002].	6
1.2	Onde électromagnétique.	7
1.3	Surfaces d'onde.	8
1.4	Trajectoire d'un rayon lumineux entre deux surfaces d'onde (Pèrez [2000]).	9
1.5	Trajectoire d'un rayon lumineux. D'après Merzkirch [1987].	11
1.6	Montage BOS.	12
1.7	Cercle de confusion associé au pinceau lumineux qui traverse l'écoulement en faisceau divergent.	13
1.8	Comparaison entre mesure BOS (haut) et CFD sur une sphère à Mach 8.1 (Kirmse et al. [2011]).	14
1.9	Différents types de mouchetis utilisés en BOS.	15
1.10	Etude de l'impact du fond naturel sur la qualité de la corrélation réalisée par Bauknecht et al. [2014b].	16
1.11	Color-BOS Leopold et al. [2013].	17
1.12	CG-BOS sur un cône tronqué à Mach 2.0 (Ota et al. [2011]).	18
1.13	BOS speckle Meier and Roesgen [2013].	18
1.14	Champs de déplacement horizontaux et verticaux mesurés avec Folki sur un jet chaud Todoroff [2013].	20
1.15	Campagne de mesure de tourbillons de bout de pales (Bauknecht et al. [2015]).	21
1.16	Procédure de calibration pour des mesures grand champ.	22
1.17	BOS sans référence Bauknecht et al. [2014a].	23
1.18	Mesures BOS d'un T-38 en vol réalisées par Hill and Haering Jr [2016].	24
1.19	Flou d'astigmatisme constaté par Leopold et al. [2013] sur une onde de choc.	24
1.20	Transformée d'Abel.	25
1.21	Illustration de la transformée de Radon et du théoreme de la tranche centrale.	26
1.22	Reconstruction algébrique.	27
1.23	Etude d'un jet sous-détendu en strioscopie couleur par Takano et al. [2016] (NPR=4).	29
1.24	Mesures CBOS réalisées par Leopold et al. [2013] autour d'un spike.	30
1.25	Comparaison réalisée par Sourgen et al. [2012] des champs de masse volumique, reconstituit par BOS et obtenus par calcul RANS.	30
1.26	Evolution d'un micro-jet d'hélium issu d'une buse rectangulaire mesurée par Cabaleiro et al. [2013].	31
1.27	Mesure instantanée d'une flamme turbulente par Ishino et al. [2016].	32
1.28	BOS 3D instationnaire Atcheson et al. [2008].	32
1.29	Tracé schématique de la <i>L-curve</i>	34
1.30	BOS 3D à l'ONERA.	34
2.1	Mask and boundary conditions.	43
2.2	Illustration of the pixelwise ray tracing operation.	44

2.3	Reference camera configuration for 3DBOS : 'coplanar180' case	45
2.4	Simulated deviation fields.	46
2.5	Choice of the regularization parameter. Density field.	46
2.6	Choice of the regularization parameter. L-curve.	47
2.7	Profiles of density along slices extracted from the volumes.	47
2.8	Residual error per voxel as a function of the number of cameras.	48
2.9	Noncoplanar camera configurations. a Shifted180 b Cluster30	48
2.10	Synthetic reconstructions	50
2.11	The semi-random background.	51
2.12	Sketch of the geometrical configuration of cameras in a typical 3DBOS setting.	51
2.13	Processing chain.	52
2.14	Principle of BOS measurement.	53
2.15	Masked displacement norm.	53
2.16	L-curve of the 3D reconstruction of a candle plume for a coplanar configuration.	54
2.17	Candle plume reconstruction.	55
2.18	Comparison between input deviations and computed deviations.	55
2.19	Hot jet instantaneous field reconstruction	56
2.20	Hot jet mean field reconstruction	56
2.21	Comparison between thermocouple measurements and density field reconstructed by 3DBOS	57
2.22	Rotating ember reconstruction	57
2.23	Rotating gas burner	57
3.1	Modèle BOS.	62
3.2	Schéma du modèle BOS classique (en haut) et du modèle BOS 2.0 (en bas).	66
3.3	Positionnement du montage BOS 3D autour du volume étudié.	68
3.4		69
3.5	Calcul LES (a) et champs reconstruits par méthode BOS 2.0 (b) et BOS 1.0(c,d,e).	69
3.6	Coupe des champs de masse volumique reconstruits.	70
4.1	Sketch of a typical BOS setup.	74
4.2	Sketch of the F2 wind-tunnel of ONERA.	75
4.3	Sketch of the model used for jet interaction study.	75
4.4	The optical measurement system mounted in the F2 wind tunnel.	76
4.5	Experimental setup : 3DBOS and SPIV implementation in F2 wind tunnel.	76
4.6	BOS laser division plate. Laser beam division example with 3 exiting beams.	77
4.7	Thermocouple probe rake.	77
4.8	PIV laser sheet generation.	77
4.9	Calibration of 3DBOS for F2 experiment - Camera positions around reconstructed volume MV.	78
4.10	Displacement norm in pixels.	78
4.11	Mid-point approximation for deviations calculation.	79
4.12	L-curve mean density field.	79
4.13	Streamwise mean velocity field.	79
4.14	Longitudinal slices of the averaged 3D density fie.	80
4.15	Temperature profiles from 3DBOS and from thermocouples.	81
4.16	Optimal reconstruction of the co-flowing jet.	81
4.17	Longitudinal profile of density field.	81
4.18	Longitudinal profile of the density's gradient field	81

4.19 Density gradient magnitude in gray scale superimposed with the most energetic structures of Q-criterion.	82
4.20 Découpage du volume sur un maillage cylindrique.	85
4.21 Représentation des 5 premiers modes azimutaux pour le jet instantané reconstruit en Fig. 16 de l'article précédent.	86
4.22 Amplification du mode 1 au niveau de la couche de mélange ($r/D = 0.5$).	86
5.1 Equipe qui a participé à la réalisation des essais BOS 3D à S1MA.	90
5.2 Soufflerie S1MA.	91
5.3 Buse simple (a, c, d) et buse double (b, e, f).	92
5.4 Paramètres de la simulation RANS.	93
5.5 Calcul RANS 2D axisymétrique d'un jet à contre-courant.	94
5.6 Fréquences caractéristiques des vibrations lorsque la soufflerie est en fonctionnement.	95
5.7 Modèle 3D de la veine de S1MA.	96
5.8 Montage BOS 3D dans la veine de S1MA.	96
5.9 Panneaux de mouchetis collés sur la veine avec bords d'attaque renforcé par du scotch aluminium.	97
5.10 Platine de séparation du faisceau laser.	98
5.11 Procédure de calibration.	99
5.12 Résultats de calibration.	99
5.13 Déroulement d'une rotation à S1MA.	100
5.14 Norme des champs de déplacements instantanés et moyens pour différents débit d'air au niveau de la buse.	102
5.15 Champ de masse volumique reconstruit pour un débit de 2.5 kg/s et un Mach nul.	102
5.16 Champs de déplacement bruts obtenus pour la camera 08.	103
5.17 Analyse des champs de déplacements horizontaux (u) et verticaux (v) moyens.	103
5.18 Evolution du mouvement moyen des mouchetis en fonction du Mach soufflerie.	104
5.19 Champs de déplacement après correction par mouvement de translation.	105
5.20 Champs de déplacement après correction par zones.	105
5.21 Champs de déplacement moyens obtenus à débit nul.	106
5.22 Champs de déplacement après correction à partir des images acquises à débit nul.	106
5.23 Iso-surfaces et coupes de masse volumique pour un jet débitant à 1 kg/s face à un écoulement à Mach 0.4.	107
5.24 Norme des champs de déplacements instantanés corrigés.	108
5.25 Problématique associée à un champ de vue caméra trop faible vis à vis du phénomène étudié.	108
5.26 Astigmatisme parasite visible sur des images brutes pour a) $f_{\#} = 2$ et b) $f_{\#} = 8$	110
5.27 Champs instantanés de déplacement pour une ouverture de $f_{\#} = 2$ à gauche et $f_{\#} = 8$ à droite.	110
6.1 Schematic view of the flow topology for a highly underexpanded jet.	116
6.2 Astigmatism effect induced on a raw BOS image by the shock-cell of an underexpanded jet.	117
6.3 Jet facility and camera field of view at ONERA Toulouse.	118
6.4 Schematic of the BOS principle.	118
6.5 BOS images of a highly underexpanded jet (NPR=5) for various f-number.	119
6.6 Displacement norm profiles extracted at axial location $X = D = 1.53$, for different f-numbers.	119
6.7 Comparison between BOS image (top) and schlieren image (bottom). NPR=5.	120
6.8 The 3DBOS bench mounted in front of the supersonic hot jet facility.	120
6.9 Laser splitting table, here with 3 beams, 4 beams were used in the experiments.	120

6.10 3D mean density field reconstruction on the right and extracted centerline profiles for each NPR on the left.	122
6.11 Evolution of the Mach disk position and diameter with respect to the NPR.	123
6.12 Mean density field BOS reconstruction compared to CFD result for NPR=5 case.	123
6.13 Instantaneous density field reconstruction for NPR = 2.1 case. Slice at $y = 0$	123
6.14 Instantaneous density field reconstruction for NPR = 2.1 case. Iso-surfaces.	124
6.15 Deviation map comparisons for ϵ_x map at the top and ϵ_z map at the bottom.	125
6.16 Normalized eigenvalues in descending order for each POD mode	125
6.17 Spatial functions of POD modes 1 and 2	125
6.18 Phase portrait obtained by the amplitudes of the BOS displacement snapshots projected on the two first POD modes.	126
6.19 Phase averaged density field for the most intense ring structure of density.	126
6.20 7 equi-spaced phase of NRP = 2 case.	127

Liste des tableaux

1.1	Principales études faisant l'objet d'une mesure tridimensionnelle de masse volumique. .	36
2.1	Cameras angular positions.	45
2.2	The Geode, a 3DBOS experimental facility.	51
2.3	Camera JAI BM500 GE characteristics and acquisition parameters.	51
2.4	Size of the reconstructed volumes and computation times.	54
4.1	Camera JAI BM500 GE characteristics.	76
5.1	Matrice d'essais pour la buse simple. Les points ayant fait l'objet d'une reconstruction 3D sont surlignés en vert.	100
5.2	Matrice d'essais pour la buse double.	101

Liste des symboles

Paramètres du montage BOS

δ_t	Diamètre du cercle de confusion au niveau de l'écoulement
f	Focale caméra
$f_{\#}$	Ouverture caméra
l	Distance écoulement-mouchetis
M	Grandissement optique
m	Distance caméra-écoulement

Acronymes

ART	Algebraic Reconstruction Technique
BOS	Background Oriented Schlieren
BOSCO	Background Oriented Schlieren using Celestial Objects
caKEBOS	Calcium-K Eclipse Background Oriented Schlieren
CB	Calibration Body
CBOS	Color Background Oriented Schlieren
CG	Conjugated Gradient
CG-BOS	Color Grid Background Oriented Schlieren
CT	Computed Tomography
DES	Detached Eddy Simulation
DMAE	Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique
DSFM	Département des Souffleries du Fauga-Mauzac
DSMA	Département des Souffleries de Modane-Avrieux
DTIM	Département Traitement de l'Information et Modélisation
FBP	Filtered Back Projection
GASP	Ground to Air Schlieren Photography system
GMT	Grands Moyens Techniques
GPU	Graphics Processing Unit
HS	Méthode de flot optique Horn-Schunck

K-H	Kelvin-Helmholtz
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LK	Méthode de flot optique Lucas-Kanade
LOS	Line-Of-Sight
MD	Mach Disk
MSE	Mean Squared Error
MV	Measurement Volume
NLLS	Non Linear Least Squares
NPR	Nozzle Pressure Ratio
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
RBOS	Retroreflective Background Oriented Schlieren
SAF	Schlieren for Aircraft in Flight
SPIV	Stereo Particle Image Velocimetry
TR-PIV	Time Resolved Particle Image Velocimetry
TV	Total Variation

Symboles

ρ	Masse volumique
δ	Paramètre de régularisation $\mathcal{L}^2\mathcal{L}^1$
λ	Paramètre de régularisation
λ_1	Pseudo-période de l'amplification du mode 1
$\mathcal{F}$	Transformée de Fourier
$\mathcal{J}$	Critère des moindres carrés régularisés
$\mathcal{R}$	Terme de régularisation
θ	Coordonnée azimutale
G	Constante de Gladstone-Dale
n	Indice optique

Paramètres relatifs à l'onde et au rayon lumineux

ϵ	Déviation lumineuse
d_{out}^*	Direction estimée de sortie du rayon lumineux
d_{in}	Direction d'entrée du rayon lumineux
d_{out}	Direction de sortie du rayon lumineux
d	Direction du rayon lumineux
ν	Fréquence

ω	Pulsation lumineuse
Σ	Surface d'onde
$\mathbf{k}$	Vecteur d'onde
$\mathbf{x}$	Vecteur directeur du rayon lumineux
i_{in}	Point d'entrée du rayon lumineux
I_m	Point milieu
I_{out}	Point de sortie estimé
I_{out}^*	Point de sortie du rayon lumineux
s	Abscisse curviligne

Opérateurs

A	Opérateur direct
B	Opérateur BOS 2.0
D	Opérateur de dérivation
P	Opérateur de projection
T	Opérateur de tomographie

Introduction générale

La mécanique des fluides est régie par les équations de Navier-Stokes qui sont d'une grande complexité. Aujourd'hui encore, la puissance des ordinateurs ne permet pas de résoudre ces équations par simulation numérique directe (DNS) sur un avion complet en régime de croisière. Seuls quelques écoulements très académiques font l'objet de tels calculs. De ce fait, des modélisations doivent être utilisées pour simuler les différentes propriétés de la turbulence. Ces modèles développés par les numériciens doivent donc être validés avant de pouvoir être utilisés, et malgré tous les progrès accomplis dans la simulation numérique, les mesures expérimentales demeurent ici encore incontournables.

En aérodynamique, la plupart des essais ont lieu en soufflerie. L'ONERA possède l'un des plus grand parc de souffleries d'Europe avec des installations qui couvrent l'ensemble des gammes d'écoulement : du subsonique au supersonique, et même jusqu'à l'ypersonique. De manière classique, sur une maquette en soufflerie, on réalise des mesures d'efforts (portance, traînée), le plus souvent via une balance aérodynamique. On peut également instrumenter la maquette avec des prises de pression par exemple. Il est par contre plus difficile de réaliser une mesure en un point quelconque de l'écoulement. Diverses sondes ont été développées par le passé pour mesurer la température ou la vitesse. Mais ce type de mesure est relativement gênant puisque le caractère intrusif des sondes perturbe l'écoulement. L'invention du laser va révolutionner la mesure en permettant de sonder l'écoulement avec la lumière et donc sans perturbation. Diverses méthodes optiques comme la LDV (Laser Doppler Velocimetry) vont émerger. Par contre, tout comme les sondes, la LDV ne fournit qu'une mesure ponctuelle et il faut répéter un grand nombre de fois le processus d'acquisition pour échantillonner le volume d'étude. Plus récemment, la métrologie a connu de grands progrès avec l'apparition des techniques de champ dont la PIV (Particle Image Velocimetry) reste la plus utilisée. Celle-ci, dans sa forme la plus simple, donne accès au champ de vitesse 2D dans le plan de la nappe laser, à condition d'avoir correctement ensemencé l'écoulement. La PIV a ensuite connu un certain nombre d'évolutions permettant de réaliser des mesures résolues en temps (TR-PIV) et d'étendre la mesure à la troisième dimension de l'espace (TOMO-PIV). Aujourd'hui, la PIV ainsi que la PTV (Particle Tracking Velocimetry) permettent d'étudier des phénomènes complexes en laboratoire en fournissant des champs de vitesse 3D, et même des champs de pression dans certains cas. Pour le 3D, elle est cependant limitée à des volumes de quelques cm^3 car elle nécessite une importante énergie lumineuse. Enfin, tout comme pour la LDV, la difficulté de ces techniques réside dans la qualité de l'ensemencement : il faut travailler avec des particules qui suivent bien la dynamique de l'écoulement. Réaliser des mesures fiables est donc d'autant plus difficile que l'écoulement est rapide ou qu'il présente une grande dynamique de vitesses.

Par ailleurs, d'autres techniques reposant sur la déviation des rayons lumineux à travers un milieu d'indice optique non homogène sont également utilisées en mécanique des fluides. Depuis les premières observations de Hook au 17^{ème} siècle et le premier système strioscopique de Toepler au 19^{ème} siècle, plusieurs techniques permettant de « voir l'invisible » se sont développées. L'ombroscopie, la strioscopie et l'holographie ont toujours fasciné par leur capacité à imager les mouvements de l'air. La strioscopie et l'ombroscopie, sous leur forme classique, convertissent la déviation des rayons en

intensité lumineuse pour donner une cartographie en noir et blanc proportionnelle à des grandeurs dérivées de l'indice optique, dérivée première pour la strioscopie, dérivée seconde pour l'ombroscopie. L'holographie permet, par interférences, de mesurer le déphasage de la lumière ayant traversé l'écoulement. Après traitement, elle donne une mesure proportionnelle à l'indice optique directement. Ces techniques ont beaucoup été utilisées en aérodynamique pour étudier les mouvements de convection ainsi que les ondes de choc en écoulement supersonique. Ce sont des outils de visualisation expérimentale très intéressants puisque ils ne perturbent en aucune façon l'écoulement et qu'ils ne nécessitent pas d'ensemencement. L'holographie fournit une mesure quantitative, mais reste assez lourde à mettre en œuvre et nécessite l'usage d'une table optique pour assurer la stabilité des différents éléments. L'ombroscopie et la strioscopie, plus simples d'emploi, offrent de belles visualisations. L'ombroscopie met en évidence les changements brutaux d'indice optique comme les interfaces ou les ondes de choc. En strioscopie, la dynamique peut être ajustée en déplaçant la lame de couteau toutefois il est difficile de réaliser des mesures quantitatives. En effet, pour y parvenir il faut calibrer la mesure, en échelle de gris ou bien à l'aide d'un filtre coloré, ce qui n'est pas chose aisée. De plus la strioscopie ne peut mesurer qu'un seul gradient d'indice optique à la fois, selon l'orientation de la lame de couteau.

Plus récemment, la technique de Background Oriented Schlieren (BOS) a fait son apparition ([Dallziel et al. \[2000\]](#), [Raffel et al. \[2000a\]](#)). Elle s'apparente fortement à la strioscopie classique. Elle consiste à imager un motif texturé une première fois sans écoulement puis une seconde fois en présence de l'écoulement entre la caméra et le fond. Les variations d'indice optique au sein de l'écoulement dues à des fluctuations de masse volumique et donc de température et/ou de pression, courbent la trajectoire des rayons lumineux. Un déplacement apparent de la texture du fond peut alors être observé. Ce déplacement entre l'image de référence et l'image acquise en présence de l'écoulement peut être calculé par des techniques numériques de corrélation d'image comme celles couramment utilisées désormais en PIV. Connaissant la géométrie du système de mesure, on peut déduire de ces champs de déplacements des informations quantitatives sur les gradients de masse volumique de l'écoulement. Depuis ses premiers développements, la BOS connaît un large succès notamment grâce à sa simplicité de mise en œuvre. Elle a été utilisée sur de nombreuses configurations, depuis les écoulements aérothermiques jusqu'aux écoulements hypersoniques.

La BOS est une technique de mesure intégrale, c'est-à-dire que le déplacement mesuré est proportionnel à l'intégrale du gradient de masse volumique le long du rayon lumineux. Pour déterminer le champ de masse volumique, plusieurs solutions existent : soit l'écoulement étudié présente une symétrie particulière et il est possible d'en déterminer la valeur, soit il faut réaliser une reconstruction tomographique. Dans ce cas également, des hypothèses de symétrie ou bien de stationnarité permettent de travailler avec une seule caméra en enregistrant différentes prises de vues successivement. [Ihrke \[2007\]](#), [Atcheson et al. \[2008\]](#) qui travaillent dans le domaine de l'infographie, sont les premiers à avoir mis en œuvre un système multi-caméras pour reconstruire des écoulements instantanés. Grâce à leur système à 16 caméras, ils ont pu reconstruire des écoulements de convection et intégrer ces effets de distorsion dans des images de synthèse.

A l'ONERA nous cherchons à développer des techniques de mesures innovantes à la fois pour des études de phénomènes complexes en laboratoire, mais aussi pour proposer des mesures plus exhaustives aux industriels de l'aéronautique qui testent leurs futurs appareils dans les grandes souffleries. Au cours de la thèse de Violaine Todoroff ([Todoroff \[2013\]](#)), une technique BOS 3D a été développée avec pour objectif la mesure de champs instantanés de masse volumique. Ces premiers travaux très encourageants ont abouti à la construction d'un banc d'essai BOS 3D à 12 caméras et à des reconstructions cohérentes d'écoulements aérothermiques. Cette thèse s'inscrivait dans un projet plus large, le Carnot BOS 2D-3D, qui s'est déroulé de 2012 à mi-2015. Le Carnot visait à développer un outil de mesure ainsi qu'une chaîne de traitement permettant d'accéder au champ tridimensionnel de masse

volumique. Il impliquait différents départements de l'ONERA : le Département modèles pour l'aérodynamique et l'énergétique (DMAE), le Département traitement de l'information et modélisation (DTIM), ainsi que les départements des souffleries du Fauga-Mauzac (DSFM) et de Modane-Avrieux (DSMA).

Objectifs

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans la poursuite du développement de la BOS 3D à l'ONERA, impulsé par la thèse de Violaine Todoroff et par le Carnot BOS 2D-3D. Notre objectif est de développer un outil métrologique robuste et fiable permettant de reconstruire des champs de masse volumique instantanés en soufflerie.

Dans un premier temps, nous réalisons un état de l'art (Chapitre 1) des différentes techniques BOS et strioscopiques permettant la reconstruction du champ tridimensionnel de masse volumique. Nous mettons en avant le très faible nombre d'études consacrées à la mesure d'écoulements instantanés.

Dans un deuxième temps, à travers le Chapitre 2 nous détaillons la construction de l'algorithme de reconstruction BOS 3D qui est issu de plusieurs améliorations apportées à la méthode de [Todoroff \[2013\]](#). Afin de pouvoir traiter plus systématiquement une quantité importante de données expérimentales, nous avons également mis en place une chaîne de traitement semi-automatique permettant de corriger les images et de définir des masques avant de lancer le processus de reconstruction. Enfin, nous présentons des reconstructions cohérentes d'écoulements de convection obtenues sur le banc d'essai géode. Une première comparaison avec des mesures réalisées par thermocouple donne cependant des résultats mitigés : nous retrouvons bien la forme des profils mais les niveaux de masse volumiques sont sous-estimés.

A travers le chapitre suivant (Chapitre 3), nous nous questionnons sur la validité d'une hypothèse classiquement utilisée en BOS pour déduire les cartes de déviations lumineuses à partir des champs de déplacements mesurés. Pour estimer les cartes de déviations il faut en effet supposer que la déviation s'est produite brutalement en un point de l'écoulement. Dans un premier temps, nous démontrons la validité du choix du point milieu pour des écoulements axisymétriques. Puis, dans un second temps, nous construisons un nouveau modèle BOS qui s'affranchit de choix adhoc et qui relie directement le déplacement à la masse volumique. Nous avons implémenté ce nouvel algorithme dans une version 2D et comparé des reconstructions réalisées avec le modèle classique par rapport à notre modèle. Dans le cas étudié, la BOS classique donne des résultats équivalents à notre modèle, toutefois ce nouvel algorithme pourrait s'avérer bénéfique sur des cas plus complexes. Nous conservons par conséquent notre modèle BOS classique avec le point milieu pour référence dans la suite de notre étude.

Ensuite, nous avons cherché à déployer la technique en soufflerie pour évaluer la portabilité de la méthode de BOS3D développée et pour démontrer son fonctionnement lors d'une campagne d'essai en soufflerie (Chapitre 4). Nous avons choisi d'étudier un jet chaud issu d'une conduite co-courant à l'écoulement de la soufflerie. Pour qualifier la BOS 3D en tant que véritable outil métrologique, nous avons validé les mesures BOS 3D en champ moyen via des mesures par thermocouples. Enfin, nous avons réalisé une reconstruction instantanée de l'écoulement avec une résolution spatiale permettant de distinguer de fines structures de la topologie du jet.

Pour étendre le domaine d'application de la technique nous avons cherché à appliquer la BOS 3D à des écoulements compressibles en grande soufflerie (Chapitre 5). Pour préparer ces essais à S1MA, la plus grande soufflerie sonique au monde, nous avons réalisé une simulation numérique afin de mieux appréhender la topologie de l'écoulement d'étude : un jet à contre-courant dans un écoulement allant jusqu'à Mach 0.85. Nous avons également dimensionné notre système de mesure pour

amortir les vibrations dues au fonctionnement de l'installation. Parmi la très grande quantité de mesures réalisées, nous avons mis en place sur un point de fonctionnement une procédure de traitement qui permet de corriger les effets des mouvements de la soufflerie en fonctionnement. Cette solution nous permet d'obtenir les premiers résultats de reconstruction 3D de masse volumique par BOS en grande soufflerie.

Les phénomènes compressibles étudiés à S1MA ont montré que dans ces conditions, les forts gradients de masse volumique dégradent la qualité des images BOS, rendant parfois leur exploitation impossible. Cette problématique est étudiée en particulier dans le Chapitre 6. Notre démarche a consisté à étudier l'impact des phénomènes compressibles rencontrés dans un jet sous-détendu à travers une étude paramétrique des éléments géométriques qui constituent le montage BOS. Après avoir trouvé un compromis satisfaisant, nous avons conçu un banc BOS 3D afin de reconstruire le champ de masse volumique d'un jet sous-détendu pour différentes conditions génératrices. Nous montrons qu'il y a un bon accord entre nos résultats et des données de la littérature. Enfin, à partir d'une analyse POD sur les champs de déplacement instantanés nous identifions et nous reconstruisons un phénomène de lâcher tourbillonnaire périodique.

Nous concluons finalement notre étude et donnons quelques perspectives quant à l'avenir de la technique BOS 3D.

Chapitre 1

Etat de l'art

Sommaire

1.1	La naissance de la Background Oriented Schlieren (BOS)	6
1.2	Principe de la technique BOS	7
1.2.1	Rappels d'optique	7
1.2.2	Montage BOS	11
1.3	Choix technologiques et pratiques	15
1.3.1	Le choix du fond	15
1.3.2	Eclairage	19
1.3.3	Corrélation d'images	19
1.4	Mesures grand champ	20
1.4.1	Elements du montage BOS	21
1.4.2	Perturbations	21
1.4.3	Calibration	22
1.4.4	BOS sans référence	23
1.4.5	Mesures BOS à partir du soleil	23
1.5	Ecoulements à haute vitesse	24
1.6	Méthodes de reconstruction tomographique	25
1.6.1	Cas axisymétrique : transformée d'Abel	25
1.6.2	Rétroprojection filtrée (FBP)	26
1.6.3	Reconstruction algébrique (ART)	27
1.6.4	Combinaison FBP et ART	28
1.7	Calcul de la masse volumique	28
1.8	Mise en œuvre pratique de la BOS 3D	29
1.8.1	Ecoulements axisymétriques	29
1.8.2	Ecoulements stationnaires	30
1.8.3	Ecoulements périodiques	31
1.8.4	Ecoulements instationnaires	31
1.8.5	Résumé	35
1.9	Conclusion	35

1.1 La naissance de la Background Oriented Schlieren (BOS)

La technique Background Oriented Schlieren (BOS) est née au début des années 2000. Elle a été introduite initialement par [Dalziel et al. \[2000\]](#) et [Raffel et al. \[2000a\]](#). Dalziel s'intéressait aux variations de masse volumique présentes dans un écoulement stratifié soumis à des oscillations périodiques. Il s'est inspiré de la technique de strioscopie par grille encore appelée "focusing schlieren" pour remplacer la grille par un motif de points répartis aléatoirement. Il montre alors qu'il est aisé de calculer les déplacements horizontaux et verticaux par corrélation d'images. Il entrevoit un fort potentiel pour cette nouvelle technique qui est simple à mettre en œuvre, qui présente une bonne dynamique et une bonne résolution spatiale, et qui a l'avantage de fournir des informations quantitatives sur les deux composantes du gradient de masse volumique.

Raffel et son équipe au DLR travaillaient en particulier sur les tourbillons de bout de pales d'hélicoptères. Ils se sont inspirés de la vélocimétrie par image de particules (PIV) et des algorithmes développés pour calculer le champ de déplacement entre deux images. Pour cela, ils ont "imprimé" leur ensemencement en projetant de la peinture blanche sur une surface goudronnée Fig. 1.1. Ils ont en-

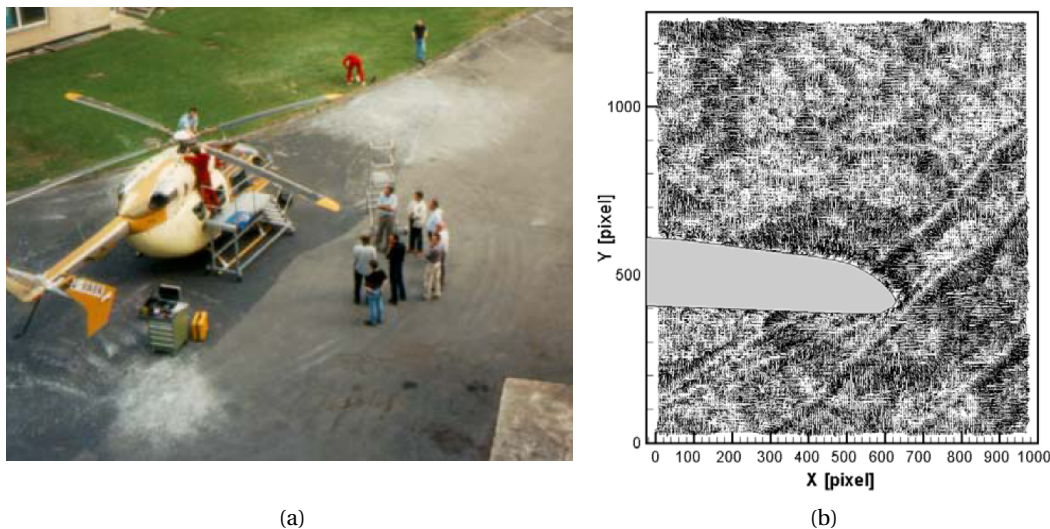


FIGURE 1.1 – Mesure BOS de tourbillons de bout de pales par [Richard et al. \[2002\]](#). a) Hélicoptère et mouchetis obtenu par pulvérisation de peinture. b) Champ de déplacement mesuré.

suite observé leur hélicoptère en vol stationnaire depuis le toit d'un bâtiment et après avoir calculé leur champ de déplacement, ils ont pu mettre en évidence les tourbillons de bout de pales et leur évolution. Peu de temps après, [Meier \[2002\]](#) étudie un jet sous-détendu et voit la technique comme très prometteuse pour la visualisation d'écoulements compressibles sur de très grands champs, avec des applications en soufflerie mais aussi pour des expériences en vol.

Après ce bref rappel historique, nous allons décrire la technique BOS et les différents éléments qui constituent le montage. Nous nous pencherons sur des applications particulières, pour des expériences de grandes dimensions et à haute vitesse. Enfin, nous décrirons ensuite brièvement les techniques classiques de tomographie puis nous verrons comment elles peuvent être appliquées à la technique BOS pour reconstruire le champ tridimensionnel de masse volumique.

1.2 Principe de la technique BOS

1.2.1 Rappels d'optique

Nous rappelons quelques principes d'optique qui permettent de décrire la trajectoire des rayons lumineux dans un milieu d'indice optique non homogène. Ces rappels reprennent les éléments présentés par Pèrez [2000].

1.2.1.1 Onde lumineuse

Une onde lumineuse est une onde électromagnétique caractérisée par son champ électrique E et son champ magnétique H (Fig. 1.2). Dans le vide elle se propage à la célérité $c = 299\,792\,458$ m/s. Par

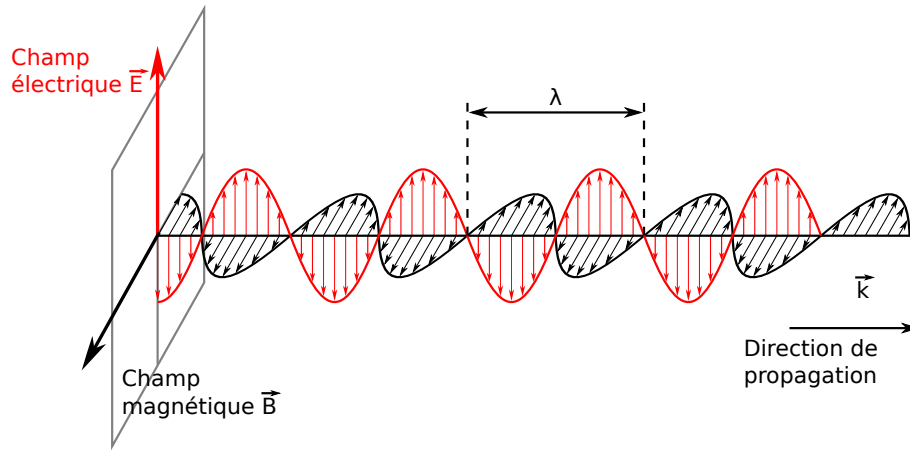


FIGURE 1.2 – Onde électromagnétique.

définition, l'indice optique est égal au rapport de la vitesse de la lumière dans le vide sur la vitesse de la lumière dans le milieu considéré :

$$n \triangleq \frac{c}{v} \quad (1.1)$$

L'indice optique est donc supérieur à 1 (à l'exception de quelques matériaux exotiques, comme certains méta-matériaux) et dans l'air $n \approx 1$.

Toute onde peut être décrite comme la superposition d'ondes sinusoïdales de la forme :

$$A \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (1.2)$$

Dans cette expression, A désigne l'amplitude, ω la pulsation et $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde. t représente le temps et $\mathbf{x} = x(t)\mathbf{e}_x + y(t)\mathbf{e}_y + z(t)\mathbf{e}_z$, les coordonnées d'espace.

Les autres caractéristiques suivantes sont également introduites :

- la fréquence : $\nu = \omega/2\pi$
- la période : $T \triangleq \nu^{-1}$
- la longueur d'onde : $\lambda \triangleq \nu/\nu$ et la longueur d'onde dans le vide : $\lambda_0 \triangleq c/\nu$
- le vecteur d'onde déjà évoqué : $\mathbf{k} \triangleq 2\pi/\lambda \mathbf{u}$, et le vecteur d'onde dans le vide $\mathbf{k}_0 \triangleq 2\pi/\lambda_0 \mathbf{u}$, $\mathbf{u}$ étant le vecteur unitaire définissant la direction et le sens de propagation.

1.2.1.2 Principe de Huygens

Le principe de Huygens est à la base de la théorie ondulatoire de la lumière. Nous nous plaçons par la suite dans le cas d'un milieu isotrope, pour lequel l'indice optique n est indépendant de la direction de propagation et de la polarisation de l'onde lumineuse.

Principe de Huygens :

La lumière se propage de proche en proche. L'ensemble des points d'égale perturbation lumineuse est appelé surface d'onde. Chacun des points de cette surface atteint par la lumière se comporte comme une source secondaire qui émet des ondelettes sphériques dans un milieu isotrope. La surface enveloppe de ces ondelettes forme une nouvelle surface d'onde.

Ainsi, la surface d'onde Σ_2 à l'instant $t_2 = t_1 + dt$ peut être déterminée à partir de la surface d'onde Σ_1 à l'instant t_1 en traçant en chaque point A_1 de Σ_1 une sphère de centre A_1 et dont le rayon est tel que la durée de propagation lumineuse soit égale à dt (Fig. 1.3).

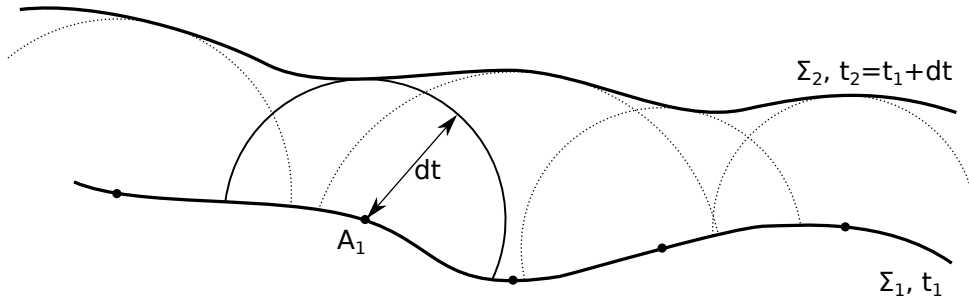


FIGURE 1.3 – Surfaces d'onde.

En introduisant l'indice optique, la durée qui permet d'exprimer Σ_2 à partir de Σ_1 s'écrit :

$$dt = \frac{ds}{v} = \frac{nds}{c} \quad (1.3)$$

où s représente l'abscisse curviligne le long de la trajectoire lumineuse ($ds = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$).

On définit alors le chemin optique entre deux points A et B comme :

$$L = \int_{t_A}^{t_B} c dt = \int_A^B nds = c(t_B - t_A) \quad (1.4)$$

1.2.1.3 Principe de Fermat et ses conséquences

Principe de Fermat :

La lumière se propage d'un point A à un point B en suivant un chemin stationnaire.

Ce qui peut être traduit en équation par le fait que pour le chemin optique $L + dL$ infiniment proche de L , on peut poser $dL = 0$. Plusieurs choses découlent du principe de Fermat, la première étant qu'en l'absence de singularité, dans les milieux continus, le rayon lumineux est la trajectoire qui réalise le minimum de L , soit le temps de parcours minimal.

Une autre propriété qui en découle est établie par le théorème de Malus-Dupin qui traduit la propriété d'orthogonalité des rayons lumineux aux surfaces d'ondes dans un milieu isotrope.

Propagation dans un milieu homogène :

Dans un milieu d'indice uniforme, le chemin optique s'exprime comme :

$$L = \int_A^B n ds = n \widehat{AB} \quad (1.5)$$

L est alors minimal si $\widehat{AB}$ s'identifie au segment AB . Dans un milieu homogène la lumière se propage donc en ligne droite.

Réversibilité de la lumière :

Si l'on considère la propagation dans un milieu non homogène d'un rayon lumineux curviligne entre A et B , le chemin optique s'écrit :

$$L(AB) = \int_A^B n ds = \int_B^A n(-ds) = \int_B^A n ds' \quad (1.6)$$

si $ds' = -ds$ désigne l'élément curviligne orienté de B vers A . Alors :

$$L(AB) = L(BA) \quad (1.7)$$

Comme $L(AB)$ est stationnaire, $L(BA)$ l'est aussi et le trajet suivi par la lumière ne dépend pas du sens de parcours. C'est le principe de retour inverse de la lumière.

Il est également possible de déduire les lois de réflexion et de réfraction de Snell-Descartes à partir du principe de Fermat mais cette démonstration sort du cadre de cette étude.

1.2.1.4 Equation fondamentale de l'optique géométrique

Calculons le chemin optique le long du rayon lumineux courbe C passant par les points A_0 de la surface d'onde Σ_0 et A de la surface d'onde Σ (Fig. 1.4) :

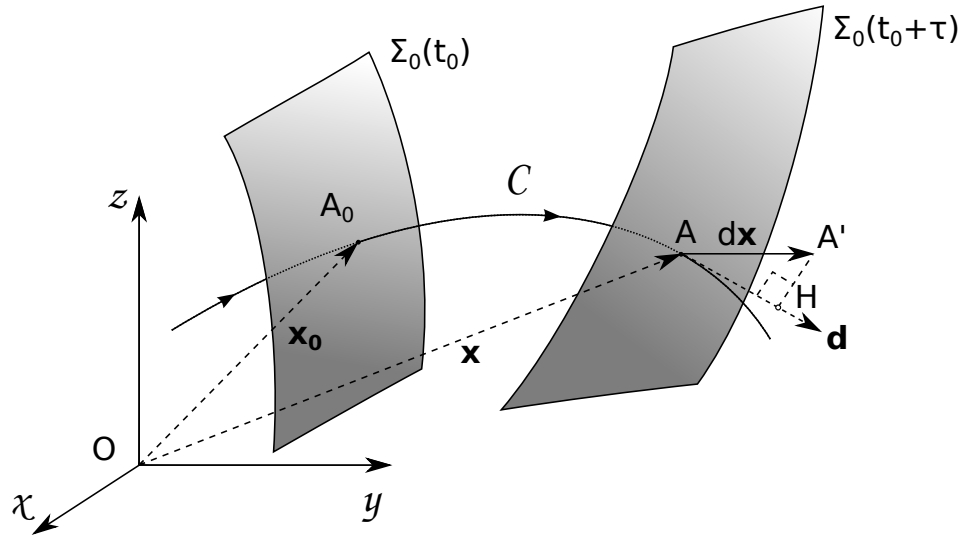


FIGURE 1.4 – Trajectoire d'un rayon lumineux entre deux surfaces d'onde (Pérez [2000]).

$$L = \int_{A_0}^A n ds \quad (1.8)$$

Lorsque le point $A_0(\mathbf{x}_0)$ est fixé et que $A(\mathbf{x})$ se déplace, le chemin optique ainsi calculé ne dépend alors que de $\mathbf{x}$ puisque C est une courbe effectivement suivie par la lumière :

$$L(\mathbf{x}) = \int_{\mathbf{x}_0}^{\mathbf{x}} n ds \quad (1.9)$$

La variation élémentaire du chemin optique s'écrit :

$$dL = \text{grad}L \cdot d\mathbf{x} \quad (1.10)$$

et également :

$$dL = n ds = n \overline{AH} = n(d\mathbf{x} \cdot \mathbf{u}) \quad (1.11)$$

Il vient en identifiant que :

$$n d\mathbf{x} \cdot \mathbf{u} = \text{grad}L \cdot d\mathbf{x} \quad (1.12)$$

soit, puisque $d\mathbf{x}$ est quelconque :

$$\boxed{n\mathbf{u} = \text{grad}L \text{ d'où } n = ||\text{grad}L||} \quad (1.13)$$

Cette dernière équation exprime que l'indice du milieu est égal à la norme du vecteur gradient de la fonction chemin optique. Elle est connue sous le nom d'équation eikonale.

La démonstration n'est pas montrée ici, mais cette équation peut aussi s'exprimer sous la forme d'une équation différentielle appelée l'équation fondamentale de l'optique géométrique :

$$\boxed{\frac{d}{ds} \left(n \frac{d}{ds} \mathbf{x}(s) \right) = \nabla n} \quad (1.14)$$

où s représente l'abscisse curviligne, et $\mathbf{x}(s)$ la trajectoire du rayon lumineux. Dans la suite, le vecteur directeur $\frac{d\mathbf{x}}{ds}$ sera noté $\mathbf{d}$.

Remarque :

Si l'on multiplie l'équation eikonale (Eq. 1.13) par $\mathbf{k}_0 \triangleq 2\pi/\lambda_0 \mathbf{u}$, il vient :

$$\mathbf{k}_0 n \mathbf{u} = \text{grad}(\mathbf{k}_0 L) \quad (1.15)$$

et finalement :

$$\mathbf{k} = \text{grad}\phi \text{ où } \phi \triangleq \mathbf{k}_0 L \quad (1.16)$$

La phase ϕ , le chemin optique $L = \phi/\mathbf{k}_0$ et le temps de propagation $\tau \triangleq L/c$ sont des grandeurs proportionnelles.

1.2.1.5 Déviation des rayons lumineux

Les différentes techniques exploitant les variations d'indice optique telles que l'ombroscopie, la strioscopie, la BOS et l'holographie, peuvent toutes être décrites à partir de cette équation fondamentale de l'optique géométrique (Eq. 1.14). Lorsqu'un rayon traverse un milieu d'indice inhomogène sa trajectoire courbe induit 3 phénomènes : un retard, une déviation et un déplacement (Fig. 1.5). L'holographie mesure le déphasage de l'onde lumineuse, ce qui est équivalent comme nous l'avons vu au retard ou bien à la variation de chemin optique (ou différence de marche optique). L'holographie mesure donc une quantité proportionnelle à l'intégrale de l'indice optique à travers l'écoulement. La déviation des rayons lumineux est directement mesurée par la strioscopie tandis que la BOS exploite le déplacement. Toutes deux sont sensibles au gradient de masse volumique. L'ombroscopie quant

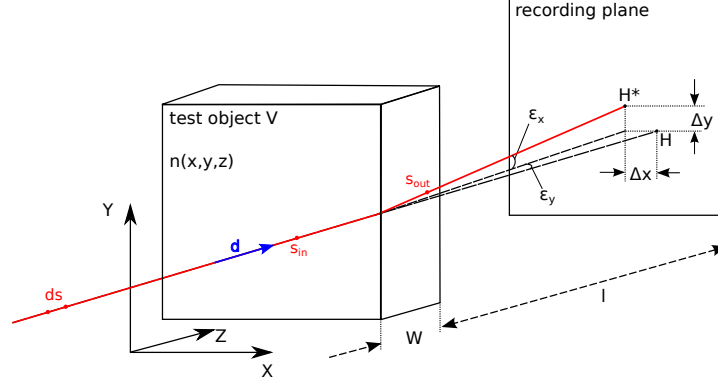


FIGURE 1.5 – Trajectoire d'un rayon lumineux au sein d'un volume d'indice inhomogène. D'après Merzkirch [1987].

à elle, exploite la conséquence du déplacement sur l'intensité lumineuse. Elle est alors sensible à la dérivée seconde de l'indice optique.

Dans la suite nous nous concentrons sur la mesure du gradient de masse volumique et donc sur la mesure du déplacement et de la déviation. En considérant un volume d'indice non homogène V et si l'on intègre l'Eq. 1.14 entre le point d'entrée du volume s_{in} et le point de sortie s_{out} on aboutit à l'expression de la déviation des rayons lumineux :

$$\boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{d}_{out} - \mathbf{d}_{in} = \frac{1}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} \nabla n(\mathbf{x}(s)) ds \quad (1.17)$$

La relation de Gladstone-Dale relie de manière linéaire l'indice optique à la masse volumique :

$$n - 1 = G\rho \quad (1.18)$$

où G représente la constante de Gladstone-Dale. Celle-ci dépend principalement du gaz considéré et de la longueur d'onde. Pour de l'air en conditions standards elle vaut $G = 0.23 \cdot 10^{-3} m^3/kg$.

En utilisant l'Eq. 1.18 dans l'expression de la déviation lumineuse (Eq. 1.17), nous pouvons écrire :

$$\boldsymbol{\epsilon} = \frac{G}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} \nabla \rho(\mathbf{x}(s)) ds \quad (1.19)$$

avec n_{ext} l'indice optique de l'air ambiant. Le vecteur de déviation peut être décomposé suivant chacun des axes du repère monde, en $\boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \epsilon_z \end{pmatrix}$. A noter que dans le cas de petites déviations, le vecteur déviation peut être confondu avec l'angle de déviation.

1.2.2 Montage BOS

Détaillons à présent le montage BOS. Celui-ci se compose d'un fond texturé placé derrière l'écoulement à une distance l et d'un système d'imagerie, une caméra positionnée à une distance m de l'écoulement. En l'absence d'écoulement, le rayon lumineux issu du point P se propage en ligne droite jusqu'à la caméra et vient impacter le CCD en $X + \Delta X$. En présence de l'écoulement, le rayon est dévié et touche le CCD en X . La BOS utilise alors des algorithmes de corrélation d'images pour calculer ce déplacement ΔX . La relation entre le déplacement mesuré et la déviation lumineuse, et donc au gradient de masse volumique, n'est pas immédiate et nécessite une hypothèse supplémentaire. D'une manière générale, la relation entre le déplacement mesuré ΔX et la déviation lumineuse $\boldsymbol{\epsilon}$ ne peut être déduite

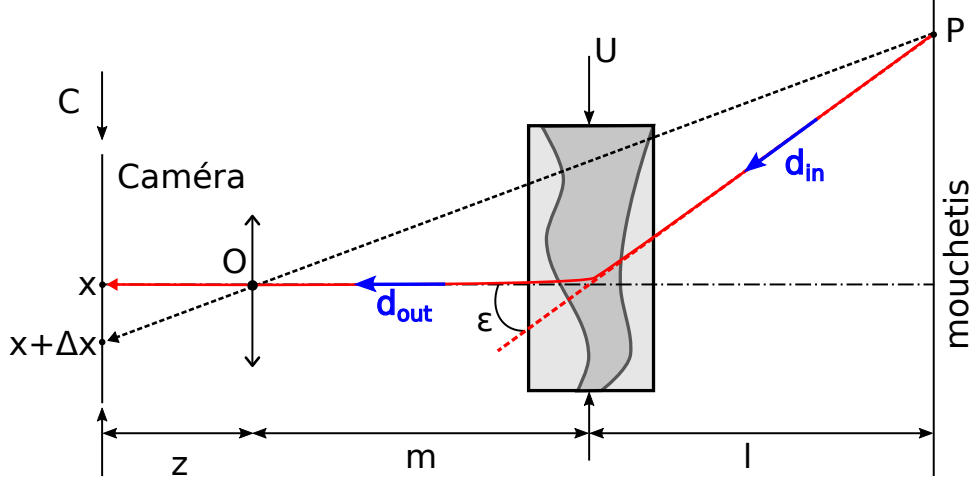


FIGURE 1.6 – Montage BOS.

sans hypothèse supplémentaire. En effet, la direction du rayon dévié est connue : $\mathbf{d}_{out} = \overrightarrow{OX}$, tandis que la direction d'entrée $\mathbf{d}_{in}$ demeure inconnue. Cette question sera traitée en détail au Chapitre 3 de cette thèse.

Néanmoins, il est possible d'obtenir une expression au premier ordre de ΔX en fonction de ϵ , ce qui permet de caractériser la sensibilité de la méthode.

1.2.2.1 Sensibilité

En se référant à la Fig. 1.6, qui est une simplification pour les petits angles, l'écart entre les projections des points X et X + ΔX sur le mouchetis vaut $l\epsilon$. Cet écart est lié à ΔX à travers le grandissement M que l'on déduit de la relation de conjugaison des lentilles minces reliant la focale f de la caméra au plan objet situé en $m + l$ et au plan image situé en z :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{l+m} + \frac{1}{z} \quad (1.20)$$

Sous ces hypothèses le grandissement optique M de la caméra s'écrit :

$$M = \frac{f}{m+l-f} \quad (1.21)$$

On aboutit alors à la formule classique pour la sensibilité :

$$\frac{\Delta X}{\epsilon} = Ml = \frac{fl}{m+l-f} \approx \frac{fl}{m+l} \text{ si } m+l \gg f \quad (1.22)$$

Comme on peut le voir avec l'Eq. 1.22, la sensibilité de la mesure est directement liée à la focale. Comme noté par Goldhahn and Seume [2007], la sensibilité augmente avec le rapport l/m , pour l'améliorer on peut éloigner le fond par rapport à l'écoulement et/ou de rapprocher la caméra. En pratique il faut aussi tenir compte d'une autre caractéristique de la mesure BOS : la résolution.

1.2.2.2 Résolution

La résolution fait intervenir plusieurs aspects : on peut parler de la résolution avec laquelle le fond est imagée, c'est la résolution caméra. Meilleure elle sera et plus petits pourront être les points du mouchetis et donc les fenêtre de corrélation ($N \cdot \text{pix}$) pour le calcul du champ de déplacement.

Il existe également une résolution de mesure au niveau de l'écoulement : on parlera alors plus de cercle de confusion. En effet, à partir du moment où l'on ne travaille pas en lumière collimatée mais avec un faisceau divergent, la lumière qui arrive sur un pixel est issue d'un « pinceau » qui a un certain diamètre au niveau de l'écoulement δ comme illustré sur la Fig. 1.7.

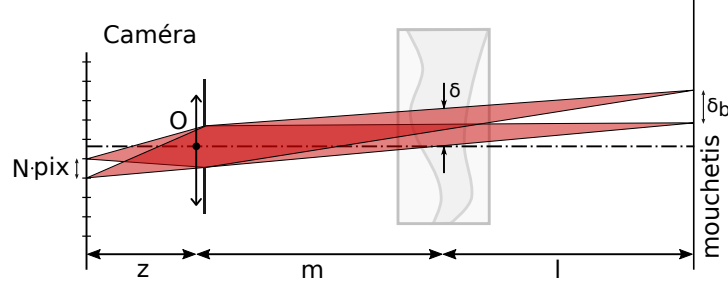


FIGURE 1.7 – Cercle de confusion associé au pinceau lumineux qui traverse l'écoulement en faisceau divergent.

La déviation en ce pixel résulte donc d'un moyennage spatial. Le diamètre du cercle de confusion au niveau de l'écoulement est proportionnel à l'ouverture caméra [Gojani et al. \[2013\]](#), [Ota et al. \[2015\]](#). Il est égal à la largeur d'un cône au niveau de l'écoulement plus la distance entre deux cônes :

$$\begin{aligned}\delta &= \frac{l \cdot D}{m + l} + \frac{\delta_b \cdot m}{m + l} \\ &= \underbrace{\frac{M}{1 + M} \frac{l}{f_{\#}}}_1 + \underbrace{\frac{N \cdot \text{pix}}{M} \frac{m}{l + m}}_2\end{aligned}\quad (1.23)$$

Dans cette expression, le premier terme est prépondérant devant le deuxième : la taille du cercle de confusion est donnée au premier ordre par le cône de rayons associé à un point sur le capteur. Ainsi la notion de résolution est essentiellement liée aux caractéristiques de l'objectif et non à la taille de la fenêtre d'interrogation pixels qui n'intervient qu'au second ordre. En combinant cette dernière expression avec celle de la sensibilité (Eq 1.22) on obtient :

$$\delta = \frac{l \cdot f}{l + m} \frac{1}{f_{\#}} = \frac{\Delta X}{\epsilon} \frac{1}{f_{\#}} \quad (1.24)$$

On voit alors que la résolution spatiale est égale à la sensibilité divisée par le nombre d'ouverture. Donc toute médication de l ou m permettant d'augmenter la sensibilité diminuera d'autant la résolution. Dans ces conditions, la seule possibilité que l'on a pour améliorer la résolution sans toucher à la sensibilité est de jouer sur l'ouverture caméra $f_{\#}$.

[Kirmse et al. \[2011\]](#) mettent en évidence l'importance de ce cercle de confusion à travers son étude du choc présent devant un hémisphère en écoulement hypersonique. Pour comparer les mesures BOS aux résultats donnés par une simulation numérique, ils synthétisent un champ de déplacements à partir de la simulation en réalisant un calcul de lancer de rayons. Ils montrent ensuite qu'en appliquant un filtre de la taille du cercle de confusion à leur simulation ils parviennent à retrouver des résultats semblables à leur mesure BOS (Fig. 1.8).

1.2.2.3 Optimisation du montage BOS

Nous venons de voir que plusieurs paramètres influent sur la sensibilité et la résolution de la mesure BOS :

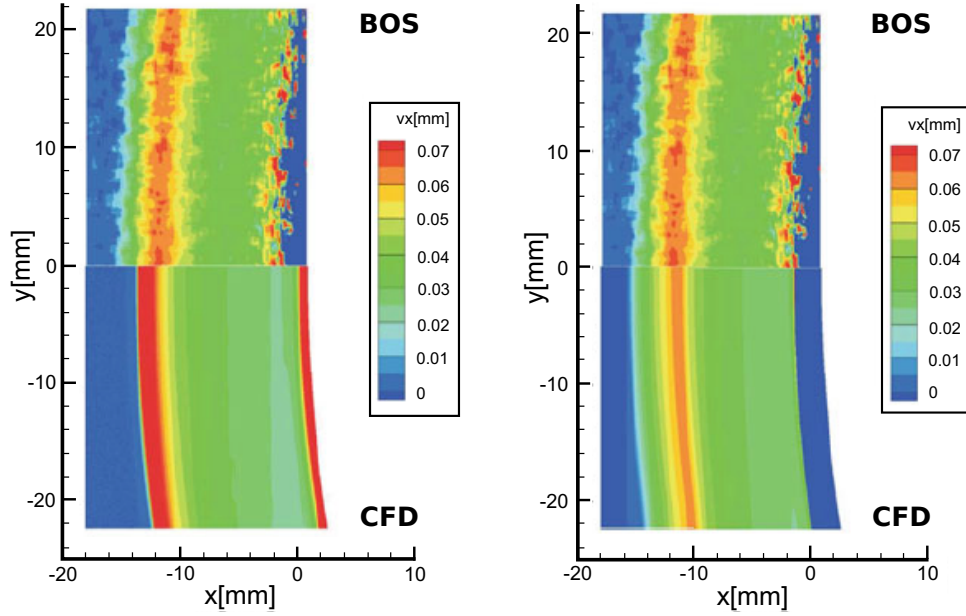


FIGURE 1.8 – Comparaison entre mesure BOS (haut) et CFD sur une sphère à Mach 8.1 ([Kirmse et al. \[2011\]](#)). En bas à gauche résultat CFD brut. En bas à droite, résultat CFD avec prise en compte des filtrages spatiaux qui affectent la mesure BOS.

- la distance caméra-écoulement m
- la distance écoulement-fond l
- la focale f
- l'ouverture caméra $f_{\#}$
- la position du plan de mise au point

Nous avons vu aussi que les choix des paramètres l et m qui augmentent la sensibilité diminuent d'autant la résolution. Cependant les considérations précédentes oublient un facteur : c'est que modifier m ou f modifie le champ de l'écoulement visualisé. Ajoutons dans le problème de dimensionnement la contrainte de champ de vue constant; on dispose d'une caméra dont la taille du capteur est notée C . Avec cette caméra on souhaite observer un phénomène d'une certaine taille U . La focale caméra et la distance d'observation sont alors liées par :

$$\frac{C}{U} \approx \frac{f}{m} \quad (1.25)$$

En injectant ce résultat dans l'Eq. 1.22, on obtient :

$$\frac{\Delta X}{\epsilon} = \frac{C}{U} \frac{lm}{l+m} \quad (1.26)$$

Les distances m et l ont donc des rôles équivalents. Augmenter l'une ou l'autre de ces longueurs permet donc d'améliorer la sensibilité du montage. Ce résultat est intéressant dans des cas où l'on souhaite par exemple contenir l'écoulement et le fond dans la profondeur de champ pour minimiser un flou maquette. On peut donc rapprocher le mouchetis tout en éloignant la caméra pour conserver de la sensibilité. Mais il faut dans le même temps augmenter la focale pour satisfaire l'Eq. 1.25. Cette possibilité n'a pas été proposée auparavant à notre connaissance, il serait intéressant de la valider dans nos montages futurs.

Une dernière possibilité optimisation a été proposée par [Bichal and Thurow \[2013\]](#). Ces auteurs proposent de relâcher la contrainte de focalisation sur le mouchetis : ils acceptent un certain flou

image pour gagner en résolution, par exemple en positionnant le plan focal entre la caméra et le mouchetis. Néanmoins, [Bichal and Thurow \[2013\]](#) n'évaluent pas l'impact de ce choix sur la dégradation de la qualité de la corrélation, qui affecte la précision de mesure de ΔX . De plus, les couples de paramètres (l, m) étudiés ne sont pas représentatifs des dimensions classiques d'un montage BOS.

1.3 Choix technologiques et pratiques

1.3.1 Le choix du fond

1.3.1.1 Motif aléatoire

La première idée d'utiliser des sprays de peinture pour créer le mouchetis est satisfaisante et très adaptée aux grandes dimensions. Pour les expériences de dimensions plus modestes, le choix classique porte sur l'impression d'une distribution aléatoire de points (Fig. 1.9a). La conception du mou-

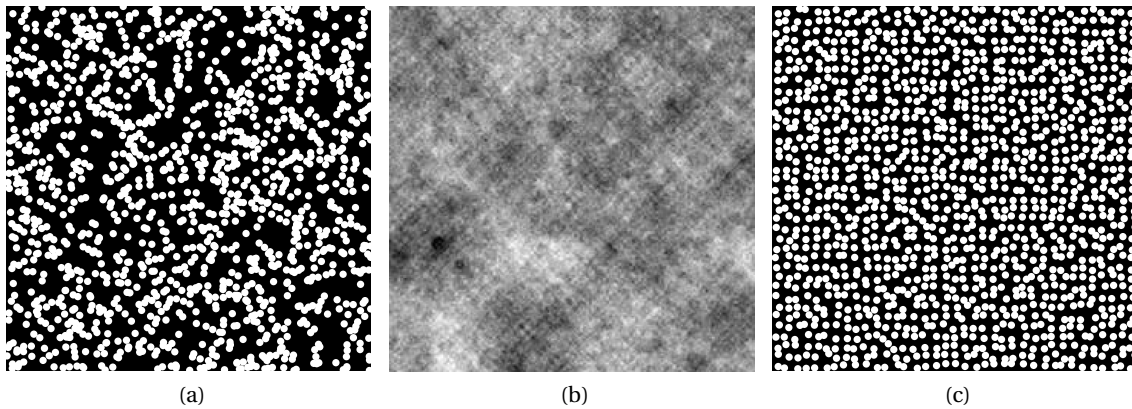


FIGURE 1.9 – Différents types de mouchetis utilisés en BOS : a) Mouchetis aléatoire, b) Bruit en ondelettes ([Atcheson et al. \[2009\]](#)), c) Mouchetis semi-aléatoire([Todoroff \[2013\]](#))

chetis suit les règles établies en PIV d'un ensemencement idéal, à savoir des particules de 2-3 pixels de diamètre et une répartition de 4 à 8 particules par fenêtre d'interrogation. Le défaut majeur de ce type de mouchetis est sa dépendance vis à vis d'un montage donné par le grandissement caméra. Pour chaque expérience, il faut donc concevoir un nouveau fond.

Pour s'affranchir de cette contrainte, [Atcheson et al. \[2009\]](#) se sont penchés sur l'utilisation de fonds en ondelettes ([Cook and DeRose \[2005\]](#)) : ces fonds, dont un exemple est visible en Fig. 1.9b, ont l'avantage de présenter un motif texturé à différentes échelles. De ce fait, les motifs en ondelettes sont indépendants du montage. De plus, de part leur construction « multi-échelle », ces fonds sont a priori mieux adaptés aux techniques qui sous-échantillonnent les images lors du calcul de corrélation. Bien que cette solution semble prometteuse, les tests menés à l'ONERA ne se sont pas avérés concluants.

La solution retenue ici est l'utilisation d'un mouchetis semi-aléatoire (Fig. 1.9c). Ces fonds sont composés de points répartis aléatoirement dans des fenêtres de même taille que celles utilisées pour la corrélation d'image. Cela permet de s'affranchir d'un certain nombre de défauts associés à la répartition aléatoire classique : la présence de zones partiellement vides et d'amas.

Afin d'augmenter l'énergie lumineuse reçue, l'ensemble de ces fonds peut être imprimé sur panneaux rétro réfléchissants ([Bauknecht et al. \[2014a\]](#)) ou bien sur panneaux transparents couplés à un éclairage par l'arrière. Les panneaux rétro réfléchissants induisent cependant une contrainte supplémentaire puisque, du fait de leur fonction de distribution de réflexion bidirectionnelle étroite (BRDF), la source lumineuse doit être positionnée très proche de la caméra. De ce fait, il peut être difficile

d'éliminer toutes les ombres dues à la présence d'une maquette d'une part (Bathel et al. [2015]), et la chaleur dégagée par la source lumineuse peut perturber la mesure d'autre part.

1.3.1.2 Fond naturel

Pour les expériences de grandes dimensions, plusieurs équipes se sont intéressées à l'utilisation de la texture naturelle d'une étendue herbeuse, rocheuse ou bien aux branchages d'une forêt comme fond de référence. Toujours dans le but d'étudier les tourbillons de bout de pales, le DLR a largement utilisé les fonds naturels pour des expériences à l'échelle 1 : 1 (Richard and Raffel [2001], Bauknecht et al. [2014a]) ou bien pour des mesures en vol (Leopold [2007], Raffel et al. [2014], Bauknecht et al. [2014b]). Pour étudier l'onde de souffle sphérique qui se propage lors de l'explosion d'une charge, Mizukaki et al. [2013], Hargather [2013] ont également utilisé la texture naturelle. Son utilisation pose néanmoins le problème de l'impact de la texture sur la qualité de la corrélation d'image. Plusieurs équipes se sont penchées sur la question en introduisant un facteur de qualité associé à la corrélation de deux images du même fond. Hargather and Settles [2010] s'intéressent au carré de la valeur RMS des corrélations tandis que Bauknecht et al. [2014b,a] regardent la variance de la vorticité pour compenser d'éventuels mouvements de caméras entre ses deux images. Ils s'intéressent alors l'évolution de leur critère pour différentes textures en fonction de la taille des fenêtres d'interrogations (Fig. 1.10). Ils concluent, tout comme Kindler et al. [2007] et Raffel et al. [2014], que la difficulté ré-

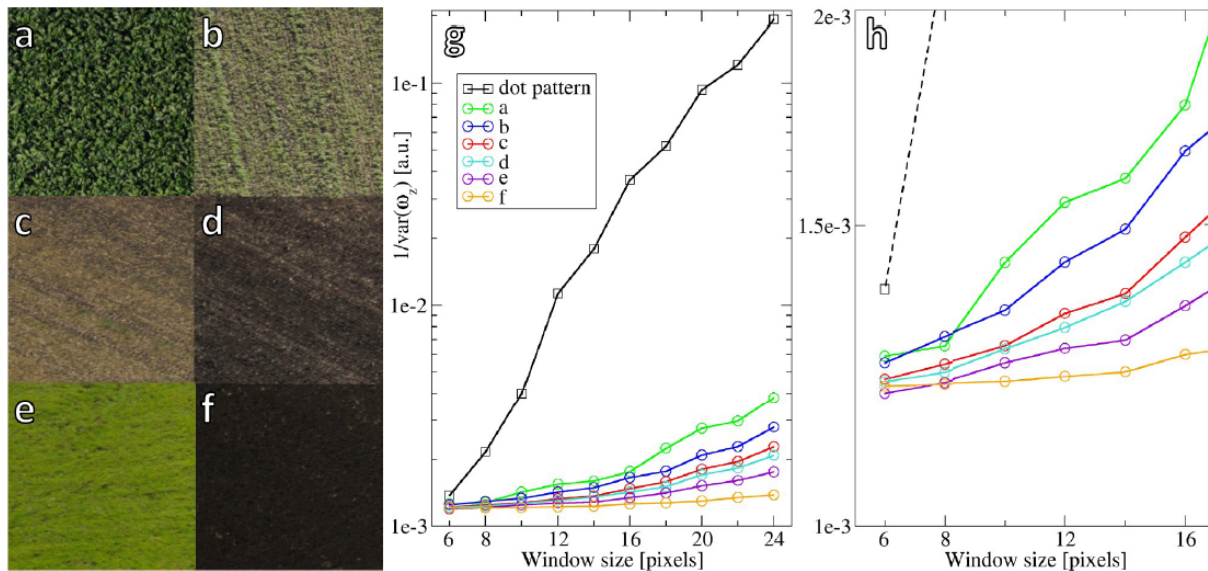


FIGURE 1.10 – Etude de l'impact du fond naturel sur la qualité de la corrélation réalisée par Bauknecht et al. [2014b]. a)-f)Exemples de fonds. g) Evolution du critère de qualité en fonction de la taille de fenêtre d'interrogation. h) Détail de g).

side dans le choix d'une texture présentant des hautes fréquences, en accord avec le grandissement caméra, et suffisamment contrastée.

1.3.1.3 Color-BOS

La Color-BOS (CBOS) a été introduite par Leopold [2007]. Elle repose sur l'utilisation d'un fond coloré, résultant d'un mélange de pixels rouges, verts et bleus, observé par un appareil photographique couleur. Chaque image couleur est décomposée en 8 sous-images (Fig. 1.11a) : celle contenant que du rouge, du bleu, du vert et les mélanges. Leopold [2007] réalise alors 8 corrélations indépendantes

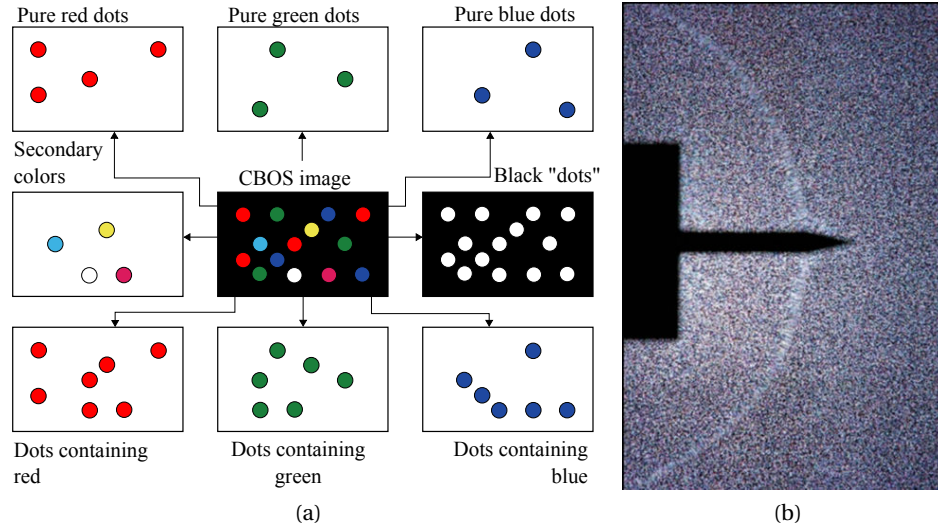


FIGURE 1.11 – Color-BOS [Leopold et al. \[2013\]](#). a) Extraction des différentes composantes de couleur. b) Exemple d'image CBOS sur un spike.

pour chaque motif et moyenne ces 8 résultats par fenêtre. Il diminue ainsi l'écart type relatif à ses corrélations. L'intérêt que peut présenter l'utilisation de la couleur doit toutefois être nuancé. D'une part, si la caméra couleur utilisée possède une matrice de Bayer, il faut pouvoir compenser la perte de résolution associée à chaque composante RGB par un capteur disposant d'une grande définition, i.e. un grand nombre de pixels. D'autre part, le traitement des données CBOS se traduit par un coût de calcul 8 fois plus important, ce qui peut être prohibitif lorsqu'il y a beaucoup de données en jeu.

1.3.1.4 Déflexion de franges et Color-Grid-BOS

[Dalziel et al. \[2000\]](#), avant d'utiliser un fond constitué d'une répartition aléatoire de points, se sont également intéressés à un motif de franges horizontales. Ils montrent que la réfractométrie en ligne est plus sensible que les méthodes à points mais elle ne mesure qu'une composante du gradient à la fois. [Blanco et al. \[2016a,b\]](#) utilisent une grille afin de mesurer les deux composantes du gradient simultanément. Dans leur étude, ils évaluent de manière synthétique et expérimentale les performances de leur méthode de détection de franges par rapport à la technique BOS avec une répartition aléatoire de points. Pour la BOS, ils calculent les champs de déplacement à l'aide du logiciel de PIV IDT (Provision-XS), basé sur la corrélation de fenêtres. Dans le cas des franges, les déplacements sont calculés par extraction de phase via une transformée de Fourier. Ils concluent que dans leur cas, la déflexion de frange surpasse légèrement la technique BOS, en terme de résolution, de sensibilité et de résistance au flou. Selon eux, le traitement est également plus aisé à partir du moment où les déplacements maximum ne sont pas plus grands que la période des franges et donc qu'ils n'induisent pas de saut de phase.

La color-grid BOS a été développée par [Ota et al. \[2011\]](#) et son équipe. Possédant une grande expérience en interférométrie, ils en ont repris le principe pour l'appliquer à la BOS. Leurs fonds sont composés de 2 grilles : une grille rouge verticale et une grille verte horizontale comme on peut le voir sur la Fig. 1.12. Ils utilisent leurs algorithmes de détection de franges pour calculer les déplacements horizontaux et verticaux au centre de chaque ligne. Les champs finaux sont obtenus par interpolation. La CG-BOS permet une grande qualité de mesure et elle ne nécessite pas d'image de référence puisque la grille est connue. Toutefois sa résolution est limitée par la grille utilisée et comme la CBOS, elle nécessite l'emploi d'une caméra couleur.

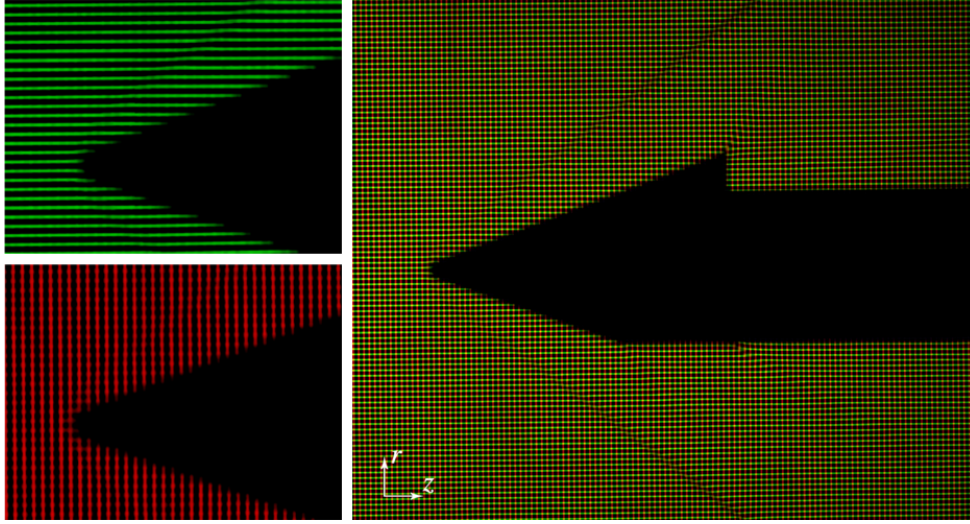


FIGURE 1.12 – CG-BOS sur un cône tronqué à Mach 2.0 (Ota et al. [2011]) : Détail des grilles verticale et horizontale (à gauche) qui donne le motif complet (à droite).

1.3.1.5 Speckle-BOS

Beaucoup utilisé en interférométrie (Fomin [1998]), l'emploi du speckle a également été utilisé en BOS par Meier and Roesgen [2013]. Ceux-ci proposent d'utiliser le speckle d'un laser comme image de fond. Pour rappel, le speckle est un motif tacheté qui apparaît lorsque l'on éclaire une surface avec une lumière cohérente. Les défauts de rugosité à la surface de l'objet créent de multiples retards de phase à l'origine des interférences « speckle ». La taille des grains du speckle est seulement liée à la longueur d'onde et à l'ouverture du système optique comme l'illustre la Fig. 1.13. Ainsi, plus l'ouver-

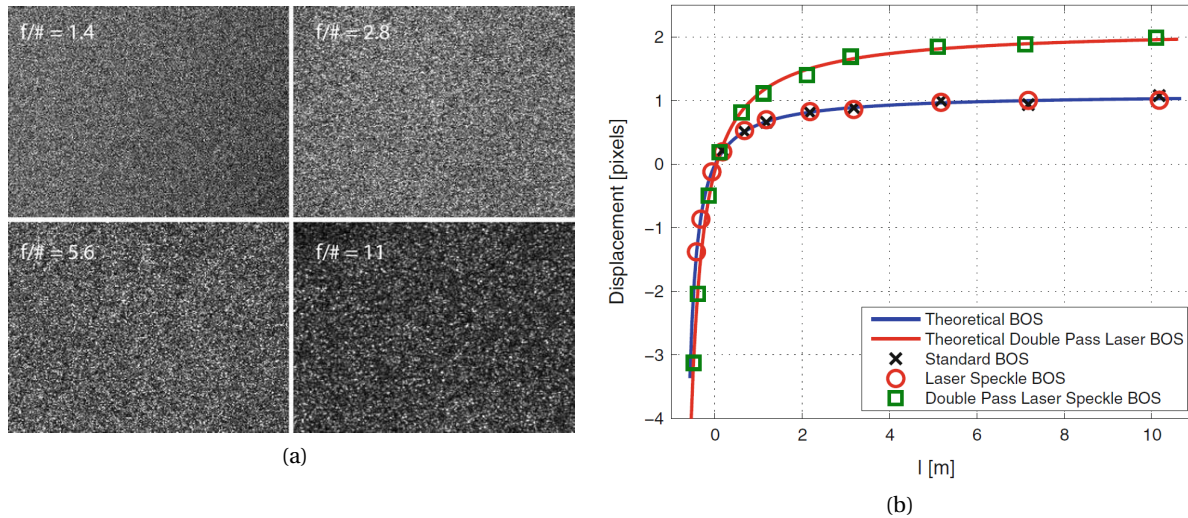


FIGURE 1.13 – BOS speckle Meier and Roesgen [2013] : a) Evolution de la taille du motif de speckle avec l'ouverture caméra. b) Sensibilité de la technique : déplacement observé en fonction de la distance de mise au point l .

ture est faible, plus le speckle est grand. Par conséquent, peu importe la position de l'écran qui génère le speckle, c'est la position du plan focal qui va affecter la sensibilité de la mesure. Contrairement à la

BOS classique, avec le speckle la position du fond et la sensibilité sont décorréliées.

Meier and Roesgen [2013] s'intéressent alors à l'évolution de cette sensibilité en fonction de la position de mise au point de la caméra. On retrouve sur la Fig. 1.13 l'évolution classique pour technique BOS qui prédit une augmentation de la sensibilité avec l'éloignement du fond (distance l). De manière surprenante, les auteurs obtiennent des déplacements opposés lorsque la mise au point est faite devant l'écoulement, avec une sensibilité qui augmente bien plus rapidement lorsqu'il s'éloigne. De plus, Meier and Roesgen [2013] présentent un montage « double passe » qui permet de doubler la sensibilité en faisant passer la lumière deux fois à travers l'écoulement par réflexion.

L'utilisation du speckle reste séduisante sur le papier mais semble délicate à mettre en œuvre dans un environnement complexe : les mesures décrites précédemment sont réalisées sur table optique. Que se passe-t-il lorsque le fond vibre ou se déforme? Bathel et al. [2015] rapporte justement de grosses difficultés pour corrélérer des mouchetis de speckle lors d'essais en soufflerie. Il semble toutefois très approprié aux expériences de petites dimensions (Stoller et al. [2014]) qui peuvent se faire sur table optique mais surtout pour lesquelles il est difficile d'imprimer un mouchetis suffisamment petit. Enfin, bien qu'intéressant, le montage « double passe » nécessite un alignement précis du faisceau laser et de la caméra.

1.3.2 Eclairage

L'éclairage du mouchetis est le plus souvent réalisé en lumière blanche. La lumière naturelle ou des projecteurs peuvent être suffisantes mais pour correctement capturer des écoulements rapides un éclairage plus puissant est nécessaire afin de diminuer le temps d'exposition. Une source lumineuse plus intense permet aussi d'opérer à plus faible ouverture ce qui améliore la résolution spatiale. Parmi les sources plus puissantes on peut citer les lampes à arc, les progrès récents que connaissent les LEDs (Buchmann et al. [2012]) et les sources laser.

1.3.3 Corrélation d'images

Après obtention d'une paire d'images, l'image de référence et l'image perturbée, le calcul des champs de déplacements (verticaux et horizontaux) se fait par corrélation d'images. La plupart des équipes utilisent des approches fondées sur le recalage de fenêtres locales (interrogation windows en PIV) par optimisation d'un critère de corrélation (matPIV : Sveen [2004] et PIVLab : Thielicke and Stamhuis [2014]). La mise en œuvre classique consiste à rechercher l'optimum par un calcul exhaustif sur des décalages pixeliques (en utilisant la FFT pour accélérer les calculs), puis à interpoler une valeur subpixelique du décalage. Ce calcul est répété pour des tailles de fenêtre décroissantes, afin d'améliorer la résolution spatiale de l'estimation du champ de déplacement. Le résultat est rendu sur une grille de pixels dont le pas est défini par la taille de fenêtre et le taux de recouvrement utilisé, habituellement de l'ordre de 75%.

Plusieurs travaux récents en BOS mettent en avant les avantages des méthodes de flot optique dérivées de techniques proposées dans le domaine de la vision par ordinateur. Le flot optique est le champ des déplacements apparents entre deux images d'une séquence. Il est a priori défini en tout pixel. Son calcul se fonde sur une approche différentielle, qu'on peut résumer par l'équation du flot optique suivante :

$$dI = \frac{dI}{dt} + \nabla I \cdot u = 0 \quad (1.27)$$

qui indique que la différence d'apparence entre deux images (dI/dt) peut être expliquée par le produit entre le flot optique (u) et le gradient spatial de l'image (∇I). De cette équation générale, on déduit des techniques itératives d'estimation du champ de déplacement en tout pixel qu'on appelle souvent « gradient based ». Un point important est que l'Eq. 1.27 ne suffit pas à déterminer le flot optique

(elle ne fournit qu'une équation alors qu'il y a deux composantes à estimer par pixel). On ajoute une contrainte de régularité spatiale pour lever cette indétermination, soit en ajoutant une pénalisation sur les dérivées du champ (Horn and Schunck [1980]), soit en imposant la constance du déplacement sur une fenêtre locale (Lucas and Kanade [1981]) ce qui se rapproche des techniques de recalage de fenêtre locales. Au final, les techniques de flot optique fournissent un résultat dense (i.e. un vecteur déplacement estimé par pixel) et subpixellique, dont le degré de lissage est réglable via un paramètre de régularisation pour les approches Horn-Schunck (HS) ou le choix d'une taille de fenêtre pour les méthodes dérivées de Lucas-Kanade (LK).

Atcheson et al. [2009] montrent que les approches par flot optique LK ou HS sont globalement plus performantes que les approches par corrélation de fenêtre, avec une moindre sensibilité de LK au paramétrage. Certains travaux appliquent à la BOS des méthodes de flot optique récentes dérivées de l'approche HS, notamment en modifiant l'équation du flot optique pour mieux correspondre aux mouvements fluides (Liu and Shen [2008], Hayasaka et al. [2016]) ou en introduisant une régularisation non quadratique « totale variation » (Letelier et al. [2016]). Des gains sont observés par exemple pour l'estimation de mouvements faibles et localisés (Hayasaka et al. [2016], Letelier et al. [2016]), mais ces méthodes restent très coûteuses en calcul, notamment parce qu'elles impliquent le réglage de paramètres plus nombreux et souvent plus critiques. Hayasaka et al. [2016] montrent également que la grande résolution apportée par le calcul par flot optique leur permet de mieux capturer un phénomène très brutal comme une onde de choc.

L'ONERA a développé son propre code de flot optique baptisé Folki, basé sur l'algorithme LK et implémenté sous GPU (Champagnat et al. [2011], Plyer et al. [2016]). Folki a été utilisé dans plusieurs applications que ce soit pour de la mesure de déformations ou bien pour la PIV. En BOS, il a été utilisé par Todoroff [2013] pour calculer les champs de déplacement comme pour le jet chaud présenté en Fig. 1.14. Sa rapidité de calcul est extrêmement intéressante en BOS où il est nécessaire de traiter un grand nombre d'images.

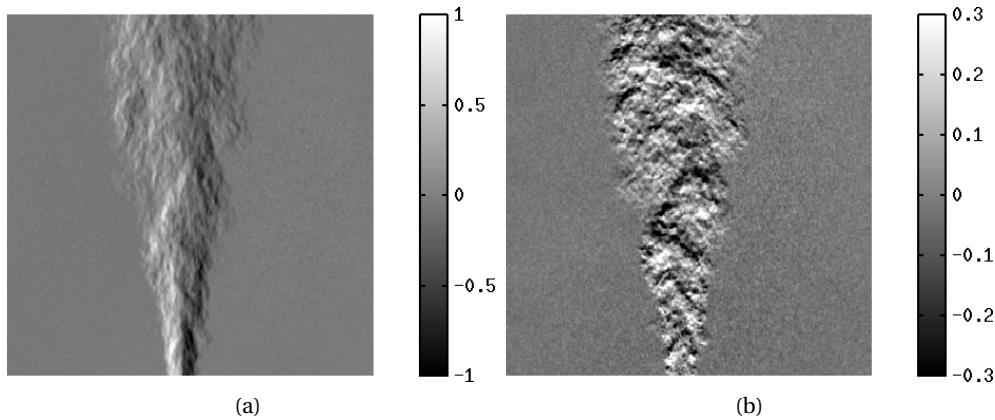


FIGURE 1.14 – Champs de déplacement horizontaux et verticaux mesurés avec Folki sur un jet chaud Todoroff [2013].

1.4 Mesures grand champ

Les expériences de BOS de grandes dimensions ou dans des environnements complexes, en grande soufflerie ou en extérieur, induisent des problématiques particulières sur lesquelles nous revenons ici.

1.4.1 Elements du montage BOS

Plus le champ de mesure est grand et plus l'énergie lumineuse nécessaire est importante. Pour les applications en soufflerie, la NASA (Bathel et al. [2015]) a largement utilisé des fonds rétro réfléchissant avec les contraintes déjà évoquées. Quant aux applications en extérieur il faut se contenter de la lumière naturelle. Les essais réalisés à la NASA au National Full-Scale Aerodynamics Complex sur un rotor d'UH-60A échelle 1 : 1 (Schairer et al. [2013]), illustrent également les contraintes liées aux essais en grande soufflerie : des accès optiques limités, des caméras non accessibles pendant les essais et des contraintes liées au positionnement des fonds. En effet, pour ne pas trop endommager le liner acoustique qui recouvre les parois de la soufflerie, la zone recouverte de mouchetis était limitée et devait rester accessible (pas de collage au plafond).

1.4.2 Perturbations

Que ce soit dans un montage en soufflerie ou bien lors de mesures en extérieur, la stabilité du fond entre l'image de référence et l'image avec écoulement est essentielle. En soufflerie, le fond est sensible aux vibrations. Pour les limiter, Venkatakrishnan [2005] fixe son mouchetis sur un support robuste et le plus stable possible. Bathel et al. [2015] à la NASA, ont testé plusieurs types de fonds (répartition aléatoire, speckle, aluminium froissé, peinture brillante) et constatent que le speckle n'est pas stable du tout lors des mesures. Ils indiquent également que l'aluminium froissé et la peinture brillante présentent de fortes variations d'intensité lumineuse au cours des essais ce qui affecte la mesure.

Une équipe du DLR a réalisé des mesures sur le jet issu du réacteur d'un A320 (Geisler et al. [2016]). Ils ont utilisé 4 caméras rapides avec des mouchetis rétro réfléchissants fixés sur des panneaux rigides qui étaient éclairés par des LEDs. Afin de corriger les mouvement de vibrations des panneaux de mouchetis dus au fonctionnement du moteur, ils ont retranché le déplacement mesuré dans une région de l'image non perturbée de l'écoulement.

Une autre campagne d'essai relativement impressionnante a également été menée par le DLR (Bauknecht et al. [2015]) sur des tourbillons de bout de pales d'hélicoptères. Pour pouvoir reconstruire en trois dimensions la position des tourbillons d'un hélicoptère échelle 1 :1, Bauknecht et son équipe ont installé 12 caméras disposées en arc de cercle dans une carrière (Fig. 1.15) et utilisé la texture

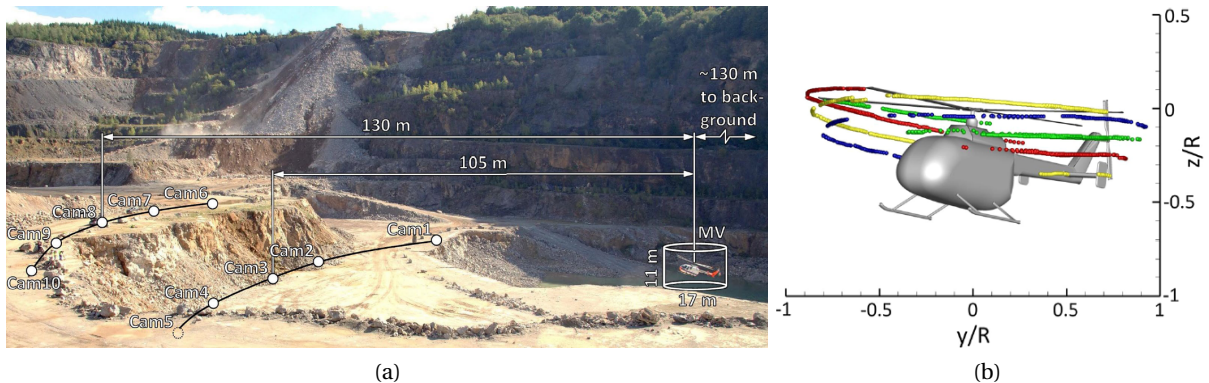


FIGURE 1.15 – Campagne de mesure de tourbillons de bout de pales (Bauknecht et al. [2015]). a) Position de caméras dans la carrière et volume de mesure autour de l'hélicoptère. b) Positions des tourbillons reconstruits par géométrie épipolaire.

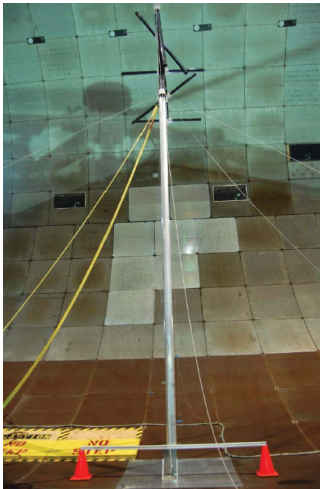
naturelle de la paroi rocheuse comme fond. Ils ont utilisé l'information de position des tourbillons capturée par chaque caméra pour reconstruire leur position dans l'espace par géométrie épipolaire.

Lors de ces essais ils réalisent des mesures très rapidement après avoir enregistré l'image de référence pour limiter tout mouvement ou variation d'illumination. Comme ce n'est pas suffisant, ils tiennent compte à la fois des mouvements de translations éventuels mais aussi de rotation afin de corriger les images. Pour cela, ils estiment la matrice de transformation à partir des coins non perturbés de chaque image.

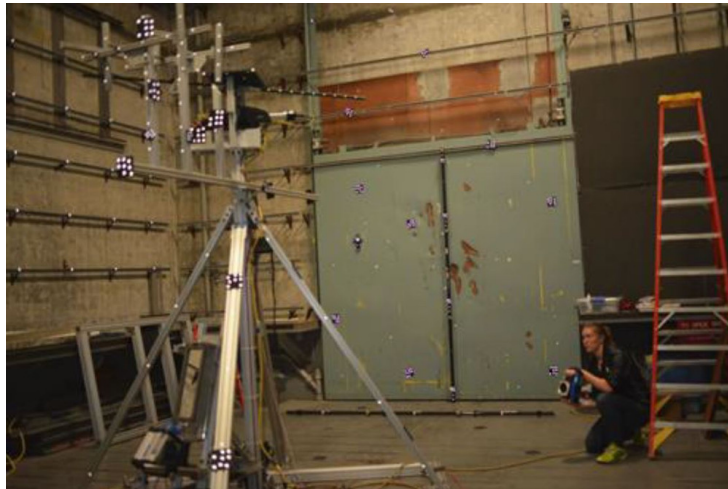
Les essais menés dans les différentes installations de la NASA ([Bathel et al. \[2015\]](#)) révèlent également la problématique de la tenue du mouchetis à l'environnement soufflerie : les efforts aérodynamiques peuvent arracher le mouchetis collé sur les parois, la dépression qui règne au sein du circuit est responsable de l'apparition de bulles qui conduisent au décollement des fonds et les conditions qui règnent dans les installations cryogéniques comme la National Transonic Facility à Langley, abîment très rapidement les fonds.

1.4.3 Calibration

La calibration des caméras est essentielle lorsque l'on souhaite à minima localiser une structure dans l'espace. Les essais conduits à la NASA sur la localisation des tourbillons de bout de pale par utilisation d'un système BOS stéréoscopique ([Schaerer et al. \[2013\]](#)), a nécessité le développement d'une solution propre à la taille de leur soufflerie. La zone d'intérêt étant difficile d'accès, ils ont construit une structure en tube ABS sur laquelle sont positionnées 65 cibles (Fig. 1.16a). Lors d'une expérience



(a) Mire de calibration utilisée au National Full-Scale Aerodynamics Complex [Schaerer et al. \[2013\]](#).



(b) Cibles positionnées sur le support du rotor pour des mesures par stéréovision [Heineck et al. \[2016\]](#).

FIGURE 1.16 – Procédure de calibration pour des mesures grand champ.

similaire sur un rotor statique, [Heineck et al. \[2016\]](#) ont également disposé un ensemble de cibles dans le volume d'intérêt (Fig. 1.16b), puis calibré le système de stéréo-vision à l'aide du logiciel de photogrammétrie commercial VSTARS.

Lors des essais menés dans la carrière par le DLR ([Bauknecht et al. \[2015\]](#)), le volume de mesure était trop haut pour être atteignable à partir du sol. Ils ont alors déployé un ballon blanc rempli d'hélium. Puis à l'aide d'un distance-mètre laser, ils ont mesuré les distances des caméras au ballon et les angles entre les caméras pour obtenir une première estimation de la calibration. La calibration finale a été réalisée in-situ à partir de marqueurs spécifiques collés sur l'hélicoptère.

A l'ONERA, nous avons développé nos propres outils permettant de calibrer un système à 12 caméras ([Le Sant et al. \[2014\]](#)). Nous travaillons avec une mire classique à points. Après avoir pris une

image de référence qui fixe la position du repère, nous déplaçons la mire dans le volume de mesure afin qu'elle soit vue par l'ensemble des caméras. Lors du processus de calibration, le lien est fait d'une image à l'autre pour déterminer la position des caméras dans l'espace. Une autre difficulté propre à la technique BOS tient au fait que les caméras sont mises au point sur le mouchetis. La zone de mesure n'est donc pas nécessairement dans la profondeur de champ et la mire est affectée par le flou. La méthode développée par Todoroff [2013], Le Sant et al. [2014] tient compte de ce flou pour correctement calibrer les caméras. Afin de minimiser le temps de calcul associé à une charge de travail relativement importante (une cinquantaine d'images par caméra), le processus de calibration est implémenté sous GPU.

1.4.4 BOS sans référence

Un développement intéressant proposé par Raffel et al. [2000b], Bauknecht et al. [2014a] est la BOS sans référence. Elle n'est pas tant destinée à réaliser une mesure d'un écoulement mais plus à suivre une structure qui se déformerait lentement entre deux instants très courts. Les auteurs exploitent le fait qu'un tourbillon de bout de pale va traverser l'image et passer à un moment donné devant le fond. Le déplacement peut alors être calculé entre la zone où la structure n'est pas présente à l'instant t_1 et celle où elle est présente à l'instant t_2 (Fig. 1.17a). Cette solution permet alors aux auteurs d'utiliser un

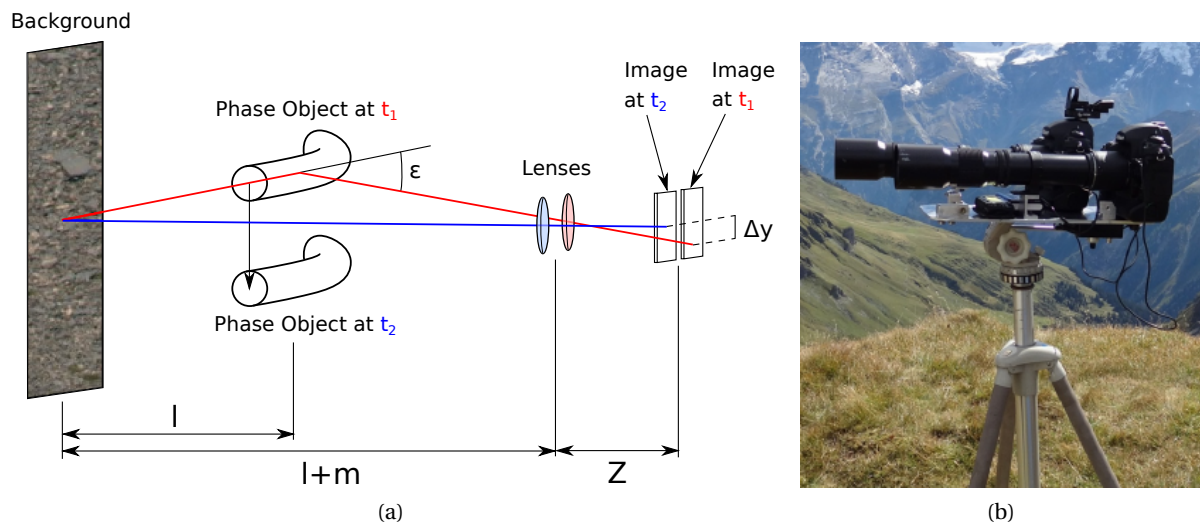


FIGURE 1.17 – a) Principe de la BOS sans référence Bauknecht et al. [2014a] et b) système d'acquisition à deux caméras.

système de deux caméras combinées (Fig. 1.17b) pour suivre un hélicoptère en manœuvre Bauknecht et al. [2014a].

1.4.5 Mesures BOS à partir du soleil

Pour réduire le bruit des avions supersoniques, la NASA a développé des techniques de visualisation des ondes de choc pour des avions en vol. Initialement, Weinstein [1994], Weinstein et al. [1997] ont développé un système strioscopique pour des mesures en vol (SAF), à partir d'un télescope muni d'une fente. Ils ont pu imager les ondes de choc présentes autour d'un T-38 volant à Mach 1.1 à une altitude de 13700 ft et deux F-18 volant à Mach 1.4 à 35000 ft. Dans le cadre du projet BOSCO (Background Oriented Schlieren using Celestial Objects), Hill and Haering Jr [2016] ont adapté ce système pour réaliser des mesures BOS depuis le sol : Ground to Air Schlieren Photography system (GASP). Pour obtenir un fond exploitable en BOS, ils testent deux types de filtres : au calcium-K et à

l'hydrogène- α qui mettent en évidence les zones de champs magnétiques intenses au cœur du soleil. Ces images présentent alors une texture assez similaire à du speckle. Une image du soleil obtenue avec un filtre au calcium-K (caKEBOS) est visible en Fig. 1.18a. Les résultats obtenus sur un T-38 en

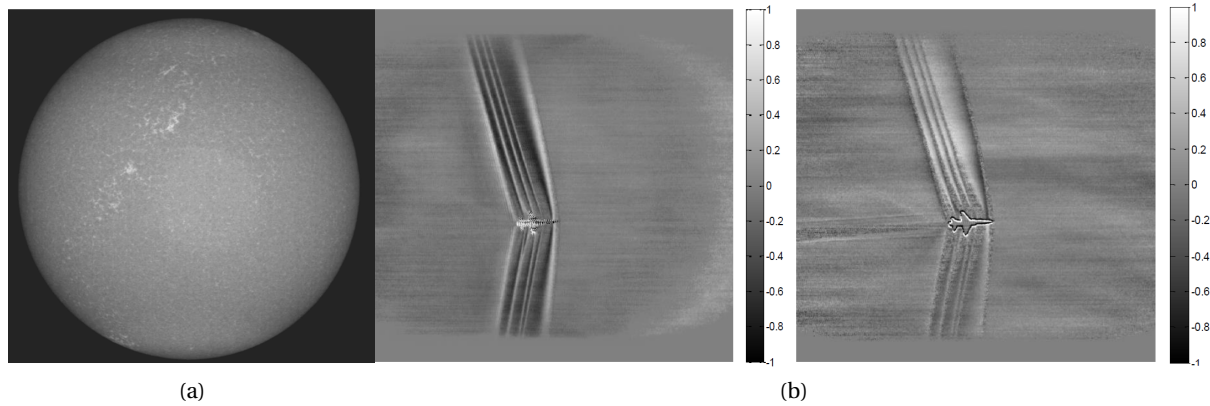


FIGURE 1.18 – Mesures BOS d'un T-38 en vol réalisées par [Hill and Haering Jr \[2016\]](#). a) Image du soleil obtenue avec un filtre calcium-K. b) Déplacements horizontaux et verticaux en pixels, moyennés sur 70 images. Mesures caKEBOS .

vol sont présentés en Fig. 1.18b.

1.5 Écoulements à haute vitesse

Les écoulements rapides (compressibles) sont responsables d'aberrations optiques dues aux forts gradients d'indice rencontrés. Ces aberrations sont gênantes pour la métrologie et notamment pour la PIV où elles conduisent à des erreurs de positionnement de particules et des biais dans le calcul des vecteurs vitesse ([Elsinga et al. \[2005\]](#), [Elsinga and Orlicz \[2015\]](#)). En BOS, à partir du moment où l'on travaille en faisceaux divergents, la présence de forts gradients de masse volumique comme les ondes de choc, peuvent induire de l'astigmatisme parasite : les rayons subissent une déviation telle qu'ils ne focalisent plus en un même pixel sur le CCD. Il en résulte un flou d'astigmatisme comme on peut le voir sur l'onde de choc présentée en Fig. 1.19. Ce type de perturbations est également mis en évidence

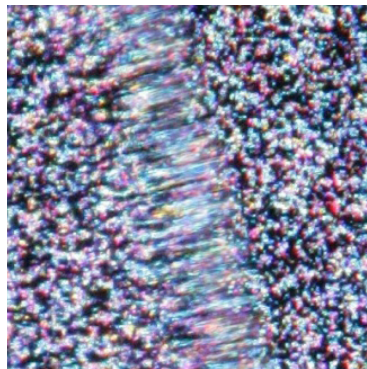


FIGURE 1.19 – Flou d'astigmatisme constaté par [Leopold et al. \[2013\]](#) sur une onde de choc.

par [Sourgen et al. \[2004, 2005\]](#), [Leopold et al. \[2013\]](#), [Ramanah et al. \[2007\]](#). [Mizukaki \[2010\]](#) qui étudie des anneaux tourbillonnaires en aval d'un tube à choc, rencontre même des zones pour lesquelles, la corrélation échoue en raison d'une distorsion trop intense. Pour pallier ce problème [Leopold et al.](#)

[2013] proposent une solution à partir de la CBOS. Ils conçoivent leur mouchetis de couleur à partir d'un motif de points rouge qu'il réplique avec un déplacement X dans les deux directions en vert et en bleu. Ils parviennent ensuite à récupérer de l'information sur le choc en réalisant la corrélation croisée entre le motif rouge et le motif vert ainsi qu'entre le rouge et le bleu. Cette solution est toutefois limitée au choc de forme simple et elle nécessite de concevoir le fond en fonction de la largeur du flou que l'on va rencontrer.

En plus de l'astigmatisme présent au niveau des forts gradients, la bonne capture de ces phénomènes très minces est un problème en soi. Deux filtrages viennent affecter la mesure BOS : le premier est lié à la taille de la fenêtre d'interrogation tandis que le second résulte de la taille du cercle de confusion associé au « pinceau lumineux » au niveau de l'écoulement. Le cercle de confusion étant contrôlé par l'ouverture caméra, il est préférable de travailler avec un nombre d'ouverture élevé. Kirmse et al. [2011] montrent qu'en appliquant un filtre de la taille du cercle de confusion (qui est l'effet dominant dans son cas) à leur simulation, ils parviennent à retrouver des résultats semblables à leur mesure BOS (Fig. 1.8).

Ota et al. [2015] proposent une solution au problème d'astigmatisme et du cercle de confusion en suggérant l'utilisation d'un objectif télécentrique. Cette solution permet de travailler avec un faisceau de lumière parallèle et donc d'augmenter la profondeur de champ. Ce dernier point est très utile lorsque l'on travaille en présence d'une maquette, celle-ci apparaissant floue dans le cas classique. Cette solution fait néanmoins perdre une grande caractéristique de la technique BOS, à savoir de ne pas nécessiter une optique de la même taille que le champ à mesurer.

1.6 Méthodes de reconstruction tomographique

La BOS étant une mesure intégrée, l'obtention du champ de masse volumique n'est pas immédiate et dépend des hypothèses considérées. Le cas le plus simple est le cas 2D pour lequel il suffit de connaître la longueur d'intégration puis réaliser une intégration du champ de gradients pour accéder à la masse volumique. Dans les autres cas, une étape de reconstruction est nécessaire.

1.6.1 Cas axisymétrique : transformée d'Abel

Pour un écoulement axisymétrique, une seule vue est nécessaire pour capturer le phénomène. Dans ce cas précis, il est possible d'utiliser la transformée d'Abel inverse (Eq. 1.28) pour reconstruire le champ $f(r)$ (Fig. 1.20).

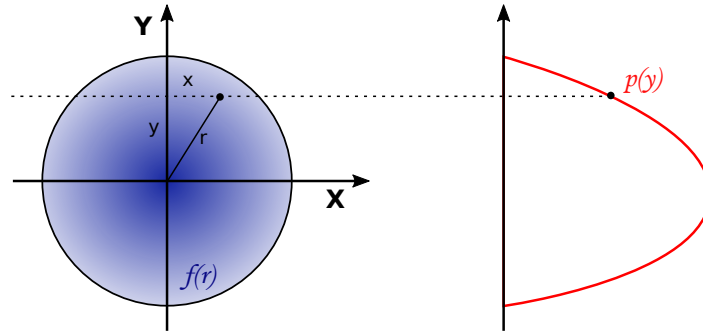


FIGURE 1.20 – Transformée d'Abel.

$$p(y) = 2 \int_y^\infty \frac{f(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad f(r) = \frac{-1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dp}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (1.28)$$

La transformée d'Abel exprime la projection $p(y)$ d'une fonction axisymétrique $f(r)$ le long d'une ligne de vue aboutissant à la mesure. Comme en pratique on dispose d'un nombre fini de projections, la transformée d'Abel inverse est un problème mal posé qui doit être en général résolu avec des outils de régularisation. Elle fournit alors une estimation de la distribution $f(r)$.

Très utilisée, la transformée d'Abel permet de remonter au champ de masse volumique pour un certain nombre d'écoulements axisymétriques, le plus souvent en moyenne. La difficulté réside dans l'estimation précise de l'axe de symétrie lors du montage expérimental. En effet il faut pouvoir positionner précisément la caméra en alignant l'un de ses axes avec l'axe de symétrie de l'écoulement. Une erreur de positionnement impactera directement la reconstruction avec l'apparition d'artefacts centrés sur cet axe.

Lorsque les écoulements ne sont pas axisymétriques il faut faire appel à des techniques de reconstructions plus complexes que la transformée d'Abel, telle que la rétroprojection filtrée : Filtered Back-Projection (FBP) ou bien les méthodes algébriques : Algebraic Reconstruction Techniques (ART).

1.6.2 Rétroprojection filtrée (FBP)

La rétroprojection filtrée est basée sur la transformée de Radon, une généralisation de la transformée d'Abel, qui tient compte de l'angle de visée. En adoptant les notations de la Fig. 1.21, l'opérateur

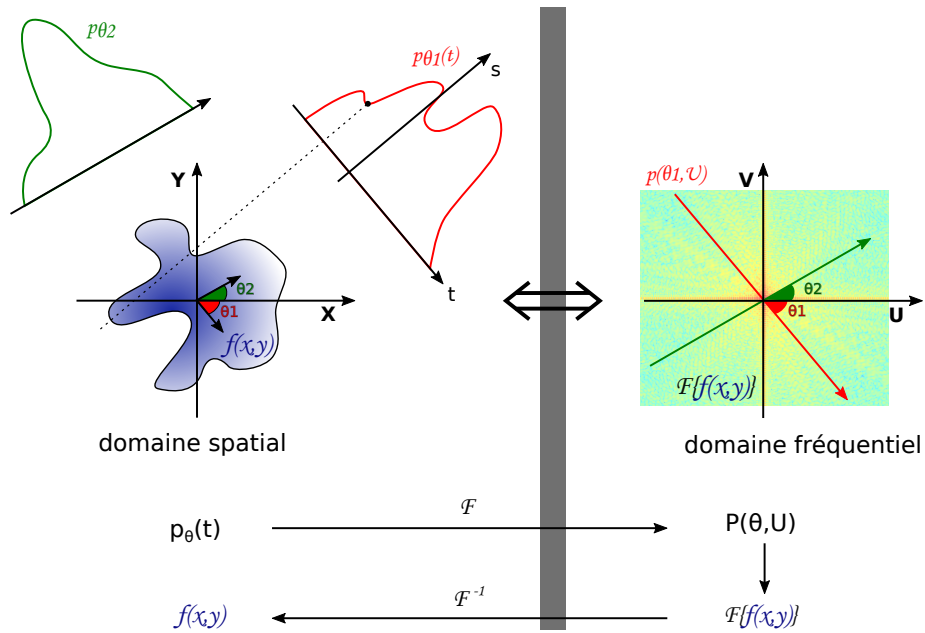


FIGURE 1.21 – Illustration de la transformée de Radon et du théorème de la tranche centrale.

de Radon qui exprime l'ensemble des projections de f peut s'écrire :

$$R[f](t, \theta) = p_\theta(t) = \int f(t \cdot \cos \theta + s \cdot \sin \theta, -t \cdot \sin \theta + s \cdot \cos \theta) ds \quad (1.29)$$

La reconstruction de la fonction f exploite alors le théorème de la tranche centrale (*Fourier slice theorem* en anglais), qui stipule qu'une projection $p_{\theta_1}(t)$ suivant l'angle θ_1 dans le domaine spatial est équivalent à une coupe selon la droite d'angle θ_1 dans l'espace fréquentiel. L'idée est donc de reconstruire la transformée de Fourier du champ $\mathcal{F}\{f(x, y)\}$ avec ses projections dans l'espace de Fourier puis de prendre sa transformée inverse. En pratique, on applique également un filtre aux projections $p_\theta(t)$ pour limiter le bruit. En effet, si l'on rétroprojette brutalement la mesure dans le volume, des

données vont s'accumuler le long des axes de visée conduisant à des artefacts en étoile. La principale difficulté de la rétroprojection filtrée réside donc dans le filtrage. Enfin, la FBP nécessite un grand nombre de projection pour fonctionner : typiquement, les scanners médicaux acquièrent plusieurs centaines de projections! En BOS, pour les écoulements stationnaires, il est possible de faire un certain nombre de mesure (20 à 30 en général) mais cela demeure assez insuffisant. Une manière d'améliorer la qualité des reconstructions est d'interpoler les données manquantes en se basant sur le sinogramme. Le sinogramme est une façon de visualiser l'ensemble des projections $p_\theta(t)$ en représentant la mesure sous la forme d'un graphique (t, θ) , chaque ligne traduisant une projection suivant l'angle θ . Il est appelé ainsi car l'image d'un point se traduit par une sinusoïde. L'interpolation du sinogramme permet donc de combler le manque de données et d'améliorer la reconstruction.

1.6.3 Reconstruction algébrique (ART)

Les méthodes algébriques connaissent un intérêt croissant depuis une dizaine d'années. Elles étaient jusque-là peu utilisées en raison de leur coût de calcul prohibitif mais elles se démocratisent avec l'amélioration des performances des ordinateurs. Ces méthodes consistent à rechercher la distribution $f(x, y)$ sur un espace discret de fonctions de base ϕ_i (Fig. 1.22) :

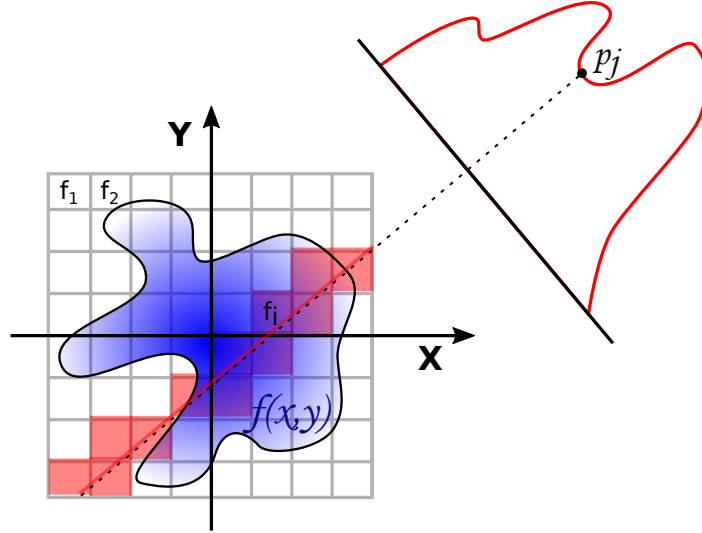


FIGURE 1.22 – Reconstruction algébrique.

$$f(x, y) = \sum_{i=1}^n f_i \phi_i(x, y) \quad (1.30)$$

On utilise généralement la base des fonctions caractéristiques des voxels :

$$\phi_i = \begin{cases} 1 & \text{si } (x, y) \in \text{pixel } i \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.31)$$

Un opérateur de projection p_j est défini comme la somme des contributions des voxels traversés par la ligne de visée issue de j :

$$p_j = \sum_{i=1}^n A_{ji} f_i \quad (1.32)$$

A_{ij} représente la contribution du voxel i à la mesure selon la ligne j . Le problème peut alors s'écrire de manière matricielle sous la forme :

$$P = Af \quad (1.33)$$

Le vecteur P représente la mesure. Sa dimension k est égale au produit du nombre de prises de vue M par le nombre de points de projections N . Le champ f est lui de taille $n = V_x \times V_y$, le nombre total de voxels. Et A , la matrice de poids qui est indépendante de f , est de taille $n \times k$. Le principe des méthodes ART est de mettre à jour de manière itérative les valeurs des voxels à partir du résidu calculé entre la valeur mesurée en j et la projection du volume calculée à l'itération précédente.

En pratique, en tomographie, la matrice A du système n'est pas carrée, donc non inversible au sens strict. On cherche donc, le plus souvent, la solution au sens des moindres carrés. De plus, le problème étant mal conditionné, le système est sensible au bruit et une régularisation s'impose pour pouvoir converger vers une solution.

1.6.4 Combinaison FBP et ART

Tout récemment, [Hartmann and Seume \[2016\]](#) ont proposé une approche mixte. Ils ont d'abord les constats suivants en étudiant le défaut d'un moteur visible sur les champs de masse volumique moyens à l'éjection :

- Leur reconstruction FBP est très affectée par des artefacts suivant les lignes de vue mais elle est capable de reconstruire de forts gradients.
- Leur reconstruction ART est relativement propre mais sous-estime de manière systématique les niveaux de masse volumique.

Ils proposent donc de combiner les deux techniques. Pour cela, ils réalisent tout d'abord une reconstruction FBP à partir de laquelle ils extraient les zones de forts gradients de masse volumique. Puis, ils utilisent ce résultat pour initialiser la reconstruction ART. Le résultat final est propre avec de meilleurs niveaux sur les zones de forts gradients. Si cette technique semble fonctionner sur ce cas simple pour lequel l'utilisateur identifie aisément la zone de forts gradients, pour un cas plus complexe, cette procédure risque d'être difficile à mettre en œuvre.

1.7 Calcul de la masse volumique

Dans notre contexte de mesure de la masse volumique, les méthodes de reconstruction tomographique décrites précédemment permettent donc de reconstruire le champ de gradient de ρ . Il est alors nécessaire d'intégrer le résultat pour accéder au champ de masse volumique. Plusieurs solutions ont été utilisées dans la littérature. La plus simple consiste à intégrer le champ de gradients par différences finies dans les trois directions de l'espace. Elle est utilisée par [Leopold et al. \[2013\]](#). Une seconde façon de procéder consiste à faire apparaître une équation de Poisson en dérivant le champ de gradient :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} = \Delta \rho = S \quad (1.34)$$

L'intégration 3D est alors calculée de manière itérative, le plus souvent par la méthode de sur-relaxation SOR (Successive Over Relaxation) ([Ota et al. \[2011, 2012\]](#)).

[Venkatakrishnan and Meier \[2004\]](#) appliquent eux aussi l'équation de Poisson mais sur les champs de déplacement afin d'obtenir des champs de masse volumique intégrés. Ils appliquent ensuite son algorithme de FBP pour reconstruire la masse volumique.

Enfin, à l'ONERA, nous avons fait le choix de définir un algorithme qui tient compte de l'intégration et qui reconstruit donc directement le champ de masse volumique ([Todoroff \[2013\]](#), [Todoroff et al. \[2014\]](#)). Le fonctionnement de cet algorithme sera détaillé par la suite.

1.8 Mise en œuvre pratique de la BOS 3D

Nous détaillons maintenant les différentes études par lesquelles des mesures tridimensionnelles de la masse volumique au moyen de la BOS ou de la strioscopie ont été réalisées.

1.8.1 Écoulements axisymétriques

Les écoulements axisymétriques sont les plus faciles à mesurer : des techniques peu coûteuses comme l'inversion de la transformée d'Abel peuvent être employées. Une seule prise de vue est alors nécessaire. Le plus souvent, ce sont des écoulements axisymétriques en moyenne qui sont étudiés.

En strioscopie, il faut réaliser une calibration des images pour pouvoir réaliser des mesures quantitatives. La strioscopie couleur, encore appelée « rainbow schlieren » nécessite l'emploi d'un filtre coloré. Plusieurs types de filtres existent : les filtres à variation progressive, comme celui employé par [Elsinga et al. \[2004\]](#), permettent de caractériser complètement le vecteur déplacement. Sa calibration reste néanmoins compliquée et [Agrawal and Raskar \[2006\]](#), [Kolhe and Agrawal \[2009\]](#), [Takano et al. \[2016\]](#) préfèrent utiliser un filtre en coloration de Hue (Fig. 1.23a). Une fois calibré, ce dernier permet d'associer à chaque couleur un déplacement. Comme le filtre est 2D, il est néanmoins nécessaire de tourner le filtre de 90° pour mesurer à la fois les gradients horizontaux et verticaux. A partir de ces mesures, les auteurs ont pu reconstruire le champ axisymétrique de masse volumique par transformée d'Abel ([Kolhe and Agrawal \[2009\]](#), [Takano et al. \[2016\]](#)) ou bien par une variante de FBP dénommée « Convolution BackProjection » (CBP) ([Agrawal and Raskar \[2006\]](#), [Takano et al. \[2016\]](#)). Une coupe des reconstructions réalisées par [Takano et al. \[2016\]](#) sur un jet sous-détendu est visible sur la Fig. 1.23b.

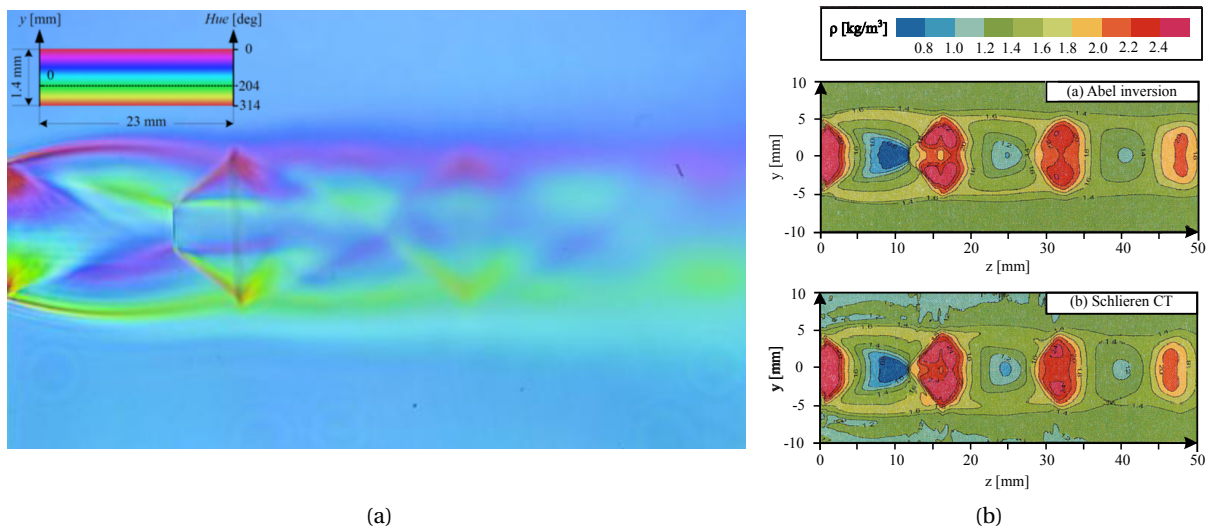


FIGURE 1.23 – Étude d'un jet sous-détendu (NPR = 4) par [Takano et al. \[2016\]](#). a) Strioscopie couleur obtenue avec un filtre hue, gradients verticaux. b) Reconstruction du champ de masse volumique par transformée d'Abel inverse et par FBP (Schlieren CT).

Dès les prémices de la BOS, [Richard and Raffel \[2000\]](#), [Meier \[2002\]](#) ont démontré le potentiel de la technique en utilisant une reconstruction FBP sur un jet sous-détendu. Par la suite de nombreuses équipes se sont intéressées à des écoulements supersoniques, autour d'un cône ([Venkatakrishnan and Meier \[2004\]](#), [Ota et al. \[2012\]](#), [Sourgen et al. \[2004\]](#)), d'un spike ([Sourgen et al. \[2005\]](#)) ou sur un arrière corps ([Venkatakrishnan and Suriyanarayanan \[2009\]](#)). [Leopold et al. \[2013\]](#) reconstruisent différents instants d'un écoulement instationnaire autour d'un spike par méthode algébrique en supposant que celui-ci reste axisymétrique (Fig. 1.24).

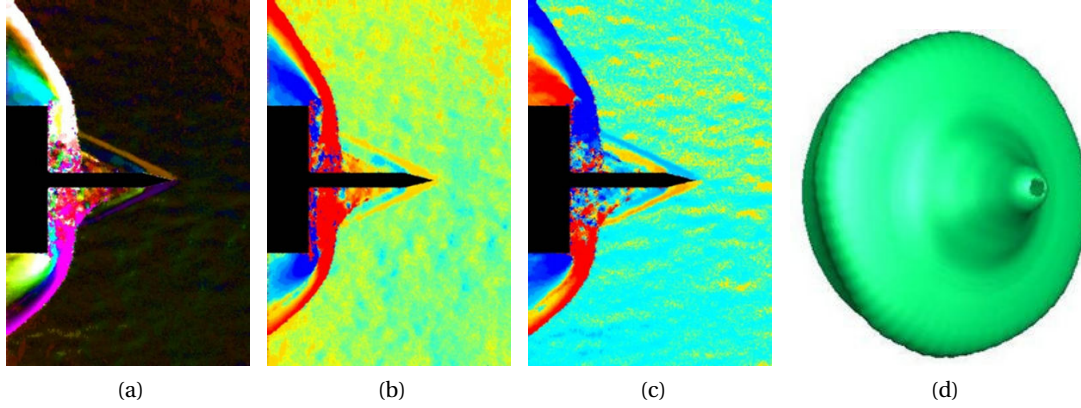


FIGURE 1.24 – Mesures CBOS réalisées par [Leopold et al. \[2013\]](#) sur le développement d'un écoulement supersonique autour d'un spike. a)- Déplacements en couleur pseudo-strioscopique. b)- Déplacements horizontaux. c)- Déplacements verticaux. d)- Iso-surface de densité obtenue après reconstruction.

Enfin, [Tan et al. \[2015\]](#) proposent une technique dérivée de la transformée d'Abel, l'algorithme d'Abel Fourier-Hankel adaptatif ([Ma et al. \[2008\]](#), [Chehouani and El Fagrich \[2013\]](#)), pour reconstruire des profils axisymétriques de jets d'hélium. Cette solution permet d'être plus robuste au bruit que la transformée d'Abel classique et contrairement aux méthodes FBP, elle ne nécessite pas de choisir un filtre adéquat. Elle repose néanmoins sur un paramètre de lissage à ajuster.

1.8.2 Écoulements stationnaires

Les équipes précédentes ont poursuivi leurs développements en s'intéressant aux écoulements stationnaires. En effet, avec un écoulement stationnaire, il est possible de réaliser plusieurs prises de vues successives en tournant autour de l'écoulement. En général, plutôt que de tourner la caméra, on préfère déplacer la maquette qui est très souvent montée sur un bras robotisé.

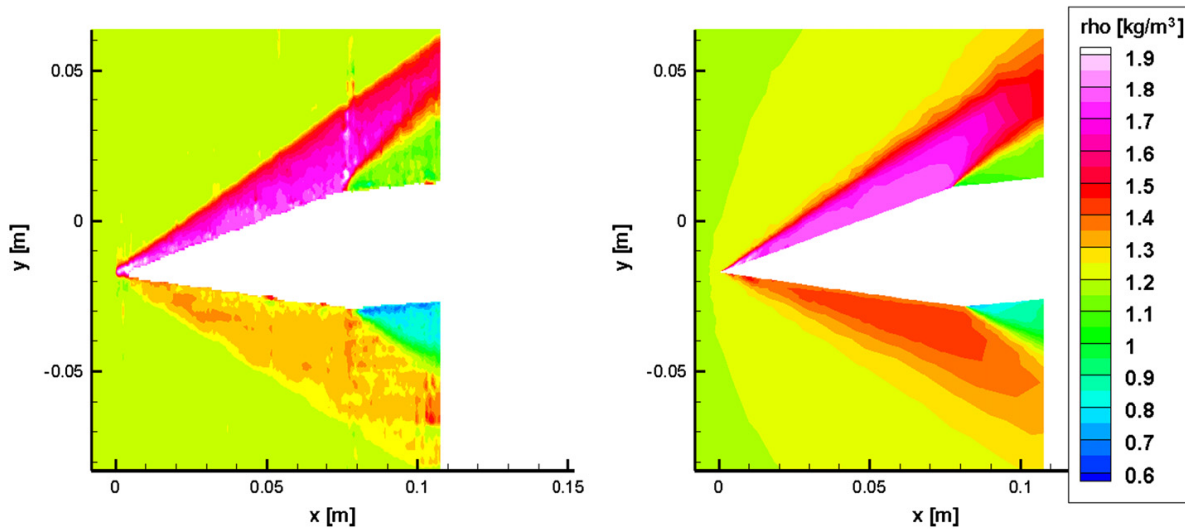


FIGURE 1.25 – Comparaison réalisée par [Sourgen et al. \[2012\]](#) des champs de masse volumique, reconstruit à partir de 19 projections par FBP (à gauche) et obtenus par calcul RANS (à droite).

Ota et al. [2011] procèdent de cette manière et enregistrent 19 projections réalisées tous les 5° entre 0° et 90° pour reconstruire l'écoulement supersonique autour d'un cône tronqué. Sourgen et al. [2012], qui s'intéressent eux aussi à l'écoulement supersonique autour d'un cône, adaptent la FBP afin de traiter leurs mesure en présence d'une maquette dans l'écoulement. Ils proposent une solution consistant à interpoler la zone masquée du sinogramme. Après avoir évalué leur solution sur le fantôme de Shepp-Logan, ils démontrent le potentiel de leur technique pour reconstruire des champs de masse volumique autour d'un cône à Mach 2.06 (Fig. 1.25).

1.8.3 Ecoulements périodiques

Cabaleiro et al. [2013] travaillent avec des strioscopies classiques en niveau de gris. Ils adoptent cependant une démarche intéressante : ils exploitent le caractère périodique de leur écoulement, un jet pulsé, pour réaliser des acquisitions suivant différentes orientations. Pour chacune de leurs 36 points de vue, ils calculent des moyennes de phase sur 20 images. Ils reconstruisent alors le champ de masse volumique pour chacune des phases et illustrent le développement temporel de ce micro jet d'hélium (Fig. 1.26).

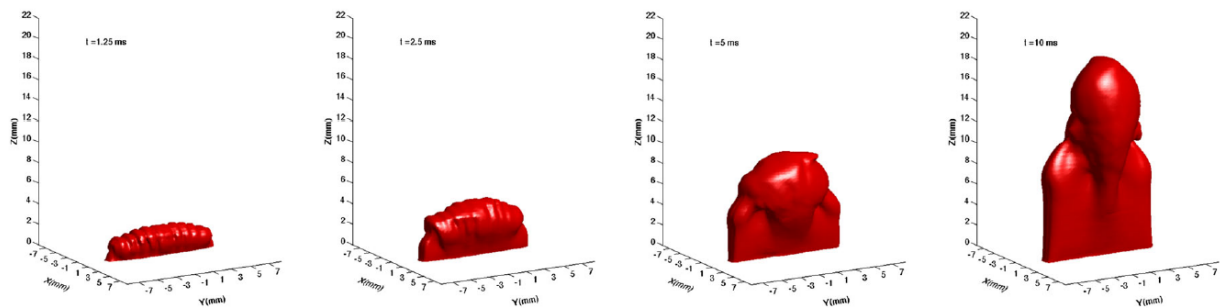


FIGURE 1.26 – Evolution d'un micro-jet d'hélium issu d'une buse rectangulaire mesurée par Cabaleiro et al. [2013]. Iso-surface de densité 0.75 kg/m^3 .

1.8.4 Ecoulements instationnaires

Pour pouvoir capturer un écoulement quelconque, il est nécessaire d'acquérir de manière simultanée plusieurs point de vues. Cela complique grandement la mesure puisque un certain nombre de caméras doivent fonctionner de façon synchronisée afin de capturer l'écoulement.

1.8.4.1 Mesures par strioscopie

Bien que la strioscopie soit plus complexe à mettre en œuvre que la BOS, Ishino et al. [2016] ont développé un banc avec 20 lignes strioscopiques (Fig. 1.27). Les auteurs calibrent la sensibilité des caméras avec un filtre à densité de pas puis utilisent une méthode de reconstruction algébrique basée sur le maximum de vraisemblance (MLEM) (Dempster et al. [1977], Yokoi et al. [2000]) pour étudier des flammes. Ils évaluent tout d'abord les performances de leur méthode sur un brûleur à flammes calibrées avant de l'appliquer à un cas instationnaire et de reconstruire le champ instantané de masse volumique d'une flamme turbulente (Fig. 1.27).

1.8.4.2 Développements précurseurs de la BOS 3D

Les premiers à avoir développé un système BOS multi-caméras sont Ihrke et Atcheson (Ihrke [2007], Atcheson et al. [2008]). Issus de la communauté de l'infographie (*Computer graphics*), ils cherchaient à simuler de manière réaliste les distorsions optiques causées par un milieu non homogène

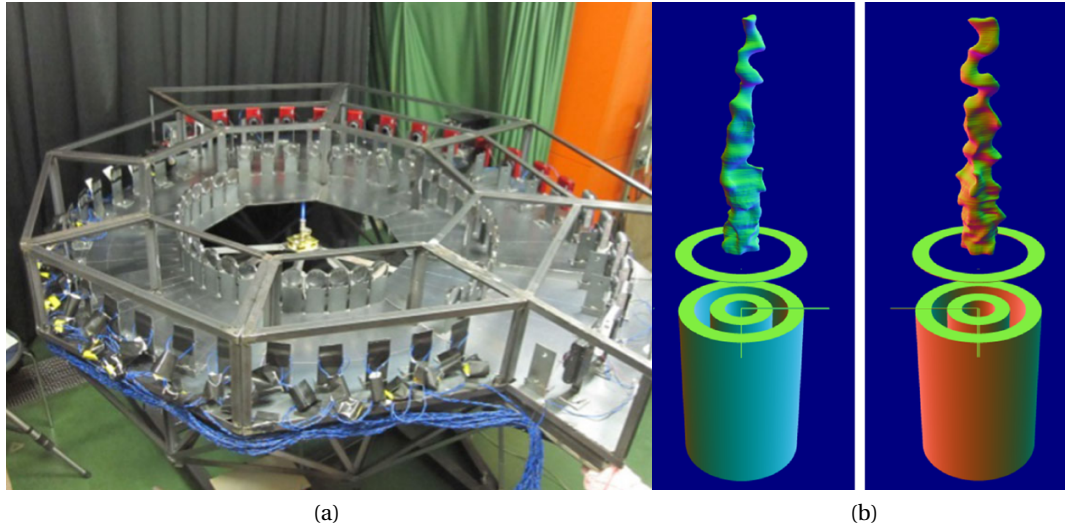


FIGURE 1.27 – Mesure instantanée d’une flamme turbulente par [Ishino et al. \[2016\]](#). a) Banc de striescopie à 20 lignes de visée et b) reconstruction d’une flamme turbulente.

que l’on observe typiquement au-dessus d’une flamme. Plutôt que « d’inventer » un champ de masse volumique, ils ont développé un système de mesure de BOS 3D à 16 caméras afin de capturer un écoulement de convection (Fig. 1.28). Ils reconstruisent le champ de masse volumique en deux étapes. La

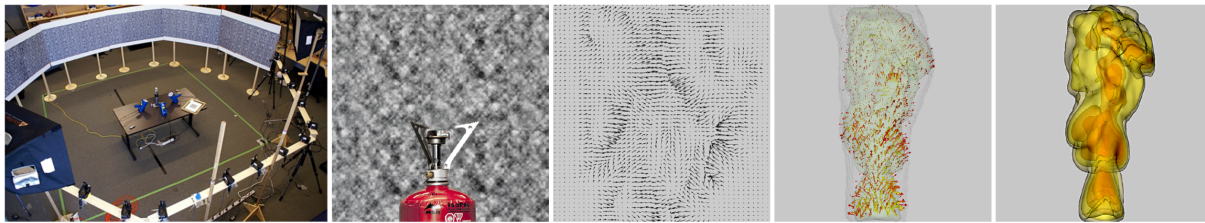


FIGURE 1.28 – BOS 3D instationnaire [Atcheson et al. \[2008\]](#). De gauche à droite : montage expérimental à 16 caméras. Image brute d’un brûleur à gaz devant un fond en ondelette. Champ de déplacement calculé, champ 3D de gradient de masse volumique et iso-surfaces de masse volumique.

première consiste à reconstruire le champ de gradients par méthode ART. A noter que les auteurs stoppent le processus de reconstruction prématurément afin de régulariser leur solution. Puis ils retrouvent le champ de masse volumique par intégration de l’équation de Poisson. Ces premières reconstructions de champs instantanés de masse volumique donne des résultats intéressants comme l’illustre l’exemple de la Fig. 1.28. De plus, par rapport aux méthodes FBP utilisées jusqu’alors, la méthode proposée fonctionne avec un nombre relativement limité de projections (16). Cette équipe a par la suite poursuivi ses développements en tenant compte de la présence éventuelle d’un objet occultant au sein de l’écoulement ([Berger et al. \[2009\]](#)). Toutefois, cette démonstration n’a pas pour vocation de réaliser des mesures précises, l’aspect visuel étant privilégié dans un contexte de rendu par ordinateur.

1.8.4.3 Mesures BOS 3D à partir d’une caméra plénoptique

Les caméras plénoptiques se distinguent des caméras classiques par la présence d’un ensemble de micro-lentilles devant le CCD. Ce dispositif leur permet d’enregistrer la direction avec laquelle les

rayons lumineux pénètrent dans la caméra. Cette information offre la capacité aux caméras plénoptiques de pouvoir changer à la fois la mise point et aussi l'angle de vue a posteriori. L'équipe du Professeur Thurow de l'Université d'Auburn travaille depuis quelques années sur l'utilisation d'une telle caméra pour effectuer des mesures de PIV 3D. Récemment, elle a proposé d'utiliser leur caméra plénoptique pour réaliser des mesures de BOS 3D (Bichal [2015]). Les auteurs ont développé un algorithme spécifique pour reconstruire par méthode algébrique le champ de masse volumique à partir d'une caméra plénoptique. Après avoir mené des tests synthétiques et expérimentaux sur l'écoulement autour d'un cône à Mach 2.3, Bichal conclut que la technique est encore très jeune et manque de maturité. Il soulève plusieurs limites : l'angle solide avec lequel l'écoulement est observé est trop faible avec une seule caméra plénoptique pour avoir des mesures correctes. La faible résolution de la caméra nuit fortement à la mesure et ne permet pour l'instant que de localiser une maquette ou des structures intenses comme les ondes de chocs. Enfin, il observe un lissage du champ de masse volumique de plus en plus prononcé à mesure que l'on s'éloigne du plan de focalisation.

1.8.4.4 Développement de la BOS 3D à l'ONERA

Le développement de la BOS 3D à l'ONERA est le fruit d'une collaboration entre le département de modélisation pour l'aérodynamique et l'énergétique (DMAE) et le département de traitement de l'information et de modélisation (DTIM). L'objectif était de mettre au point une technique de reconstruction de champs instantanés de masse volumique à partir d'images BOS. Le code de reconstruction qui a été développé au cours de la thèse de Violaine Todoroff (Todoroff [2013]) se distingue des précédents travaux par son approche novatrice : il permet la reconstruction directe du champ de masse volumique. Cela se traduit par le fait que l'algorithme ne fonctionne pas en 2 étapes comme évoqué précédemment (Ihrke [2007], Atcheson et al. [2008], Leopold et al. [2013], Ota et al. [2011], Ishino et al. [2016]) mais permet de reconstruire directement le champ de masse volumique, sans passer par la résolution de l'équation de Poisson. De plus, l'approche algébrique de résolution du problème repose sur la minimisation d'un critère des moindres carrés régularisé $\mathcal{J}$:

$$\mathcal{J}(\mathbf{p}) = \|\mathbf{A}\mathbf{p} - \mathbf{\epsilon}\|^2 - \lambda \mathcal{R}(\mathbf{p}) \quad (1.35)$$

Dans la partie de droite de l'Eq. 1.35, on retrouve le terme des moindres carrés où $\mathbf{A}$ est l'opérateur direct du problème tandis que $\mathbf{\epsilon}$ traduit l'ensemble des mesures de déviations et $\mathcal{R}(\mathbf{p})$ représente le terme de régularisation, pondéré par le paramètre de régularisation λ . L'objectif de cette régularisation est de lutter contre le mauvais conditionnement du système et de rechercher une solution relativement lisse. Au cours de sa thèse, Violaine Todoroff s'est intéressée à deux types de régularisation : une régularisation quadratique (Tikhonov), et une régularisation par variation totale, $\mathcal{L}2\mathcal{L}1$.

$$\mathcal{R}(\mathbf{p}) = \begin{cases} \|\nabla \mathbf{p}\|^2 & \text{pour la régularisation } \mathcal{L}2 \\ \sqrt{\|\nabla \mathbf{p}\|^2 + \delta^2} & \text{pour la régularisation } \mathcal{L}2\mathcal{L}1 \end{cases} \quad (1.36)$$

Sur ce type de résolution, le choix du paramètre de régularisation λ (et δ , pour la régularisation $\mathcal{L}2\mathcal{L}1$) est important car il permet de donner plus ou moins de poids à la régularisation et donc de lisser plus ou moins la solution. Pour le cas quadratique ($\mathcal{L}2$), il existe une manière automatique de déterminer le paramètre optimal. Cette solution est basée sur la *L-curve* (Saxild-Hansen [2010]) : elle consiste à tracer le terme de régularisation en fonction du terme d'adéquation aux données pour différents paramètres de régularisation (Fig. 1.29). Le point situé au maximum de courbure minimise les deux termes du critère : c'est le λ optimal. Bien qu'efficace, cette méthode nécessite tout de même d'effectuer plusieurs reconstructions avant de pouvoir sélectionner la meilleure. Enfin, elle s'avère difficile à mettre en œuvre sur la régularisation $\mathcal{L}2\mathcal{L}1$. L'utilisation d'un masque 3D permet également de concentrer l'information et d'accélérer la convergence de l'algorithme.

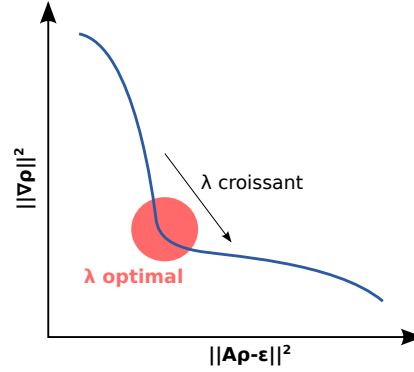
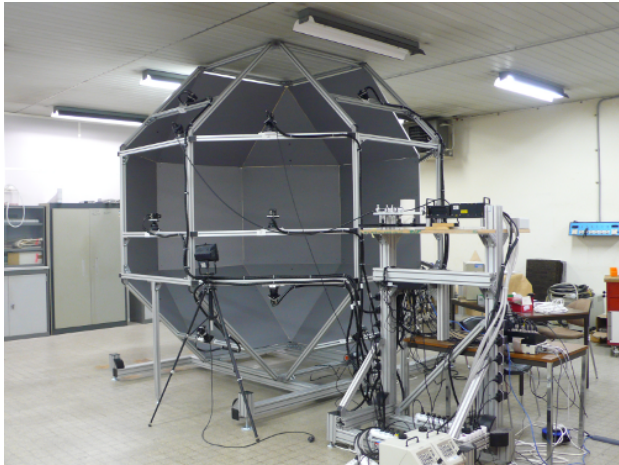
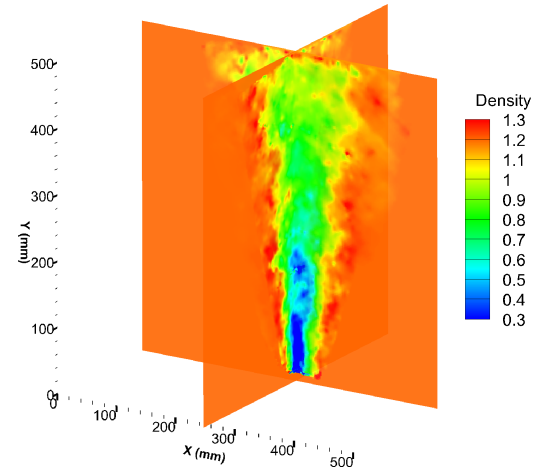


FIGURE 1.29 – Tracé schématique de la *L-curve*.

Le code de reconstruction BOS 3D développé à l'ONERA a tout d'abord été évalué sur des données synthétiques puis de manière expérimentale. Pour cela, un banc d'essai BOS 3D appelé la géode (Fig. 1.30a), a été conçu au DMAE. Ce montage comporte un hémisphère couvert de mouchetis semi-



(a) Géode : banc BOS 3D supportant une douzaine de caméras sur un hémisphère et des mouchetis sur l'autre.



(b) Reconstitution d'un écoulement instantané de jet chaud.

FIGURE 1.30 – BOS 3D à l'ONERA.

aléatoires tandis que le second hémisphère est dédié au support de 12 caméras. Sur cette installation, de très bons résultats ont été obtenus sur des écoulements de convection, comme un jet chaud (Fig. 1.30b) ou bien un charbon incandescent en rotation.

Si le code développé par Violaine Todoroff à l'ONERA donne de bons résultats, [Todoroff \[2013\]](#) constate toutefois un certain nombre de problèmes numériques : des oscillations qui apparaissent en bord de champ, des interactions complexes avec le masque 3D, un critère qui affiche parfois un comportement anormal, la difficulté d'ajuster les paramètres λ et δ de la régularisation L2L1. Elle note aussi l'importance de l'optimisation du code afin d'améliorer la résolution mais aussi d'augmenter la taille des champs reconstruits. Malgré la construction de la géode, Violaine Todoroff n'a pas pu réaliser une étude du positionnement des caméras, ni valider les mesures BOS 3D par une technique complémentaire, ce dernier point étant essentiel pour qualifier la technique.

1.8.5 Résumé

Même si un panorama complet des différentes études menées en Background Oriented Schlieren a été détaillé par Raffel [Raffel \[2015\]](#), il nous est néanmoins paru intéressant de synthétiser les principales études ayant trait à la reconstruction 3D dans le tableau [1.1](#).

1.9 Conclusion

Depuis son introduction au début des années 2000, la technique BOS a connu un fort succès de par sa simplicité de mise en œuvre. Elle a été appliquée dans de nombreux domaines, des écoulements de convection aux écoulements supersoniques et à de larges échelles, de la micro-BOS à des expériences échelle 1 : 1. Bien que sa résolution soit plus faible que la striescopie, la technique BOS a l'avantage de fournir une information quantitative sur les deux composantes du gradient de masse volumique. Pour les écoulements de symétrie axiale, la mesure BOS permet aisément de retrouver le champ de masse volumique par transformée d'Abel. Pour les écoulements de forme plus complexe, il est nécessaire d'acquérir des mesures depuis différents points de vue pour pouvoir reconstruire la distribution de masse volumique par rétroprojection filtrée ou par méthode algébrique. Il est possible d'effectuer ces mesures avec une seule caméra sous certaines hypothèses (stationnarité, périodicité) mais pour la capture d'un champ instantané, un système multi-caméras est indispensable. Atcheson et Ihrke ont pour la première fois mis en œuvre une telle instrumentation et démontré la capacité de la BOS 3D à reconstruire un écoulement de convection pour des applications en infographie. L'ONERA a également développé son propre système BOS 3D : un banc d'essai supportant 12 caméras permet de reconstruire différents écoulements de convection grâce à un algorithme dont la particularité est de reconstruire directement le champ de masse volumique. Ces systèmes BOS 3D laissent entrevoir le grand potentiel de cette nouvelle technique à la fois pour offrir un nouveau regard sur la physique de certains écoulements mais aussi pour pouvoir valider les simulations numériques. Avant de pouvoir utiliser la BOS 3D comme réel moyen de mesure il est nécessaire de poursuivre son développement. Cela commence par gagner en robustesse sur le code de reconstruction introduit par Violaine Todoroff (Chapitre [2](#)). De plus, il convient de valider les résultats obtenus par une technique complémentaire pour pouvoir qualifier la technique (Chapitre [4](#)). Pour l'ONERA qui possède un des plus grands parcs de souffleries au monde, il est particulièrement intéressant de pouvoir déployer cette nouvelle métrologie dans ses installations. On s'intéressera donc à la mise en œuvre et au traitement de données BOS 3D dans un contexte soufflerie (Chapitre [4](#) et Chapitre [5](#)). Enfin, il est essentiel d'élargir le domaine d'application de la technique pour être capable de traiter des écoulements compressibles, à haute vitesse (Chapitre [6](#)).

	Equipe	Référence	Technique	Hypothèse	Algorithme	Nombre de projections
Schlieren	Khole, Agrawal	Agrawal and Raskar [2006]	Rainbow Schlieren	Axi	FBP	1
		Kolhe and Agrawal [2009]	Rainbow Schlieren	Axi	Abel	1
	Takano, Miyazato et Ono	Takano et al. [2016]	Rainbow Schlieren	Axi	Abel/FBP	1
	Cabaleiro	Cabaleiro et al. [2013]	Schlieren	Périodique	FBP	36
	Ishino	Ishino et al. [2016]	Schlieren	/	ART	20
BOS	Venkatakrishnan	Venkatakrishnan and Meier [2004], Venkatakrishnan and Suriyanarayanan [2009]	BOS	Axi	FBP	1
		Venkatakrishnan [2005]	BOS	Stationnaire/Axi	FBP	2/1
		Sourgen et al. [2004]	BOS	Axi	Abel	1
	Sourgen et Leopold	Sourgen et al. [2012]	CBOS	Stationnaire	FBP	19
		Leopold et al. [2013]	CBOS	Stationnaire	ART	36
	Ota	Ota et al. [2011]	CGBOS	Stationnaire	ART	19
		Ota et al. [2012]	CGBOS	Axi	ART	36
		Atcheson, Irlhke et Berger	Atcheson et al. [2008]	BOS 3D	/	ART
	Goldhahn, Hartmann et Seume	Berger et al. [2009]	BOS 3D	/	ART	/
		Goldhahn and Seume [2007]	BOS	Stationnaire	FBP	36
		Hartmann and Seume [2016]	BOS 3D	/	ART + FBP	8
	Todoroff	Todoroff [2013]	BOS 3D	/	ART	12

TABLE 1.1 – Principales études faisant l’objet d’une mesure tridimensionnelle de masse volumique.

Chapitre 2

Reconstruction de champs instantanés de masse volumique

Sommaire

2.1 Introduction	38
2.2 A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction	38
2.3 Introduction	39
2.3.1 BOS and 3DBOS	39
2.3.2 Related works	40
2.3.3 Contributions and outline of the pape	41
2.4 A regularized framework for direct 3DBOS reconstruction	41
2.4.1 Discretization	42
2.4.2 Regularization	42
2.4.3 Optimization	43
2.5 Validation of the one-step inversion method on simulated data	44
2.5.1 Test case	44
2.5.2 Choice of the regularization parameter	45
2.5.3 Influence of the mask	47
2.5.4 Geometrical configuration of the cameras	48
2.5.5 Conclusion of the simulation study	48
2.6 Experimental bench for instantaneous 3DBOS : the Geode	49
2.6.1 Camera setup	49
2.6.2 Background	49
2.6.3 Geometric setting and calibration	49
2.7 From images to deviation fields : the Geode	52
2.7.1 Displacements estimation	52
2.7.2 Converting image displacement into deviations	53
2.7.3 3D mask	53
2.8 Experimental results and discussion	53
2.8.1 Plume of a candle	54
2.8.2 Hot plume	54
2.8.3 Rotating flows	56
2.9 Conclusion	58
2.10 Conclusion	60

2.1 Introduction

Les travaux menés sur la BOS3D à la suite de Violaine Todoroff ont visé d'une part à pallier certaines des limitations constatées dans les résultats (cf. Chapitre 1, Section 1.8.4.4) et d'autre part à développer des outils de traitement plus systématiques pour permettre de produire des reconstructions BOS3D à plus grande échelle et, à terme, le déploiement dans des lieux d'expérimentations multiples.

Plus précisément, nous avons :

- Identifié les problèmes de convergences de l'algorithme de Violaine Todoroff avec des différences dans le calcul des opérateurs de tomographie directs et rétrogrades (cf. l'introduction de ces opérateurs dans la Section 1.8.4.4) et des conditions aux limites inadaptées.
- Modifié ces aspects dans le code CUDA appelé « Mirage » réalisant la reconstruction de type tomographique du volume de densité à partir des déviations, en lien notamment avec Aurélien Plyer de l'ONERA/DTIM.
- Développé une chaîne de prétraitement appelée « Mascarade » permettant de calculer les champs de déviations à partir des images BOS et comprenant notamment :
 - une étape de calibration géométrique des caméras utilisant des codes Matlab développés par Philippe Cornic à l'ONERA/DTIM.
 - le calcul de l'ensemble des champs de déplacement fondé sur le logiciel de PIV FOLKI-SPIV, développé par Yves Le Sant à l'ONERA/DAFE.
 - la conversion des déplacements en déviations en exploitant les paramètres de calibration et la sélection des déviations correspondant à des rayons valides pour le masque considéré.
- Conduit une série de reconstructions de validation sur données synthétiques.
- Conduit une nouvelle série d'expérimentations de BOS3D (acquisition et traitement) dans la géode, notamment en variant les positionnements caméra pour comparer les performances des diverses configurations géométriques.

L'article qui suit résulte des travaux de thèse de Violaine Todoroff et des actions listées ci-dessus. Il est centré sur la description de la méthode de reconstruction 3D par BOS, sa validation sur données de synthèse et sa mise en oeuvre aux cours de l'expérimentation menée dans la géode.

2.2 A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction from background oriented schlieren (BOS) measurements

Reproduction de l'article paru dans *Experiments in Fluids*, volume 57, janvier 2016, issue 1, article 13.

RESEARCH ARTICLE

A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction from background-oriented schlieren (BOS) measurements

F. Nicolas¹ · V. Todoroff¹ · A. Plyer² · G. Le Besnerais² · D. Donjat¹ · F. Micheli¹ · F. Champagnat² · P. Cornic² · Y. Le Sant³

Received: 16 September 2015 / Revised: 25 November 2015 / Accepted: 3 December 2015 / Published online: 26 December 2015
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2015

Abstract We present a new numerical method for reconstruction of instantaneous density volume from 3D background-oriented schlieren (3DBOS) measurements, with a validation on a dedicated flexible experimental BOS bench. In contrast to previous works, we use a direct formulation where density is estimated from measured deviation fields without the intermediate step of density gradient reconstruction. Regularization techniques are implemented to deal with the ill-posed problem encountered. The resulting high-dimensional optimization is conducted by conjugate gradient techniques. A parallel algorithm, implemented on graphics processing unit, helps to speed up the calculation. The resulting software is validated on synthetic BOS images of a 3D density field issued from a numerical simulation. Then, we describe a dedicated 3DBOS experimental facility which has been built to study various BOS settings and to assess the performance of the proposed numerical reconstruction process. Results on various datasets illustrate the potential of the method for flow characterization and measurement in real-world conditions.

1 Introduction

1.1 BOS and 3DBOS

Density field visualization such as strioscopy has been used extensively to understand fluid mechanics phenomena such as compressibility or thermal effects. Yet, the mostly qualitative information issued from this measurement does not give enough information to refine computational fluid dynamics codes. Background-oriented schlieren (BOS) is one way to obtain quantitative measurement of density gradients. Density fluctuations in a fluid come with inhomogeneities of the optical index. The BOS technique is based on observation of ray deviations through a medium of inhomogeneous optical index. The BOS optical setting is remarkably simple: it only requires that the flow under study is placed in between a camera and some textured background on which the camera is focused. Comparing the images of the background with or without the flow using digital image correlation techniques reveals displacements which are the projections of the light ray deviations. First BOS methods have been proposed in the early 2000 years (Dalziel et al. 2000; Raffel et al. 2000; Meier 2002), a recent review of BOS techniques can be found in Raffel (2015).

We focus on 3DBOS, i.e., the numerical reconstruction of 3D density fields from a set of deviation fields measured by BOS. Please note that, here, 3DBOS means quantitative estimation of the density field volume, usually by providing density estimates on each vertex of some 3D voxel grid recovering the flow. This is not to be confused with the use of multiple BOS measurements for *3D localization* of structures such as vortices within a large experimental volume (Bauknecht et al. 2015).

✉ D. Donjat
david.donjat@onera.fr

¹ DMAE, ONERA, 2 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

² DTIM, ONERA, Chemin de la Hunière, 91123 Palaiseau, France

³ DAFE, ONERA, 8 rue des Vertugadins, 92190 Meudon, France

1.2 Related works

When considering an axisymmetric flow, the 3D density field can be computed from one BOS measurement along a viewing direction orthogonal to the flow axis by inversion of an Abel integral equation. This technique has been applied on the study of supersonic flow around cones (Venkatakrishnan and Meier 2004; Sourgen et al. 2004, 2012), on jet experiments (Venkatakrishnan 2005; Venkatakrishnan and Suriyanarayanan 2009) and also for the study of rotor blades vortices (Kindler et al. 2007). All other instances of 3DBOS require the tomographic processing of several BOS deviation fields obtained along various viewing directions—they will be called “BOS projections”. These projections can be recorded at several time instants by rotating a unique BOS setting (camera + background) with respect to the flow. Such approaches usually rely on the assumption of a stationary flow (Ota et al. 2010, 2011; Sourgen et al. 2012), although they have been used recently for periodic unstationary flows by synchronizing the measurement with the flow period (Cabaleiro 2013; Christian et al. 2014). A relatively large number of BOS projections can then be obtained. For instance, Ota et al. (2010) and Sourgen et al. (2012) collect 19 BOS projections every 5° along a quarter of a circle around the jet.

Synchronized recording of a flow by several BOS settings opens the way to 3D reconstruction of nonaxisymmetric unstationary 3D flows. There are few references in this direction. The main piece of work originates from Ihrke and Magnor (2004), Ihrke (2007), Atcheson et al. (2008) and was motivated mainly by the problem of realistic rendering of transparent and turbulent media in computer graphics. In this context, Atcheson et al. (2008) published the first experimental demonstration of 3DBOS using 12 cameras mounted in a half-circle configuration around a hot air flow produced by a gas burner. Zeb et al. (2011) studied heat convection with a three-camera system, leading to a reconstruction with a rather low resolution and large artifacts. Alhaj and Seume demonstrate a coplanar 8-cameras system within a linear cascade wind tunnel (Alhaj and Seume 2010). The present paper, which follows several conference communications made since 2012 (Todoroff et al. 2012, 2014; Le Sant et al. 2014), presents a quantitative 3DBOS method on coplanar and noncoplanar camera settings.

Let us briefly review the numerical approaches which have been put forward to reconstruct 3D density volume from a set of BOS measured deviation fields. As will be described more precisely in Sect. 2, deviations result from the integration of density gradients of the volume along each ray going from the background pattern to a pixel of the BOS camera. Most of the previous references address the reconstruction problem in two steps (Atcheson et al. 2008;

Ota et al. 2010, 2011; Sourgen et al. 2012; Leopold et al. 2013): tomographic reconstruction [or computed tomography, CT (Kak and Slaney 2001)] of density gradients, then integration of the gradients to estimate the density volume. The classical approach for the first step of CT is Filtered Backprojection (FBP) using Fast Fourier Transform, which is fast and efficient if a large number of projections is available. FBP has been used in 3DBOS studies of stationary flows where several views can be done sequentially (Goldhahn and Seume 2007; Sourgen et al. 2012) with the same camera or even in axisymmetric cases (Venkatakrishnan and Suriyanarayanan 2009; Schröder 2009). Yet, FBP becomes impractical when dealing with limited number of projections, or with occultations (Kak and Slaney 2001). To tackle these problems, most recent studies Atcheson et al. (2008), Ota et al. (2010, 2011), and Leopold et al. (2013) propose methods based on the iterative resolution of a discretized system derived from the modelization of the ray propagation (see Sect. 2)—such methods are known as “algebraic reconstruction techniques” (ART) in CT.

The integration step is usually done after tomographic reconstruction of the three components of density gradients by solving a Poisson equation (Atcheson et al. 2008; Ota et al. 2011), whereas other authors propose to simply integrate numerically along each direction of space (Leopold et al. 2013).

Finally, let us mention references which rely on a coplanar camera configuration and a parallel ray hypothesis so as to recast the 3D reconstruction problem as a stack of 2D tomographic reconstructions, which are solved by a 2D FBP (Goldhahn and Seume 2007; Alhaj and Seume 2010) or ART (Zhang et al. 2015). These approaches use cameras with very limited field of view. In order to obtain independent 2D tomographic problems stack by stack, they systematically neglect the out-of-plane component of the deviation. Here we will consider general camera configurations (larger field of view, noncoplanar configurations) and handle 3D deviations.

In contrast to previous works, we have proposed in Todoroff et al. (2012, 2014) a one-step approach applicable to general configurations, where the 3D density field is directly estimated from BOS deviation fields. A discretized volume around the flow is defined and related to measured deviations through a global linear system under a paraxial assumption. Volume reconstruction then reduces to numerical inversion of this system. However, as well known in CT, the resulting linear system is not only underdetermined but also badly conditioned. Trying to solve it with usual least-squares approaches leads to artifacts related to the missing projections and to amplification of the measurement noise. Regularization (Tikhonov and Arsenin 1977; Idier 2010) is a way to define a solution with better properties while fitting the data. There are very few papers which explicitly

address the problem of regularizing the BOS reconstruction. In their tomographic reconstruction of density gradient components, Ihrke and Magnor (2004) and Atcheson et al. (2008) solve the system by a Conjugate Gradient (CG) algorithm with a support constraint on the sought volume to limit artifacts. Besides, they stop the algorithm before convergence to benefit from the good behavior of CG, which restores large-scale structures before small ones and thus regularizes the solution (Ihrke and Magnor 2004). Actually, most ART approaches of CT rely on such early stopping criterion to avoid noise amplification.

Here we propose to adopt a classical regularization framework (Idier 2010) where the estimated density volume is defined as the minimizer of a compound criterion made up of a data fidelity term and a regularization term. As we search directly for the density volume rather than for an auxiliary quantity such as the gradient, we can use the regularization term to enforce desirable properties of the density. We present results obtained with a classical Tikhonov smoothness regularization (Tikhonov and Arsenin 1977). The main tuning parameter is the regularization parameter which balances both terms of the criterion. We propose to select the regularizing parameter by a L-curve approach (Hansen 1992).

Another important aspect of 3DBOS is the computational burden associated with the reconstruction of large volumes. The problem at hand is the large-scale iterative optimization of a convex, but possibly nonquadratic, criterion. As in Ihrke and Magnor (2004), we use a CG algorithm and restrict the number of variables as much as possible by selecting a tight mask (or support) for our reconstruction. In the CG algorithm, the most intensive part is to project and backproject data between the image planes and the discretized volume. Those two operations are highly parallel. Following several works in CT (Gross et al. 2009; Pan et al. 2010), we propose here to implement the optimization on graphics processing units (GPU), which are massively parallel architectures providing high computational resource for a low cost.

Finally, the previous literature can also be analyzed in terms of the test cases used for validation. We focus here on jet flow experiments and propose a validation on both simulated and real data. As one is forced to work with a very limited number of projections in 3DBOS, an important aspect of the validation is the choice of the camera configuration around the jet. Most references limit their study to data acquired with a planar configuration, where all camera centers belong to a unique plan, usually orthogonal to the main axis of the flow under study. In contrast, we provide results on noncoplanar configurations, not only from simulation but also from real data provided by a dedicated “geode-shaped” 3DBOS test bench built at ONERA DMAE (Toulouse, France). Indeed, nonplanar configurations may lead to better

results than planar ones for flows with arbitrary geometry or to restore details which are not aligned with the main axis of the jet. Moreover, these configurations are sometimes required when working in experimental facilities where optical accesses around the jet are constrained. Their study is then of primary interest to prepare the deployment of BOS in wind tunnels, which is our main concern for the future.

1.3 Contributions and outline of the paper

The main contribution of the paper is a numerical framework for a one-step reconstruction 3D density volume from a limited number of deviation fields. This framework is described in Sect. 2 and validated on simulated data in Sect. 3. The second major contribution is an original experimental bench for the empirical study of noncoplanar configurations for 3DBOS, described in Sect. 4. Section 5 describes the processing chain going from recorded images to deviation fields and also gives some details on geometrical calibration of the cameras. In Sect. 6, we present reconstructed density volumes from various datasets and discuss the results. Finally, concluding remarks and perspectives are given in Sect. 7.

2 A regularized framework for direct 3DBOS reconstruction

The BOS technique is based on observation of ray deviations through a medium of inhomogeneous optical index n . The deviation angle of a ray is equal to the integral of the optical index gradient along the optical path. Optical index is then related to density via $n - 1 = G\rho$, where G is the Gladstone–Dale constant which is a function of the light wavelength and of the chemical composition of the flow. Globally, considering one ray going through the flow under study, the deviation ε writes

$$\varepsilon = \frac{G}{n_0} \int_{\text{ray} \subset \text{flow}} \nabla \rho(s) \, ds, \quad (1)$$

where the integration is done on the part of the light ray which is inside the flow and assuming that the optical index of the medium surrounding the flow is constant and equal to n_0 . This problem is generally nonlinear as the integration path depends on the unknown and variable density of the flow. Similar to most other references (except for Ihrke 2007), we assume the paraxial hypothesis and integration is done along the (straight) unperturbed ray.

The linear problem associated with the BOS reconstruction can be formulated as follows. Let us suppose that K projections, each one made up of $I \times J$ deviation values, have been measured around a given volume. The problem then writes as a set of three coupled linear systems:

$$\varepsilon_u(i, j, k) = \frac{G}{n_0} \int_{\text{ray}(i, j, k)} \frac{\partial \rho}{\partial u} ds \quad \begin{cases} 1 \leq i \leq I, \\ 1 \leq j \leq J, \\ 1 \leq k \leq K \end{cases} \quad (2)$$

with $u \in \{x, y, z\}$.

As we use a paraxial approximation, the deviations $\varepsilon_u(i, j, k)$, $u \in \{x, y, z\}$ result from integrations of the corresponding density gradient along the straight, unperturbed ray which crosses the k^{th} camera at pixel (i, j) . In practice, one first chooses the world frame coordinate system, which defines the (x, y, z) directions in (2), and the geometry of the reconstructed volume. Then, the cameras are calibrated in the world reference frame, which defines the 3D equation of each line segment associated with the observed deviations. This process is called the geometrical calibration of the experiment. It is discussed in Sect. 4.3.

2.1 Discretization

The goal of the discretization process is to derive a matrix approximation of the system (2) such as:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \end{bmatrix} = A\rho = T \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} \rho \quad (3)$$

where, for $u \in \{x, y, z\}$, D_u is a finite difference matrix along the u axis and ε_u collects all measured deviations along the u axis. T is a tomographic projection matrix: each line is made up of positive weights which describe the contribution of each volume element to a particular deviation. The structure of T depends on the choice of the basis functions which are used to discretize the volume, i.e., to approximate it by a finite set of values. As usual in algebraic approaches of CT, we choose a piecewise constant discretization of the volume so that T is sparse, i.e., there are very few nonzero coefficients in each row of T . Knowing the geometrical calibration of the experiment, the computation of T is straightforward. However, because this matrix is huge, it is not stored during the estimation but computed on the fly.

2.2 Regularization

Measurement of deviations is subject to errors and the observation system should then be written as

$$\varepsilon = A\rho + b. \quad (4)$$

where b accounts for measurement noise. There are several issues with Eq. (4). First, A is neither square nor regular, so inversion should be done in the least-squares sense, i.e., by searching for a minimizer of $\|\varepsilon - A\rho\|^2$ —or some other weighted least-squares criterion if information is known

about variable variance of the measurement noise. Second, as we aim to measure instantaneous flows, the noise cannot be diminished by averaging several images. Finally, A inherits the ill-conditioning of the tomographic matrix T . It means that the effect of the noise will be amplified in the least-squares solution. Fidelity to the data is not sufficient to obtain a reliable solution, and some regularization process should be applied (Idier 2010). One way to do so is to define the solution as the minimizer of a compound criterion:

$$\mathcal{J}(\rho) = \|A\rho - \varepsilon\|^2 + \lambda \mathcal{R}(\rho), \quad (5)$$

where the first term is the classical least-squares criterion and the second one is the regularization term, which encodes the a priori information on the volumic distribution of ρ . The balance between both terms is set by the regularization parameter $\lambda > 0$. In this work, we consider first-order Tikhonov regularization (Tikhonov and Arsenin 1977) implemented in our discretized setting by choosing the L2 norm of the density spatial gradient as the regularization term:

$$\mathcal{R}(\rho) = \|\bar{D}\rho\|^2 = -\rho^T \Delta \rho, \quad (6)$$

where $\bar{D}$ is the upwinded discrete gradient operator and Δ is the discrete Laplacian operator with appropriate boundary conditions (see Sect. 2.3.2).

This leads to a well-behaved quadratic criterion. It enforces smoothness of the solution and reduces the effect of the noise but tends to oversmooth the density discontinuities that may be present in the flow. Note that we have also considered Total Variation (TV) regularization, aimed at preserving discontinuities or edges in the reconstructed volume (Todoroff et al. 2012, 2014). In the case of convective flow with relatively small density gradients, a TV approach does not appear necessary to recover a good solution.

One issue with the use of a compound criterion such as (5) is to determine the optimal value of the regularization parameter. In the case of quadratic regularization, the L-curve has been proposed to obtain the optimal regularization parameter (Hansen 1992; Idier 2010). The L-curve is obtained by plotting the gradient norm (6) as a function of the data term $\|A\rho - \varepsilon\|^2$ for several density estimates obtained with various regularization parameters λ . It can be shown that this curve is usually L-shaped (hence its name) and that a good choice for the parameter is the one corresponding to the point of highest curvature. Indeed, at this point, both terms of the criterion (5) are close to their minimum. Note that the L-curve has been used by Ihrke and Magnor in tomographic reconstruction of flames (Ihrke and Magnor 2004) (and later by Atcheson et al. 2008 for 3DBOS) to determine a stopping condition in the CG optimization of a least-squares criterion.

2.3 Optimization

Let us first give some typical dimensions of the problem at hand: we consider at least 10 image acquisitions with typically 5×10^5 displacement vectors per image, leading to a total number of collected deviation of the order of 10^6 . The size of the reconstructed volume is of the order of 10^7 voxels. Our long-term goal is to be able to reconstruct gigavoxel volumes. In all cases, the optimization problem is of very large dimension, which means that only first-order descent methods such as gradient descent and conjugate gradients (CG) are affordable. In this section, we present the chosen CG algorithm, constraints in force during the optimization and some details about GPU implementation.

2.3.1 Conjugate gradients algorithm

Conjugate gradients are a classical iterative strategy for solving large linear systems (Wright and Nocedal 1999). They have been used in 3DBOS by Ihrke and Magnor (2004), and Atcheson et al. (2008) for solving (4) in the least-squares sense, and it is also a classical algorithm in algebraic approaches to CT (Gross et al. 2009). We use it here to optimize criterion $\mathcal{J}$ of Eq. (5), with the quadratic regularization term of Eq. (6).

The GC algorithm is an iterative descent technique, i.e., the estimated volume is updated at iteration k according to:

$$\rho_k = \rho_{k-1} + \alpha_k \mathbf{d}_k \quad (7)$$

where $\mathbf{d}_k$ is the descent direction which is defined recursively by:

$$\mathbf{d}_k = -\mathbf{g}_k + \beta_k \mathbf{d}_{k-1}, \quad \text{with } \mathbf{d}_0 = -\mathbf{g}_0, \quad (8)$$

where

$$\mathbf{g}_k = \nabla \mathcal{J}(\rho_k) = 2(\mathbf{A}^T(\mathbf{A}\rho_k - \varepsilon) - \lambda \Delta \rho_k) \quad (9)$$

β_k is selected in order to achieve a sequence of orthogonal descent directions (Wright and Nocedal 1999):

$$\beta_k = \frac{\|\mathbf{g}_{k+1}\|^2}{\|\mathbf{g}_k\|^2}. \quad (10)$$

And α_k achieves steepest descent in the direction $\mathbf{d}_k$:

$$\alpha_k = -\frac{\mathbf{g}_k^T \mathbf{d}_k}{\mathbf{d}_k^T (\mathbf{A}^T \mathbf{A} - \lambda \Delta) \mathbf{d}_k}. \quad (11)$$

We have observed empirically that GC indeed outperforms other gradient-based methods for minimizing criterion (5).

2.3.2 Boundary conditions, valid rays and constraints

In practice, the reconstructed volume is in the shape of a parallelepiped which is significantly larger than the studied flow. It is then interesting to define a tighter working volume by defining a mask indicating the active voxels and the ones which are fixed during the optimization. This process is obviously useful for limiting the computing cost. It also helps to avoid artifacts in the reconstructed volumes as demonstrated in Ihrke and Magnor (2004). In practice, 2D masks are defined by the user on the deviation images and backprojected into a 3D mask: this process is described more precisely in Sect. 5.3. Usually, this mask is elongated along the principal axis of the flow. Boundary conditions are applied on the faces of the mask. They should be carefully chosen to avoid artifacts and differ depending on the faces of the mask, as illustrated in Fig. 1. If the face is known a priori to cut the flow (gray faces), it is associated with a free condition, while if it is known to be outside the flow support, a constant boundary condition is enforced with value ρ_0 . This concept is also used to select valid rays. When browsing a valid ray, no gradient density should be encountered outside the mask. As shown in Fig. 1, a valid ray can simply be defined as a ray going through the mask by crossing only “ ρ_0 boundaries” (i.e., no gray faces, as the green ray in Figure). This ensures that integration that is inside the mask, described in Sect. 2.3.3, is correct. Deviation data associated with nonvalid rays, and the corresponding lines of matrix $\mathbf{A}$, are deleted from the criterion (5).

Setting appropriate boundaries to an outer value ρ_0 implicitly sets the reference value of ρ inside the reconstructed flow. Indeed, the data term in (5) is invariant to the addition of a constant. The only term which constrains the average level of ρ is the regularization term through the constant boundary conditions.

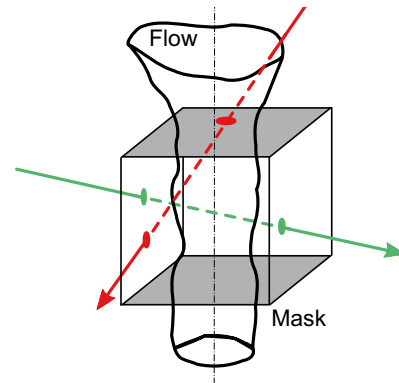


Fig. 1 Mask and boundary conditions. Gray faces are a priori known to cut the flow, while other faces are outside the flow. Valid rays go through the mask without crossing gray faces (green ray), and other ones are rejected from the optimization (red ray)

2.3.3 Parallel implementation on GPU

Here we briefly describe the parallel implementation of CG on GPU. GPU are massively parallel architectures, which involve a large number of elementary computation cores (e.g., 2688 cores in a recent Titan GPU) and a simple and adaptable hierarchy of registers, shared and global memories. Another interesting feature of GPUs is a texture memory which allows very fast interpolation. Originally designed for graphic applications only, they are since 2009 used for general programming, thanks to the release of high-level languages and associated SDK (CUDA, OpenCL). Implementation of CG algorithm on GPU amounts to identify the most computationally demanding operations, find a way to parallelize them and carefully control global memory access which is often the bottleneck of GPU. In our case, the costly operations are related to the observation matrix $\mathbf{A}$, which is too large to be stored.

However, the CG only requires matrix-vector products such as $\mathbf{A}\rho$ and $\mathbf{A}^T\varepsilon$. Their parallel implementations are derived from projection and backprojection operations in CT which have been studied in several works (Gross et al. 2009; Gac et al. 2010). For both, we adopt a pixel-wise ray tracing scheme (Gac et al. 2010), which means that the volume is traveled along the rays associated with the pixels of each image as sketched in Fig. 2. More precisely, the equation of the ray associated with a given pixel is determined by using the calibration parameters and the first intersection point P between the ray and the volume is located. From this point, the ray is finely discretized (the step s is typically chosen as 1/10 of the voxel size) and, for each spatial step, values are read (respectively, written) in the crossed voxel to compute $\mathbf{A}\rho$ (resp. $\mathbf{A}^T\varepsilon$). In

a sequential implementation, one would then consider the next pixel, and so on for all available images. Here, thanks to the massively parallel architecture of the GPU, thousands of rays can be cast simultaneously, which drastically increases the efficiency of the calculation. The same GPU core also executes the spatial derivations using neighboring values of the density volume which can be stored in fast access local buffers. While multiple rays could be cast and averaged to account for integration on the pixel area, we have found that calculation of only one ray per pixel already provides sufficient accuracy and saves much computations.

3 Validation of the one-step inversion method on simulated data

3.1 Test case

We consider a simulated flow coming from a calculation of coplanar jet issued from the CoJen project (Vuillot et al. 2008). The flow is generated by a coplanar double stream nozzle in static atmosphere. The inlet conditions are transonic. For primary flow, the stagnation temperature equals to 850 K with a pressure ratio of 1.4. For secondary flow, the stagnation temperature reaches 335 K and the pressure ratio equals to 1.69. A 3D view and slices of the volume are presented in the first row of Fig. 10: the density is mostly lower than the ambient one since it was heated in the turbine. We can notice vortex ring formation in the mixing layer between the static surrounding air and the $M = 0.9$ secondary flow. The density field is fully 3D with no axisymmetry, and it is then a challenging case to reconstruct with a limited number of views. The CFD computation is interpolated on a Cartesian grid of $300 \times 300 \times 300$ cubic voxels of edge length 3.6 mm.

Simulation of deviation data begins with the choice of the camera configuration. The basic configuration (denoted “coplanar180”) uses 12 cameras equally spaced along half circle as presented in Fig. 3 and in Table 1. For each of the 12 cameras, its position is depicted by a green circle and the 4 rays defining the limits of the CCD are plotted in different colors.

Other 3D configurations are evaluated below. Each virtual camera is formed by 500×500 pixels, has a focal length of 14 mm, a field of view of 24° and points toward the center of the reconstructed volume at a distance of 3 m. This leads to voxel/pixel ratio of 1.4. For each camera, integrated deviations for the three directions x, y, z are computed by tracing rays within the CoJen simulated volume. Figure 4 shows the simulated deviation field for camera 5 of Fig. 3. Note that the axial component ε_x is not negligible, which means that the problem cannot be formulated as a stack of 2D tomographic

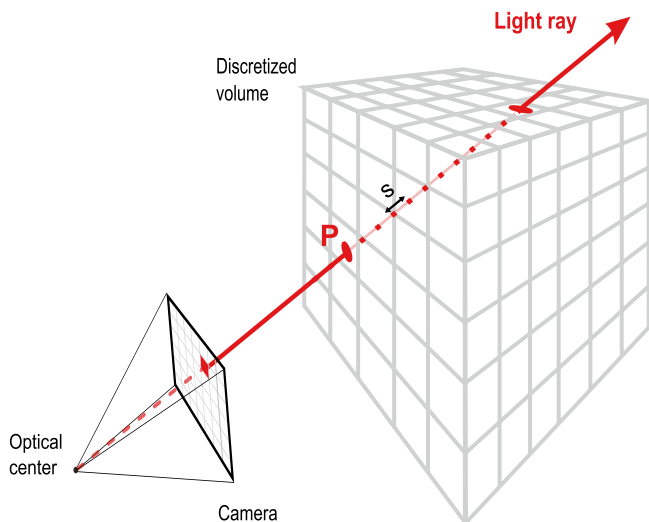


Fig. 2 Illustration of the pixelwise ray tracing operation

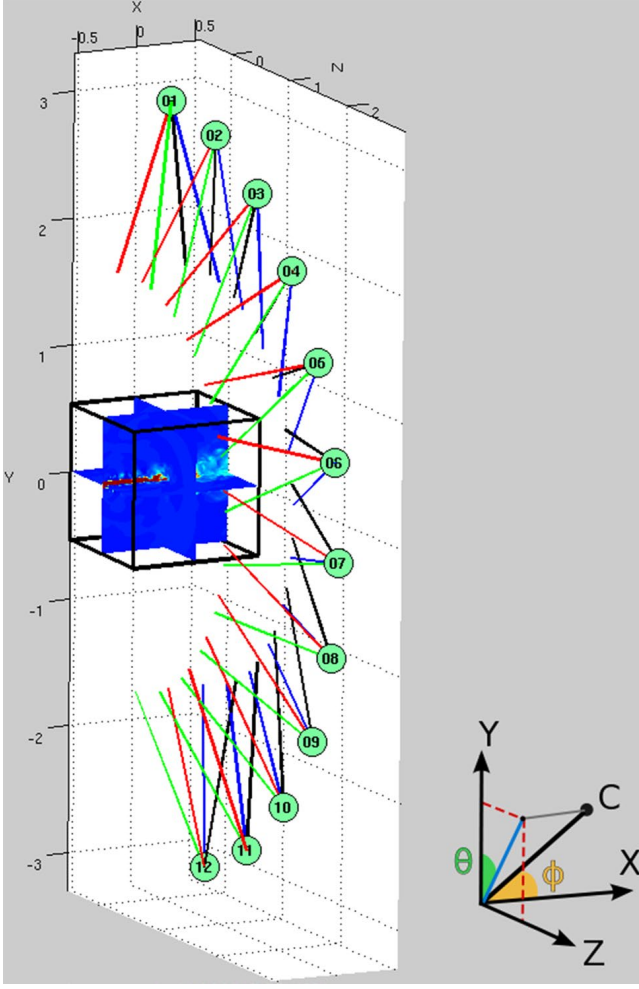


Fig. 3 Reference camera configuration for 3DBOS: “coplanar180” case

problems, as proposed in Goldhahn and Seume (2007), Alhaj and Seume (2010), and Zhang et al. (2015).

To account for imperfect measurements, we add a white and homogeneous Gaussian noise to the deviations. We choose a noise variance $\sigma = 1.0 \times 10^{-5}$ rad resulting from a displacement noise of 0.1 pixel, which is a typical order for random errors of digital image correlation methods. Of course, this is only a rough first-order model of the real errors occurring in estimated deviation fields, which are due to image noise, illumination effects, limitations of the optical flow method, etc. However, these effects will be accounted for in the real experiments. Our goal here is simply to assess the robustness of the method with respect to noisy data, which is crucial when dealing with ill-conditioned systems.

3.2 Choice of the regularization parameter

As it is well known, approaches based on the minimization of a compound criterion such as (5) rely on a “good” choice of the regularization parameter λ . Effects of under- or over-regularization are illustrated in Fig. 5. Reconstruction with too low regularization are noisy, while over-regularized ones are too smooth with clearly underestimated density levels.

We adopt here the L-curve strategy of Hansen (1992) to automatically choose the regularization parameter. Figure 6 shows that, on the tested configuration, the point of highest curvature of the L-curve corresponds to a value ($\lambda = 1 \times 10^{-4}$), which also minimizes the mean-squared error (MSE) to the true synthetic density volume.

Table 1 Cameras angular positions

Camera	Coplanar180		Shifted180		Cluster30	
	θ	ϕ	θ	ϕ	θ	ϕ
01	1°	90°	1°	100°	0°	76.3°
02	16°	90°	16°	80°	0°	90°
03	31°	90°	31°	100°	0°	103.3°
04	46°	90°	46°	80°	10°	76.3°
05	61°	90°	61°	100°	10°	90°
06	76°	90°	76°	80°	10°	103.3°
07	91°	90°	91°	100°	20°	76.3°
08	106°	90°	106°	80°	20°	90°
09	121°	90°	121°	100°	20°	103.3°
10	136°	90°	136°	80°	30°	76.3°
11	151°	90°	151°	100°	30°	90°
12	166°	90°	166°	80°	30°	103.3°

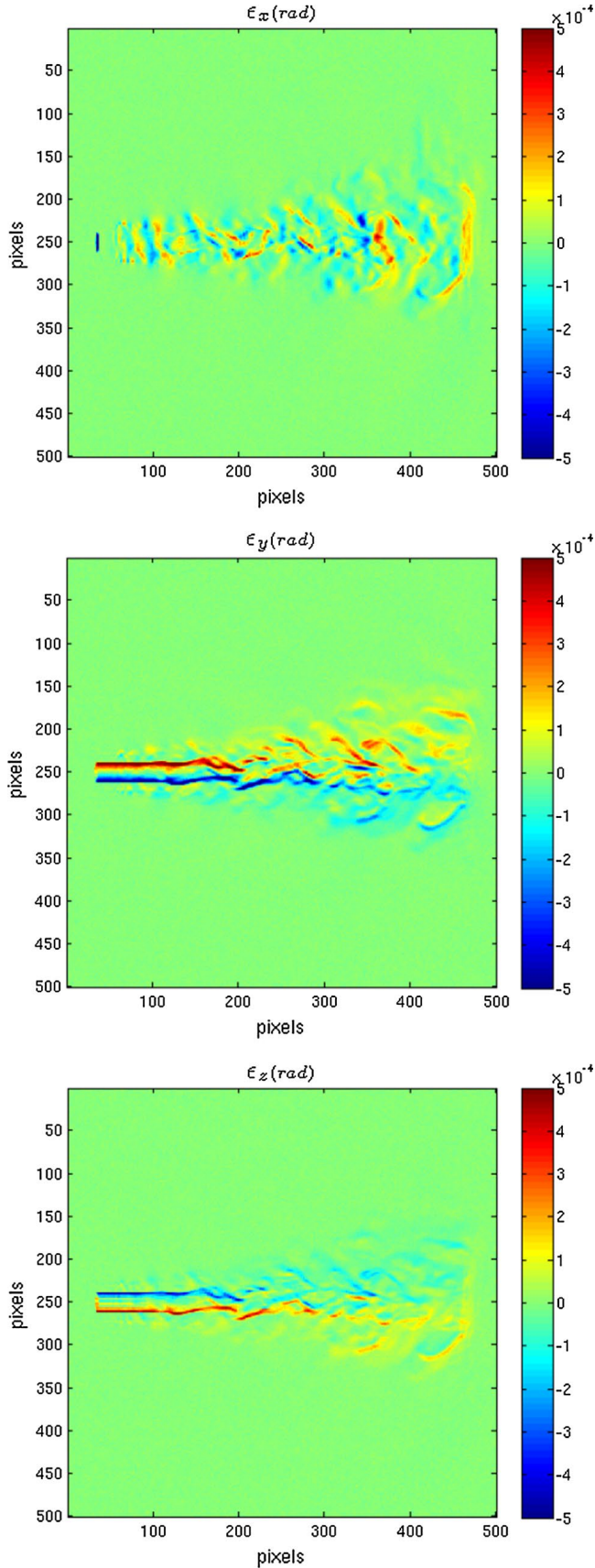


Fig. 4 Simulated deviation field in the geometry of camera 5 of the coplanar180 configuration shown in Fig. 3. From top to bottom, the x , y and z components of the deviation, color scale in radians.

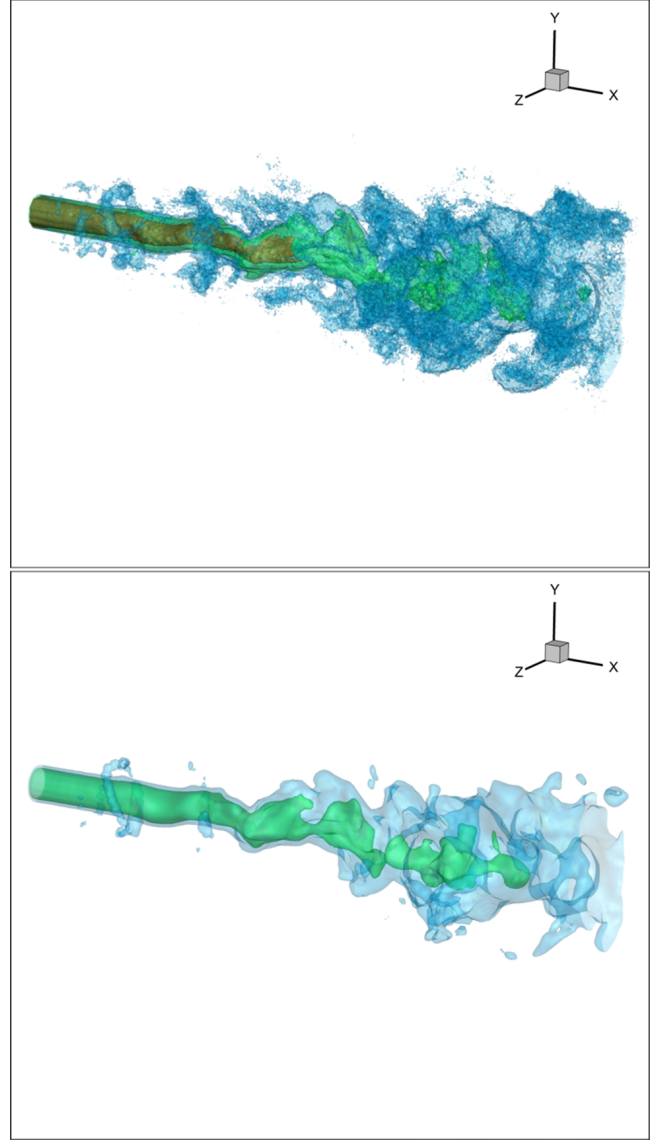


Fig. 5 Choice of the regularization parameter. *Top* under-regularized solution ($\lambda = 1.0 \times 10^{-6}$). *Bottom* over-regularized solution ($\lambda = 1.0 \times 10^{-3}$)

The reconstruction obtained with the optimal regularization parameter according to the L-curve criterion is shown on the second row of Fig. 10. Iso-surfaces, XY and YZ slices of the reconstructed volume are represented, which should be compared with the views of the true volume located on the top row of Fig. 10. The iso-surface representation shows that the morphology and levels of the true volume are well reconstructed. However, low density regions inside the jet are smoothed, particularly in the expanded part on the right, as can be seen on the XY slices in the second column. Artifacts related to the limited number of projections are visible in the YZ slice on the right. Those finger patterns are associated with the camera direction.

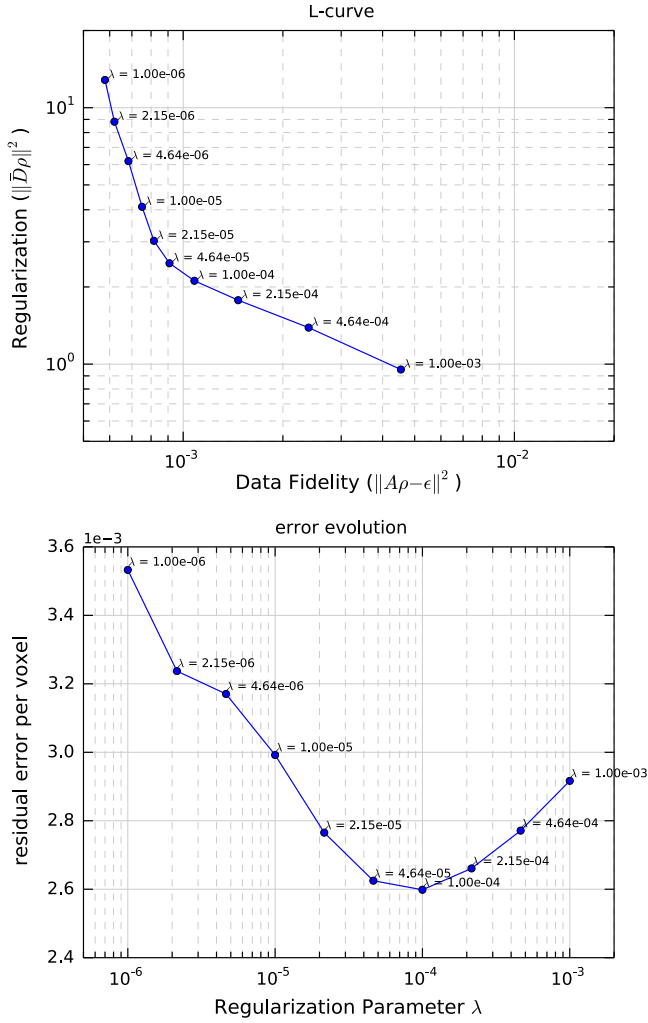


Fig. 6 Choice of the regularization parameter. *Top* L-curve. *Bottom* MSE with respect to the true volume. Regularization parameter values are written along the curve

3.3 Influence of the mask

As introduced in Sect. 2.3.2, we use a 3D mask to improve the efficiency of the regularization. In this section, we briefly discuss the influence of the mask on the 3D reconstruction. In practice, the 3D mask is derived from 2D masks defined interactively by the user on the displacement images, as described in Sect. 5.3. The resulting reconstruction, denoted by “interactive mask”, is shown in the second row of Fig. 10. On this simulated example, a tighter mask can be obtained by directly thresholding the true density volume. However, the resulting reconstruction is very close to the one deriving from the interactive mask and is not displayed.

Besides, we present on the third row of Fig. 10 a reconstruction obtained without any mask. The reconstruction without the mask captures the general form of the flow but

severely underestimates the density variations in the center. In the slices presented in the two rightmost columns, the energy of the reconstruction appears to be spread over the whole volume. This spreading phenomenon in the absence of a mask (or more generally, of a “support constraint”) is well known in tomography, and it has also been noticed by Ihrke et al. in their work on 3D density reconstruction (Ihrke 2007). Density profiles extracted from those reconstructions are compared to the CFD reference on Fig. 7. Whereas the reconstruction without any mask smooths all the density gradients, the interactive mask result shows a good behavior, being able to capture most of the density variations. Huge variations like the fall toward density 0.45 kg/m^3 are restored, though the recovered gradients are smoother than the originals. One can also notice the

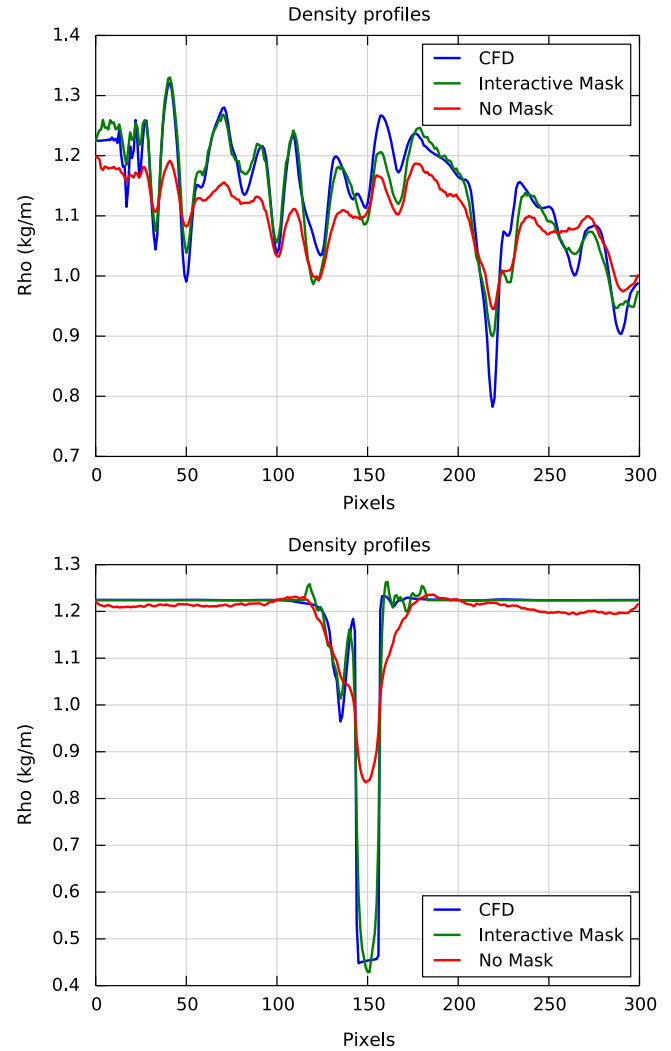


Fig. 7 Profiles of density along slices extracted from the volumes presented in the three first lines of Fig. 10. The positions of the profiles are indicated in the CFD XY Slice of Fig. 10. *Top* Slice 1 ($Y = -15$ voxels). *Bottom* Slice 2 ($X = -105$ voxels)

presence of overshoots in density levels at the edge of the 3D mask on the lower plot of Fig. 7. These results provide empirical evidence that using a mask not only accelerates the computations but also significantly improves the reconstruction.

3.4 Geometrical configuration of the cameras

Not surprisingly, Fig. 8 shows that, for the coplanar configuration, the use of a higher number of cameras yields a better reconstruction. However, even for a complex volume such as the one studied here, the marginal gain also decreases. Moreover, it is unrealistic to assume that 50 cameras could be used in a 3DBOS setting. Therefore, we limit our study to 12 cameras and investigate various geometrical configurations in this section.

The coplanar180 is compared with a variant where cameras are shifted along the main axis of the jet and rotated so as to all point toward the same point in the middle of the flow. The tilt angle of the camera is 10° (to be compared with the vertical field of view 24°). This configuration called “shifted180” is shown in Fig. 9 (left). Another configuration, depicted in Fig. 9 (right) is the “cluster30” where all cameras are confined in an angular region of $30^\circ \times 30^\circ$, which can represent situations where optical accesses are very limited. The detailed orientation of the cameras for all tested configurations can be found in Table 1.

Results with noncoplanar configurations are presented in the lower part of Fig. 10. All results are obtained with an optimal 3D mask and using the regularization parameter derived from the L-curve strategy. The result obtained with the “shifted180” configuration appears quite similar

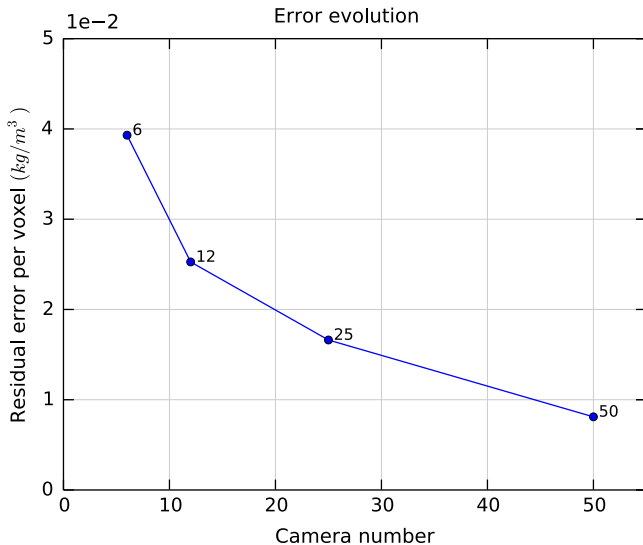


Fig. 8 Residual error per voxel as a function of the number of cameras used in the reconstruction process

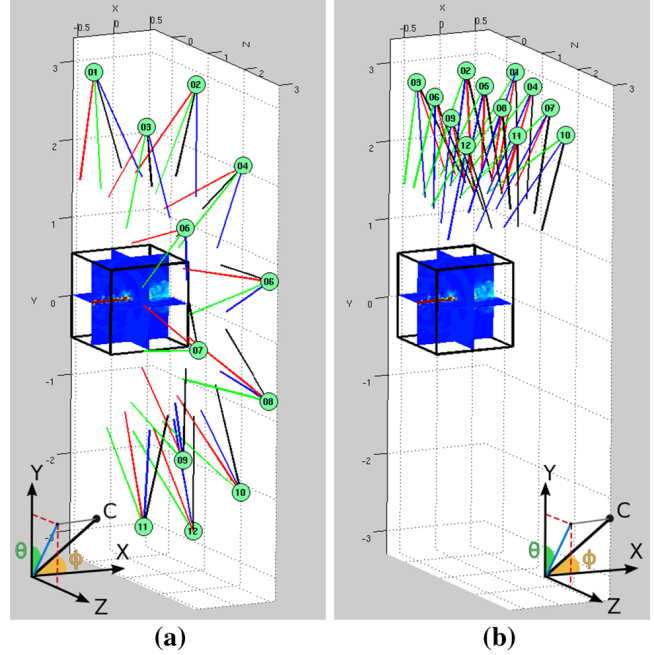


Fig. 9 Noncoplanar camera configurations. **a** Shifted180 **b** Cluster30

to the “coplanar180”, even if its MSE is slightly higher. Indeed, for flows having a geometrical main axis (such as jet flows), the coplanar configuration, where all cameras belong to a plane orthogonal to the main axis, appears optimal. But the result indicates that varying the cameras’ viewpoint around this configuration does not significantly alter the quality of the reconstruction. In contrast, the “cluster30” result shows that when the variety of available viewpoints is too restricted the reconstruction is very poor and information is spread out along camera axis. In such situations, one would probably reduce the number of cameras and consider 2D BOS only, 3D reconstruction being possible only for axisymmetric objects.

3.5 Conclusion of the simulation study

The proposed one-step density reconstruction has been assessed on simulated deviation data. Using 12 cameras providing various angles on the object, a good reconstruction can be obtained. In our quadratic regularization setting, the L-curve strategy is efficient to determine the correct regularization parameter. While several parameter studies have been conducted, we have only presented the effect of the geometrical configuration of the camera which is of primary interest for practical use of 3DBOS in experimental facilities. As could be anticipated, for the studied jet, the best reconstruction is obtained by a coplanar configuration in the main axis orthogonal plane and when covering as much as possible the circle of view around the object.

4 Experimental bench for instantaneous 3DBOS: the Geode

The Geode facility dedicated to the study of stationary flow by 3DBOS has been designed and built in ONERA DMAE. This bench is a small rhombicuboctahedron, 8 of its faces are triangular and 18 are square. The diameter Z of the Geode is 3.20 m which makes it possible to reconstruct large flows. As it can be seen in Fig. 11, half of the Geode is used to support the cameras, while the other half supports the backgrounds.

4.1 Camera setup

This installation is equipped with 12 JAI cameras BM500 GE. The cameras are mounted all around the structure, and each of them is fixed on a ball joint allowing the camera to rotate in every direction. The design of this 3DBOS test bench allows setting up various camera configurations. All cameras are mounted with 23 mm focal length Schneider C-mount optics. These optics allow for the visualization of a common cubic volume with edge length of about 50 cm placed at the center of the geode. The main characteristics of the cameras and main optical parameters are summarized in Table 2. During the experiment, a uniform illumination is provided by four 500 W halogen spots. The amount of light being limited, all the tests were conducted with an aperture corresponding to a f-number $f_{\#} = 2$. The cameras focus is set on the backgrounds which results in a depth of field of 26 cm.

The cameras are synchronized with a TTL generator which can handle 24 independent signals. To be able to record 10 fps with 5 Mpx images, on each camera, we used a C5G124-24 *Enterasys* switch connected to 20 Gb/s *Intel* network card. All images are stored in the RAM memory during the acquisition and then transferred on SSD disks. Following this process, we perform an acquisition of 900 images per camera in 4 min 30 s: 1 min 30 s for the acquisition and 3 min for the storage.

4.2 Background

Multiple backgrounds patterns have been tested. The wavelet background (Atcheson et al. 2008), whose main advantage relies on its multiscale random content, did not perform well in areas with large density gradients. Random distribution of points is a simple and efficient way to design backgrounds; however, they can lead to local inaccuracies in the estimated displacement fields because the number of dots inside a correlation window is not constant. To overcome this issue, we have designed a new background pattern named “semi-random background” (Fig. 12b). It is obtained by small-scale random perturbations of dots around a regular grid pattern: the regular pattern guarantees a large number of dots inside

the correlation window, while random perturbation prevents matching ambiguities during correlation.

In the facility, the backgrounds have been printed on aluminum plates and cut at the exact size of the triangle and square surfaces. They are held with small screws with a spring nut positioned in the slot of the BOSCH beams.

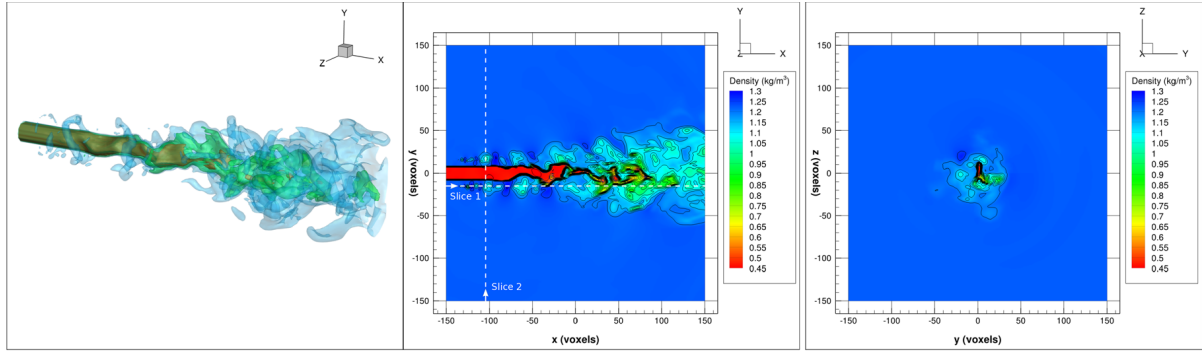
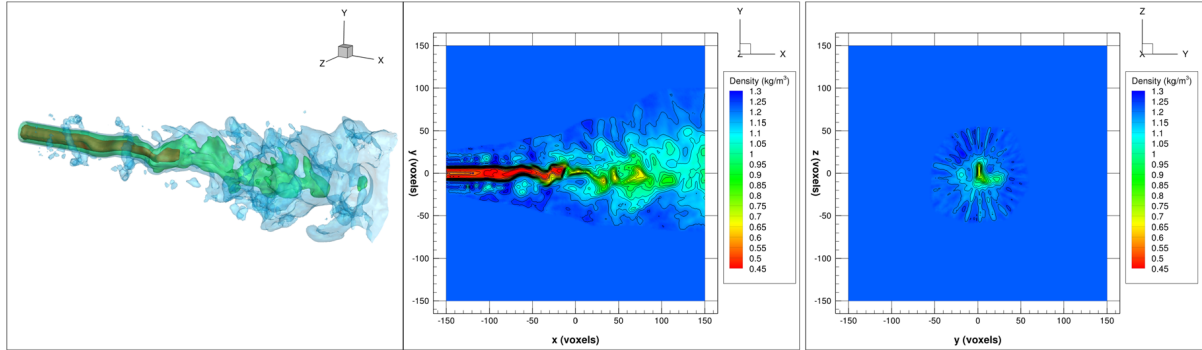
4.3 Geometric setting and calibration

The geometrical configuration is sketched in Fig. 13. Each camera observes the background plate in front of it, where the focus is set, and the flow under study is placed halfway between the cameras and the background. From the dimensions of the bench and the camera parameters, the diameter of the circle of confusion due to defocus at the flow location can be estimated at 6 mm—approximately half the diameter of the aperture $f/f_{\#}$. It means that the smallest observable spatial scales of the gradients of ρ are of the order of 6 mm. In order to mitigate this effect, some authors (Bichal and Thurow 2014) propose to focus the cameras halfway between the background and the flow. Such a configuration would lead to a better circle of confusion (about 4 mm), but this would be compensated by a reduced deviation-to-displacement sensitivity (factor 1.5) and a lower accuracy of estimated displacement vectors due to a blurred background image. So the overall gain of this alternate configuration is difficult to foresee. A better overall sensitivity could probably be obtained but would require an optimization of the experiment which falls outside the scope of the present study.

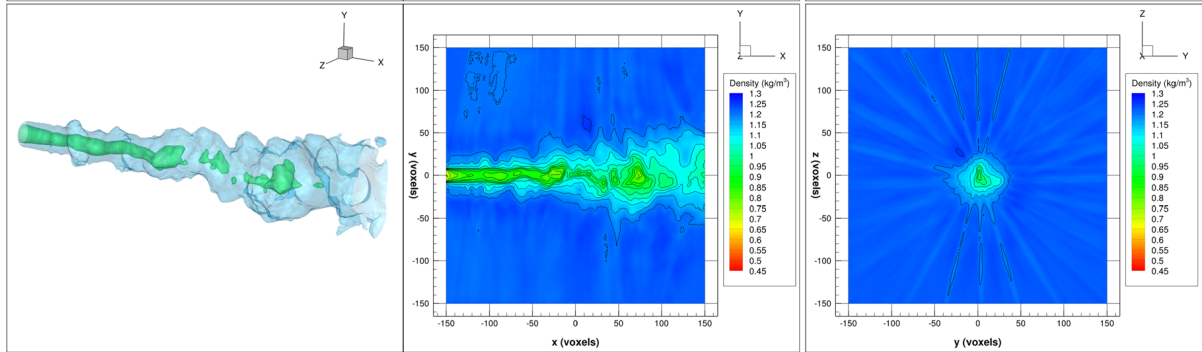
3DBOS reconstruction as described in this paper requires synchronous observation of the flow by a set of cameras, typically 12 cameras in our bench. To compute and optimize criterion (5), the equation of each ray associated with some pixel of the image plane of a camera should be calibrated in the coordinate frame fixed to the reconstructed volume (called the working frame in the sequel). This operation requires a geometrical calibration of the multicamera setting in the same coordinate frame, i.e., the identification of all internal parameters of the cameras (focal lengths, principal points, distortion parameters) and of all camera poses (position and orientation).

Multicamera calibration is a well-documented problem, and developments specific to the 3DBOS have been discussed in Le Sant et al. (2014). Here, as in several other experiments, we use as a calibration body (CB), a simple white plane with regularly spaced black dots. Three extra dots are added to capture the orientations of the CB. The basic principle of our multicamera calibration is to record images of a CB moved around the common field of view of the cameras and to minimize the reprojection errors of all visible features of the CB with respect to calibration parameters. However, there are three specific difficulties in the calibration of a 3DBOS bench.

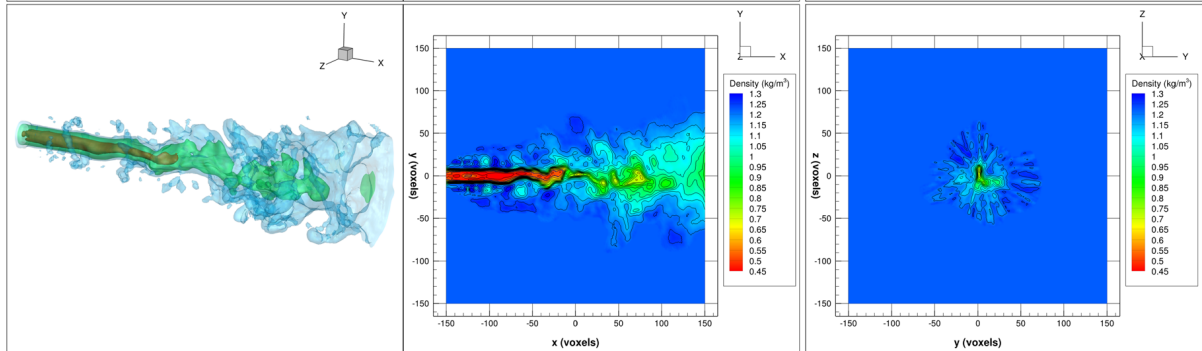
CFD

Interactive
mask

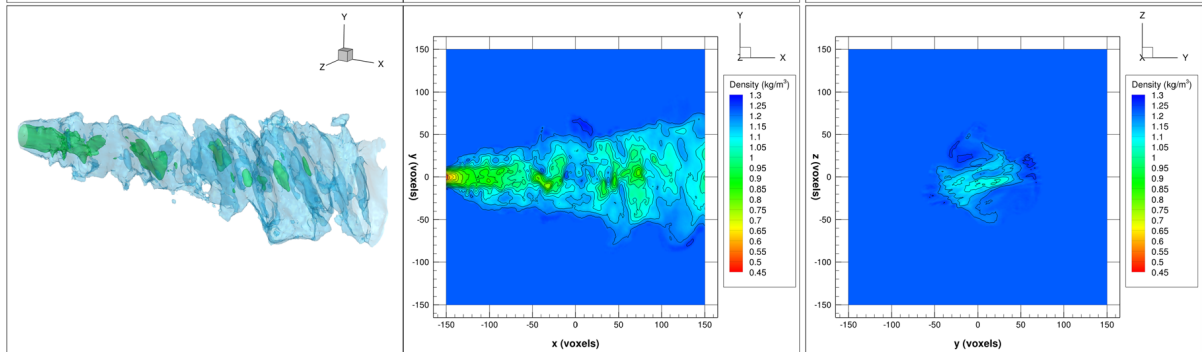
No mask



Shifted 180



Cluster 30



◀**Fig. 10** Ground truth density volume from CFD (*first row*) compared with various reconstructed volumes: using the coplanar 180 camera configuration and an interactively user-defined mask (*second row*) or no mask (*third row*); using the shifted 180 configuration (*fourth row*) and the cluster 30 configuration, both with a user-defined mask. All reconstruction are obtained with $\lambda = 1.0 \times 10^4$. From *left to right*: 3D representation of 3 iso-density surfaces 0.5 (*red*), 0.9 (*green*), 1.1 (*blue*); (X, Y) slice; (Y, Z) slice

First, depending on the camera configuration, it is often not possible that the CB is viewed from all cameras. However, in all tested configurations, all cameras are located in the same half-space and the CB is always seen at least by 3 cameras. In this case, it is still possible to calibrate all camera parameters in a consistent way by exploiting a chain of correlation between views having CB features in common.

The second issue is illustrated in Fig. 13: the region where the CB can be viewed by several cameras is the workspace (where the flow will be put), located halfway between the cameras and the background. In the Geode, illumination was limited and we were forced to work with a large aperture, leading to severely blurred images of the CB. In Le Sant et al. (2014), we have compared several calibration strategies including in-focus images of the CB together with blurred images of the CB located in the

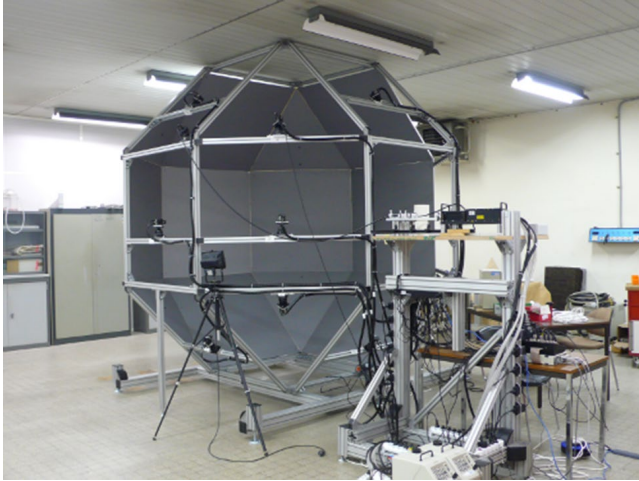


Fig. 11 The Geode, a 3DBOS experimental facility

Table 2 Camera JAI BM500 GE characteristics and acquisition parameters

Sensor	CCD, 2/3"
Pixel resolution	2456 × 2058
Pixel size	3.45 μm × 3.45 μm
Acquisition frequency	10 images/s
Exposure time	750 μs
Aperture	$f_{\#} = 2$

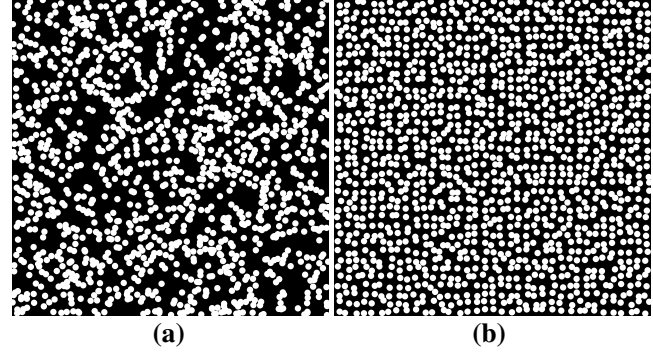


Fig. 12 The semi-random background guarantees a fixed number of dots per correlation window with random arrangement inside the window. In contrast, the random background (Poisson distribution) may occasionally have too few dots inside a correlation window. Both backgrounds presented here have the same number of dots. **a** Random background. **b** Semi-random background

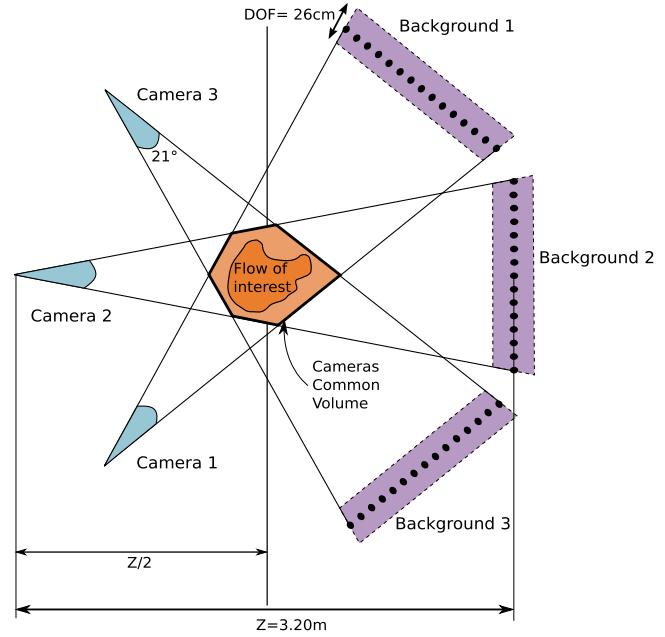
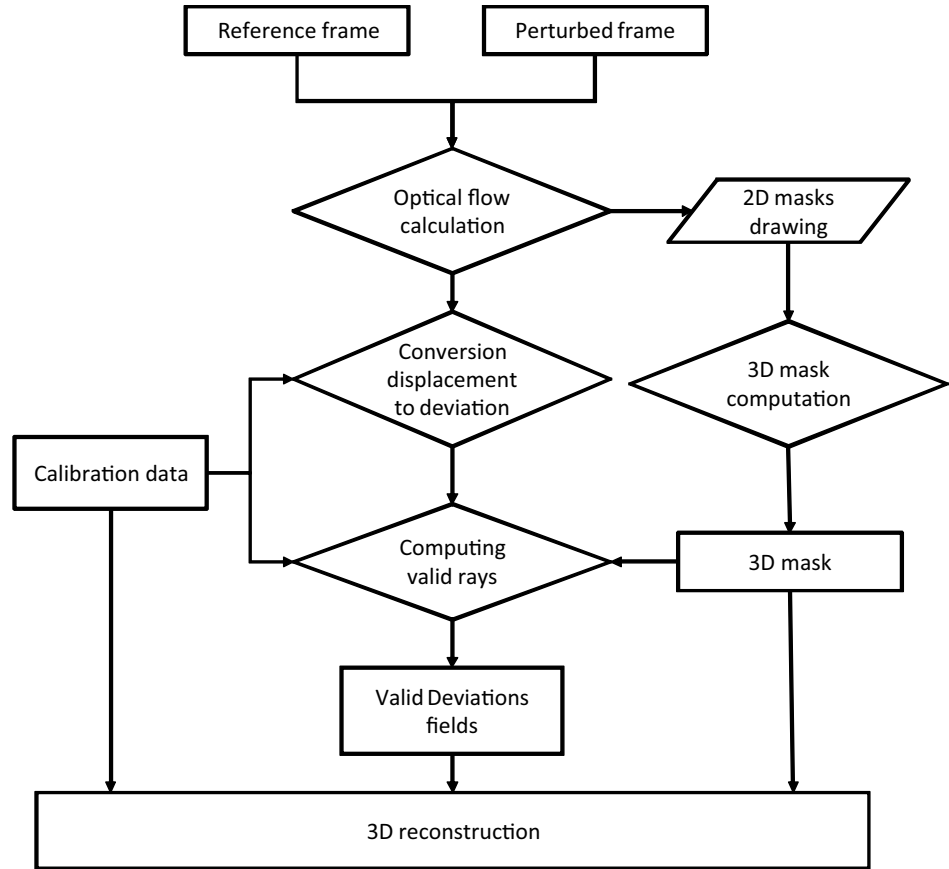


Fig. 13 Sketch of the geometrical configuration of cameras in a typical 3DBOS setting. The cameras are focused on the backgrounds

workspace. It has been found that using in-focus images is not necessary and that an accurate calibration can be obtained with blurred images of the CB located in various positions inside the workspace. In practice, the calibration process requires about 50 images per camera which are recorded, while the CB is moved by hand into the workspace.

The third difficulty is related to the workload of the calibration. Indeed, there are several hundreds of images to process which is at least an order of magnitude higher than for other optical measurement methods such as PIV or TomoPIV. A real-time calibration is not required, but the

Fig. 14 Processing chain relating the recorded frames to the deviation fields which are fed to the 3D reconstruction software



calibration must be carried out within a reasonable delay (say below 1h). This issue has been solved using a mixed CPU-GPU implementation [see Le Sant et al. (2014)].

5. Conversion of 2D displacements into 3D deviations (Sect. 5.2)
6. 3D mask creation and selection of valid rays (Sect. 5.3)

5 From images to deviation fields

In this Section we describe the operations needed to measure deviation fields in a typical multicamera 3DBOS experiment. We discuss about the generic experimental methodology and processing chain which have been developed to conduct 3DBOS reconstruction in several experimental facilities at ONERA. Numerical values such as camera parameters or actual distance between camera and background panels related to the particular geode 3DBOS bench are given in Sect. 4.

We list below the steps of the acquisition and processing chain, which are also summarized in Fig. 14. More details are given in the referenced Sections.

1. Multicamera calibration (Sect. 4.3)
2. Acquisition of background images with and without the flow
3. Correction of geometrical distortions of the images
4. Estimation of image 2D displacement fields by optical flow calculation (Sect. 5.1)

5.1 Displacements estimation

Images of a textured background are recorded without flow (reference frame) and with the flow (perturbed frame) in between the camera and the background. The image displacement field between these two frames is computed using the FOLKI software developed by ONERA (Plyer et al. 2014), which is described within the PIV context in Champagnat et al. (2011). FOLKI relies on the Lucas-Kanade paradigm of iterative registration of local interrogation windows. It provides a dense displacement field (i.e., one vector per image pixel) although, as discussed in Champagnat et al. (2011), its spatial resolution is limited by the size of the interrogation window, which is the main parameter of the method. The norm of an experimental 2D displacement field is shown in Fig. 16. Thanks to its highly parallel structure, the GPU implementation of FOLKI is computationally very efficient: as shown in Fig. 7 of Plyer et al. (2014), 5 Mpixels images are processed in 30 ms on a Titan GPU. It is of high interest in 3DBOS where several large images (e.g., 12 images of 5 Mpixels) have to be correlated at each acquisition time.

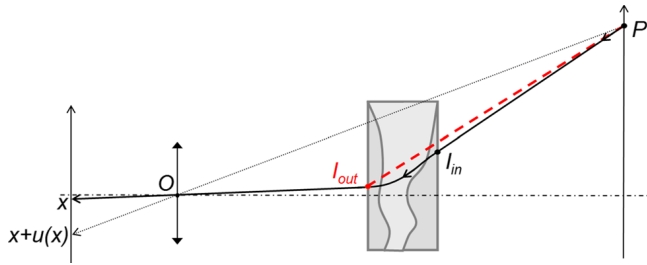


Fig. 15 Principle of BOS measurement. A point P of the background is imaged in position x with the flow and in $x + u(x)$ without

5.2 Converting image displacement into deviations

Figure 15 recalls the principle of BOS measurement. A detail at position x in the perturbed image frame is associated with point P in the background pattern. Point P was previously imaged at position $x + u(x)$ in the reference frame. Conversely, from the estimation of the displacement $u(x)$, and knowing the camera calibration, one is able to locate P . We assume that some external envelope of the flow, represented as a gray square in Fig. 15, is known. This envelope is a surface separating the flow, i.e., the region of space where the optical index can vary, and the outer region where the optical index is assumed to be constant. In practice, we simply use the boundaries of the 3D volume of reconstruction as an envelope. The deviation angle ε of Eq. 1 is the difference between the directions of the ray (I_{out}, O) outgoing from the envelope and of the ingoing ray (P, I_{in}):

$$\varepsilon = \mathbf{a}_{I_{out}O} - \mathbf{a}_{PI_{in}}$$

where $\mathbf{a}_{AB}$ stands for the unit vector associated with the segment (A, B). However, it requires the knowledge of the point I_{in} where the ray coming from P impacted the envelope. This position is not known accurately, in contrast to the position of point I_{out} which can be obtained from the ray associated with pixel x . The deviation is then approximated by

$$\varepsilon \approx \mathbf{a}_{I_{out}O} - \mathbf{a}_{PI_{out}}. \quad (12)$$

5.3 3D mask

The 3D mask is helpful to increase the efficiency of the optimization. The 3D mask computation is done interactively from camera displacement fields. For each camera, the user draws a 2D mask on the image of the estimated displacement norm (see Fig. 16). Each voxel of the volume is projected into the image plane of each camera and incremented if the projection is inside the corresponding 2D mask. Voxels are retained if the obtained total number is

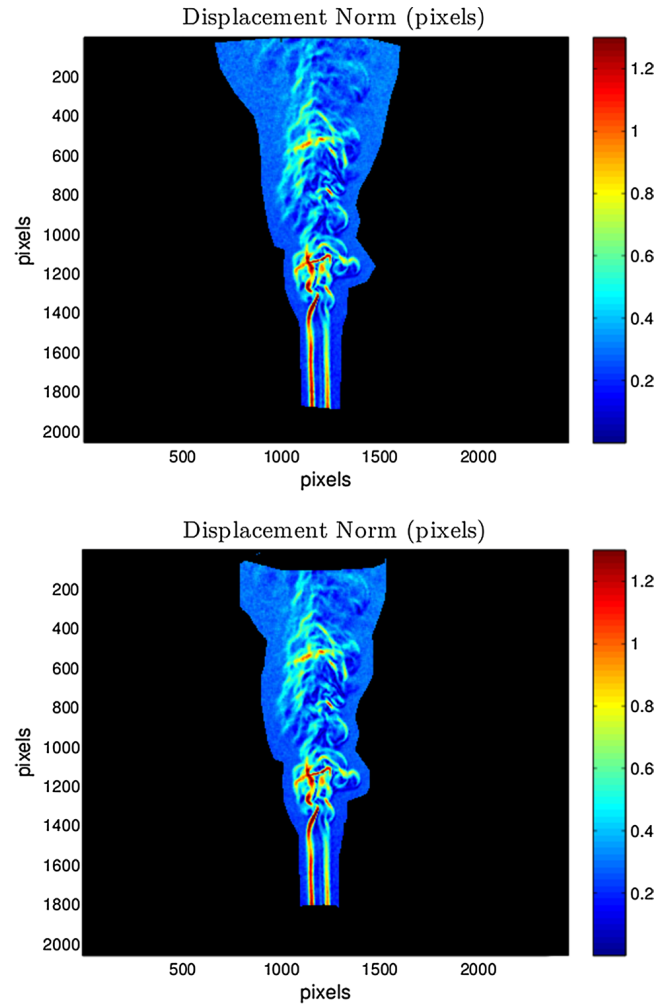


Fig. 16 Upper row Norm of the displacement field estimated by FOLKI and 2D mask drawn by the user. Lower row Final 2D mask after removing nonvalid rays

above some threshold, which means that they are inside the 2D mask of a given number of cameras. Finally, valid deviations are selected. For each candidate deviation, the corresponding ray is casted toward the volume. The faces of the 3D mask crossed by the ray are identified. If one of the crossed faces cuts the flow as shown in Fig. 1, the corresponding ray and its associated deviation data are removed. This process allows to update the 2D masks as shown in the lower image of Fig. 16.

6 Experimental results and discussion

We present here results obtained on four convective flows: a candle plume, a hot jet generated by a heat gun, and two helicoidal plumes obtained by rotation of a gas burner and of an ember. These tests allow assessing our method on various density volumes with weak gradients and complex

Table 3 Experimental results: size of the reconstructed volumes and computation times

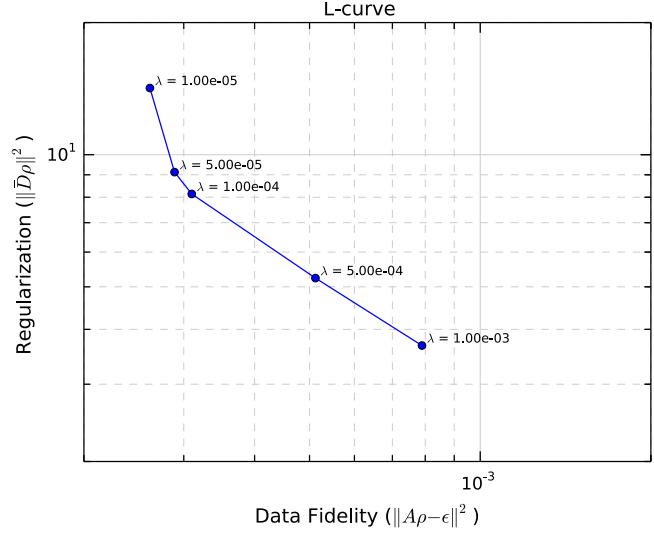
	Volume grid	Computation time
Candle	$207 \times 422 \times 213$ (18.6 M)	2.2 h
Hot Jet (inst.)	$470 \times 344 \times 343$ (55M)	5.9 h
Hot Jet (mean)	$336 \times 472 \times 361$ (57.3 M)	6.3 h
Rotating gas burner	$511 \times 449 \times 566$ (130M)	7.8 h
Rotating ember	$560 \times 421 \times 420$ (99 M)	10.6 h

3D structures. For each case, the flow is recorded using the Geode with 12 cameras put in different 3D configurations. Each camera acquires 500 frames allowing the reconstruction of both instantaneous and mean density fields. Mean fields are derived from averaged displacement images. Moreover, atmospheric pressure and temperature are measured during the tests in order to evaluate the reference density outside the flow. Figures of volume sizes and processing times are gathered in Table 3: the largest reconstructed volume is about 130 megavoxel, and its reconstruction takes approximately 8 h with 500 iterations.

6.1 Plume of a candle

The plume flow is simply generated by a burning candle. Combustion of liquid wax transported by capillary flow through the porous wick results in a flame with a highly nonlinear temperature profile in which local temperatures in the candle flame can exceed 1400 °C. Heat transfer from the candle flame generates a hot plume led by natural convection. Figure 18 illustrates the 3D reconstruction of the convection flow observed a few centimeters above the flame of a candle using a coplanar configuration of the cameras. The size of mesh is about 18 megavoxels for a resolution of 1 mm. The regularization parameter $\lambda = 5 \times 10^{-5}$ was automatically chosen according to the L-curve shown on Fig. 17.

The reconstructed air flow is consistent with the evolution of a slowly ascending hot plume classically observed above a candle's flame. In particular, the flow transition is clearly observed. Neglecting the combustion products, the reconstruction shows a density range comprised between 0.7 and 1.2 kg/m³ (a proper comparison on temperature profiles can not be done here because of the influence of the different chemicals species). After

**Fig. 17** L-curve of the 3D reconstruction of a candle plume for a coplanar configuration

the destabilization of the flow, the turbulence induces a very quick increase in the density. In order to check the quality of the reconstruction, ray tracing has been performed through the reconstructed volume and the generated deviations were compared to the measured ones. In Fig. 19, we provide measured/generated 2D deviation fields and also two profiles of both fields along lines passing across the flow, one in the core of the flame, the other in the turbulent region. A very good fit between measured deviations and generated ones can be observed: only a slight smoothing of small-scale structures is noticeable in the turbulent part. One can conclude that the proposed reconstruction method exploits the deviation data almost fully.

6.2 Hot plume

The reconstruction of an instantaneous hot air plume generated by a heat gun is presented in Fig. 20. The hot gun provides a hot jet with an inlet velocity of 5 m/s and an estimated temperature of about 650 K. The Reynolds number based on inlet diameter is about 3700. The jet was scanned according to a coplanar distribution of the cameras. Setting the exposure time to 750 μs leads to a maximal spatial displacements around 5 mm, and this is consistent with the 6-mm-diameter circle of confusion induced by defocus at the flow location, see Sect. 4.3.

Despite its complex nonaxysymmetric structure, the jet is well reconstructed and appears larger and more turbulent than the candle plume. In Fig. 21, the mean density field, obtained by processing averaged deviation images (500 samples), is presented. Boundary artifacts occur at the inlet

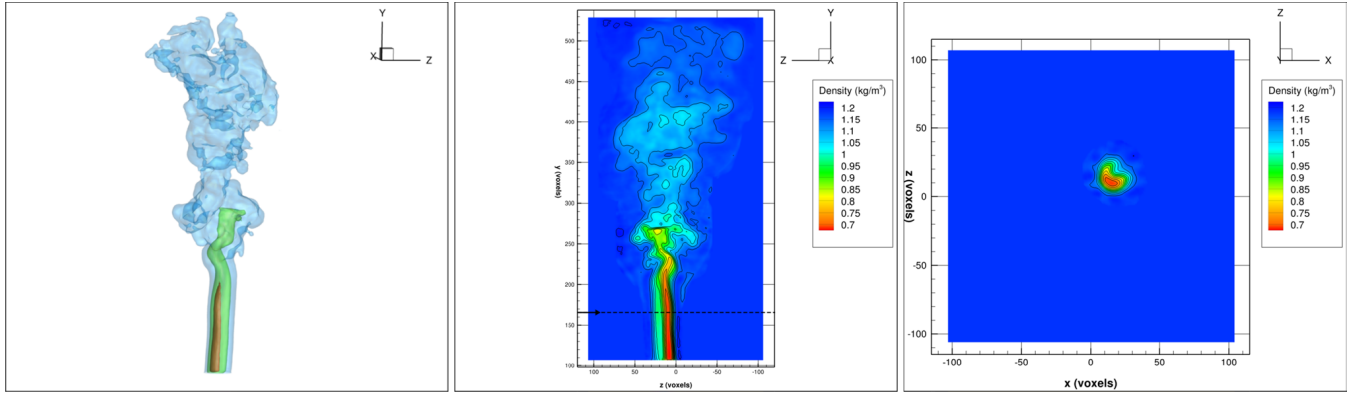


Fig. 18 Optimal reconstruction ($\lambda = 5 \times 10^{-5}$) of a candle plume for a “coplanar180” configuration: 3D representation of 3 iso-density surfaces 0.7, 0.9, 1.1, respectively, represented in red, green and blue; (Y, Z) slice; (X, Y) slice

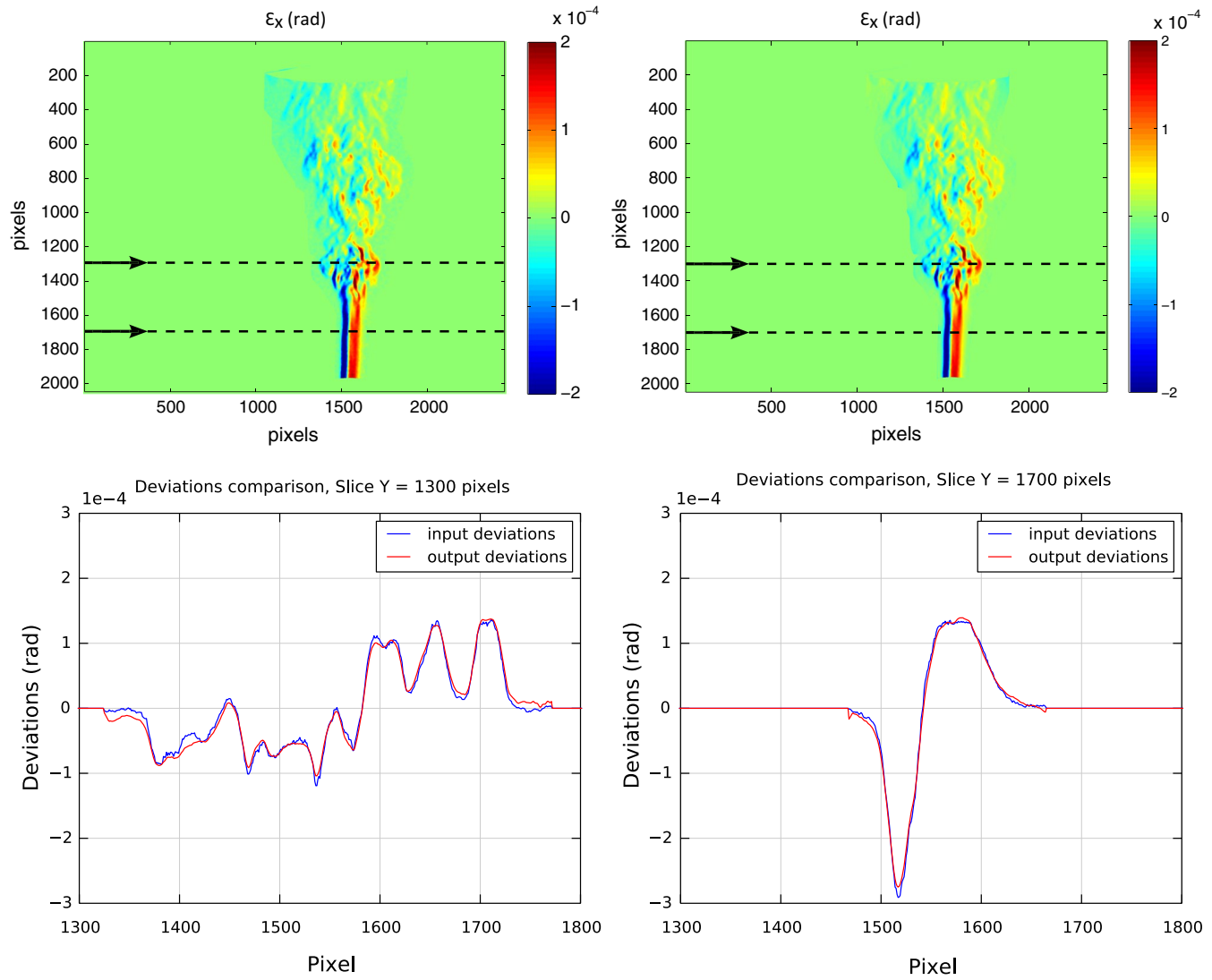


Fig. 19 Comparison between input ε_x deviations (top left) and computed deviations through the reconstructed volume (top right). Slices at $Y = 1300$ pixels (bottom left) and $Y = 1700$ pixels (bottom right)

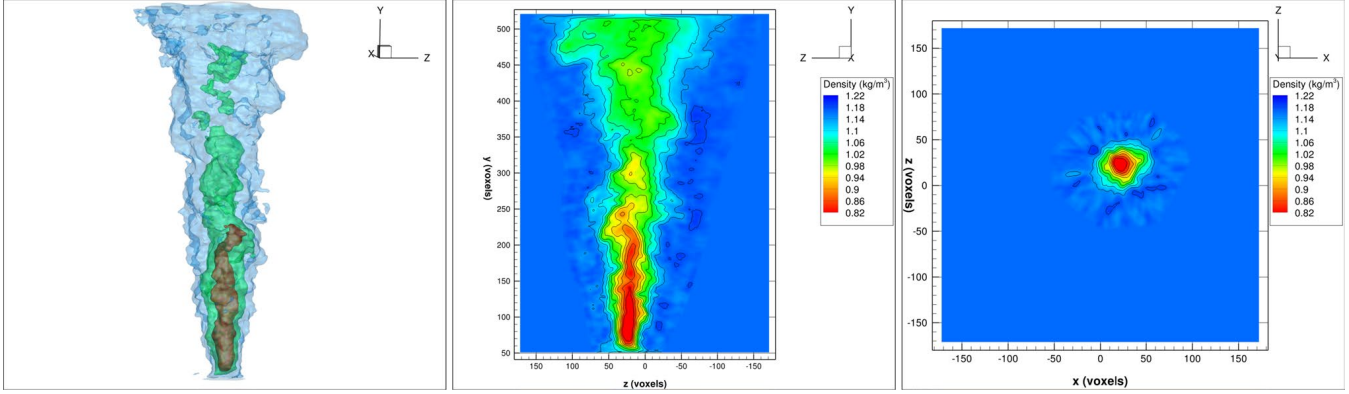


Fig. 20 Optimal reconstruction ($\lambda = 1 \times 10^{-4}$) of a hot jet for a “Shifted180” configuration: 3D representation of 3 iso-density surfaces 0.95, 1.05, 1.15, respectively, represented in *red*, *green* and *blue*; (Y, Z) slice; (X, Y) slice

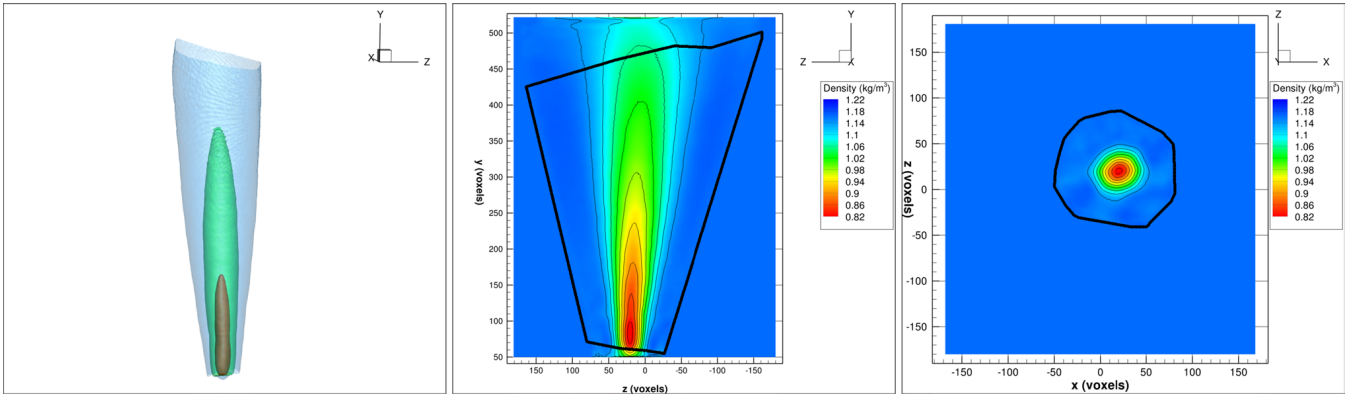


Fig. 21 Optimal reconstruction ($\lambda = 1 \times 10^{-4}$) of the mean hot jet for a “shifted180” configuration: 3D representation of 3 iso-density surfaces 0.95, 1.05, 1.15, respectively, represented in *red*, *green* and *blue*; (Y, Z) slice; (X, Y) slice

and outlet edges of the domain. These misleading alterations are a consequence of the reduction in available data near the boundaries. Indeed, the black polygon indicates the limit of the common domain seen by all the 12 cameras. Outside, the lack of measurement alters the reconstructed solution. Inside the common polygon, the 3D reconstruction is consistent.

The same flow has also been recorded using the non-coplanar “shifted180” configuration of cameras shown in Fig. 9. Results are very close to the ones obtained with the coplanar ones as could be expected from the simulation study. Differences are not significant and are most likely due to variations of SNR in the recorded images.

The density amplitudes obtained in the mean field reconstruction are compared to profiles acquired with thermocouples in Fig. 22. We sample the hot air plume every 2 mm with a type K thermocouple using a timeout interval of 60 s in order to reduce the impact of the heat gun temperature fluctuations. Neglecting pressure variations, the density can be derived from the temperature measurement using the ideal gas relation. Whereas the agreement is fairly

good, the comparison between both profiles shows a slight underestimation of the BOS result for the profile nearest to the base of the jet ($Y = 230$ mm). Such an underestimation of high gradients is classical with quadratic regularization (it has been also observed in Fig. 7 in the simulation study), and it could be mitigated by using a tighter mask.

6.3 Rotating flows

In order to significantly increase the complexity of flow topology, different heat sources have been fixed on a rotating arm with a very slow rotation speed. Tests have been conducted for both a butane torch and an ember. Results are presented, respectively, in Figs. 23 and 24. In the first case, the turbulent plume describes a helicoidal path and disappears quickly due to the high diffusion induced by the rotation. The reconstructed density reveals a temperature field at less than 373 K, illustrating the high sensitivity of the proposed 3DBOS method which appears well adapted to such convective flows with very weak density gradients.

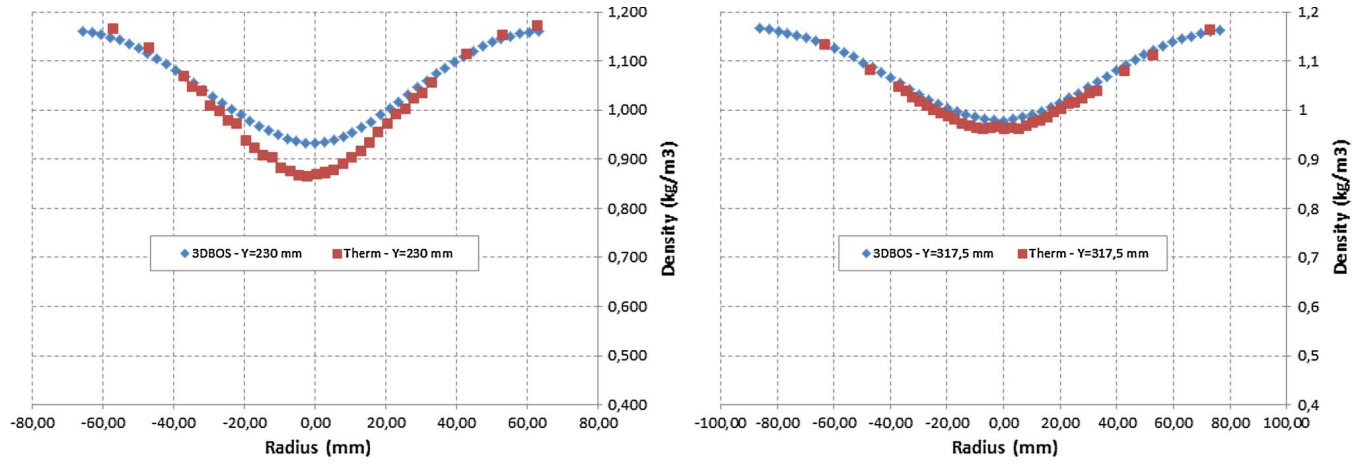


Fig. 22 Comparison between thermocouple measurements and density field reconstructed by 3DBOS for two Y positions from the inlet plan of the hot jet

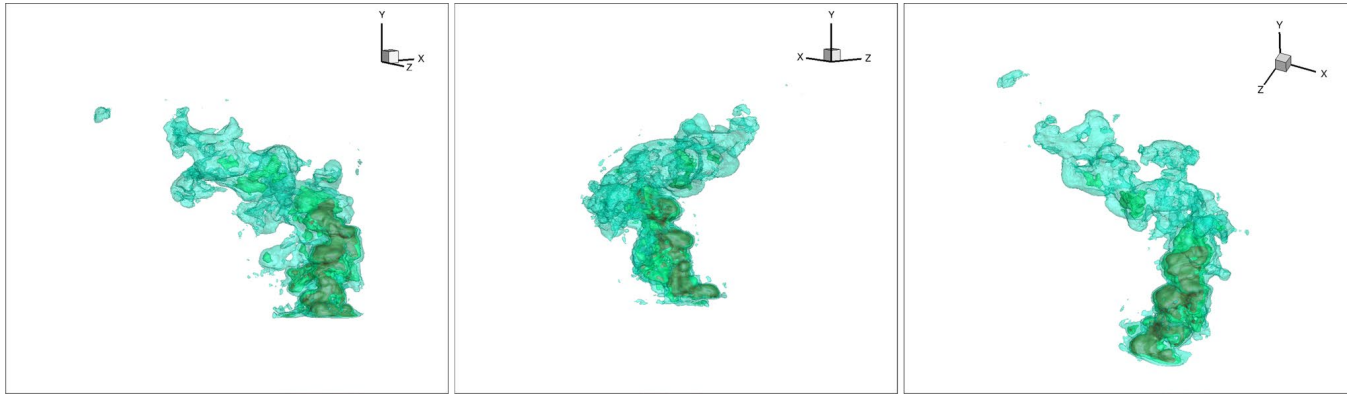


Fig. 23 Reconstruction of an ember helicoidal plume using the "coplanar180" configuration. Regularization parameter $\lambda = 1 \times 10^{-4}$ is chosen according to the L-curve strategy. The reconstructed vol-

ume is represented from three different viewpoints using 3 iso-density surfaces 1.155, 1.165, 1.175, respectively, drawn in red, green and blue

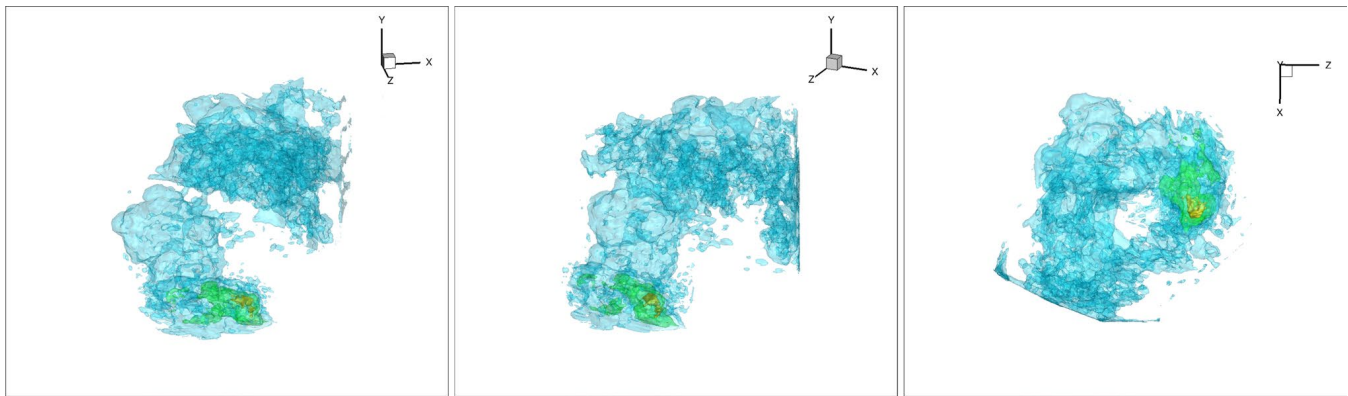


Fig. 24 Reconstruction of a gaz burner helicoidal plume for a "coplanar180" configuration. Regularization parameter $\lambda = 1 \times 10^{-4}$ is chosen according to the L-curve strategy. The reconstructed vol-

ume is represented from three different viewpoints using 3 iso-density surfaces 0.97, 1.07, 1.17, respectively, drawn in red, green and blue

In the second case, the inlet flow is larger and more intense. The helicoidal path is also very well reconstructed with larger density gradients: the central hole in the flow structure is apparent, showing again the good sensitivity of the method. Some artifacts associated with the boundary of the common field of views of the cameras appear on the side of the reconstructed domain. Let us emphasize that this example is of very large dimensions, with close to 130 megavoxels reconstructed by casting more than 500 millions of rays every iteration. This huge number of rays explains the longer computational time needed on this particular test case.

7 Conclusion

In this paper, we have presented a new reconstruction method to determine the 3D instantaneous density fields from several BOS images taken simultaneously. This method relies on a regularized framework for the estimation of 3D density volume directly from a limited number of deviation fields. This approach allows to account for prior information on the quantity of interest: the density volume. To solve the resulting huge optimization problem, a CG algorithm implemented on GPU hardware was proposed. This approach is efficient, with volumes of more than 130 megavoxels reconstructed from more than 100 million deviations in a few hours. We believe that further optimization of the software will allow us to reach volumes of one gigavoxel in the near future.

We have realized a bench dedicated to the study of three-dimensional instantaneous flows by 3DBOS, including the case of noncoplanar configurations of cameras. 3D reconstructions of convection flows characterized by weak density gradients and by a transitional or turbulent behavior have been presented. Not only the topology of the flow was correctly captured, but, for very slow flows, consistent estimations of the temperature field at the origin of density variations were obtained.

We intend to conduct further studies about sensitivity and accuracy of 3DBOS for various configurations of the cameras with these software and experimental resources. Another research direction concerns the extension of our approach to flows with high density gradients, so as to eventually address the compressible domain. Preliminary results using an approximated Total Variation regularization to enhance the density discontinuities in the reconstruction were presented in Todoroff et al. (2012, 2014). Going further will require to let aside the paraxial approximation and tackle the nonlinear inversion problem. Finally, ongoing work focuses on the deployment the proposed 3DBOS method in different ONERA wind tunnels, together with other optical measurement techniques such as PIV.

References

- Alhaj O, Seume JR (2010) Optical investigation of profile losses in a linear turbine cascade. In: ASME turbo expo 2010: power for land, sea, and air. American Society of Mechanical Engineers, pp 1503–1513
- Atcheson B, Ihrke I, Heidrich W, Tevs A, Bradley D, Magnor M, Seidel HP (2008) Time-resolved 3d capture of non-stationary gas flows. In: ACM Transactions on graphics (Proceedings of SIGGRAPH Asia) 27(5):132
- Bauknecht A, Ewers B, Wolf C, Leopold F, Yin J, Raffel M (2015) Three-dimensional reconstruction of helicopter blade tip vortices using a multi-camera BOS system. *Exp Fluids* 56(1):1–13
- Bichal A, Thurow B (2014) On the application of background oriented schlieren for wavefront sensing. *Measur Sci Technol* 25(1):015,001
- Cabaleiro Aea (2013) Single camera time-resolved 3d tomographic reconstruction of a pulsed gas jet. *J Vis*
- Champagnat F, Plyer A, Le Besnerais G, Davoust S, Le Sant Y (2011) Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization. *Exp Fluids* 50:1169–1182
- Christian Wolf C, Gardner AD, Ewers B, Raffel M (2014) Starting process of a pulsed jet as seen by schlieren measurements. *AIAA J* 1–6
- Dalziel SB, Hughes GO, Sutherland BR (2000) Whole-field density measurements by synthetic schlieren. *Exp Fluids* 28(4):322–335
- Gac N, Vabre A, Mohammad-Djafari A, Rabanal A, Buyens F, et al. (2010) Gpu implementation of a 3d bayesian ct algorithm and its application on real foam reconstruction. In: The 1st CT meeting proceedings, pp 151–155
- Goldhahn E, Seume J (2007) The background oriented schlieren technique: sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field. *Exp Fluids* 43(2–3):241–249
- Gross D, Heil U, Schulze R, Schoemer E, Schwanecke U (2009) Gpu-based volume reconstruction from very few arbitrarily aligned X-ray images. *J Sci Comput* 31(6):4204–4221
- Hansen PC (1992) Analysis of discrete ill-posed problems by means of the L-curve. *SIAM Rev* 34(4):561–580
- Idier J (2010) Bayesian approach to Inverse problems, vol 35. Wiley, New York
- Ihrke I (2007) Reconstruction and rendering of time-varying natural phenomena. Ph.D. thesis, Max-Planck-Institut für Informatik
- Ihrke I, Magnor M (2004) Image-based tomographic reconstruction of flames. In: Boulic DPR (ed) Eurographics/ACM SIGGRAPH symposium on computer animation
- Kak AC, Slaney M (2001) Principles of computerized tomographic imaging. Society for Industrial and Applied Mathematics
- Kindler K, Goldhahn E, Leopold F, Raffel M (2007) Recent developments in background-oriented schlieren methods for rotor blade tip vortex measurements. *Exp Fluids* 43:233–240 (Cite par Sourguen 2012 comme un article BOS axisym par Abel)
- Le Sant Y, Todoroff V, Bernard-Brunel A, Le Besnerais G, Micheli F, Donjat D (2014) Multi-camera calibration for 3dbos. In: Application of laser techniques to fluid mechanics. Lisbon
- Leopold F, Ota M, Klatt D, Maeno K (2013) Reconstruction of the unsteady supersonic flow around a spike using the colored background oriented schlieren technique. *J Flow Control Measur Vis* 1(2):69–76
- Meier G (2002) Computerized background-oriented schlieren. *Exp Fluids* 33(1):181–187
- Ota M, Hamada K, Kato H, Maeno K (2011) Computed-tomographic density measurement of supersonic flow field by colored-grid background oriented schlieren (CGBOS) technique. *Meas Sci Technol* 22:104–111
- Ota M, Hamada K, Maeno K (2010) Quantitative 3d density measurement of supersonic flow by colored grid background oriented

- schleiren (CGBOS) technique. In: 27th international congress aeronautical sciences (ICAS2010)
- Pan Y, Whitaker R, Cheryauka A, Ferguson D (2010) Regularized 3d iterative reconstruction on a mobile c-arm CT. In: Proceedings of the first CT meeting, Salt Lake City
- Plyer A, Le Besnerais G, Champagnat F (2014) Massively parallel Lucas Kanade optical flow for real-time video processing applications. *J Real-Time Image Process* 1–18
- Raffel M (2015) Background-oriented schlieren (BOS) techniques. *Exp Fluids* 56(3):1–17
- Raffel M, Richard H, Yu Y, Meier G (2000) Background oriented stereoscopic schlieren (BOSS) for full scale helicopter vortex characterization. In: 9th international symposium on flow visualization. Heriot-Watt University, Edinburgh
- Schröder A, Over B, Geisler R, Bulit A, Schwane R, Kompenhans J (2009) Measurements of density fields in micro nozzle plumes in vacuum by using an enhanced tomographic background oriented schlieren (BOS) technique. In: 9th international symposium on measurement technology and intelligent instruments. Saint-Petersburg
- Sourgen F, Haertig J, Rey C (2004) Comparison between background oriented schlieren measurements (BOS) and numerical simulations. In: 24th AIAA aerodynamic measurement technology and ground testing conference, Portland OR, USA, paper AIAA, vol 2602
- Sourgen F, Leopold F, Klatt D (2012) Reconstruction of the density field using the colored background oriented schlieren technique (CBOS). *Opt Lasers Eng* 50:29–38
- Tikhonov A, Arsenin V (1977) Solutions of ill-posed problems. Winston
- Todoroff V, Le Besnerais G, Donjat D, Micheli FAP, Champagnat F (2014) Reconstruction of instantaneous 3d flow density fields by a new direct regularized 3dbos method. In: 17th international symposium on application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon
- Todoroff V, Plyer A, Le Besnerais G, Champagnat F, Donjat D, Micheli F, Millan P (2012) 3D reconstruction of the density field of a jet using synthetic BOS images. In: 15th international symposium on flow visualization, Minsk
- Venkatakrishnan L (2005) Density measurements in an axisymmetric underexpanded jet by background-oriented schlieren technique. *AIAA J* 43(7):1574–1579
- Venkatakrishnan L, Meier G (2004) Density measurements using the background oriented schlieren technique. *Exp Fluids* 37(2):237–247
- Venkatakrishnan L, Suriyanarayanan P (2009) Density field of supersonic separated flow past an afterbody nozzle using tomographic reconstruction of bos data. *Exp Fluids* 47:463–473
- Vuillot F, Lupoglazoff N, Rahier G (2008) Double stream nozzles flow and noise computations and comparisons to experiments. In: 46th AIAA aerospace sciences meeting and exhibit
- Wright S, Necedal J (1999) *Numer Opt*, vol 2. Springer, New York
- Zeb MF, Ota M, Maeno K (2011) Quantitative measurement of heat flow in natural heat convection using color-stripe background oriented schlieren (CSBOS) method. *J JSEM* 11(Special Issue), s141–s146
- Zhang B, Wu Z, Zhao M (2015) Deflection tomographic reconstructions of a three-dimensional flame structure and temperature distribution of premixed combustion. *Appl Opt* 54(6):1341–1349

2.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit un code de reconstruction BOS 3D avec une approche directe. Il repose sur la minimisation d'un critère aux moindres carrés régularisé. Pour la régularisation quadratique que nous avons adoptée, le paramètre de régularisation peut être sélectionné de manière automatique à partir de la L-curve. Nous avons validé notre code sur des données synthétiques et montré que pour l'étude d'un jet, le placement optimal des caméras est la répartition circulaire.

Nous avons montré l'importance de ne prendre en compte que les rayons qui ont traversé l'écoulement de part en part (les rayons dits « valides »). De plus, le choix des conditions aux limites a également une grande importance sur la qualité de la reconstruction.

La technique BOS 3D a ensuite été mise en œuvre en laboratoire sur le banc géode. Des écoulements instantanés de convection, à la topologie complexe, ont été reconstruits démontrant le fonctionnement de la méthode. L'élimination des rayons non valides améliore fortement la qualité des reconstructions, notamment sur les bords du volume. L'élimination de ces rayons impacte cependant la forme du volume commun aux 12 caméras. En effet, celui-ci présente désormais un renforcement au niveau des faces de sorties et d'entrée du jet. La conséquence directe est que les conditions de bords libres du volume cubique ne s'appliquent pas directement sur la zone affectée par les données et la région en question n'est pas contrainte par la reconstruction. Nous n'avons pas apporté de réponses à cette question au cours de ces travaux mais c'est un point qui pourrait être considéré dans le futur pour améliorer la qualité des reconstructions.

Une première comparaison avec des mesures thermocouples semble indiquer une sous-estimation des niveaux de masse volumique reconstruits par BOS 3D. Avant de pouvoir envisager un déploiement de la technique en soufflerie, nous revenons dans le chapitre suivant sur les hypothèses utilisées dans notre modèle BOS afin d'expliquer et si possible, corriger les écarts observés.

Chapitre 3

Construction d'un nouveau modèle BOS

Sommaire

3.1	Introduction	62
3.2	Choix du point de référence pour le calcul des déviations	62
3.3	Modèle BOS 2.0 reliant le déplacement au champ de masse volumique	63
3.3.1	Contexte	63
3.3.2	Expression de la déviation et du déplacement du rayon lumineux	64
3.3.3	Justification du choix du point milieu pour les écoulements axisymétrique	65
3.3.4	Modèle BOS 2.0	66
3.4	Implémentation numérique des problèmes de BOS 1.0 et de BOS 2.0	66
3.4.1	BOS 1.0	66
3.4.2	BOS 2.0	67
3.5	Application	68
3.6	Conclusion	70

3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons démontré le fonctionnement de notre algorithme de reconstruction en laboratoire. Les premières comparaisons que nous avons faites montrent une sous-estimation des niveau de masse volumiques reconstruits par BOS 3D.

De manière classique, en BOS, lorsqu'on souhaite reconstruire le champ de masse volumique, le problème inverse à résoudre est formulé en fonction des cartes de déviations. Toutefois, les grandeurs directement observables sont les champs de déplacements et non les cartes de déviations. Pour faire le lien entre ces deux grandeurs, il est nécessaire de faire certaines hypothèses comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1. Dalziel et al. [2000], Ihrke [2007] se placent dans des conditions de champ lointain tandis que Atcheson et al. [2008], Van Hinsberg and Rösgen [2014], Nicolas et al. [2016] exploitent des connaissances a priori de la géométrie de l'écoulement. Dans ce chapitre, nous revenons sur le calcul des champs de déviation à partir des champs de déplacements. En particulier, nous remettons en cause l'hypothèse qui est classiquement utilisée en BOS et que nous avons utilisée jusqu'à présent concernant le choix du point de référence pour déterminer la direction des rayons lumineux. Nous montrons que le choix du point milieu est justifié pour les écoulements axisymétriques. Enfin, nous reformulons ici le problème BOS de manière linéaire afin de relier explicitement le déplacement au champ de masse volumique et de s'affranchir du choix arbitraire d'un point de référence.

3.2 Choix du point de référence pour le calcul des déviations

Sur la Fig. 3.1, nous reprenons le schéma classique de la technique BOS. A noter que pour simplifier le discours, nous adoptons ici un point de vue inverse, également proposé par Ihrke [2007], Atcheson et al. [2008]. Nous suivons donc le rayon lumineux depuis la caméra jusqu'au mouchetis. Cette représentation n'affecte pas la modélisation du phénomène puisque comme nous l'avons vu dans la section 1.2, le trajet suivi par la lumière ne dépend pas de son sens de parcours.

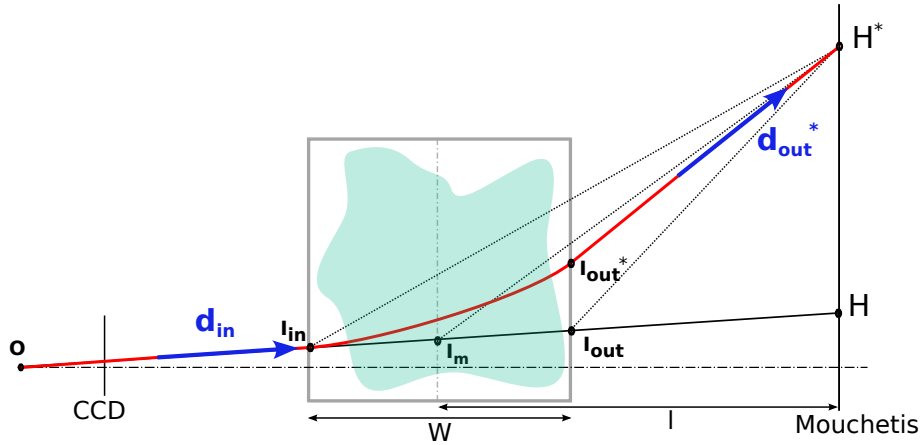


FIGURE 3.1 – Modèle BOS.

Un rayon qui sort de la caméra avec la direction $\mathbf{d}_{in}$ rentre dans le volume d'indice optique en I_{in} , est dévié par les inhomogénéités de masse volumique et sort du volume en I_{out}^* avec la direction $\mathbf{d}_{out}^*$ avant d'atteindre le mouchetis en H^* . La déviation lumineuse est donc la différence des vecteurs directeurs des rayons d'entrée et de sortie $\boldsymbol{\epsilon}^* = \mathbf{d}_{out}^* - \mathbf{d}_{in}$ (Fig. 3.1).

Le prolongement du rayon depuis la caméra jusqu'au mouchetis conduit au point H , à partir duquel la lumière semble provenir en présence de l'écoulement. Pour l'image de référence, sans écoulement, la lumière provient effectivement de H^* . Les techniques de corrélation d'images sont utili-

sées pour calculer le déplacement entre l'image de référence et l'image perturbée. Pour simplifier le discours nous parlerons par la suite de points et de déplacements localisés sur mouchetis. Cela n'implique pas d'approximation supplémentaire ni de perte de généralité puisque le lien entre le plan de mise au point au niveau du mouchetis et le plan image est bijectif. Dans un cas idéal, ce lien n'est qu'une homothétie dont les paramètres sont déduits de la calibration du montage (Le Sant et al. [2014]).

Les mesures images donnent accès à la position des points I_{in} , H et H^* ainsi qu'à la direction du vecteur directeur d_{in} . Par contre, ni d_{out}^* ni ϵ^* ne sont observés. La direction du vecteur d_{out}^* dépend de la position du point de sortie I_{out}^* qui est inconnue. Afin d'estimer le champ de masse volumique à partir des déviations, toutes les techniques BOS linéaires s'affranchissent de ce problème en faisant l'approximation que la déviation est localisée en un point particulier de l'intersection du rayon non perturbé OH et du volume de mesure.

Dès lors, on peut se poser la question du choix correct de ce point. Violaine Todoroff (Todoroff [2013]) a constaté pour son cas d'étude que le choix de ce point de référence a relativement peu d'influence. Dalziel et al. [2000] et Atcheson et al. [2008] choisissent I_m , le point milieu qui semble justifié pour les écoulements axisymétriques. Dans le chapitre précédent, nous avons calculé nos cartes de déviations à partir du point I_{in} , ce qui a tendance à sous-estimer les déviations si on se réfère à la Fig. 3.1. Et toujours d'après la Fig. 3.1, cette sous-estimation sera d'autant plus importante en champ proche, c'est-à-dire quand la taille W de l'écoulement d'étude est grande par rapport à la distance moyenne du fond m . Pour ces situations, Van Hinsberg and Rösigen [2014] proposent d'utiliser un facteur correctif basé sur la géométrie de l'écoulement. Cependant, dans le cas général, la déviation réelle est déterminée par la position du point I_{out}^* qui dépend elle-même de la distribution d'indice optique au sein du volume. Une correction reposant uniquement sur la géométrie de l'écoulement ne peut donc pas prédire correctement la déviation lumineuse.

Nous proposons dans la suite une nouvelle formulation linéaire nommée BOS 2.0, qui relie directement le déplacement à la masse volumique. Elle repose sur la propagation, sous approximation paraxiale, de la déviation lumineuse mais aussi du déplacement du point de sortie I_{out} . La description et la mise en œuvre de ce modèle nous permettent de :

- Montrer l'importance du choix du point de référence pour estimer correctement les niveaux de masse volumique.
- Montrer que le choix du point milieu est justifié sous l'approximation paraxiale pour les écoulements axisymétriques.
- Mettre en place de manière plus rigoureuse un modèle exprimant directement le déplacement au champ de masse volumique.

3.3 Modèle BOS 2.0 reliant le déplacement au champ de masse volumique

3.3.1 Contexte

Dans le domaine du rendu graphique, Stam and Languénou [1996] ont étudié la propagation des rayons lumineux en terme de déplacement. Dans la communauté BOS, la plupart des études exploitent la déviation des rayons lumineux à l'exception de Ihrke [2007], Ji et al. [2013] qui utilisent une formulation non linéaire du problème BOS 3D en considérant des rayons courbes. Comme décrit dans Ihrke [2007], cette approche non linéaire nécessite un processus itératif où, à chaque étape, la trajectoire courbe des rayons lumineux à travers le volume d'indice est re-calculée. Puis, le nouveau système linéaire qui est construit permet de calculer une nouvelle estimation du volume d'indice et le processus se répète ainsi. Au contraire, l'approche que nous développons ici repose sur l'approximation paraxiale et exprime un modèle linéaire dont l'inversion ne nécessite qu'une seule étape.

3.3.2 Expression de la déviation et du déplacement du rayon lumineux

Nous définissons la trajectoire d'un rayon lumineux par la fonction $\mathbf{x}(s)$ de $\mathbb{R}$ dans $\mathbb{R}^3$, où s représente l'abscisse curviligne. Nous notons également $\mathbf{d} \triangleq d\mathbf{x}/ds$ tel que $\|\mathbf{d}\| = 1$. Comme nous l'avons mentionné, il est plus aisé d'adopter un point de vue caméra et de propager le rayon lumineux dans le sens inverse du processus d'imagerie. Un rayon lumineux se propage donc depuis la caméra à travers le volume d'indice optique variable. Nous désignons par s_{in} l'abscisse curviligne du point I_{in} par lequel le rayon issu de la caméra pénètre dans le volume. La déviation ϵ^* qui a lieu entre s_{in} et une position arbitraire s sur la trajectoire du rayon s'écrit :

$$\epsilon^*(s) = \mathbf{d}(s) - \mathbf{d}(s_{in}) = \mathbf{d}(s) - \mathbf{d}_{in} \quad (3.1)$$

La trajectoire de la lumière dans un milieu d'indice optique non homogène est dictée par l'équation fondamentale de l'optique géométrique déjà présentée dans le Chapitre 1 et appelée ici :

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d}{ds} \mathbf{x}(s) \right) = \nabla n \quad (3.2)$$

Elle peut ensuite être intégrée comme suit :

$$\mathbf{d}(s) = \frac{1}{n(\mathbf{x}(s))} \int_{s_{in}}^s \nabla n(\mathbf{x}(r)) dr + \frac{n_{ext}}{n(\mathbf{x}(s))} \mathbf{d}_{in} \quad (3.3)$$

La notation n_{ext} fait référence à l'indice optique extérieur à l'écoulement. L'équation de Gladstone-Dale, également déjà présentée dans le Chapitre 1, relie l'indice optique et la masse volumique :

$$n = 1 + G\rho \quad (3.4)$$

où G est la constante de Gladstone-Dale caractéristique du fluide. Pour les études aérodynamiques, avec de l'air, l'ordre de grandeur de G est de 10^{-4} , alors que la gamme de variation de ρ excède rarement 10 kg.m^{-3} même pour des ondes de choc. Dans ce cas, selon l'Eq. 3.4, la variation relative d'indice optique reste inférieure à 10^{-3} et nous pouvons faire l'approximation suivante pour l'Eq. 3.3 :

$$\mathbf{d}(s) \approx \frac{1}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^s \nabla n(\mathbf{x}(r)) dr + \mathbf{d}_{in} \quad (3.5)$$

En intégrant l'équation précédente nous aboutissons au déplacement :

$$\mathbf{x}(s) - \mathbf{x}(s_{in}) \approx \frac{1}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^s dt \int_{s_{in}}^t \nabla n(\mathbf{x}(r)) dr + (s - s_{in}) \mathbf{d}_{in} \quad (3.6)$$

Finalement, avec le théorème de Fubini :

$$\mathbf{x}(s) - \mathbf{x}(s_{in}) \approx \frac{1}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^s (s - r) \nabla n(\mathbf{x}(r)) dr + (s - s_{in}) \mathbf{d}_{in} \quad (3.7)$$

Nous introduisons maintenant l'approximation paraxiale. Nous remplaçons dans l'Eq. 3.5 et l'Eq. 3.6, $\mathbf{x}(s)$ par $\mathbf{x}_0(s)$ où l'indice 0 fait référence au rayon paraxial :

$$\mathbf{x}_0(s) = \mathbf{x}(s_{in}) + (s - s_{in}) \mathbf{d}_{in} \quad (3.8)$$

A partir de l'Eq. 3.1 et l'Eq. 3.5 nous exprimons :

$$\epsilon^*(s_{out}) \approx \frac{1}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} \nabla n(\mathbf{x}_0(s)) ds \quad (3.9)$$

A partir de la déviation lumineuse, il est possible d'exprimer le déplacement du rayon Δ^* défini comme la différence entre le point de sortie du volume et celui relatif au rayon paraxial :

$$\Delta^* \stackrel{\Delta}{=} \mathbf{x}(s_{out}) - (\mathbf{x}(s_{in}) + (s_{out} - s_{in})\mathbf{d}_{in}) \quad (3.10)$$

En combinant cette définition et l'Eq. 3.7, on obtient :

$$\Delta^* \approx \frac{1}{n_{in}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} (s_{out} - t) \nabla n(\mathbf{x}_0(t)) dt \quad (3.11)$$

qui rappelle l'Eq. 7 dans Stam and Languénou [1996].

Grâce à l'approximation paraxiale, on a donc une relation linéaire vis-à-vis de l'indice optique n entre le rayon qui entre et celui qui sort. Par la relation de Gladstone-Dale (Eq. 3.4) cette relation est également linéaire vis-à-vis de ρ . A partir de l'Eq. 3.9 nous en déduisons l'équation classique de la BOS pour la déviation Atcheson et al. [2008] :

$$\epsilon^* \approx \epsilon(\rho) = \frac{G}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} \nabla \rho(\mathbf{x}_0(s)) ds \quad (3.12)$$

Et à partir de l'Eq. 3.11, nous obtenons un modèle direct reliant la masse volumique au déplacement :

$$\Delta^* \approx \Delta(\rho) = \frac{G}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} (s_{out} - t) \nabla \rho(\mathbf{x}_0(t)) dt \quad (3.13)$$

où la dépendance de ϵ et Δ par rapport ρ est indiquée de manière explicite.

3.3.3 Justification du choix du point milieu pour les écoulements axisymétrique

La méthode de reconstruction BOS 3D classique repose sur l'Eq. 3.12 et cherche à minimiser :

$$\|\epsilon_m - \epsilon(\rho)\|^2 \quad (3.14)$$

Les mesures de déviations ϵ_m sont obtenues en faisant diverses hypothèses sur le point d'intersection entre les rayons d'entrée et de sortie. Nous montrons ci-dessous que, sous l'approximation paraxiale et dans le cas d'un écoulement axisymétrique, les deux rayons se coupent au point milieu I_m . Une telle approximation est rigoureusement démontrée dans la suite dans le cas d'un écoulement axisymétrique. Dans ce cas, le rayon paraxial croise un cercle et la fonction $\nabla \rho(\mathbf{x}_0(s))$ devient symétrique entre s_{in} et s_{out} . A partir de l'Eq. 3.13 et en utilisant la symétrie, on obtient :

$$\begin{cases} \Delta = \frac{G}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} (s_{out} - r) \nabla \rho(\mathbf{x}_0(r)) dr \\ \Delta = \frac{G}{n_{ext}} \int_{s_{in}}^{s_{out}} (r - s_{in}) \nabla \rho(\mathbf{x}_0(r)) dr \end{cases} \quad (3.15)$$

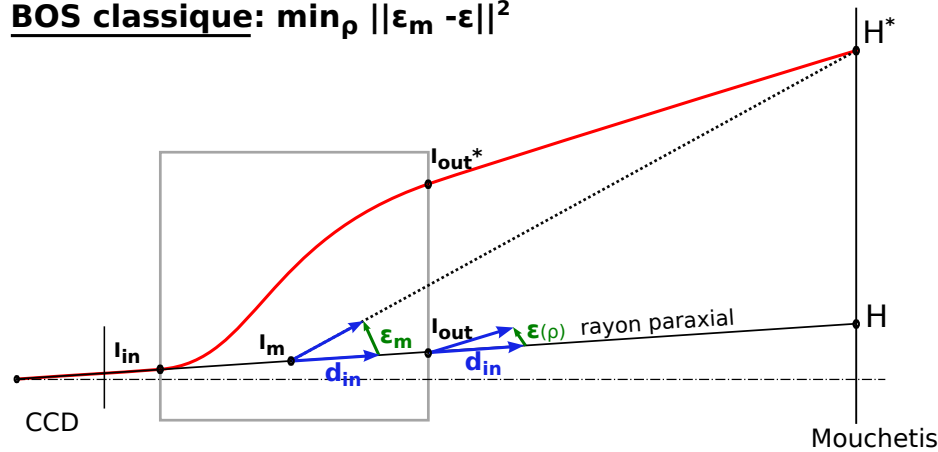
La somme des deux équations précédentes s'identifie avec $\epsilon(s_{out} - s_{in})$ en utilisant l'Eq. 3.12, et nous obtenons :

$$2\Delta = (s_{out} - s_{in})\epsilon. \quad (3.16)$$

Cette égalité signifie que le rayon paraxial et le rayon dévié s'intersectent au point milieu entre I_{in} et I_{out}^* . Dans le cas général, l'axisymétrie n'est pas vérifiée et l'hypothèse précédente peut conduire à un biais dans la reconstruction, en particulier lorsque la taille W de l'objet de phase, n'est pas négligeable vis-à-vis de la distance au fond m .

3.3.4 Modèle BOS 2.0

BOS classique: $\min_{\rho} ||\epsilon_m - \epsilon||^2$



BOS 2.0: $\min_{\rho} ||\mathbf{H}\mathbf{H}^* - \mathbf{H}\bar{\mathbf{H}}_{(\rho)}||^2$

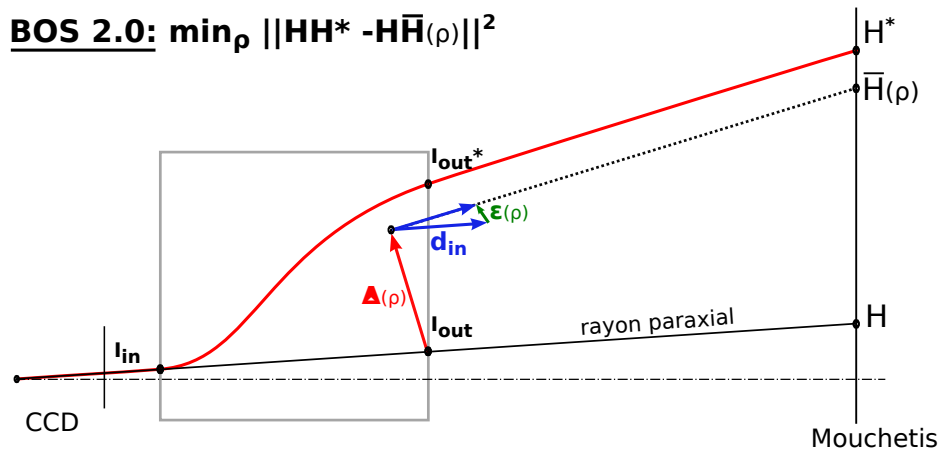


FIGURE 3.2 – Schéma du modèle BOS classique (en haut) et du modèle BOS 2.0 (en bas).

Nous construisons maintenant un nouveau modèle BOS comme illustré sur partie inférieure de la Fig. 3.2. A partir du modèle direct proposé (Eq. 3.13), nous pouvons prédire le déplacement du rayon lumineux $\Delta(\mathbf{p})$ qui a lieu au sein du volume d'étude. En projetant le point $\mathbf{I}_{out} + \Delta(\mathbf{p})$ sur le fond suivant la direction $\mathbf{d}_{in} + \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{p})$, le déplacement final $\text{HH}(\mathbf{p})$ est obtenu. Ensuite, une nouvelle méthode BOS 2.0 peut être définie en recherchant la valeur de $\mathbf{p}$ qui minimise :

$$||\mathbf{H}\mathbf{H}^* - \mathbf{H}\bar{\mathbf{H}}(\boldsymbol{\rho})||^2 \quad (3.17)$$

Remarquons que cette méthode ne nécessite pas de connaissance a priori sur la topologie de l'écoulement et ne dépend pas non plus d'un modèle géométrique du volume d'étude contrairement à la formulation classique de la technique BOS (Dalziel et al. [2000], Atcheson et al. [2008]) ou à ses améliorations (Van Hinsberg and Rösgen [2014], Nicolas et al. [2016]).

3.4 Implémentation numérique des problèmes de BOS 1.0 et de BOS 2.0

3.4.1 BOS 1.0

Pour mettre en évidence les différences entre le modèle BOS classique (BOS 1.0) et notre nouveau modèle (BOS 2.0) nous reprenons ici une description succincte du modèle classique.

Le champ de masse volumique ρ est défini sur un volume $\mathcal{V}$ et discrétisé sur une base de voxels, par exemple une base constante par morceaux. Le vecteur des coefficients de ρ sur cette représentation discrète est noté $\mathbf{\rho}$. Sur le plan caméra, la discrétisation pixel définit un ensemble fini de vecteurs directeurs $\mathbf{d}_{in}$, qui sont associés à des déviations mesurées (voir la figure du haut de 3.2). Le modèle direct discrétisé de la BOS s'écrit alors :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{A}\mathbf{\rho} = \begin{pmatrix} \mathbf{T}_1 \mathbf{D}_x \\ \mathbf{T}_1 \mathbf{D}_y \\ \mathbf{T}_1 \mathbf{D}_z \end{pmatrix} \mathbf{\rho} \quad (3.18)$$

Pour chaque direction de l'espace $w \in \{x, y, z\}$, les gradients de masse volumique sont calculés en utilisant un opérateur de différences finies $\mathbf{D}_w$. Nous utilisons un schéma aux différences centrées du second ordre et par rapport aux conditions aux limites, une masse volumique de référence ρ_{ext} est imposée à l'extérieur de $\mathcal{V}$. $\mathbf{T}_1$ est un opérateur de tomographie qui réalise une intégration numérique de l'Eq. 3.12 en sommant les gradients de masse volumique le long des rayons paraxiaux discrets (le pas de discrétisation typiquement utilisé est de 1/10 de voxel).

3.4.2 BOS 2.0

Pour la discrétisation du problème en BOS 2.0, les vecteurs directeurs $\mathbf{d}_{in}$ sont reliés à un ensemble de déplacements mesurés δ sur le plan du mouchetis. Le problème direct s'écrit :

$$\boldsymbol{\delta} = \mathbf{B}\mathbf{\rho} = \mathbf{P} \begin{pmatrix} \mathbf{T}_1 & \mathbf{T}_1 & \mathbf{T}_1 \\ \mathbf{T}_2 & \mathbf{T}_2 & \mathbf{T}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{D}_x \\ \mathbf{D}_y \\ \mathbf{D}_z \end{pmatrix} \mathbf{\rho} \quad (3.19)$$

La partie centrale de la matrice d'observation $\mathbf{B}$ fait référence à l'intégration tomographique des gradients de masse volumique, qui donne accès à la déviation (ligne du haut) et au déplacement (ligne du bas). $\mathbf{T}_2$ calcule l'intégration numérique de l'Eq. 3.13. L'opérateur le plus à gauche $\mathbf{P}$ traduit l'approximation linéaire de la projection du point $I_{in} + \Delta(\rho)$ (voir Fig. 3.2) sur le mouchetis.

Résultant de la combinaison d'intégrations tomographiques et d'opérateurs de gradients, les deux matrices $\mathbf{A}$ et $\mathbf{B}$ sont mal conditionnées. Une stratégie de régularisation est alors nécessaire : dans le Chapitre 2 une simple régularisation quadratique est proposée pour la BOS classique :

$$\mathcal{J}(\rho) = \|\mathbf{A}\mathbf{\rho} - \boldsymbol{\varepsilon}\|^2 + \lambda \|\bar{\mathbf{D}}\mathbf{\rho}\|^2 \quad (3.20)$$

où le critère des moindres carrés est pénalisé par la norme L_2 des gradients spatiaux de densité $\bar{\mathbf{D}}$ qui est un opérateur de différences finies centré amont. L'équilibre entre les deux termes est ajusté par le paramètre de régularisation $\lambda > 0$. La minimisation du critère (3.20) est réalisée via un algorithme itératif de gradient conjugué. La même approche est utilisée pour le critère associé à la BOS 2.0 :

$$\mathcal{J}_{2.0}(\rho) = \|\mathbf{B}\mathbf{\rho} - \boldsymbol{\delta}\|^2 + \mu \|\bar{\mathbf{D}}\mathbf{\rho}\|^2 \quad (3.21)$$

Le bon comportement d'un tel critère quadratique permet de réduire les effets de bruit mais il peut aussi conduire à un lissage trop prononcé des éventuelles discontinuités de masse volumique présentes dans l'écoulement. D'autres régularisations plus sophistiquées pourraient être utilisées ici leur évaluation sort du cadre de notre étude.

3.5 Application

Nous comparons maintenant les deux approches BOS sur un cas 2D représentatif d'un écoulement que l'on peut rencontrer en mécanique des fluides. Le champ de masse volumique de référence utilisé est extrait du calcul LES d'un jet supersonique, aimablement fourni par G. Daviller du Cerfacs. Le jet issu d'une buse convergent avec un rapport de pression $NPR=2.3$. Nous choisissons une coupe transverse d'un champ instantané de dimensions 50×50 cm au niveau d'une cellule de choc. Le champ est discrétisé sur une grille régulière de 100×100 voxels 2D. Le champ de masse volumique correspondant est visible sur la Fig. 3.4a. Il présente une grande diversité de gradients de densité et d'échelles turbulentes. 12 caméras virtuelles sont positionnées autour de ce champ de masse volumique sur un demi-anneau, à une distance de $m = 1.5$ m du centre de l'écoulement. Les caméras font face à un fond virtuel situé à une distance $m + l = 2$ m. Chaque caméra est composée de 100 pixels et modélisée comme un sténopé.

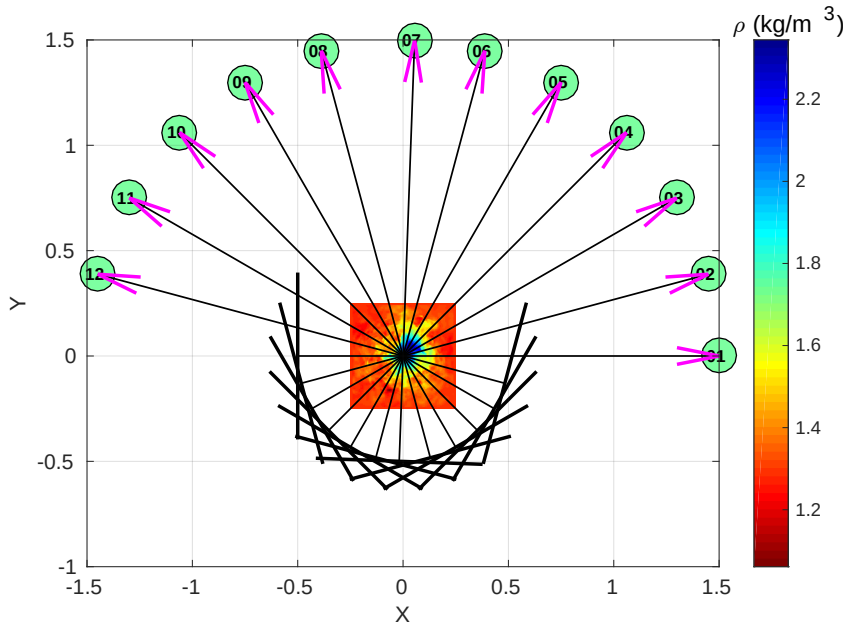


FIGURE 3.3 – Positionnement du montage BOS 3D autour du volume étudié.

Les véritables champs de déplacements associés à chaque caméra sont générés à partir d'un lancer de rayon qui repose sur une intégration Runge-Kutta du 4^{ème} ordre. Les déviations lumineuses associées à la reconstruction BOS classique sont générées à partir des champs de déplacements en utilisant l'hypothèse du point d'entrée, point milieu ou bien du point de sortie. Nous n'avons pas ajouté de bruit sur les données ici car nous souhaitons plus valider le modèle direct que la méthode d'inversion.

L'approximation paraxiale a été vérifiée en comparant la trajectoire des rayons paraxiaux à celle obtenue par l'intégration Runge-Kutta. Le écarts relatifs des déviations calculées suivant le rayon paraxial et le rayon courbe sont ici inférieurs à 0.01%. Par conséquent, une approche non-linéaire comme celle décrite par [Ihrke \[2007\]](#) n'apporterait pas de gain supplémentaire ici.

Sur la Fig. 3.5 nous présentons le champ de masse volumique de référence, issu du calcul LES (3.4a), le résultat BOS 2.0 (3.4b) et la reconstruction obtenue en BOS classique (3.4c, 3.4d, 3.4e). Des coupes horizontale et verticale sont par ailleurs visibles sur la Fig. 3.6.

La forme de l'écoulement est correctement capturée aussi bien en BOS 1.0 qu'en BOS 2.0. Naturellement les petites échelles de la turbulence sont ici lissées à cause du nombre limité de données.

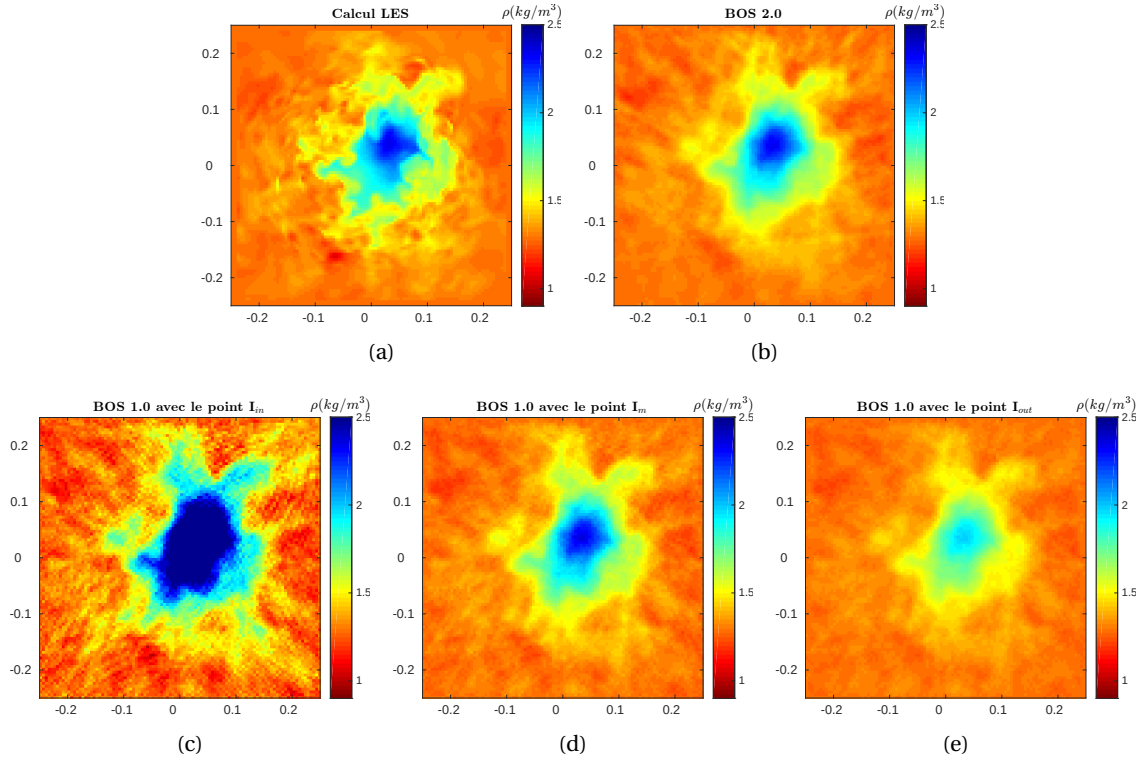


FIGURE 3.4

FIGURE 3.5 – Calcul LES (a) et champs reconstruits par méthode BOS 2.0 (b) et BOS 1.0(c,d,e).

Néanmoins, l'allure de la cellule de choc reste bien définie. La BOS 2.0 estime correctement le champ de masse volumique à partir des champs de déplacements. En comparant les deux méthodes, il apparaît que la BOS 1.0 surestime de manière significative les niveaux de masse volumique avec le choix du point I_{in} . L'algorithme de reconstruction a également des difficultés à converger et le champ reste relativement bruité. Au contraire, la reconstruction réalisée à partir de I_{out} sous-estime les niveaux de masse volumique. Enfin, le choix du point milieu I_m se montre quant à lui tout à fait approprié pour cet écoulement. En effet, la reconstruction en BOS classique (BOS 1.0), donne un résultat tout à fait similaire au cas BOS 2.0 et estime correctement le champ de masse volumique.

Ce résultat met en évidence la sensibilité de la méthode BOS 1.0 au choix d'un point de référence qui localise la déviation. Notre nouveau modèle de BOS 2.0 permet de reconstruire correctement le champ de masse volumique en s'affranchissant de cette hypothèse. Sur ce cas d'étude, il semble néanmoins que le choix du point milieu (I_m) pour l'estimation des déviations en BOS 1.0 soit tout à fait satisfaisant.

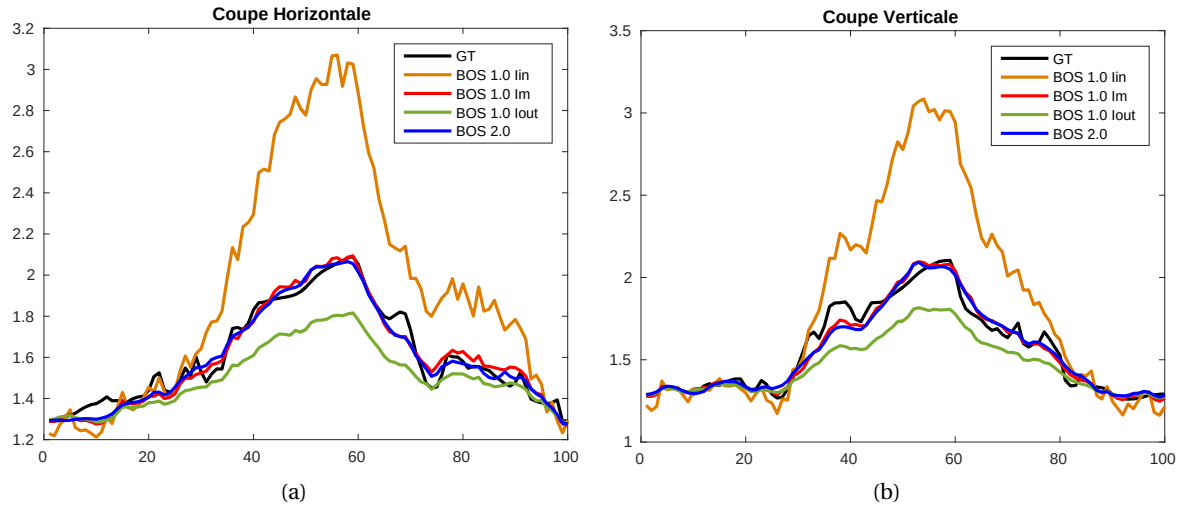


FIGURE 3.6 – Coupe a) horizontale et b) verticale des champs de masse volumique reconstruits comparées au volume de référence (GT).

3.6 Conclusion

Nous avons introduit dans ce chapitre une nouvelle formulation du problème BOS à partir d'un modèle de propagation des rayons lumineux à travers un milieu d'indice inhomogène qui tient compte non seulement de la déviation mais aussi du déplacement. La formulation BOS 2.0 relie directement le champ de densité aux déplacements mesurés sur le mouchetis via un modèle linéaire. De plus, ce modèle évite le choix arbitraire qui est fait classiquement en BOS pour convertir les champs de déplacement en carte de déviation. L'algorithme de reconstruction de BOS 3D basé sur la minimisation d'un critère d'adéquation aux données a été réécrit en termes de déplacements mesurés. L'étude numérique réalisée dans ce chapitre montre une forte sensibilité de la reconstruction à l'hypothèse concernant la position d'intersection du rayon incident et du rayon sortant. L'approche BOS 2.0 permet de s'affranchir complètement d'une telle hypothèse. Néanmoins, les résultats préliminaires montrent une bonne robustesse de l'approximation du point milieu, que nous avons rigoureusement justifié pour le cas axisymétrique.

Une perspective de ces travaux serait d'analyser plus en détail la validité de l'approximation du point milieu sur des écoulements plus complexes, tridimensionnels, de manière à préciser un domaine d'emploi respectif de la BOS 1.0 et BOS 2.0.

Dans la suite du manuscrit, nous conservons l'algorithme BOS 1.0 en utilisant le point milieu pour le calcul des déviations.

Chapitre 4

Déploiement de la BOS en soufflerie et validation

Sommaire

4.1 Introduction	72
4.2 Article	72
4.3 Introduction	74
4.4 Related works	74
4.4.1 2D and 3D density measurement by BOS	74
4.4.2 Large field measurement of density gradients with BOS	74
4.4.3 Thermal measurements	75
4.5 Experimental set-up and measurement techniques	75
4.5.1 Experimental setup	75
4.5.2 3DBOS setup	76
4.5.3 Temperature measurements	77
4.5.4 Stereo particle image velocimetry setup	77
4.5.5 Coupled 3DBOS and SPIV acquisitions	77
4.6 3DBOS reconstruction process	78
4.6.1 Calibration	78
4.6.2 Computation of the deviation maps	78
4.6.3 Direct 3DBOS algorithm	79
4.7 Experimental results and discussion	79
4.7.1 Mean density field reconstruction and validation	79
4.7.2 3D Instantaneous density field measurement	80
4.7.3 3DBOS and SPIV coupled acquisition	80
4.8 Conclusion	82
4.9 Compléments	85
4.10 Conclusion	87

4.1 Introduction

Notre technique BOS 3D a démontré son potentiel en laboratoire sur le banc géode. Lors du développement d'un nouvel outil métrologique, il est essentiel de pouvoir qualifier la technique tant sur la fiabilité de ses mesures que dans ses conditions de mise en œuvre. Quelle est la qualité des mesures de masse volumique fournis par la BOS 3D ? Est-il possible de déployer 12 caméras en soufflerie ?

Pour répondre à ces différentes questions, nous avons mené une campagne d'essais dans la soufflerie de recherche F2 de l'ONERA. Cette soufflerie subsonique, située sur le centre du Fauga-Mauzac, possède une veine de $1.4 \text{ m} \times 1.8 \text{ m}$ de large avec de très bons accès optiques. Nous avons étudié un jet chaud co-courant avec l'écoulement de la veine, issu d'une conduite carénée en forme de profil d'aile simplifié. Dans ces conditions d'écoulement incompressible, nous avons comparé le champ de température déduit du champ de masse volumique mesuré par BOS 3D, à des mesures thermocouples. Enfin, des mesures PIV ont également été réalisées et en particulier, des mesures couplées avec la BOS 3D.

La mise en œuvre de ces essais et les résultats obtenus font l'objet de l'article ci-dessous.

4.2 Article

Reproduction de l'article soumis à *Measurement Sciences and Technology* le 21 décembre 2016.

Experimental study of a co-flowing jet in ONERA's F2 research wind tunnel by 3D Background Oriented Schlieren

F. Nicolas¹, D. Donjat¹, A. Plyer², F. Champagnat², G. Le Besnerais²,
F. Micheli¹, P. Cornic², Y. Le Sant³, J.M. Deluc⁴

¹ ONERA, DMAE, 2 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, FRANCE

² ONERA, DTIM, Chemin de la Hunière, 91123 Palaiseau, FRANCE

³ ONERA, DAFE, 92190 Meudon, FRANCE

⁴ ONERA, DSFM, 31410 Mauzac, FRANCE

E-mail: david.donjat@onera.fr

Abstract. This paper describes the first application of 3D density reconstruction from a limited number of Background Oriented Schlieren (BOS) images in a large research-type low speed wind tunnel. The tested flow is an *ad hoc* co-flowing hot jet generated at the wingtip of a simplified airfoil. Ray deviation maps captured by 12 synchronized cameras are combined to reconstruct the three dimensional density field of the jet, in the line of the direct 3D BOS technique described in [1]. A comparison with thermocouple sampling shows consistent results and highlights the efficiency of this new method for thermal measurement of a low speed convective flow. Finally, we underline the new possibilities for fluid dynamic characterization offered by combining stereo particle image velocimetry and 3D BOS measurements.

Keywords: Background Oriented Schlieren (BOS), tomography, wind tunnel, co-flowing jet, thermal measurement, Stereo Particule Image Velocimetry (SPIV)

1. Introduction

Schlieren-based density field visualization techniques have been widely used in wind tunnels in order to understand fluid mechanics phenomena such as compressible or thermally-driven flows. Traditionally, schlieren measurements have provided mainly qualitative information and therefore they have had somewhat limited use as validation data for fluid flow models or computational fluid dynamics codes. BOS is an emerging technique for quantitative measurement of density gradients, which even allows 3D density field reconstruction.

Here we describe the first application of a multi-camera BOS technique for instantaneous 3D density field estimation in a wind tunnel facility. More precisely, the system is deployed in the large research-type low speed wind tunnel F2, at ONERA's center of Fauga-Mauzac (France)[‡]. The good agreement between BOS based temperature and probe temperatures provides a validation of the method and confirms the potential of 3DBOS for thermal volumetric measurement. Moreover, we present combined 3DBOS and stereo particle image velocimetry (SPIV) measurements and underline the new possibilities offered by such joint measures for fluid dynamic characterization.

The experimental setup for 3DBOS and SPIV in the F2 wind tunnel is described in section 3. Section 4 presents the adaptation of the 3D tomographic reconstruction method of [1] in the context of the F2 facility. Experimental results on 3DBOS and PIV coupling are developed in section 5, while conclusions and perspectives of this work are gathered in section 6.

2. Related works

2.1. 2D and 3D density measurement by BOS

The BOS technique relies on the measurement of the deviation of light rays propagating within an inhomogeneous index media. The BOS optical system is remarkably simple, consisting of a camera and a textured background located on either side of the studied flow (see figure 1). The procedure consists in recording a couple of images of the background, firstly without any flow (i.e. reference frame) and then with the flow in between the camera and the background. Ray deviation is derived from apparent displacement of the background patterns computed using cross-correlation algorithms. The measured deviation is proportional to the integral of the density gradient along ray paths.

Since the first works in the early 2000s [3, 4], numerous studies have demonstrated the application potential of BOS: a recent review of BOS techniques can be found in [5].

[‡] Please note that some of these results previously appeared in a conference paper [2]

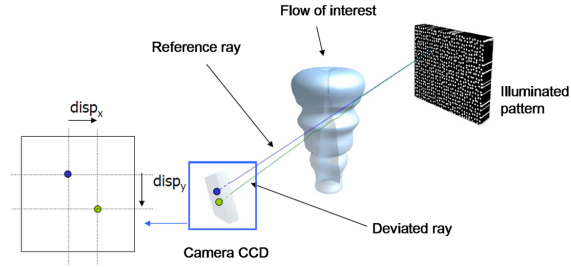


Figure 1. Sketch of a typical BOS setup (see text).

3D reconstruction of the density field can be achieved from a single BOS image for flows with particular geometry (e.g. axisymmetry), or from successive measurements repeated all around the flow in the steady case [6]. Recently, some authors [1, 7] have proposed 3DBOS reconstruction of instantaneous flows from a synchronized multi-camera BOS setting. However these techniques have been demonstrated in open-air lab experiments and, to our knowledge, there has been no deployment of such multi-camera BOS measurements within wind tunnel facilities.

2.2. Large field measurement of density gradients with BOS

Due to its very simple optical setup, the BOS technique is particularly suited to experimental facilities such as wind tunnels where it offers a very interesting way to characterize complex flows. Indeed, unlike schlieren, BOS technique does not require a sophisticated optical apparatus ensuring a parallel light beam. Therefore, its field of view is not limited by the size of expensive optics (lens or parabolic mirrors) and large phenomena can be imaged. In the following, we review some "out-of-the-lab" applications of BOS technique.

Recently, NASA investigated BOS in their ground test facilities. A first experiment [8] used Retro-Reflective Background-Oriented Schlieren (RBOS) to detect a rotor wing tip vortex in the National Full-Scale Aerodynamics Complex at NASA Ames Research Center. Then several tests were conducted in different facilities at NASA Langley Research Center [9], where the focus was put on evaluating and optimizing the sensitivity of the technique. Finally, in [10], BOS provided density profiles in the separated flow around a re-entry capsule in a subsonic wind tunnel.

The DLR have also applied the BOS technique in their own facilities. In [11], BOS measurements are performed in the high enthalpy shock tube in Göttingen and 2D measured displacements are shown to be in good agreement with CFD simulation results. In [12], 2D BOS is applied within an industrial wind tunnel to investigate the density gradients in the slipstream of a nine bladed propeller model. In [13], the DLR proposed a large scale and time-resolved visualization of a scale 1:1 engine jet flow with a 2D BOS system composed of four synchronized high-speed cameras and

pulsed LED illumination.

All previously reviewed approaches are restricted to 2D BOS. Tomographic evaluation of 3D density field requires several points of view around the flow. For this purpose, most authors conduct repeated acquisitions by a unique camera which is rotated around the jet, a process which is restricted to stationary or periodic flows. For example, Leopold et al. [6] reconstructed a supersonic flow around a spike at ISL with the color BOS technique.

A notable exception is the work of Bauknecht et al. [14], which uses 10 cameras to characterize the blade tip vortices of a helicopter. The authors proposed a three-dimensional reconstruction of the full-scale vortex trajectories under real flight conditions using only stereophotogrammetry. It should be mentioned that the multi-camera system of [14] aims at the 3D localization of the vortex rather than on reconstruction of the 3D density field within the vortex itself.

Closer to our context, Hartmann and Seume [15] used an 8-cameras BOS setup to recover the density field around the exhaust jet of a helicopter engine. Using a combination of FBP and ART reconstruction techniques, they are able to reduce tomographic artifacts related to the limited number of views and to relate local density gradients to some default of the compressor. As a result, their experimental study is focused on detection rather than on quantitative temperature or density field estimation.

2.3. Thermal measurements

For natural convective and low speed flows where a non-compressible approximation is suitable, thermal data can be derived from both density and pressure through the perfect gases relation. With the hypothesis of constant pressure (*i.e.* the density evolution is only driven by the temperature), one can use density reconstruction to deduce the thermal 3D field. This idea has been investigated as early as in 1989 by Blinkov et al. [16]: they use a multi-directional speckle photography combined with a tomographic reconstruction to analyze the temperature field of a candle plume. It provides also a way to validate density reconstruction by comparison of estimated temperature with thermal probe measurements. In [17] the temperature field of a heated jet was estimated from a 3D reconstruction based on quantitative rainbow schlieren measurements. They report less than 2% relative error between schlieren based temperature and thermal probe information. An investigation of a thermally stable stratified air by 2D BOS was proposed in [18]. Temperature sensor acquisitions were also performed to assess the accuracy of the technique on a static density gradient. In this paper, we also use comparison with thermal probe data to assess the accuracy of density estimation by 3DBOS. Moreover, we demonstrate the interest of the multi-camera BOS technique to measure instantaneous, unsteady 3D temperature fields without axisymmetric hypothesis.

3. Experimental setup and measurement techniques

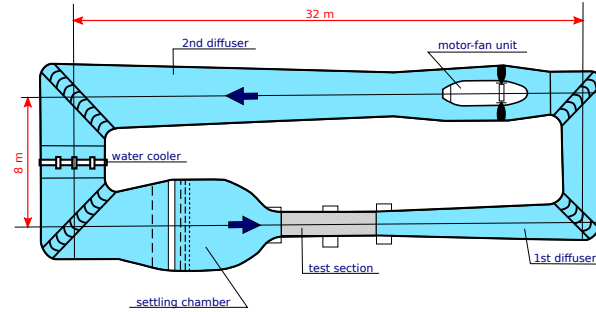


Figure 2. Sketch of the F2 wind-tunnel of ONERA, Fauga-Mauzac center.

3.1. Experimental setup

The F2 wind tunnel at the ONERA Fauga-Mauzac Center is schematically represented in figure 2. It is an atmospheric subsonic wind tunnel with a return circuit. The test section is 5 m long and has a rectangular cross section 1.4 m wide and 1.8 m high. The maximum velocity is 100 m.s^{-1} . The test section has interchangeable glass walls which provide very good access for optical diagnostics. A combination of screens honeycombs, acoustics dumper and a contraction ratio of 12, contribute to a turbulence level below 0.05%.

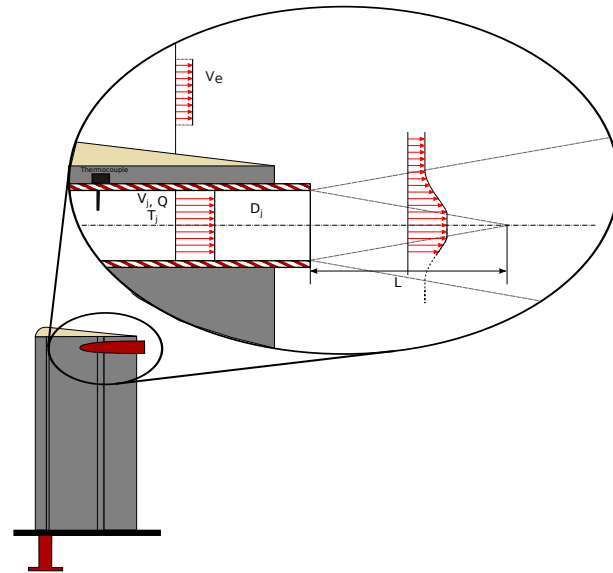


Figure 3. Sketch of the model used for jet interaction study.

The model under study, shown in figure 3, consists of a pipe of internal diameter $D = 54 \text{ mm}$, surrounded by a fairing and closed by a wingtip. The design of the fairing imposes a chord of 510 mm and a thickness of 90 mm. The pipe is fed with 60 bar air, warmed up by a PID-controlled 14 kW heater. The hot air exiting from

the pipe is fully developed. The jet mass flow rate is measured with a Venturi flowmeter located downwind the heater. The total temperature of the hot jet is controlled in the outlet of the pipe. A whole set of conditions has been investigated by varying the wind tunnel speed V (between 20 to 50 m.s^{-1}), the pipe mass flow rate Q (between 80 to 160 g.s^{-1}) and also the jet temperature T_{jet} (between 30°C to 140°C). This paper focuses on the reference operating conditions (80 g.s^{-1} for the mass flow rate, a jet temperature $T_{jet} = 100^\circ\text{C}$ and a wind tunnel speed $V = 20 \text{ m.s}^{-1}$) which correspond to a Reynolds number of 82,300 based on the pipe exit conditions.

3.2. 3DBOS system

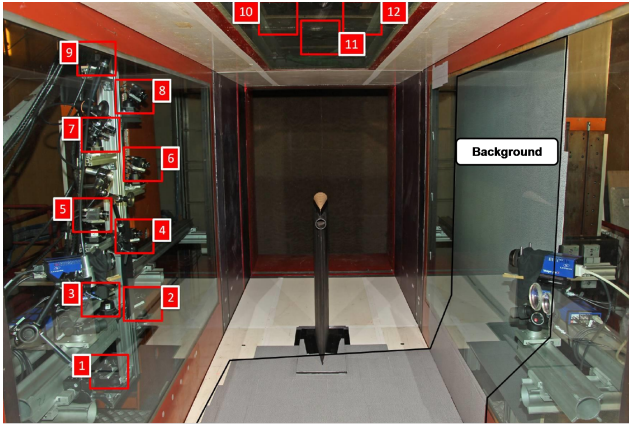


Figure 4. The optical measurement system mounted in the F2 wind tunnel: BOS cameras are labeled by red numbered boxes, background panels are outlined in gray, and stereoscopic PIV cameras appear in blue.

A general view of the optical measurement set-up within the wind-tunnel is presented in figure 4. For 3DBOS acquisitions, we use 12 JAI 5 Mpixel cameras equipped with a 23 mm focal length *Schneider* C-mount optics. The main characteristics of the cameras are summarized in Table 1. The cameras are positioned around the model on a nearly half-ring shape, a standard configuration for jet flows studies [7, 6], which has also been confirmed as optimal among several tested configurations in [1]. As shown on figure 4, 9 cameras are linked to a crossbar ladder mount on the left and the 3 others are mounted on the top of the test section. All the cameras are linked to a computer via a Gigabit *Linksis* SRW2016 hub Ethernet and synchronized with a TTL generator which can handle 24 independent signals. This layout allows for the visualization of a common parallelepipedic measured volume (MV) of about $200 \times 200 \times 370 \text{ mm}^3$, see figure 5. The reference coordinate system is fixed to the measurement volume and its origin is located in the center of the pipe outlet.

The background panels, covered with a semi-random distribution [1] of 1 mm diameter white dots, are located on the test section floor and an additional panel is located outside (see figure 4).

Sensor	CCD, 2/3"
Pixel resolution	2456 x 2058
Pixel size	3,45 μm x 3,45 μm
Max. acquisition rate	15 images/sec
Exposure time	64 μs to 2 sec
Dimension	55 mm x 55 mm x 55 mm
Weight	210 grams

Table 1. Camera JAI BM500 GE characteristics.

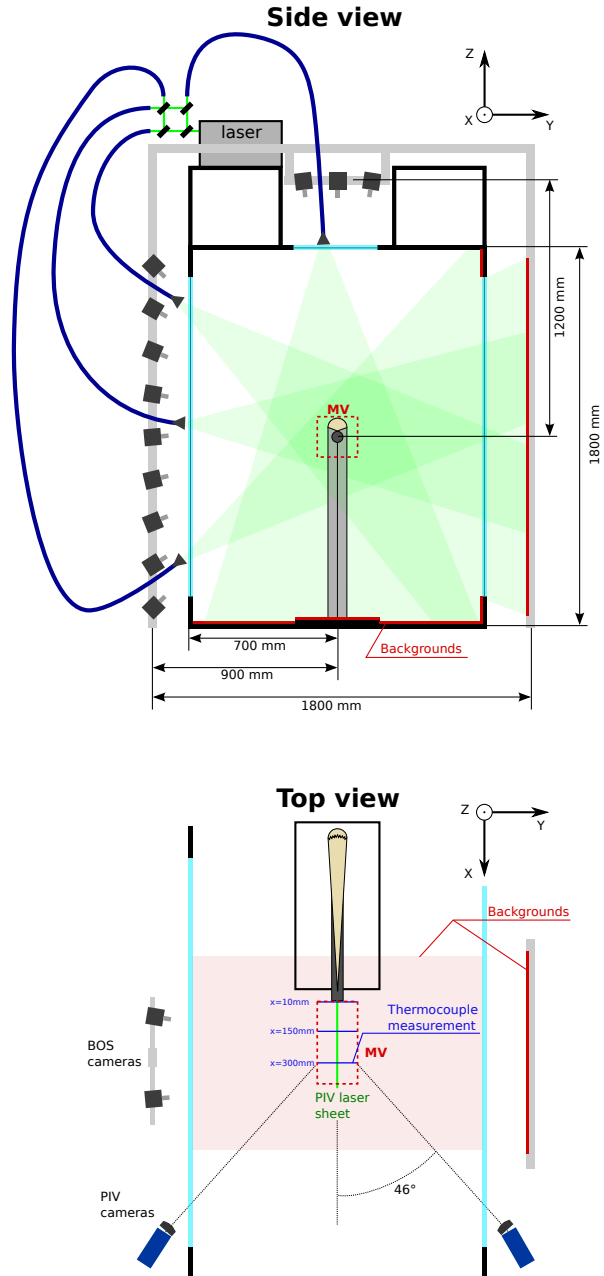


Figure 5. Experimental setup: implementation of the 3D BOS and SPIV measurement systems in F2 wind tunnel.

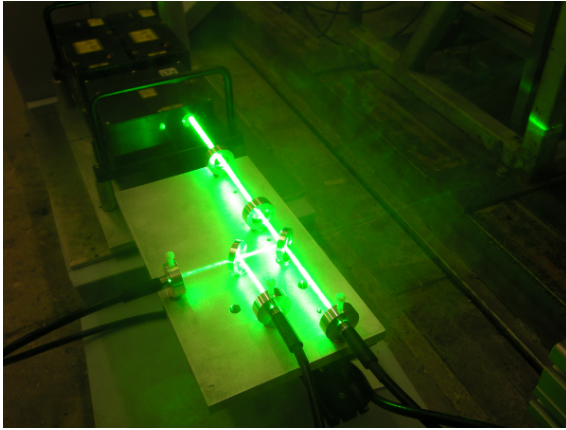


Figure 6. BOS laser division plate. Laser beam division example with 3 exiting beams.

To accurately capture instantaneous flow fields and prevent temporal smoothing of the flow structures a short camera exposure time is essential. Hence, a powerful light source is required for good uniform illumination of the 4 m^2 background panels. We use a Quantel Nd:YAG $2 \times 200 \text{ mJ}$ laser (*Big Sky Laser Twin BSL 200*) able to freeze the flow. Our system is made of an *ad hoc* division plate which separates the laser beam into 4 as illustrated in figure 6 and directs them into liquid light guides. Each beam is then spread out by an 18 mm lens and directed to the background thanks to a plane mirror. The liquid laser guide reduces speckle noise that could degrade images information content while still transmitting 80 % of the incident light. In order to get bright enough images, the cameras aperture is set to $f/2.8$. This choice reduces the depth of field and, as each camera is focused on the background panel facing it, the MV is outside the depth of field. The MV is then subject to a "geometric blur" (as defined in [19]) which can be modeled as a circle of confusion of diameter 4.1 mm. The cameras and the laser are synchronized by a 24 output *PulseBlaster* pulse generator and the 8 ns laser flash occurs during the $64 \mu\text{s}$ exposure time of the cameras. In practice however, the acquisition frequency is limited to 0.2 Hz due to the poor bandwidth of the hub.

3.3. Temperature measurements

Temperature is measured via a thermocouple sampling, shown on figure 7. The wing wake is explored over a distance of a half span behind exit plane of the jet, as shown on figure 5. A rake of 4 thermocouple probes follows a $100 \times 100 \text{ mm}^2$ mesh with a resolution of 5 mm along three different planes in $x = 10 \text{ mm}$, 150 mm and 300 mm. The acquisition frequency is 0.5 kHz and the timeout interval is 15 s. In each point, the temperature is averaged over 500 acquired samples. The system has been calibrated to a temperature error of $\pm 1^\circ\text{C}$.

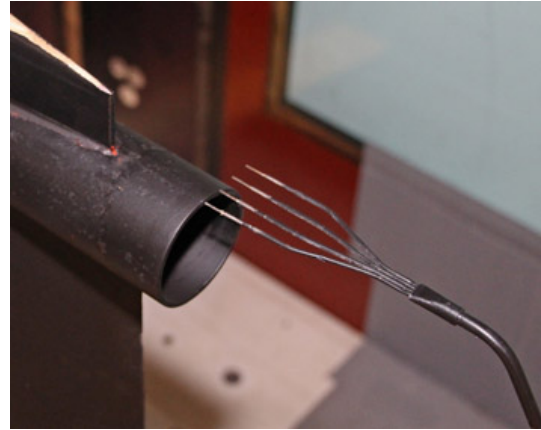


Figure 7. Thermocouple probe rake.

3.4. Stereo particle image velocimetry setup

In addition to BOS measurement, stereo particle image velocimetry (SPIV) data have been acquired in the longitudinal mid-plane as illustrated in figure 5. These measurements provide an additional representation of co-current jet and characterize the interaction between jet flow and surrounding cold air. Stereo-PIV has been used in order to get rid off any bias related to out-of-plane motion, as recommended in [20]. Images are recorded with 2 *Imagerpro X4M-G* 4 Mpxls cameras mounted with a motorized 50 mm *Nikon* lens and a motorized scheinpflug device. A $2 \times 400 \text{ mJ}$ Nd:YAG *Litron* laser was located on top of the wind tunnel and we used a set of mirrors and a sheet generator to create the vertical laser sheet, as depicted in figure 8. The time interval between PIV pulses is about $10 \mu\text{s}$. The external flow was seeded with olive oil particles created by a *Laskin Nozzle* whereas the pipe flow was seeded with $1 \mu\text{m}$ diameter DEHS particles.

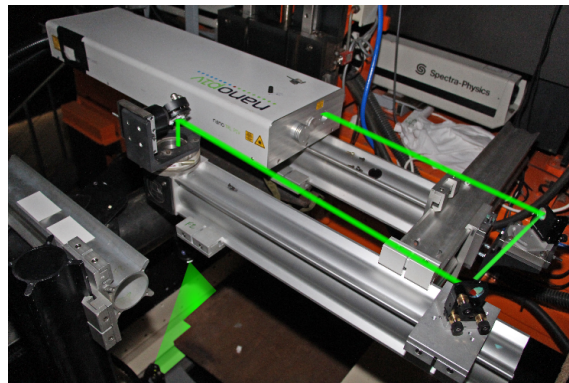


Figure 8. PIV laser sheet generation.

Whereas the image acquisition is realized with *Lavision Davis 7.2* software, the image processing is performed with the fast GPU-based PIV software FOLKI-SPIV developed by ONERA. FOLKI-SPIV relies on the Lucas-Kanade paradigm of iterative registration of local

interrogation windows [21, 22]. SPIV images are processed using 31×31 pixels interrogation windows, 10 iterations and 2 pyramid levels. FOLKI-SPIV provides a dense vector field, with one velocity vector per pixel, yet its spatial resolution is limited by the size of the interrogation window as in others PIV methods. The effective spatial resolution of PIV measurements is then of 6.2 mm.

3.5. Coupled 3DBOS and SPIV acquisitions

After using both techniques sequentially, 3DBOS and SPIV are combined to take quasi-simultaneous acquisitions. Simultaneous acquisitions of 2D BOS and PIV were used in [23] to describe wake flow downstream of a heated cylinder, but to our knowledge there has been no experimental study combining 3DBOS and SPIV yet.

The *PulseBlaster* pulse generator is used to synchronize both BOS and SPIV systems. However, to avoid the glare of the optical sensors, PIV recording starts just after the end of BOS acquisitions, leading to a delay between BOS and SPIV acquisitions of about $100 \mu\text{s}$. This delay induces a small spatial gap between both results. Besides, to avoid any damaging reflections from the PIV laser sheet on BOS cameras, only the 9 BOS cameras on the side were used.

4. 3DBOS reconstruction process

4.1. Calibration

Tomographic reconstruction requires an accurate geometrical calibration of the multi-camera system in order to ensure geometric consistency of the different views. This process consists in identifying all cameras internal parameters (focal lengths, principal points, distortion parameters) and all cameras poses (position and orientation) in the same coordinate frame.

Calibration developments specific to the 3DBOS have been discussed in [24]. The basic principle is to record images of a planar calibration body located in the common field of view of the cameras. With an half-ring configuration, it is in general not possible to ensure that the calibration body is visible for all cameras at once. Hence the 2D calibration plate is moved inside the MV and the calibration process exploits a chain of dependencies between views having a sufficient number of calibration features in common. This way, a global geometric calibration with respect to a unique reference coordinate frame can be found. Another issue stems from the fact that cameras are out of focus within the MV (because of their limited depth of field). However, it has been shown in [24] that, despite the blur affecting the image of the calibration pattern, an accurate calibration can still be obtained.

In the case of the F2 experiment, the calibration process used the exploitable images recorded by all

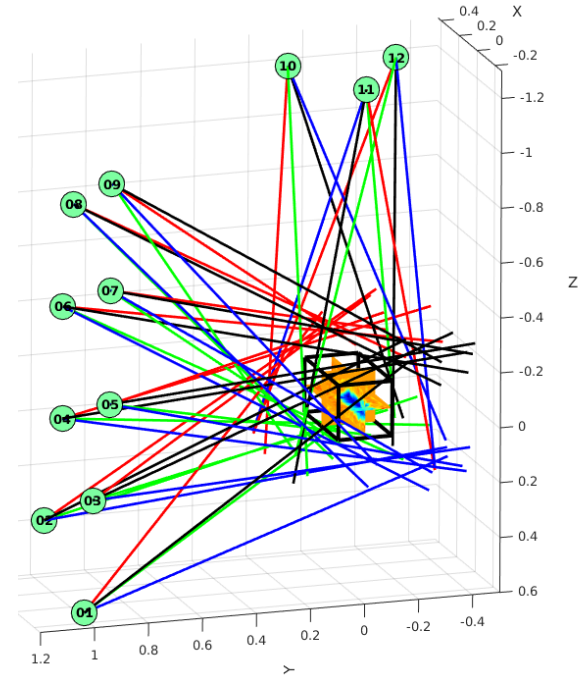


Figure 9. Calibration of 3DBOS for F2 experiment - Camera positions around reconstructed MV.

cameras for 70 different locations of the calibration target. Calibration parameters are then identified by a non-linear least-squares minimization of the reprojection errors computed for all visible features of the calibration body. At the end of the optimization, the mean reprojection error is 0.37 pixels with a standard deviation of 0.27 pixels. Figure 9 presents the estimated positions of the cameras around the MV. The calibration process also identifies the intrinsic parameters, in particular the distortion coefficients associated to a polynomial model of the optical aberrations. With this model, we generate distortion-corrected images, which satisfy a pinhole camera model with straight projection rays. It leads to a simplification of ray-tracing operations in the tomographic reconstruction.

4.2. Computation of the deviation maps

Displacements are measured between patterns of images acquired across the flow and patterns of reference images acquired without the flow by numerical cross-correlation methods. We use *FOLKI-SPIV*, the fast ONERA PIV software implemented on GPU (Graphic Processing Unit) [21] with 9×9 pixels interrogation windows. An example of a displacement field obtained from camera #6 is presented in figure 10.

Deviation maps are then computed from estimated displacements using the approximation that the deviation occurred at the mid-point of the investigated volume [7]. This approximation is illustrated in figure 11, adopting

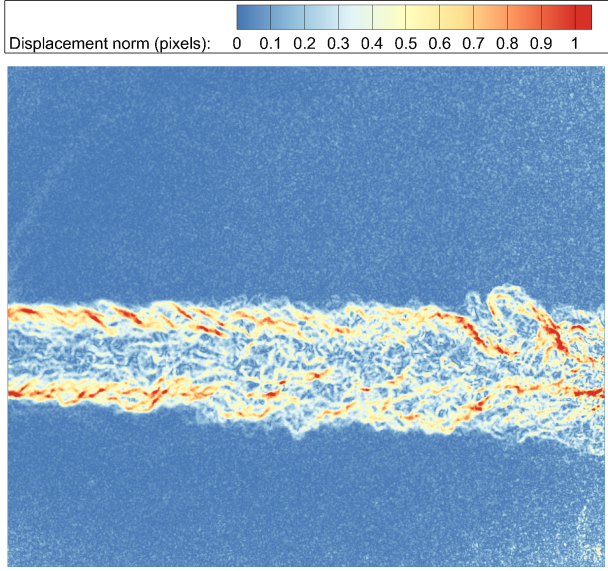


Figure 10. Displacement norm in pixels - Camera #6. Test conditions: $V = 20$ m/s, $Q = 80$ g/s, $T = 100^\circ\text{C}$.

a camera point of view, which means that one travels along rays from the camera toward the background, in the opposite direction with respect to the imaging process. The direction vector d_{in} of the unperturbed ray is given by the measured displacement and the camera calibration. Actually, the light comes from a point H^* of the background located on a deviated ray defined by the exit point I_{out}^* and direction d_{out}^* . These two quantities are not measurable. The real deviation $\varepsilon^* = d_{out}^* - d_{in}$ is then approximated using the undeflected light ray mid point I_m , by $\varepsilon = H^*I_m - d_{in}$. In the latter relation, all intermediate quantities are determined from the camera calibration.

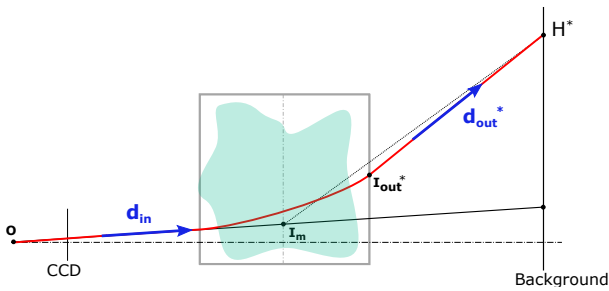


Figure 11. Mid-point approximation for deviations calculation (see text).

The sensitivity of the BOS technique depends on many factors: the dimensions of the experimental setup, the focal length and pixel size, etc. have empirically found that the setup deployed in F2 provides a sensitivity of $\pm 5^\circ\text{C}$.

4.3. Direct 3DBOS algorithm

The deviation maps are then combined into the 3D reconstruction of the density volume using the direct

tomographic method of [1] which is briefly recalled hereafter.

The integral relation between deviation and density can be written:

$$\varepsilon_u = \frac{G}{n_0} \int_{s \in \text{ray}} \frac{\partial \rho}{\partial u} ds, \quad (1)$$

where G is the Gladstone-Dale constant, n_0 the exterior optical index and $u = x, y, z$ the three directions of space. Assuming that the paraxial approximation applies, equation (1) can be cast as a linear system

$$\varepsilon = TD\rho = A\rho, \quad (2)$$

where the observation operator A combines the spatial derivative D of the density volume ρ and the tomographic operator T associated to the imaging process. As the observation operator A is non regular and ill-conditioned, regularization tools are required to define a unique and well-behaved solution. The density estimate is then defined as the minimizer of a compound criterion:

$$\mathcal{J}(\rho) = \|\varepsilon - A\rho\|^2 + \lambda \|\nabla \rho\|^2 \quad (3)$$

formed with the classical least-squares term and a smoothing Tikhonov-type term [25]. The balance between data and regularization terms is controlled by the regularization parameter λ . The regularization parameter is automatically chosen according to a classical L-curve approach [26], illustrated in figure 12. For both inlet and outlet boundaries, free boundary conditions are imposed to ensure the consistency of the reconstruction. Minimization of $\mathcal{J}$ in (3) uses a conjugate gradient method. Note that we use a user-defined 3D mask to limit the number of voxels which are updated in the optimization process, a key point to improve the efficiency of the calculation as demonstrated in [1, 7].

The algorithm is encoded on a GPU architecture to reduce the computing time and to allow reconstruction of large fields. In the following Sections, except stated otherwise, the reconstructed volume is a 116 Mcells ($740 \times 402 \times 390$) Cartesian mesh with individual cubic cells of width 0.5 mm. The effective spatial resolution of the reconstructed density field is actually limited by the geometrical blur affecting the MV and the size of the interrogation windows used for image displacement computation. In our setting, the former effect is dominant and leads to a spatial resolution of approximately 4.3mm.

5. Experimental results and discussion

5.1. Mean density field reconstruction and validation

We first comment the flow topology looking at the streamwise mean field velocity for the nominal case which is $V = 20$ m.s⁻¹, $Q = 80$ g.s⁻¹, $T_{jet} = 100^\circ\text{C}$. A total of 1000 PIV fields were averaged to obtain the mean field shown in figure 13. The classical evolution of a jet is recovered: the decrease of jet core is observed along the axis with the growth of mixing layers. The footprint of the

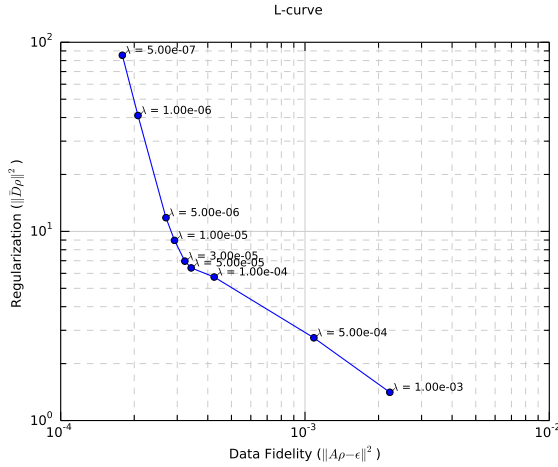


Figure 12. L-curve for tuning the regularization parameter λ . The optimal λ is set to 5.10^{-5} at the elbow of the L-curve.

airfoil wake is also revealed by the decrease in streamwise velocity in the region immediately above and below the jet exit.

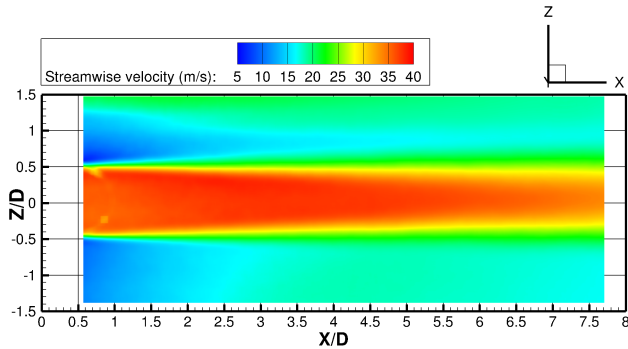


Figure 13. Streamwise mean velocity field - Case : $V = 20 \text{ m.s}^{-1}$, $Q = 80 \text{ g.s}^{-1}$, $T_{jet} = 100^\circ\text{C}$.

3DBOS results show comparable evolution of the mean density field along the jet. Due to the low speed of the BOS acquisition system limited to 0.2 Hz , only 50 images were recorded. These displacement fields were averaged and fed to the reconstruction algorithm to obtain the mean 3D density field. Longitudinal $Y = 0$ and $Z = 0$ slices are presented in figure 14. Note that the slices in figure 14 are given between $\frac{X}{D} = 1$ and $\frac{X}{D} = 8$. Indeed, as the MV is defined inside the intersection of the fields of view of all the cameras, the part of the jet close to the tube outlet is not reconstructed. The reconstructed density volume appears quite consistent with the topology of a hot jet driven by an ambient flow. The hot core is progressively affected by the ambient cold air thanks to the mixing occurring in the shear layer. The lack of smoothing in the downstream part of the jet clearly evidences the insufficient number of statistically independent data to reach convergence. Some asymmetry in the jet can be observed: the shear layer expansion appears

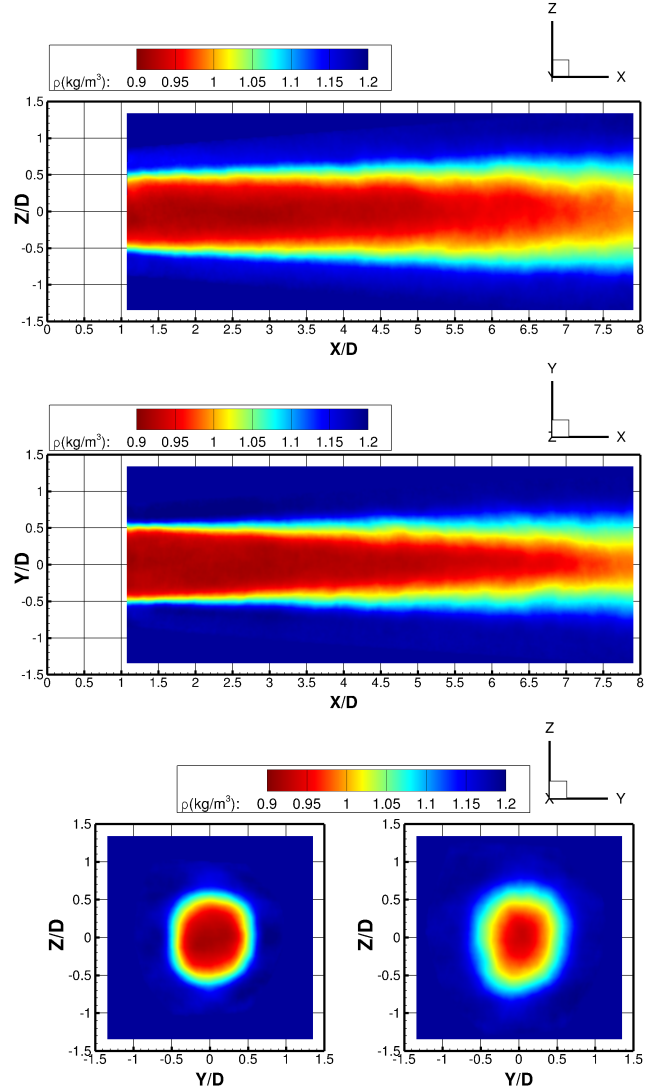


Figure 14. Longitudinal and transverse slices of the averaged 3D density field - Top : $Y = 0$ - Middle : $Z = 0$ - Bottom : $X = 150 \text{ mm}$ and $X = 300 \text{ mm}$ - Case : $V = 20 \text{ m.s}^{-1}$, $Q = 80 \text{ g.s}^{-1}$, $T_{jet} = 100^\circ\text{C}$.

more constrained in the horizontal direction ($Z = 0$ slice). This asymmetry can be due to airfoil wake influence or to nozzle flow conditions.

By neglecting the influence of pressure on density in this configuration, temperature maps can be extracted directly from the mean density field. These maps are then compared to the thermal probe sampling. As BOS measurement and temperature acquisitions have not been done on the same day, the ambient temperature is not the same. Hence we define a normalized temperature

$$T_n = \frac{T - T_{ext}}{T_{jet} - T_{ext}} \quad (4)$$

where T_{ext} is the wind tunnel flow temperature.

Normalized temperature profiles in the two longitudinal positions $\frac{X}{D} = 2.8$ and $\frac{X}{D} = 5.6$ are presented together with thermocouple measurements on figure 15. This com-

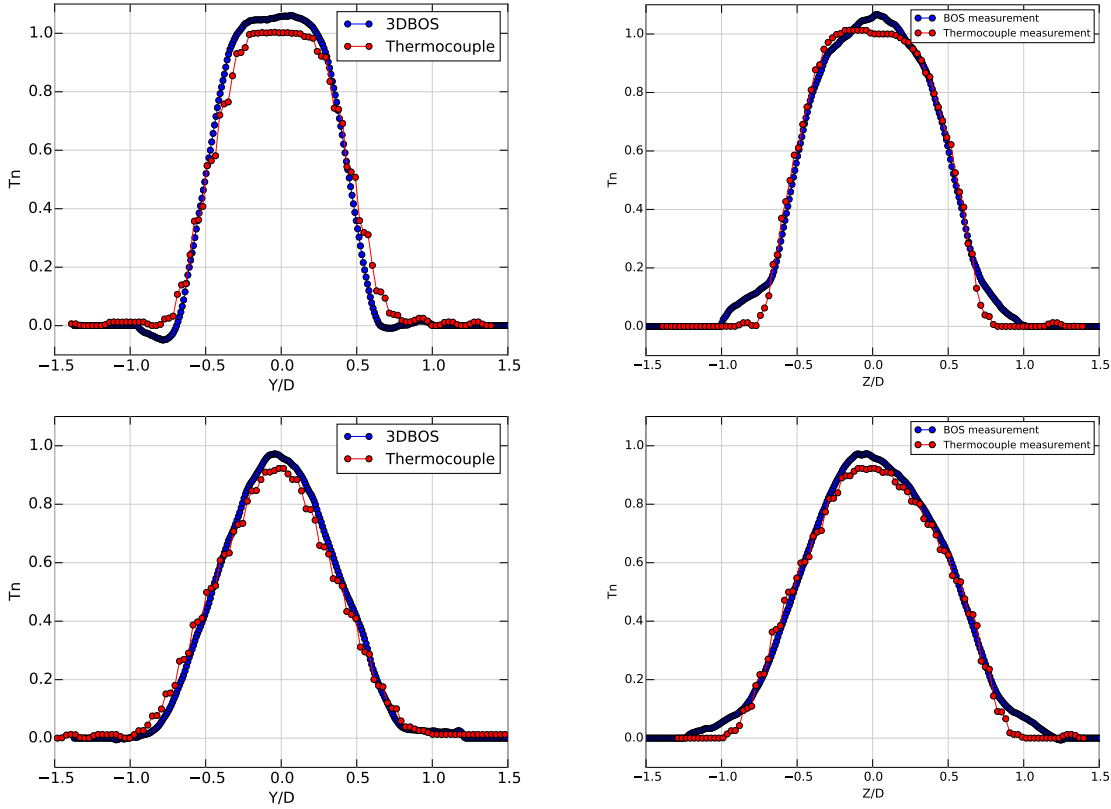


Figure 15. Temperature profiles from **3DBOS** and from **thermocouples**. Vertical and horizontal $\frac{X}{D} = 2.8$ ($X = 150$ mm) slices on the *left* and $\frac{X}{D} = 5.6$ ($X = 300$ mm) on the *right*.

parison shows a very good agreement between both techniques.

The profiles highlight both the evolution of the thermal core visible on the two first profiles with the temperature plateau, and the development of the mixing layer. Downstream part of the jet becomes asymmetric due to the wing tip's wake influence which can be seen on the last profile of figure 15.

Looking more closely at the curves, one can notice a small overprediction in temperature derived from BOS measurements about the jet core and some discrepancies near the shear layer, in a region close to the strongest gradients. These could be a consequence of the limited number of data which were averaged and on the quadratic regularization used for 3D reconstruction. However, these discrepancies are below the thermocouple measurement uncertainty. Altogether, one should emphasize that in the presented configuration, the full 3D temperature field of the jet can be obtained from 3D BOS with an accuracy comparable to thermocouple.

5.2. 3D Instantaneous density field measurement

After the mean field analysis, we now focus on one instantaneous snapshot. An instantaneous density field of the co-flowing jet is presented in figure 16 and the

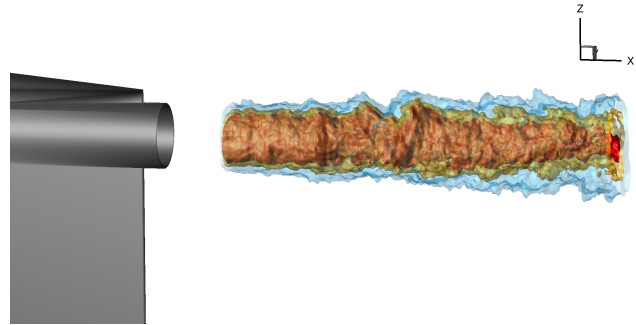


Figure 16. Optimal reconstruction of the co-flowing jet - Colored isodensity - Case : $V = 20 \text{ m.s}^{-1}$, $Q = 80 \text{ g.s}^{-1}$, $T_{jet} = 100^\circ\text{C}$.

corresponding longitudinal slices are shown on figure 17. The very good resolution achieved by the presented 3DBOS reconstruction allows us to clearly identify small scale transient structures and the development of the mixing layer driven by Kelvin-Helmholtz fluctuations. These structures are advected all along the layer following the mean velocity of the flow. The slow growth of the jet expansion is led by the increase of the momentum exchanges between the jet and the wind tunnel flow.

Furthermore, the computation of the density gradient magnitude in figure 18, highlights the nice winding of

Kelvin-Helmholtz instabilities. The growing rate of the mixing layer also appears more clearly in those representations. By examining the transverse slices of both density (figure 17) and density gradient (figure 18), one can also note the absence of tomographic artifacts (as those discussed in [15]) along the axes of the cameras. If some can be distinguish on density gradient map for the rays tangent to the highest gradients, their impact is quite limited thanks to the regularization.

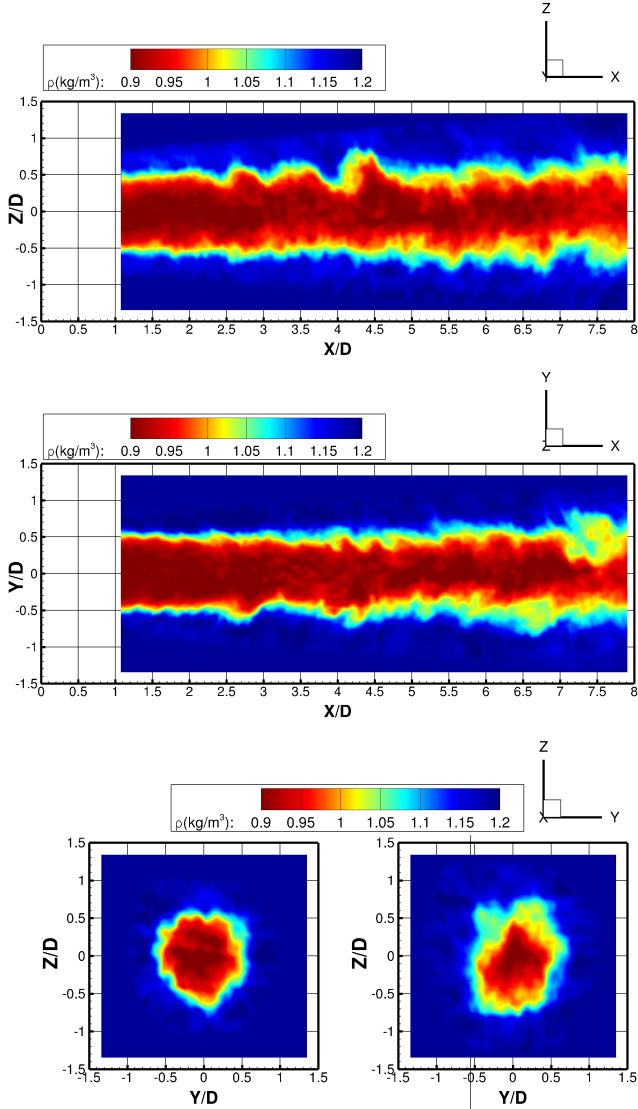


Figure 17. Longitudinal and transverse slices of the instantaneous 3D density field - Top : $Y = 0$ - Middle : $Z = 0$ - Bottom : $X = 150$ mm and $X = 300$ mm - Case : $V = 20 \text{ m.s}^{-1}$, $Q = 80 \text{ g.s}^{-1}$, $T_{jet} = 100^\circ\text{C}$.

5.3. 3DBOS and SPIV coupled acquisition

Finally, we combine 3DBOS and SPIV in order to yield a simultaneous view of both velocity and density field of the jet in figure 19. 3DBOS acquisition is conducted in a degraded mode with only 9 cameras. It slightly degrades

the quality of the reconstruction which is performed on a coarser 31 Mcells mesh with a 1 mm cell width. However, this degradation impacts mainly the horizontal direction (Y) where the problem is less constrained. In the vertical direction Z, which is also the plane investigated by PIV, the 3DBOS reconstruction remains satisfying.

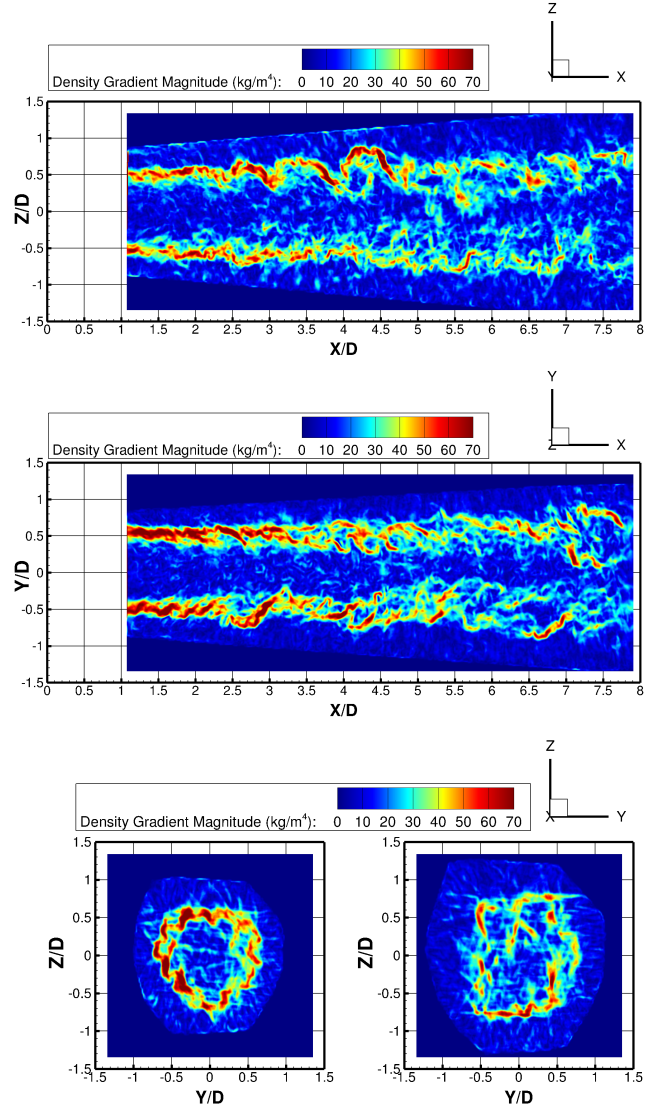


Figure 18. Longitudinal and transverse slices of the instantaneous 3D density gradient field - Top : $Y = 0$ - Middle : $Z = 0$ - Bottom : $X = 150$ mm and $X = 300$ mm - Case : $V = 20 \text{ m.s}^{-1}$, $Q = 80 \text{ g.s}^{-1}$, $T_{jet} = 100^\circ\text{C}$.

The figure 19 presents the 2D Q-criteria (Hunt et al. [27]) derived from the instantaneous stereo-PIV field superimposed on the density gradient magnitude (in gray scale) derived from the 3DBOS reconstruction in the same plane. This compound view shows that the strongest Q-criteria are localized in the mixing layer around Kelvin-Helmholtz windings. The injection of cold air from the wind tunnel environment inside the jet core creates high density gradient fronts in the BOS reconstruction

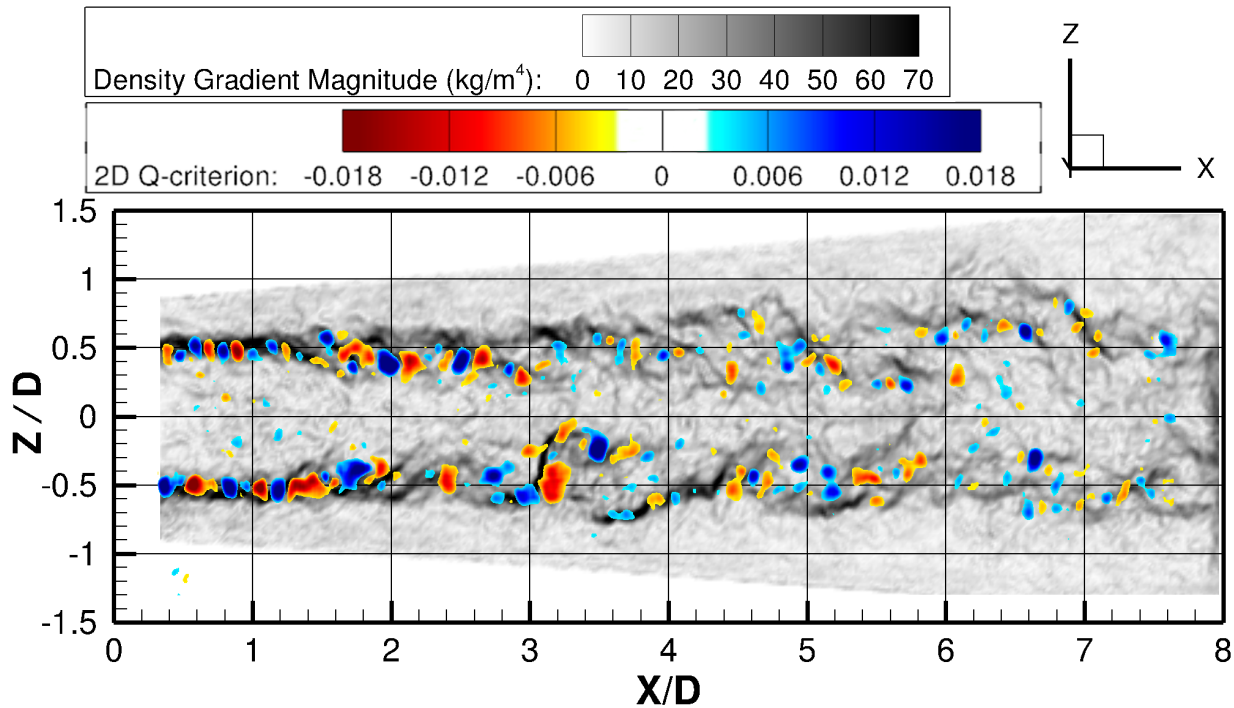


Figure 19. Density gradient magnitude in gray scale superimposed with the most energetic structures of 2D Q-criterion computed on PIV data.

(dark gray regions). Along these fronts, the turbulent structures responsible of the mixing process are highlighted by the Q-criteria derived from SPIV measurements. The good agreement between both observations is particularly visible around $X/D = 3$ on the lower part of the jet. Figure 19 is a first result and further analysis need to be done to investigate the energy transportation process.

In our opinion, such combined measurements are becoming essential in experimental description of fluid mechanics as they largely increase our comprehension of the relationship between the momentum and heat transfer for convective flows.

6. Conclusion

For the first time, a BOS experiment involving 12 cameras mounted around a co-flowing hot jet has been conducted in a wind tunnel environment. From the collections of recorded BOS deviation fields, 3D reconstructions of both instantaneous and mean density fields have been obtained using the 3DBOS method of [1].

The mean density field obtained is consistent with the expected physical topology. Moreover, the accuracy of the proposed 3DBOS technique is quantitatively validated by comparing the temperature field derived with a thermal probe sampling. Beyond validation purposes, it highlights the potential of 3DBOS to provide the full 3D temperature field in non-compressible flows with known pressure distribution.

Furthermore, the ability to measure instantaneous flows allows finer physical analysis and gives access to density fluctuation recording. Here, we have demonstrated the high resolution of the technique for resolving small scales structures and the development of Kelvin-Helmholtz instabilities in the jet shear layer. Future works could take advantage of this instantaneous measurement to study the growth rate of those instabilities and a comparison with a stability analysis could also be foreseen.

Finally, coupled acquisitions between 3DBOS and PIV open the way of detailed analysis of heat exchange flows.

Acknowledgments

The authors want to thank Thibault Joret, Philippe Loiret and Paul Viguiet, members of the F2 wind tunnel team for their involvement in this test campaign.

References

- [1] F. Nicolas, V. Todoroff, A. Plyer, G. Le Besnerais, D. Donjat, F. Micheli, F. Champagnat, P. Cornic, and Y. Le Sant. A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction from background-oriented schlieren (BOS) measurements. *Experiments in Fluids*, 57(1):1–21, 2016.
- [2] D. Donjat, F. Nicolas, A. Plyer, F. Micheli, P. Cornic, G. Le Besnerais, F. Champagnat, Y. Le Sant, and J.-M. Deluc. Study of a co-flowing hot jet: an application of direct 3DBOS technique in research wind tunnel. In *10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP)*, 2015.

- [3] S. B. Dalziel, G. O. Hughes, and B. R. Sutherland. Whole-field density measurements by synthetic schlieren. *Exp Fluids*, 28(4):322–335, 2000.
- [4] G. Meier. Computerized background-oriented schlieren. *Experiments in Fluids*, 33(1):181–187, 2002.
- [5] M. Raffel. Background-oriented schlieren (BOS) techniques. *Experiments in Fluids*, 56(3):1–17, 2015.
- [6] F. Leopold, M. Ota, D. Klatt, and K. Maeno. Reconstruction of the unsteady supersonic flow around a spike using the colored background oriented schlieren technique. *Journal of Flow Control, Measurement & Visualization*, 1(2):69–76, 2013.
- [7] B. Atcheson, I. Ihrke, W. Heidrich, A. Tevs, D. Bradley, M. Magnor, and H.-P. Seidel. Time-resolved 3D capture of non-stationary gas flows. *ACM Trans. Graph.*, 27(5):132:1–132:9, December 2008.
- [8] E. Schairer, L.K. Kushner, and J. T. Heineck. Measurements of tip vortices from a full-scale uh-60a rotor by retro-reflective background oriented schlieren and stereo photogrammetry. In *69th American Helicopter Society Annual Forum*, Phoenix (USA), 2013.
- [9] B.F. Bathel, S Borg, A Overmeyer, E Walker, W Gad, M Clem, E T Schairer, and T Mizukaki. Development of background oriented schlieren for NASA langley research center ground test facilities. In *53rd AIAA SciTech*, Kissimmee (USA), 2015.
- [10] T. Mizukaki, S. Borg, P.M. Danehy, S.M. Murman, T. Matsumura, K. Wakabayashi, and Y. Nakayama. Background-oriented schlieren for large-scale and high speed aerodynamic phenomena. In *AIAA SciTech*, Kissimmee (USA), 2015.
- [11] T. Kirmse, J. Agocs, A. Schröder, J. Martinez Schramm, S. Karl, and K. Hannemann. Application of particle image velocimetry and the background-oriented schlieren technique in the high-enthalpy shock tunnel Göttingen. *Shock Waves*, 21:233–241, 2011.
- [12] E.W.M. Roosenboom, R. Geisler, J. Agocs, D. Schanz, T. Weikert, T. Kirmse, and A. Schröder. Assessment of propeller induced properties and active flow control using multiple image-based measurement systems. In *PIV13*, Delft (The Netherlands), 2013.
- [13] R. Geisler, A. Schroder, Schanz D., Agocs J., and Siller H. Large-scale density gradient visualization of the v2527 engine jet flow at ground operation using background oriented schlieren (BOS). In *AIAA SciTech*, San Diego (USA), 2016.
- [14] A. Bauknecht, B. Ewers, C. Wolf, F. Leopold, J. Yin, and M. Raffel. Three-dimensional reconstruction of helicopter blade tip vortices using a multi-camera BOS system. *Exp. Fluids*, 56(1):1–13, 2015.
- [15] U. Hartmann and J. R. Seume. Combining art and fbp for improved fidelity of tomographic bos. *Measurement Science and Technology*, 27(9):097001, 2016.
- [16] G.N. Blinkov, N.A. Fomin, M.N. Rolin, R.I. Soloukhin, D.E. Vitkin, and N.L. Yadrevskaya. Speckle tomography of a gas flame. *Experiments in fluids*, 8:72–76, 1989.
- [17] A.K. Agrawal, N.K. Butuk, S.R. Gollahalli, and D. Griffin. Three-dimensional rainbow schlieren tomography of a temperature field in gas flows. *Applied Optics*, 37(3):479–485, 1998.
- [18] E. Goldhahn and J. Seume. The background oriented schlieren technique: sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field. *Experiments in fluids*, 43:241–249, 1998.
- [19] A. B. Gojani, B. Kamishi, and S. Obayashi. Measurement sensitivity and resolution for background oriented schlieren during image recording. *Journal of Visualization*, 16(3):201–207, 2013.
- [20] R. J. Adrian and J. Westerweel. *Particle image velocimetry*. Number 30. Cambridge University Press, 2011.
- [21] F. Champagnat, A. Plyer, G. Le Besnerais, S. Davoust, and Y. Le Sant. Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization. *Experiment in Fluids*, 50:1169–1182, 2011.
- [22] A. Plyer, G. Le Besnerais, and journal=Journal of Real-Time Image Processing pages=1–18 year=2014 publisher=Springer Champagnat, F. Massively parallel Lucas Kanade optical flow for real-time video processing applications.
- [23] P. Bencs, S Szabo, R Bordas, K Zhringer, and D Thevenin. Simultaneous measurement of velocity and temperature downstream of a heated cylinder. In *ASME 2011 Pressure vessels and piping division conference*, Baltimore (USA), 2011.
- [24] Y. Le Sant, V. Todoroff, A. Bernard-Brunel, G. Le Besnerais, F. Micheli, and D. Donjat. Multi-camera calibration for 3DBOS. In *Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon (Portugal), 2014.
- [25] A. Tikhonov and V. Arsenin. *Solutions of ill-posed problems*. Winston, 1977.
- [26] P. C. Hansen. Analysis of discrete ill-posed problems by means of the l-curve. *SIAM review*, 34(4):561–580, 1992.
- [27] J. CR Hunt, A. A. Wray, and P. Moin. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. 1988.

4.9 Compléments

Nous présentons dans cette section des résultats complémentaires obtenus sur un jet instantané reconstruit avec les données acquises à F2. Bien que l'objectif de cette thèse ne soit pas de l'étude physique du type d'écoulement en aval d'une buse comme étudié à F2, il est intéressant de se pencher sur l'information que l'on peut extraire d'une mesure BOS 3D de champs instantanés de masse volumique. Ces résultats prometteurs nous ont cependant apparus trop préliminaires pour être intégrés dans la publication ; pour ce faire ils devraient être complétés sur des acquisitions plus nombreuses.

En observant attentivement le champ de masse volumique instantanée, et en particulier le champ de gradient sur les figures 16 et 17 de l'article précédent, une organisation hélicoïdale des enroulements de Kelvin-Helmoltz semble émerger.

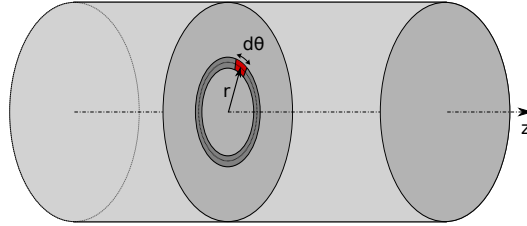


FIGURE 4.20 – Découpage du volume sur un maillage cylindrique.

Afin d'étudier si un mode hélicoïdal domine effectivement l'écoulement, nous avons réalisé une décomposition modale. Pour cela, nous avons dans un premier temps interpolé le champ de masse volumique fluctuant $\rho' = \rho - \langle \rho \rangle$ sur un maillage cylindrique (voir Figure 4.20) afin de pouvoir réaliser des transformées de Fourier azimutales. La taille des mailles sur l'axe (en z) et selon le rayon r est égale à la dimension des cellules du maillage cartésien de la reconstruction. Le découpage azimutal (en θ) est défini de façon à obtenir la taille des mailles du maillage cartésien au niveau de la couche de mélange (0.5 mm). Au final notre maillage contient 700 cellules en Z , 140 en r et 340 en θ .

Ainsi, pour chaque coupe en z , et pour chaque couronne r , nous pouvons calculer une transformée de Fourier azimutale. Pour chaque mode nous pouvons alors représenter sur un plan ($z - r$) une carte d'intensité. La partie réelle et l'amplitude des 4 premiers modes sont présentées en Fig. 4.21. La lèvre de la buse, soit la position $r/D = 0.5$, est symbolisée par la ligne noire. Le mode 0 est relativement absent au début du jet avant de s'amplifier en aval. On peut voir apparaître sur le mode 1, le mode hélicoïdal marqué par plusieurs structures énergétiques entre $Z/D = 2.5$ et $Z/D = 4.5$. Le mode 2 est également présent dans la même zone que le mode 1.

Si l'on extrait la partie réelle du mode 1 en $r/D = 0.5$ on obtient la courbe présentée en Fig. 4.22. Sur la première partie de la mesure on observe une belle amplification sinusoïdale de longueur d'onde $\lambda_1 \approx 0.6D$.

Ce début d'analyse est encourageant et montre l'intérêt de pouvoir reconstruire des champs de masse volumique instantanés mais il demeure trop limité pour pouvoir tirer davantage de conclusions. Sur un cas tel que celui-ci mais aussi de manière plus générale, il serait intéressant de reconstruire l'ensemble des champs instantanés afin de pouvoir réaliser des statistiques. Le processus décrit précédemment pourrait alors être répété sur l'ensemble des champs, conduisant à une estimation du taux d'amplification associé à chacun des modes. Il serait alors intéressant de comparer ce résultat avec une analyse de stabilité, d'autant plus que l'on dispose de manière expérimentale à la fois des champs température et de vitesse moyens.

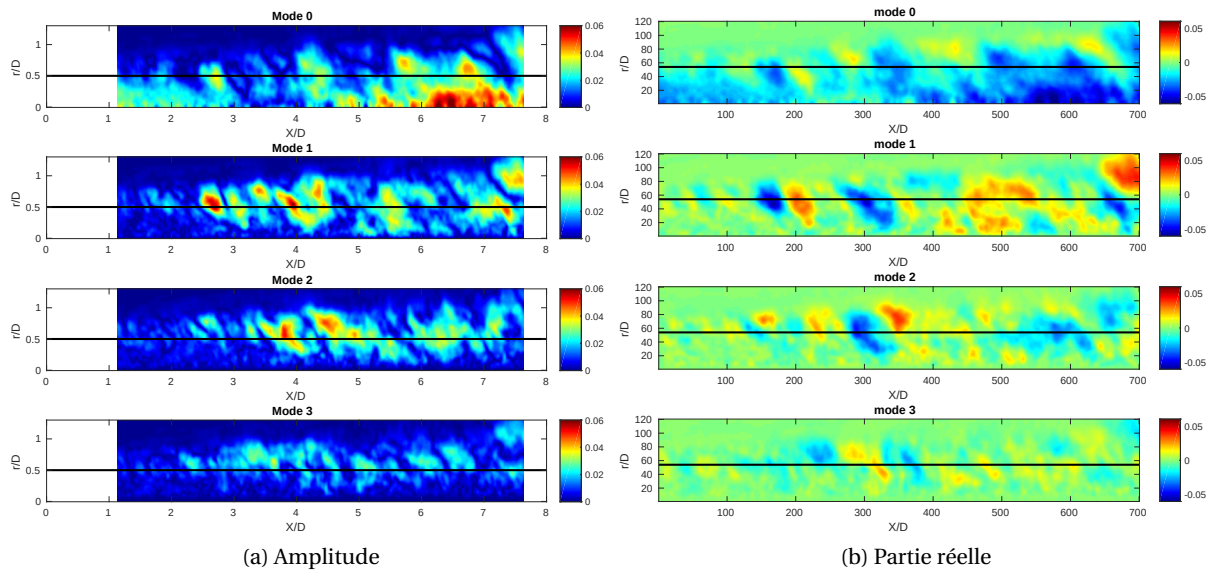


FIGURE 4.21 – Représentation des 5 premiers modes azimutaux pour le jet instantané reconstruit en Fig. 16 de l'article précédent.

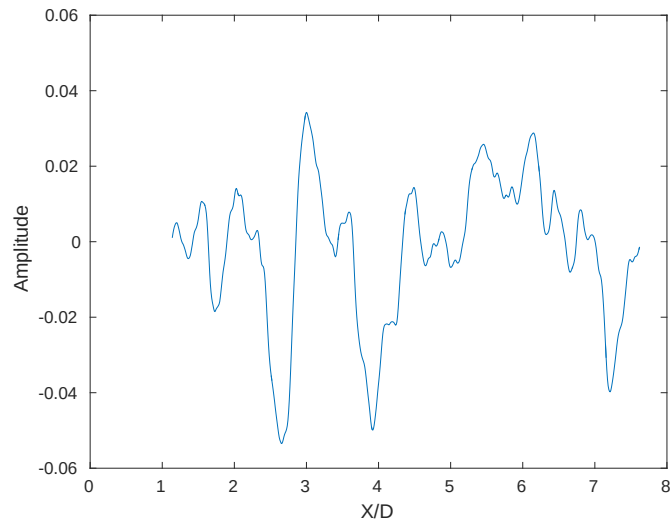


FIGURE 4.22 – Amplification du mode 1 au niveau de la couche de mélange ($r/D = 0.5$).

4.10 Conclusion

Pour la première fois la BOS 3D a été déployée en soufflerie pour reconstruire un champ instantané de masse volumique. Les mesures réalisées ont été validées sur le champ moyen de température par comparaison avec des acquisitions par thermocouple. Ce résultat illustre également la capacité de la technique BOS 3D à mesurer un champ tridimensionnel de température. La qualité de la reconstruction d'un champ instantané, et notamment sa bonne résolution, permet une analyse plus fine de la topologie du jet et des instabilités naissant dans la couche de mélange. La possibilité de coupler la BOS 3D et la SPIV est également intéressante. Cette première réalisation montre l'intérêt de pouvoir combiner ces deux types de mesures notamment pour l'étude des échanges de chaleur et donc du transport d'énergie. Ces essais ont aussi mis en lumière les limites du système d'acquisition actuel, limité à 0.2 Hz et par conséquent de l'interprétation physique que l'on peut faire des résultats. L'acquisition d'un nombre plus important d'images n'est pas ici la seule contrainte, encore faut-il pouvoir les traiter. En effet, le temps de calcul associé aux reconstructions (quelques dizaines d'heures) est encore trop lourd pour envisager de reconstruire tous les champs instantanés. Une amélioration des performances du code nous donnerait accès à davantage de données et notamment aux champs de fluctuations de masse volumique, forts utiles pour la modélisation.

Chapitre 5

Mise en œuvre de la BOS 3D en soufflerie industrielle : campagne d'essai à S1MA

Sommaire

5.1	Introduction	90
5.2	Contexte	90
5.2.1	Carnot BOS 3D	90
5.2.2	Présentation de la soufflerie S1MA	91
5.2.3	Préparation des essais	91
5.3	Mise en œuvre de la BOS 3D à S1MA	96
5.3.1	Installation des caméras	97
5.3.2	Mouchetis	97
5.3.3	Eclairage	98
5.3.4	Calibration	98
5.3.5	Déroulement des essais	99
5.4	Résultats	101
5.4.1	Reconstruction sans vent	101
5.4.2	Reconstruction de l'écoulement à Mach 0.4	102
5.4.3	Résultats complémentaires BOS 2D	107
5.5	Discussion	108
5.5.1	Mesure tridimensionnelle de champs étendus	108
5.5.2	Effets d'astigmatisme	109
5.6	Conclusion	111

5.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de démontrer la faisabilité d'une mesure BOS 3D en soufflerie industrielle. Après avoir déployé pour la première fois la technique en soufflerie à F2, nous changeons ici d'échelle pour réaliser des mesures à S1MA qui possède une veine de 8 m de diamètre et dont la vitesse veine peut atteindre Mach 1. Au-delà de ce changement d'échelle, nous étudions ici les contraintes liées à l'environnement même de cette soufflerie : vibrations, déformations, montée en température.

5.2 Contexte

5.2.1 Carnot BOS 3D

Le projet Carnot BOS 3D, qui s'est déroulé sur 3 ans, avait pour objectif de développer un moyen expérimental ainsi qu'une plateforme logicielle pour le traitement 3D des champs de masse volumique instantanés. Il impliquait à la fois le DMAE, le DTIM et les départements des souffleries du Fauga-Mauzac (DSFM) et de Modane-Avrieux (DSMA).

Il s'est achevé par une application en soufflerie industrielle avec une démonstration dans l'immense soufflerie S1MA de l'ONERA à Modane. Ces essais, assez exceptionnels du point de vue des moyens mis en œuvre, résultent d'une volonté d'équiper les grands moyens techniques (GMT) de l'ONERA de nouveaux outils métrologiques. Ils ont par ailleurs été menés durant l'été 2015, du 29 juin au 10 juillet 2015. La première semaine ayant été consacrée à l'installation, les essais à proprement parler ont eu lieu du 6 au 8 juillet. Cette campagne de mesure représente également un challenge de par le fait que 2 ans à peine se sont écoulés depuis les premiers essais BOS 3D réalisés sur la géode au DMAE ([Todoroff \[2013\]](#)). De nombreuses personnes ont été impliquées dans cette campagne d'essais : des ingénieurs d'essais pour la préparation et le suivi de la campagne, le bureau d'étude pour la conception de la maquette et de son support, des monteurs et instrumentistes. Toute l'équipe est présentée sur la Figure 5.1.



FIGURE 5.1 – Equipe qui a participé à la réalisation des essais BOS 3D à S1MA.

L'objectif de cette première démonstration était de mettre en œuvre le système BOS 3D complet (12 caméras, mouchetis et laser) dans cet environnement complexe et d'acquérir des mesures dans des conditions variées et jusqu'à un Mach de vol de 0.85, représentatif des conditions de croisière pour les avions civil.

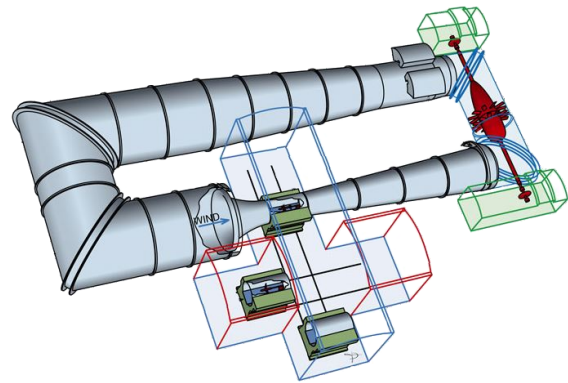
5.2.2 Présentation de la soufflerie S1MA

La soufflerie S1MA est une prise de guerre de l'armée française à la fin de la 2^{nde} Guerre Mondiale. Cette installation unique au monde était alors en construction dans le Tyrol autrichien. La puissance requise pour faire fonctionner cette soufflerie est telle que les ingénieurs allemands avaient imaginé un système qui utiliserait l'énergie hydraulique issue d'une conduite forcée pour entraîner directement les deux ventilateurs contrarotatifs. Elle a été déplacée et achevée à Avrieux à côté de Modane, dans les Alpes pour reproduire ce système. C'est une retenue d'eau située 800 m plus haut qui alimente la soufflerie et permet d'atteindre Mach 1 en veine pour une puissance totale de 88 MW. Avec sa veine de 8 m de diamètre, son circuit de près de 400 m de long et une hauteur de 24 m à son diamètre le plus large, S1MA fait partie des plus grandes souffleries au monde.

Depuis son entrée en service en 1950, la plupart des grands projets aéronautiques français sont passés à S1MA, comme le Concorde, le Rafale, l'A400M ou l'A380 dont la maquette est visible sur la Figure 5.2a. Une vue globale du circuit aérodynamique de S1MA est présentée en Figure 5.2b : la



(a) Maquette de l'A380 montée sur un dard en Z issu du tripode.



(b) Illustration du circuit aérodynamique de S1MA et des 3 chariots interchangeables.

FIGURE 5.2 – Soufflerie S1MA.

veine peut être occupée par trois chariots interchangeables de sorte à optimiser le fonctionnement de l'installation.

5.2.3 Préparation des essais

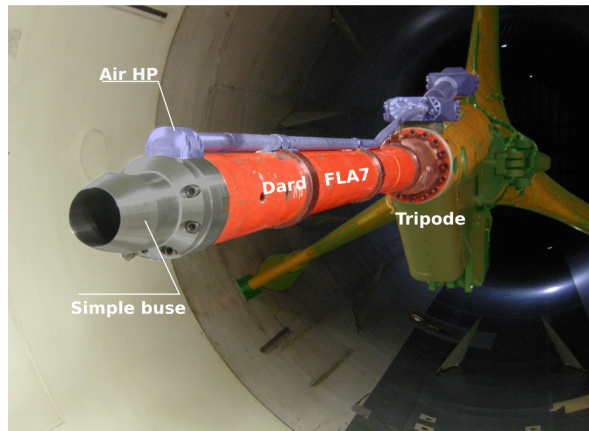
5.2.3.1 Contraintes

Dans une installation d'une telle taille, un certain nombre de contraintes et de problématiques rendent difficile le déploiement de la technique BOS 3D :

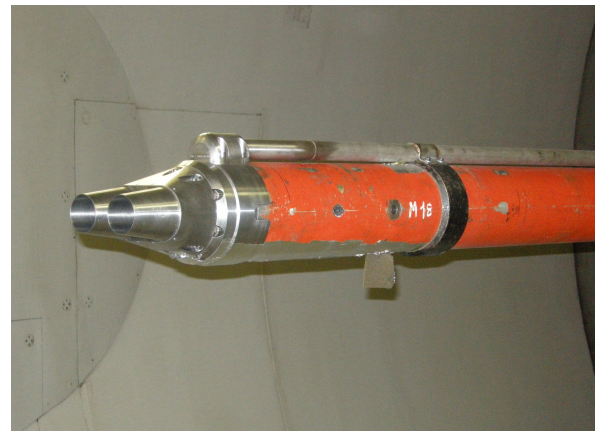
- D'une part, les accès optiques sont ici bien plus étroits que les larges panneaux vitrés dont nous disposons à F2. De plus, certains logements caméras ne sont pas accessibles pendant le fonctionnement de la soufflerie, empêchant toute intervention au cours de l'essai.
- Les mouchetis, collés sur les parois de la veine, sont exposés à un écoulement à Mach 0.85.
- Il est nécessaire d'éclairer une surface de mouchetis de près de 10 m².
- Lors de son fonctionnement, la soufflerie induit des vibrations importantes.
- De plus, en raison de l'échauffement de l'air par frottement, la température de l'air à la fin d'un essai peut atteindre près 50 °C et peut induire de la dilatation sur la structure de la veine.

Enfin, une contrainte supplémentaire sur la conception du banc maquette impose un montage issu de l'aval de la soufflerie.

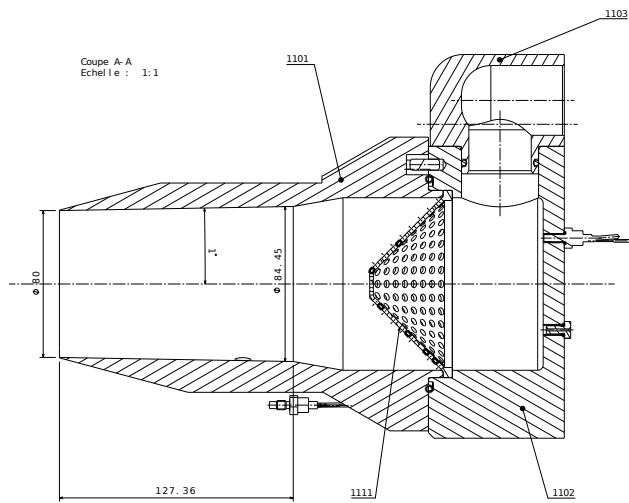
5.2.3.2 Phénomène étudié



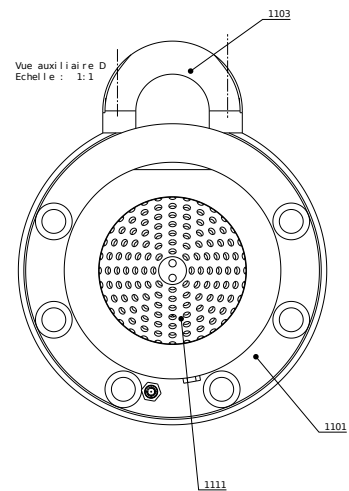
(a)



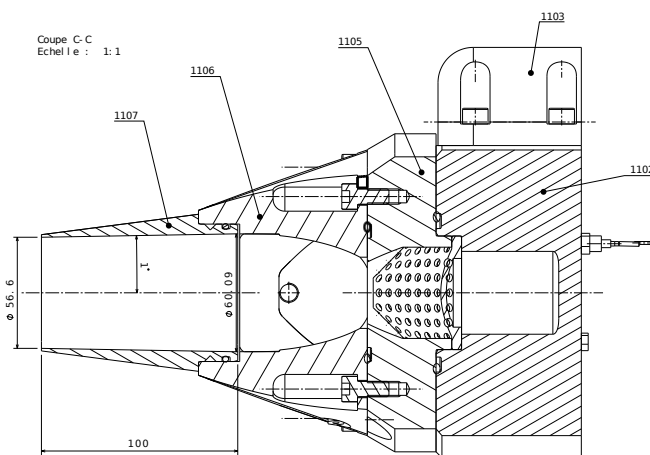
(b)



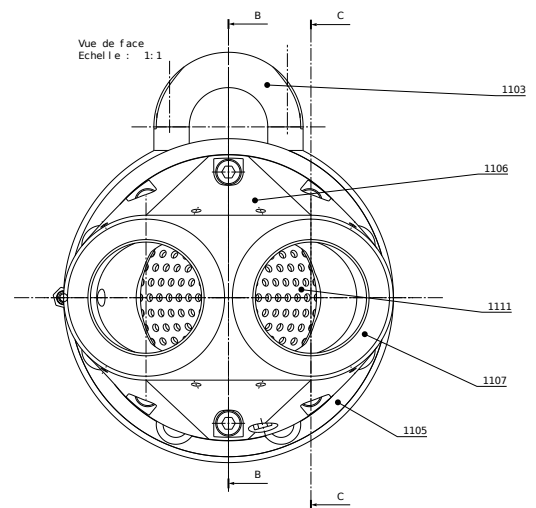
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE 5.3 – Buse simple (a, c, d) et buse double (b, e, f).

L'objectif ici n'était pas tant d'étudier un phénomène physique particulier mais plus de démontrer la faisabilité de la BOS 3D en soufflerie industrielle. Pour des questions de simplicité, nous avons étudié un jet à contre-courant. En effet, si ce choix peut sembler peu commun, il concilie notre contrainte liée à l'absence de maquette dans le champ de vue, et les contraintes souffleries qui imposent un montage à partir du tripode (visible en vert sur la Figure 5.3a), situé en aval de la veine d'essai.

Le système de mesures est présenté sur la Figure 5.3a et fonctionne comme suit : le dard FLA7 (en rouge) qui supporte l'arrivée d'air haute pression (HP) (bleu) est monté sur le tripode. Le jet est généré par une buse (grise) montée à l'extrémité du dard. Deux types de buses sont testés : une simple buse de 80 mm de diamètre et une double buse dont chaque sortie fait 56.6 mm de diamètre (voir Figure 5.3). Ainsi, les 2 types de buses présentent la même aire dans leur section d'éjection. Sur le plan présenté en Figure 5.3c, l'air HP arrive via la conduite au sommet de la buse puis passe dans un coude avant d'atteindre un cône perforé permettant d'homogénéiser l'écoulement. Les deux maquettes sont instrumentées avec une prise de pression et de température statiques. Ce montage permet d'atteindre un débit d'air maximal de 3.0 kg/s.

Comme nous l'avons évoqué, cette configuration de jet à contre courant est plutôt inhabituelle. Elle se rapproche néanmoins des études liées à du contrôle d'écoulement en régime supersonique ou hypersonique. Ce type de contrôle utilise une injection fluide (parfois réalisée au moyen d'une décharge plasma) positionnée au nez d'un corps élancé ou d'une capsule afin diminuer la traînée [Daso et al. \[2009\]](#), [Fomin et al. \[2002\]](#) et de réduire l'intensité du « bang » sonique [Venkatachari et al. \[2013\]](#) ou bien de contrôler un véhicule lors d'une rentrée atmosphérique [Schauerhamer et al. \[2013\]](#).

5.2.3.3 Dimensionnement du montage

Encore une fois, l'originalité de cette configuration rend difficile la préparation de l'essai notamment concernant la distance de pénétration du jet dans l'écoulement de la soufflerie. Afin de correctement dimensionner notre montage, et notamment le choix de la focale caméra et la taille des points du mouchetis, nous avons réalisé une simulation numérique RANS 2D axisymétrique au moyen du logiciel *elsA* de l'ONERA. Ce calcul CFD a été effectué sur la configuration objectif de l'essai à savoir une vitesse veine de Mach 0.85, et un jet débouchant de la simple buse convergente à Mach 1.05. L'ensemble des paramètres du calcul est résumé sur la Figure 5.4.

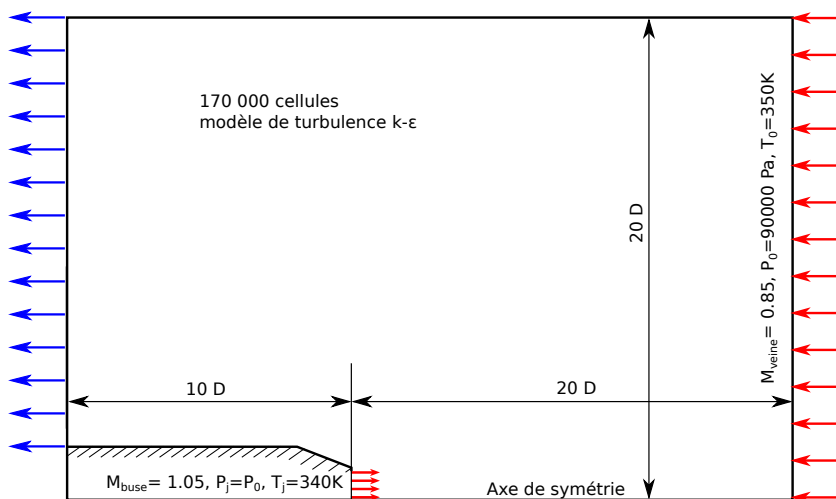


FIGURE 5.4 – Paramètres et domaine de calcul utilisés pour la simulation RANS du jet à contre-courant.

Sur la Figure 5.5 sont représentés les champs de vitesse axiale V_x (Figure 5.5a) et de vitesse radiale

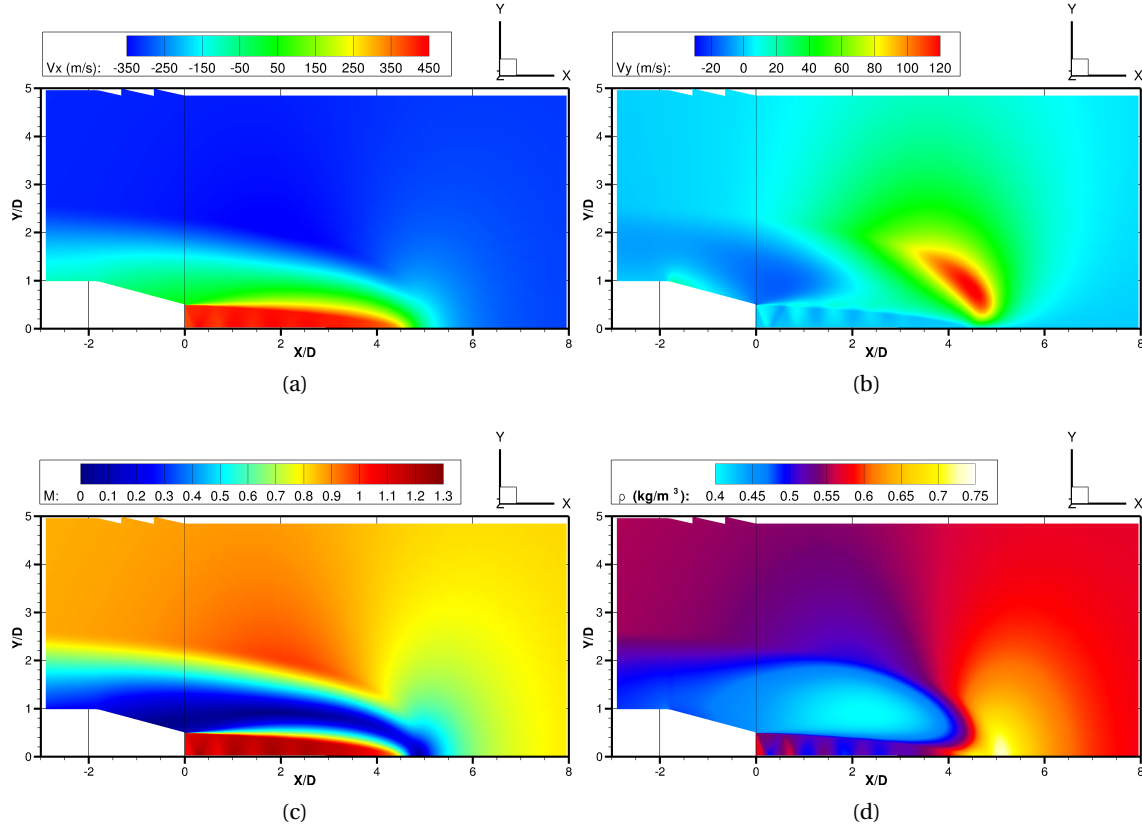


FIGURE 5.5 – Calcul RANS 2D axisymétrique d'un jet à contre-courant débouchant à Mach 1.05 dans un écoulement à Mach 0.85.

V_y (Figure 5.5b) ainsi que le champ de Mach M (Figure 5.5c) et de masse volumique ρ (Figure 5.5d).

Sur les champs de masse volumique et de vitesse radiale, on peut observer les cellules de chocs liées au jet sous-détendu issu de la buse. A la pointe du jet, on retrouve un point d'arrêt avec une vitesse nulle. Une ligne de glissement sépare le jet de l'écoulement de la soufflerie. Elle aussi est caractérisée par une vitesse nulle. Enfin, du point de vue de l'écoulement extérieur, le jet agit comme un obstacle. L'écoulement subsonique accélère donc lors de son contournement.

Ce calcul de dimensionnement nous permet d'estimer la longueur de pénétration du jet autour de 6 diamètres pour cette configuration, soit près de 50 cm. A partir de l'Eq. 1.25 du Chapitre 1, on en déduit que la focale nécessaire pour observer ce champ à 4 m vaut 68 mm. Nous utilisons donc des objectifs de 70 mm et des panneaux de mouchetis de 1 m de large avec des points de 1 mm de diamètre.

5.2.3.4 Choix du mouchetis

Comme le rapporte Bathel et al. [2015] il est complexe d'utiliser des mouchetis dans un environnement de soufflerie à haute vitesse. Dans notre cas, nous sommes contraints de trouver une solution qui n'endommage pas les parois de la veine tout en conservant une bonne tenue au vent. Pour déterminer le mouchetis adéquat, des tests préliminaires ont été effectués. Plusieurs échantillons utilisant différents encollages et pelliculages ont été collés sur les parois de la soufflerie et soumis à un écoulement à Mach 0.8. Outre le choix du mouchetis optimal, ces tests ont aussi révélé le besoin de coller les mouchetis sur une paroi la plus propre possible.

Par ailleurs, des mesures BOS 2D ont également été réalisées soufflerie à l'arrêt avec un pistolet à air chaud afin de qualifier le choix du mouchetis vis-à-vis de la corrélation d'images.

5.2.3.5 Mesures de vibrations

Pour anticiper le problème des vibrations, deux actions ont été menées :

D'une part, un accéléromètre a été installé sur une caméra puis testé au cours d'un essai. L'évolution du spectre associé aux vibrations en fonction du nombre de Mach est présenté sur la Figure 5.6. Sur cette Figure on peut constater qu'il y a surtout un phénomène basse fréquence, autour de 55 Hz qui domine. Ce phénomène est particulièrement intense à Mach 0.7. A partir de ces mesures, des plateaux amortis ont été conçus en accord avec le poids des caméras et de leur support afin d'atténuer au maximum ces vibrations.

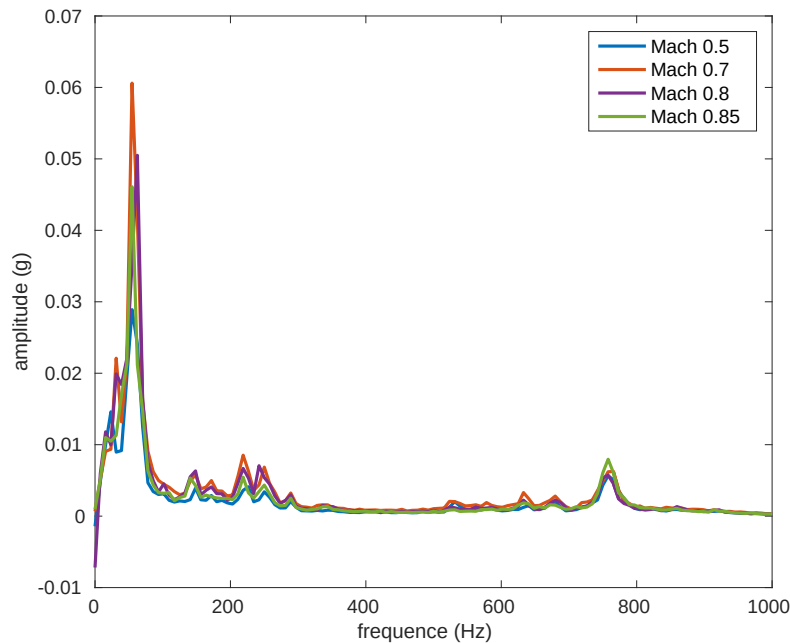
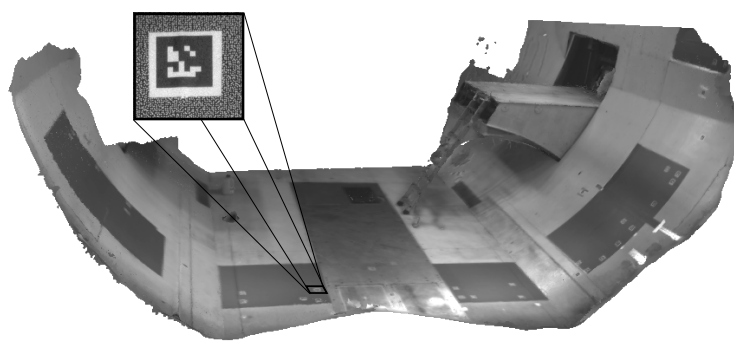


FIGURE 5.6 – Fréquences caractéristiques des vibrations lorsque la soufflerie est en fonctionnement.

D'autre part, des marqueurs AprilTags (Olson [2011]) ont été ajoutés sur le mouchetis. Ce type de marqueurs, dont un exemple est visible en Figure 5.7a, a été développé pour des applications de vision par ordinateur dans le domaine de la robotique. Nous les avons collés sur le mouchetis, dans les coins des champs de vue caméra. En cas de vibrations trop intenses ces marqueurs permettront d'estimer le mouvement entre les caméras et le mouchetis et de corriger les images en conséquence. De plus, le DTIM a utilisé ces marqueurs pour réaliser des mesures tridimensionnelles de la géométrie de la veine dont un exemple est présenté en Figure 5.7a. Nous avons effectué ces scans avant et après chaque essai pour éventuellement détecter des effets de dilatation thermique.



(a)



(b)

FIGURE 5.7 – Modèle 3D de la veine de S1MA obtenu par stéréoscopie avec détail d'un marqueur AprilTag et système de stéréo-vision.

5.3 Mise en œuvre de la BOS 3D à S1MA

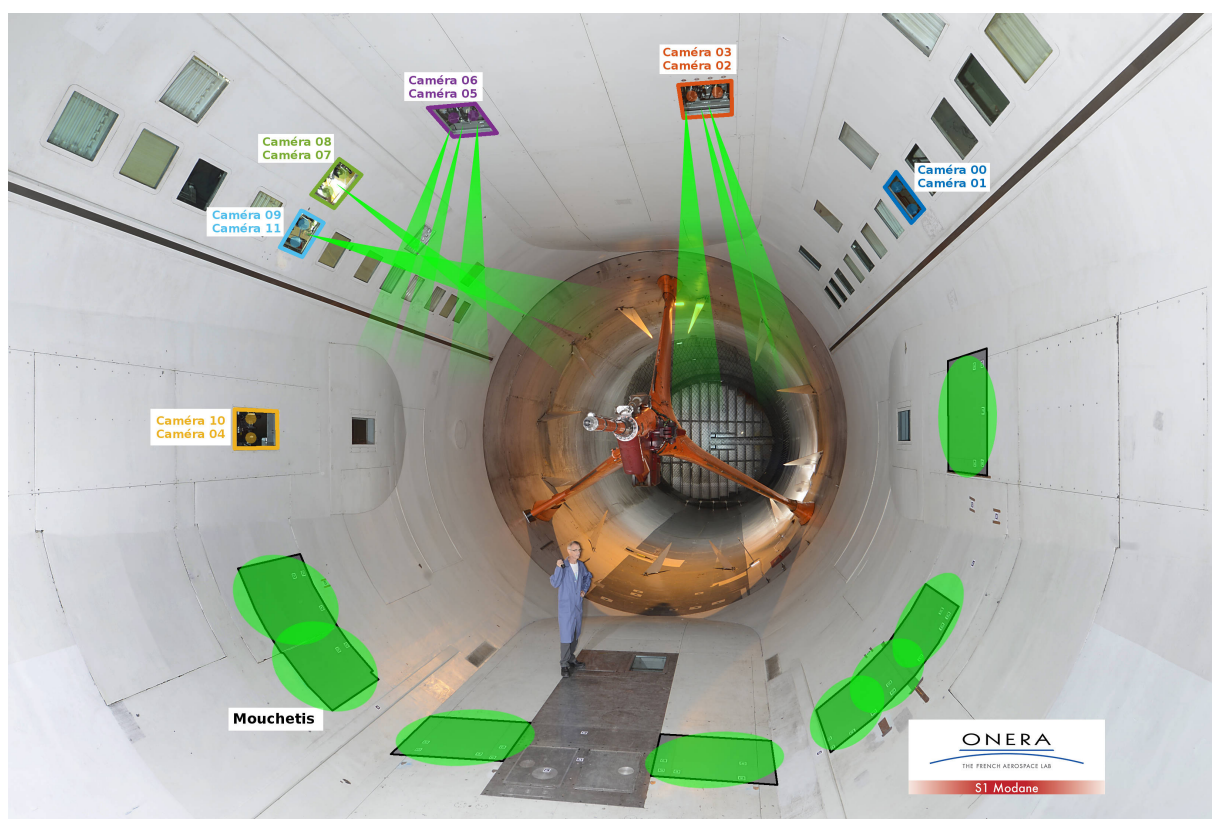


FIGURE 5.8 – Montage BOS 3D dans la veine de S1MA. Les caméras sont disposées par paire derrière les hublots et font face aux panneaux de mouchetis collés sur les parois. Les mouchetis sont éclairés au moyen de différents illuminateurs laser.

L'ensemble du système BOS 3D mis en œuvre à S1MA visible sur la Figure 5.8 s'inspire fortement du montage réalisé à F2. L'évolution majeure concerne l'emploi d'un nouveau switch *Enterasys 24 ports* avec des liaisons en fibre optique à 20 Gb/s et le stockage des images en RAM. Ce système nous

permet désormais d'enregistrer un total de 900 images par caméra à une fréquence de 10 Hz. Les images sont ensuite transférées sur des disques SSD montés en RAID, afin de libérer la RAM. Les spécificités du montage BOS 3D relatives à S1MA sont décrites par la suite.

5.3.1 Installation des caméras

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 2, la disposition optimale des caméras pour un jet est la configuration en couronne. Nous répartissons donc nos 12 caméras par paires, derrière les différents hublots, sur la partie supérieure de la veine. Les caméras et leur positions sont représentées en Figure 5.8. Bien que les accès optiques soient nettement moins confortables qu'à F2, le nombre important de hublots sur le chariot que nous utilisons et la petite taille de nos caméras nous permettent de les disposer autour de la veine sans trop de difficultés. Chacune des caméras est équipée d'un objectif de 70 mm afin de viser un volume cubique d'une cinquantaine de cm de coté en amont de la buse.

5.3.2 Mouchetis

Nous employons des panneaux de mouchetis de 1 m^2 avec des points de 1 mm de diamètre afin de recouvrir près de 10 m^2 en veine. Le mouchetis est appliqué sur les parois nettoyées, en face des caméras. Comme nous le verrons par la suite, ce type de mouchetis a très bien fonctionné, excepté en présence de défauts de surface qui ont pu compromettre son intégrité. En effet, lors de la première rotation, lorsque Mach 0.7 a été atteint, des bulles d'air se sont formées sous certains panneaux de mouchetis, comme illustré en Figure 5.9. L'un d'eux s'est même arraché.

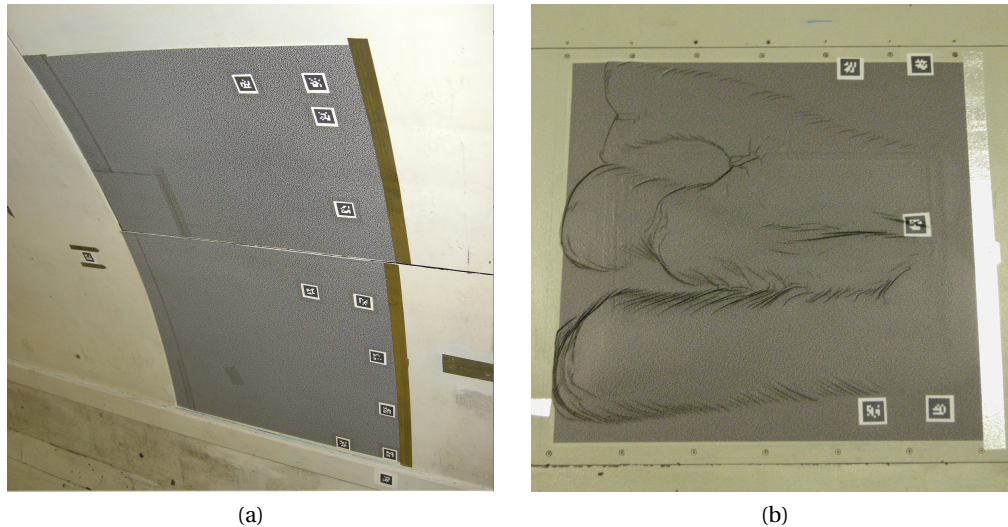


FIGURE 5.9 – Panneaux de mouchetis collés sur la veine avec bords d'attaque renforcé par du scotch aluminium. On distingue également les marqueurs AprilTags utilisés pour la reconstruction stéréoscopique de la veine. Les dommages causés par l'apparition de bulles au cours de ces premiers essais sont clairement visibles a posteriori sur la photo de droite.

Il est apparu que de l'air passait par des jointures ou des pas de vis situés sous le mouchetis lorsque la soufflerie était en fonctionnement, et donc en dépression. Ces trous ont donc été bouchés avec du scotch aluminium et le « bord d'attaque » des panneaux de mouchetis également renforcé avec une bande de scotch aluminium également visible sur la Figure 5.9.

5.3.3 Eclairage

Nous reprenons ici le même type de montage que celui utilisé à F2, à savoir une table de séparation du faisceau laser puis des guides de lumière associés à des lentilles divergentes. Afin d'éclairer convenablement l'ensemble des mouchetis, nous utilisons une table de séparation à 8 faisceaux couplée à un laser Quantel Twins B de 380 mJ par pulse. Le laser et sa table de séparation sont présentés en Figure 5.10. En pratique ils sont installés dans un local climatisé au-dessus de la soufflerie tandis que de nouveaux guides de lumières *Rayvision* de 5 et 10 m permettent d'amener les faisceaux jusqu'aux différents hublots. Enfin, nous utilisons des lentilles divergentes de 50 mm pour éclater chaque faisceau sur un diamètre de près d'1 m.

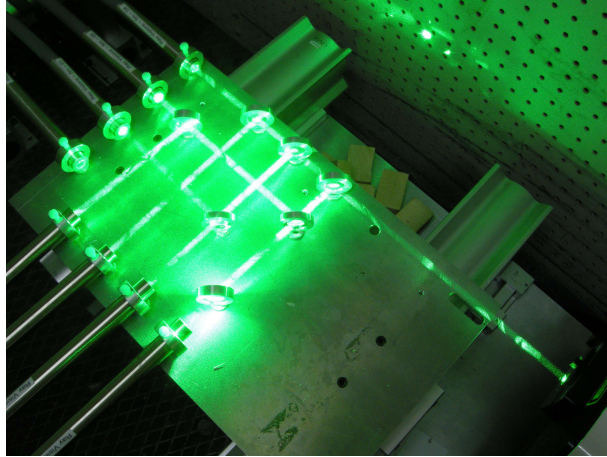


FIGURE 5.10 – Platine de séparation du faisceau laser. Chacun des 8 faisceaux résultants est conduit via un guide de lumière liquide jusqu'au hublot où une lentille divergente permet d'étaler la lumière sur l'ensemble du panneau de mouchetis.

La quantité de lumière disponible nous contraint à travailler avec une ouverture de $f_{\#} = 2$. Cette valeur d'ouverture conduit à un cercle de confusion au niveau de l'écoulement relativement important de près de 18 mm. Cette résolution spatiale, la plus faible parmi toutes les expériences reportées dans cette thèse, doit toutefois être mise en regard des dimensions de l'expérience.

A noter qu'au cours des essais, une lame semi-séparatrice a été endommagée par le laser, probablement à cause d'une poussière qui s'est déposée à sa surface. Cela a fortement impacté l'intensité lumineuse transmise aux caméras 4 et 10 situées à l'horizontale. Ces images plus sombres et moins contrastées conduisent à une diminution du rapport signal à bruit en sortie de corrélation, mais les mesures restent exploitables.

5.3.4 Calibration

Nous avons adapté notre processus de calibration aux dimensions de S1MA en faisant imprimer une mire de 80 cm × 80 cm sur un panneau en nid d'abeille visible sur la Figure 5.11. Grâce à un système de fixation conçu par impression 3D nous pouvons fixer la mire directement sur les différentes buses afin de connaître précisément la position du référentiel mire par rapport à celui de la buse. Chaque calibration se déroule en 2 phases : d'abord la prise d'une image de référence (Figure 5.11a) avec la mire fixée sur la buse puis l'enregistrement en continu d'une soixantaine d'images pendant qu'un opérateur déplace la mire dans le champ de vue des caméras (Figures 5.11b et 5.11c).

Nous vérifions la qualité de notre calibration tout d'abord de manière visuelle en inspectant sur la Figure 5.12a la position et l'orientation des caméras dans l'espace. On retrouve ici les 12 caméras réparties 2 par 2 derrière chaque hublot et positionnées autour du volume de mesure visible au centre.

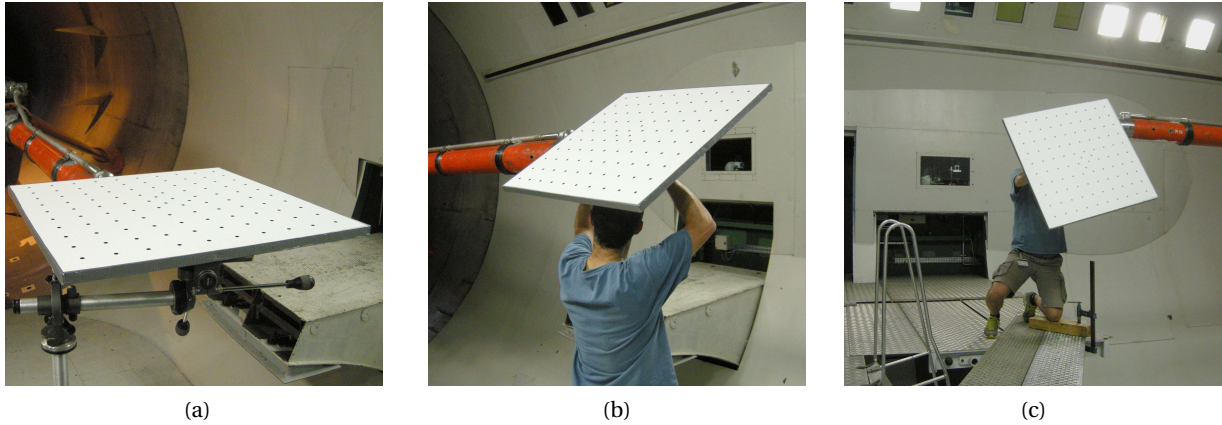
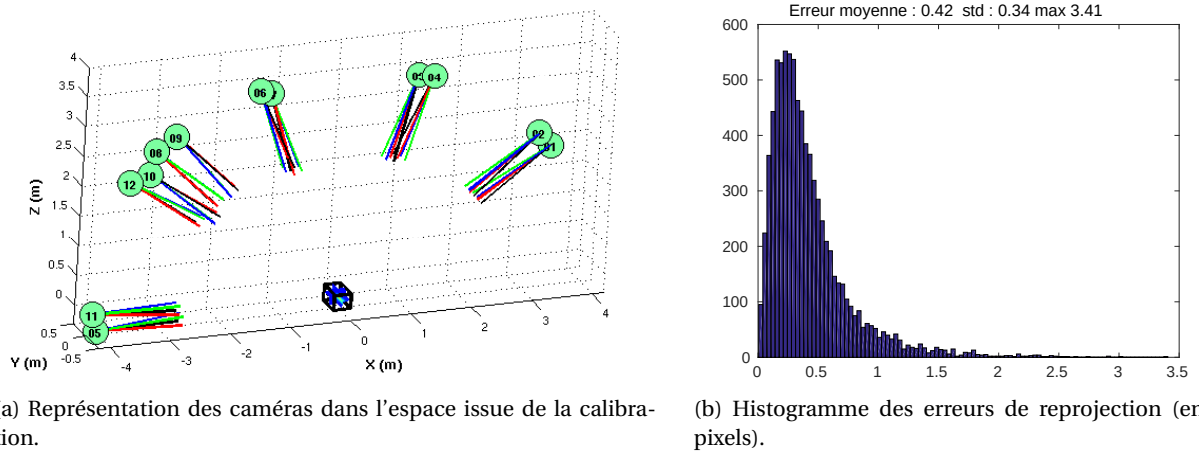


FIGURE 5.11 – a) Mire en position de référence. b) et c) Déplacement continu de la mire par un opérateur pendant l'acquisition.



(a) Représentation des caméras dans l'espace issue de la calibration.

(b) Histogramme des erreurs de reprojection (en pixels).

FIGURE 5.12 – Résultats de calibration.

La Figure 5.12b présente le résultat de l'optimisation aboutissant à la calibration : l'histogramme des erreurs de reprojection en pixels y est représentée. Malgré les grandes dimensions du système notre processus est plutôt efficace puisque nous atteignons une erreur moyenne inférieure au pixel (0.42).

5.3.5 Déroulement des essais

Au cours des 2 jours et demi d'essais les deux types de buse sont testés en commençant par la buse simple. Nous avons travaillé par demi-journée en se rapprochant du modèle présenté en Figure 5.13. Chaque rotation débute par une calibration des caméras ainsi que par un relevé tridimensionnel de la veine réalisé avec le système d'acquisition stéréoscopique du DTIM. Nous réalisons ensuite des images de référence « à froid ». Puis pour chaque condition d'essai nous avons autant que possible réalisé des acquisitions avec la soufflerie seule puis en rajoutant le jet. Enfin, pour vérifier la qualité de nos images de références et s'assurer que le système n'a pas bougé pendant le fonctionnement de la soufflerie, nous reprenons des images de référence et réalisons une nouvelle calibration « à chaud ». Une nouvelle mesure stéréo-photographique est aussi enregistrée pour éventuellement détecter une dilatation des parois.

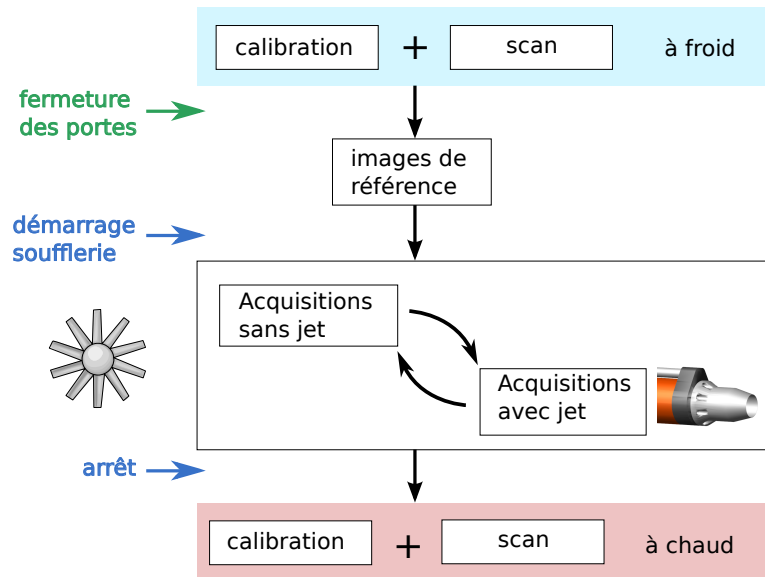


FIGURE 5.13 – Déroulement d’une rotation à S1MA.

Pour chaque configuration, l’ensemble des points de mesure de la matrice d’essais est rappelé dans les Table 5.1 et 5.2. Parmi ce grand nombre de configurations seules 2 conditions d’essais ont fait l’objet d’une reconstruction 3D. Elles ont toutefois permis d’aborder différentes problématiques de mesures en grande soufflerie et de proposer des stratégies de post-traitement que nous allons détailler par la suite.

<i>Simple buse</i>							
$f_{\#} = 2$	Débit(kg/s)	0.0	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
	Mach						
	0.0	X	X	X	X	X	X
	0.2	X	X		X	X	
	0.3		X	X	X		
	0.4	X	X	X	X		
	0.5	X		X	X	X	
	0.6	X			X		
	0.7				X	X	

TABLE 5.1 – Matrice d’essais pour la buse simple. Les points ayant fait l’objet d’une reconstruction 3D sont surlignés en vert.

<i>Double buse</i>								
	Débit(kg/s)		0.0	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
	Mach							
$f_{\#} = 2$	0.0		X	X	X	X	X	
	0.2		X	X				
	0.4		X		X	X		
	0.5		X		X	X		
	0.6							X
	0.7							X
	0.8							X
	0.85							X
$f_{\#} = 8$	0.0		X			X	X	X
	0.85		X					X

TABLE 5.2 – Matrice d’essais pour la buse double.

5.4 Résultats

5.4.1 Reconstruction sans vent

Nous nous intéressons dans un premier temps aux mesures réalisées avec le jet uniquement (soufflerie arrêtée).

5.4.1.1 BOS 2D

Nous présentons en Figure 5.14 les champs de déplacements moyens et instantanés associés aux différents débits de la buse pour l’une des 12 caméras. Les champs de déplacements moyens ont été calculés à partir de 900 images. Le jet issu de la buse (simple) vient de la gauche. Au fur et à mesure que le débit augmente l’empreinte du jet est de plus en plus marquée. On voit très nettement l’apparition de cellules de chocs caractéristiques d’un jet sous-détendu pour le débit le plus important ($Q = 2.5$ kg/s). Les mesures instantanées offrent également une très belle visualisation des ondes acoustiques qui naissent aux niveau des lèvres de la buse et se propagent vers l’aval du jet. Pour le débit de 2.5 kg/s, d’autres ondes acoustiques se propageant vers l’amont et se superposent aux premières : elles sont liées à la présence de sources acoustiques au niveau des sommets des cellules de chocs. On peut également apercevoir sur ces champs de déplacement l’empreinte des marqueurs *AprilTags* qui ont été positionnés autant que possible en dehors de l’écoulement.

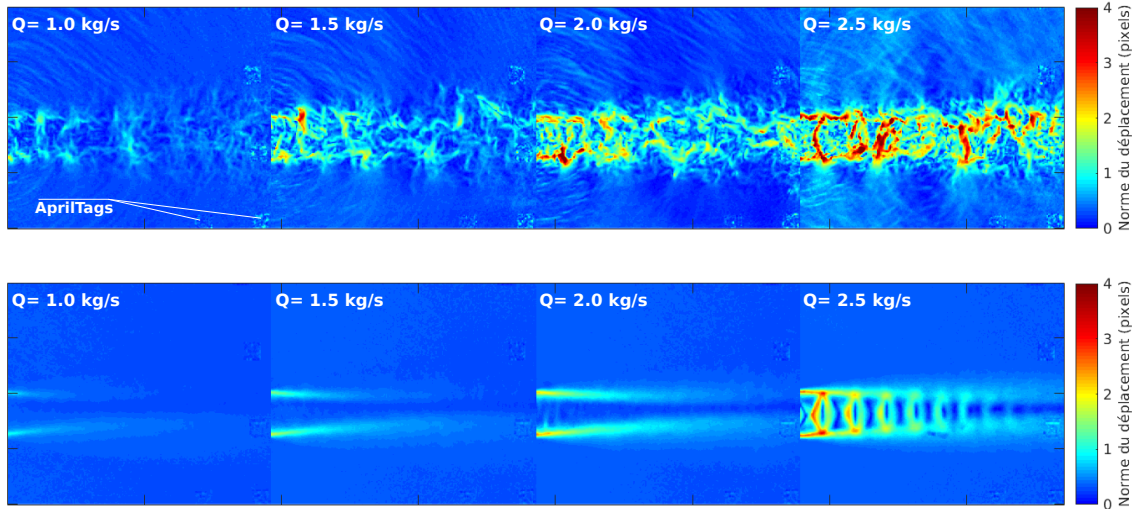


FIGURE 5.14 – Norme des champs de déplacements instantanés et moyens pour différents débits d'air au niveau de la buse : $Q=1$ kg/s, $Q=1.5$ kg/s, $Q=2$ kg/s, $Q=2.5$ kg/s. Soufflerie à l'arrêt.

5.4.1.2 Reconstruction BOS 3D du jet débitant à 2.5 kg/s

A partir des champs de déplacements moyennés sur 900 images (dont un exemple est visible en bas à droite de la Figure 5.14) et de la calibration, les cartes de déviations sont calculées selon le procédé décrit au Chapitre 2. Nous reconstruisons ensuite le champ de masse volumique en imposant la valeur de la masse volumique à l'extérieur du jet. La reconstruction, soufflerie à l'arrêt (sans vent) est présentée en Figure 5.15 sur laquelle des iso-surfaces de masse volumique sont représentées. De ma-

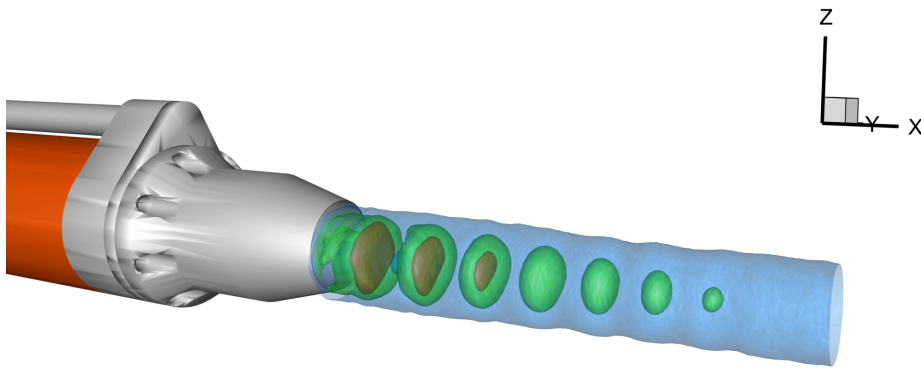


FIGURE 5.15 – Champ de masse volumique reconstruit pour un débit de 2.5 kg/s et un Mach nul.

nière classique pour un jet sous-détendu, on peut observer la succession de systèmes choc-détente. Ce résultat constitue une première démonstration de la capacité de la technique BOS 3D à pouvoir opérer dans un environnement aussi grand.

5.4.2 Reconstruction de l'écoulement à Mach 0.4

Jusqu'à présent cet environnement gigantesque était au repos. Nous nous penchons désormais sur des données acquises en présence de l'écoulement de la soufflerie avec toutes les problématiques de vibrations et d'échauffement évoquées au début de ce chapitre. Nous avons fait le choix de traiter

les données sur un point particulier de la matrice d'essais : l'écoulement à Mach 0.4 et un jet de débit 1 kg/s. Ce point intermédiaire dans la gamme de Mach étudié est suffisant pour analyser et proposer une stratégie de correction des images sans représenter la pire situation. De plus, en étudiant ce cas à faible débit (vis-à-vis de l'écoulement amont), la distance de pénétration du jet reste relativement faible. Ceci garantit la présence d'une zone non perturbée par l'écoulement en dehors du jet, zone qui sera utile pour la correction des données, comme nous le verrons par la suite.

5.4.2.1 Problématique

Les champs de déplacements associés à ce point de fonctionnement (Fig. 5.16) illustrent clairement le problème rencontré : les déplacements liés à la présence du jet à contre-courant sont complètement noyés dans un déplacement global assez lisse de norme moyenne proche de 5 pixels.

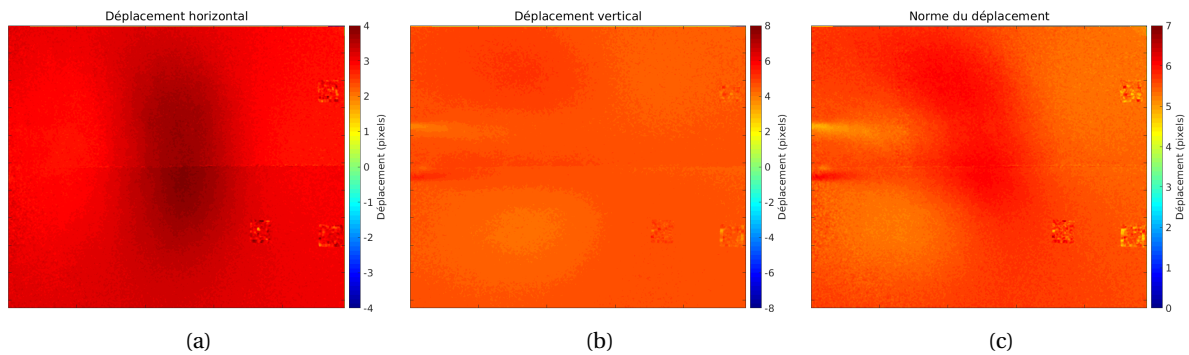


FIGURE 5.16 – Champs de déplacement bruts obtenus pour la camera 08.

Dans la suite de cette section, nous cherchons à déterminer l'origine de ces phénomènes perturbateurs. Puis, nous les corrigeons afin de reconstruire un champ de masse volumique lorsque la soufflerie est en fonctionnement.

5.4.2.2 Etude des champs de déplacements en l'absence de jet

Dans un premier temps, nous cherchons à caractériser l'évolution de ce phénomène perturbateur en fonction du nombre de Mach. Afin de dissocier les contributions du jet et de l'écoulement de la soufflerie, notre étude se focalise tout d'abord sur les données sans écoulement de la buse. Pour un nombre de Mach donné, nous disposons de plusieurs centaines d'images de déplacements horizontaux et verticaux (u et v) associés au repère caméra. Chacun des deux déplacements est moyenné sur l'ensemble des images ainsi que sur une fenêtre de 200×200 pixels (Figure 5.17). Nous calculons également les écarts types associés (U_p et V_p).

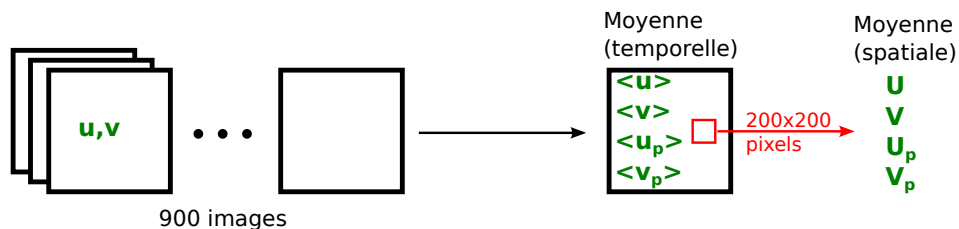


FIGURE 5.17 – Analyse des champs de déplacements horizontaux (u) et verticaux (v) moyens.

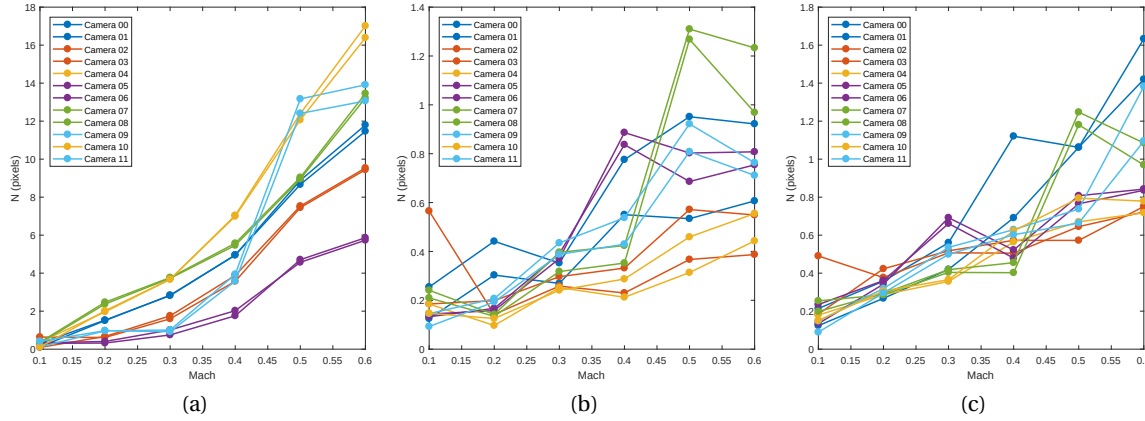


FIGURE 5.18 – Evolution du mouvement moyen des mouchetis en fonction du nombre de Mach en soufflerie. a) Norme des déplacements moyens N . b) Ecart-types horizontaux moyens U_p . c) Ecart-types verticaux moyens V_p . (Position des caméras visibles sur la Fig. 5.8)

En présence de l'écoulement de la soufflerie seul, nous devrions obtenir des déplacements nuls en moyenne, le milieu étant homogène. Malheureusement ce n'est pas le cas. Comme on peut le voir en Fig. 5.18a, la norme $N = \sqrt{U^2 + V^2}$ des déplacements moyens augmente fortement au fur et à mesure que le Mach devient important pour atteindre un maximum à Mach 0.7 de 17 pixels! Bien que ces valeurs de déplacements varient d'une caméra à l'autre, la tendance reste la même. De plus, en suivant l'évolution des déplacements, on peut reconnaître les couples de caméras associées à chaque hublot car elles présentent des comportements identiques. Au contraire, les écart-types présentés en Figure 5.18b et 5.18c restent modérés avec une valeur maximale inférieure à 2 pixels. On peut déjà en déduire que la perturbation majeure n'est pas liée aux vibrations. En effet, un mouvement vibratoire se traduirait par des déplacements presque nuls en moyenne tandis que les écarts-types augmenteraient avec le Mach. Il y a donc un phénomène perturbateur autre, dont l'amplitude augmente de manière importante avec le nombre de Mach. L'origine de celui-ci peut être :

- Aéro-optique : la couche limite présente sur le hublot pourrait générer des déplacements perturbateurs.
- Géométrique : une déformation de la veine due à la dépression aérodynamique.
- Thermiques : la dilatation de la structure induirait un déplacement relatif entre les caméras et le mouchetis.

5.4.2.3 Stratégie de correction

Pour mettre en place notre correction, nous faisons tout d'abord l'hypothèse que le mouchetis a subi un mouvement de translation. Il devrait alors être possible de supprimer ce mouvement en mesurant un déplacement moyen dans une zone non perturbée par l'écoulement. Sur la Fig. 5.19 on peut voir des champs de déplacement corrigés à partir du déplacement moyen calculé dans la fenêtre rouge de 200×100 pixels. Si la correction fait clairement ressortir la topologie du jet, une forte discontinuité apparaît désormais au niveau de la jointure présente sur la paroi. Cette observation implique bien un mouvement du mouchetis mais également des mouvements disjoints des différents éléments qui constituent la veine. La correction précédente est donc insuffisante pour corriger de manière satisfaisante ce type de perturbation.

Nous poussons donc le concept un peu plus loin et choisissons de corriger le mouvement de chaque élément de paroi de manière indépendante. Cela nécessite donc de distinguer 2 zones sur

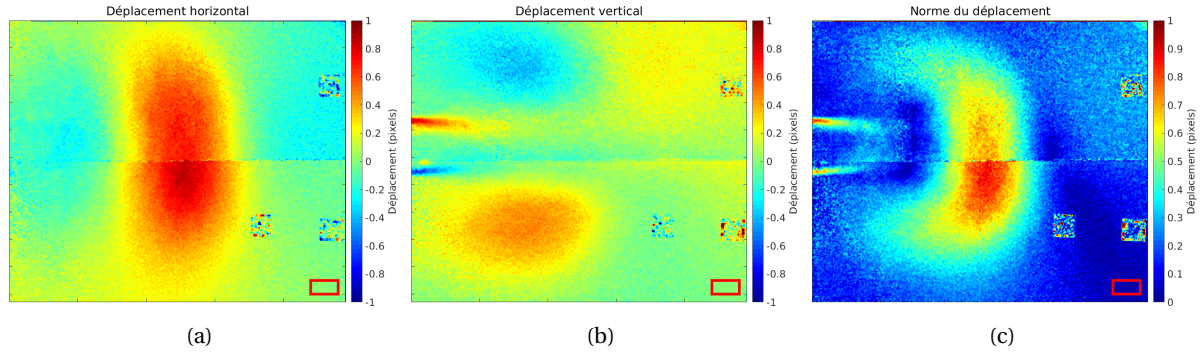


FIGURE 5.19 – Champs de déplacement après correction par mouvement de translation calculé sur la fenêtre pixels représentée en rouge.

chaque image et de soustraire le mouvement global de chacune des zones. Cette correction par morceau est appliquée en calculant les déplacements moyens sur la fenêtre rouge pour la partie supérieure de l'image et sur la fenêtre noire pour la partie inférieure (Fig. 5.20). Cette approche améliore le résultat mais elle ne semble pas suffisante : en effet, si on obtient bien une continuité du champ de déplacement hors de l'écoulement où les mouvements ont été calculés, la discontinuité est toujours visible sur la partie gauche des champs au niveau de la sortie du jet.

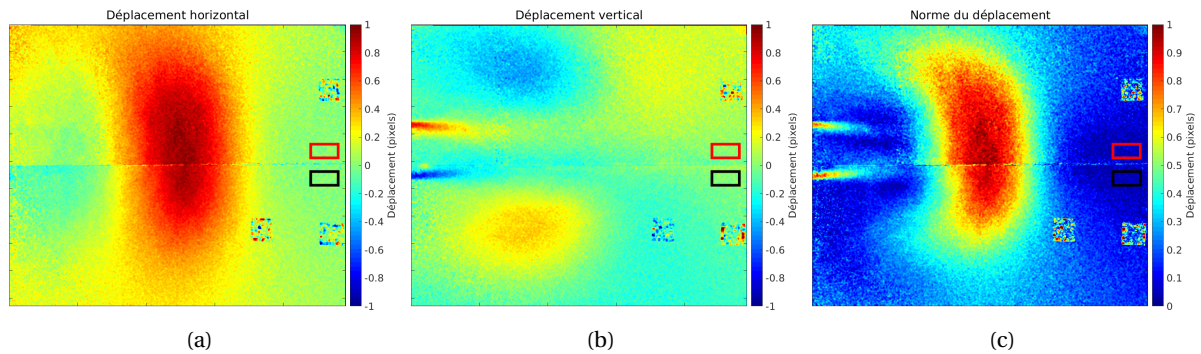


FIGURE 5.20 – Champs de déplacement après correction par zones.

Pour analyser ce phénomène plus en détails nous revenons sur les données sans jet (Fig. 5.21). Là aussi le même phénomène apparaît : il y a non seulement une discontinuité mais aussi une variabilité des déplacements selon la diagonale de l'image. Cela semble indiquer un mouvement plus complexe qu'une simple translation de la part des éléments de paroi qui constituent la veine. Le phénomène présente peu de variations temporelles également. On aurait donc, lors de la montée en Mach un mouvement de corps solide-rigide des différents éléments qui constituent la paroi de la veine.

Une étude approfondie est nécessaire afin d'analyser les champs de déplacements et de déterminer pour chaque zone le mouvement subi par le mouchetis. Ce travail pourra s'appuyer sur la présence des marqueurs *AprilTags* en bordure de champs.

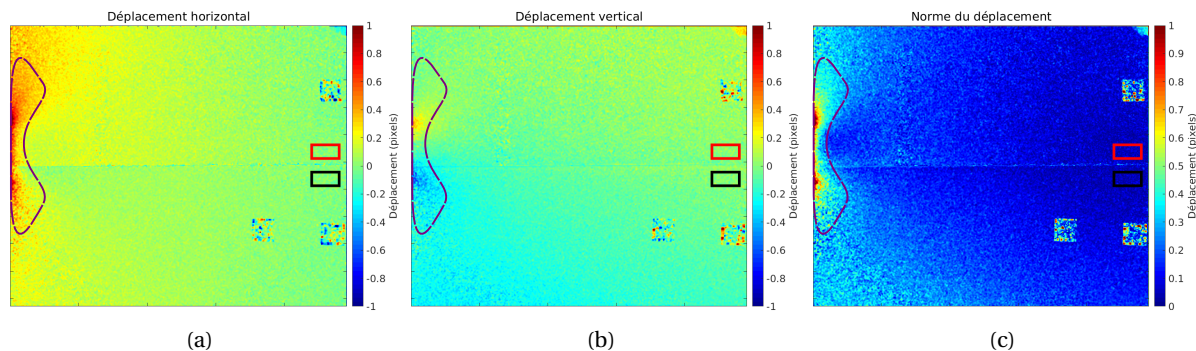


FIGURE 5.21 – Champs de déplacement moyens obtenus à débit nul. L'influence de l'écoulement sur la buse est entourée sur la partie gauche des champs.

5.4.2.4 Solution retenue

Une solution rapide peut néanmoins être appliquée. En effet, pour un nombre de Mach donné, le mouvement global moyen du mouchetis est similaire avec ou sans jet. Ainsi, la soustraction du champ moyen obtenu sans jet (Fig. 5.21) permet de corriger chaque champ avec jet correspondant aux mêmes conditions de Mach. Cette procédure fonctionne plutôt bien comme on peut le voir sur la Fig. 5.22. On retrouve désormais une belle structure en forme de « champignon », comparable à celle prédite par la CFD.

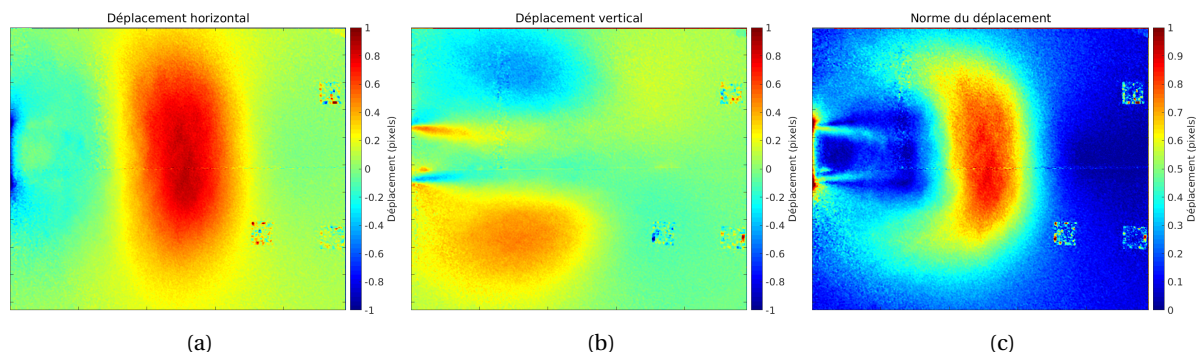


FIGURE 5.22 – Champs de déplacement après correction à partir des images acquises à débit nul.

Cette solution présente toutefois des limites puisque lorsque le jet est à l'arrêt, l'écoulement génère tout de même des effets aéro-optiques dues aux accélérations sur l'intrados et l'extrados de la buse qui sont entourés sur la partie gauche de la Figure 5.22. En soustrayant ces valeurs aux mesures avec le jet on introduit des valeurs erronées dans les champs de déplacements. Pour la suite ces régions ont donc été écartées en utilisant un masque. De plus, si ce mouvement global représentait la plus grande perturbation dans un premier temps, une fois la correction faite, les mouvements du second ordre dus aux vibrations pourraient s'avérer non négligeables.

5.4.2.5 Reconstruction BOS 3D

Les champs de déplacement corrigés permettent une estimation correcte des cartes de déviations nécessaires à la reconstruction de l'écoulement moyen. Le champ de masse volumique obtenu est présenté sur la Figure 5.23 . Le jet issu de la buse est rapidement arrêté par l'écoulement amont et

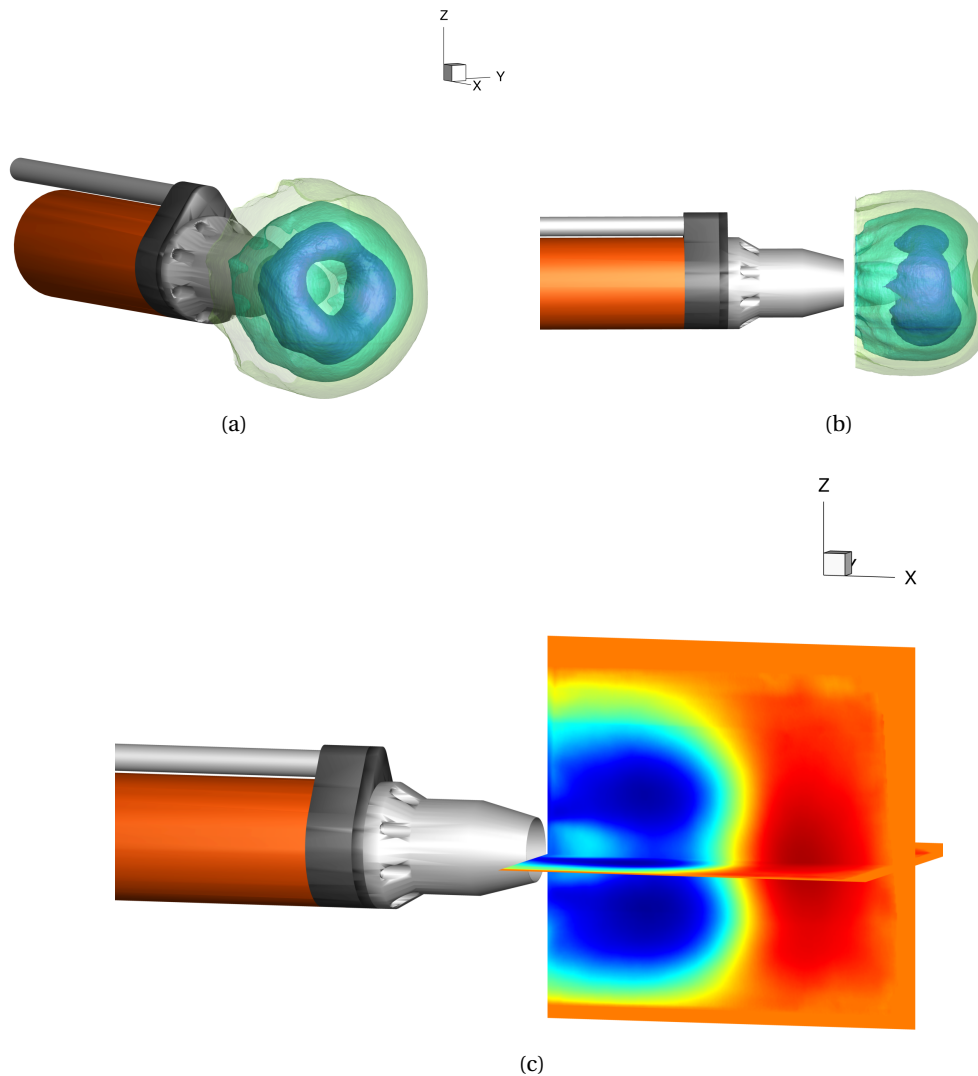


FIGURE 5.23 – Iso-surfaces et coupes de masse volumique pour un jet débitant à 1 kg/s face à un écoulement à Mach 0.4.

rebrousse chemin donnant à l'écoulement cette forme caractéristique en "champignon". Sur les iso-surfaces présentées en Fig. 5.23a, on peut distinguer la forme en tore associée à la région de recirculation, marquée par une chute locale de la masse volumique.

5.4.3 Résultats complémentaires BOS 2D

La reconstruction présentée précédemment est la seule qui a été effectuée au cours de cette étude. Néanmoins, afin d'illustrer quelques configurations de la matrice d'essais avec la soufflerie en marche, la méthode de traitement présentée en section 5.4.2.4 a été appliquée sur les points suivants :

- Mach 0.2, $Q = 1 \text{ kg/s}$
- Mach 0.4, $Q = 1 \text{ kg/s}$
- Mach 0.6, $Q = 2 \text{ kg/s}$

Les champs instantanés correspondants sont présentés sur la Figure 5.24. On peut constater sur ces images la grande complexité de l'écoulement ainsi que son caractère fortement instationnaire. Ce dernier est bien mis en évidence lorsqu'on compare le champ instantané à Mach 0.4 de la Figure 5.24b

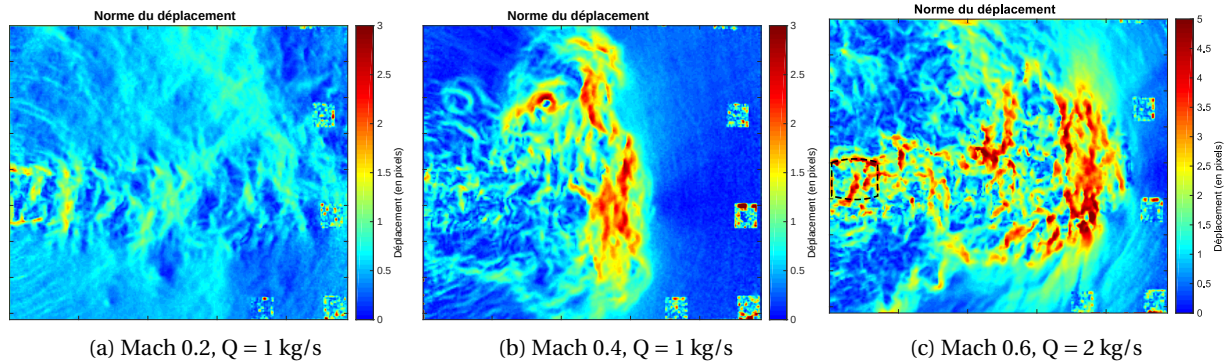


FIGURE 5.24 – Norme des champs de déplacements instantanés corrigés.

au champ moyen présenté en Figure 5.24b. On peut également observer des ondes acoustiques qui se propagent, notamment pour le cas à Mach 0.2 sur la Figure 5.24a, en sortie de buse. Sur le dernier cas, à Mach 0.6 avec un jet à 2 kg/s (Figure 5.24c), on distingue une première cellule de choc puis la topologie est fortement perturbée jusqu'au point d'arrêt qui, lui, reste bien marqué.

5.5 Discussion

Nous revenons ici sur quelques particularités d'acquisition d'images et de traitement propres aux mesures réalisées à S1MA.

5.5.1 Mesure tridimensionnelle de champs étendus

Le champ de masse volumique reconstruit à Mach 0.4 (Figure 5.23) a fait surgir quelques problèmes lors du processus de reconstruction qu'il nous apparaît intéressant d'explicitier ici. Contrairement aux mesures faites jusqu'à présent (jet de la buse sans vent contraire, mesures réalisées à F2), la taille de l'écoulement étudié est ici relativement importante vis-à-vis du champ observé et pour certains points de vue, les bords du phénomène aérodynamique sont coupés. Cela n'est pas sans conséquence pour le processus de reconstruction comme nous allons l'expliquer à partir de la Figure 5.25.

Comme expliqué au Chapitre 2, le masque 3D utilisé pour la reconstruction résulte de l'intersection des volumes visibles par toutes les caméras (« Visual hull » en anglais). Dans cette situation, le

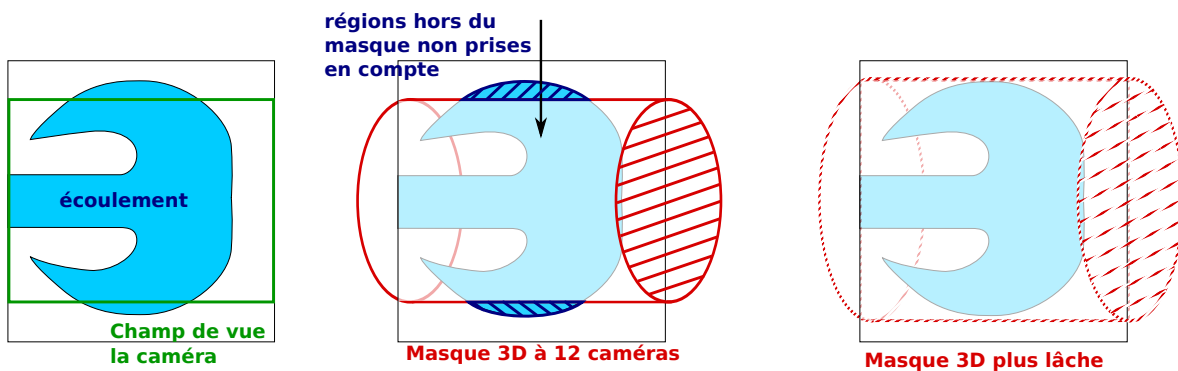


FIGURE 5.25 – Problématique associée à un champ de vue caméra trop faible vis à vis du phénomène étudié.

masque est très restrictif et peut nuire à la reconstruction. En effet, un rayon venant d'une caméra située au-dessus du jet ne verra pas d'écoulement jusqu'à rencontrer le bord du masque ce qui est en contradiction avec la mesure effectuée puisque l'écoulement est plus grand que le masque. On peut ici corriger ce problème en relâchant la contrainte sur le masque 3D et en le construisant sur la base de la région commune à un certain nombre de caméras. Ce choix implique alors la présence de zones de poids différents dans le champ reconstruit, certaines étant « moins informées » car leurs voxels sont observés par moins de caméras. Pour reconstruire l'écoulement à Mach 0.4 présenté en Figure 5.23, un masque plus lâche, défini comme le volume commun à 9 caméras a été utilisé.

Si l'on pousse le raisonnement plus loin, ce problème pose la question de la mesure des grands champs par BOS 3D. Du fait de la nature intégrale de la technique BOS, il apparaît nécessaire d'englober l'ensemble de l'écoulement lors de la prise de vue pour pouvoir effectuer une reconstruction. Ceci est réalisable au moyen d'une focale plus courte mais s'accompagne nécessairement d'une résolution spatiale plus faible au niveau de l'écoulement. Une solution pourrait consister à combiner plusieurs caméras au niveau de chaque point de vue afin de couvrir l'ensemble de l'écoulement mais entraînerait nécessairement une variabilité sur le nombre de caméras observant chaque voxel. Il faudrait alors d'une part veiller à ce que cette variabilité reste faible au sein du volume à reconstruire et d'autre part analyser l'impact de ce volume de poids inégaux dans le processus de reconstruction. Il s'agit d'éviter que des gradients artificiels n'apparaissent du fait des changements de pondération lors du processus de reconstruction et ne viennent gêner la convergence.

Une seconde difficulté liée à la taille du champ mesuré réside dans la façon d'imposer la valeur de la masse volumique ambiante qui n'est pas mesurée par la technique BOS. De manière classique on impose la valeur ρ_{ext} dans les régions non perturbées, en dehors du masque 3D. Ici, presque l'ensemble du volume reconstruit est affecté par l'écoulement et il est délicat d'imposer la masse volumique en dehors du masque 3D sans craindre d'affecter la reconstruction. On pourrait également imposer ρ en un point connu à partir d'une mesure extérieure par exemple mais cela nécessite d'avantage de mesures. Enfin, étant donné que le volume reconstruit n'est pas directement positionné aux niveaux de la sortie de la buse, il n'est pas non plus approprié d'utiliser la valeur de masse volumique calculée à partir des conditions génératrices.

5.5.2 Effets d'astigmatisme

Une autre problématique rencontrée lors des essais à S1MA concerne la nature de l'écoulement étudié. Pour la première fois, nous appliquons la BOS 3D à des écoulements compressibles qui présentent de forts gradients de masse volumique. Lorsque l'on étudie un écoulement en BOS, en utilisant de manière classique un éclairage non collimaté, il est possible que les images présentent de l'astigmatisme parasite comme on peut le voir sur l'écoulement du jet double buse à 2.5 kg/s en Figure 5.26. En effet, à la traversée de forts gradients, les déviations subies par les rayons lumineux peuvent être si importantes que les rayons ne focalisent plus en un point sur le CCD, générant un flou parasite d'astigmatisme.

Ce phénomène qui sera étudié plus en détail dans le chapitre suivant est d'autant plus important que les gradients d'indice optique sont élevés, que le trajet du rayon à travers l'écoulement est important et que le cercle de confusion est grand. Notre configuration à S1MA est loin d'être optimale puisqu'en collant les mouchetis à 4 m de l'écoulement, sur les parois, nous avons une grande sensibilité mais aussi un grand cercle de confusion. Dans un environnement soufflerie comme ici, le mouchetis ne peut pas être rapproché de l'écoulement pour mitiger les effets d'astigmatisme. Toutefois, en fin de campagne d'essai nous avons réalisé des mesures complémentaires en BOS 2D en jouant sur un autre paramètre : l'ouverture caméra. En regroupant les différents points d'éclairage sur le même panneau de mouchetis, nous avons pu travailler avec des caméras ouvertes à $f_{\#} = 8$. Ceci nous permet de passer d'une taille du cercle de confusion de 18 mm à $f_{\#} = 2$ (Figure 5.26a), à 4.6 mm à $f_{\#} = 8$ (Figure 5.26b)

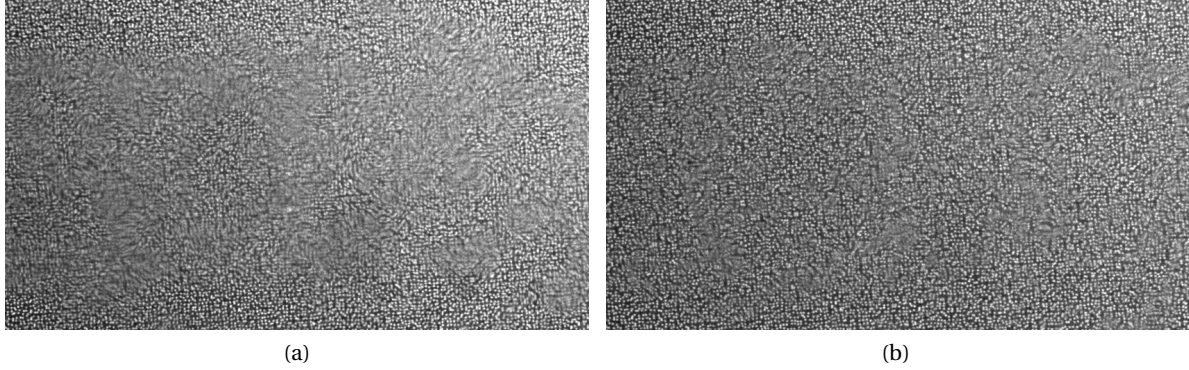


FIGURE 5.26 – Astigmatisme parasite visible sur des images brutes pour a) $f_{\#} = 2$ et b) $f_{\#} = 8$.

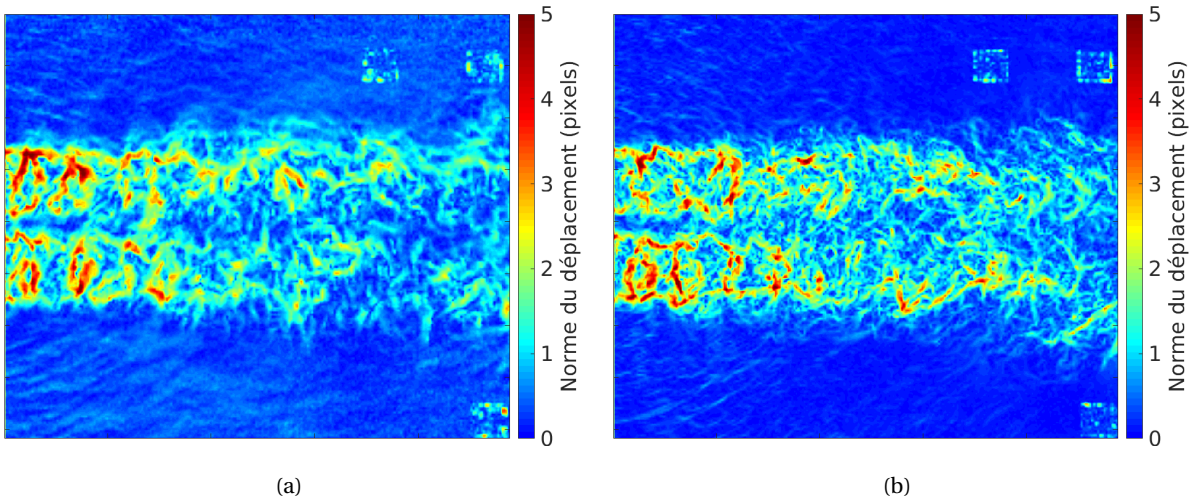


FIGURE 5.27 – Champs instantanés de déplacement pour une ouverture de $f_{\#} = 2$ à gauche et $f_{\#} = 8$ à droite.

et de réduire fortement le flou d'astigmatisme. Les champs de déplacements associés à chacune des ouvertures caméras sont présentés sur la Figure 5.27. Par rapport au cas à grande ouverture ($f_{\#} = 2$), les nouvelles mesures réalisées à $f_{\#} = 8$ sont plus détaillées. On parvient également à capter de fines structures très intenses.

Ce résultat préliminaire est intéressant car il apporte un élément de solution aux problématiques d'astigmatisme qui seront étudiées plus largement dans le chapitre suivant. Il permet également de donner une première indication pour le dimensionnement d'un futur système d'éclairage adapté à la taille de S1MA.

5.6 Conclusion

Pour la première fois, la BOS 3D a été déployée dans une des plus grandes souffleries du monde et a permis d'obtenir des reconstructions 3D de masse volumique. La réalisation de mesures optiques dans un tel environnement n'est pas aisée et à l'issue de cette campagne trois problématiques spécifiques émergent :

La première concerne les mouvements complexes qui affectent les éléments de la soufflerie lors de son fonctionnement et qui se traduisent par des mouvements relatifs entre les mouchetis et les caméras. Une première solution a été mise en œuvre pour corriger ces perturbations, permettant la reconstruction 3D de l'écoulement pour des données acquises à Mach 0.4.

La seconde concerne la mesure des écoulements de grande taille. En effet, de part sa nature intégrale, la technique BOS mesure un gradient de masse volumique sur l'ensemble de la trajectoire des rayons lumineux. Il est donc nécessaire de reconstruire l'ensemble du domaine perturbé et cela avec un nombre suffisant de caméras. Si la solution la plus simple consiste à travailler avec de petites focales, d'autres solutions pourraient être envisagées par combinaisons de caméras et/ou de différentes focales pour couvrir l'ensemble du champ.

Enfin, la troisième difficulté provient de l'étude de phénomènes à forts gradients qui se traduisent notamment par des effets d'astigmatisme affectant les mesures. Ce point sera étudié plus en détails dans le chapitre suivant. Une première solution suggère de travailler à plus faible ouverture, ce qui nécessite l'utilisation de sources d'éclairage très puissantes.

Au cours de cette campagne une très grande quantité de données a été acquise, qu'il s'agisse des données BOS elles-mêmes ou des données complémentaires acquises par stéréoscopie par le DTIM. Seules quelques configurations ont pu être traitées dans le cadre de cette thèse. L'exploitation complète des données exigera selon nous plusieurs mois de travaux. Elle permettrait d'améliorer la procédure de correction des effets liés au fonctionnement de la soufflerie, notamment par la prise en compte de modèles de déplacement plus complexes, pour étendre les reconstructions à des régimes de fonctionnement plus élevés. Ce faisant, on accèderait à une meilleure caractérisation géométrique de la veine lors du fonctionnement, notamment en croisant les mesures BOS et les mesures stéréoscopiques ce qui pourra être utile pour la conception de futures campagnes BOS.

Pour conclure, même si des difficultés ont été rencontrées et si toutes les conditions d'essai n'ont pu être traitées, le premier mérite de cette campagne est de démontrer la faisabilité effective de la BOS3D dans ce type de soufflerie, résultat qui était loin d'être évident. Autrement dit, il est possible de mettre en œuvre les moyens de la mesure (caméras, fonds et moyens d'illumination) en nombre suffisant pour avoir une capacité de reconstruction 3D, en profitant d'accès optiques assez nombreux mais qui n'avaient pas été dédiés à ce type de mesure. Ce travail ouvre la voie à la conception d'équipements compatibles avec les exigences de souffleries industrielles et dédiés à ce type de mesure : BOS2D en divers plans dans la veine, et BOS3D dans un volume prédéterminé.

Chapitre 6

Etude des écoulements compressibles

Sommaire

6.1	Introduction	114
6.2	Article	114
6.3	Introduction	115
6.3.1	Underexpanded jets	115
6.3.2	Measurement techniques	116
6.3.3	Background oriented schlieren	117
6.3.4	Contributions	117
6.4	Optimization of the BOS experimental setup for high resolution measurements	117
6.4.1	Astigmatism effects	117
6.4.2	Installation	117
6.4.3	Optimizing BOS settings for the capture of high gradients	118
6.5	3DBOS measurements of the density field	120
6.5.1	3D BOS bench	120
6.5.2	Processing	120
6.6	Mean fields results	121
6.6.1	Reconstructed 3D density fields	121
6.6.2	Comparison with a CFD computation	121
6.6.3	Mean field analysis : conclusion	121
6.7	Shear layer coherent structures	122
6.7.1	Instantaneous density field reconstruction	122
6.7.2	Pseudo-phase averaging analysis	124
6.8	Conclusion	126
6.9	Conclusion	130

6.1 Introduction

La campagne d'essais réalisée à S1MA a soulevé une problématique associée à la mesure des forts gradients de masse volumique. La technique BOS étant utilisée ici en faisceaux de lumière divergents, l'image d'un point sur le capteur résulte de l'intégration de tous les rayons ayant pénétré par l'ouverture caméra. Si les gradients de masse volumique observés sont trop intenses, l'ensemble de ces rayons peut ne plus focaliser sur un pixel et conduire à une tache qui s'étale sur des pixels voisins. Ce phénomène appelé astigmatisme provoque un flou sur les images brutes qui a pour conséquence une plus faible qualité de corrélation et même dans certains cas l'absence de corrélation.

Dans ce chapitre, nous revenons tout d'abord sur la problématique d'astigmatisme, à travers l'étude d'un jet sous-détendu. Nous réalisons une analyse paramétrique d'un montage BOS 2D afin d'optimiser la qualité des images. Après avoir conçu un nouveau banc BOS 3D, nous évaluons la capacité de notre code actuel à reconstruire de tels champs de masse volumique. En effet, en présence de gradients très intenses comme les ondes de choc, l'hypothèse paraxiale utilisée jusqu'à présent peut être mise en défaut.

Finalement, nous reconstruisons le champ de masse volumique à différentes conditions de fonctionnement. Nous comparons les champs moyens avec des résultats de la littérature ainsi qu'avec une simulation numérique. Enfin, une analyse POD nous permet de moyenner de manière conditionnée nos mesure pour reconstruire des champ de masse volumique en moyenne de phase et ainsi mettre en évidence la périodicité du lâcher tourbillonnaire dans la couche de mélange.

6.2 Article

Reproduction de l'article paru dans Experiments in Fluids, volume 58, mai 2017, issue 5, article 46.

RESEARCH ARTICLE

3D reconstruction of a compressible flow by synchronized multi-camera BOS

F. Nicolas¹ · D. Donjat¹ · O. Léon¹ · G. Le Besnerais² · F. Champagnat² · F. Micheli¹

Received: 9 December 2016 / Revised: 25 February 2017 / Accepted: 28 February 2017
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2017

Abstract This paper investigates the application of a 3D density reconstruction from a limited number of background-oriented schlieren (BOS) images as recently proposed in Nicolas et al. (Exp Fluids 57(1):1–21, 2016), to the case of compressible flows, such as underexpanded jets. First, an optimization of a 2D BOS setup is conducted to mitigate the intense local blurs observed in raw BOS images and caused by strong density gradients present in the jets. It is demonstrated that a careful choice of experimental conditions enables one to obtain sharp deviation fields from 2D BOS images. Second, a 3DBOS experimental bench involving 12 synchronized cameras is specifically designed for the present study. It is shown that the 3DBOS method can provide physically consistent 3D reconstructions of instantaneous and mean density fields for various underexpanded jet flows issued into quiescent air. Finally, an analysis of the density structure of a moderately underexpanded jet is conducted through phase-averaging, highlighting the development of a large-scale coherent structure associated with a jet shear layer instability.

1 Introduction

This paper investigates the application of the 3D density reconstruction from a limited number of

background-oriented schlieren (BOS) images to the case of compressible flows, such as underexpanded jets.

1.1 Underexpanded jets

The experimental study of underexpanded jets is of major interest for the optimization of jet engines performance; it can be furthermore noted that they appear in several other applications, such as the characterization of pressurized tank leakages related to security studies. In the case of a jet engine, an underexpanded jet configuration is encountered when the pressure of the jet at the nozzle exit has not expanded sufficiently to reach the ambient pressure. This situation occurs in particular when there is no geometrical expansion of the nozzle. As a result, the jet thrust is not optimal and additional shock-associated noises are generated.

Underexpanded jets are characterized by the Nozzle Pressure Ratio (NPR), which is equal to the ratio between the total pressure (P_0) and the ambient one (P_a). The NPR is related to the fully expanded jet Mach number M_j , which is the exit Mach number that an adapted jet would have reached with the same initial conditions, such that

$$M_j = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} (\text{NPR}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1)} \quad (1)$$

From medium to high NPR values, the jet shows a complex flow topology, sketched in Fig. 1, with a typical succession of expansion fans and reflected shock waves often referred to as diamond shock cells. From the nozzle exit, the jet expands ① in the region delimited by the barrel shock ②. The emergence of a Mach disk (MD) ④ is characteristic of highly underexpanded jets. A triple point ⑤ appears at the intersection of the Mach disk, the barrel shock, and the reflected shock ⑥ on the isobar line ③ of the mixing layer.

✉ D. Donjat
david.donjat@onera.fr

¹ ONERA, DMAE, 2 Avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse, France

² ONERA, DTIM, Chemin de la Hunière, 91123 Palaiseau, France

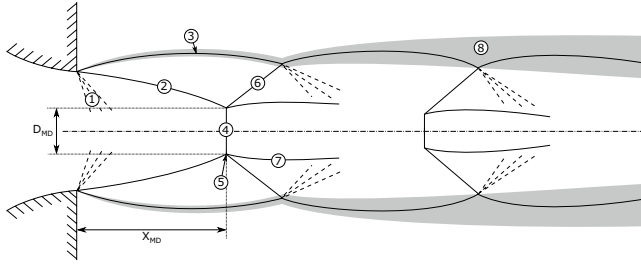


Fig. 1 Schematic view of the flow topology for a highly underexpanded jet ($\text{NPR} = 4\text{--}7$)

The region behind the Mach disk is subsonic, contrarily to the region beyond the oblique reflected shock, the border between them being materialized by the slip line ⑦. Classical descriptive parameters of an highly underexpanded jet are the diameter (D_{MD}) and distance to the nozzle (X_{MD}) of the Mach disk.

Underexpanded jet flows are source of instabilities and lead to the production of screech noise identified for the first time by Powell (1953). Since then, numerous studies have investigated the complex feedback loop between Kelvin–Helmholtz instabilities, their interactions with shock-cell structures, and acoustic waves generation, see, for instance, the review paper of Raman (1999).

1.2 Measurement techniques

Performing measurements in supersonic jets is quite a challenge for multiple reasons. The use of probes (pressure probes, hot wire, etc) is delicate due to the strong perturbations (shock waves, additional noise) caused by the presence of the instrumentation inside the flow. Over the past decades, non-intrusive techniques, such as Laser Doppler Velocimetry (LDV) and Particle Image Velocimetry (PIV), have been employed. Setting those velocimetry techniques is not simple as well, because the complex structure of the flow makes a proper and homogeneous seeding very difficult. Special care should be given to the choice of tracers to ensure that they properly follow the flow dynamics. Several examples can be found in an exhaustive review of the different studies involving underexpanded jet flow by Franquet et al. (2015).

Among the most recent works, one can refer to the LDV measurements performed by Feng and McGuirk (2016) and the tomo-PIV measurements achieved by Wernet (2016).

Rayleigh scattering was used to measure density within underexpanded jets (Panda and Seasholtz 1999, 2002). This technique relies on light re-emission of molecules and does not require particle seeding, in contrast to LDV and PIV. Panda and Seasholtz (1999, 2002) demonstrated the potential of this technique for measuring density fluctuations

and density spectra, and provided a better understanding of the screech noise mechanisms by correlating their density measurements with far-field noise recordings (Panda and Seasholtz 2002).

Supersonic flows have also been studied experimentally for a long time using refractive index-based optical techniques, such as schlieren or shadowgraphy. Those Line-of-Sight (LOS) techniques convert the optical index gradient (schlieren) or the second derivative of the index (shadowgraphy) into intensity variations providing accurate visualizations of flow topology. However, obtaining quantitative data is challenging because of the difficulty to calibrate intensity measurements. By the use of rainbow schlieren, which exploits colored filters, Kolhe and Agrawal (2009) and Takano et al. (2016) were able to reconstruct density volumes after a difficult filter calibration. In a micro-scale application context, Kolhe and Agrawal (2009) were constrained by a spatial resolution too low to allow a precise analysis of the jet topology. Finally, both studies can only exploit one gradient measure at a time (horizontal or vertical, depending on the knife edge orientation), which can lead to biases in the estimation of the density field.

1.3 Background-oriented schlieren

Recently, a new optical technique for density gradients measurement has emerged: background-oriented schlieren (BOS). BOS relies on the comparison of two images of the same textured background. One is taken with the flow under study placed between the camera and the background, the other without. The deflections of the light rays due to the refractive index variations of the flow lead to apparent displacements of the background patterns between the two images. Those displacements can be estimated using image correlation methods, as available in PIV softwares. Then, deviation maps are derived knowing the geometry of the experiment and assuming it occurs in the middle of the flow. From several deviation maps recorded with various viewpoints, the 3D density distribution can be reconstructed by numerically inverting the equation (Atcheson et al. 2008; Ota et al. 2011; Nicolas et al. 2016):

$$\epsilon = \frac{G}{n_{\text{ext}}} \int_{s \in \text{ray}} \nabla \rho ds \quad (2)$$

This equation links the deviation ϵ to the integral along the ray of density gradients bringing into play the Gladstone–Dale constant G . Since its first demonstrations (Richard et al. 2002; Meier 2002), the potential of BOS in supersonic jets study has been pointed out. Clem et al. (2012) used 2D BOS to investigate screech tones in supersonic jets by measuring shock-spacing lengths. This characteristic length was also measured in a case of a microjet by Van Hinsberg and Rösgen (2014) from a 3D reconstruction obtained by

an Abel inversion. Venkatakrishnan (2005) and Tipnis et al. (2013) derived 3D mean density fields from BOS images using Filtered Backprojection (FBP) algorithms. They showed consistent results compared to the exit density calculated from isentropic relations (Venkatakrishnan 2005) and a relative agreement with CFD computation (Tipnis et al. 2013). Nevertheless, the low spatial resolution of their reconstructions makes difficult further analysis.

Recently, we have proposed a novel one-step approach for 3DBOS reconstructions (Nicolas et al. 2016). In the line of Atcheson et al. (2008), our technique is based on simultaneous acquisitions of the flow by several cameras. In Nicolas et al. (2016), good results were obtained with 12 cameras on aerothermal test cases showing weak density gradients, conditions which ensure the validity of the paraxial hypothesis for ray trajectories. For such incompressible flows, the 3D temperature field can be derived from the density providing a way to validate the reconstruction from independent temperature measurements (Donjat et al. 2015). These results, however, cannot shed light on the validity of the 3DBOS method in the context of compressible flows. In this paper, we investigate the application of 3DBOS for the experimental characterization of an under-expanded jet, thus extending the results of Nicolas et al. (2016) and Donjat et al. (2015) to compressible flows.

1.4 Contributions

First, in Sect. 2, we describe how to optimize a 2D BOS setup to mitigate the blurring effect associated with strong gradients in the recorded images, which degrades the accuracy of estimated deviations. In Sect. 3, we detail the 3DBOS setup built to capture instantaneous and mean density fields of underexpanded jets at various NPR. Mean field results are consistent with previously published studies and demonstrate the ability of 3DBOS to deal with strong density gradients. Finally, in Sect. 5, a moderately underexpanded jet is further analyzed by phase-averaged density reconstructions. The phase-averaging is based on a POD analysis of instantaneous displacements. The reconstructions highlight the development of a large-scale coherent structure most likely driven by a Kelvin–Helmholtz instability of the shear layer.

2 Optimization of the BOS experimental setup for high-resolution measurements

2.1 Astigmatism effects

Shock waves and more generally strong density gradients induce severe light ray deviations. As a result, the whole set of light rays entering the camera may not focus in 1

pixel anymore: this property is known as astigmatism. The main consequence is the presence of localized anisotropic blurring on the image, as shown in Fig. 2.

Such blur causes degradations of the texture which are damageable for image correlation methods: the correlation score decreases, and for severely blurred areas, the estimation fails. Moreover, in a 3DBOS context, such missing deviations, even on restricted parts of the imaged field, can severely degrade the reconstruction of the 3D density field. In Leopold et al. (2013), a solution is proposed within the colored-BOS (CBOS) framework for an experiment on a flow at Mach 3 around a spike. The authors designed a special-purpose color background by “pre-shifting” (horizontally and vertically) one color pattern (e.g., the red one) with respect to the two others (respectively, the blue and green patterns). Performing correlation between the red and green (resp. the red and the blue) channels then provides displacement estimates around the shocks. However, this technique requires choosing correctly the value of the pre-shifting, which could be difficult for complex instantaneous flows.

In the present work, we rely on classical graylevel images of black-and-white background patterns and we show that, with a careful choice of experimental conditions, deviation maps with high spatial resolution, comparable to traditional schlieren visualizations, can be obtained. In this section, we present an experimental study of the effects of the background position and camera aperture on the sensitivity and the reliability of deviation estimation in the case of an underexpanded jet.

2.2 Installation

Our jet facility consisted of a 22 mm diameter convergent nozzle, also referred to as a contoured nozzle in the

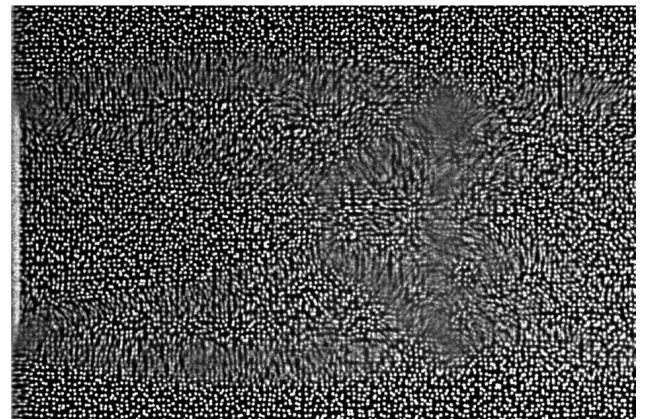
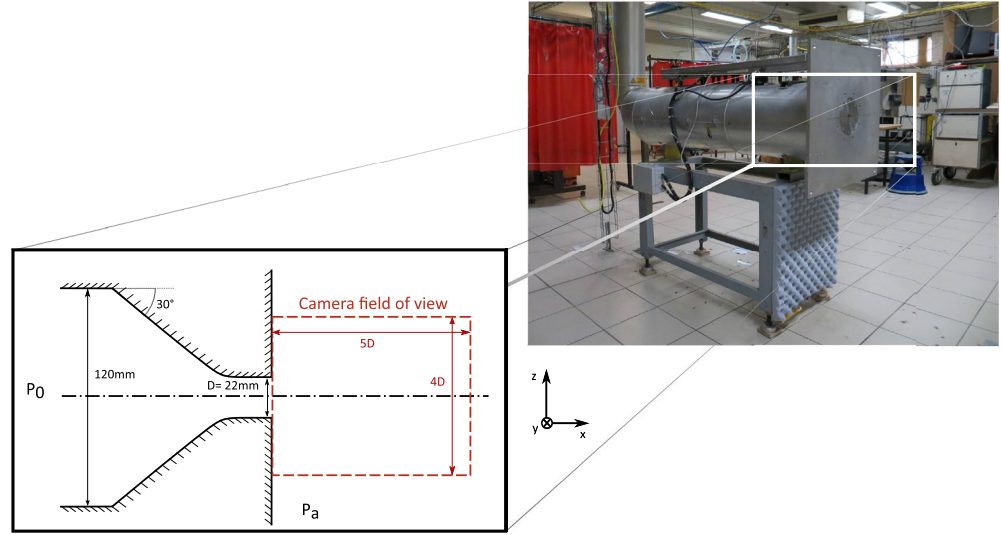


Fig. 2 Astigmatism effect induced on a raw BOS image by the shock cell of an underexpanded jet

Fig. 3 Aerothermal jet facility at ONERA Toulouse used for underexpanded jet studies. General view (*top right*) and sketch of the nozzle and camera field of view (*bottom left*)



literature, supplied by a 80 bar pressurized air tank (see Fig. 3). The air is regulated at a constant temperature of 20° C via a 570 kW heater to prevent condensation. The shape of the nozzle ensures a straight sonic condition on the jet exit. Different Nozzle Pressure Ratios (NPR) are investigated, ranging from 2.1 to 5.

For BOS acquisitions, a JAI BM-500GE camera (5MP sensor with 3.45 μm pixels), equipped with a 70 mm lens, is placed at $m = 1$ m from the nozzle axis whereas the background is moved between 0.18 and 2.9 m. For each position ($l = 0.18, 0.4, 1.3, 2.9$ m), a dedicated background is used to get 3–4 pixels dots on the camera image. We use a semi-random distribution of white dots described in Nicolas et al. (2016). Illumination is provided by a Quantel Twins BSL double pulsed laser. To optimize the illumination, both pulses fire during the camera exposure time. The effective exposure time is then equal to the double pulse duration (100 ns) and allows us to freeze the flow.

2.3 Optimizing BOS settings for the capture of high gradients

The principle of Background-Oriented Schlieren is reminded in Fig. 4.

A light ray originated from point P on the background reaches the CCD in $x + \Delta x$ without any perturbations. In the presence of the flow, the ray is deflected and reaches the CCD in x . The displacement Δx measured on the CCD is classically related to the deviation angle ϵ via the simplified equation (Raffel et al. 2000):

$$\Delta x \approx f \left(\frac{l}{l+m} \right) \epsilon \quad (3)$$

On the other hand, the spatial resolution of the measurement is mainly driven by the diameter δ_t of the circle of

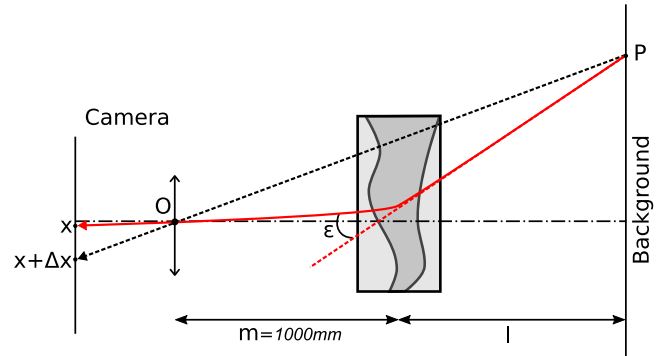


Fig. 4 Schematic of the BOS principle (see text)

confusion at the flow location rather than the filtering induced by image correlation process (Kirmse et al. 2011; Gojani et al. 2013; Ota et al. 2015). A first-order approximation of δ_t writes

$$\delta_t = \frac{f \cdot l}{l + m} \frac{1}{f_{\#}} \quad (4)$$

Note that the distance l from the flow to the background plays an identical role in both expressions. As a result, the sensitivity of the image measurement, as expressed by Eq. (3), increases with l . However, according to (4), the diameter of the circle of confusion increases at the same rate, which means that the spatial resolution of the imaging process decreases. This antagonism calls for a trade-off on l , but one has also to account for astigmatism, whose effects increase with the distance. This has led us to determine empirically a minimal distance to get a sufficient sensitivity by testing four positions ($l = 2.9, 1.4, 0.4$, and 0.18 m). With the shortest distance $l = 0.18$ m, small density gradients, such as the ones generated by acoustic waves, are lost,

whereas the position $l = 0.4$ m allows to capture the different flow features correctly.

At the selected position, the aperture of the camera can then be adjusted through its f-number to improve the spatial resolution. The following values of f-numbers were tested: 7.1, 8, 11, 16, and 22. For each selected value, the laser intensity was adjusted to keep a constant signal-to-noise ratio. As the f-number is increased, the astigmatism is reduced, because the rays which have a large deviation with respect to the optical axis do not enter the camera anymore. Figure 5 displays both instantaneous and mean displacement fields for various f-numbers for an highly underexpanded jet with $NPR = 5$ ($M_j = 1.71$)—details on the image correlation method are provided in Sect. 3.2.2. One can see the strong influence of the aperture reduction on instantaneous data: it does not only allow a better correlation around strong gradients but also reveals finer details on the flow, such as acoustic waves. However, the largest f-number ($f_\# = 22$) leads to a significant increase of the noise, clearly visible in both the instantaneous and mean fields. This can be due to diffraction effects resulting in a spreading of the dots intensity and a degradation of the correlation performance. The value $f_\# = 16$, which leads to a circle of confusion of 1.25 mm, appears to be the best choice for the experimental setup considered.

Looking at the lower line of Fig. 5, one could conclude that the aperture does not have a major influence on the resolution of mean displacement fields. To gain insight into this point, Fig. 6 compares profiles of the mean field extracted at position $X/D = 1.53$ for various f-numbers. It is clear that the spatial filtering of strong gradients associated with the camera aperture is not negligible, especially on the reflected shock waves. For low f-numbers, the image correlation process fails to capture the high-density gradients and under-estimates the overall

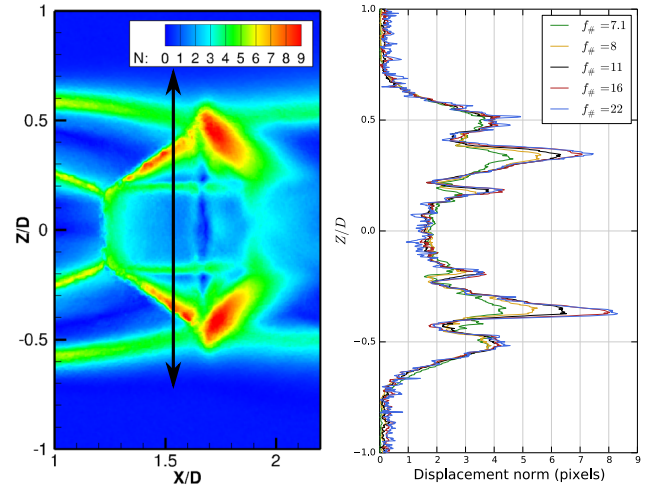


Fig. 6 Displacement norm profiles extracted at axial location $X/D = 1.53$, for different f-numbers

displacement—as already mentioned by Kirmse et al. (2011). Finally, we note the increase of the background noise for the $f_\# = 22$ profile, without any resolution gain as compared to $f_\# = 16$, which supports our choice.

From this experimental study, we conclude that, by a careful choice of experimental conditions, the BOS techniques makes it possible to provide accurate and reliable information on flows with high gradients, such as highly underexpanded jets. The aperture appears as the most influential experimental parameter: if the illumination system allows it, a high f-number should be selected, in the limit of background noise. Another hexagonal bench supports stems from diffraction effects.

Finally, Fig. 7 shows that by following the preceding prescription, one can acquire very good quality BOS

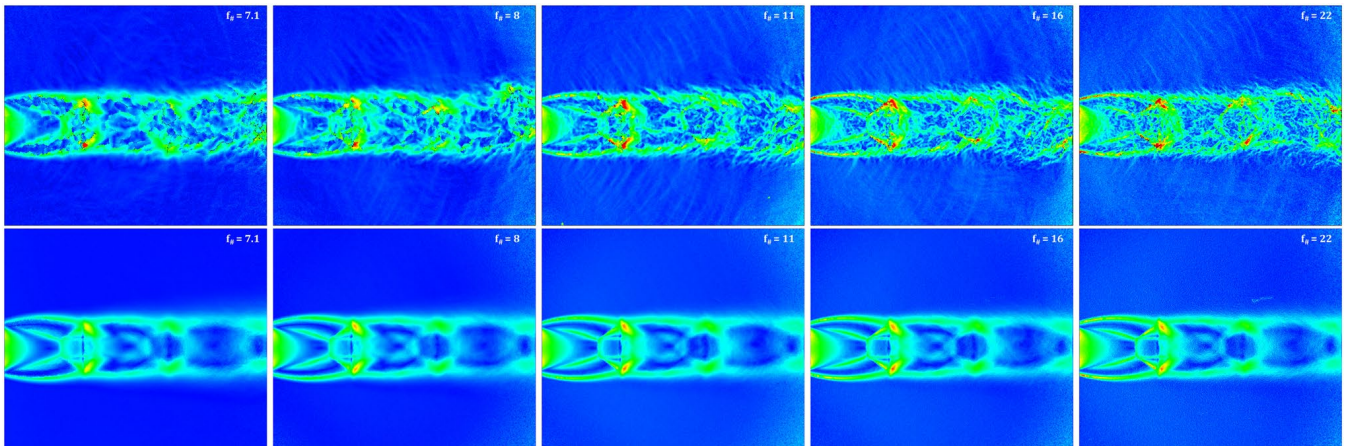


Fig. 5 BOS images of a highly underexpanded jet ($NPR=5$) for various f numbers. Norm (scale: 0–10 pixels) of the instantaneous (top row) and mean (bottom row) displacement fields

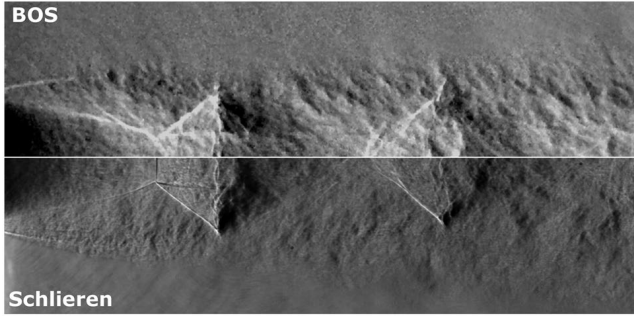


Fig. 7 Comparison between BOS image (*top*) and schlieren image (*bottom*); NPR = 5

images, comparable to traditional schlieren visualization, although less resolved.

3 3DBOS measurements of the density field

3.1 3D BOS bench

The design of our 3DBOS experimental bench is based upon the empirical study conducted for 2D BOS in the previous section. It uses 12 cameras placed on half a ring, a configuration which is chosen by most previous references dealing with jets (Atcheson et al. 2008; Donjat et al. 2015; Nicolas et al. 2016). The cameras are mounted at a distance $m = 1000$ mm of the jet axis on a hexagonal bench, see Fig. 8 and they all have the same field of view depicted in Fig. 3. The common field of view of the twelve cameras is a volume of $10 \times 7 \times$

7 cm^3 . Another hexagonal bench supports the four background plates placed at a distance $l = 400$ mm of the jet axis, each one facing three cameras. The backgrounds are made of a semi-random distribution (Nicolas et al. 2016) of dots of diameter 0.2 mm, which corresponds to an apparent diameter of less than 3 pixels in the images.

A PIV laser is used as a light source, and the beam is split into four beams using a separation table made of semi-reflecting mirrors (Fig. 9). Then, the light is driven via liquid guides and spreads out onto the backgrounds using 50 mm lenses, as depicted in Fig. 8.

This solution enables to cover the four background patterns as a whole. As in the 2D case, the two laser pulses are used during the cameras exposure time. The 12 cameras and the laser are synchronized with a TTL pulse generator. Unfortunately, the amount of light remaining for each camera did not allow us to use the optimal f-number of $f_{\#} = 16$ and we had to operate the cameras at $f_{\#} = 8$. As we have seen in Sect. 2.3 (see Fig. 6), this choice implies a filtering of fine scale structures and an underestimation of strong density gradients. Such f-number leads to a circle of confusion of 2.5 mm which can be compared to the 0.54 mm equivalent size of the interrogation window (see Sect. 3.2.2). As a consequence, the main smoothing effect originates from the optical setting rather than from the image correlation.

During the acquisition, images are transferred to RAM memory via an *Enterasys* switch and then stored onto fast SSD disks. This solution enables us to acquire 900 images at 10 Hz for each tested condition with NPR = 2.1, 3, 4, and 5 (respectively, $M_j = 1.09, 1.36, 1.56, \text{ and } 1.71$).

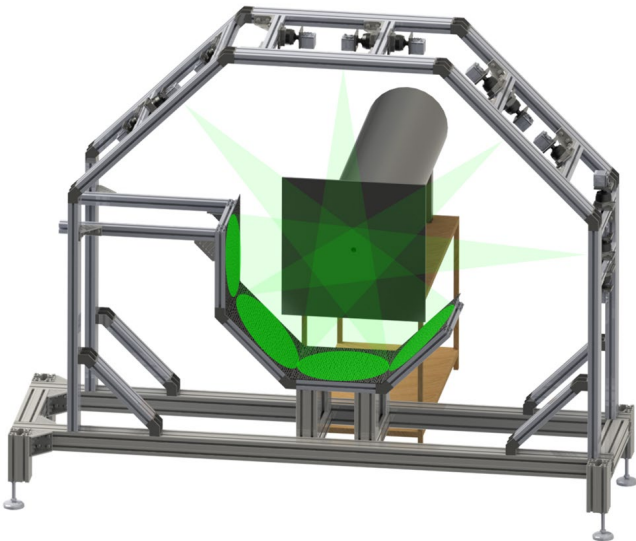


Fig. 8 3DBOS bench mounted in front of the supersonic hot jet facility. Each background is observed by three cameras

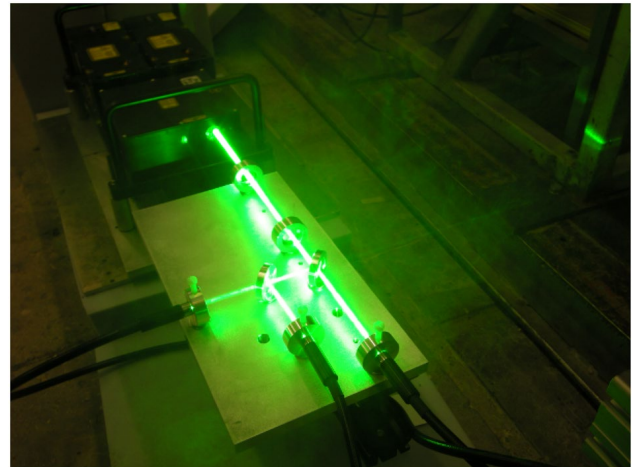


Fig. 9 Laser splitting table, here, with three beams, four beams were used in the experiments

3.2 Processing

3.2.1 Calibration

Tomographic reconstruction requires an accurate geometrical calibration of the multi-camera system to ensure geometric consistency of the different views. This process consists in identifying all cameras internal parameters (focal lengths, principal points, and distortion parameters) and all cameras poses (position and orientation) in the same coordinate frame.

Calibration developments specific to the 3DBOS have been discussed in Le Sant et al. (2014). The basic principle is to record images of a calibration body located in the common field of view of the cameras. With a half ring configuration, it is in general not possible to ensure that the calibration body is visible for all cameras at once. Hence, the calibration plate is moved inside the common volume and the calibration process exploits a sequence of overlapping views having a sufficient number of calibration features in common.

3.2.2 Computation of the deviation maps

Displacements are measured between patterns of the background image acquired across the flow and patterns of the reference images acquired without the flow by numerical correlation methods. For this step, we use *FOLKI-SPIV*, the fast ONERA PIV software implemented on GPU (Graphic Processing Unit) Champagnat et al. (2011), with 11×11 interrogation windows (IW). Note that *FOLKI-SPIV* computes a displacement vector per pixel. Deviations maps are then computed from estimated displacements using the approximation that the deviation occurred at the mid-point of the investigated volume Atcheson et al. (2008).

3.2.3 Direct 3DBOS algorithm

The deviation maps are then combined into the 3D reconstruction of the density volume using the direct tomographic method of Nicolas et al. (2016) which is briefly recalled hereafter.

Assuming that the paraxial approximation applies, Eq. (2) can be cast as a linear system:

$$\epsilon = TD\rho = A\rho \quad (5)$$

where the observation operator A combines the spatial derivative D of the density volume ρ and the tomographic operator T associated with the imaging process. As the observation operator A is non regular and ill-conditioned, regularization tools are required to define a unique and

well-behaved solution. The density estimate is then defined as the minimizer of a compound criterion:

$$\mathcal{J}(\rho) = \|\epsilon - A\rho\|^2 + \lambda\|\nabla\rho\|^2 \quad (6)$$

formed with the classical least-squares term and a smoothing Tikhonov-type term Tikhonov and Arsenin (1977). The balance between data and regularization terms is controlled by the regularization parameter λ , which is automatically chosen according to a classical L-curve approach Hansen (1992). For both inlet and outlet boundaries, free boundary conditions are imposed to ensure the consistency of the reconstruction. Minimization of $\mathcal{J}$ in (6) uses a conjugate gradient method. Note that we use a user-defined 3D mask to limit the number of voxels which are updated in the optimization process, a key point to improve the efficiency of the calculation as demonstrated in Nicolas et al. (2016); Atcheson et al. (2008).

Finally, the algorithm is encoded on a GPU architecture to reduce the computing time and allow the reconstruction of large fields: here, the reconstruction volume of dimensions $10 \times 7 \times 7 \text{ cm}^3$ is made of between 40 and 120 millions of 0.2 mm-side voxels, depending on the flow.

4 Mean fields results

4.1 Reconstructed 3D density fields

3DBOS measurements have been obtained for different NPRs ranging, from a moderately underexpanded (NPR = 2.1) to a highly underexpanded jet (NPR = 5). Reconstructions are performed from displacement fields averaged over 900 images. In Fig. 10, from left to right, we present 1D normalized profiles along the axis of the jet, 2D transverse slices, and 3D iso-surfaces of the reconstructed density field for each NPR. Note that the reconstruction being included in the intersection volume of all cameras, and the very beginning of the jet is not reconstructed.

In the mean field of the moderately underexpanded jet, the train of shock waves is clearly visible in the potential core region. This pattern results from the successive reflection of expansion fans and shock waves on the jet boundary. As the nozzle pressure ratio is increased, the spacing between shock cells increases. NPR = 3 is close to the limit where a change in the flow topology occurs and the Mach disk appears. It is then clearly visible for higher NPRs.

The profiles in the leftmost column of Fig. 10 present the density ρ along the axis of the jet normalized by ρ_j , the fully expanded density. The fully expanded density is the density of the jet for perfectly expanded conditions, as proposed by Panda and Seasholtz (1999):

$$\rho_j = \frac{P_0}{RT_0} \left(\text{NPR}^{-\frac{1}{\gamma}} \right) \quad (7)$$

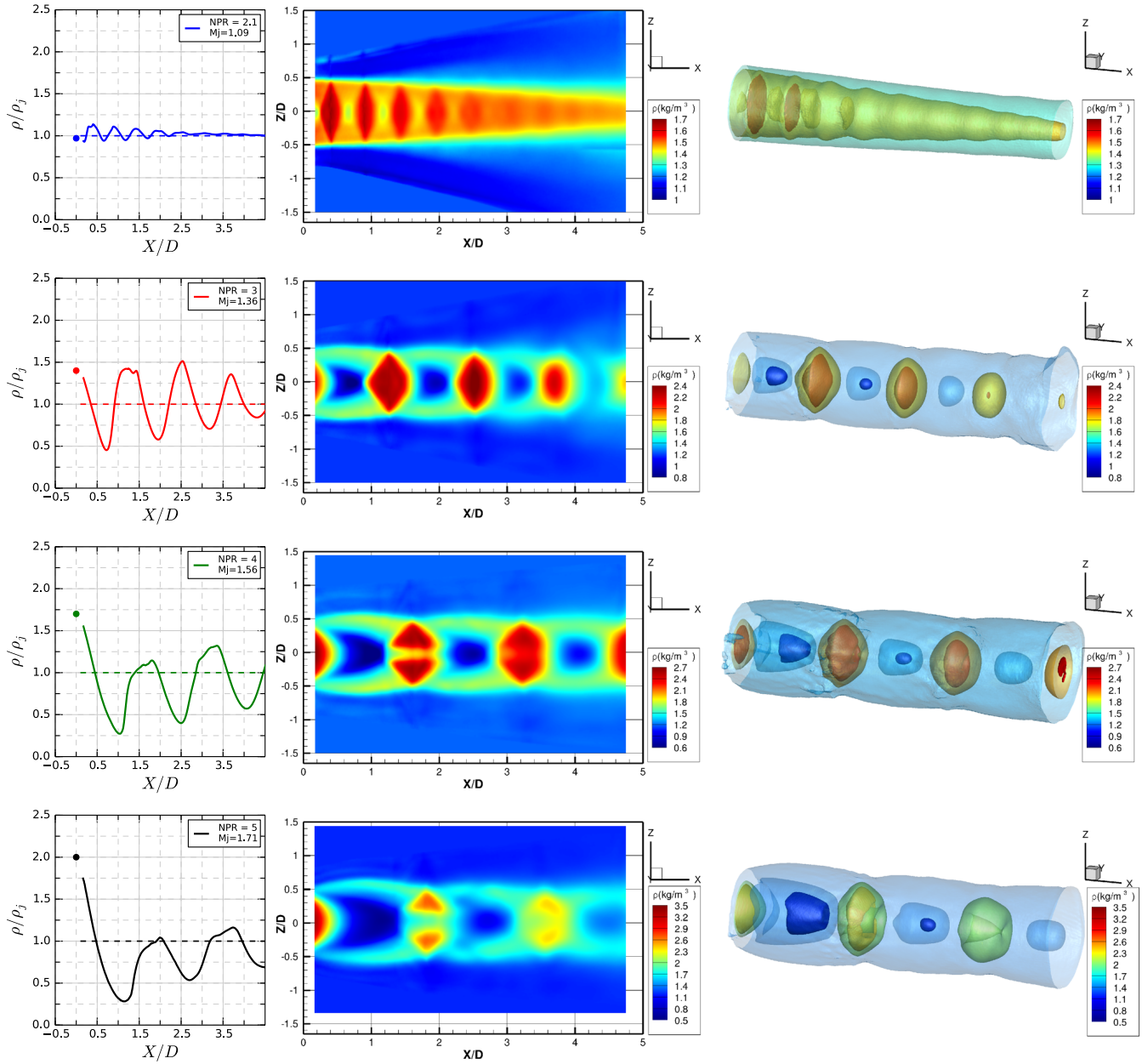


Fig. 10 3D mean density field reconstruction (transverse slice and iso-surfaces) on the *right* and extracted centerline profiles for each NPR on the *left*. From *top* to *bottom*, NPR=2.1, 3, 4, and 5

The exit density calculated from the isentropic relation, for a Mach number equal to one, is also represented on the plots of Fig. 10 by a dot at $X/D = 0.0$. In the case of under-expanded jets, during the succession of expansion fans and shock waves, the density oscillates around ρ_j , eventually converging to it. The differences between the evolution of the normalized density for various NPR are clearly visible from these curves. As the NPR is increased, the first expansion gets sharper. For the NPR = 5 case, the increase of density through the Mach disk is not sufficient to reach

completely ρ_j , and it is only very gradually that ρ raises above the fully expanded density.

In Fig. 11, the position of the MD and its diameter for NPR = 4 and 5 cases are compared with schlieren measurements realized previously on the same underexpanded jet at ONERA and also with experimental results of Addy (1981). Error bars for 3DBOS and CFD results have been estimated empirically on the density gradient magnitude fields. Note that the flow characteristics are strongly impacted by the design of the jet exit: the “contoured

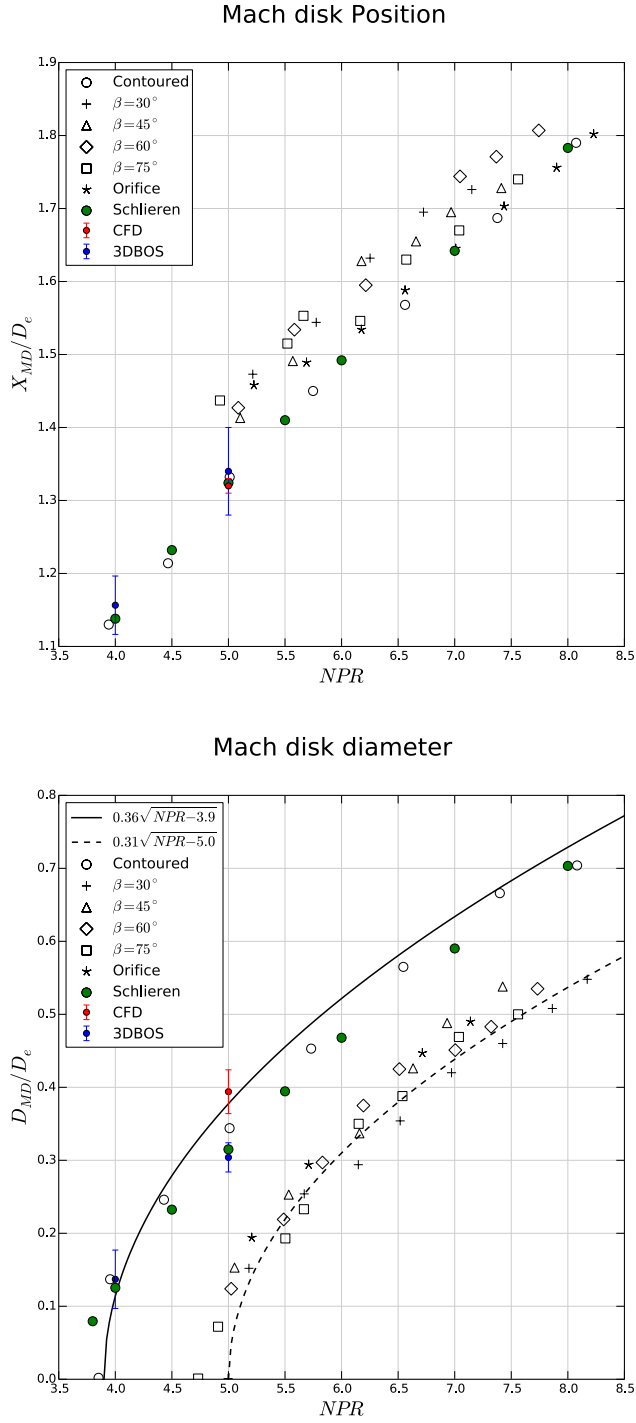


Fig. 11 Evolution of the Mach disk position and diameter with respect to the NPR from Addy (1981). Comparison with the DES simulation and our schlieren and 3DBOS measurements

nozzle” of Addy (1981) is the one corresponding to the convergent nozzle considered here. Our results are quite consistent with previous results, both in terms of location and diameter of the MD.

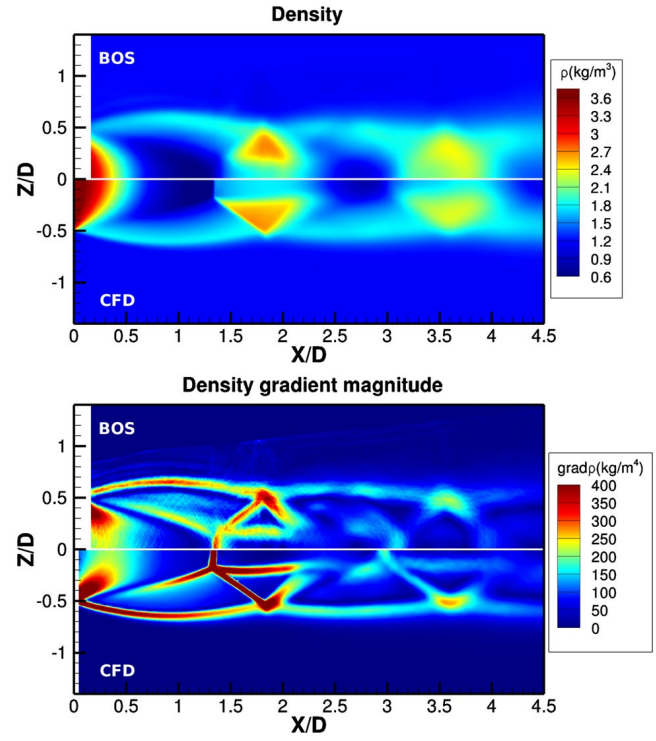


Fig. 12 Mean density field BOS reconstruction compared to CFD result for NPR=5 case. *Top* density field, *bottom* gradient density magnitude, slice at $y = 0$. Each image is split into two parts along $z = 0$, with BOS results on the *upper part* and CFD results in the *lower part*

4.2 Comparison with a CFD computation

We now focus our attention on the highly underexpanded jet (NPR=5) which is the strongest case in terms of density gradient magnitude in this study. We can compare our reconstruction with a CFD computation. A DES simulation has been performed with FLUENT 14. The simulation domain is about 25 D long and 20 D wide. A pipe flow of 20 D is also computed before the nozzle exit. It includes a total of almost 10 Millions of cells and uses a 2nd order upward scheme in space with an AUSM flux calculation and a 2nd order implicit scheme in time. The Spalart–Allmaras turbulence model is selected for RANS areas. Finally, the total pressure and temperature (P_0 and T_0) are imposed at the inlet with a turbulence level of 5 % and atmospheric pressure is set at the outlet boundaries. Figure 12 presents a comparison of the numerical and experimental results for NPR=5. The image on the top row presents a transverse slice of the density field with the BOS reconstruction on the upper part and the DES simulation on the lower part, while the image on the bottom row presents the density gradient magnitude.

The flow topology, previously described in the Introduction (Fig. 1), is well recovered, with two shock cells visible in the presented slice. Behind the normal shock of the first

MD, the subsonic zone is present. Then, the flow re-accelerates before encountering a new MD.

The 3DBOS reconstruction shows a very good agreement with the CFD computation. Density levels as well as flow topology are well recovered, with a consistent location of the shock cells. The sharpest density gradients located on the Mach disk and on the reflected shock wave are a bit oversmoothed on the BOS reconstruction which is due to our suboptimal choice of the f -number.

4.3 Mean field analysis: conclusion

To the best of our knowledge, up to date, the presented results are the most accurate and complete 3D reconstructions of the mean density fields of underexpanded jets obtained experimentally. Comparing, for instance, our result for $\text{NPR} = 4$ (Fig. 10, third row) and the one obtained from rainbow schlieren and Abel inversion in Takano et al. (2016) (Fig. 6), we observe that the subsonic region behind the MD is more accurately estimated.

The proposed multi-camera 3DBOS method does not only provide quantitative and consistent results, but it offers new possibilities of visualizing flows in three dimensions. For instance, the iso-surfaces presented for $\text{NPR} = 5$ case in Fig. 10 allow to clearly observe the ring shape of the two shock cells. Beyond underexpanded jet studies, these new 3D visualizations are, in our opinion, of great interest for the understanding of complex fluid mechanics phenomena. Moreover, we will show in the next section that such visualizations are possible not only for the mean field but also for phase-averaged density fields.

5 Shear layer coherent structures

In this section, a particular focus is given to the supersonic underexpanded jet at $\text{NPR} = 2.1$, with the objective of providing an analysis of the density field dynamics.

5.1 Instantaneous density field reconstruction

We start by performing an instantaneous reconstruction. A transverse slice of the density field is presented in Fig. 13, and 3D iso-surfaces can be observed in Fig. 14. The two first cells on the left are clearly identifiable and appear very similar to the cells visible in the mean field reconstruction (Fig. 10, first row). These shock cells have a stabilizing effect on the beginning of the jet. In contrast, the jet topology is much more complex further downstream as it is destabilized and the shock cells sustain large distortions.

As already mentioned, the presented reconstructions are regularized according to a Tikhonov-like penalization (see Nicolas et al. 2016 for further details). The regularizing

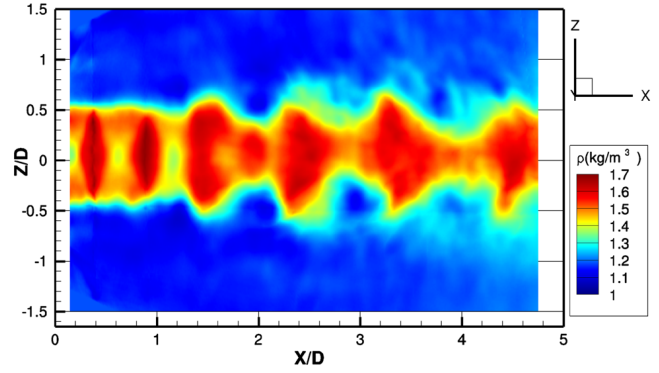


Fig. 13 Instantaneous density field reconstruction for $\text{NPR} = 2.1$ case. Slice at $Y/D = 0$

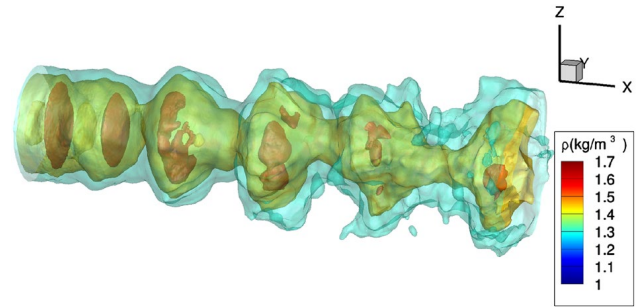


Fig. 14 Instantaneous density field reconstruction for $\text{NPR} = 2.1$ case. Iso-surfaces of density: $\rho = 1.6$ (red), 1.45 (yellow) and 1.3 (green)

parameter, which defines the amount of smoothing of the reconstruction, is automatically set from the analysis of a L-curve Hansen (1992). One could wonder if this regularized process is optimally tuned. Comparison with cross-validation data is difficult in this instantaneous measurement framework. Nevertheless, the consistency of the reconstruction of the two first cells between the instantaneous and the mean data is a first clue on the fact that the reconstruction is correctly regularized. Another way is to have a look to the data fidelity. After applying our direct operator on the reconstructed density field, that is to say, after generating deviations maps from the reconstructed volume, they can be compared to the measured ones. The four images on the left of Fig. 15 present measured and reconstructed deviation fields (components X and Z), while profiles are superposed on the graph shown on the right-most column.

A very good agreement between measured and reconstructed deviations can be observed even in the high frequency region of the first shock cell where discrepancies, due to oversmoothing, could have been expected. It confirms the high quality of the reconstruction and the relevance of the choice of the regularization parameter.

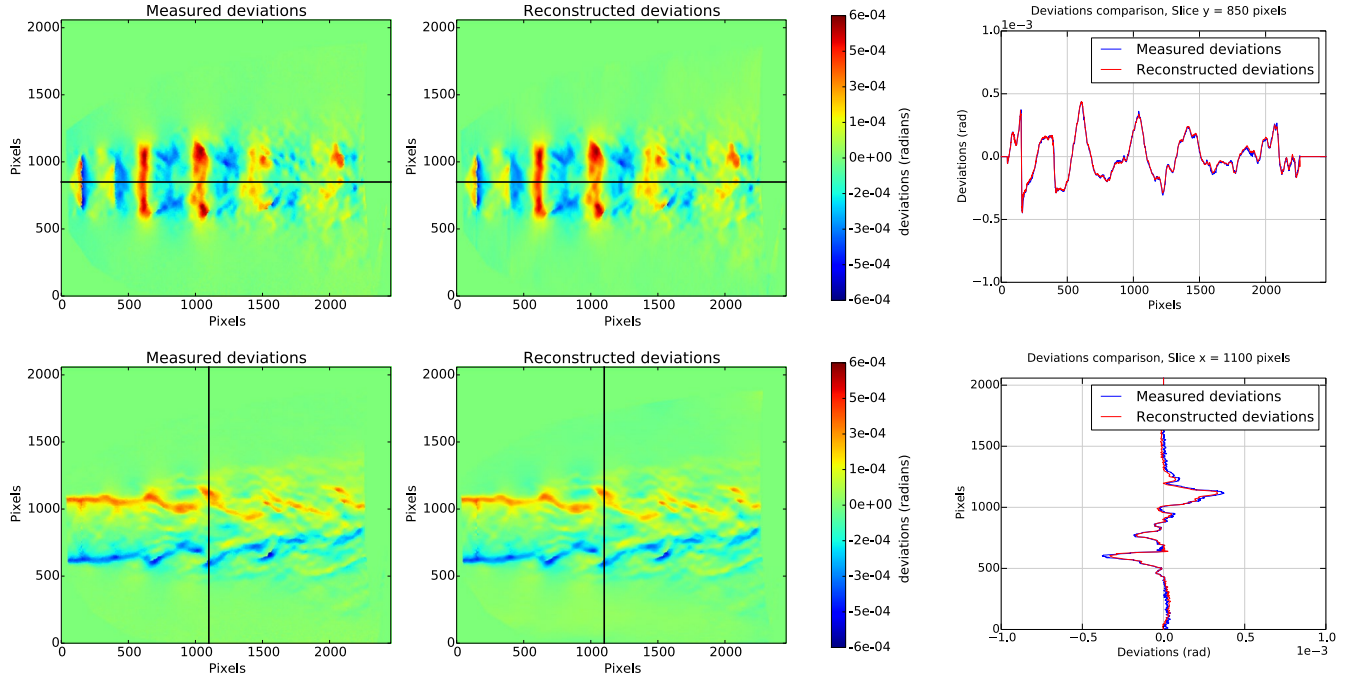


Fig. 15 Deviation map comparisons for ϵ_x map at the *top* and ϵ_z map at the *bottom*

5.2 Phase-averaging analysis

As described by Powell (1953) and Panda (1999), at the chosen operating NPR = 2.1, two main flow features coexist: the classical pattern of shock cells in the jet plume and a periodic vortex shedding yielded by a Kelvin–Helmholtz (K–H) instability mechanism in the jet shear layer. Of particular importance in some applications, the coupling of these instability waves with the shock cells is responsible for screech noise through the generation of an acoustic feedback loop (Panda 1999). In the present case, the NPR is too low to generate screech tones and such a mechanism will not be investigated. Nonetheless, we will show in the following that the proposed 3DBOS reconstruction allows the study of the K–H instabilities of underexpanded jets.

To highlight the spatial development of such coherent turbulent structures, we rely on a phase-averaging approach based on a POD (Proper Orthogonal Decomposition) of the instantaneous displacement maps. We follow the classical snapshot POD approach first proposed by Sirovich (1987). The global snapshot matrix $\underline{\underline{U}}$ is defined as

$$\underline{\underline{U}} = \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \\ \vdots \\ \underline{a}_{N_t} \end{bmatrix} \quad (8)$$

where the vectors $\underline{a}_i$ gather the horizontal and vertical measured displacements, respectively, u and v , for the i th snapshot:

$$\underline{a}_i = [u_{11}^{(i)}, u_{12}^{(i)}, \dots, u_{nm}^{(i)}, v_{11}^{(i)}, v_{12}^{(i)}, \dots, v_{nm}^{(i)}] \quad (9)$$

Index i denotes the snapshot with $1 \leq i \leq N_t$ and $N_t = 900$ the total number of snapshots, while (m, n) refer to the spatial positions of the measured displacements. The POD derives from an eigenvalue decomposition of the correlation matrix $\underline{\underline{Q}} = (1/N_t) \underline{\underline{U}} \underline{\underline{U}}^T$:

$$\underline{\underline{Q}} \underline{\underline{\psi}}_i = \lambda_i \underline{\underline{\psi}}_i \quad (10)$$

where the eigenvectors $\underline{\underline{\psi}}_i$ are gathered in a matrix $\underline{\underline{\psi}}$. POD mode amplitudes are given by the eigenvalues λ_i and the corresponding POD spatial modes are the column vectors of the matrix $\underline{\underline{\phi}}$ defined as

$$\underline{\underline{\phi}} = \underline{\underline{U}}^T \underline{\underline{\psi}} \quad (11)$$

Applying this decomposition to BOS displacement maps obtained from one of the 12 cameras yields the normalized eigenvalue distribution, as shown in Fig. 16, where eigenvalues have been sorted in descending order. It can be observed that the first two POD modes concentrate together about 50% of the displacement variance, while the variances of the other modes are much lower, showing that the

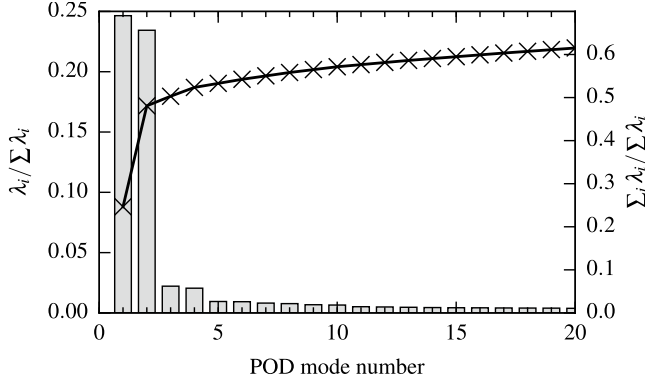


Fig. 16 Normalized eigenvalues in descending order for each POD mode (bars left y-axis) and cumulative sum of eigenvalues (cross marks right y-axis)

dynamics of the displacement field is mainly described by its first two POD modes. The corresponding POD spatial functions, displayed in Fig. 17, exhibit a similar wavepacket structures for both horizontal and vertical displacements, with an axial spatial shift, which is a typical signature of a convective instability growing on the mean flow. From the vertical displacements of these POD mode functions, one can reasonably assume that the density structure at play is mainly confined in the jet shear layer.

To confirm that the two first modes are strongly correlated and are very likely the signature of a convective instability, one may analyze the phase portrait drawn by these two modes. Such a scatter plot is obtained by displaying points with coordinates equal to the amplitudes of the projections of each snapshot onto the two POD

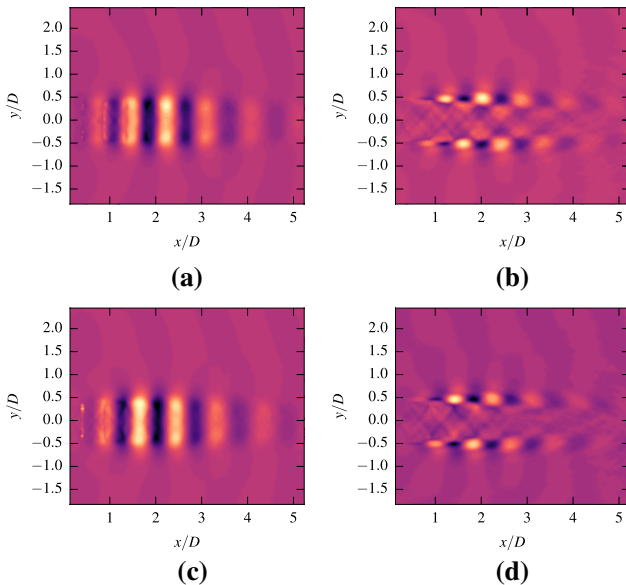


Fig. 17 Spatial functions of POD modes 1 and 2 reshaped to display horizontal u and vertical v displacement maps

modes. Such a projection is here performed by computing the matrix $\underline{\underline{C}} = \underline{\underline{U}} \underline{\underline{\phi}}$, such that $\underline{\underline{C}}[i, j]$ is the amplitude of the j th snapshot along the i th POD mode. The normalized phase portrait shown in Fig. 18 is then simply obtained by considering the points $(\underline{\underline{C}}[1, j], \underline{\underline{C}}[2, j])$ with $1 \leq j \leq N_t$.

The well-defined circular shape of this phase portrait provides evidence on a phase-link between the two POD modes, which are thus likely describing the dynamics of a jet instability wave.

Furthermore, this phase portrait offers a way to sort all the 900 images acquired with the 12 cameras. This sorting procedure is performed by equally dividing the phase portrait in 15 angular classes, as shown in Fig. 18. For each camera, the displacement fields of each class are

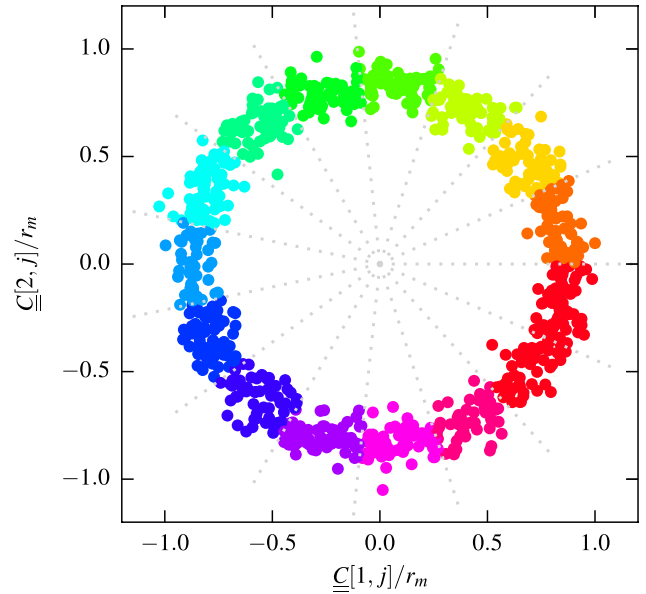


Fig. 18 Phase portrait obtained by the amplitudes of the BOS displacement snapshots projected on the two first POD modes—colors and dashed grey lines define 15 equally-distributed phase classes

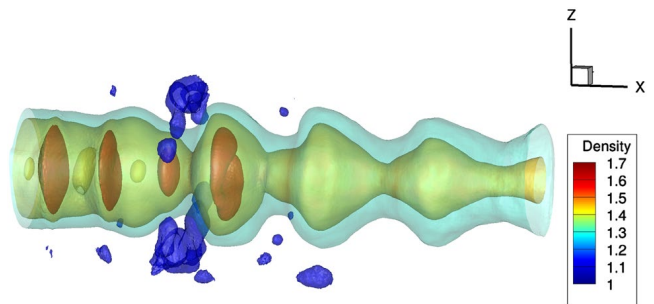


Fig. 19 Phase-averaged density field for the most intense ring structure of density. Iso-surfaces of density: $\rho = 1.6$ (red), 1.45 (yellow), 1.3 (green) and 1.12 (blue)

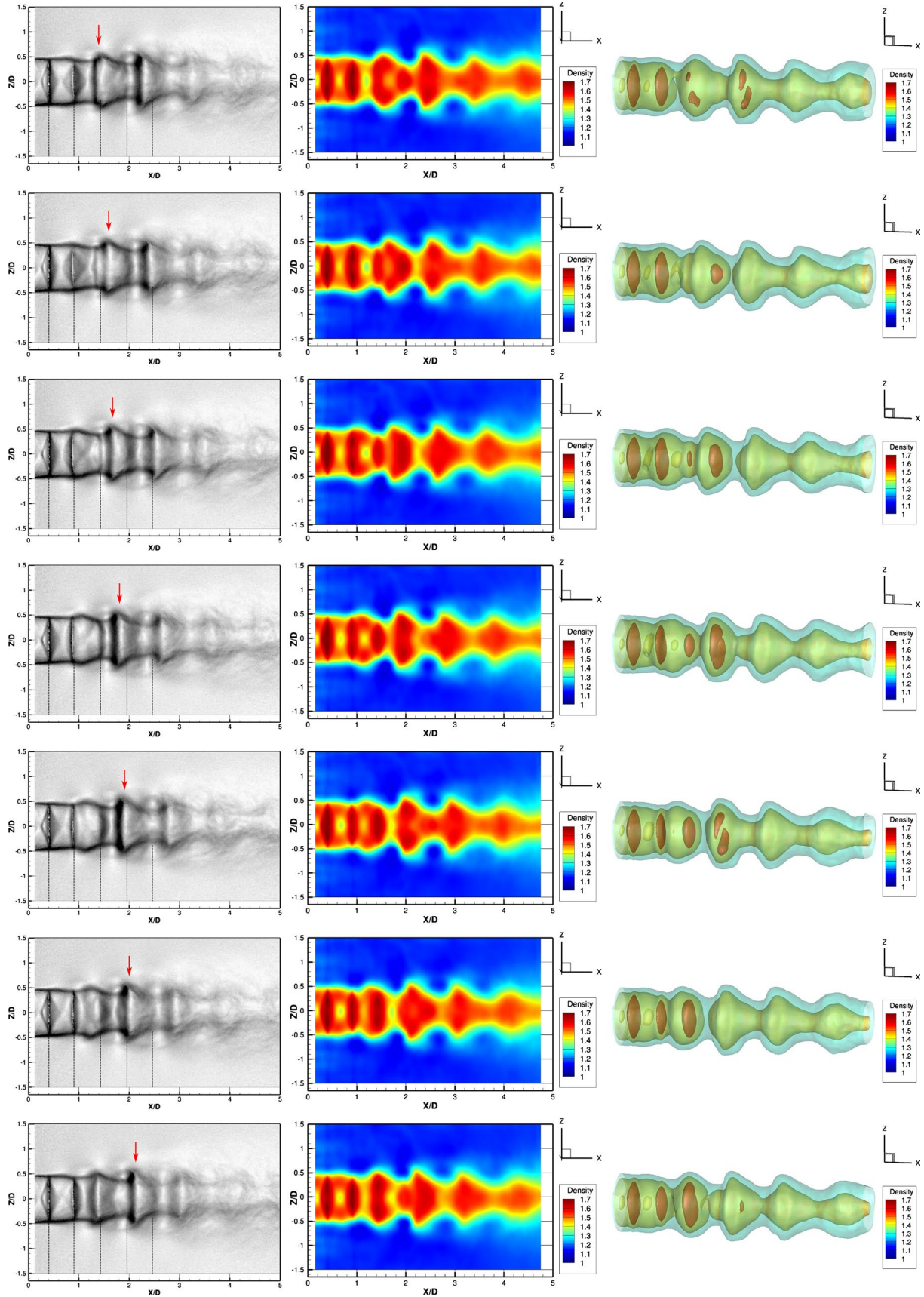


Fig. 20 Seven equi-spaced phase of $NRP = 2$ case. *Left* raw BOS images of displacement norm (in pixel). *Middle* Middle Y -slice of the reconstructed 3D density field. *Right* Iso-surfaces of density

then averaged, yielding a series of 15 phase-averaged displacement fields per camera. The graylevel images on the leftmost column of Fig. 18 present 7 such phase-averaged displacement fields for one particular camera. Using all phase-averaged displacement fields associated with the 12 cameras, a 3D reconstruction of the density field is obtained for each class. Seven resulting phase-averaged density fields are represented in Fig. 18, using longitudinal slices in the middle column and 3D iso-surfaces in the rightmost column.

These phase-averaged reconstructed density fields should be compared to the mean field presented in Fig. 10 and the instantaneous field of Figs. 13 and 14. They reveal the development of an axisymmetric, annular large-scale coherent structure in the downstream part of the jet, which is most likely representative of the Kelvin–Helmholtz instability previously mentioned in the literature.

The evolution of these structure from one phase class to the next is also interesting. This is emphasized in the displacement fields (leftmost column of Fig. 18) using dashed lines to locate the average positions of shock cells and a red arrow to track a specific feature of the large-scale structure. The video material supplied with this paper allows a better visualization of these dynamical aspects.

Finally, the three-dimensional nature of the present density reconstructions allows further analysis of the density fields dynamics. Although the first two shock cells are quite steady despite the development of the large-scale structure, the following ones seem to be largely distorted by its passage. Downstream from an approximate axial location $x/D = 4$, the coherent structure has significantly diminished and does not seem to drive the jet density dynamics anymore. It can be noted that such a three-dimensional approach could also be fruitful for the study of azimuthal instabilities that may appear in such flows. As an illustration, Fig. 19 presents another 3D representation corresponding to the fourth line of Fig. 20 with an added iso-surface at level. It reveals an annular structure associated with vortices that sweep around the jet. These annular vortices could only be guessed in the corresponding displacement image.

6 Conclusion

This paper focuses on 3D density measurement of compressible jets by BOS. First, we made the demonstration that high-quality BOS measurements of compressible flows can be obtained by a careful choice of the experimental conditions.

Then, a 3DBOS experiment involving 12 cameras mounted around an underexpanded jet was conducted. From the collections of images recorded for various NPR,

several 3D reconstructions were obtained using the 3DBOS method of Nicolas et al. (2016).

The mean field results are quantitatively consistent with simulation and previous studies while also providing full 3D visualizations. Such visualizations permit, for instance, to highlight the ring shape of the shock cells in the highly underexpanded case ($\text{NPR} = 5$).

In the moderately underexpanded case, the consistency of instantaneous reconstruction was verified. Then, phase-averaged 3D displacement fields and 3D reconstructions were computed. They provide an unprecedented experimental view of the Kelvin–Helmholtz instability wave that develops in such flows.

This experimental study opens the way to finer analysis of underexpanded jets by computing the density fluctuations, for example. Coupled acquisitions between 3DBOS and noise measurements could also bring a better understanding of the screech phenomenon.

Finally, this first application of 3DBOS to compressible flows is of great interest for comparison with CFD computation and might also be a way to better understand light distortion through shock waves. BOS could then benefit to other optical measurement techniques in supersonic flows, such as tomo-PIV (Elsinga et al. 2005).

Acknowledgements The authors want to thank Nicolas Fasano and Jean-François Breil for their help in the 3DBOS bench construction.

References

- Addy A (1981) Effects of axisymmetric sonic nozzle geometry on mach disk characteristics. *AIAA J* 19(1):121–122
- Atcheson B, Ihrke I, Heidrich W, Tevs A, Bradley D, Magnor M, Seidel HP (2008) Time-resolved 3D capture of non-stationary gas flows. *ACM* 27:132
- Champagnat F, Plyer A, Le Besnerais G, Davoust S, Le Sant Y (2011) Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization. *Exp Fluids* 50:1169–1182
- Clem MM, Zaman K, Fagan AF (2012) Background oriented schlieren applied to study shock spacing in a screeching circular jet. *AIAA Pap* 403:2012
- Donjat D, Nicolas F, Plyer A, Micheli F, Cornic P, Le Besnerais G, Champagnat F, Le Sant Y, Deluc JM (2015) Study of a co-flowing hot jet: an application of direct 3DBOS technique in research wind tunnel. In: 10th Pacific symposium on flow visualization and image processing, Naples, Italy
- Elsinga G, Van Oudheusden BW, Scarano F (2005) Evaluation of aero-optical distortion effects in PIV. *Exp Fluids* 39(2):246–256
- Feng T, McGuirk JJ (2016) Measurements in the annular shear layer of high subsonic and under-expanded round jets. *Exp Fluids* 57(1):1–25
- Franquet E, Perrier V, Gibout S, Bruel P (2015) Free underexpanded jets in a quiescent medium: a review. *Prog Aerosp Sci* 77:22–53
- Gojani AB, Kamishi B, Obayashi S (2013) Review of background oriented schlieren and development for ballistic range applications. In: EPJ Web of Conferences, EDP Sciences, vol 45, p 01034
- Hansen PC (1992) Analysis of discrete ill-posed problems by means of the l-curve. *SIAM Rev* 34(4):561–580

- Kirmse T, Agocs J, Schröder A, Martinez Schramm J, Karl S, Hanne-
mann K (2011) Application of particle image velocimetry and
the background oriented schlieren technique in the high enthalpy
shock tunnel göttingen. *Shock Waves* 21:233–241
- Kolhe PS, Agrawal AK (2009) Density measurements in a supersonic
microjet using miniature rainbow schlieren deflectometry. *AIAA
J* 47(4):830–838
- Le Sant Y, Todoroff V, Bernard-Brunel A, Le Besnerais G, Micheli F,
Donjat D (2014) Multi-camera calibration for 3DBOS. In: 17th
international symposium on applications of laser techniques to
fluid mechanics
- Leopold F, Ota M, Klatt D, Maeno K (2013) Reconstruction of the
unsteady supersonic flow around a spike using the colored back-
ground oriented schlieren technique. *JFCMV* 1(2):69–76
- Meier G (2002) Computerized background-oriented schlieren. *Exp
Fluids* 33(1):181–187
- Nicolas F, Todoroff V, Plyer A, Le Besnerais G, Donjat D, Micheli F,
Champagnat F, Cornic P, Le Sant Y (2016) A direct approach for
instantaneous 3D density field reconstruction from background-
oriented schlieren (BOS) measurements. *Exp Fluids* 57(1):1–21
- Ota M, Hamada K, Kato H, Maeno K (2011) Computed-tomographic
density measurement of supersonic flow field by colored-grid
background oriented schlieren (cgbos) technique. *Meas Sci
Technol* 22(10):104011
- Ota M, Leopold F, Noda R, Maeno K (2015) Improvement in spatial
resolution of background-oriented schlieren technique by intro-
ducing a telecentric optical system and its application to super-
sonic flow. *Exp Fluids* 56(3):1–10
- Panda J (1999) An experimental investigation of screech noise gen-
eration. *J Fluid Mech* 378:71–96
- Panda J, Seasholtz R (1999) Measurement of shock structure and
shock–vortex interaction in underexpanded jets using rayleigh
scattering. *Phys Fluids* (1994–Present) 11(12):3761–3777
- Panda J, Seasholtz R (2002) Experimental investigation of density
fluctuations in high-speed jets and correlation with generated
noise. *J Fluid Mech* 450:97–130
- Powell A (1953) On the mechanism of choked jet noise. *Proc Phys
Soc Sect B* 66(12):1039
- Raffel M, Richard H, Yu Y, Meier G (2000) Background oriented ste-
reoscopic schlieren (boss) for full scale helicopter vortex charac-
terization. In: 9th international symposium on flow visualization,
Heriot-Watt University, Edinburgh, UK
- Raman G (1999) Supersonic jet screech: half-century from powell to
the present. *J Sound Vib* 225(3):543–571
- Richard H, Raffel M, Rein M, Kompenhans J, Meier GEA (2002)
Demonstration of the applicability of a background oriented
schlieren (BOS) method. Springer, Berlin
- Sirovich L (1987) Turbulence and the dynamics of coherent struc-
tures—parts i–iii. *Q Appl Math* 45(3):561–590
- Takano H, Kamikihara D, Ono D, Nakao S, Yamamoto H, Miyazato
Y (2016) Three-dimensional rainbow schlieren measurements in
underexpanded sonic jets from axisymmetric convergent nozzles.
J Therm Sci 25(1):78–83
- Tikhonov A, Arsenin V (1977) Solutions of ill-posed problems. Win-
ston, Washington
- Tipnis T, Finnis M, Knowles K, Bray D (2013) Density measurements
for rectangular free jets using background oriented schlieren.
Aeronaut J 117(1194):771–784
- Van Hinsberg N, Rösger T (2014) Density measurements using near-
field background-oriented schlieren. *Exp Fluids* 55(4):1–11
- Venkatakrishnan L (2005) Density measurements in an axisymmetric
underexpanded jet by background-oriented schlieren technique.
AIAA J 43(7):1574–1579
- Wernet MP (2016) Application of tomo-piv in a large-scale super-
sonic jet flow facility. *Exp Fluids* 57(9):144

6.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord montré qu'une optimisation du montage BOS classique permet d'acquérir des images de déplacement de très bonne qualité, approchant même la résolution de la strioscopie. Cette première étape est essentielle pour réaliser des mesures BOS 3D de qualité. L'importance de l'ouverture caméra a également été soulignée pour limiter le filtrage spatial qu'elle induit. Il est donc important de travailler avec une ouverture suffisamment faible pour conserver une bonne résolution.

Nous avons aussi prouvé le fonctionnement de l'algorithme dans sa version actuelle, fondée sur l'hypothèse paraxiale, pour reconstruire des gradients de masse volumique intenses. La régularisation $\mathcal{L}2$ employée s'est révélée suffisante pour les conditions d'éclairage utilisées. Une amélioration du banc de mesure, afin de travailler à $f_{\#} = 16$, apporterait un surcroît de résolution et permettrait d'envisager une régularisation $\mathcal{L}2\mathcal{L}1$ pour préserver les discontinuités, utile par exemple à l'identification du disque de Mach. Toujours dans le but de bien identifier les ondes de chocs, un maillage plus fin permettrait de mieux localiser ces forts gradients de masse volumique. Cela augmenterait toutefois sensiblement le coût de calcul à moins de mettre en place des maillages de type adaptatif dans la méthode de reconstruction.

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent bien tout l'intérêt de la BOS 3D pour la mesure des écoulements compressibles. Les champs moyens reconstruits présentent des structures topologiques en accord avec la littérature. De plus, le champ moyen reconstruit à NPR=5 montre un excellent accord avec la simulation numérique. Enfin, l'analyse en moyenne de phase laisse entrevoir le potentiel de la technique. On pourrait envisager des acquisitions conditionnées par des mesures acoustiques pour suivre un phénomène en particulier. Enfin, si l'on parvient à réduire le temps de calcul d'une reconstruction, on pourrait également obtenir le champ de fluctuations de masse volumique permettant d'étudier plus en détail l'origine du bruit de screech par exemple.

Conclusion générale

Le cadre de cette étude concerne le développement des outils métrologiques avancés pour la mécanique des fluides. Les méthodes optiques dites de « champ » ont permis de grand progrès vers l'acquisition de données de plus en plus fines et complètes. En effet, elles permettent de mesurer une grandeur physique avec une grande résolution sans perturber l'écoulement de par leur caractère non intrusif. Cette étude se concentre sur la technique BOS et en particulier son extension 3D initiée à l'ONERA/DMAE par la thèse de Violaine Todoroff. Plus précisément, notre objectif était d'étendre le domaine d'application de la BOS 3D à des régimes d'écoulements compressibles et de démontrer son déploiement en soufflerie.

Au cours de ces travaux nous avons tout d'abord élaboré, avec l'aide d'Aurélien Plyer de l'ONERA/DTIM, une nouvelle version améliorée du code de reconstruction 3D issu des travaux de thèse de Violaine Todoroff. La reconstruction repose sur la minimisation d'un critère des moindres carrés régularisés par une pénalisation quadratique. L'harmonisation des opérateurs de projection et de rétroprojection ainsi que l'ajout de conditions aux limites adaptées nous ont permis d'accroître les performances de l'algorithme. Des tests sur données synthétiques et sur la Géode nous ont ensuite permis d'étudier le positionnement optimal des caméras, notamment pour l'étude d'une configuration de type jet. Une chaîne de prétraitement semi-automatique a également été développée afin de passer des observables expérimentaux (les champs de déplacements) à des champs de déviations convenant au code de reconstruction 3D, notamment en tenant compte d'un masque 3D. Ce travail sur la mise en forme des données nous a conduit à une réflexion plus poussée sur le modèle de l'observation en BOS. Un nouveau modèle direct, la BOS 2.0, qui exprime de manière plus rigoureuse le lien entre les déplacements mesurés et la masse volumique, a été défini. Même si nous n'avons pas pu montrer son intérêt dans la situation étudiée, il pourrait profiter aux écoulements plus complexes.

Une étape importante franchie dans le développement de la BOS 3D est sa validation grâce à des mesures par thermocouples dans un cas incompressible. D'abord obtenus en laboratoire sur la géode, ces résultats ont été reproduits dans la soufflerie recherche F2, dans une campagne intégrant 12 caméras pour la BOS3D instantanée, la mesure de température par thermocouples et l'acquisition simultanée de PIV stéréoscopique. Dans une telle situation, nous avons montré que la BOS3D peut offrir un moyen innovant de mesure du champ de température 3D de l'écoulement. Des premiers résultats simultanés de BOS3D et de stéréo-PIV ont aussi ouvert la voie à des mesures couplées dans le futur.

Nous avons ensuite déployé la BOS 3D en soufflerie industrielle à S1MA. S1MA, faut-il le rappeler, est l'une des plus grandes souffleries au monde : le volume très important et les perturbations associées au fonctionnement de la soufflerie à haut régime conduisent à un environnement beaucoup moins favorable à l'utilisation de techniques optiques, BOS ou PIV, et plus encore de techniques 3D. Nous sommes néanmoins parvenus à mettre en œuvre la mesure BOS avec un système de 12 caméras sans trop de difficulté, démontrant une nouvelle fois la remarquable souplesse de ce type de mesure. Nous avons ensuite mis au point une première méthode de traitement, corrigeant les perturbations dues au fonctionnement de la soufflerie, qui nous a permis de reconstruire l'écoulement moyen d'un jet à contre-courant à un nombre de Mach de 0.4. Ces résultats sont, à notre connaissance, les premiers obtenus en grande soufflerie par une technique de mesure de champ 3D.

Les essais réalisés à S1MA, sont aussi les premiers tests réalisés sur des écoulements compressibles. Ils ont mis en évidence l'astigmatisme causé par les forts gradients de masse volumique. A travers une étude dédiée sur un banc d'essai en laboratoire nous avons pu optimiser les paramètres expérimentaux pour atténuer ces effets et évaluer la BOS 3D sur un jet sous-détendu. Nous avons également démontré le bon fonctionnement de l'algorithme de reconstruction en présence de forts gradients de masse volumique, sous l'hypothèse de rayons paraxiaux. Les très bons accords obtenus, comparés à la littérature ainsi qu'à une simulation numérique sur la topologie du jet mais aussi sur les niveaux de masse volumique, illustrent les remarquables performances de la technique. De plus, le grâce à une analyse POD d'un nombre important d'acquisitions, nous avons proposé des visualisations 3D inédites du lâcher tourbillonnaire périodique présent dans la couche de mélange.

Au final, ces travaux de thèse ont permis d'accroître sensiblement le degré de maturité de la BOS 3D. Bien que cette technique soit encore relativement jeune, nous avons démontré son fonctionnement pour des écoulements de plus en plus rapides et sur des installations de plus en plus complexes. A la fin de cette étude, nous pouvons entrevoir le fort potentiel de la BOS 3D dans de nombreuses applications, notamment pour l'analyse de la physique de certains écoulements complexes tels que les écoulements de convection ou le bruit de screech dans les jets sous-détendus.

Perspectives

La BOS 3D offre un nouvel outil pour analyser la physique des écoulements. Toutefois, le point le plus limitant avec la méthode actuelle est son coût de calcul. Bien qu'elle soit déjà implémentée sous architecture GPU, il nous semble que cette implémentation pourrait être largement optimisée ce qui permettrait d'accroître notablement ses performances. Par exemple, cela offrirait la possibilité de calculer des champs de fluctuations de masse volumique, si précieux pour les modélisations.

Au niveau algorithmie, l'approche $\mathcal{L}2\mathcal{L}1$, qui n'a pas été étudiée dans ces travaux alors qu'elle avait été considérée dans la thèse de Violaine Todoroff, pourrait faire l'objet d'une nouvelle évaluation. Elle éviterait un éventuel lissage excessif associé à la régularisation $\mathcal{L}2$ et ferait sans doute ressortir des petites structures présentes sur les champs instantanés notamment. Elle pourrait aussi bénéficier aux écoulements supersoniques en préservant les structures intenses des ondes de chocs. Une autre voie d'amélioration concerne le choix du masque 3D. Nous l'avons vu à S1MA, le masque 3D peut poser problème lors du processus de reconstruction lorsque les contraintes qu'il induit ne sont pas en accord avec la mesure. De manière générale, il faut veiller à ce qu'il y ait bien une surjection entre les images masquées des caméras et le masque 3D, ce qui implique sans doute de proposer des outils de construction de masque 3D plus élaborés que ceux, très interactifs, que nous avons proposés. Enfin, la prise en compte du moyennage spatial associé au cercle de confusion dans l'opérateur direct, apporterait sans doute une meilleure résolution aux champs de masse volumique reconstruits.

Lors de l'étude du jet sous-détendu, nous n'avons pas pu travailler avec le paramètre d'ouverture optimal en configuration 3D du fait d'un manque d'illumination sur les images. Des solutions technologiques, tels que des panneaux rétro réfléchissants ou bien l'utilisation d'un éclairage du mouchetis par l'arrière, offriraient le surcroît de lumière qui manque actuellement. Il serait également intéressant d'étudier des algorithmes de flot optique plus élaborés permettant un meilleur traitement des images dégradées par du flou.

Dans cette étude nous avons essentiellement élargi le champ d'application de la technique suivant deux axes : la vitesse de l'écoulement (ie. les forts gradients) et son emploi dans un environnement complexe de soufflerie. D'autres voies restent à explorer. La plus attendue est sûrement l'augmentation de la résolution temporelle, qui ne pose pas de problèmes de principe mais un problème de coût. Il faut d'une part avoir à disposition un grand nombre de caméras rapides mais il faut aussi être capable de traiter l'énorme quantité de données obtenues. A court terme, cet axe de développement

semble encore inaccessible à un coût raisonnable.

Une deuxième voie concerne la prise en compte d'une maquette au cœur de l'écoulement, une situation très courante dans les cas étudiés et que nous avons jusque là évité (que ce soit dans la présente étude ou les travaux de Violaine Todoroff). Cet objet obstruera évidemment les prises de vues et il faudra tenir compte de ce manque de données dans la reconstruction. Tous les voxels n'auront pas non plus le même poids selon le nombre de caméras qu'ils voient. Enfin, il faudra peut être revoir le positionnement des caméras pour ces configurations. La thèse de Lorenzo Lanzillotta qui vient de débiter, traitera en particulier de cette problématique .

Une dernière piste pouvant être explorée, est l'étude des mélanges de gaz et notamment des mesures en combustion. Il serait intéressant de déterminer l'intérêt de la BOS 3D pour ce type de configuration.

Liste des Publications

Publiées

F. Nicolas, D. Donjat, O. Léon, G. Le Besnerais, F. Champagnat, and F. Micheli. 3D reconstruction of compressible flow by synchronized multicamera BOS. *Experiments in Fluids*, 58(5) :46, 2017.

F. Nicolas, V. Todoroff, A. Plyer, G. Le Besnerais, D. Donjat, F. Micheli, F. Champagnat, P. Cornic, and Y. Le Sant. A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction from background-oriented schlieren (BOS) measurements. *Experiments in Fluids*, 57(1) :13, 2016.

Soumise

F. Nicolas, D. Donjat, A. Plyer, F. Champagnat, G. Le Besnerais, F. Micheli, P. Cornic, Y. Le Sant, and J. M. Deluc. An application of direct 3DBOS technique in research wind tunnel : the study of a co-flow jet in F2. *Measurement Science and Technology*.

Liste des Communications

D. Donjat, F. Nicolas, A. Plyer, F. Micheli, P. Cornic, G. Le Besnerais, F. Champagnat, Y. Le Sant, and J. M. Deluc. Study of a co-flowing hot jet : an application of direct 3DBOS technique in research wind tunnel. In *10th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing*, 2015.

F. Nicolas, D. Donjat, F. Micheli, A. Plyer, P. Cornic, F. Champagnat, and G. Le Besnerais. Investigation of a co-axial hot jet in wind tunnel environment using 3D BOS. In *MOTAR*, Köln, 2015. MOTAR.

F. Nicolas, D. Donjat, F. Micheli, F. Champagnat, A. Plyer, P. Cornic, and G. Le Besnerais. Application of 3D BOS on compressible flows. In *MOTAR*, Lille, 2016. MOTAR.

F. Nicolas, D. Donjat, A. Plyer, F. Micheli, P. Cornic, G. Le Besnerais, F. Champagnat, Y. Le Sant, and J. M. Deluc. Reconstruction d'un écoulement de convection en soufflerie par BOS 3D directe. In *CMOI/FLUVISU*, 2015.

F. Nicolas, F. Micheli, D. Donjat, A. Plyer, F. Champagnat, and G. Le Besnerais. 3D reconstruction of compressible flow by synchronized multi camera BOS. In *18th International Symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics*, 2016.

F. Nicolas, F. Micheli, D. Donjat, A. Plyer, F. Champagnat, and G. Le Besnerais. Application de la BOS 3D aux écoulements compressibles. In *CFTL 2016*, 2016.

V. Todoroff, F. Nicolas, D. Donjat, F. Micheli, G. Le Besnerais, F. Champagnat, and A. Plyer. Instantaneous density field re-construction using 3D BOS. In *MOTAR*, Palaiseau, 2014. MOTAR.

Bibliographie

- A. Agrawal and R. Raskar. What is the range of surface reconstructions from a gradient field. In *In ECCV*, pages 578–591. Springer, 2006. [29](#), [36](#)
- B. Atcheson, I. Ihrke, W. Heidrich, A. Tevs, D. Bradley, M. Magnor, and H. Seidel. Time-resolved 3D capture of non-stationary gas flows. *ACM Transactions on Graphics (Proc. SIGGRAPH Asia)*, 27(5) : 132, 2008. [VII](#), [2](#), [31](#), [32](#), [33](#), [36](#), [62](#), [63](#), [65](#), [66](#)
- B. Atcheson, W. Heidrich, and I. Ihrke. An evaluation of optical flow algorithms for background oriented schlieren imaging. *Experiments in Fluids*, 46 :467–476, 2009. [15](#), [20](#)
- B. F. Bathel, S. Borg, S. Jones, A. Overmeyer, E. Walker, W. Goad, M. Clem, E. T. Schairer, and T. Mizukaki. Development of background-oriented schlieren for NASA Langley research center ground test facilities. In *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 1691, 2015. [16](#), [19](#), [21](#), [22](#), [94](#)
- A. Bauknecht, C. B. Merz, M. Raffel, A. Landolt, and A. H. Meier. Blade tip vortex detection in maneuvering flight using the background oriented schlieren (BOS) technique. *Journal of Aircraft*, 51(6) : 2005–2014, 2014a. [VII](#), [15](#), [16](#), [23](#)
- A. Bauknecht, Christoph B. Merz, and M. Raffel. Airborne application of the background oriented schlieren technique to a helicopter in forward flight. *Lisbon*, 2014b. [VII](#), [16](#)
- A. Bauknecht, B. Ewers, C. Wolf, F. Leopold, J. Yin, and M. Raffel. Three-dimensional reconstruction of helicopter blade–tip vortices using a multi-camera BOS system. *Experiments in Fluids*, 56(1) :1–13, 2015. [VII](#), [21](#), [22](#)
- K. Berger, I. Ihrke, B. Atcheson, W. Heidrich, and M. Magnor. Tomographic 4d reconstruction of gas flows in the presence of occluders. In *VMV 2009*, 2009. [32](#), [36](#)
- A. Bichal. *Development of 3D Background Oriented Schlieren with a Plenoptic Camera*. PhD thesis, Auburn University, 2015. [33](#)
- A. Bichal and B. S. Thurow. On the application of background oriented schlieren for wavefront sensing. *Measurement Science and Technology*, 25(1) :015001, 2013. [14](#), [15](#)
- A. Blanco, B. Barrientos, and C. Mares. Performance comparison of background-oriented schlieren and fringe deflection in temperature measurement : part i. numerical evaluation. *Optical Engineering*, 55(5) :054102–054102, 2016a. [17](#)
- A. Blanco, B. Barrientos, and C. Mares. Performance comparison of background-oriented schlieren and fringe deflection in temperature measurement, part 2 : experimental evaluation. *Optical Engineering*, 55(6) :064104–064104, 2016b. [17](#)
- N. A. Buchmann, C. E. Willert, and J. Soria. Pulsed, high-power LED illumination for tomographic particle image velocimetry. *Experiments in fluids*, 53(5) :1545–1560, 2012. [19](#)

- J.M. Cabaleiro, J.L. Aider, G. Artana, and J.E. Wesfreid. Single camera time-resolved 3d tomographic reconstruction of a pulsed gas jet. *Journal of Visualization*, 16(4) :263–274, 2013. [VII](#), [31](#), [36](#)
- F. Champagnat, A. Plyer, G. Le Besnerais, S. Davoust, and Y. Le Sant. Fast and accurate piv computation using highly parallel iterative correlation maximization. *Experiment in Fluids*, 50 :1169–1182, 2011. [20](#)
- H. Chehouani and M. El Fagrigh. Adaptation of the fourier–hankel method for deflection tomographic reconstruction of axisymmetric field. *Applied optics*, 52(3) :439–448, 2013. [30](#)
- R. L. Cook and T. DeRose. Wavelet noise. *ACM Transactions on Graphics (TOG)*, 24(3) :803–811, 2005. [15](#)
- S.B. Dalziel, G.O. Hughes, and B.R. Sutherland. Whole-field density measurements by ‘synthetic schlieren’. *Experiment in Fluids*, 28 :322–335, 2000. [2](#), [6](#), [17](#), [62](#), [63](#), [66](#)
- E. O. Daso, V. E. Pritchett, T. Wang, D. K. Ota, I. M. Blankson, and A. H. Auslender. Dynamics of shock dispersion and interactions in supersonic freestreams with counterflowing jets. *AIAA journal*, 47 (6) :1313–1326, 2009. [93](#)
- A. P. Dempster, N. M. Laird, and D. B. Rubin. Maximum likelihood from incomplete data via the EM algorithm. *Journal of the royal statistical society. Series B (methodological)*, pages 1–38, 1977. [31](#)
- G. E. Elsinga and G. C. Orlicz. Particle imaging through planar shock waves and associated velocimetry errors. *Experiments in Fluids*, 56(6) :1–12, 2015. [24](#)
- G. E. Elsinga, B. W. Van Oudheusden, and F. Scarano. Evaluation of aero-optical distortion effects in PIV. *Experiments in fluids*, 39(2) :246–256, 2005. [24](#)
- G.E. Elsinga, B.W. Van Oudheusden, F. Scarano, and D.W. Watt. Assessment and application of quantitative schlieren methods : Calibrated color schlieren and background oriented schlieren. *Experiments in Fluids*, 36(2) :309–325, 2004. [29](#)
- N. A. Fomin. *Speckle photography for fluid mechanics measurements*. Springer, 1998. [18](#)
- V. M. Fomin, A. A. Maslov, N. D. Malmuth, V. P. Fomichev, A. P. Shashkin, T. A. Korotaeva, A. N. Shiplyuk, and G. A. Pozdnyakov. Influence of a counterflow plasma jet on supersonic blunt-body pressures. *AIAA journal*, 40(6) :1170–1177, 2002. [93](#)
- R. Geisler, A. Schröder, D. Schanz, J. Agocs, and H. Siller. Large-scale density gradient visualization of the V2527 engine jet flow at Ground Operation using Background oriented Schlieren (BOS). 2016. [21](#)
- A. B. Gojani, B. Kamishi, and S. Obayashi. Measurement sensitivity and resolution for background oriented schlieren during image recording. *Journal of visualization*, 16(3) :201–207, 2013. [13](#)
- E. Goldhahn and J. Seume. The background oriented schlieren technique : sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field. *Experiments in Fluids*, (43) :241–249, 2007. [12](#), [36](#)
- M. Hargather and G. Settles. Natural-background-oriented schlieren imaging. *Experiments in Fluids*, 48 :59–68, 2010. [16](#)
- M. J. Hargather. Background-oriented schlieren diagnostics for large-scale explosive testing. *Shock Waves*, 23(5) :529–536, 2013. [16](#)

- U. Hartmann and J. R. Seume. Combining ART and FBP for improved fidelity of tomographic BOS. *Measurement Science and Technology*, 27(9) :097001, 2016. [28](#), [36](#)
- K. Hayasaka, Y. Tagawa, T. Liu, and M. Kameda. Optical-flow-based background-oriented schlieren technique for measuring a laser-induced underwater shock wave. *Experiments in Fluids*, 57(12) : 179, 2016. [20](#)
- J. Heineck, E. Schairer, M. Ramasamy, and N. Roozeboom. Simultaneous boundary-layer transition, tip vortex, and blade deformation measurements of a rotor in hover. 2016. [22](#)
- M. A. Hill and E. A. Haering Jr. Ground to air flow visualization using solar Calcium-K line Background Oriented Schlieren. 2016. [VII](#), [23](#), [24](#)
- B. Horn and B. Schunck. Determining optical flow. Technical report, Massachusetts Institute of Technology, 1980. [20](#)
- I. Ihrke. *Reconstruction and Rendering of Time-Varying Natural Phenomena*. PhD thesis, Max-Planck-Institut für Informatik, 2007. [2](#), [31](#), [33](#), [62](#), [63](#), [68](#)
- Y. Ishino, N. Hayashi, I. F. Razak, T. Kato, Y. Kurimoto, and Y. Saiki. 3D-CT (Computer Tomography) measurement of an instantaneous density distribution of turbulent flames with a multi-directional quantitative schlieren camera (reconstructions of high-speed premixed burner flames with different flow velocities). *Flow, Turbulence and Combustion*, 96(3) :819–835, 2016. [VII](#), [31](#), [32](#), [33](#), [36](#)
- Y. Ji, J. Ye, and J. Yu. Reconstructing gas flows using light paths approximation. In *IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)*, 2013. [63](#)
- K. Kindler, E. Goldhahn, F. Leopold, and M. Raffel. Recent developments in background oriented schlieren methods for rotor blade tip vortex measurements. *Experiments in Fluids*, 43(2) :233–240, 2007. [16](#)
- T. Kirmse, J. Agocs, A. Schröder, J. Martinez Schramm, S. Karl, and K. Hannemann. Application of particle image velocimetry and the background-oriented schlieren technique in the high-enthalpy shock tunnel göttingen. *Shock Waves*, 21(3) :233–241, 2011. [VII](#), [13](#), [14](#), [25](#)
- P.S. Kolhe and A.K. Agrawal. Density measurements in a supersonic microjet using miniature rainbow schlieren deflectometry. *AIAA journal*, 47(4) :830–838, 2009. [29](#), [36](#)
- Y. Le Sant, V. Todoroff, A. Bernard-Brunel, G. Le Besnerais, F. Micheli, and D. Donjat. Multi-camera calibration for 3DBOS. In *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2014. [22](#), [23](#), [63](#)
- F. Leopold. The application of the colored background oriented schlieren technique (CBOS) to free-flight and in-flight measurements. In *Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 2007. ICIASF 2007. 22nd International Congress on*, pages 1–10. IEEE, 2007. [16](#)
- F. Leopold, M. Ota, D. Klatt, and K. Maeno. Reconstruction of the unsteady supersonic flow around a spike using the colored background oriented schlieren technique. *Journal of Flow Control, Measurement & Visualization*, 1 :69–76, 2013. [VII](#), [17](#), [24](#), [28](#), [29](#), [30](#), [33](#), [36](#)
- J. A. Letelier, P. Herrera, N. Mujica, and J. H. Ortega. Enhancement of synthetic schlieren image resolution using total variation optical flow : application to thermal experiments in a Hele-Shaw cell. *Experiments in Fluids*, 57(2) :1–14, 2016. [20](#)

- T. Liu and L. Shen. Fluid flow and optical flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 614 :253–291, 2008. [20](#)
- B. Lucas and B. Kanade. An iterative image registration technique with an application to stereo vision. In *Proceedings DARPA Image Understanding Workshop*, 1981. [20](#)
- S. Ma, H. Gao, and L. Wu. Modified Fourier-Hankel method based on analysis of errors in Abel inversion using Fourier transform techniques. *Applied optics*, 47(9) :1350–1357, 2008. [30](#)
- A. H. Meier and T. Roesgen. Improved background oriented schlieren imaging using laser speckle illumination. *Experiments in fluids*, 54(6) :1–6, 2013. [VII](#), [18](#), [19](#)
- G. Meier. Computerized background-oriented schlieren. *Experiments in Fluids*, 33(1) :181–187, 2002. [6](#), [29](#)
- W. Merzkirch. *Flow Visualization. Second Edition*. Academic Press Inc., 1987. [VII](#), [11](#)
- T. Mizukaki. Visualization of compressible vortex rings using the background-oriented schlieren method. *Shock Waves*, 20(6) :531–537, 2010. [24](#)
- T. Mizukaki, K. Wakabayashi, T. Matsumura, and K. Nakayama. Background-oriented schlieren with natural background for quantitative visualization of open-air explosions. *Shock Waves*, pages 1–10, 2013. [16](#)
- F. Nicolas, V. Todoroff, A. Plyer, G. Le Besnerais, D. Donjat, F. Micheli, F. Champagnat, P. Cornic, and Y. Le Sant. A direct approach for instantaneous 3D density field reconstruction from background-oriented schlieren (BOS) measurements. *Experiments in Fluids*, 57(1) :1–21, 2016. [62](#), [66](#)
- E. Olson. AprilTag : A robust and flexible visual fiducial system. In *Robotics and Automation (ICRA), 2011 IEEE International Conference on*, pages 3400–3407. IEEE, 2011. [95](#)
- M. Ota, K. Hamada, H. Kato, and K. Maeno. Computed-tomographic density measurement of supersonic flow field by colored-grid background oriented schlieren (CGBOS) technique. *Measurement Science and Technology*, 22 :104–111, 2011. [VII](#), [17](#), [18](#), [28](#), [30](#), [33](#), [36](#)
- M. Ota, H. Kato, and K. Maeno. Three-dimensional density measurement of supersonic and axisymmetric flow field by colored grid background oriented schlieren (CGBOS) technique. *International Journal of Aerospace Innovations*, 4(1-2) :1–12, 2012. [28](#), [29](#), [36](#)
- M. Ota, F. Leopold, R. Noda, and K. Maeno. Improvement in spatial resolution of background-oriented schlieren technique by introducing a telecentric optical system and its application to supersonic flow. *Experiments in Fluids*, 56(3) :1–10, 2015. [13](#), [25](#)
- J-P. Pèrez. *Optique. Fondements et applications*. Dunod, 2000. [VII](#), [7](#), [9](#)
- A. Plyer, G. Le Besnerais, and F. Champagnat. Massively parallel Lucas Kanade optical flow for real-time video processing applications. *Journal of Real-Time Image Processing*, 11(4) :713–730, 2016. [20](#)
- M. Raffel. Background-oriented schlieren (bos) techniques. *Experiments in Fluids*, 56(3) :1–17, 2015. [35](#)
- M. Raffel, H. Richard, and G.E.A. Meier. On the applicability of background oriented optical tomography for large scale aerodynamic investigations. *Experiments in Fluids*, 28(5) :477–481, 2000a. [2](#), [6](#)

- M. Raffel, C. Tung, H. Richard, Y. Yu, and G. E. A. Meier. Background oriented stereoscopic schlieren (BOSS) for full scale helicopter vortex characterization. In *In 9th international symposium on flow visualization*, pages 23–24, 2000b. [23](#)
- M. Raffel, J.T. Heineck, E. Schairer, F. Leopold, and K. Kindler. Background-oriented schlieren imaging for full-scale and in-flight testing. *Journal of the American Helicopter Society*, 59(1) :1–9, 2014. [16](#)
- D. Ramanah, S. Raghunath, D.J. Mee, T.Rösgen, and P. A. Jacobs. Background oriented schlieren for flow visualisation in hypersonic impulse facilities. *Shock waves*, 17 :65–70, 2007. [24](#)
- H. Richard and M. Raffel. Background oriented schlieren demonstrations. Technical report, DTIC Document, 2000. [29](#)
- H. Richard and M. Raffel. Principle and applications of the background oriented schlieren (bos) method. *Measurement Science and Technology*, 12 :1576–1585, 2001. [16](#)
- H. Richard, M. Raffel, M. Rein, J. Kompenhans, and G.E.A. Meier. Demonstration of the applicability of a background oriented schlieren (BOS) method. In *Laser Techniques for Fluid Mechanics*, pages 145–156. Springer, 2002. [VII](#), [6](#)
- M. Saxild-Hansen. AIR Tools - a MATLAB package of algebraic iterative reconstruction methods. Master’s thesis, Technical University of Denmark Informatics and Mathematical Modelling, 2010. [33](#)
- E. Schairer, L.K. Kushner, and J.T. Heineck. Measurements of tip vortices from a full-scale UH-60A rotor by retro-reflective background oriented schlieren and stereo photogrammetry. 2013. [21](#), [22](#)
- D. G. Schauerhamer, K. A. Zarchi, W. L. Kleb, and K. T. Edquist. Supersonic retropropulsion CFD validation with Ames unitary plan wind tunnel test data. In *Aerospace Conference, 2013 IEEE*, pages 1–14. IEEE, 2013. [93](#)
- F. Sourgen, J. Haertig, and C. Rey. Comparison between background oriented schlieren measurements (BOS) and numerical simulations. In *24th AIAA aerodynamic measurement technology and ground testing conference, Portland OR, USA, paper AIAA*, volume 2602, 2004. [24](#), [29](#), [36](#)
- F. Sourgen, J. Haertig, A. George, and C. Rey. Validation of CFD density field in supersonic axisymmetric flows using BOS and differential interferometry. *AIAA Paper*, pages 2005–6036, 2005. [24](#), [29](#)
- F. Sourgen, F. Leopold, and D. Klatt. Reconstruction of the density field using the colored background oriented schlieren technique (CBOS). *Optics and Lasers in Engineering*, 50 :29–38, 2012. [VII](#), [30](#), [31](#), [36](#)
- J. Stam and E. Languénou. Ray tracing in non-constant media. In *Rendering Techniques 96*, pages 225–234. Springer, 1996. [63](#), [65](#)
- P. C. Stoller, E. Panousis, J. Carstensen, C. B. Doiron, and R. Färber. Speckle measurements of density and temperature profiles in a model gas circuit breaker. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 48 (1) :015501, 2014. [19](#)
- J. K. Sveen. An introduction to MatPIV v. 1.6. 1. *Preprint series. Mechanics and Applied Mathematics*, 2004. [19](#)
- H. Takano, D. Kamikihara, D. Ono, S. Nakao, H. Yamamoto, and Y. Miyazato. Three-dimensional rain-bow schlieren measurements in underexpanded sonic jets from axisymmetric convergent nozzles. *Journal of Thermal Science*, 25(1) :78–83, 2016. [VII](#), [29](#), [36](#)

- D. J. Tan, D. Edgington-Mitchell, and D. Honnery. Measurement of density in axisymmetric jets using a novel background-oriented schlieren (BOS) technique. *Experiments in Fluids*, 56(11) :1–11, 2015. [30](#)
- William Thielicke and Eize Stamhuis. Pivlab—towards user-friendly, affordable and accurate digital particle image velocimetry in matlab. *Journal of Open Research Software*, 2(1), 2014. [19](#)
- V. Todoroff. *Mesure d'un champ de masse volumique par Background Oriented Schlieren 3D. Etude d'un dispositif expérimental et des méthodes de traitement pour la résolution du problème inverse*. PhD thesis, Université de Toulouse, 2013. [VII](#), [2](#), [3](#), [15](#), [20](#), [23](#), [28](#), [33](#), [34](#), [36](#), [63](#), [90](#)
- V. Todoroff, G. Le Besnerais, D. Donjat, F. Micheli, A. Plyer, and F. Champagnat. Reconstruction of instantaneous 3D flow density fields by a new direct regularized 3DBOS method. In *Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanic, Lisbon*, 2014. [28](#)
- N. P. Van Hinsberg and T. Rösgen. Density measurements using near-field background-oriented schlieren. *Experiments in Fluids*, 55(4) :1–11, 2014. [62](#), [63](#), [66](#)
- B. S. Venkatachari, G. Cheng, C-L. Chang, B. Zichettello, and D. L. Bilyeu. Long penetration mode counterflowing jets for supersonic slender configurations-A numerical study. *AIAA Paper*, 2662 : 2013, 2013. [93](#)
- L. Venkatakrishnan. Density measurements in an axisymmetric underexpanded jet by background-oriented schlieren technique. *AIAA journal*, 43(7) :1574–1579, 2005. [21](#), [36](#)
- L. Venkatakrishnan and G.E.A. Meier. Density measurements using the background oriented schlieren technique. *Experiments in Fluids*, 37(2) :237–247, 2004. [28](#), [29](#), [36](#)
- L. Venkatakrishnan and P. Suriyanarayanan. Density field of supersonic separated flow past an after-body nozzle using tomographic reconstruction of bos data. *Experiments in Fluids*, 47(3) :463–473, 2009. [29](#), [36](#)
- L. M. Weinstein. An optical technique for examining aircraft shock wave structures in flight. 1994. [23](#)
- L. M. Weinstein, K. Stacy, G. J. Vieira, E. A. Haering Jr, and A. H. Bowers. Visualization and image processing of aircraft shock wave structures. In *1st Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing, Feb. 23-26, 1997, Honolulu, Hawaii*. Citeseer, 1997. [23](#)
- T Yokoi, H Shinohara, T Hashimoto, T Yamamoto, Y Niio, et al. Implementation and performance evaluation of iterative reconstruction algorithms in SPECT : a simulation study using EGS4. In *KEK Proceedings*, pages 224–234. High Energy Accelerator Research Organization; 1999, 2000. [31](#)

Titre

Reconstruction de champs instantanés de masse volumique par BOS 3D. Applications à l'étude d'écoulements complexes en grande soufflerie.

Resumé

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre du développement d'outils métrologiques avancés pour la mécanique des fluides, et en particulier pour les souffleries. La Background Oriented Schlieren (BOS) 3D, développée à l'ONERA, est une technique qui exploite la déviation des rayons lumineux par un milieu non homogène pour mesurer la masse volumique. Elle consiste à comparer l'image de référence d'un fond texturé avec l'image de ce même fond en présence d'un écoulement. La corrélation entre ces deux images permet de calculer la déviation des rayons lumineux. En réalisant une acquisition simultanée à partir de différents points de vue, il est possible de reconstruire le champ de masse volumique associé, par résolution d'un problème inverse. Afin de poursuivre le développement de la technique, nous avons tout d'abord développé une chaîne de traitement plus systématique puis amélioré la robustesse de notre algorithme de reconstruction. Après avoir réalisé une validation sur des données de synthèse, nous avons mise en œuvre notre méthode sur un banc d'essais comportant 12 caméras. Par la suite, la technique a été déployée pour la première fois en soufflerie sur un jet chaud subsonique. Lors de cette campagne, elle a été validée par comparaison avec des mesures de température. Des acquisitions couplées BOS 3D et stéréo PIV ont également été effectuées. Une démonstration à l'échelle d'une soufflerie industrielle a ensuite été réalisée dans la soufflerie S1MA de l'ONERA. Les problématiques rencontrées sur les écoulements compressibles lors de ces essais ont ensuite conduit à étudier de manière plus approfondie les écoulements présentant de forts gradients d'indice optique. Un banc de mesure BOS 3D a été conçu en laboratoire afin d'optimiser la mesure d'un jet sous-détendu. Sur cette configuration, de très bon accords ont été obtenus avec la littérature ainsi qu'avec une simulation DES.

A travers cette étude, nous avons étendu le domaine d'application de la BOS 3D aux écoulements compressibles et démontré son utilisation en soufflerie. La qualité des résultats obtenus démontre le potentiel offert par la technique pour l'analyse physique des écoulements.

Mots clés

Strioscopie, Tomographie, Onde de choc, Optique

Title

Instantaneous density fields reconstruction by 3DBOS, application to complex flows in large wind tunnel.

Abstract

This PhD work is part of the development of advanced metrological tools for fluid dynamics, especially for wind tunnel applications. 3D Background Oriented Schlieren (BOS), which has been developed at ONERA, is a line-of-sight technique which takes advantage of light rays deviation through an inhomogenous index media to measure density. It consisted in comparing a reference image of a textured background with the image of the background with the flow in presence. Image correlation can then be used to compute light rays deviations. Performing such acquisition from multiple view

points, allows to reconstruct the corresponding density field, by solving an inverse problem. In order to pursue the technique development, we first elaborate a systematic processing chain and improved the robustness of the reconstruction algorithm. After validating our method on synthetic data, we applied it on a 3DBOS bench equipped with 12 cameras. Thereafter, the technique has been set up for the first time in a wind tunnel environment, on a subsonic hot jet configuration. During this test campaign, the technique has been validated via thermocouples measurements. Moreover, 3DBOS and stereo-PIV coupled acquisitions have been performed. Thereafter, a demonstration in industrial wind tunnel has been performed in ONERA S1MA facility. Compressible flows issues encountered during those tests lead us to finer analysis high density gradient flows. A 3DBOS test bench has been built in laboratory in order to optimize underexpanded jet measurements. On this specific configuration, very good agreements have been obtained in comparison with literature and with a DES simulation.

This study has allowed the extension of 3DBOS application domain to compressible flows and it has demonstrated its use in a wind tunnel environment. The quality of the results highlights the technique potential for flows physical investigation.

Key words

Schlieren, Tomography, Shockwave, Optics

