



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *18/12/2015* par :

CAMILLE CATALANO

Premières lumières du télescope EUSO-Ballon

JURY

PIERRE JEAN
BRUNO MILLIARD
GUSTAVO
MEDINA-TANCO
ETIENNE PARIZOT
JEAN EVRARD

Professeur d'Université
Chargé de Recherche
Professeur d'Université
Professeur d'Université
Ingénieur CNES

Président du Jury
Rapporteur
Rapporteur
Membre du Jury
Membre du Jury

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur de Thèse :

Peter von BALLMOOS

Rapporteurs :

Bruno MILLIARD et Gustavo MEDINA-TANCO

Premières lumières du télescope EUSO-Ballon
Vers la détection des rayons cosmiques
ultra-énergétiques depuis l'espace

Camille CATALANO

18 décembre 2015

Remerciements

J'aimerais remercier les personnes qui m'ont accompagné et que j'ai croisées pendant ces trois années, ainsi que toutes celles qui m'ont soutenu.

En premier lieu, je remercie Peter pour le soutien constant dans l'aventure EUSO qu'il a su mener à bien. Tu as pu me mettre sur les bonnes pistes, même en étant aussi débutant que moi dans le domaine, et as su quand me pousser à "just do the stuff" quand je perdais trop de temps sur des détails ou de la planification. De la part de la personne discrète que je suis, je te suis reconnaissant de toujours m'avoir poussé sur le devant de la scène de l'optique et pour toutes les opportunités de meetings et de rencontres autour du globe qui ont suivi. Enfin, merci pour la passion et le savoir que tu partages, ton sens du spectacle, tes anecdotes inépuisables et ton dynamisme de bon-vivant.

Merci à Bruno et Gustavo pour avoir relu ma thèse avec intérêt et avoir donné des commentaires judicieux, et à Pierre pour avoir présidé la soutenance.

J'aimerais remercier le "trio des barbus" de l'IRAP, Baptiste, Gilles et Michel, sans qui, de mon point de vue, EUSO n'aurait jamais pu aller dans la stratosphère (ni au "147"). Un merci particulier à Gilles et Baptiste qui m'ont grandement aidé pour monter mes tests en apportant leurs compétences, leur efficacité hors-norme et leur professionnalisme malgré leur emploi du temps plus que surchargé. Je remercie Charles qui a partagé les loooongues nuits de mesures avec moi sans perdre sa motivation et sa bonne humeur.

Tous les membres de la collaborations EUSO sont à remercier, particulièrement l'équipe EUSO-Ballon pour ce qu'elle a accompli. Merci à Etienne et Guillaume pour respectivement leur amour de la physique et leur gestion sans faille, mais aussi leur enthousiasme respectif et les discussions profondes sur les mains de la veille. Merci à Camille avec qui ont a partagé nos premiers pas dans la collaboration, Simon pour ce retour du PDM sur Paris discutant Judas Priest, Hector pour les franches rigolades pendant la campagne et bien sûr merci à Julio pour simplement son amitié. Je remercie Jean qui a oeuvré depuis le CNES pour assurer le vol de notre instrument mais surtout merci pour son optimisme et sa bonne humeur sans limite.

Je remercie les membres de l'IRAP, en particulier Laurent K. et P. pour leurs conseils avisés en optique, Pierrick pour les discussions sur la science, la recherche et autre, ainsi que Thierry et Pieter pour m'avoir fait découvrir les Etoiles Brillent Pour Tous dans la meilleur ambiance. Bien sûr, mes remerciements vont vers mes collègues thésards et tout ceux avec qui j'ai partagé pause café et pause midi. Merci à Delphine pour avoir partagé avec moi l'aventure astrophysique, du master au doctorat. Un grand merci à Philippe, parfait compagnon de bureau, qui à écouté tous mes problèmes tel un psychanalyste scientifique. Tes conseils ont été précieux. Un merci particulier à William pour sa motivation inconsidérée, jusqu'à devenir le designer des goodies d'EUSO, et pour son amour de la science et de ses mystères. Merci à Cyril, ami de rugby et de troisième mi-temps, à Damien qui n'a pas hésité à sacrifier son vendredi soir pour m'aider au labo, à Gio-

vanni pour son cynisme et son humour du troisième degré, à Ilane, bricoleur, musicien et scientifique, à David pour les pauses tarot, à Jessie pour sa sympathie et à Vincent, la force tranquille de la recherche en astro, qui a proposé des coïncidences de décompression au bon moment. Merci à la génération suivante qui perpétue la bonne ambiance chez les thésards.

Enfin, j'aimerais remercier ma famille, à qui j'ai imposé la relecture du manuscrit et qui ne s'en est pas plaint. Merci à Fabien qui aimera bien que le manuscrit soit un objet de design, à Marina pour son soutien et ses corrections orthographiques implacables et à Guanak qui m'a soutenu à mes débuts (GZK) sans comprendre trop dans quoi je m'embarquais.

Pour finir par le commencement, j'aimerais remercier Daniel qui est en quelque sorte à l'origine de cette vocation en m'ayant ouvert les portes de son observatoire.

Sommaire

Remerciements	I
Sommaire	V
Table des figures	XII
Liste des tableaux	XIII
1 À la recherche des particules les plus énergétiques de l'Univers	1
1.1 Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie	3
1.1.1 Un siècle de rayons cosmiques	3
1.1.2 Rayons cosmiques et atmosphère	11
1.1.3 Énergie et abondance	15
1.2 De l'origine et de la nature des rayons cosmiques	18
1.2.1 Origine des rayons cosmiques	18
1.2.2 Protons ou noyaux lourds ?	21
1.3 Méthodes de détection et instruments	22
1.4 Les grandes questions entourant les rayons cosmiques de ultra-haute énergie	24
2 Le projet EUSO : "the Extreme Universe Space Observatory"	29
2.1 La mission JEM-EUSO	31
2.1.1 Principe	31
2.1.2 Objectifs scientifiques	33
2.1.3 L'instrument	34
2.2 EUSO-Ballon	38
2.2.1 Objectifs	39
2.2.2 L'instrument	40
2.2.3 Les vols	47
3 Le système optique	49
3.1 Description de l'optique	51
3.1.1 JEM-EUSO et l'optique de Fresnel	51
3.1.2 Le système optique de EUSO-Ballon	53
3.2 Modélisation	55
3.2.1 Modèle lentilles minces	57
3.2.2 Code de tracé de rayons	58
3.2.3 Simulation ZEMAX	58
3.3 Intégration	60
3.3.1 Mesure de planéité des lentilles	60

3.3.2	Positionnement des lentilles	63
3.4	La première campagne de test	63
3.4.1	Le banc de tests du collimateur	64
3.4.2	Les mesures sur caméra CCD	66
3.4.3	Utilisation de la photodiode NIST	68
3.4.4	Caractérisation du système optique	70
3.4.5	Système entièrement intégré	71
3.4.6	Discussion et bilan de la campagne de tests 2014	74
3.5	La caractérisation "post-flight" du système optique	78
3.5.1	Description du banc de mesure	78
3.5.2	Méthodologie de test	80
3.5.3	Le système d'acquisition	86
3.5.4	Les mesures	88
3.6	Résultats et bilan des performances	93
3.6.1	Champ de vue et distorsion du plan focal	93
3.6.2	Positions optimales du spot focal	94
3.6.3	Énergies encadrées et définition de la PSF idéale	98
3.6.4	Performances de l'optique pendant le vol 2014	100
3.7	Calibration "in-flight" grâce aux flashers	102
3.8	Conclusion et perspectives	105
4	Le premier vol d'EUSO-Ballon	115
4.1	Les vols stratosphériques	117
4.1.1	Les ballons stratosphériques ouvert	117
4.1.2	Déroulement d'un vol stratosphérique	119
4.2	Le vol de EUSO-Ballon de 2014	121
4.2.1	La base stratosphérique de Timmins	121
4.2.2	La nacelle EUSO	123
4.2.3	Déroulement du vol du 24-25 août 2014	125
4.3	Bilan du premier vol	126
4.3.1	La technologie en marche	126
4.3.2	Les premiers résultats scientifiques	130
4.4	Conclusion pour les prochains vols	134
5	Reconstruction de l'attitude de la nacelle pendant le vol	137
5.1	Méthodologie	139
5.2	Description de l'ICDV	142
5.2.1	Description générale de la centrale inertielle	142
5.2.2	Axes et conventions	142
5.2.3	L'angle de lacet	145
5.2.4	Roulis et tangage	148
5.2.5	Synchronisation temporelle des instruments	150
5.3	Reconstruction de l'azimut	155
5.3.1	Angle de rotation avec les magnétomètres	155

5.3.2	Calibration de la dynamique des magnétomètres	157
5.3.3	Corrections instrumentales	159
5.3.4	Calibration absolue	163
5.4	Bilan d'erreur et cercle de confiance	167
5.4.1	Erreur sur l'azimuth	167
5.4.2	Cercle de confiance	169
5.4.3	Synchronisation des flashers	170
5.4.4	Carte IR et UV	172
5.4.5	conclusion	174
Conclusion		175
Annexe A Un système à trois lentilles pour EUSO-Ballon		177
A.1	La configuration "3-lentilles"	177
A.1.1	La lentille diffractive	177
A.1.2	Modèle lentilles minces	179
A.1.3	Simulation CODEV et code de tracé de rayons	181
A.2	Caractérisation du système "3-lentilles"	181
A.2.1	Positionnement des lentilles	181
A.2.2	Mesure de l'énergie encerclée	182
A.3	Conclusion	184
Annexe B Recommendations pour de futurs tests d'un système optique du type "EUSO"		185
Annexe C How To Clean a large Fresnel lens		187
Bibliographie		190
Liste des acronymes		197

Table des figures

1.1	Victor Hess au départ d'un vol ballon en 1912.	4
1.2	Mesure du rayonnement ionisant grâce à un compteur Geiger en ballon stratosphérique	5
1.3	Cascade de particules dans une chambre à brouillard en 1949	6
1.4	Premier détecteur à cuve Cherenkov.	8
1.5	Suppression du flux attendue par Zatsepin en 1966.	9
1.6	Premier document du concept d'un télescope de fluorescence.	10
1.7	Photo de Fly's Eye, prototype de HiRes.	11
1.8	Principes de détection de l'Observatoire Pierre-Auger	12
1.9	Schéma du développement d'une gerbe atmosphérique.	13
1.10	Cône de lumière Cherenkov émis par une gerbe atmosphérique à la verticale d'un réseau de télescopes.	14
1.11	Spectre de fluorescence de l'azote	15
1.12	Spectre en énergie des rayons cosmiques.	16
1.13	Spectre à haute énergie des rayons cosmiques redressé par E^3	18
1.14	Simulation de propagation de rayons cosmiques dans la galaxie à différentes énergies.	20
1.15	Diagramme de Hillas	21
1.16	Composition des RCUHEs mesurée par TA et AUGER.	22
1.17	Le détecteur de particules AMS-02	23
1.18	Spectre des RCUHEs mesuré par TA et AUGER.	25
1.19	Carte du ciel des 27 premiers RCUHEs vus par AUGER.	26
1.20	Le ciel des RCUHEs vu par AUGER.	27
1.21	Le ciel des RCUHEs vu par TA.	28
2.1	Schéma du principe de la mission JEM-EUSO	32
2.2	Les deux modes de fonctionnement de JEM-EUSO : mode nadir et mode tilted.	34
2.3	Surface observée au sol par JEM-EUSO.	35
2.4	Vue schématique de l'instrument JEM-EUSO.	35
2.5	Simulation des photons reçus par le télescope JEM-EUSO.	36
2.6	Exposition annuelle de JEM-EUSO en fonction de l'énergie.	37
2.7	EUSO-TA devant les télescopes de fluorescence du <i>Telescope Array</i>	38
2.8	Photo de l'instrument EUSO-Ballon et vue schématique.	39
2.9	Exemple d'une gerbe atmosphérique de 10^{19} electron-volt (eV) vue par EUSO-Ballon.	41
2.10	Schéma bloc de l'instrument EUSO-Ballon.	42
2.11	Système optique de départ de EUSO-Ballon à trois lentilles.	43

2.12 Le Photo-Detector Module (PDM) de EUSO-Ballon.	44
2.13 Spectre de transmission du filtre BG3.	45
2.14 Le Data Processor (DP) de EUSO-Ballon.	45
2.15 La caméra infra-rouge <i>IRcam</i>	46
3.1 Principe d'une lentille de Fresnel	52
3.2 Lentille de Fresnel en cours de fabrication.	53
3.3 Indice de réfraction du PMMA-000.	54
3.4 Transmission du PMMA-000.	55
3.5 Le système optique de EUSO-Ballon intégré dans son cadre et son diagramme de tracé de rayons.	56
3.6 Taille du spot théorique pour le système à 2-lentilles.	56
3.7 Modèle lentilles minces de la configuration 2-lentilles.	57
3.8 Modèle "tracé de rayons" du système optique.	59
3.9 Image du plan focal pour une simulation de tracé de rayons.	59
3.10 Modèle ZEMAX du système optique.	60
3.11 Spot focal typique de la simulation ZEMAX.	61
3.12 Photo du Laser Tracker.	61
3.13 Lentille 3 et sa bille de mesure du Laser Tracker	62
3.14 Scan de la planéité de la lentille L3.	62
3.15 Les lentilles dans leurs anciens et nouveaux cadres et araignées.	62
3.16 Positionnement dans l'espace donné par le Laser Tracker de 3 lentilles de Fresnel.	63
3.17 Banc de caractérisation du système optique pour la première campagne de mesures 2014	65
3.18 Illustration de visée de trou source avec deux théodolites.[1]	66
3.19 Illustration de la mesure de l'angle d'incidence avec deux théodolites.	67
3.20 Exploration de la FWHM avec la CCD.	67
3.21 Grille et mesures du faisceau collimaté.	68
3.22 Photo du faisceau UV à 390nm collimaté grâce à l'utilisation d'un panneau blanc.	69
3.23 Comparaison de la mesure "grille-photodiode NIST" et la mesure "photo" du faisceau incident.	69
3.24 Méthode de calcul de l'énergie encerclée pendant la campagne 2014.	70
3.25 Coupe du spot et énergie encerclée mesurée pendant la campagne 2014.	71
3.26 Spot focal vu par le PDM.	71
3.27 Taille du spot en fonction de la position du PDM.	73
3.28 Scan 2D le long de l'axe optique pendant la campagne 2014.	73
3.29 Positions optimales mesurées pendant la campagne de tests 2014.	74
3.30 Soufflet et petit diaphragme entourant le PDM.	76
3.31 Grand diaphragme de la lentille L3.	76
3.32 Conception des diaphragmes par tracé de rayons.	77
3.33 Schéma d'utilisation d'une source à l'infini pour un test optique.	78

3.34 Schéma du banc de mesure de la campagne de tests 2015.	79
3.35 Vue schématique de la source de lumière UV.	79
3.36 Spectre de la lampe au mercure.	80
3.37 Mesure de l'angle d'incidence par un laser.	82
3.38 Méthode de mesure du flux incident.	83
3.39 Calibration du flux incident avec les mesures de la photodiode NIST.	84
3.40 Historique et lissage des mesures de la photodiode NIST de contrôle pendant 2 runs.	84
3.41 Historique et lissage des mesures de la photodiode NIST de contrôle pendant 5h.	85
3.42 Système de coordonnées du système optique.	87
3.43 Système d'acquisition 3-axes avec la photodiode NIST en place.	87
3.44 Schéma bloc du fonctionnement du programme Lasernator.	89
3.45 Images mesurées par le programme Lasernator.	90
3.46 Flux lumineux maximum mesuré sur une image en fonction de la position le long de l'axe optique	90
3.47 Positions Y du spot focal en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.	91
3.48 Méthode de calcul de l'énergie encerclée.	92
3.49 Énergies encerclées typiques pour un cube de données.	92
3.50 Position X du spot focal en fonction de la longueur d'onde.	93
3.51 Position X du spot focal en fonction de l'angle d'incidence.	94
3.52 Position Z du spot focal en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.	95
3.53 Cercle contenant 20% du flux incident pour chaque longueur d'onde mesurée en fonction de la distance de focalisation.	96
3.54 Positions de l'image en fonction de la longueur d'onde mesurées par l'expérience et prévues par les simulations.	96
3.55 Régression linéaire de la position optimale en fonction de la longueur d'onde.	97
3.56 Comparaison de toutes les mesures de position optimale de l'image.	98
3.57 Énergies encerclées optimales calculées à partir de la campagne de test 2015.	99
3.58 Répartition des FWHM mesurées sur les LED flashers.	103
3.59 Répartition des FWHM mesurées sur les Xe flashers.	103
3.60 FWHM mesurées sur les flashers en fonction de leur angle d'incidence.	104
3.61 Présentation des deux étapes de fabrication des lentilles.	107
3.62 Tracé de rayons montrant la zone qui a été taillée jusqu'au bout sur la lentille L3.	108
3.63 Énergies encerclées mesurées aux meilleurs distances de focalisation et calcul de la PSF idéale.	110
3.63 Énergies encerclées mesurées à la distance de focalisation du vol 2014. Les énergies encerclées issues des simulations ray tracing sont rajoutés, pour une source à 73m et à l'infini.	112

4.1	Chaîne de vol entière d'un grand ballon stratosphérique ouvert.	118
4.2	Date de lâcher du ballon EUSO : de la prévision à la réalité.	119
4.3	Profil d'un vol de ballon stratosphérique ouvert.	120
4.4	Localisation de la base ballon de Timmins.	122
4.5	La base stratosphérique de Timmins.	122
4.6	Prévisions des points de chute des nacelles en partance de Timmins pendant le mois d'août.	123
4.7	Efficacité de chaque pixel du Photo Detector Module (PDM) avant le vol de Timmins 2014.	124
4.8	Vol de EUSO-Ballon le 25 août 2014.	126
4.9	Schéma de principe des tirs laser et flasher dans le champ de vu de EUSO-Ballon par l'hélicoptère.[Scientific American, Oct 2014]	127
4.10	Images du détecteur survolant Timmins.	128
4.11	Les éléments d'un amerrissage réussi par la nacelle EUSO-Ballon.	129
4.12	La flotabilité d'EUSO-Ballon.	129
4.13	La lentille L3 à la récupération.	130
4.14	Données du compteur geiger embarqué sur EUSO-Ballon.	131
4.15	Bruit de fond UV mesuré par BABY.	131
4.16	Carte du bruit de fond UV mesuré par EUSO-Ballon.	132
4.17	Carte de corrélation entre lumière UV et lumière IR.	133
4.18	Exemple d'une trace laser sur le PDM.	133
4.19	Reconstruction d'un tir laser.	134
5.1	Orientation des axes du PDM et des points cardinaux avec l'azimut.	140
5.2	Le module Module Energie à Communication Centralisée (MECC) contenant la centrale inertielle "ICDV".	142
5.3	Orientation des axes de l'ICDV par rapport au module MECC.	143
5.4	Convention du repère du PDM.	143
5.5	Localisation du module MECC par rapport au bloc électronique.	144
5.6	Axes de l'ICDV orientés par rapport aux axes du PDM.	144
5.7	Angles d'Euler aéronautiques localisés sur un avion et sur la nacelle EUSO.	145
5.8	Angle de lacet enregistré par l'ICDV au cours du vol.	146
5.9	Angle de lacet enregistré par l'ICDV lorsque la nacelle se trouve encore au sol.	146
5.10	Angle de lacet corrigé de la dérive linéaire lorsque la nacelle se trouve encore au sol.	147
5.11	Angle de roulis et de tangage au cours du vol.	148
5.12	La nacelle EUSO-Ballon, comme elle a été retrouvée par l'équipe de récupération.	149
5.13	Angle de roulis et de tangage, la nacelle étant au plafond.	149
5.14	Axes de l'ICDV orientés sur la nacelle EUSO-Ballon.	150
5.15	Mesures des accéléromètres de l'ICDV pendant le décrochage.	151
5.16	Vitesses mesurées par le GPS lors du décrochage.	152
5.17	Comparaison entre le temps de la GoPro et le temps de l'ICDV	153

5.18	Comparaison entre le temps de l'IRcam et le temps de l'ICDV	153
5.19	Carte UV sans aucune correction de temps. Les points sources apparaissent flous.	154
5.20	Carte UV avec correction de temps. Les points sources apparaissent nets.	154
5.21	Mesures du champ magnétique au cours du vol exprimé en Gauss.	156
5.22	Mesures du champ magnétique au cours du vol autour de 3h UTC, exprimé en Gauss.	156
5.23	Angle de rotation issu des magnétomètres.	157
5.24	Construction de la caractéristique : angle de rotation issu des magnétomètres et angle de lacet des gyroscopes pendant une rotation.	158
5.25	Caractéristique reliant les données gyroscopiques aux données des magnétomètres.	158
5.26	Détail de l'angle de rotation montrant le bruit instrumental.	160
5.27	Comparaison de deux méthodes de moyenne glissante avec les données brutes : demi-tour lent.	160
5.28	Comparaison de deux méthodes de moyenne glissante avec les données brutes : demi-tour rapide.	161
5.29	Repère et composants du champ magnétique des modèles standard.	162
5.30	Déclinaison magnétique en fonction de la longitude à la latitude moyenne de 48.6°N issu du modèle International Geomagnetic Reference Field (IGRF) 11.	162
5.31	Définition du repère GoPro et lien avec le repère PDM.	164
5.32	Orientation de la piste d'atterrissage 03 sur une image GoPro.	165
5.33	Orientation de la route 101 sur une image GoPro.	165
5.34	Images de l'IRcam placées sur Google Earth.	166
5.35	Définition du repère IRcam et lien avec le repère PDM.	167
5.36	Azimut final de la nacelle pendant le vol.	168
5.37	Comparaison de l'azimut reconstitué avec les azimuts mesurés directement sur les images GoPro et IRcam.	169
5.38	Représentation des deux cercles de confiance à l'échelle du champ de vue du PDM au sol	170
5.39	Moyenne des différences entre les azimuts mesurés sur le PDM avec les flashers et l'azimut reconstitué.	171
5.40	Etude globale des moyennes des différences entre les azimuts mesurés sur le PDM avec les flashers et l'azimut reconstitué.	172
5.41	Mesures de la caméra IR projetées sur le sol.	173
5.42	Mesures UV de l'instrument projetées sur le sol.	173
A.1	Le système optique à trois lentilles.	178
A.2	La lentille diffractive du système à trois lentilles.	180
A.3	Résultat de la mesure de L2 par un laser.	180
A.4	Modèle lentilles minces de la configuration 3-lentilles.	181
A.5	Positionnement dans l'espace donné par le Laser Tracker des lentilles de la configuration "3-lentilles".	182

A.6 Coupe du spot et énergie encerclée mesurée sur le système 3-lentilles pendant la campagne 2014.	183
A.7 Comparaison de l'énergie encerclée pour les configurations "2-lentilles" et "3-lentilles" du système optique.	183

Liste des tableaux

2.1	Comparaison des caractéristiques principales de JEM-EUSO et de EUSO-Ballon	41
2.2	Contribution de la collaboration internationale JEM-EUSO aux différents sous-systèmes de EUSO-Ballon	42
3.1	Résultats de la mesure de la déformée de L3.	61
3.2	Mesures du Laser Tracker pour l'intégration du système optique.	63
3.3	Équipement utilisé pour la campagne de tests 2014.	65
3.4	Caractéristiques du spot focal vu par le PDM. Le flux de lumière est donné en photo-électron par GTU. La longueur d'onde valait 375nm pour un flux incident de $350 \pm 70pW$	72
3.5	Caractéristiques optiques mesurées pour le système "2-lentilles" pendant la campagne 2014 comparées aux valeurs théoriques.	75
3.6	Caractéristiques des filtres passe-bande utilisés.	80
3.7	Équipement utilisé pour le système d'acquisition de la campagne de tests 2015.	87
3.8	Positions optimales de l'image trouvées avec les simulations et l'expérience.	97
3.9	PSF idéales (efficacités et FWHM) mesurées pendant la campagne de tests 2015 à partir de la définition du spot idéal.	100
3.10	Efficacités optiques pendant le vol 2014.	101
3.11	Efficacités optiques dans la configuration du vol 2014 pour une détection de gerbe atmosphérique.	101
3.12	Coefficients de pondération du champ de vue.	102
3.13	Comparaison des mesures optiques et des spécifications.	106
4.1	Caractéristiques du ballon utilisé pour la mission EUSO 2014	119
A.1	Mesures du Laser Tracker pour l'intégration du système "3-lentilles".	183

Chapitre 1

À la recherche des particules les plus énergétiques de l'Univers

"Imagine-toi le coup de poing de Mike Tyson donné par un seul proton!"

Le contexte scientifique... Classiquement, on commence par la science, les grandes idées, par ce qui porte le projet. On décrit les questions scientifiques, fruits de notre curiosité et de notre pensée dont le seul but est de comprendre la nature qui nous entoure, de percer les secrets de l'Univers. Minuscule bloc de compréhension dans la grande structure du bâtiment de la physique moderne. Ou alors on commence par le contexte scientifique car c'est aussi le seul chapitre que lira le quidam...

Sommaire

1.1	Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie.	3
1.1.1	Un siècle de rayons cosmiques	3
1.1.2	Rayons cosmiques et atmosphère	11
1.1.3	Énergie et abondance	15
1.2	De l'origine et de la nature des rayons cosmiques	18
1.2.1	Origine des rayons cosmiques	18
1.2.2	Protons ou noyaux lourds ?	21
1.3	Méthodes de détection et instruments	22
1.4	Les grandes questions entourant les rayons cosmiques de ultra-haute énergie	24

1.1 Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Le rayonnement cosmique, ou rayons cosmiques, est l'une des composantes cruciales du milieu interstellaire car il intervient dans presque toutes les étapes du cycle de la matière dans l'Univers. Ce sont des particules provenant de l'Univers et qui rencontrent la Terre à un moment dans leur voyage. Le rayonnement cosmique est composé essentiellement par des ions (principalement des protons) couvrant une gamme d'énergie immense allant de quelques GeV à des énergies supérieures à 10^{20} eV. Leur origine n'est toujours pas déterminée avec précision ; les sources potentielles de particules de très haute énergie s'étendant des supernovae, des sursauts gamma et des différents objets compacts jusqu'aux noyaux actifs de galaxie.

1.1.1 Un siècle de rayons cosmiques

Les premiers pas

La découverte des rayons cosmiques s'est faite par Victor Hess il y a un siècle grâce à une expérience embarquée en aérostats[2].

Cette époque suit directement la découverte de l'électron et de la radioactivité. On utilisait alors l'électromètre pour étudier cette dernière. Cet appareil permettait de mesurer l'ionisation produite par la radioactivité. En effet, on avait récemment prouvé que certaines roches radioactives étaient source d'ionisation de leur environnement et on pensait que la croûte terrestre produisait toute la radiation ambiante. Les chercheurs emportaient donc leur électromètre un peu partout : dans les grottes, les lacs, les océans, aux sommets des montagnes et même à bord de ballons gonflés à l'hydrogène. Les résultats étaient conflictuels, ils montraient soit une augmentation soit une baisse de l'ionisation avec l'altitude.

Le physicien Victor Hess commença sa célèbre série de vols ballons en 1911. Il montra que l'ionisation de l'atmosphère diminuait quand on montait en altitude. En effet, en s'éloignant de la terre et donc des roches radioactives, l'ionisation induite par celles-ci diminuait. Mais très vite, il enregistra une augmentation de l'ionisation jusqu'à une hauteur de 5.3km, la plus haute altitude qu'il pouvait atteindre. Il en déduisit qu'il



FIGURE 1.1 – Victor Hess au départ d'un vol ballon en 1912.

existait une source de rayonnement ionisant provenant de dessus. Le 17 avril 1912, il effectua une mesure en aérostat pendant une éclipse solaire. Il ne mesura aucune baisse de l'ionisation et exclut donc le soleil comme source de radiation principale.

Un long débat s'ensuivit quant à la nature de ce rayonnement. Le terme "rayon cosmique" fut introduit par Robert Millikan en 1925, persuadé que c'était des rayons électromagnétiques. Le terme est resté malgré le fait que Arthur Compton démontra à la même époque leur nature de particule en observant leur déviation par le champ magnétique terrestre.

C'est à la fin des années 1930, que Pierre Auger mit en évidence l'existence des gerbes atmosphériques (cf : section 1.1.2 page 11). Il mesura des événements simultanés par des détecteurs situés à une centaine de mètres l'un de l'autre. Il en déduisit qu'un rayon cosmique avait interagi avec la haute atmosphère en créant une gigantesque cascade de particules[3]. Grâce à la toute nouvelle théorie de l'électrodynamique quantique, il put estimer la titanesque énergie de la particule initiale à 10^{15} électron-volt (eV)!¹

L'augmentation du nombre de particules cosmiques avec l'altitude vient du fait qu'en montant en altitude on diminue l'absorption de l'atmosphère restant au-dessus. Autour de 15-20 km d'altitude, on atteint par contre un maximum dû au fait qu'on dépasse l'altitude typique de formation des cascades de particules. Le rayonnement restant est seulement dû aux particules primaires. Ce maximum a été confirmé par un vol ballon par G. Pfozter à l'aide de compteurs Geiger en 1935[4][5].

En 1911, le physicien écossais C.T.R. Wilson, inspiré par la brume du sommet du Ben

1. $1\text{eV} \simeq 1.6 * 10^{-19}$ Joule. Donc $10^{15}\text{electron - volt}(eV) \simeq 0.16$ mJ, en une seule particule.

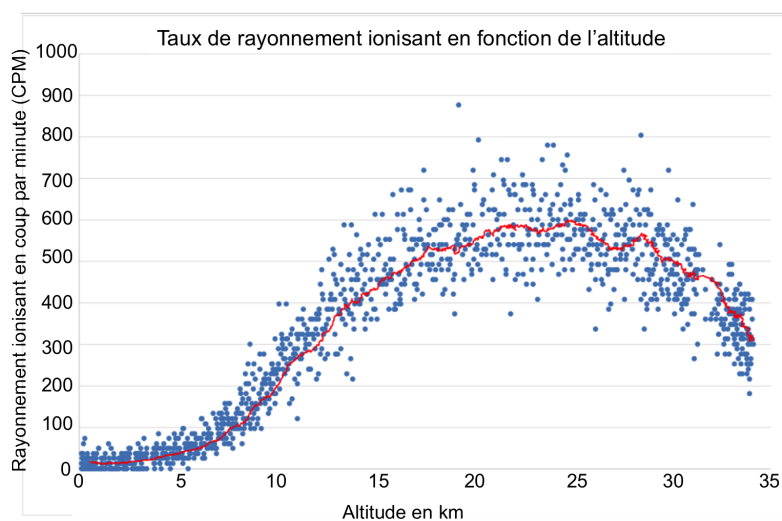


FIGURE 1.2 – Mesure du rayonnement ionisant grâce à un compteur geiger. L'expérience était embarquée par un petit ballon stratosphérique lancé par les enfants du festival Astro-jeunes de 2013. La dispersion statistique des mesures dégrade la résolution, ce qui empêche de voir la diminution du rayonnement pendant le début de la montée. Par contre, on voit clairement que le rayonnement ionisant augmente avec l'altitude jusqu'au maximum de Pfozter.

Nevis, créa la fameuse chambre à brouillard. Il remarqua que du brouillard pouvait se former autour des ions contenus dans l'air, l'eau se condensant autour de ces derniers. Les particules chargées deviennent ainsi visibles par les traînées de gouttelettes qui se forment sur leur passage ionisé. Sa chambre à brouillard s'avéra être un puissant détecteur de particules.

Carl Anderson utilisa cette même chambre pour étudier les rayons cosmiques, notamment les particules issues des cascades atmosphériques. Ayant rajouté un aimant au dispositif, il détecta en 1932 une particule de la même masse que l'électron mais de charge positive. Il venait de découvrir le positron, première particule d'antimatière dont l'existence venait d'être prédite par Paul Dirac. A la suite de la découverte des gerbes atmosphériques, Auger et ses collègues poursuivirent leurs travaux dans les années 40 puis 50 et, grâce à l'utilisation de compteurs Geiger, permirent de découvrir de nouvelles particules et de mieux comprendre la physique des gerbes. Différents pions furent découverts, et par la suite d'autres particules dont certaines non prédites par la théorie comme les hypérons ou les kaons.

L'étude des gerbes atmosphériques géantes

Les années 50 forment la période de construction des premiers observatoires de rayons cosmiques de haute énergie[7]. La technologie ne permettait que de détecter surtout des gerbes issues de primaires de 10^{14} à 10^{16} eV et les recherches se sont concentrées

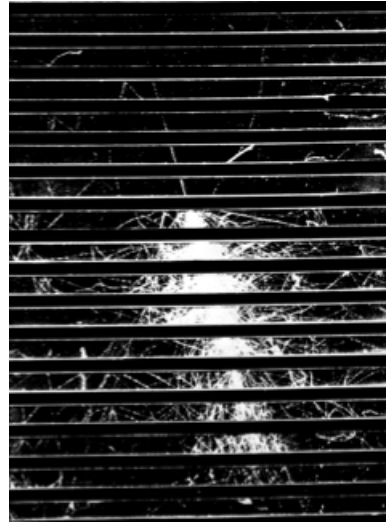


FIGURE 1.3 – Cascade de particules vue par une chambre à brouillard située à 3027m d'altitude en 1949. La particule première est un proton estimé à 10^{10} eV.[6]

sur l'étude du coeur des gerbes atmosphériques. Mais les principaux problèmes étaient le manque de connaissance théorique qui menait à des mesures d'énergie et de masse approximatives et les limitations technologiques qui empêchaient toute reconstruction de la direction d'arrivée.

Avant l'avènement des accélérateurs de particules, la nature des interactions nucléon-nucléon était encore peu connue et discutée par tous les grands théoriciens de l'époque (Fermi, Heisenberg, Landau, Oppenheimer). Les rayons cosmiques eux-mêmes ont été pendant longtemps le seul moyen d'étudier la physique des particules de haute énergie. Les bases physiques des cascades de particules furent posées par Bethe et Heitler[8] dans les années 30 en se basant sur l'électrodynamique quantique. La théorie fut complétée par Carlson[9] et Heisenberg[10] : elle montrait que le nombre d'électrons, de positrons et de photons au maximum de la gerbe était proportionnel à l'énergie du rayon cosmique primaire. Malgré le manque de connaissance sur les interactions hadroniques¹, la théorie montrait également que l'altitude du maximum de la gerbe était proportionnel au logarithme de l'énergie du primaire. Ces caractéristiques étaient cruciales pour déterminer la nature et la masse du rayon cosmique, surtout à une période où la principale caractéristique mesurée était le nombre de particules de la gerbe. En 1958, Nishimura et Kamata développèrent des équations décrivant la distribution latérale des particules chargés de la gerbe [11]. Ces équations furent simplifiées par la suite par Greisen, donnant les fonctions NKG (Nishimura-Kamata-Greisen). Greisen réalisa que la perte d'énergie du primaire par ionisation de l'air prédominait. Ce qui sera très important dans le développement de la technique de fluorescence.

1. Hadrons : famille de particules comportant notamment les protons et neutrons composant le noyau atomique.

A cette époque, on utilisait des réseaux de compteur Geiger pour étudier les gerbes atmosphériques. Ainsi à Culham, au Royaume-Uni, on installa un réseau de 91 stations permettant de détecter des rayons cosmiques jusqu'à 10^{17} eV. Zastepin mena des recherches en URSS qui débouchèrent en 1959 sur la première observation d'une structure dans le spectre des rayons cosmiques : une rupture de pente[12] autour de $5 \cdot 10^{15}$ eV. Ce "genou" fut confirmé par la suite par de nombreux groupes dans le Monde. On pensait alors que cela pouvait être dû à une fuite des rayons cosmiques en dehors de la galaxie ou à une limite d'accélération des sources, mais on avait déjà émis l'idée que les rayons cosmiques au-delà de 10^{16} eV pouvaient avoir une origine extragalactique.

La première détermination de la direction d'arrivée fut la conséquence du travail de Rossi au MIT en 1948 grâce à l'utilisation d'un réseau de chambres d'ionisation permettant une mesure très rapide[13].

Inventés à la fin des années 30 mais seulement utilisés dans les recherches sur les rayons cosmiques qu'à partir des années 50, les Tube Photo Multiplicateurs (PMTs) ont largement fait avancer les techniques d'étude des gerbes atmosphériques.

Grâce aux PMTs, la lumière Cherenkov produite dans l'air par une gerbe atmosphérique a pu être observée. L'idée fut donnée par Blackett en 1948 et elle inspira le travail de Galbraith[14] en 1953. Il utilisa un miroir et un seul PMT à son foyer et observa par une nuit sans lune des flashes en coïncidence avec des gerbes atmosphériques. Il détermina que ces flashes n'avaient lieu que pour des énergies supérieures à 10^{14} eV. Les PMTs permirent également l'invention du détecteur à cuve Cherenkov (figure 1.4), permettant une mesure directe d'énergie, ainsi que celle des détecteurs à scintillateurs, permettant la détermination précise du temps d'arrivée des particules. Ces derniers furent rapidement utilisés pour construire des réseaux de détecteurs dans les années 50 par le groupe du MIT (USA) et du RIKEN (Japon).

Malgré tous les efforts technologiques déployés, la structure du coeur de la gerbe restait trop complexe pour que les descriptions analytiques puissent permettre une mesure fiable de l'énergie et de la masse du rayon cosmique.

Les premiers observatoires dépassant le km^2

Dans les années 60 débuta la construction d'observatoires géants pour étudier les rayons cosmiques de ultra-haute énergie[7]. Ces observatoires utilisaient souvent plusieurs types de détecteurs : des scintillateurs en surface, des détecteurs de muons, des détecteurs de lumière Cherenkov... Avant cela, de nombreux petits réseaux de détecteurs avaient été construits pour étudier les rayons cosmiques de 10^{14} eV à 10^{17} eV tout autour du globe (Australie, Allemagne, Italie, Japon, Royaume-Uni, USA, Russie,...). En comparaison, le nombre d'observatoires aujourd'hui s'étalant sur plus de 1 km^2 est seulement de 7, en comptant AUGER et TA toujours en opération.

Le premier observatoire géant fut construit à Volcano Ranch au Nouveau Mexique par J. Linsley et les membres du MIT en 1961. Le réseau de 19 scintillateurs couvrant 8 km^2 le composant a permis de faire la première mesure du spectre au-delà de 10^{18}

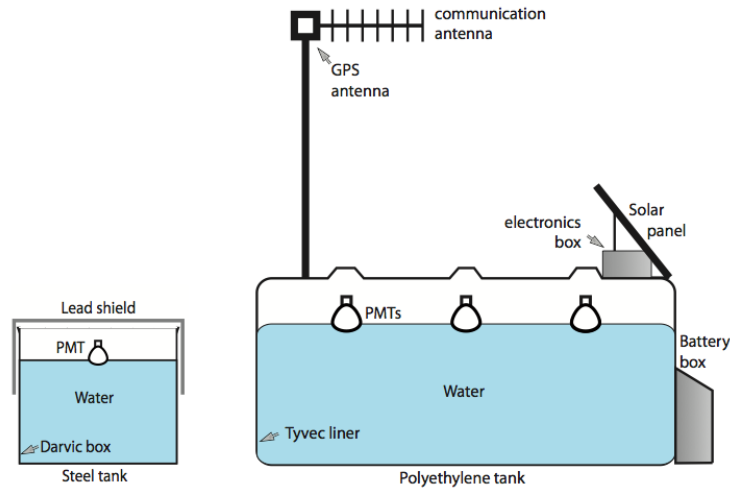


FIGURE 1.4 – Premier détecteur à cuve Cherenkov (gauche) utilisé par Portel et al. en 1958[7] comparé à ceux utilisés aujourd'hui dans l'observatoire Pierre Auger.

eV et donc de la "cheville"[15]. Le rayon cosmique le plus énergétique mesuré fut de $1.4 \cdot 10^{20}$ eV[16][17].

Au même moment, on commença la construction de l'observatoire de Haverah Park (1964-1987) au Royaume-Uni couvrant 12 km^2 [7]. Il accumula des données pendant 20 ans à partir de 1967 sur les gerbes atmosphériques de 10^{15} à 10^{20} eV. Le travail sur cet observatoire amena de grandes avancées sur l'exploitation des observations de gerbes atmosphériques par des réseaux de détecteurs.

En 1967, le Yakutsk Array était opérationnel en Sibérie[18]. A partir de 1974, il couvrit une aire de 18 km^2 . Il avait la particularité d'utiliser des PMTs pour étudier la radiation Cherenkov en plus des détecteurs de particules classiques.

A l'époque, les détecteurs au sol étaient reliés par câble afin de n'enregistrer que les données en coïncidence, ce qui entraînait une limitation technique de la taille des détecteurs géants. En Australie, on testa un nouveau concept avec des détecteurs au sol autonomes. Le recoupement des données se faisait ultérieurement[19]. Le "SUGAR array" (Sydney University Giant Air Shower Recorder) vit le jour avec 47 stations couvrant 70 km^2 et enregistra des données précises sur la direction d'arrivée[7]. Aucune anisotropie dans le ciel ne fut visible.

Plus tard, grâce à l'utilisation des fibres optiques, on construisit AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) au Japon[20], qui consistait en 111 détecteurs au sol (scintillateurs plastiques) et 27 détecteurs de muons couvrant une surface de 100 km^2 . Le temps de l'événement enregistré à chaque station de détecteurs permettait de reconstruire la direction d'arrivée et le nombre de particules détectés (donc aussi l'énergie de la gerbe). Le célèbre AGASA fonctionna de 1990 à 2004[7].

En plus de l'augmentation de la taille des observatoires, les années 60 virent les dé-

but des calculs Monte Carlo amenant progressivement à une modélisation fidèle des gerbes atmosphériques. Les techniques Monte Carlo se sont révélées indispensables pour la description de la cascade de particules et donc pour l'interprétation des données. En effet le nombre titanesque de particules dans une cascade rend difficile sa modélisation. Hillas A. M.[21] introduit alors des méthodes de simplification, dites de "thinning", permettant de ne pas suivre toutes les particules simulées. Ces méthodes sont encore utilisées aujourd'hui.

A partir de la deuxième moitié des années 80, la puissance des ordinateurs augmenta énormément, ce qui permit à plusieurs programmes de simulation de gerbes atmosphériques de voir le jour. Le plus connu est CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAScade) développé en parallèle de l'expérience KASCADE à Karlsruhe. Ce code permet de simuler toutes les particules et lumières des gerbes atmosphériques, ainsi que leur évolution pour des énergies de 10^{12} jusqu'aux plus hautes énergies observées ($>10^{20}$ eV). CORSIKA a l'avantage de pouvoir utiliser facilement plusieurs modèles d'interactions nucléaires, il est maintenant devenu le programme de simulation utilisé par toutes les expériences de rayons cosmiques.

La quête des plus hautes énergies et l'avènement des observatoires géants

Les premiers observatoires, qui avaient une taille de l'ordre du km^2 , avaient déjà pour but d'étudier le spectre et la direction d'arrivée des rayons cosmiques de ultra-haute énergie afin de découvrir leur origine[7].

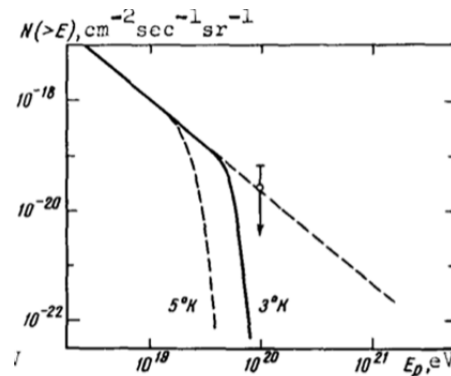


FIGURE 1.5 – Suppression du flux dans le spectre en énergie attendue par Zatsepin en 1966[7].

En mai 1965, Penzias et Wilson observaient pour la première fois le fond diffus cosmologique (CMB)[22]. Quelques mois plus tard, Greisen[23], Zatsepin et Kuz'min[24] remarquaient indépendamment que les protons pouvaient réagir avec le CMB au-delà de 4.10^{19} eV. Comme illustré par la figure 1.5, ceci devrait engendrer une rupture du flux de rayons cosmiques à ces énergies, appelée aujourd'hui "coupure GZK". Expliqué avec plus de précision dans la section 1.1.3 page 17, cet effet limite la distance des sources poten-

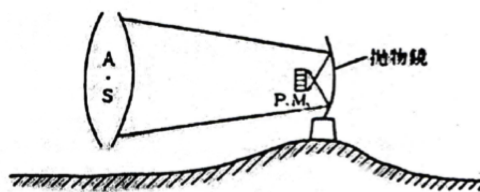


FIGURE 1.6 – Premier document du concept d'un télescope de fluorescence utilisant des PMTs et un miroir[7]. Le concept datant de 1958 est semblable aux télescopes de fluorescence utilisés sur AUGER et TA.

tielles et donc leur nombre. Ajouté au fait qu'un rayon cosmique de 10^{20} eV se propage presque en ligne droite, il serait alors possible d'identifier les sources de ces derniers dans le ciel. C'est en partie l'observation de cette coupure des hautes énergies qui a motivé la construction d'observatoires bien plus grands à la fin des années 90. On pensait pouvoir détecter une anisotropie du ciel, donc des directions privilégiées, à l'énergie de 10^{20} eV. On avait cependant largement surestimé le flux des rayons cosmiques.

L'observation de la lumière de fluorescence de la gerbe atmosphérique débuta dans les années 60. L'ionisation de l'air par les particules chargées de la cascade crée de la lumière de fluorescence, faisant de l'atmosphère terrestre un immense détecteur ou calorimètre. Ceci permet de mesurer l'énergie du rayon cosmique sans s'encombrer de la difficile physique hadronique. On ne sait pas trop qui est le premier à avoir eu l'idée mais elle pourrait venir du projet Manhattan¹ durant lequel la possibilité d'observer des rayons X grâce à la fluorescence de l'air a été débattue. Cette technique a été véritablement discutée pour l'observation des rayons cosmiques en 1962 à La Paz. En dépit du net avantage de pouvoir surveiller un grand volume d'atmosphère, le principe se heurtait à des défis technologiques dus à la mince quantité de lumière produite, même pour des rayons cosmiques de 10^{20} eV. Cette technique fut étudiée par Greisen et Brunner (qui mesurèrent le spectre de fluorescence)[25][26] mais ce sont des chercheurs japonais qui observèrent la première gerbe atmosphérique par fluorescence grâce à un premier prototype équipé d'une lentille de Fresnel de 160cm et de 24 photomultiplicateurs[27]. Dans les années 70, on construisit Fly's Eye en Utah composé de 67 petits télescopes (miroirs sphériques, cône de Winston et PMTs) de 2m (figure 1.7). Fly's Eye observa des événements jusqu'à $2,5 \cdot 10^{18}$ eV. Il fut maintenu en opération pendant de nombreuses années et observa un des rayons cosmiques les plus énergétiques jamais observé. Son énergie culminait à $3,2 \cdot 10^{20}$ eV en 1991 ! [28]

1. Nom de code du projet de recherche qui a conduit à la production de la première bombe atomique pendant la Seconde Guerre mondiale.



FIGURE 1.7 – Photo de Fly's Eye, prototype de HiRes.[29]

Dans les années 90, HiRes (High-Resolution Fly's Eye[30]) succéda à Fly's Eye et continua les observations jusqu'en 2006. L'expérience HiRes pensait alors observer une coupure du flux à 10^{20} eV, observation hautement controversée. La polémique présente sur l'existence ou non de la coupure GZK, et le fait que AGASA et HiRes n'étaient pas capables de statuer, amena à construire le plus grand observatoire de rayons cosmiques : l'observatoire Pierre-Auger[31] .

Inauguré en 1999 par une collaboration internationale, il s'agit d'un détecteur hybride : il utilise les deux méthodes de détection en même temps, utilisant un réseau de réservoirs agissant comme détecteurs de particules et des télescopes de fluorescence pour observer le développement de la gerbe. Localisé en Argentine, son réseau de 1600 détecteurs au sol couvre 3000km^2 , l'atmosphère le surplombant étant observée par quatre stations de télescopes à fluorescence (24 au total). Il a confirmé la coupure du flux au-dessus de 10^{20} eV en 2008[32]. Il est aujourd'hui le fer de lance de la recherche pour percer le mystère des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

Le *Telescope Array* en Utah, un clone plus petit de l'observatoire Pierre-Auger, a été installé dans l'hémisphère nord grâce à une collaboration entre les USA, le Japon, la Corée, la Russie et la Belgique. Mis en marche en 2007, il utilise lui aussi les deux techniques de détection mais couvre seulement 760km^2 .

1.1.2 Rayons cosmiques et atmosphère

Les gerbes atmosphériques

Un rayon cosmique arrivant dans l'atmosphère est à l'origine de ce qu'on appelle une gerbe atmosphérique (cf : figure 1.9).

La particule cosmique, appelée primaire, va entrer en collision avec les molécules de la haute atmosphère (typiquement aux alentours de 20km d'altitude) créant d'autres particules, dites secondaires. Les secondaires vont elles-même réagir comme le primaire, et ainsi de suite. Toutes ces interactions vont former une réaction en chaîne de création de particules jusqu'à obtenir potentiellement des milliards de secondaires au fur et à mesure que cette douche de particules descend dans l'atmosphère. Bien sûr, lors de ces

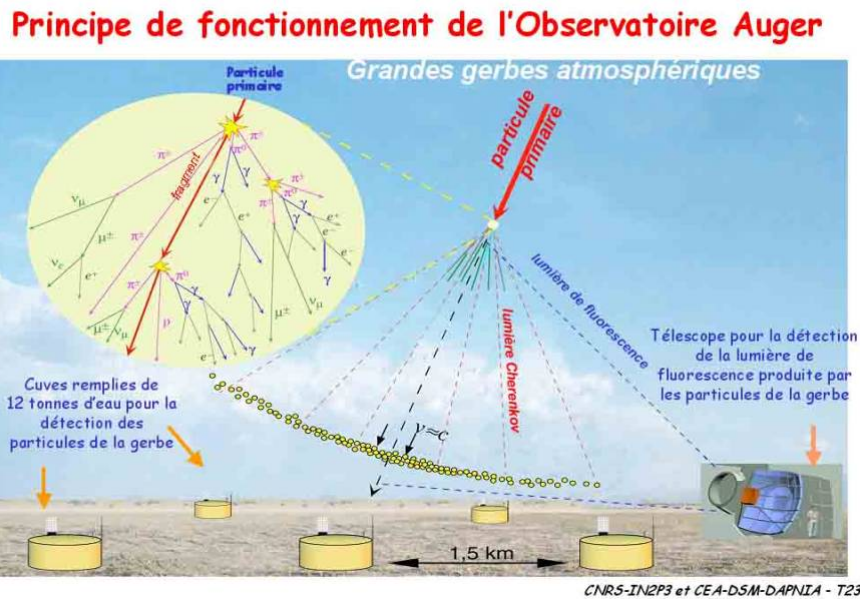


FIGURE 1.8 – Principes de détection de l'Observatoire Pierre-Auger (CNRS-IN2P3)

interactions, les particules perdent petit à petit de leur énergie individuelle et certaines sont "stoppées". Il apparaît alors un maximum de création de particules lors du développement de la gerbe situé à une certaine altitude. En-dessous de cette altitude, il y a plus de particules stoppées que créées. Ce maximum est appelé X_{\max} , il peut être relié grâce à des modèles à la nature et à l'énergie de la particule primaire. Il arrive que presque aucun des secondaires ne parvienne au sol. Seules les particules les moins sensibles aux interactions (muons, neutrinos,...) traversent toute l'atmosphère. Ces particules secondaires issues des rayons cosmiques correspondent à environ un tiers du rayonnement ionisant présent au sol.

On distingue en général la partie hadronique de la gerbe et sa partie électromagnétique. La première est composée d'une cascade de nucléons¹ et de pions² accompagnée par une production d'autres particules élémentaires (muons, neutrinos,...). La deuxième est composée de positrons et d'électrons et essentiellement alimentée par la production constante de π^0 . La cascade de particules produit aussi une quantité importante de photons gamma³.

1. nucléons : particules du noyau atomique, i.e. protons et neutrons.

2. pions : particule composée de quarks de la famille des mésons.

3. photons gamma : lumière très énergétique située après les rayons X dans le spectre électromagnétique.

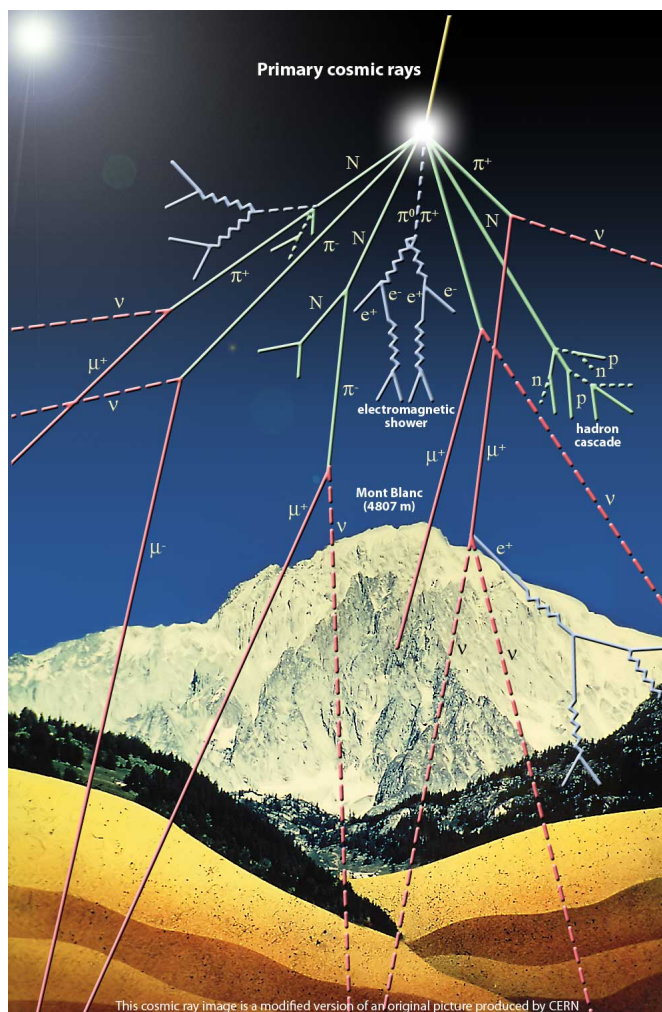


FIGURE 1.9 – Schéma du développement d'une gerbe atmosphérique [CERN]

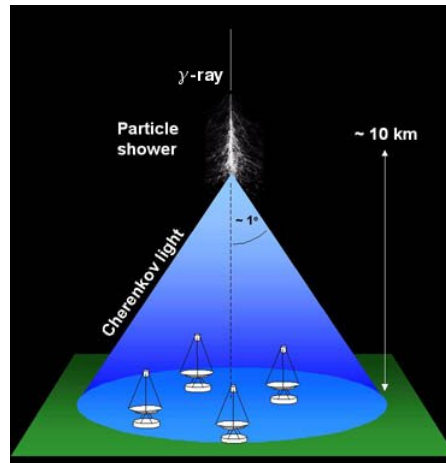


FIGURE 1.10 – Cône de lumière Cherenkov émis par une gerbe atmosphérique à la verticale d'un réseau de télescopes. [34]

Lumière Cherenkov et fluorescence UV

Deux composantes photoniques sont à retenir en particulier : la lumière Cherenkov et la production de fluorescence.

Les photons Cherenkov[33] sont produits par les particules chargées ayant une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu¹. De la même manière qu'un avion supersonique produit une onde de choc sonore quand il voyage plus vite que la vitesse du son, lorsque les particules de très haute énergie dépassent la vitesse de la lumière dans le milieu, un rayonnement est créé sous la forme d'un cône orienté dans la direction de propagation des particules. Cette lumière est également produite dans les réacteurs nucléaires sous forme d'une lumière bleue.

Dans les gerbes atmosphériques de très haute énergie, les particules (principalement les électrons mais aussi certains muons et hadrons chargés) ont souvent une vitesse plus élevée que celle de la lumière dans l'air. Un cône de lumière Cherenkov est alors produit dans la direction de développement de la gerbe. Cette lumière est souvent utilisée pour étudier les gerbes atmosphériques par les télescopes au sol (cf : figure 1.10 et section 1.3 page 22).

La lumière de fluorescence est issue de l'excitation des molécules de l'atmosphère par les particules chargées de la gerbe atmosphérique. Le même phénomène se déroule dans les tubes au néon : le gaz est alors excité par le courant électrique qui le traverse. En se désexcitant, il va émettre de la lumière.

Dans une gerbe atmosphérique, les particules chargées comme les électrons et les positrons ionisent l'atmosphère sur leur passage. C'est la désexcitation des molécules de

1. On rappelle que dans les connaissances actuelles, il n'est pas possible d'aller plus vite que la vitesse de la lumière *dans le vide*. Par contre, la vitesse de la lumière dans un milieu matériel n'est pas absolue.

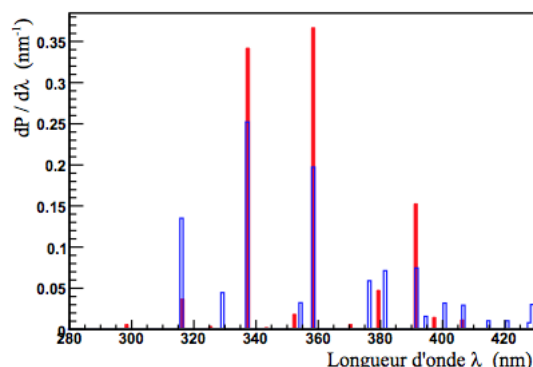


FIGURE 1.11 – Spectre de fluorescence de l'azote à 1013 hPa et 15°C et excité par des électrons à 1.4 MeV, déduit des mesures de Kakimoto et Bunner (rouge) et Nagano et al. (bleu)[35].

l'atmosphère qui produit isotropiquement le rayonnement de fluorescence d'une gerbe atmosphérique. La fluorescence de l'air est dominée par la désexcitation des molécules de diazote N_2 qui émettent principalement dans le proche Ultra-Violet entre 300 et 400nm[35].

La fluorescence du diazote a été bien étudiée. La figure 1.11 présente le spectre de fluorescence de N_2 . Les trois raies d'émission principales se situent à 337, 357 et 391nm.

1.1.3 Énergie et abondance

Le spectre en énergie

La première information disponible sur les rayons cosmiques est le flux arrivant sur la Terre. En effet, il n'est pas possible d'étudier les sources individuelles comme on le fait avec la lumière. Les rayons cosmiques étant des particules chargées, ils sont déviés par les champs magnétiques galactiques ou extra-galactiques. Ils ne se propagent donc pas en ligne droite dans l'espace, et il est donc impossible de remonter aux sources de ces rayons cosmiques sans une connaissance infiniment précise du milieu interstellaire (voir section 1.2 page 18 pour plus de précision). On étudie donc le flux des rayons cosmiques arrivant sur la Terre, c'est-à-dire le nombre de particules par unité de surface et de temps frappant la haute atmosphère de la Terre.

Le flux du rayonnement cosmique en fonction de l'énergie de la particule est montré par la figure 1.12 de 10^9 à 10^{20} eV. En-dessous de 10^9 eV, les particules proviennent essentiellement du soleil ; au-delà de 10^{20} eV, le flux n'est pas connu.

On remarque que le spectre en énergie suit une loi de puissance extrêmement régulière sur 11 ordres de grandeur en énergie et une trentaine en flux. Il est très bien décrit par une loi en E^{-3} . On y discerne quand même différents "régimes" séparés par ce qu'on appelle le "genou" et la "cheville" situés respectivement juste après 10^{15} eV et 10^{18} eV.

Pour des énergies supérieures à 10^{18} eV, on parle de "Rayons Cosmiques de Ultra-Haute Énergie" (RCUHE). A ces énergies et au-delà, les particules sont extrêmement rares, ce

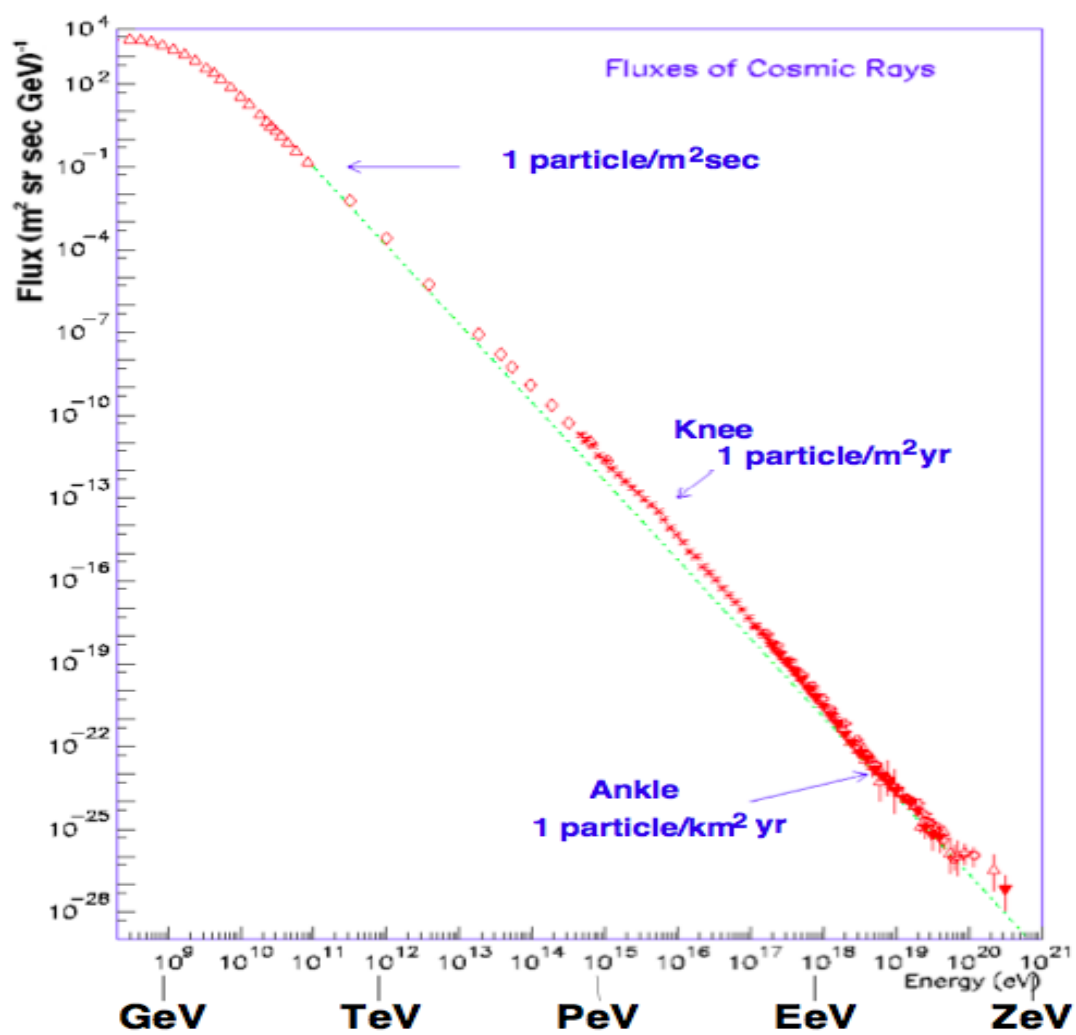


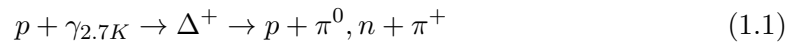
FIGURE 1.12 – Spectre en énergie des rayons cosmiques[36] exprimé par m^2 par seconde par stéradian et par GeV.

qui demande des surfaces de détection gigantesques. En effet, on en reçoit une par km² de la haute atmosphère par siècle, voir par millénaire ! Les énergies par particule sont quant à elles titanesques. Un proton ayant 10²⁰ eV a un million de fois plus d'énergie que les particules accélérées au maximum par le *Grand Collisionneur de Hadrons* du CERN, ce qu'on fait de mieux en accélérateur de particules sur Terre. En comparaison, le rayon cosmique de plus haute énergie jamais observé a une énergie de 50J, soit presque égale à une balle de tennis lors d'un service à 200 km/h.

A partir de 10²⁰ eV, une coupure nette du flux a lieu, peut être due à l'effet Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK).

La coupure "GZK"

La coupure "GZK" entraîne une réduction importante du flux au-dessus de 10²⁰eV. Elle est due à l'interaction des particules du rayonnement cosmique avec le rayonnement primordial à 3K¹, impliquant une perte d'énergie de l'astroparticule :



En effet, à partir de 10²⁰ eV, les photons du fond diffus cosmologique sont vus comme des photons de haute énergie, ce qui rend possible la production de pions. A cause de cette réaction, la particule cosmique va perdre de l'énergie au cours de son voyage, réduisant ainsi la distance qu'elle peut parcourir sans être perturbée. De notre point de vue, le nombre de particules de très haute énergie capables de nous atteindre (donc sans perdre de l'énergie) est grandement réduit, surtout si elles sont produites à de très grandes distances.

La figure 1.13 montre le spectre redressé afin de faire ressortir la modification du flux au-delà de 10²⁰ eV. Les mesures issues des données de l'observatoire Auger confirment une réduction du flux à cette énergie. Malheureusement, les phénomènes d'accélération des particules à de telles énergies sont encore inconnus. Il est possible que cette coupure ne soit pas due à l'effet GZK mais à une limite du phénomène d'accélération de ces particules, les sources ne pouvant pas les accélérer à de plus hautes énergies.

Cette coupure est très gênante dans le sens où elle réduit drastiquement le flux déjà très bas des rayons cosmiques à ces énergies. Ceci oblige les instruments observant les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10²⁰ à posséder une acceptance² très importante.

L'effet GZK, ayant une certaine longueur d'interaction, a pour autre conséquence de réduire l'horizon des sources de particules de ultra-haute énergie. C'est-à-dire que les sources potentielles de rayons cosmiques d'une certaine énergie ne peuvent se trouver au-delà d'une certaine distance, sinon la particule aurait réagi avec le fond diffus cosmologique et aurait perdu de l'énergie. Par exemple, l'essentiel des sources potentielles de particules de plus de 6.10¹⁹ eV est contenu dans une sphère de rayon 100 Mpc, appelée "sphère GZK".

1. Le *rayonnement à 3K* est le nom donné au fond diffus cosmologique. Ce rayonnement uniforme est présent partout dans l'Univers et trouve ses origines dans les premières lumières émises après le *Big Bang*.

2. champ de vue, ici \simeq volume d'atmosphère observable par l'instrument.

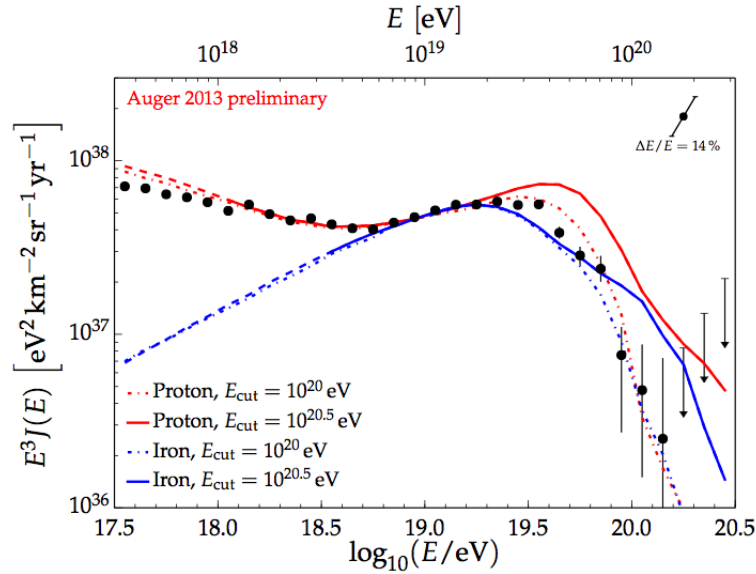


FIGURE 1.13 – Spectre d'énergie des rayons cosmiques redressé par E^3 . Les points et barres d'erreur sont issus des données de l'observatoire Auger, et confirment l'apparition d'une coupure au-delà de 10^{20} eV. Les courbes sont issues de simulations pour des distributions uniformes de sources dans l'Univers : une uniquement de sources de protons, et une uniquement de sources de noyaux de Fer[37].

1.2 De l'origine et de la nature des rayons cosmiques

1.2.1 Origine des rayons cosmiques

Les rayons cosmiques ont des origines différentes en fonction de leur énergie.

Comme nous l'avons dit plus tôt, en dessous de 10^9 eV, les particules proviennent directement du soleil, c'est ce qu'on appelle le vent solaire composé essentiellement d'ions d'hydrogène et d'hélium ainsi que d'électrons.

Le flux des rayons cosmiques est très bien expliqué jusqu'au "genou" par les processus d'accélération de particule de Fermi[38]. L'accélération de Fermi du premier ordre a lieu dans les ondes de chocs dans des plasmas, comme lors d'une supernovae. Les champs magnétiques sont alors très changeants. La particule chargée peut être réfléchiée sur un changement du champ magnétique en gagnant de l'énergie. Si elle est de nouveau réfléchiée, elle va encore gagner de l'énergie. Des réflexions multiples peuvent faire accélérer des particules jusqu'à des énergies relativistes. L'accélération de Fermi du deuxième ordre a lieu quand une particule chargée rencontre un "miroir magnétique" en mouvement, tel qu'un nuage interstellaire magnétisé. De la même manière que pour le premier processus, la particule va gagner de l'énergie, une rencontre frontale avec le "miroir" étant plus probable. Ces deux processus se traduisent par un spectre en énergie en loi de puissance reproduisant le spectre des rayons cosmiques. Jusqu'à 10^{15} eV, les rayons cosmiques sont donc considérés d'origine galactique, issus notamment des régions de chocs comme dans

les supernovae.

Malheureusement, il n'est pas possible d'étudier les rayons cosmiques venant d'une seule source précise. Les particules étant chargées, elles suivent les lignes de champs magnétiques présentes dans la galaxie. Elles ne se propagent donc pas en ligne droite mais suivent des chemins apparemment aléatoires. On dit que que les particules se propagent selon un régime de "diffusion". Il n'est donc pas possible d'être certain que tel rayon cosmique provienne de tel supernovae. Par contre, l'étude de la propagation de ces particules dans le milieu interstellaire nous montre qu'elles ont très peu de chance de sortir de la Galaxie avant de réagir avec le milieu (ou de rencontrer une planète), renforçant l'hypothèse de leur origine galactique.

Entre 10^{15} et 10^{18} eV, les modèles sont nettement moins contraints¹ et les processus classiques d'accélération des particules ne permettent plus d'expliquer entièrement le flux. Certaines hypothèses[39] sont envisagées comme des processus d'accélération plus complexes, des fuites de rayons cosmiques en dehors de la galaxie, l'impact d'autres objets astrophysiques, de nouvelles interactions avec le milieu galactique ou encore des origines extra-galactiques.

Les RCUHEs

A partir de 10^{18} - 10^{19} eV, les rayons cosmiques (qualifiés alors "de Ultra-Haute Energie") sont considérés comme provenant d'en dehors de la Galaxie. En effet, leur rayon de Larmor² devient comparable à la taille de la Galaxie qui ne peut donc plus les contenir. Le flux reçu étant isotrope, on considère l'origine de ces particules comme étant extragalactique.

Quand les rayons cosmiques atteignent une énergie de 10^{20} eV, ils se propagent presque en "ligne droite" dans la galaxie et ne sont plus déviés par le champ magnétique. La propagation se fait alors selon un régime dit "balistique" comme le montre la figure 1.14. De plus, l'effet GZK limitant leur distance de propagation et le champ magnétique extragalactique étant lui aussi très faible, les RCUHEs sont considérés comme se propageant en ligne droite en dehors de la galaxie. Enfin, l'effet GZK réduit aussi les sources potentielles à celles se trouvant à l'intérieur de la "sphère GZK", rendant possible l'identification des sources dans le ciel à celles de l'Univers proche. L'effet GZK est donc indispensable à une "astronomie rayons cosmiques", car il permet de se restreindre à un univers local et anisotrope³ où les rayons cosmiques sont peu déviés.

Détecter des rayons cosmiques ultra-énergétiques de 10^{20} eV nous permettrait donc de remonter aux sources astrophysiques, de la même manière qu'avec un télescope optique. Cela permettrait d'étudier les sources individuelles, leur spectre d'émission de particules, et donc les phénomènes d'accélération associés.

1. i.e. qu'il n'existe pas suffisamment de contraintes expérimentales pour pouvoir différencier les multiples modèles et scénarios physiques.

2. Le rayon de Larmor est le rayon de courbure classique de la trajectoire de la particule. Il caractérise donc la déviation de celle-ci par le champ magnétique ambiant.

3. anisotrope = possédant une direction [d'arrivée] privilégiée

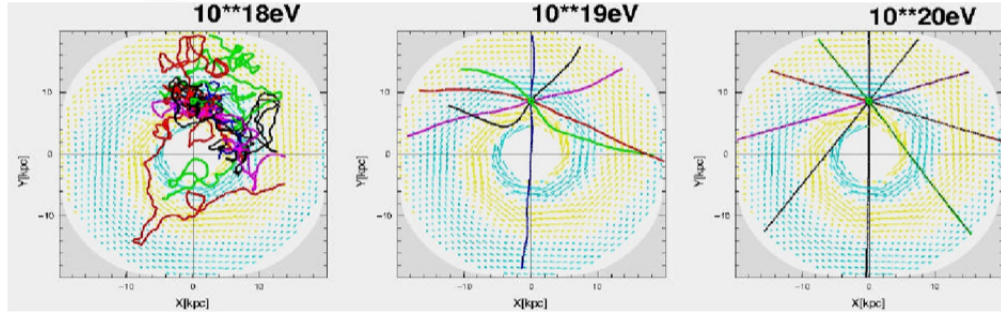


FIGURE 1.14 – Simulation de propagation de rayons cosmiques dans la galaxie à différentes énergies, passant d'un régime de diffusion à un régime balistique. Plus on augmente l'énergie de la particule, moins elle est déviée par le champ magnétique galactique. A 10^{20} eV, le rayon cosmique se dirige "en ligne droite", témoin de son lieu d'origine[40].

Malheureusement nous n'avons pas encore identifié les sources des RCUHEs et les modèles classiques d'accélération sont incapables de produire des particules si énergétiques. Quelques hypothèses exotiques existent, mais les détections beaucoup trop rares ne permettent pas d'avoir assez d'informations pour les contraindre. L'identification de sources individuelles demande encore aujourd'hui de plus nombreuses détections. En effet, le ciel observé n'est toujours pas de nos jours assez anisotropique pour repérer des sources potentielles avec certitude. Les cartes du ciel de AUGER et de TA sont présentées en fin de chapitre : figure 1.20 page 27 et figure 1.21 page 28.

On peut néanmoins faire quelques hypothèses sur la nature de ces sources. Pour cela, on utilise le critère de Hillas[41], définissant le confinement d'une particule en fonction de la taille de la source et de la valeur de son champ magnétique. Si la source peut garder la particule sous son influence suffisamment longtemps pour lui fournir assez d'énergie pour atteindre l'ordre des RCUHEs, alors elle est comptée comme une source potentielle de ces rayons cosmiques. Le critère de Hillas pour une source de taille L s'écrit $r_L \leq L$, r_L étant de rayon de Larmor. Il peut s'exprimer comme l'énergie maximale pouvant être atteinte par une particule accélérée par l'objet en fonction du champ magnétique et de la taille de la source :

$$E \leq E_{max} \sim 10^{15} eV * Z * \left(\frac{B}{1 \mu G} \right) \left(\frac{L}{1 pc} \right) \quad (1.2)$$

où E est l'énergie de la particule, E_{max} est l'énergie maximale d'accélération, Z est la charge de la particule, B est le champ magnétique de la source (en μG) et L la taille de la source (en parsec).

Le critère est illustré par la figure 1.15 montrant les objets pouvant accélérer des protons à 10^{20} eV (zone rose et au-delà). On y retrouve bien sûr toutes les sources astrophysiques les plus énergétiques de l'univers : les étoiles à neutron, les sursauts gamma, les noyaux actifs de galaxies,... Il va de soit que le critère de Hillas est issu de calculs simples, il n'est donc qu'une condition nécessaire à l'accélération de particules

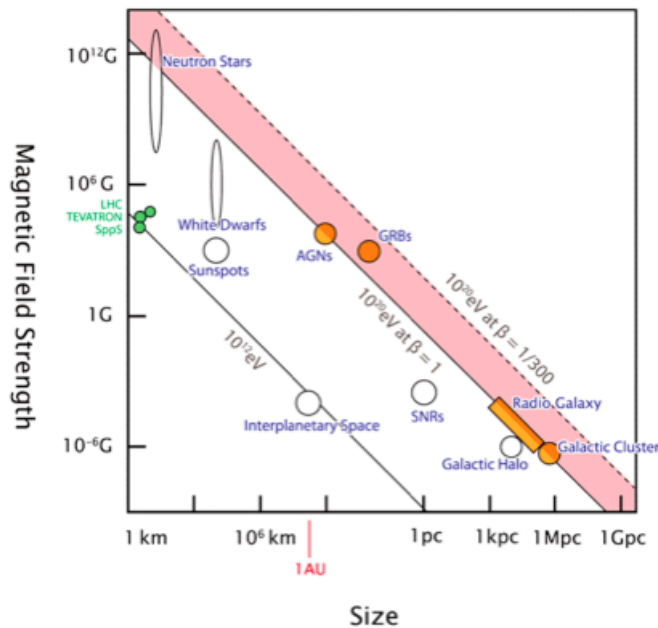


FIGURE 1.15 – Diagramme de Hillas montrant la limite théorique en énergie à laquelle une particule peut être accélérée par un objet en fonction de la taille et de la force du champ magnétique de l'objet céleste en question[36]. La limite indexée " $\beta = 1$ " indique quels objets sont potentiellement capables d'accélérer un proton à 10^{20} eV.

de hautes énergies. De nombreux autres paramètres doivent être pris en compte afin d'obtenir un critère plus précis.

1.2.2 Protons ou noyaux lourds ?

Pour les rayons cosmiques en général, leur nature est plutôt bien déterminé : environ 90% des rayons cosmiques sont des protons, 9% sont des noyaux d'hélium et le reste des électrons et autres noyaux lourds. Mais qu'en est-il de la nature des RCUHEs précisément ?

La nature des RCUHEs est nettement plus difficile à déterminer pour deux raisons.

La première est que, tout comme leur énergie, leur nature dépend du modèle physique qu'on utilise. En effet, à ces énergies, on ne peut que détecter les rayons cosmiques par des méthodes indirectes, à travers la détection des gerbes atmosphériques et notamment du maximum de la gerbe (souvent nommé X_{\max}). Il faut ensuite remonter à sa nature et son énergie en utilisant des modèles de physique des particules qui ont été extrapolés depuis les énergies de laboratoire (celles du *LHC*).

La deuxième raison est toujours la même : c'est le manque de statistique. En effet, on manque encore de données pour pouvoir trancher sur la nature et la composition du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie. La figure 1.16 comprend les dernières sta-

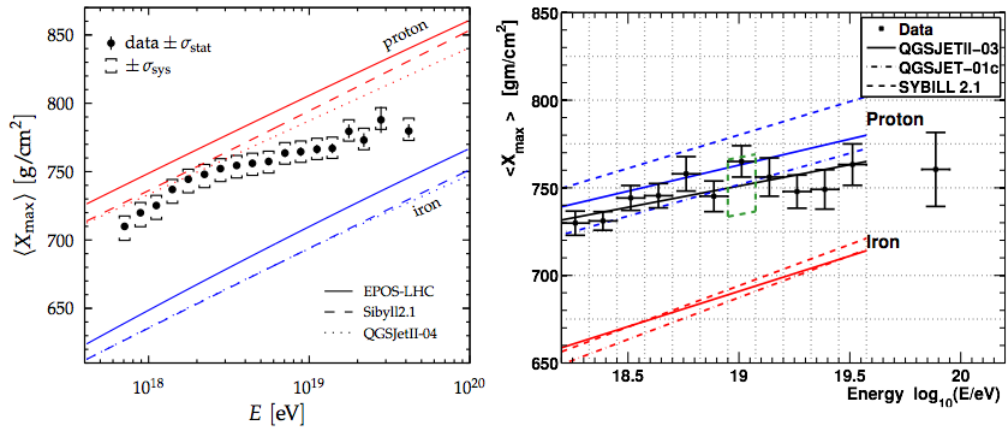


FIGURE 1.16 – Composition des RCUHEs mesurée par TA et AUGER en 2015 en fonction de l'énergie. Les mesures de X_{\max} par TA et AUGER sont concordantes entre elles d'après [42]. X_{\max} est la profondeur moyenne du maximum de développement des gerbes atmosphériques et est directement relié à la masse du primaire. Les lignes colorées représentent les prédictions des simulations par différents modèles, et montrent que la composition tend vers des particules plus lourdes à très haute énergie.

tistiques disponibles aujourd'hui par l'observatoire Auger et le Telescope Array. Jusqu'à présent on pensait que les RCUHEs étaient essentiellement des protons, en accord avec la composition de plus basse énergie, la facilité de les accélérer et les premières statistiques. La figure montre maintenant que les dernières données tendent vers un alourdissement des particules aux énergies extrêmes donc vers une composition plus proche des noyaux d'atomes lourds (Fer,..)

1.3 Méthodes de détection et instruments

Il existe plusieurs méthodes pour détecter et étudier les rayons cosmiques en fonction de leur énergie.

En dessous de 10^{15} eV, il est possible d'utiliser des détecteurs de particules classiques, détectant directement les particules des rayons cosmiques. Il est nécessaire par contre de les envoyer dans l'espace afin d'éviter l'absorption de l'atmosphère. Citons comme détecteur spatial la célèbre expérience AMS (Alpha Magnetic Spectrometer)[43] sur la Station Spatiale Internationale pour les énergies de 10^9 à 10^{12} eV (figure 1.17). Plusieurs expériences ont également eu lieu en ballons stratosphériques comme CAPRICE et CREAM par exemple. Cette dernière, détectant les particules de 10^{11} à 10^{15} eV, sera aussi adaptée et emportée sur l'ISS.

Pour des énergies plus importantes, la rareté des rayons cosmiques (1 particule/m²/an à 10^{16} eV et 1 part/km²/siècle à 10^{20} eV) oblige une détection indirecte, c'est-à-dire à travers la détection (et l'analyse) de la gerbe atmosphérique. Il devient alors obligatoire d'observer une quantité d'atmosphère très importante.

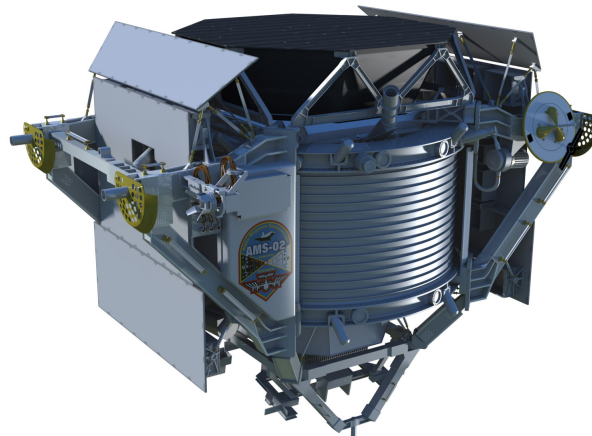


FIGURE 1.17 – Le détecteur de particules AMS-02NASA/JSC

Pour cela, il existe trois types de détecteurs utilisés de nos jours : les réseaux de scintillateurs, les cuves de lumière Cherenkov et les télescopes de fluorescence. Les réseaux de scintillateurs, comme Cascade détectant des énergies de 10^{16} à 10^{18} eV, permettent de déduire des informations sur la direction, l'énergie et la nature du primaire à travers la détection des électrons, photons et muons de la gerbe. Ces détecteurs de particules ont l'avantage de pouvoir fonctionner tout le temps quelles que soient les conditions météorologiques. Les cuves Cherenkov sont de grands réservoirs d'eau avec des photomultiplicateurs permettant de détecter la lumière Cherenkov produite par la gerbe atmosphérique. Elles sont souvent utilisées pour l'observation des rayons gamma de haute énergie, causant eux aussi des gerbes atmosphériques. Elles s'utilisent sous forme de réseaux comme l'observatoire HAWC (High-Altitude Water Cherenkov observatory). C'est un observatoire de rayons gamma mais qui peut aussi détecter des rayons cosmiques de l'ordre du TeV (10^{12} eV). Enfin, les détecteurs de fluorescence ont l'avantage d'imager la gerbe et le profil de création de particules afin de calculer les caractéristiques de la particule primaire. Le peu de lumière créée par la fluorescence oblige par contre à ne fonctionner que pendant les nuits claires.

Comme nous l'avons vu, des détecteurs hybrides associant un réseau de détecteurs de particules au sol avec des télescopes de fluorescence sont utilisés aujourd'hui pour étudier les rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Ceci permet d'allier les avantages des deux techniques, maximisant les détections et la reconstruction de la gerbe atmosphérique. Les deux expériences pionnières dans l'étude des RCUHEs sont AGASA et HiRes qui ont développé les deux techniques de détection, avant l'avènement des détecteurs hybrides géants Auger et TA.

1.4 Les grandes questions entourant les rayons cosmiques de ultra-haute énergie

Les rayons cosmiques ont été découverts il y a plus de 100 ans mais restent encore aussi mystérieux qu'au début. Cela est surtout dû au fait que l'on ne peut en tracer l'origine. Bien qu'on puisse expliquer en grande partie le spectre en énergie grâce aux modèles physiques, la partie de très haute énergie est encore inexpliquée. L'énergie de ces derniers et l'effet GZK associé pourrait par contre nous permettre d'identifier leurs sources dans le ciel et de les étudier directement.

En conclusion de ce premier chapitre, reprenons les grandes questions qui motivent l'étude des rayons cosmiques de ultra-haute énergie :

- **Les gerbes atmosphériques et la physique des particules à très haute énergie :**

Comme on l'a vu dans les paragraphes précédents, la détermination des caractéristiques des particules primaires dépend entièrement de notre compréhension de la physique de la gerbe atmosphérique, elle seule étant détectable. Pour en déduire les caractéristiques du primaire, on utilise des modèles de cascade de particules, souvent extrapolés des données du Large Hadron Collider (LHC) où les particules ont un million de fois moins d'énergie. La compréhension de la physique de la gerbe est donc primordiale pour l'étude de ces rayons cosmiques. Ce champ de recherche entretient donc des liens étroits avec les physiciens des particules.

De plus, les énergies des RCUHEs n'étant pas atteignables en laboratoire, leur observation reste la seule façon d'étudier la physique des particules à de telles énergies, témoin de l'Univers chaud primordial. Il existe donc un dialogue permanent entre les physiciens des particules et les astrophysiciens des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

- **Composition en masse :**

Les incertitudes de la physique hadronique à de telles énergies rendent la détermination de la nature du primaire très difficile, tout aussi dépendante des modèles physiques que l'énergie de la particule. Jusqu'à 10^{18} eV, le rayonnement cosmique est essentiellement protonique. La composition tend clairement vers des noyaux d'atomes plus lourds dans le domaine de ultra-haute énergie. Cette composition est aujourd'hui connue de façon statistique en fonction de l'énergie du primaire.

Connaître la composition en masse permettrait de contraindre les modèles d'accélération et le type de source. Cela apporterait aussi des informations sur le déplacement de ces particules dans les champs magnétiques donc sur leurs trajectoires dans l'Univers. C'est un élément clé pour trouver la source de ces rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

- **Répartition en énergie :**

Le spectre suit une loi de puissance sur des dizaines d'ordres de grandeur en énergie et en flux et ne reste expliqué qu'en partie grâce aux modèles d'accélération de Fermi. La coupure du flux à très haute énergie n'a été confirmée que 40 ans après sa prédiction et on ne sait toujours pas aujourd'hui si elle est due à l'effet GZK

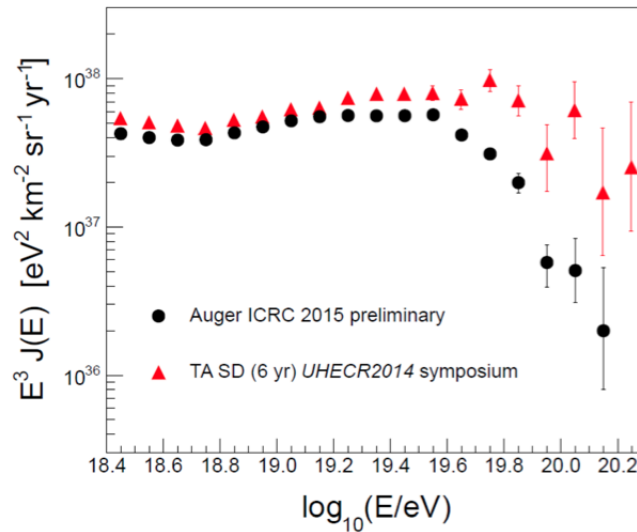


FIGURE 1.18 – Spectre des RCUHEs mesuré par TA[44] et AUGER[45] en 2015. Les deux spectres montrent la "cheville" autour de $10^{18.7}$ eV et la coupure du spectre à partir de $\sim 10^{19.7}$ eV. Celle-ci est bien confirmée par les mesures de Pierre Auger mais est encore incertaine sur le spectre de TA.

ou à une limite d'accélération des sources. La figure 1.18 résume les mesures sur le flux de ultra-haute énergie par AUGER et TA en 2015.

Etudier ce spectre permettrait de contraindre les modèles d'accélération des particules, leur transport dans le milieu intergalactique, la nature de leur source, la physique cosmologique liée...

– **Directions d'arrivée :**

Depuis le début, on a cherché des changements ou des anisotropies du flux de rayons cosmiques, témoins de directions privilégiées et donc des sources astrophysiques. Il existe des prédictions sur cette anisotropie tout comme la nature et l'identification potentielle des sources. Mais notre connaissance partielle du milieu galactique et extra-galactique que traversent les rayons cosmiques rend la chose extrêmement difficile. Aujourd'hui, grâce aux télescopes géants disponibles et aux très hautes énergies observées, nous sommes à la recherche de l'anisotropie du ciel des RCUHEs et peut-être à l'identification des sources. Les figures 1.21 et 1.20 montrent les cartes du ciel de TA et AUGER aux ultra-hautes énergies. En 2007, la collaboration AUGER publia une anisotropie forte du ciel à ultra-haute énergie accompagnée d'une corrélation importante avec les AGNs proches (Noyau Actif de Galaxie), un surplus se trouvant dans la direction du centre galactique[46]. Le ciel de l'époque est montré figure 1.19. Bien que confirmée à 99%, cette anisotropie dans le ciel a aujourd'hui disparu avec l'augmentation des données de l'observatoire AUGER qui sont parfaitement compatibles avec l'isotropie (figure 1.20). Bien que moins nombreuses, les données de TA montrent une zone avec un surplus de RCUHEs appelé "hot spot" (figure 1.21). Est-ce une différence entre le ciel de l'hémisphère nord et celui de l'hémisphère sud? Une source très puissante est-elle présente

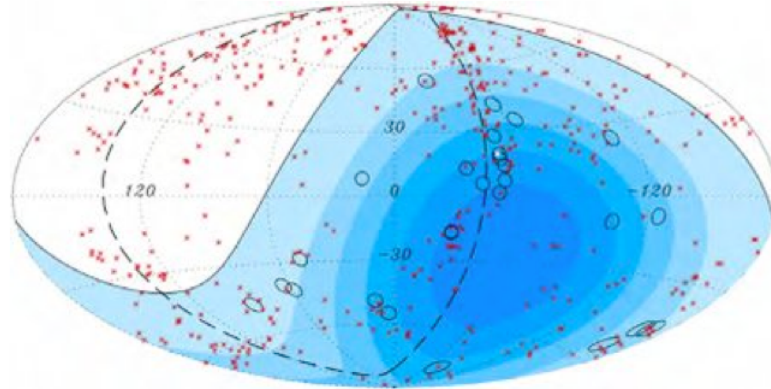


FIGURE 1.19 – Carte du ciel montrant les 27 premiers RCUHEs d'énergie supérieure à $5.7 \cdot 10^{19}$ eV observés par l'observatoire Auger (cercles noirs) et la position des AGNs du catalogue VCV12 situés à moins de 75 Mpc (points rouges). La ligne pointillée est le plan galactique et la zone bleutée est le champ de vue de Auger.[46]

dans cette direction? Pour l'instant, rien n'a été confirmé et il n'existe aucune corrélation avec les AGNs de la sphère GZK, les AGNs les plus proches étant les sources les plus probables de ces rayons cosmiques. Cela oriente encore les instruments vers une plus grande ouverture.

Détecter des directions d'arrivée privilégiées est le graal de l'étude des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Cela permettrait d'identifier les sources, d'étudier leur spectre individuel, de contraindre les modèles d'accélération et de propagation des rayons cosmiques, de mieux comprendre la physique des sources concernées et des particules de très haute énergie. Cela ouvrirait aussi la porte à une toute nouvelle astronomie, dite non photonique, utilisant les rayons cosmiques et non la lumière comme messager.

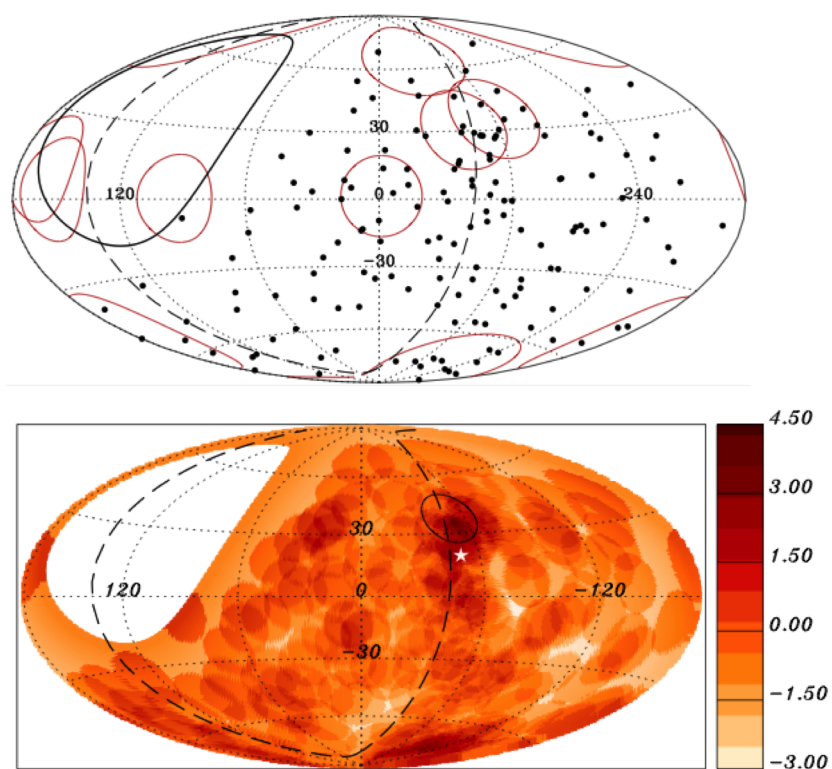


FIGURE 1.20 – Le ciel des RCHUs en 2015 vu par AUGER en **coordonnées galactiques**. *Haut* : directions d'arrivée des RCHUs avec $5.8 \cdot 10^{19}$ eV. Les cercles rouges indiquent les directions où se trouvent des AGNs proches et brillants en comptant une déviation maximale des RCHUs de 18° . *Bas* : données lissées sur 12° pour des RCHUs avec $E \geq 54 E_{\text{eV}}$. L'échelle des couleurs est une échelle de confiance d'un excès de rayons cosmiques et est donnée en "sigma". Le maximum se trouve à 4.3σ proche du plan super-galactique et de la galaxie active Centaurus A, indiquée par une étoile blanche.

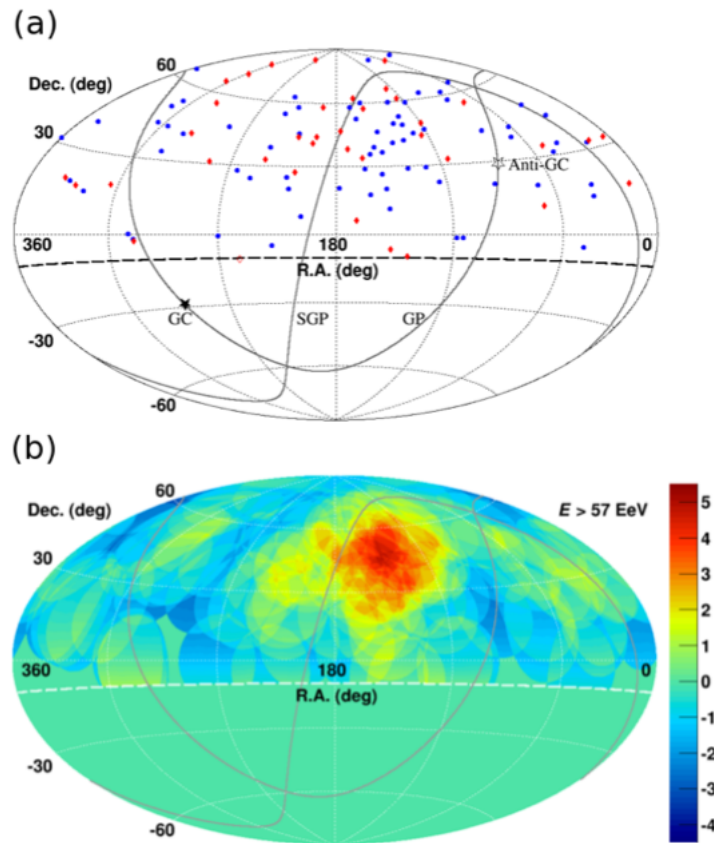


FIGURE 1.21 – Le ciel des RCUEs en 2015 vu par TA en **coordonnées équatoriales**. Les courbes indiquent le plan galactique (GP) et le plan supergalactique (SGP). (a) Les points bleus (5 premières années d'observation) et rouges (2 dernières années) sont les directions d'arrivée des RCUEs avec une énergie supérieure à $5.7 \cdot 10^{19}$ eV. Le centre galactique (GC) et l'anti-centre galactique (Anti-GC) sont repérés par des étoiles respectivement noire et blanche. (b) 7 ans de données lissées sur 20° mettant en avant le "hot spot" de l'hémisphère nord observé par TA. L'échelle des couleurs est une échelle de confiance d'un excès de rayons cosmiques et est donnée en "sigma". Le maximum se trouve à 5.1σ et l'observation du "hot-spot" correspond à 3.6σ .

Chapitre 2

Le projet EUSO : "the Extreme Universe Space Observatory"

"Looking downward to the extreme Universe"

La mission EUSO est un projet fondamentalement unique. D'abord, il permettra de faire de l'astronomie avec les rayons cosmiques. C'est-à-dire "d'observer" directement des objets avec les particules, presque de la même façon qu'avec un télescope optique. Et ensuite, l'instrument fera de l'astronomie en regardant vers le bas. En effet, le télescope JEM-EUSO peut être vu comme un seul élément d'un système de détection gigantesque, dont le détecteur principal est tout simplement l'atmosphère de la Terre (à travers les gerbes atmosphériques). Ainsi, on sondera l'Univers extrêmement énergétique en observant tout simplement notre propre planète.

Sommaire

2.1	La mission JEM-EUSO	31
2.1.1	Principe	31
2.1.2	Objectifs scientifiques	33
2.1.3	L'instrument	34
2.2	EUSO-Ballon	38
2.2.1	Objectifs	39
2.2.2	L'instrument	40
2.2.3	Les vols	47

2.1 La mission JEM-EUSO

2.1.1 Principe

Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie restent très peu connus, souffrant d'un manque de données. Les deux expériences principales (l'Observatoire Pierre Auger et le Telescope Array), bien qu'ayant produit de très nombreux résultats grâce à leur grande surface, offrent pour l'instant des résultats différents sur la nature des RCUHEs et l'anisotropie du ciel. Cela est sûrement dû au fait que les détections sont encore peu nombreuses et qu'ils observent deux régions du ciel différentes, étant placés dans des hémisphères différents. Les expériences futures sur les rayons cosmiques devront donc offrir une bien meilleure ouverture afin d'améliorer drastiquement le nombre de détections.

Le projet EUSO[47], pour "Extreme Universe Space Observatory"¹, s'inscrit dans ce contexte en étant la première mission spatiale dédiée à l'étude scientifique des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. L'instrument est destiné à être embarqué sur la Station Spatiale Internationale *ISS* sur le module japonais *JEM*[48]. C'est un télescope de fluorescence observant l'atmosphère de la Terre depuis l'espace avec un très grand champ de vue. Il observe donc la lumière de fluorescence émise par les gerbes atmosphériques des RCUHEs, ainsi que la lumière Cherenkov par réflexion (figure 2.1).

Le but du projet EUSO est d'installer l'instrument dans l'espace afin d'obtenir le recul nécessaire permettant l'observation d'une surface d'atmosphère assez importante pour récolter des statistiques significatives sur les rayons cosmiques de ultra-haute énergie. Être situé dans l'espace permet aussi de survoler les deux hémisphères. Ainsi, le gigantesque volume d'atmosphère observée permettrait à la mission d'acquérir des statistiques sans précédent en seulement quelques années de fonctionnement.

L'idée d'observer les gerbes atmosphériques géantes depuis l'espace vient de J. Linsley en 1979[50] avec le projet SOCRAS *Satellite Observatory of Cosmic Ray Showers*. Les avantages de l'espace furent tout de suite compris : une caméra de fluorescence regardant la Terre depuis l'espace serait capable d'observer une grande surface, avec seulement une petite partie d'atmosphère entre la gerbe et le détecteur, donc moins d'absorption

1. "observatoire spatial de l'univers extrême"

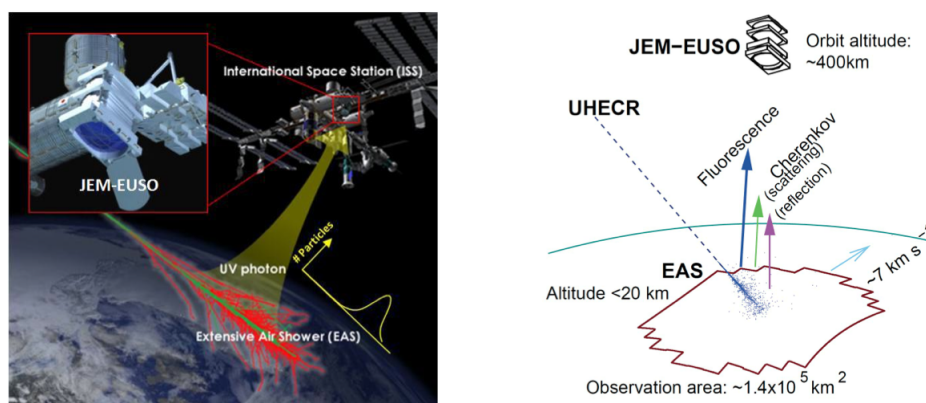


FIGURE 2.1 – gauche : principe de la mission JEM-EUSO, détection des rayons cosmiques de ultra-haute énergie par l'observation de la fluorescence induite par les gerbes atmosphériques. **droite** : vue schématique de la mission JEM-EUSO, les gerbes atmosphériques émettent isotropiquement de la lumière de fluorescence directement vue par l'instrument. La lumière Cherenkov est vue après réflexion[49].

et surtout moins de diffusion. De plus, toutes les gerbes atmosphériques se trouveront à peu près à la même distance de l'instrument, simplifiant les projections spatiales et donc la calibration en énergie de rayon cosmique. Cela demande néanmoins de détecter une lumière très peu brillante à cause de l'éloignement du détecteur et de pouvoir imager la gerbe afin d'en déduire les caractéristiques physiques. Un véritable challenge pour l'époque.

Le principe fut repris plus tard par Takahashi qui présente en 1995 le projet MASS *Maximum-energy Auger air Shower Satellite*[51]. Le télescope utilisait alors des lentilles de Fresnel pour un champ de vue de $\pm 30^\circ$ garantissant ainsi une surface observée de 100000 km^2 . Le projet fut ensuite sélectionné par l'Agence Spatiale Européenne *ESA* dans les années 2000 sous le nom EUSO pour *Extreme Universe Space Observatory*. Déjà destiné à être porté par la Station Spatiale Internationale sur le module Européen Columbus, le projet fut porté jusqu'en fin de phase A, l'étude du design. Malheureusement, il fut arrêté pour des causes financières et à la suite de l'accident tragique de la navette Colombia en 2003.

Maintenant supporté par l'agence spatiale japonaise *JAXA* et rebaptisé JEM-EUSO, l'instrument EUSO est destiné à être par la suite attaché au module japonais *JEM* de l'ISS.

Dans les années 2000, le projet OWL *Orbiting Wide-field Light-collectors*[52] a été étudié par la NASA. Il s'agissait de deux télescopes de fluorescence jumeaux, observant en stéréoscopie l'atmosphère de la Terre depuis l'espace. A la différence du projet EUSO, ils utilisaient de larges miroirs pour focaliser la lumière UV. Ce projet n'est plus à l'étude aujourd'hui.

2.1.2 Objectifs scientifiques

Les objectifs scientifiques de JEM-EUSO sont multiples[53] et les rayons cosmiques de ultra-haute énergie ne sont pas les seuls intérêts. L'objectif principal reste l'exploration de l'univers à travers la détection des RCUHEs et de leurs gerbes atmosphériques en regardant la lumière de fluorescence depuis l'espace.

Les objectifs scientifiques principaux sont ceux liés à l'étude directe des rayons cosmiques de ultra-haute énergie. On s'intéresse à déterminer l'énergie des particules, leur nature et explorer la possibilité de faire de l'astronomie avec :

- L'identification des sources de rayons cosmiques ultra-énergétiques par l'analyse à haute statistique de leurs directions d'arrivée.
- L'étude des mécanismes d'accélération des particules dans l'Univers grâce à la mesure du spectre de sources individuelles (énergie et nature des particules reçues).
- L'étude de l'énergie maximale des sources et de l'effet Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) individuel.

Des simulations ont montré qu'en trois ans de fonctionnement, JEM-EUSO aura assez de statistiques (100 événements au-dessus de 10^{20} eV) pour identifier les sources proches des RCUHEs si elles existent[54].

Les objectifs scientifiques secondaires sont liés à la compréhension des RCUHEs, à ce que leur étude peut nous faire apprendre sur d'autres objets, ou aux événements plus exotiques des gerbes atmosphériques :

- L'étude du champ magnétique galactique et extragalactique par analyse des déflexions des particules chargées.
- La détection des rayons gamma d'énergie extrême : photons primaires en provenance des sources et photons secondaires (produits par les RCUHEs). Cela permettra de contraindre des scénarios exotiques (décroissance de particules supermassives, défauts topologiques,...).
- La détection des neutrinos d'énergie extrême (recherche de sources dans l'Univers profond, contraintes sur les sections efficaces...).

Enfin, JEM-EUSO permettra également d'aborder les objectifs exploratoires suivants :

- L'étude de la physique des gerbes atmosphériques à très haute énergie, susceptible de contraindre la physique hadronique autour de quelques centaines de TeV et la physique au-delà du modèle standard (ces énergies n'étant pas atteignables par les expériences au sol, comme le CERN).
- L'étude des contraintes posées par la propagation des RCUHEs sur la validité de la relativité et les effets de gravité quantique à très haute énergie.

Bien sûr, JEM-EUSO est dans le principe un observatoire de l'atmosphère dans le proche ultra-violet avec une résolution temporelle exceptionnelle. Il sera donc idéal pour étudier les phénomènes transitoires ionosphériques et de la haute atmosphère (sprite, blue jets, elfes, décharges plasmiques, éclairs, météorites...) et les processus de rayonnement atmosphériques (nightglow).



FIGURE 2.2 – Les deux modes de fonctionnement de JEM-EUSO : mode nadir (le télescope est vertical) et mode tilted (le télescope est incliné). [36]

2.1.3 L'instrument

Description générale

JEM-EUSO sera le premier grand observatoire spatial de gerbes atmosphériques qui aura assez de statistiques pour étudier les rayons cosmiques de plus de 10^{20} electron-volt (eV). Il observera la lumière de fluorescence émise par la gerbe, ainsi que la lumière Cherenkov réfléchiée par la surface du sol ou les nuages.

Sa situation exceptionnelle à 430 km d'altitude sur l'ISS et son champ de vue très large ($\pm 30^\circ$) lui permettra de couvrir 190000 km^2 au sol, soit soixante fois plus que l'Observatoire Pierre Auger (figure 2.3). Pendant la deuxième partie de sa mission, le télescope pourra être incliné afin d'augmenter encore le volume d'atmosphère observée (figure 2.2). Le système optique sera composé de 3 lentilles de Fresnel et le plan focal de photomultiplicateurs multi-anodes pour un total de 300000 pixels[49].

Son détecteur sera composé de tubes photomultiplicateurs extrêmement sensibles. Ces Photomultiplicateurs (PMs) seront organisés par cellules élémentaires de 4 PMs ; 9 cellules élémentaires formant un module appelé Photo Detector Module (PDM). 137 PDM composeront la surface focale pour un total de 4932 PMs, soit 300000 pixels. Une électronique de lecture rapide rendra possible la prise d'images toutes les $2.5 \mu\text{s}$, soit 400000 images par seconde, afin de pouvoir décomposer le développement de la gerbe en temps réel et reconstruire sa direction d'arrivée.

Les 3 lentilles de Fresnel d'un diamètre de 2.5m lui apporteront le large champ de vue nécessaire à la détection de ces événements extrêmement rares, avec une résolution angulaire de 0.07° sur la surface focale hautement pixelisée.

Un système de contrôle de l'atmosphère *Atmospheric Monitoring System (AMS)* sera rajouté au télescope principal. Il comprendra une caméra infrarouge et un système LIDAR *LIGHT Detection And Ranging* pour surveiller les conditions atmosphériques dans le champ de vue de JEM-EUSO et notamment pour mesurer l'altitude des nuages à 500m près.

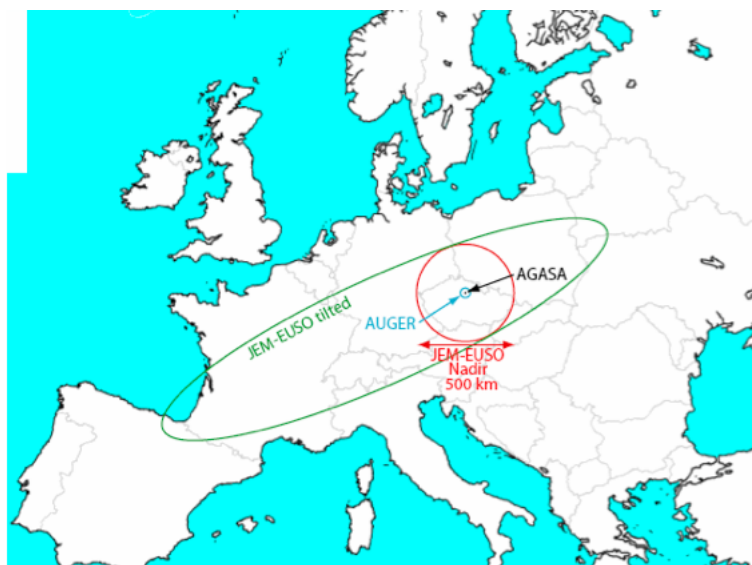


FIGURE 2.3 – Surface observée au sol par JEM-EUSO comparée celle de AUGER et de AGASA, pour les deux modes de fonctionnement[53].

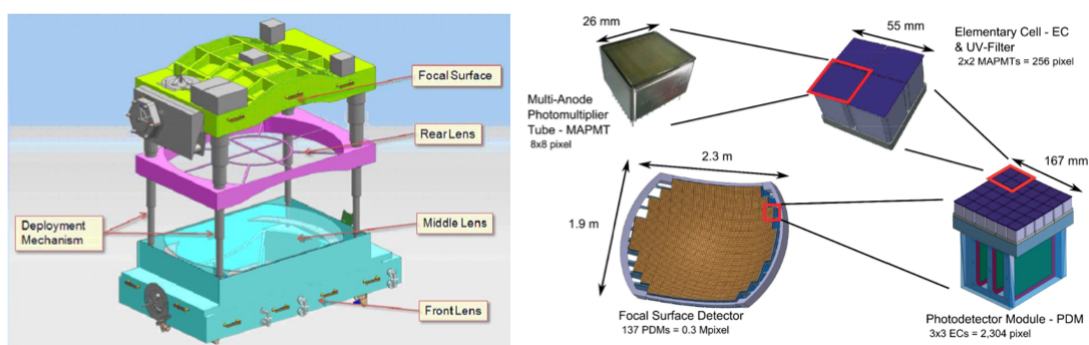


FIGURE 2.4 – Vue schématique de l'instrument JEM-EUSO avec ses 3 lentilles (gauche) et de sa surface focale éclatée (droite)[49].

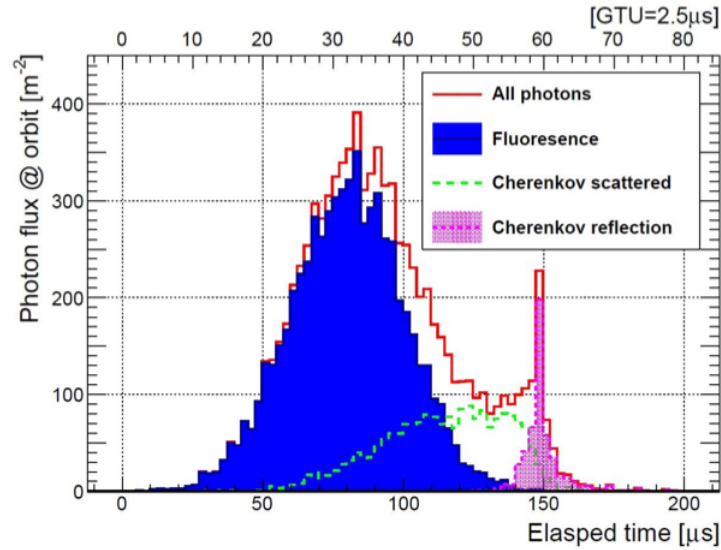


FIGURE 2.5 – Simulation des photons reçus par m^2 par le télescope pour un rayon cosmique de ultra-haute énergie de 10^{20} eV[55].

Performances attendues

La figure 2.5 montre le nombre de photons vu par JEM-EUSO dans le cas d'une gerbe atmosphérique induite par un rayon cosmique de 10^{20} eV. Le télescope est capable de voir la lumière de fluorescence ainsi que la lumière Cherenkov. La lumière de fluorescence et sa décomposition temporelle permet de recomposer l'énergie de la particule primaire. La lumière Cherenkov réfléchi et son temps d'arrivée permet de calibrer la reconstruction en donnant plus d'information sur la direction d'arrivée du rayon cosmique[55]. Une étude détaillée[56] montre que la direction d'arrivée peut être reconstruite à 2.5° près pour une gerbe atmosphérique classique issue d'un rayons cosmiques de $E > 10^{20}$ eV.

L'énergie quant à elle peut être pour l'instant reconstruite avec une erreur de 20% pour une énergie de primaire de 4×10^{19} eV.

La figure 2.6 montre la capacité de JEM-EUSO à observer les rayons cosmiques de ultra-haute énergie. L'instrument atteint son efficacité maximale à partir de 3×10^{19} eV pour l'échantillon réduit (rouge) et à partir de 6×10^{19} eV pour tous les événements vus. L'exposition annuelle sera au moins 9 fois plus élevée que celle de l'Observatoire Pierre Auger[56]. JEM-EUSO fournira donc 9 fois plus de données par an que AUGER et ceci en couvrant uniformément tout le ciel, rendant les études d'anisotropie plus simples.

Démonstrateurs

Afin de démontrer le principe expérimental de l'instrument et les technologies associées, et d'améliorer la maîtrise de cette technologie, un certain nombre de démonstrateurs et expériences tests ont été mis en place ou vont bientôt être exploités[49].

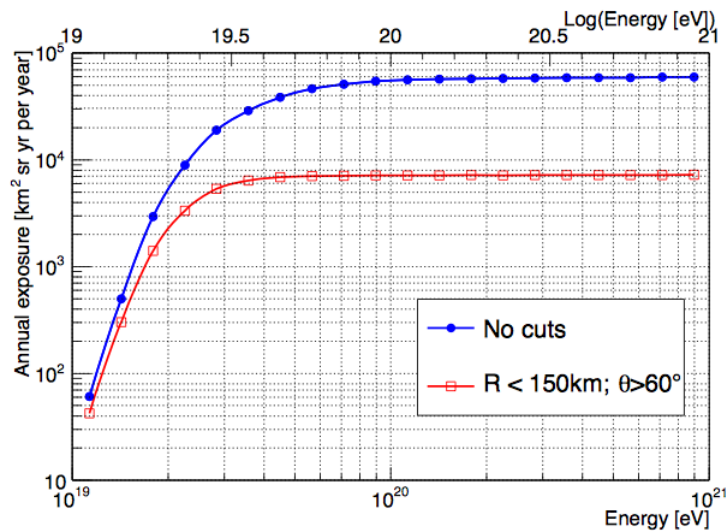


FIGURE 2.6 – Exposition annuelle de JEM-EUSO en fonction de l'énergie pour les deux conditions extrêmes : le champ de vue entier (bleu) et la limitation au centre du champ de vue et aux gerbes les plus faciles à observer (rouge)[55]. θ est l'angle que fait la gerbe avec la verticale, à partir du point d'impact.

- **EUSO-Ballon** : EUSO-Ballon est le démonstrateur au centre de cette thèse. Il a donc bien sûr le droit à une section spécialement pour lui : section 2.2. Embarqué en ballon stratosphérique, il utilise la technologie et les méthodes de JEM-EUSO. Utilisant un PDM et un système de lentilles de Fresnel et regardant vers le bas depuis le sommet de l'atmosphère, EUSO-Ballon sert de test end-to-end grandeur nature du télescope spatial. Il a aussi pour but de mesurer le bruit de fond UV et d'observer peut être la première gerbe atmosphérique géante depuis l'espace. Dirigé par l'agence spatiale française, le CNES, il a effectué son premier vol le 25 août 2014.
- **EUSO-TA** : Le deuxième prototype est composé d'un PDM et de lentilles de Fresnel de 1m sur 1m. Il est basé au sol à côté des télescopes de fluorescence du *Telescope Array* en Utah. EUSO-TA[57] observe la lumière UV dans l'atmosphère en même temps que les autres télescopes de fluorescence du site. Le recoupement des données peut servir de calibration et de contrôle. Il est aussi en capacité d'utiliser les lasers de calibration du *Telescope Array*. Placé idéalement en synergie avec une expérience mature, il permettra de mieux comprendre les performances futures de JEM-EUSO. Ses observations ont commencé au début de l'année 2015.
- **Mini-EUSO** : Le troisième démonstrateur est Mini-EUSO. C'est un modèle réduit avec des lentilles de Fresnel de 25cm de diamètre qui sera embarqué sur l'ISS. Il a pour but d'observer l'émission UV de la Terre depuis l'orbite de la station, en parcourant tout le globe, et donc de donner des mesures de bruit de fond. Il pourra potentiellement voir quelques phénomènes atmosphériques.



FIGURE 2.7 – EUSO-TA devant les télescopes de fluorescence du *Telescope Array*[49].

En plus de ces trois démonstrateurs, il existe un projet indépendant mais soutenu par la collaboration JEM-EUSO :

- **K-EUSO** : Une collaboration a été établie entre la communauté EUSO et le projet russe KLYPVE[58]. C'est un détecteur spatial de fluorescence avec un grand miroir, ayant des objectifs scientifiques similaires : étudier les rayons cosmiques de ultra-haute énergie. En utilisant une lentille de Fresnel supplémentaire et une surface focale du type de JEM-EUSO, la communauté scientifique de EUSO a pu améliorer la conception de l'expérience. De plus petite taille, le projet n'atteindra pas les capacités de JEM-EUSO mais vise à effectuer la première détection de gerbe atmosphérique géante depuis l'espace.

2.2 EUSO-Ballon

EUSO-Ballon[59][60] est un démonstrateur de JEM-EUSO[61]. Il a pour but de tester le concept de JEM-EUSO en incluant tous les principaux sous-systèmes de l'expérience spatiale, mais aussi de mesurer les composantes atmosphériques et terrestres du bruit de fond UV. Il devra prouver le principe de détection d'une gerbe atmosphérique géante vue par la fluorescence depuis l'espace.

La technique de fluorescence est bien connue et utilisée tous les jours depuis le sol. Elle n'a néanmoins jamais été testée depuis l'espace. EUSO-Ballon est l'expérience qui utilisera pour la première fois ce principe de détection depuis la haute stratosphère, c'est-à-dire 40km d'altitude.

Proposée au CNES en 2011 et soutenue par toute la collaboration internationale de JEM-EUSO, EUSO-Ballon a effectué son premier vol en août 2014 au cours duquel elle a observé la lumière UV de 290 à 430 nm à partir d'une altitude de 38 km, c'est-à-dire au-dessus de plus de 99% de la masse atmosphérique.

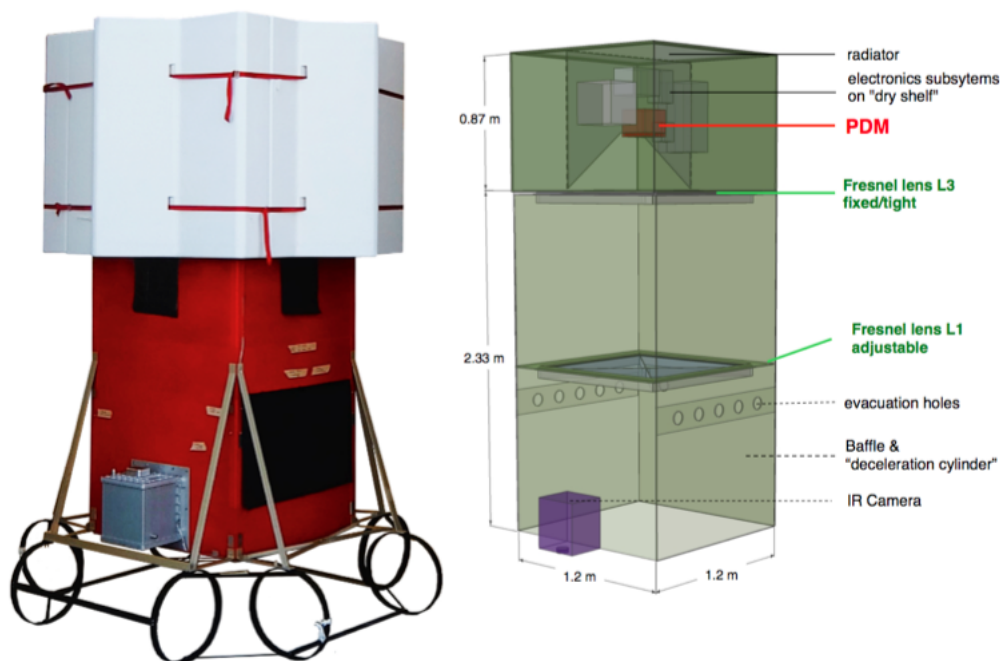


FIGURE 2.8 – EUSO-Ballon prêt pour son premier vol et la vue schématique de l'instrument[62].

2.2.1 Objectifs

L'objectif principal est de tester la technologie mise en oeuvre dans la détection des gerbes atmosphériques géantes depuis l'espace. EUSO-Ballon est donc avant tout un démonstrateur technologique, testant l'électronique et les algorithmes de détection. Il a aussi pour but de mesurer le bruit de fond UV depuis la haute atmosphère, c'est-à-dire toutes les lumières parasites : lumières artificielles, lumière diffusée et/ou rayonnée par l'atmosphère, lumière réfléchiée par la lune, etc... La mesure du bruit de fond servira principalement à dimensionner JEM-EUSO et à tester les algorithmes d'acquisition dans des conditions réelles de bruit de fond nocturne, au-dessus de la mer comme des terres, avec ou sans lune.

Dans le but de prouver le concept de détection, EUSO-Ballon a pour objectif final l'observation de la fluorescence d'une gerbe atmosphérique issue d'un rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

L'expérience embarquée aussi une caméra infrarouge. Comme test du système de contrôle de l'atmosphère de la mission principale, elle mesure la température et l'altitude de la couverture nuageuse.

Les objectifs du démonstrateur ballon se déclinent donc en trois parties :

A) Démonstrateur technologique : test de tous les sous-systèmes et de l'instrument de détection dans des conditions réelles. Sont principalement testés le détecteur dans un environnement spatial, la caméra infra-rouge, les générateurs de haute tension,

la commutation de la haute tension (qui coupe la haute tension lors des survols de ville ou lors d'événement brillant dans l'atmosphère), l'électronique de lecture (ASICs et FPGA) ainsi que les algorithmes et l'électronique impliqués dans la reconnaissance de gerbes atmosphériques de rayons cosmiques.

B) Acquisition de données et étude du bruit de fond : mesure des lumières parasites en proche UV. Quelques mesures de bruit de fond depuis l'espace existent déjà, comme l'expérience ballon BABY[63], mais sans aucun imageur. Les variations spatiales et les variations temporelles rapides n'étaient donc pas vues. Cette partie comprend plusieurs objectifs d'acquisition de données réelles :

- Acquisition d'un signal UV et du bruit de fond dans une configuration proche de celle de JEM-EUSO.
- Confirmation du niveau de bruit de fond attendu avec la technologie d'EUSO, dans différentes conditions (pleine lune, sans lune, océan, forêt, couverture nuageuse,...)
- Utiliser les différents modes d'acquisition et algorithmes de commutation.
- Utiliser l'algorithme de *trigger*¹ en conditions réelles : dans différentes conditions d'observation et avec un bruit de fond variable.
- Evaluer les capacités réelles de la caméra infra-rouge.

C) Expérience novatrice de JEM-EUSO : la détection réelle d'une gerbe atmosphérique géante depuis "le haut". Etant dimensionné différemment, le ballon est capable de voir les gerbes à partir de $2\text{-}3 \times 10^{18}$ eV. Ce qui, comparé à son champ de vu, reste trop rare pour être visible sur un vol court. Des tirs laser simulant les gerbes atmosphériques sont censés prouver le fonctionnement du principe et un moyen de calibration de l'instrument.

2.2.2 L'instrument

L'instrument EUSO-Ballon est décrit en détails ci-dessous[65]. Sa technologie est entièrement basée sur celle développée pour JEM-EUSO. Les composants et sous-systèmes ont été conçus et produits pour être au plus proche de ceux du télescope spatial. De plus, l'optique a été dimensionnée afin d'observer un bruit de fond représentatif dans un pixel du PDM par rapport à celui attendu sur JEM-EUSO, compte tenu de l'altitude de vol, du champ de vue et de la taille des pixels (table 2.1).

La vue schématique d'EUSO-Ballon de la figure 2.8 montre les deux parties de l'instrument : *l'optical bench* comprenant le système optique et le baffle servant à décélérer à l'amerrissage, et *l'instrument booth* qui contient toutes les électroniques de l'instrument, le détecteur, la télémétrie (SIREN), les instruments spécifiques du CNES (ICDV,...) et les batteries. L'ensemble de l'instrument est le fruit du travail de la collaboration internationale JEM-EUSO comme le montre la table 2.2

Le schéma bloc de la figure 2.10 présente tous les principaux sous-systèmes de l'instrument, qui sont décrits dans la suite de cette section.

1. le trigger est l'algorithme qui va déclencher l'enregistrement de données en cas d'événements transitoires comme une gerbe atmosphérique. 400000 images par seconde produit trop de données pour qu'elles

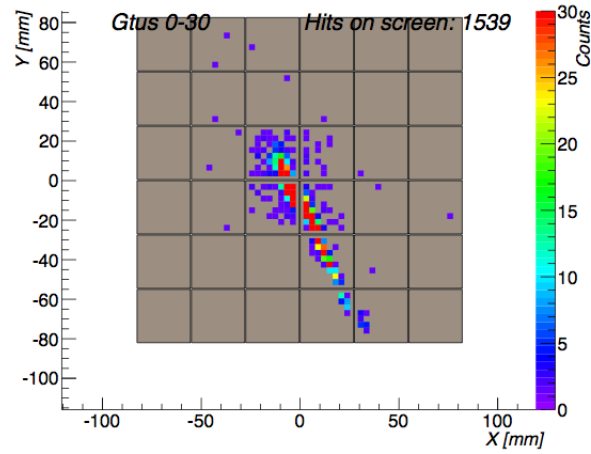


FIGURE 2.9 – Exemple d'une gerbe atmosphérique de 10^{19} eV vue par EUSO-Ballon[64].

	JEM-EUSO	EUSO-Ballon
Nombre de PDMs	143	1
Altitude de vol [km]	420	38
Diamètre des optiques [m]	2.5	1
Champ de vue / PDM	3.8°	7.3°
PDM@sol [km]	28.2	7.3
Champ de vue / pixel	0.08°	0.23°
Pixel@sol [km]	0.580	0.152
Signal w/r JEM-EUSO	1	17.6
BG w/r JEM-EUSO	1	0.9-1.8
S/\sqrt{N} w/r to JEM-EUSO	1	20-10
Energie de coupure [eV]	3.10^{19}	$1.5-3.10^{18}$

TABLE 2.1 – Comparaison des caractéristiques principales de JEM-EUSO et de EUSO-Ballon. Le champ de vue du ballon a été dimensionné afin d'observer un niveau de bruit de fond comparable à celui attendu sur JEM-EUSO[62].

Système	Sous-système	Laboratoire	Pays
Télescope	Fresnel lenses	RIKEN	Japan
	Lens Fitting	IRAP	France
	Telescope Structure / Gondola	IRAP	France
PDM	MAPMTs	RIKEN	Japan
	ASICs	LAL	France
	Elementary Cells	LAL, KIT	France, Germany
	HVPS	NCBJ, APC	Poland, France
	PDM Board	EWHA	South Korea
	PDM Low Power Supply	UNAM	Mexico
	PDM Structure	INFN Frascati	Italy
Processor	Main processing unit	INFN Napoli	Italy
	Data Storage	INFN Napoli	Italy
	Clock Generator	INFN Napoli	Italy
	Trigger Software	INFN Torino	Italy
Digital	CCB Data Processor	IAAT	Germany
	House keeping Board	UNAM	Mexico
	Low Voltage Power Supply	UNAM	Mexico
Battery Pack	Batteries and Controller	UAH, IRAP	Spain, France
IRcam	IR camera	UAH	Spain
Helicopter underflight	UV-laser, LED and Xenon flashers	UHA, CSM	USA

TABLE 2.2 – Contribution de la collaboration internationale JEM-EUSO aux différents sous-systèmes de EUSO-Ballon

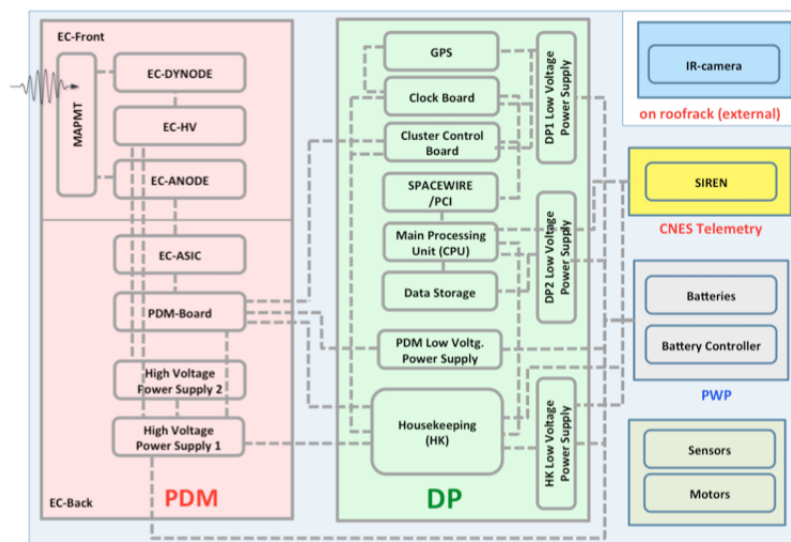


FIGURE 2.10 – Schéma bloc de l'instrument EUSO-Ballon[62].

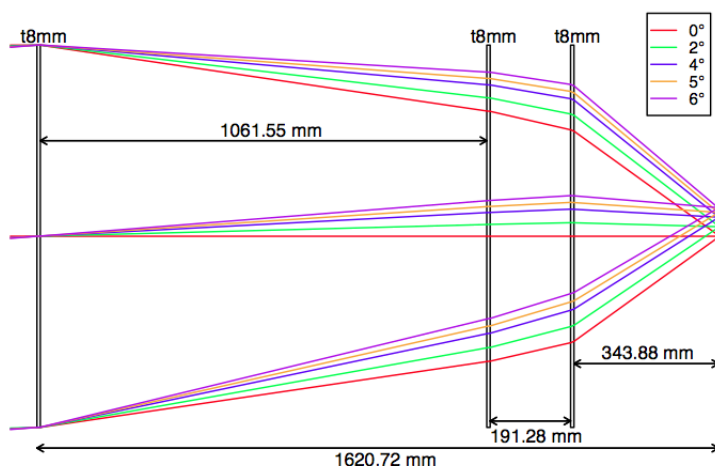


FIGURE 2.11 – Système optique de départ de EUSO-Ballon à trois lentilles[66].

Le système optique

Le système optique était à l'origine composé de trois lentilles de Fresnel afin d'être comparable au système de JEM-EUSO, mais fut réduit à deux lentilles pour le premier vol. Le système optique et sa caractérisation seront traités en détails dans le chapitre 3.

Le Photo-Detector Module (PDM)

Le PDM est le détecteur de l'instrument et correspond à la surface focale du télescope. Il a pour rôle de détecter et d'imager la lumière UV focalisée par le système optique. Il est composé de 36 Multi-Anode Photomultiplier Tube (MAPMT), d'une électronique de lecture, de générateurs de haut voltage et d'un algorithme de trigger. La résolution spatiale est de quelques millimètres, la résolution temporelle de quelques nano-secondes, l'efficacité quantique autour de 20% (de 19 à 25% en pratique) pour être sensible au moindre photon et une grande dynamique sur 6 ordres de grandeurs.

La surface focale de JEM-EUSO comprendra 140 PDMs pour seulement un seul sur le ballon. C'est un élément autonome du reste de la surface focale avec sa propre électronique de lecture et ses générateurs de tension. Le module se compose de 36 MAPMTs (6 par 6) couvrant une surface de 16.7 x 16.7 cm. Ceci correspond à 2304 pixels (48 x 48) de 2.88mm de côté chacun.

Les composants du PDM sont les suivants : **36 MAPMTs** organisés en **9 cellules élémentaires (EC-UNITS)** de 2x2 MAPMTs chacune, la carte **EC ASIC** pour la lecture, le **HVPS** pour l'alimentation haute tension et la **PDM board** de commande. Le PDM de EUSO-ballon est illustré figure 2.12. L'organisation des MAPMTs est décrite par la figure 2.4 page 35, partie de droite.

soient toutes enregistrées.

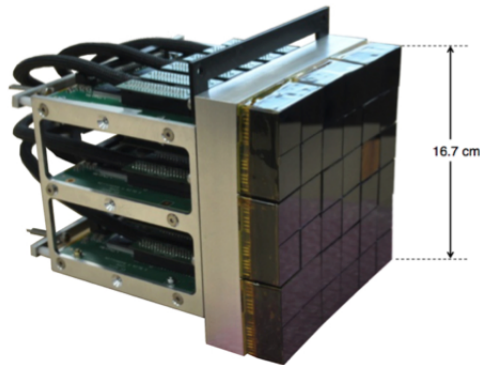


FIGURE 2.12 – Le Photo-Detector Module (PDM) de EUSO-Ballon. Les MAPMTs sont couverts par un filtre UV. 4 MAPMTs forment une cellule élémentaire (EC). Le PDM est constitué de 9 ECs, 6 EC-boards et une PDM board[62].

Les **MAPMTs** (Hamamatsu R11265-103-M64[67]) contiennent 8×8 pixels de tubes photomultiplicateurs. Ils peuvent aussi fonctionner avec un gain moindre en cas de lumière importante. Un filtre UV (SCHOTT BG3) permet de laisser passer seulement la bande-passante d'intérêt. Son spectre en transmission est présenté figure 2.13. Ce dernier laisse passer les longueurs d'onde entre 290 et 430nm et entre 700 et 1200nm et coupe l'UV profond et le visible. Le filtre redevient transparent dans l'Infra-Rouge à partir de 2000nm. Les MAPMTs n'étant sensibles qu'entre 300 et 650nm, le filtre est idéal pour sélectionner les longueurs d'onde voulues.

Les **EC-Units** sont des unités de MAPMTs fixées indépendamment à la structure du PDM. Il y en a 6 dans un PDM. elles sont fixées à la structure de manière à empêcher les arcs électriques de haut voltage qui peuvent se produire à cause des basses pressions de la stratosphère.

Les **EC ASIC** sont des Application-Specific Integrated Circuit (ASIC)s et correspondent au premier niveau de l'électronique de lecture. Ils effectuent le comptage des photons récoltés par MAPMT par unité de temps et la conversion numérique qui suit. L'unité de temps est appelée Gate Time Unit (GTU). Un GTU est égale à $2.5\mu s$. Le comptage du nombre de coups par pixel est limité à 35 par GTU. Si le nombre de coups dépasse cette valeur, le détecteur sature et il n'est plus possible de compter les photons individuellement. Il faut alors passer à un autre mode de lecture, appelé "KI", intégrant le nombre de coups par GTU sur 8 pixels avec un gain bien plus faible.

Les **High Voltage Power Supply (HVPS)** sont les générateurs haute tension. Il y en a un par EC-Units. Ils appliquent une différence de 1000V sur les photocathodes des MAPMTs. Ils sont capables de changer très rapidement la tension appliqué en cas de forte lumière.

La **PDM board** est la carte de commande et d'interface du PDM. Elle contient un Field-Programmable Gate Array (FPGA) qui a notamment la responsabilité d'exécuter le premier niveau de trigger. Le second niveau du trigger se trouve dans la *Central Cluster*

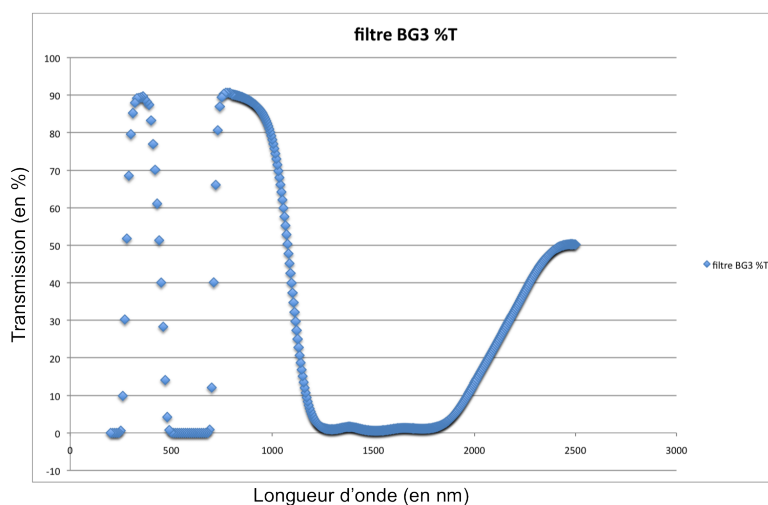


FIGURE 2.13 – Spectre de transmission du filtre BG3.

Board du Data Processor (DP). C'est la PDM board qui surveille le taux de comptage des pixels afin d'éteindre la haute tension en cas de lumière importante.

Le Data Processor (DP)

Le DP, ou Data Processor, est l'ordinateur de bord de l'instrument. Il commande et configure les autres sous-systèmes électroniques. Il a pour rôle de récolter les données du détecteur (le PDM), de les traiter, les stocker dans les disques durs présents à bord et de gérer la communication avec le sol à travers le système NOSYCA de télémétrie du CNES. Il comprend aussi les systèmes dits de *housekeeping*, comme le contrôle de la température et de la pression, et le GPS.



FIGURE 2.14 – Le Data Processor (DP) collecte et traite les données du PDM. Il gère le stockage, la télémétrie et le housekeeping[62].

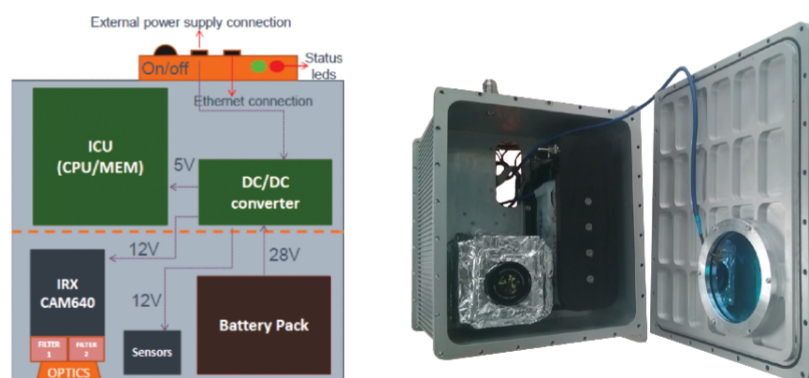


FIGURE 2.15 – Gauche : schéma bloc de la caméra infrarouge. Droite : compartiment étanche de l'IRcam avec la caméra en bas à droite[62].

La caméra Infra-rouge (IRcam)

La caméra Infra-rouge a pour rôle de contrôler les conditions atmosphériques dans le champ de vue du ballon, notamment la présence et la hauteur des nuages. Elle est basée sur celle qui sera utilisée par JEM-EUSO (voir figure 2.15). L'IRcam produit des images de 640x480 pixels autour de deux longueurs d'onde de l'Infra-rouge moyen : 10.8 et 12 μ m. Sur le ballon, c'est un système complètement indépendant, placé à l'extérieur de la structure comme le montre la figure 2.8.

La nacelle

Le télescope pointant vers le bas, la conception usuelle d'une nacelle ballon n'a pas pu être utilisée. Pour EUSO-Ballon, la structure du télescope a elle-même servi de nacelle. Elle consiste en deux modules : *l'instrument booth* et *l'optical bench*, construits à partir de panneaux de *Fibrelame*.

EUSO-Ballon a été entièrement étudié pour pallier à un éventuel amerrissage. En effet, en plus de l'avantage d'avoir accès à de nombreux sites de lancement, l'observation de rayons cosmiques de ultra-haute énergie demande un vol de longue durée qui se fera forcément en survolant l'océan. Pour cela, *l'instrument booth* est recouvert de flotteurs servant aussi d'amortisseurs en cas d'atterrissage. De plus, *l'instrument booth* est entièrement étanche. Par précaution, l'électronique est suspendue au centre du module pour éviter de tremper si de l'eau entrerait. Enfin, le baffle devant le système optique, sert d'air bag en cas d'amerrissage. Les trous calibrés devant la première lentille, laminent l'air poussée par l'eau. Des crash-pads sont présents aussi pour les atterrissages sur le dur. Ce sont des cerceaux déformables en aluminium. En comptant les crash-pads et les flotteurs, la nacelle mesure 2.6 x 2.6 x 3.7 m pour 467 kg.

2.2.3 Les vols

Le premier vol d'EUSO-Ballon s'est déroulé durant l'été 2014 depuis Timmins au Canada. Lors de ce vol court (une nuit), la plupart des objectifs du démonstrateur technologique ont été remplis. Deux autres vols sont prévus : un vol court en 2016 partant de la France et un vol de longue durée en 2017.

Le vol de Timmins 2014 :

Le vol a eu lieu durant la nuit du 24 au 25 août 2014 depuis la base de ballon stratosphérique de Timmins au Canada. Opéré par le CNES, EUSO-Ballon a été lâché à 0 :53 UT et resta pendant plus de 4h au plafond, à 38km d'altitude. L'instrument a fonctionné parfaitement en enregistrant plus de 30 millions d'images ; mesurant le bruit de fond UV et observant lasers et flashers tirés d'un hélicoptère. L'instrument a terminé son vol dans un lac et ceci n'était pas prévu. Cependant, il n'a subi aucun dommage et toutes les données ont été récupérées avec succès. Le déroulement du vol ballon et ses premiers résultats sont décrits dans le chapitre 4 page 115.

Le vol court de 2016 :

Un deuxième vol, lui aussi organisé par le CNES, partira de la base française d'Aire-sur-l'Adour. Il aura pour but de tester les différentes fonctionnalités non implémentées pendant le premier vol et indispensables à la détection de rayons cosmiques : principalement l'algorithme de trigger. Il fournira aussi une mesure du bruit de fond au-dessus de l'océan.

Le vol de longue durée de 2017 :

Le vol de longue durée de 2017 sera le point culminant du démonstrateur EUSO-Ballon. Il sera opéré par la NASA et aura pour but la détection de rayons cosmiques de ultra-haute énergie depuis la stratosphère. Lancé depuis la base ballon de Nouvelle-Zélande, le ballon volera au moins trois semaines en totale autonomie, transmettant toutes les données par télémétrie. Il devra être capable de détecter les gerbes atmosphériques géantes, de les reconnaître et de transmettre les données au sol. Il fera la première détection de la fluorescence induite par des rayons cosmiques de ultra-haute énergie depuis "le haut".

Chapitre 3

Le système optique

"Mais c'est une vraie porte de douche!!"

Entendu en salle blanche devant la lentille diffractive, logiquement abandonnée pour le vol.

La première détection de la fluorescence d'une gerbe atmosphérique eut lieu en 1970 grâce à un système utilisant une lentille de Fresnel. Abandonnée par la suite au profit de miroirs, l'utilisation des lentilles de Fresnel pour la détection des RCUHEs a dû attendre 45 ans pour être remise au goût du jour par le projet EUSO...

Système optique innovant, méthode de fabrication audacieuse, il fallait s'attendre à essuyer quelques plâtres. Et ça n'a pas loupé. La lentille diffractive mal taillée, puis des performances optiques très loin de ce qui était attendu, ont finalement réussi à retarder la caractérisation du système. Il a fallu la mise en place d'une nouvelle méthode de test, un acharnement à toutes épreuves, et une deuxième campagne de caractérisation après le vol, pour finalement mesurer correctement les optiques, récupérées fort heureusement en un seul morceau dans un petit lac d'une "zone sèche" du Canada.

Sommaire

3.1	Description de l'optique	51
3.1.1	JEM-EUSO et l'optique de Fresnel	51
3.1.2	Le système optique de EUSO-Ballon	53
3.2	Modélisation	55
3.2.1	Modèle lentilles minces	57
3.2.2	Code de tracé de rayons	58
3.2.3	Simulation ZEMAX	58
3.3	Intégration	60
3.3.1	Mesure de planéité des lentilles	60
3.3.2	Positionnement des lentilles	63
3.4	La première campagne de test	63
3.4.1	Le banc de tests du collimateur	64
3.4.2	Les mesures sur caméra CCD	66
3.4.3	Utilisation de la photodiode NIST	68
3.4.4	Caractérisation du système optique	70
3.4.5	Système entièrement intégré	71
3.4.6	Discussion et bilan de la campagne de tests 2014	74
3.5	La caractérisation "post-flight" du système optique	78
3.5.1	Description du banc de mesure	78
3.5.2	Méthodologie de test	80
3.5.3	Le système d'acquisition	86
3.5.4	Les mesures	88
3.6	Résultats et bilan des performances	93
3.6.1	Champ de vue et distorsion du plan focal	93
3.6.2	Positions optimales du spot focal	94
3.6.3	Énergies encerclées et définition de la PSF idéale	98
3.6.4	Performances de l'optique pendant le vol 2014	100
3.7	Calibration "in-flight" grâce aux flashers	102
3.8	Conclusion et perspectives	105

3.1 Description de l'optique

Le système optique de EUSO-Ballon a été conçu pour être comparable à celui de JEM-EUSO. La technologie de l'optique utilisée sur JEM-EUSO est un élément clé à tester sur EUSO-Ballon. Ce dernier utilise de ce fait de grandes lentilles de Fresnel en PMMA pour composer son système optique réfractif.

3.1.1 JEM-EUSO et l'optique de Fresnel

Le système optique de JEM-EUSO utilise de grande lentilles de Fresnel. Le principe physique à la base de ces dernières a été inventé par le physicien français Augustin Fresnel. Il est le fondateur de l'optique moderne grâce à son explication des phénomènes optiques par la théorie ondulatoire. Il travailla notamment sur la réfraction, la diffraction et la lumière polarisée. Il inventa en 1822 la *lentille à échelon*, dite de Fresnel, en travaillant sur l'éclairage des phares. Elle permettait d'obtenir une lentille de large diamètre et de courte focale pour un moindre poids et volume. Cette technologie équipa rapidement tous les phares du monde, et fut utilisée par la suite dans d'autres applications : phares de voiture, projecteurs, rétro-projecteurs, rétroviseurs de bus, concentrateurs solaires,...

Les lentilles de Fresnel sont en fait des approximations de lentilles simples. La lentille classique est découpée en sections concentriques, appelées "zones de Fresnel", dont l'épaisseur de verre est réduite. C'est en fait une approximation par sections concentriques d'une lentille classique, comme illustré par la figure 3.1. Par rapport à une lentille classique, la qualité optique est réduite à cause des zones de Fresnel et de leurs délimitations.

JEM-EUSO utilise un système optique composé de très large lentilles de Fresnel afin de répondre aux contraintes scientifiques de la détection des RCUHEs depuis l'espace. Pour cela, l'instrument a besoin d'un très large champ de vue, d'une très haute sensibilité à la lumière et d'une modeste capacité d'imagerie. Les deux derniers critères ont déterminé la nature de la surface focale. Le choix s'est porté sur une matrice de PMTs (PhotoMultiplier Tubes) permettant à l'instrument d'obtenir une image et d'être sensible au moindre photon de lumière. La technologie des PMTs utilisés vient du constructeur

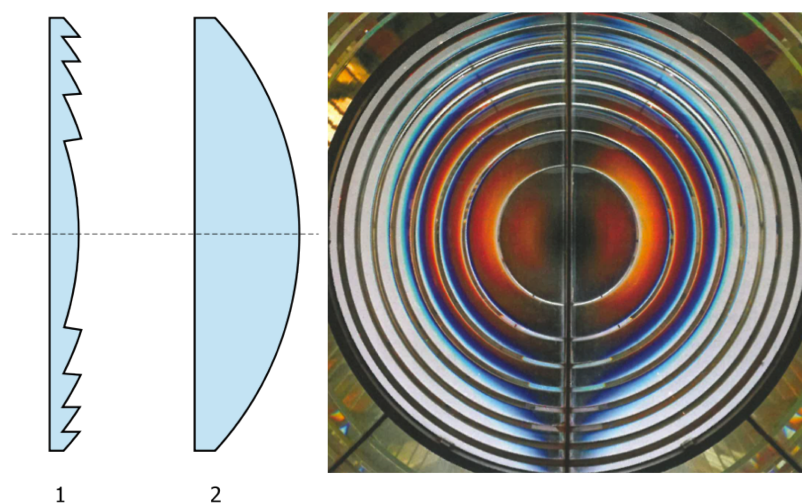


FIGURE 3.1 – *Gauche* : coupe d'une lentille de Fresnel (1) et d'une lentille plan convexe (2) de distances focales équivalentes. *Droite* : détails d'une lentille de Fresnel utilisée dans le phare de Hourtin (Aquitaine) jusque dans les années 50.

japonais Hamamatsu qui développe des photomultiplicateurs extrêmement sensibles et avec une réponse très rapide. Ils sont utilisés sous forme d'une matrice (le PDM) formant le détecteur, contraignant la taille du pixel à 2.9mm. Très loin de la miniaturisation des caméras CCD, ce type de détecteur demande une surface focale gigantesque afin d'obtenir un large champ de vue (60°). Un télescope basé sur des miroirs a donc été très vite abandonné, la surface focale demandée étant trop grande pour ne pas masquer le miroir. La solution fut donc un système réfractif, avec des Lentilles de Fresnel. Ces dernières présentaient en plus l'avantage de réaliser un système réfractif de grande envergure avec un minimum de poids et volume, ce qui est fondamental pour un projet spatial.

En tant que démonstrateur technologique, EUSO-Ballon utilise lui aussi des lentilles de Fresnel afin de tester les réelles capacités d'un système comparable à celui du télescope spatial. Alors que les lentilles de JEM-EUSO seront taillées sur les deux faces, celles du ballon ont des zones de Fresnel seulement sur une seule face. Cette facture plus simple permet une confection plus rapide. Les optiques de EUSO-Ballon servent aussi de test aux méthodes de fabrication développées pour ces larges lentilles de Fresnel.

Les optiques du projet EUSO sont toutes étudiées et confectionnées à RIKEN au Japon[68]. Elles sont fabriquées dans du plastique Polyméthacrylate de méthyle (PMMA, ou Plexiglas) spécialement étudié pour avoir une haute transmission en UV. Les futures lentilles sont placées sur un tour équipé d'une pointe de diamant qui taille les zones de Fresnel avec une rugosité de surface inférieure à 20nm RMS. Ce dernier paramètre est contrôlé par un microscope à force atomique¹.

1. Technique de microscopie à résolution nanométrique, utilisant l'interaction à l'échelle atomique



FIGURE 3.2 – Lentille de Fresnel en cours de fabrication, posée sur la machine, en attente du deuxième passage pour la taille de précision.

3.1.2 Le système optique de EUSO-Ballon

Afin d'être comparable au télescope spatial, EUSO-Ballon et l'autre démonstrateur TA-EUSO utilisent tous deux des lentilles de Fresnel. TA-EUSO utilise un système à deux lentilles et initialement EUSO-Ballon utilisait un système à trois lentilles. Ces deux expériences partagent les mêmes lentilles en partie avant et en partie arrière. La lentille du milieu de EUSO-Ballon est une lentille dite "diffractive" permettant de corriger les défauts de chromatisme. Dans cette section, les deux systèmes seront décrits car c'est finalement le système à deux lentilles de TA-EUSO qui a été utilisé pour le premier vol de EUSO-Ballon. En effet, une erreur humaine lors de la fabrication a rendu la lentille diffractive trop peu performante. Devant la dégradation de la transmission qui en résultait, il a été décidé qu'elle ne serait pas utilisée, la configuration 3-lentilles a donc été abandonnée au profit de la configuration 2-lentilles de TA-EUSO. La mesure du système à trois lentilles et la décision de ne pas utiliser la lentille diffractive sont discutées dans l'annexe A.

La conception optique de ces deux systèmes a été étudiée en simulation sur le logiciel industriel CODE V, utile pour ses fonctions d'optimisation et de représentation de paramètres optiques, et sur un code de tracé de rayons développé par l'équipe du RIKEN. En effet, la modélisation des lentilles de Fresnel est peu commune dans les logiciels industriels et donc encore imprécise. Un programme maison est donc indispensable. Un aller-retour entre ces deux simulations et les contraintes de fabrication ont permis d'obtenir les deux systèmes utilisés aujourd'hui[66].

En tenant compte de l'efficacité de la surface focale, les systèmes optiques des démonstrateurs EUSO ont été conçus pour reproduire le niveau de bruit de fond attendu par JEM-EUSO : entre 1 et 1.5 photoélectrons par pixel par GTU.

entre la surface à analyser et une sonde en forme de pointe.

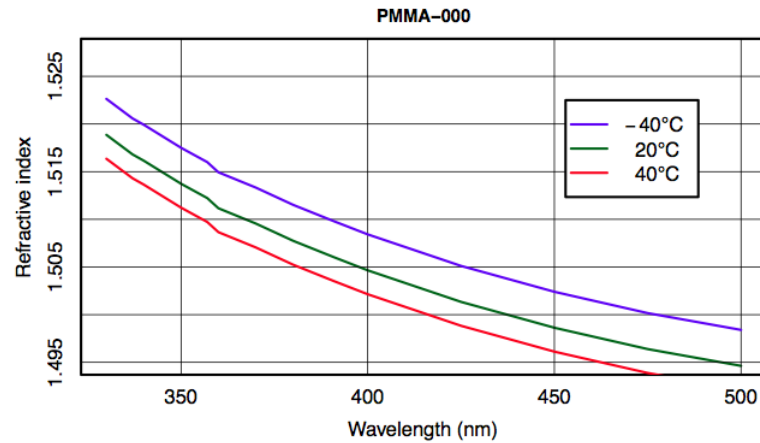


FIGURE 3.3 – Indice de réfraction du PMMA-000 dans le proche UV pour différentes températures.

Des lentilles en plastique

Le matériau utilisé pour les lentilles de EUSO-Ballon est du plastique PMMA-000 (Mitsubishi Rayon Co, Ltd. product) spécial pour l'UV. Bien que peu résistant à un environnement spatial, le PMMA-000 a été choisi car moins cher et proche du CYTOP (Asahi Glass Co, Ltd. product) actuellement étudié pour JEM-EUSO. L'indice de réfraction du PMMA-000 dans la bande de longueur d'onde utilisée est montré figure 3.3. Ce paramètre se modifie avec la température d'après l'équation 3.1. Ceci est particulièrement important pour EUSO-Ballon qui vole dans la stratosphère avec une température extérieure de -40°C .

$$\begin{aligned}
 n(T) &= n_0 + aT + bT^2 \\
 a &= -0.000115 \\
 b &= -5.17358 \cdot 10^{-7}
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

Dans cette équation, n_0 est un indice de réfraction de référence, mesuré au RIKEN à 20°C .

La figure 3.4 montre la valeur de la transmission typique du matériau pour une plaque de 8mm d'épaisseur, épaisseur moyenne des lentilles de Fresnel des démonstrateurs EUSO.

La configuration "2-lentilles"

La configuration à 2-lentilles, celle de TA-EUSO, est finalement celle qui a été utilisée pour EUSO-Ballon. La résolution angulaire du système à trois lentilles est meilleure à toute longueur d'onde que celle du système à deux lentilles mais le problème de fabrication de la lentille diffractive a énormément dégradé la transmission. Comme le premier

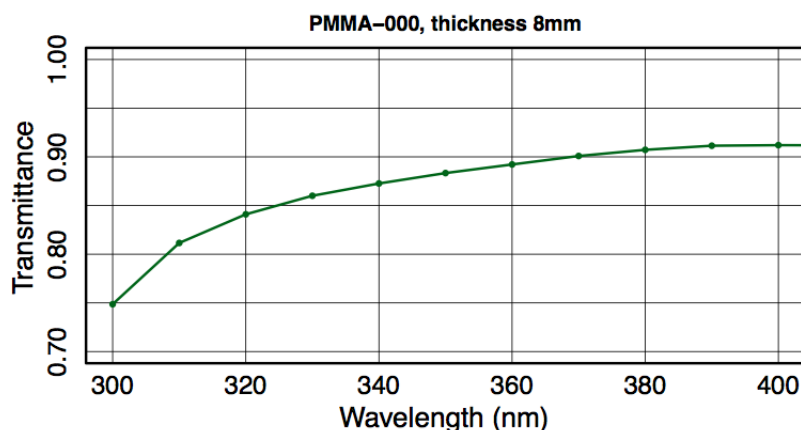


FIGURE 3.4 – Transmission typique du PMMA-000 dans le proche UV pour une plaque de 8mm d'épaisseur.

vol n'avait pas pour but d'observer des gerbes atmosphériques mais de mesurer le bruit de fond, la priorité a été mise sur la transmission du système et donc l'utilisation de la configuration "2-lentilles".

La configuration "2-lentilles" utilise donc deux larges lentilles de Fresnel convergentes. Chaque lentille a une ouverture utile de 0.95m^2 et une épaisseur de 8mm en moyenne. En prenant en compte les cadres et les "araignées", structure cruciforme supportant les lentilles par le centre, la surface utile de chaque lentille est de 0.91m^2 . Les zones de Fresnel sont placées à l'intérieur du système, ce qui les protège de la poussière et d'éventuels chocs. La configuration 2-lentilles est décrite en détail par la figure 3.5. Les lentilles sont séparées par 1115mm, mesuré entre les faces intérieures. La distance théorique de l'image est de 431mm depuis la face arrière de la lentille arrière. Les lentilles ont pour focale 2586mm et 600mm. Ces caractéristiques sont données à titre de référence seulement à cause de l'astigmatisme important d'une lentille seule.

Le système optique étant initialement conçu pour TA-EUSO, ses contraintes sur son efficacité sont fixées par les performances des télescopes de fluorescence de TA à fin de comparaison. Il est alors nécessaire d'avoir une résolution au moins égale à celle des télescopes de TA. Le champ de vue des pixels de ces derniers correspond au champ de vue d'environ 9.6×9.6 pixels de TA-EUSO. La PSF (Point Spread Function, ou fonction d'étalement de point) de celui-ci doit être inférieure à 9.6 pixels. La taille de la PSF de la configuration à 2-lentilles est montrée figure 3.6 et est comprise entre 6 et 9mm.

3.2 Modélisation

Plusieurs modélisations sont utilisées pour simuler le système optique de EUSO-Ballon : un code de tracé de rayons[69] et une modélisation CODE V[70]. Le programme de tracé de rayons prend très bien en compte les différents dioptries des zones de Fresnel

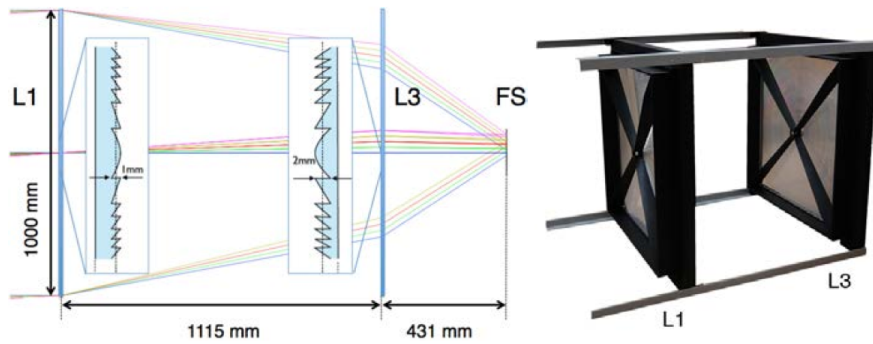


FIGURE 3.5 – *Gauche* : diagramme de tracé de rayons pour la configuration à 2-lentilles et position de la surface focale. Les rayons lumineux ont un angle d'incidence de 0° (bleu), 1° (vert), 2° (rouge), 3° (jaune) et 4° (violet). Les vues en coupe de chaque lentille sont présentes. *Droite* : Les deux lentilles montées dans leur cadre en fibre de verre. Les positions sont ajustables.

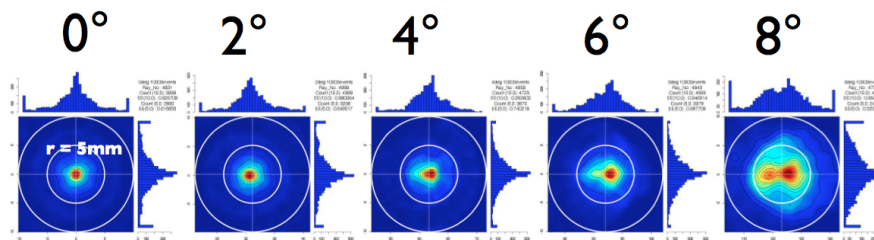


FIGURE 3.6 – Simulation de la taille du spot pour le système à 2-lentilles pour différents angles d'incidence. La taille du spot est comprise entre 6 et 9mm.

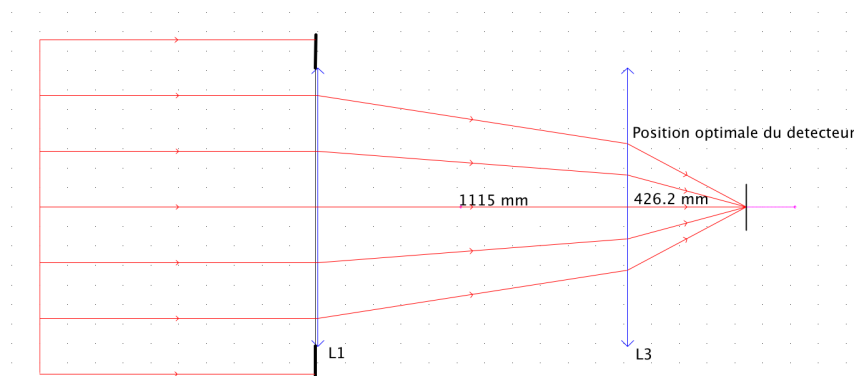


FIGURE 3.7 – Modèle lentilles minces de la configuration 2-lentilles pour une source à l'infini.

et sert donc de référence pour les performances attendues. Le programme CODE V permet de faire tourner rapidement des fonctions d'optimisation et d'obtenir facilement des études de tolérance. Il est utilisé par simplicité et est en accord avec le code de tracé de rayons sur la plupart des performances optiques.

Des simulations du système optique ont été développées à Toulouse afin de mieux accompagner les campagnes de caractérisation. Un code de tracé de rayon a été créé et comparé aux résultats obtenus avec celui de l'équipe japonaise. Enfin, une simulation ZEMAX[71] a été faite. Ce logiciel industriel est très semblable à CODE V.

Toutes ces simulations permettent de confirmer les prédictions de performances faites par les modélisations de référence. Les résultats de chaque mesure expérimentale seront comparés aux simulations dans le chapitre 3.4.

3.2.1 Modèle lentilles minces

A titre indicatif, on commencera par décrire le système par un modèle de lentilles minces idéales. Cette description est un modèle grossier des lentilles de Fresnel qui présentent un fort astigmatisme dans la réalité.

La lentille de devant est appelée L1 et la lentille de derrière, du côté du détecteur, est appelée L3. Les longueurs focales, respectivement f_1 , f_2 et f_3 sont présentées ci-dessous.

$$\begin{aligned} f_1 &= 2585.6mm \\ f_3 &= 600.2mm \end{aligned}$$

Dans ce cadre simplifié, il est donc possible de trouver un foyer image où focalisent parfaitement les rayons lumineux. La figure 3.7 montre le trajet de rayons lumineux. Dans les deux cas, un foyer où se croisent tous les rayons lumineux venant de "l'infini" et traversant le système peut être défini. On utilise pour cela les relations de conjugaison de l'optique géométrique :

$$\frac{1}{OA} = \frac{1}{OA'} + \frac{1}{f'} \quad (3.2)$$

avec \overline{OA} la position algébrique le long de l'axe optique de l'objet et $\overline{OA'}$ celle de l'image, O étant le centre optique. f' est la longueur focale.

En utilisant cette relation à travers les deux lentilles, il est possible de trouver la position de l'image d'un objet à l'infini : 426mm de L3, au lieu de 431mm, valeur optimisée par les modélisations CODE V. Cette différence vient du fait que l'image produite par nos systèmes de lentilles minces est ponctuelle, ce qui est très loin de la réalité.

Pour un système à deux lentilles centrées, il est possible de calculer simplement la focale du système en utilisant la formule de Gullstrand (équation 3.3) reliant les vergences¹ du doublet de lentilles à la vergence du système :

$$V = V_1 + V_2 - \frac{e}{n} \cdot V_1 \cdot V_2 \quad (3.3)$$

avec V la vergence du système à deux lentilles, V1 et V2 les vergences de la première et la deuxième lentilles respectivement, n l'indice du milieu et e la distance de séparation entre les deux lentilles.

Ceci nous permet de calculer la focale caractéristique du système 2-lentilles : $f_{2\text{lentilles}} = 361\text{mm}$.

3.2.2 Code de tracé de rayons

Afin de modéliser correctement les lentilles de Fresnel, un code de tracé de rayons a été développé par la collaboration JEM-EUSO. Celui-ci permet de prendre en compte la forme réelle de la lentille avec toutes les zones de Fresnel. Le principe est de suivre chaque rayon lumineux à travers le système optique.

Pour cela, chaque surface des différentes lentilles de Fresnel est modélisée dans un espace 3D. Le faisceau de lumière est composé de nombreux rayons. Chaque rayon est suivi et réfracté par chaque surface des lentilles de Fresnel. Les rayons sont suivis jusqu'à ce qu'ils atteignent la surface du détecteur ou qu'ils sortent du système. La réfraction sur les différentes surfaces est prise en compte, y compris sur les "back-cuts" des zones de Fresnel, ainsi que la diffusion, l'absorption par les matériaux, les différences entre les longueurs d'onde,...

3.2.3 Simulation ZEMAX

Les logiciels industriels comme CODE V et ZEMAX sont équipés de multiples options de visualisation et d'analyse, sur des statistiques de tracé de rayons ou de la modélisation ondulatoire de la lumière (polarisation, aberrations optiques, études de tolérance optique...), en plus de puissants outils d'optimisation. Ces logiciels sont donc utilisés en complément du code de tracé de rayons.

Les lentilles de Fresnel sont modélisées en 3D afin de rendre compte des zones de Fresnel. La déviation des rayons lumineux par ces dernières ainsi que les différentes

1. La vergence caractérise les propriétés de focalisation d'un système optique. Pour une lentille mince, elle est homogène à l'inverse de la distance focale.

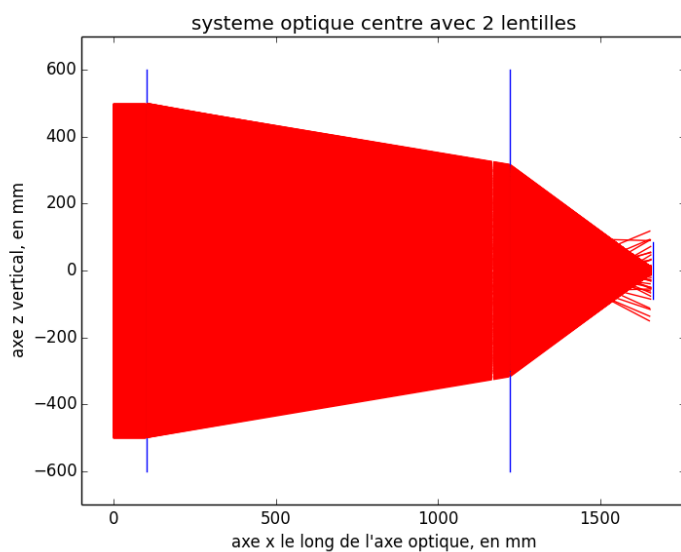


FIGURE 3.8 – Modèle "tracé de rayons" du système optique pour une simulation 3D d'un faisceau lumineux de 390nm provenant de l'infini, et un angle d'incidence de 0° .

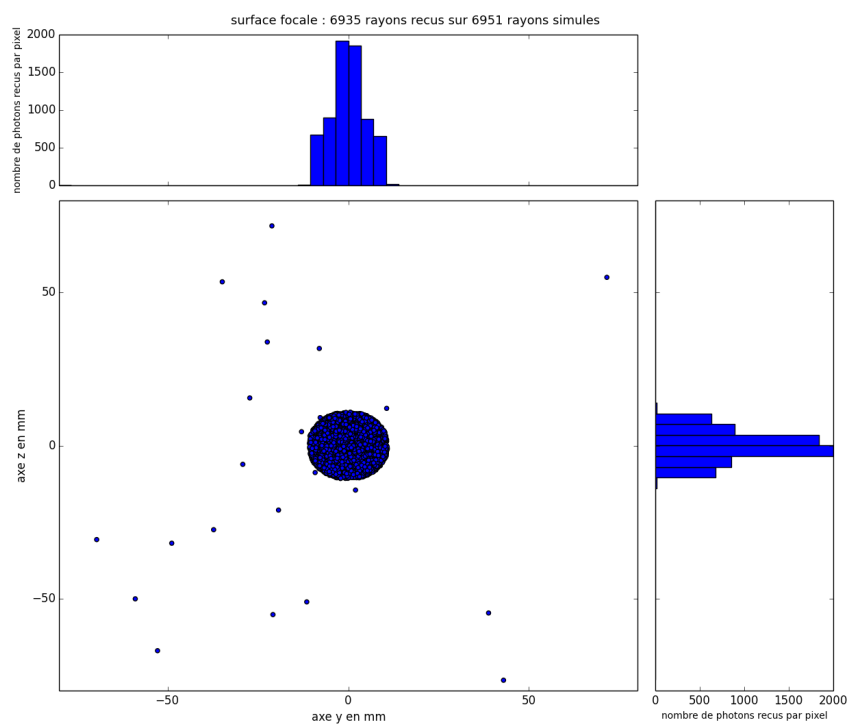


FIGURE 3.9 – Image du plan focal pour une simulation de tracé de rayons d'un faisceau lumineux de 390nm provenant de l'infini, et un angle d'incidence de 0° .

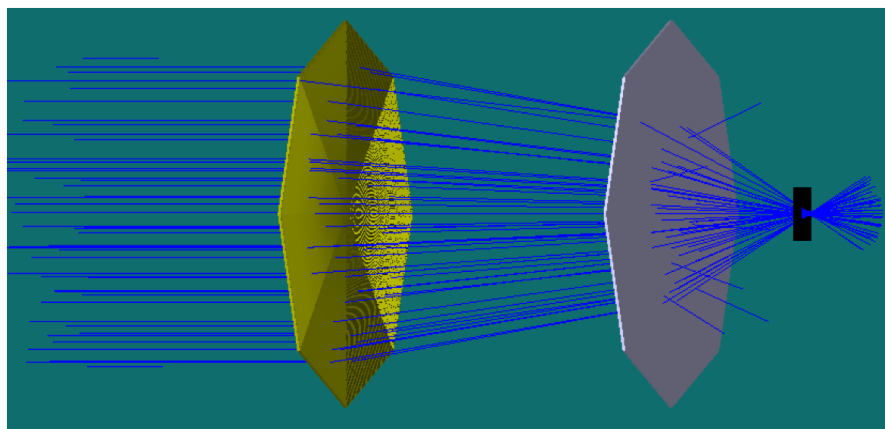


FIGURE 3.10 – Modèle ZEMAX du système optique. Les lentilles sont modélisées en 3D. La simulation est un tracé de rayons

diffusions potentielles sont prises en compte comme illustré par la figure 3.10. Les rayons sortant du système optique ne sont pas tracés jusqu'au bout.

La figure 3.11 montre une étude typique avec ZEMAX de la taille du spot optique pour la configuration 2-lentilles en conditions de vol. Les trois principales longueurs d'onde de la fluorescence atmosphérique sont utilisées afin de moyenner la taille du spot. Ce dernier est calculé pour des angles d'incidence entre 0 et 4° , et les simulations montrent que la taille du spot RMS, bien qu'augmentant avec l'incidence, reste inférieur à 9 mm pour tous les angles.

3.3 Intégration

3.3.1 Mesure de planéité des lentilles

L'intégration de l'instrument final a été effectuée dans la salle blanche de l'IRAP ainsi que celle de la structure mécanique et des lentilles. Afin de vérifier la bonne tenue des lentilles par leurs cadres, elles ont été scannées à l'aide d'un Laser Tracker du CNES (figure 3.12). Ce dernier est un outil de métrologie qui permet de situer dans l'espace les objets au micromètre près. Les lentilles étant transparentes, une bille de mesure a été utilisée, protégée par un "scotch kapton" pour ne pas endommager la surface de la lentille comme le montre la figure 3.13. Les résultats du scan de la surface de L3 sont résumés dans la table 3.1 et sur la figure 3.14.

Les mesures effectuées ont montré une déformation importante des lentilles. La flèche maximale atteinte par L3 était de 3.5 mm, ordre de grandeur retrouvé pour la déformation des autres lentilles. Les "araignées" censées rigidifier les lentilles et aider le cadre à les tenir rigide ne faisaient donc pas leur office. Les "araignées" et leurs cadres ont donc été refaits, renforcés et épaissis afin de palier à ce problème.

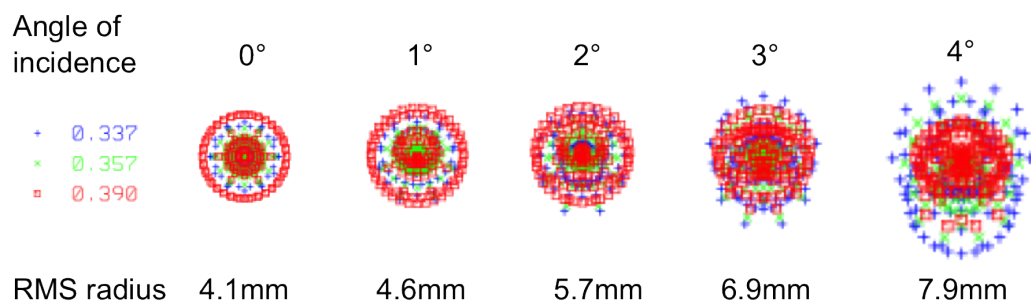


FIGURE 3.11 – Spot focal typique de la simulation ZEMAX pour une source se trouvant à l'infini. Les trois principales longueurs d'onde de la fluorescence atmosphérique sont utilisées pour simuler des spots optiques pour différents angles d'incidence entre 0 et 4°. La taille des spots RMS est donnée en bas du graphique en micromètre.

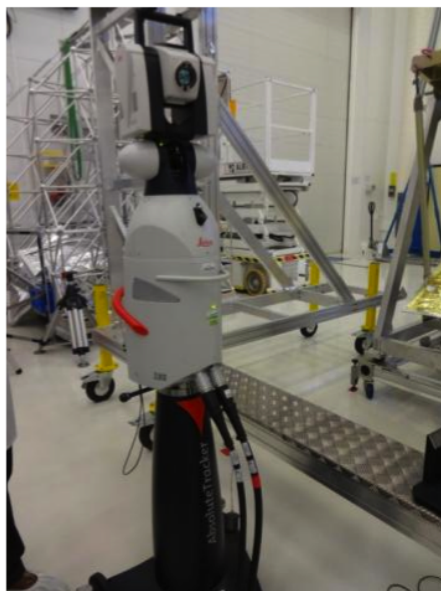


FIGURE 3.12 – Photo du Laser Tracker.

Nombre de pts	3122
Amplitude	3.53mm
Ecart max	+1.98mm
Ecart min	-1.55mm
Ecart moyen	0.0mm
Ecart RMS	0.96mm

TABLE 3.1 – Résultats de la mesure de la déformée de L3.

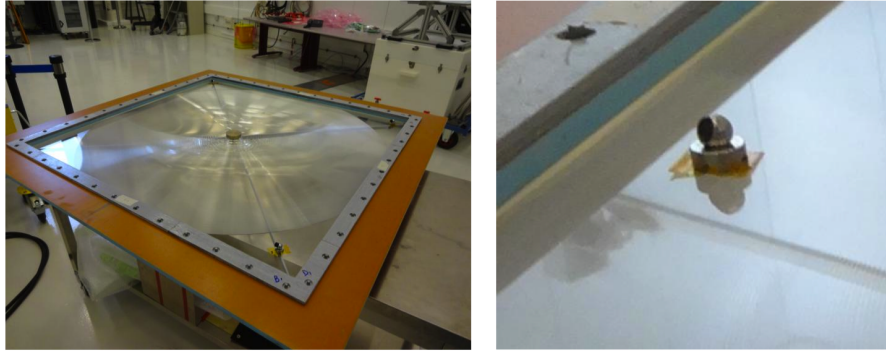


FIGURE 3.13 – *Gauche* : la lentille L3 tenue par les premières araignées. *Droite* : bille de mesure du Laser Tracker.

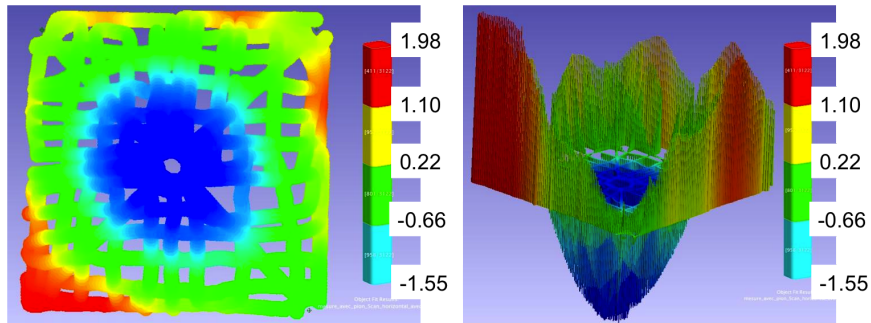


FIGURE 3.14 – Scan de la planéité de la lentille L3 avec les premières "araignées". La déformée est par rapport à un plan parfait. Les mesures sont en mm.

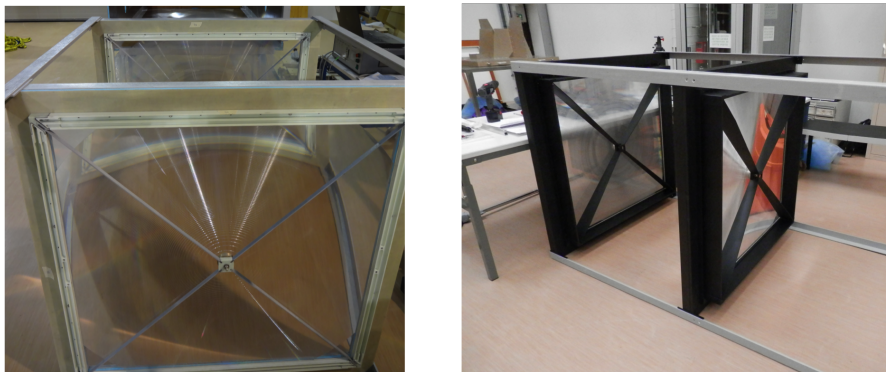


FIGURE 3.15 – Les lentilles dans leurs anciens cadres et araignées (*gauche*) et dans leurs nouveaux cadres et araignées (*droite*) renforcés et épaissis.

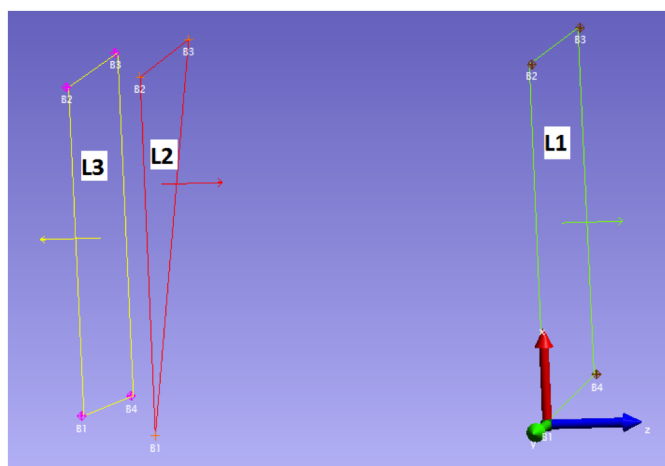


FIGURE 3.16 – Positionnement dans l'espace donné par le Laser Tracker de 3 lentilles de Fresnel.

3.3.2 Positionnement des lentilles

Le Laser Tracker a lui aussi été utilisé dans le positionnement et l'alignement des lentilles. En plaçant des billes de mesure sur les coins des lentilles et sur la structure mécanique, les lentilles ont pu être positionnées les unes par rapport aux autres avec précision, leur parallélisme a pu être mesuré ainsi que leurs positionnements en 3D par rapport à la structure mécanique. Le Laser Tracker permet d'obtenir directement le positionnement dans l'espace des objets comme le montre la figure 3.16.

	distance entre les billes en mm				Moyenne	Ecart moyen à l'optimal	parallélisme
	B1	B2	B3	B4			
L1/L3	1114.1	1113.5	1114.8	1114.8	1114.31	0.76	0.0644 °

TABLE 3.2 – Mesures du Laser Tracker pour l'intégration du système optique.

Les mesures Laser Tracker pour l'intégration du système optique sont résumées table 3.2. Les lentilles sont positionnées mieux qu'au millimètre près par rapport aux positions théoriques. Le parallélisme est mieux que le dixième de degré, autour de 0.05°. Ceci est largement suffisant, les tolérances théoriques étant de l'ordre du mm sur le positionnement et du degré sur le parallélisme[72].

3.4 La première campagne de test

Deux campagnes de tests ont eu lieu pour caractériser le système optique. La première s'est faite en 2014 avant le vol et est traitée dans cette section. Par manque de temps, le système n'a pas pu être entièrement caractérisé avant le vol, c'est pour cela qu'une deuxième campagne de tests a été mise en place l'année suivante, au retour de l'instrument. Cette deuxième campagne est traitée dans la section 3.5.

Le but de ces deux campagnes était de mesurer les caractéristiques optiques du système, c'est-à-dire :

- *La distance de focalisation*, définie comme la position optimale où placer le PDM.
- *Le champ de vue*, limité par la taille du PDM.
- *L'échelle focale* ou le champ de vue par pixel.
- *La taille de la "Point Spread Function"*. Celle-ci est en général définie par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la PSF.
- *L'efficacité* du système, définie par le pourcentage de lumière incidente qu'on retrouve dans la région centrale de la PSF, généralement définie par la FWHM.

3.4.1 Le banc de tests du collimateur

Description du banc de test

Pour tester les optiques de l'instrument pour le vol, un banc de caractérisation a été mis en place utilisant un large collimateur dans la salle blanche de l'IRAP. Le banc de caractérisation complet est décrit par la figure 3.17 et la liste des équipements par la table 3.3. Ce collimateur est un télescope Newton dont le miroir primaire mesure 1m de diamètre et a une focale de 5340mm, permettant ainsi d'utiliser un faisceau collimaté de la même taille que l'ouverture de l'instrument EUSO. Le collimateur permet de créer un faisceau de lumière parallèle, comme si la source se trouvait "à l'infini", pour mesurer directement les caractéristiques du système listées ci-dessus.

Pour explorer la bande passante en longueur d'onde de l'instrument, un jeu de trois LEDs proche UV était disponible. Ces dernières produisaient une lumière monochromatique centrée chacune sur une des raies de la fluorescence de l'air, afin de caractériser le système aux longueurs d'onde importantes pour l'observation des gerbes atmosphériques : 337nm, 357nm et 391nm. Ces LEDs sont placées au foyer du télescope de 1m pour créer le faisceau collimaté. L'utilisation d'une sphère intégrante homogénéise le faisceau produit par ces LEDs. Avoir un faisceau homogène est important pour mesurer la PSF.

Un système de trois platines de translation a été mis en place au niveau du plan focal afin de mesurer les caractéristiques optiques. Sur ces platines, sont placées une caméra CCD servant à acquérir des images et une photodiode NIST pour mesurer le flux lumineux et donc l'efficacité absolue. Les trois platines offrent un déplacement selon 3 axes : l'axe optique et deux axes perpendiculaires, grâce à un contrôleur manuel.

Deux théodolites de chantier permettent d'aligner l'instrument et le faisceau collimaté. La méthode est expliquée ci-dessous (chapitre 3.4.1) et utilise deux miroirs d'alignement.

Méthode d'alignement

Pour régler le faisceau à l'infini, les deux théodolites sont placés devant le collimateur et pointent la source (figure 3.18). Leurs zéros sont réglés au préalable en les faisant se pointer mutuellement. Si les deux théodolites pointent dans la même direction, c'est-

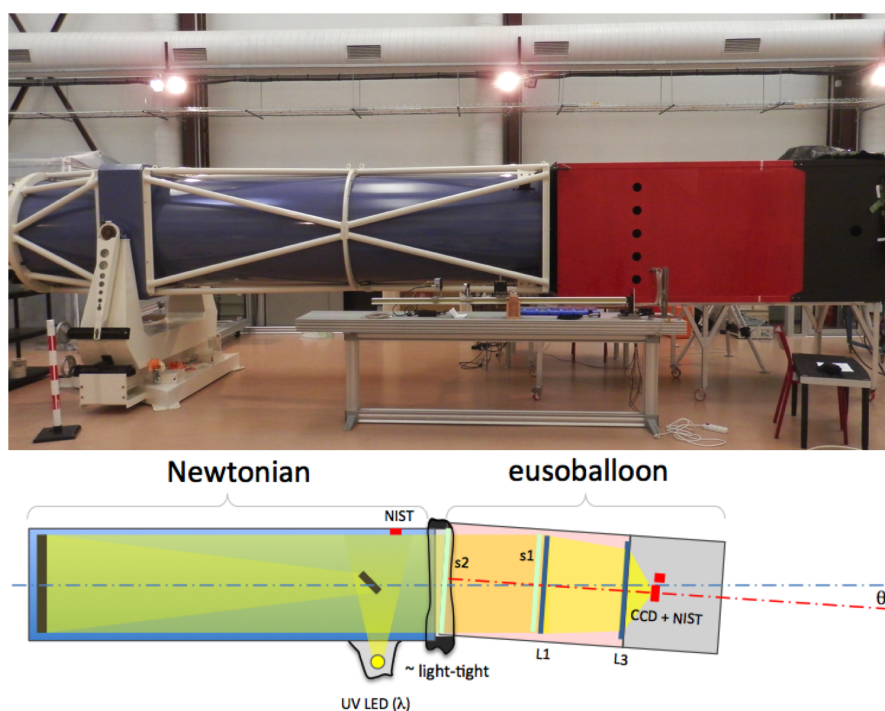


FIGURE 3.17 – Banc de caractérisation du système optique pour la première campagne de mesures 2014. La photo montre la disposition du collimateur Newtonien aligné avec le système optique dans la structure rouge de la nacelle. Le système d'acquisition (CCD+photodiode NIST) se trouve dans le box-détecteur noir de l'instrument. L'angle d'incidence entre le faisceau collimaté et le système optique est noté θ .

Équipement	Nombre	Modèle	Constructeur
optiques	2	lentille de Fresnel	RIKEN
Banc optique	1	Structure d'EUSO-Ballon	ECM et Design'air
Collimateur	1	Newton 1m	Zeiss
LED 337nm	1	UVTOP335-HL	Roithner LaserTechnik
LED 357nm	1	UVTOP355-HL	Roithner LaserTechnik
LED 391nm	1	VL390-5-15	Roithner LaserTechnik
Sphère intégrante	1	diamètre 5cm	Graseby Optronics
Platine de translation	2	100mm	Newport Instrument
Platine de translation	1	100mm manuel	Newport Instrument
Contrôleur	1	contrôleur 2axes manuel	Newport Instrument
Caméra CCD	1	Lucas S 658M	Andor Technology
Photodiode NIST	2	PD300-UV1	Ophir Photonics
Wattmètre	1	LaserStar Dual Channel	Ophir Photonics
Théodolite	2	Théodolite numérique	Leica
Miroir d'alignement	2	miroir plan	Edmund optics

TABLE 3.3 – Équipement utilisé pour la campagne de tests 2014.

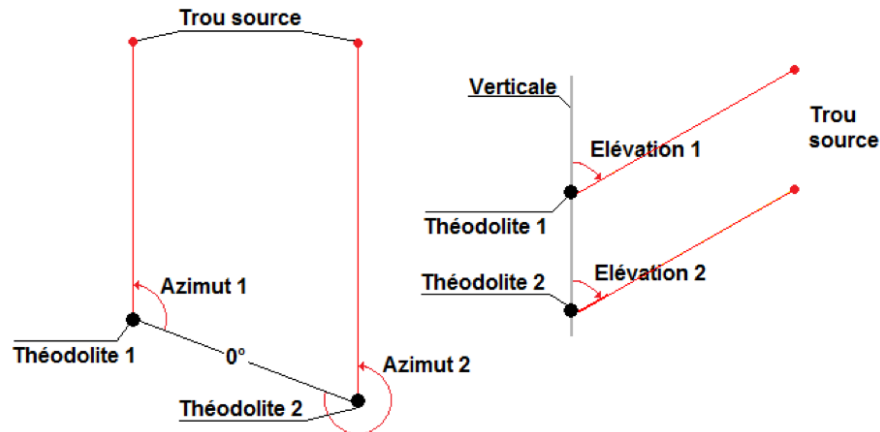


FIGURE 3.18 – Illustration de visée de trou source avec deux théodolites.[1]

à-dire que $\text{élévation}_1 = \text{élévation}_2$ et $\text{azimut}_1 + 180^\circ = \text{azimut}_2$, alors la source est "à l'infini", le faisceau sort parallèle du collimateur. La position de la source au point focal du collimateur est réglée en conséquence.

La même technique est utilisée pour aligner l'instrument. Pour cela, un miroir plan est installé sur un support orientable sur la structure du collimateur. Un théodolite pointant le faisceau collimaté et l'autre sa led d'autocollimation vue dans le miroir, il est possible de régler le miroir d'alignement pour qu'il soit perpendiculaire au faisceau du collimateur. Enfin, un deuxième miroir plan est installé sur la structure de l'instrument EUSO, le système optique étant bien aligné sur la structure mécanique. L'angle d'incidence est alors calculé grâce à un théodolite pointant le miroir du collimateur (indiquant la direction du faisceau collimaté) et l'autre pointant le miroir de l'instrument EUSO (indiquant la direction de l'axe optique du système) comme illustré sur la figure 3.19. Dans ce cas, l'angle d'incidence θ_i est obtenue par $\theta_i = t_1 + 180^\circ - t_2$.

3.4.2 Les mesures sur caméra CCD

Les premières mesures faites visaient à estimer la taille de la PSF et la localisation du spot focal avec la caméra CCD. Pour cela, plusieurs images CCD ont été prises le long de l'axe optique. Pour chaque image, une gaussienne 2D a été "fitée" sur le spot afin d'avoir une première estimation de la taille du spot. La figure 3.20 montre la taille de la FWHM "fitée" en fonction de la distance entre la lentille L3 et la caméra CCD. La Full Width at Half Maximum (FWHM) minimum trouvée alors était de 1.5mm. Ceci était étonnamment petit, les simulations prévoyant plutôt une taille du spot entre 5 et 6mm. Tout de suite, un problème a été soupçonné : il était probable que le spot visible par la CCD soit en fait seulement la partie centrale, très piquée, d'un spot beaucoup plus étalé. Il fallait explorer plus loin et avec une meilleure sensibilité : la caméra CCD a alors été abandonnée au profit de la photodiode NIST.

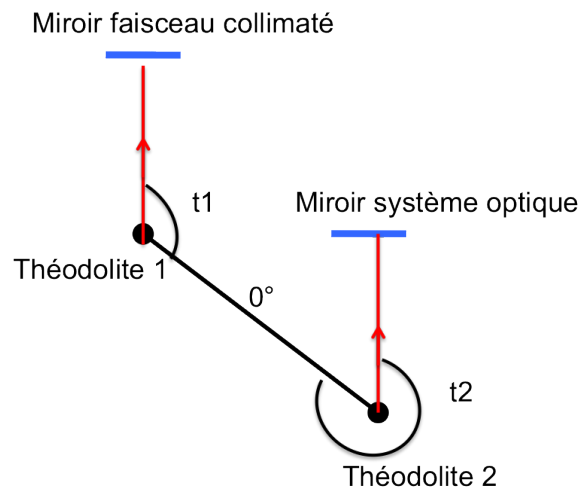


FIGURE 3.19 – Illustration de la mesure de l'angle d'incidence avec deux théodolites. Le miroir "faisceau collimaté" est perpendiculaire au faisceau incident. Le miroir "système optique" est perpendiculaire à l'axe optique. L'angle d'incidence vaut $\theta_i = t1 + 180^\circ - t2$

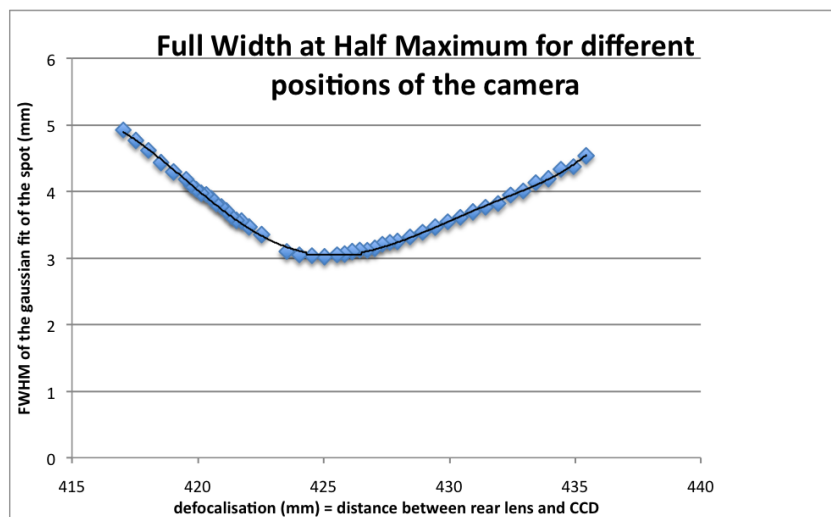


FIGURE 3.20 – Exploration de la FWHM avec la CCD pour un angle d'incidence de 3.1° et une longueur d'onde de 390nm. La FWHM est issue de "fit" gaussien sur chaque image CCD et son minimum se trouve autour de 425mm de la lentille L3.

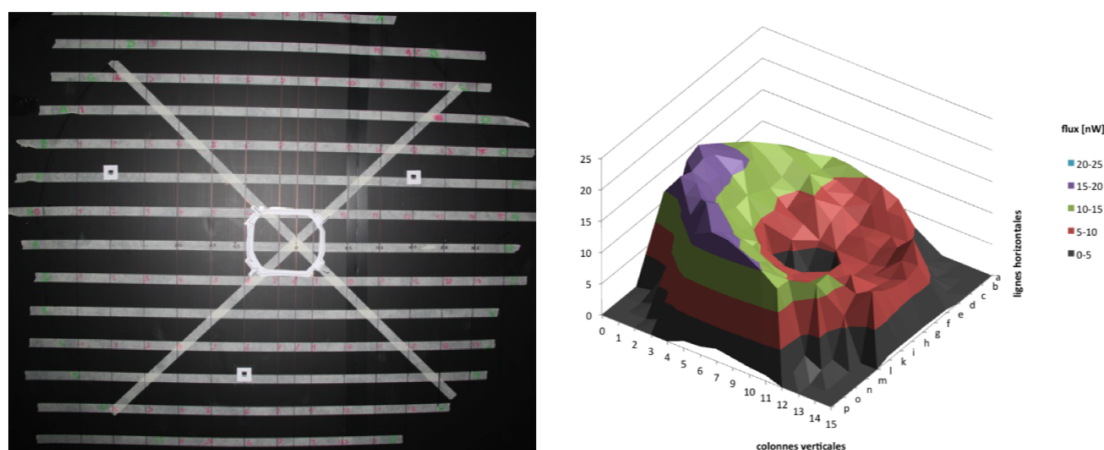


FIGURE 3.21 – Grille et mesures du faisceau collimaté à 390nm.

3.4.3 Utilisation de la photodiode NIST

Pour toutes les mesures qui vont suivre, seule la photodiode NIST a été utilisée. Nous commencerons donc à expliquer les méthodes utilisées avec la photodiode qui ont été appliquées lors de toutes les mesures suivantes de cette campagne de tests.

Mesure du flux incident

Afin d'obtenir l'efficacité optique donc le pourcentage de flux incident qui est focalisé sur la surface focale, il faut mesurer l'énergie lumineuse contenue dans le faisceau collimaté.

Une grille de 1m^2 a été créée afin de scanner directement le flux dans tout le faisceau collimaté avec la photodiode NIST puis placée devant le système optique. Cette grille et le faisceau reconstruit issu des mesures sont présentés figure 3.21. Grâce aux 160 mesures photodiode sur la grille, l'énergie dans le faisceau peut être reconstruit, sa forme comme l'énergie lumineuse totale qu'il contient.

Cette méthode est malheureusement extrêmement lente, les 160 mesures de photodiode NIST devant être prises à la main. Nous avons par la suite utilisé un appareil photo rendant la mesure du faisceau réalisable dans des temps humainement convenables. Pour cela, un panneau blanc a été placé devant la première lentille. Celui-ci réagit par fluorescence à la lumière UV en la renvoyant dans le bleu, à la manière des lumières noires dans les discothèques. En effet, dans la plupart des blancs industriels (comme le papier blanc, la teinture blanche, la lessive,...) il y a une certaine quantité d'azurins qui réémettent l'UV en lumière visible. Il est alors possible de prendre en photo la forme du faisceau collimaté comme sur la figure 3.22. La répartition du flux obtenue à partir de la photo est alors calibrée avec quelques mesures de photodiode NIST pour obtenir l'intensité lumineuse dans le faisceau.

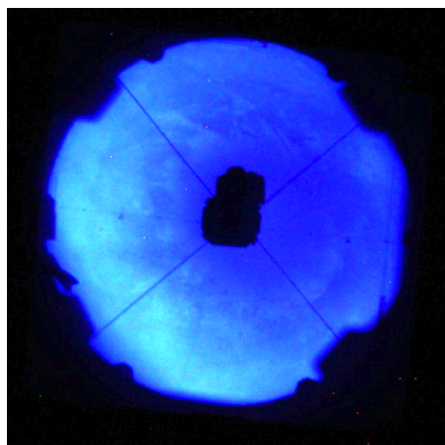


FIGURE 3.22 – Photo du faisceau UV à 390nm collimaté grâce à l'utilisation d'un panneau blanc.

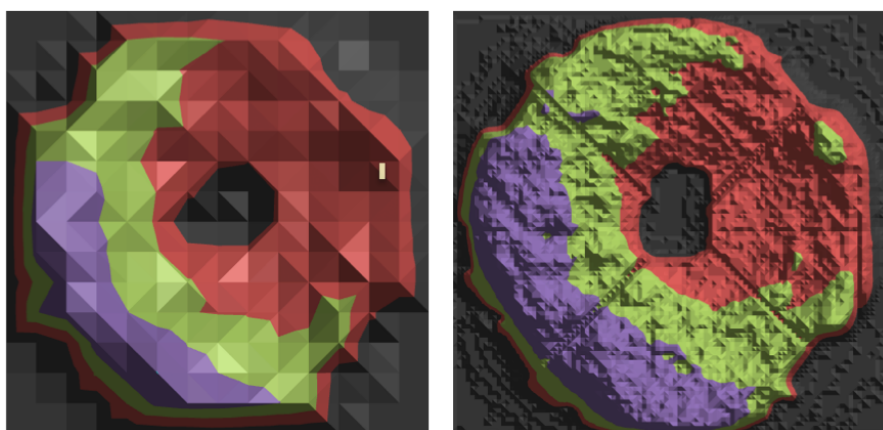


FIGURE 3.23 – Comparaison de la mesure "grille-photodiode NIST" et la mesure "photo" du faisceau incident à 390nm. *Gauche* : carte du flux incident obtenue avec la grille et les 160 mesures de photodiode NIST. *Droite* : carte du flux incident obtenue à partir de la calibration de la photo. Les deux méthodes sont en très bon accord, la carte issue de la photo est par contre bien plus détaillée.

Cette méthode s'est révélée particulièrement efficace. Comme le montre la figure 3.23, l'utilisation de la photo est tout à fait en accord avec les mesures de photodiode NIST, la carte obtenue est même de bien meilleure résolution.

En plus de pouvoir en déduire le flux incident total, cette technique permet de visualiser la forme du faisceau. Ce qui nous a fait remarquer le défaut important du collimateur, réfléchissant de manière inhomogène la lumière issue de la LED. Ce problème est discuté dans le chapitre 3.4.6, bilan de la campagne de tests 2014.

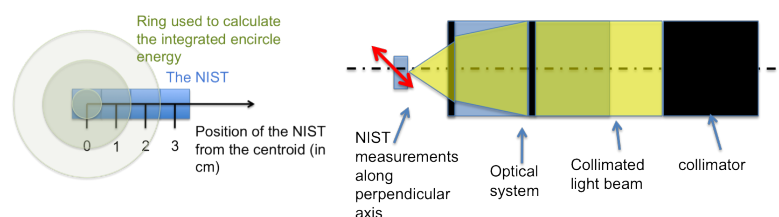


FIGURE 3.24 – Méthode de calcul de l'énergie encerclée pendant la campagne 2014. Au niveau de la position du spot focal, la photodiode NIST est déplacée le long d'un axe perpendiculaire à l'axe optique (*droite*). Ces mesures permettent d'obtenir une approximation de l'énergie lumineuse à une certaine distance du centroïde et sont utilisées comme moyenne surfacique de l'énergie lumineuse contenue dans un certain anneau (*gauche*). La somme progressive du flux lumineux des anneaux permet de calculer l'énergie encerclée.

Exploration radiale et énergie encerclée

À l'issue de l'abandon de la caméra CCD, les mesures ont du être prises avec la photodiode NIST. Une fois la photodiode NIST alignée avec le spot focal, une exploration dans la direction de l'axe optique a permis de trouver la position optimale de l'image : celle où le flux mesuré est le plus important.

Mesurer avec la photodiode NIST implique qu'on ne peut acquérir une image directement comme avec une caméra CCD. Les mesures ont donc été faites le long un axe perpendiculaire à l'axe optique, afin de mesurer une coupe de la distribution de lumière dans le plan focal, ce qui a aussi permis de reconstruire l'énergie encerclée. L'énergie encerclée à une certaine distance du centroïde du spot focal est définie comme l'énergie lumineuse contenue dans un cercle de rayon cette distance du centroïde.

Cette énergie encerclée est calculée à partir de la mesure de la coupe du spot focal comme expliqué par la figure 3.24. Chaque mesure de la photodiode NIST le long de l'axe perpendiculaire à l'axe optique sert de moyenne surfacique d'un anneau autour du centroïde du spot. Les anneaux sont ensuite sommés pour obtenir l'énergie encerclée. Cette énergie encerclée est toujours présentée normalisée par le flux incident.

3.4.4 Caractérisation du système optique

La coupe du spot et l'énergie encerclée ont été mesurées pour une longueur d'onde de 390nm et un angle d'incidence de 3.5° . Les mesures sont présentées figure 3.25. On voit très bien sur le graphique, celui en échelle linéaire, que malgré un spot bien marqué, l'énergie encerclée n'atteint jamais de plateau. Ceci confirme les craintes d'une importante lumière diffuse présente sur tout le plan focal. Le graphique de droite, en échelle log, permet de mieux visualiser la forme du spot qui présente de grandes "ailes".

Grâce à la mesure du flux incident, on peut obtenir l'énergie encerclée en pourcentage du flux incident. Nous allons en premier lieu définir l'efficacité optique comme le pourcentage de lumière incidente capté dans le cm^2 central. Ceci est une grossière approximation, et devrait être surévalué, le spot focal étant censé être plus petit que 1cm. Dans notre cas, on trouve : $\epsilon_{opt} = 30.5 \pm 3\%$. Par manque de temps, les autres angles d'incidence et les autres longueurs d'onde n'ont pas pu être caractérisés avant le vol.

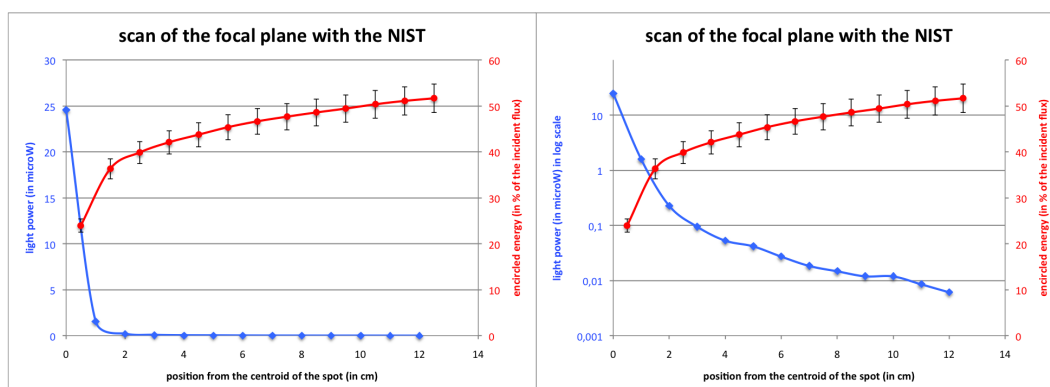


FIGURE 3.25 – Coupe du spot et énergie encerclée mesurée pendant la campagne 2014. L'angle d'incidence vaut 3.5° et la longueur d'onde 390nm . La coupe du spot est en bleu, l'énergie encerclée en rouge. *Gauche* : en échelle linéaire. *Droite* : coupe du spot en échelle log et énergie encerclée en échelle linéaire.

3.4.5 Système entièrement intégré

À la suite de cette première campagne de mesures, l'instrument a été entièrement intégré afin de le tester complètement. Tout le bloc électronique a été installé y compris le PDM. Certaines caractérisations critiques ont pu être faites malgré le planning serré.

Efficacité end-to-end et taille du spot

Avoir l'instrument entièrement intégré permet de mesurer directement l'efficacité totale de l'instrument, on la nomme "efficacité end-to-end". Le PDM a d'abord été placé sur la position optimale théorique. Après avoir mesuré le flux incident, une image du spot a été prise avec le détecteur. Celle-ci est présentée figure 3.26. Afin d'accéder à la taille du spot, un fit gaussien 2D a été utilisé et a donné une $FWHM = 9\text{mm} = 3\text{pixels}_{PDM}$. Les caractéristiques du spot vu par le PDM sont décrites table 3.4.

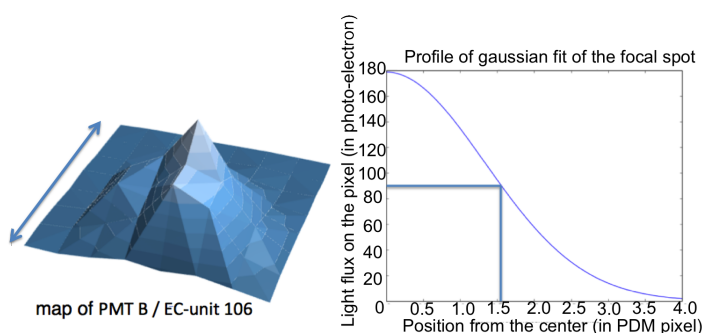


FIGURE 3.26 – Spot focal vu par le PDM. Une fonction gaussienne 2D est "fitée" au spot pour obtenir sa FWHM comme le montre la coupe de *droite*. Cette mesure a été faite à 375nm et 4.5° .

Caractéristiques	
FWHM	9mm
maximum	8.3pe/GTU
Intégrale	83 ± 6pe/GTU
3x3pixels centraux	41 ± 3pe/GTU

TABLE 3.4 – Caractéristiques du spot focal vu par le PDM. Le flux de lumière est donné en photo-électron par GTU. La longueur d'onde valait 375nm pour un flux incident de $350 \pm 70pW$.

Sachant que le flux incident mesuré était de $P_{beam} = 350 \pm 70pW$, l'efficacité end-to-end a pu être calculée pour le spot total et pour la partie centrale 3x3 pixels :

$$\epsilon_{tot} = 6 \pm 1.6\%$$

$$\epsilon_{3x3} = 3 \pm 0.8\%$$

Position optimale du PDM

Pour trouver la position optimale du PDM, différentes mesures ont été prises à plusieurs longueurs d'onde. Pour chaque mesure, un fit Gaussien a été effectué pour mesurer la taille du spot. La position présentant la taille de spot minimale est considérée comme la position optimale du détecteur. Les mesures sont résumées figure 3.27. La position optimale trouvée place la surface du PDM à 438mm de L3. Avec les 2mm de filtre BG3 sur le détecteur, la surface active, c'est-à-dire la surface des photo-cathodes sensibles aux photons, se trouve à **440mm de la lentille L3**. La distance théorique optimale est de 431mm.

A cause d'un manque crucial de temps, les mesures obtenues sont malheureusement restées incomplètes. Mais, une fois le PDM reparti pour des derniers tests à Paris, et juste avant le colisage de l'instrument, quelques dernières mesures du système optique ont confirmé cette distance de focalisation. Les deux cartes de la figure 3.28 sont des scans de mesures de photodiode NIST dans un plan comportant l'axe optique. Elles permettent de trouver le point contenant le plus d'intensité lumineuse, point que nous considérerons comme optiquement optimal. La distance de focalisation optimale serait 440mm à 355nm et 450nm à 390nm.

La figure 3.29 résume les positions optimales mesurées aux différentes longueurs d'onde et les compare aux positions optimales théoriques. On remarque que le comportement global est sensiblement le même : la position optimale s'éloigne de l'optique quand la longueur d'onde augmente. Bien qu'il n'y ait pas de mesure de distance précise pour les petites longueurs d'onde, on peut donc estimer la position optimale trouvée comme correcte au premier ordre. De manière générale, le système réel focalise plus loin que le système idéal.

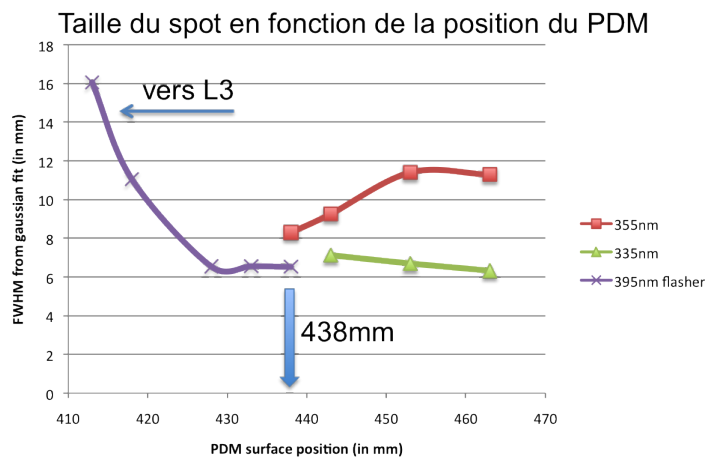


FIGURE 3.27 – Taille du spot en fonction de la position du PDM. Les mesures ont été faites avec différentes longueurs d'onde. La position optimale adoptée place la surface du PDM à 438mm de L3.

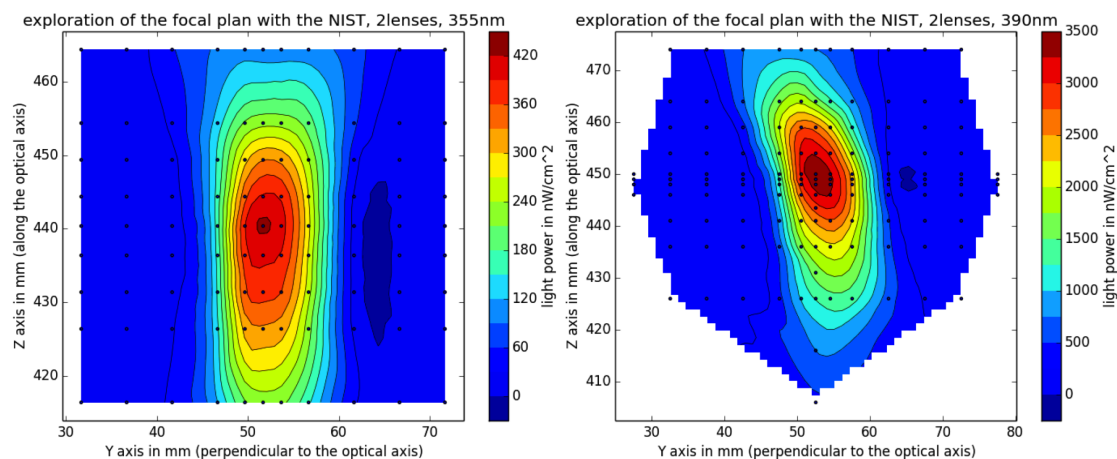


FIGURE 3.28 – Scan 2D de l'intensité lumineuse le long de l'axe optique pour 2 longueurs d'onde pendant la campagne 2014. L'axe des ordonnées représente l'axe optique, l'axe des abscisses l'axe horizontal perpendiculaire à l'axe optique. Les points de mesure sont symbolisés par les points noirs. L'interpolation de couleur nous permet de découvrir la forme de la lumière focalisée le long de l'axe optique, les cartes étant interprétables comme des coupes horizontales.

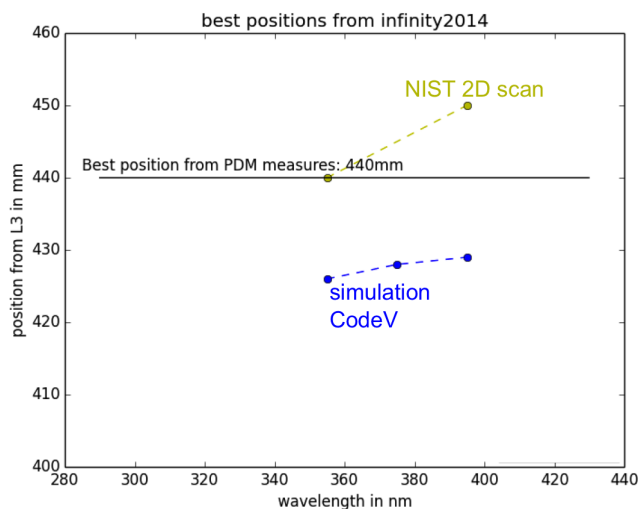


FIGURE 3.29 – Positions optimales mesurées pendant la campagne de tests 2014 comparées aux positions optimales théoriques.

3.4.6 Discussion et bilan de la campagne de tests 2014

Malgré une caractérisation incomplète du système optique, la campagne 2014 nous a beaucoup appris sur une optique de type EUSO et sur les moyens nécessaires à sa caractérisation. De nombreuses différences ont été découvertes avec les modèles théoriques.

Capitalisation sur la campagne 2014

Nous avons découvert la quantité importante de lumière diffuse produite par les lentilles de Fresnel. Ce phénomène n'était pas du tout prévu par les simulations et dégradait de façon très importante les performances de l'optique. Le spot est devenu très large, la lumière diffuse s'étalant sur tout le plan focal. Il est possible que cette lumière diffuse vienne de la rugosité de surface de la lentille obtenue ou de la méthode de taille du tour. D'autres différences avec les modèles théoriques ont été découvertes pendant les mesures. Outre une efficacité plus faible, la distance de focalisation mesurée était bien supérieure, de près de 1cm.

Mais ces premières caractérisations nous ont aussi permis de développer des méthodes de tests spécifiques à notre système. Ainsi, l'utilisation de la caméra CCD a été abandonnée au profit de la photodiode NIST. L'énergie encerclée est devenue la mesure représentative de ces optiques. Pour cela, le scan à la main était très lent et lourd. Les prochains tests verront cette étape automatisée. L'échantillonnage de mesure du spot était largement limité par la grande surface active de la photodiode NIST (1cm²). Un diaphragme sera nécessaire pour atteindre une meilleure précision. Enfin, la méthode de mesure du flux incident grâce à l'aide d'un appareil photo s'est révélée particulièrement efficace.

caractéristique	valeur expérimentale	valeur théorique
FWHM (375nm)	9mm	7mm
Distance de focalisation	440mm	431mm
efficacité (390nm)	$22.2 \pm 3\%$	50%

TABLE 3.5 – Caractéristiques optiques mesurées pour le système "2-lentilles" pendant la campagne 2014 comparées aux valeurs théoriques.

Un problème reste l'inhomogénéité du faisceau incident induite par le collimateur. Ce collimateur de 1m permettait de créer un faisceau collimaté sur toute l'ouverture du système optique. Malheureusement, nous avons découvert que le miroir principal du télescope était très mauvais en UV et renvoyait un faisceau pas du tout homogène. Le flux sur les extérieurs du faisceau était le double de celui du centre. Ces différences sont clairement visibles sur la photo du faisceau (figure 3.22) et ressemblent à une dégradation du centre du miroir pendant un nettoyage manuel. Les conséquences de l'utilisation d'un tel faisceau sont très difficilement quantifiables. La campagne de tests 2015 verra l'abandon du collimateur au profit d'une source placée très loin du système afin d'obtenir un faisceau homogène.

Les optiques prêtes pour le vol

La taille du spot focal a pu être mesurée directement par le PDM et fait 3 pixels de PDM de large, soit 9mm. La distance de focalisation trouvée est de 440mm. La seule efficacité optique mesurée vaut $30.5 \pm 3\%$ dans le cm^2 central, soit $\epsilon_{opt/3x3} = 22.2 \pm 3\%$ pour l'efficacité dans les 3x3pixels centraux ou dans le spot. Malheureusement, ces mesures ont toutes été faites à une seule longueur d'onde et un seul angle d'incidence, ce qui est insuffisant pour bien comprendre le système optique mais assez pour avoir fait apparaître les divergences avec le modèle théorique. Les caractéristiques mesurées dans la campagne de tests 2014 sont résumées dans la table 3.5.

Pendant l'intégration de l'instrument, un grand nombre de LEDs a été découvert dans le matériel électronique. Ces LEDs ont été masquées au maximum mais vu la sensibilité du détecteur, il a été décidé d'entourer le PDM d'un soufflet opaque bloquant la lumière tout en laissant libre le moteur de focalisation. De plus, dans le but de limiter la lumière diffuse et les réflexions potentielles, deux diaphragmes ont été rajoutés : un formant une collerette au détecteur (figure 3.30) et un autre, de grande taille, devant la lentille L3 (figure 3.31). Les deux diaphragmes ont été conçus à partir d'un tracé de rayons des simulations et des distances théoriques (figure 3.32), puis redimensionnés pour avoir une ouverture plus large et éviter toute occultation de lumière focalisée.

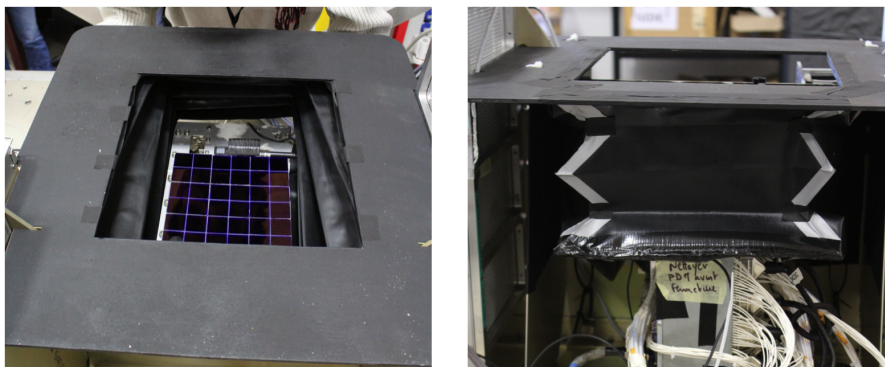


FIGURE 3.30 – Soufflet et petit diaphragme entourant le PDM empêchant la lumière diffusée et réfléchiée d'atteindre la surface focale tout en laissant libre le mouvement de focalisation du détecteur.

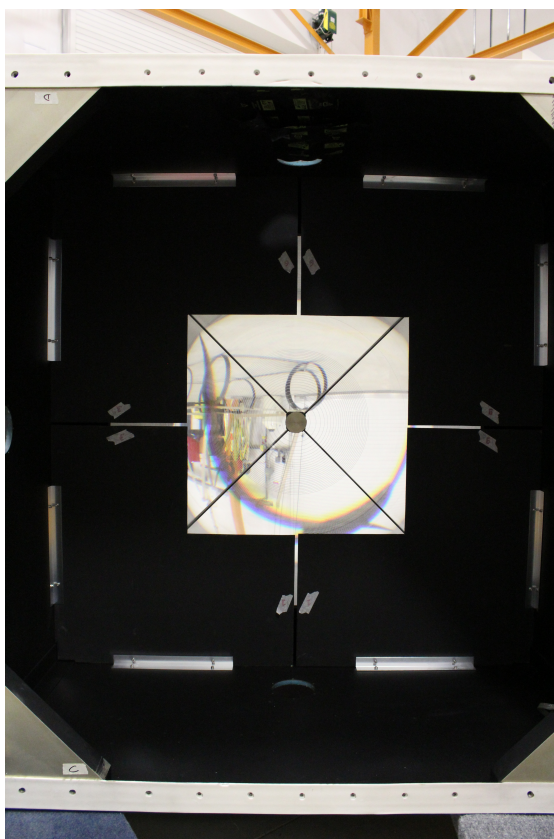


FIGURE 3.31 – Grand diaphragme de la lentille L3 vu depuis la direction du détecteur. Ce diaphragme a pour but de limiter la lumière diffusée.

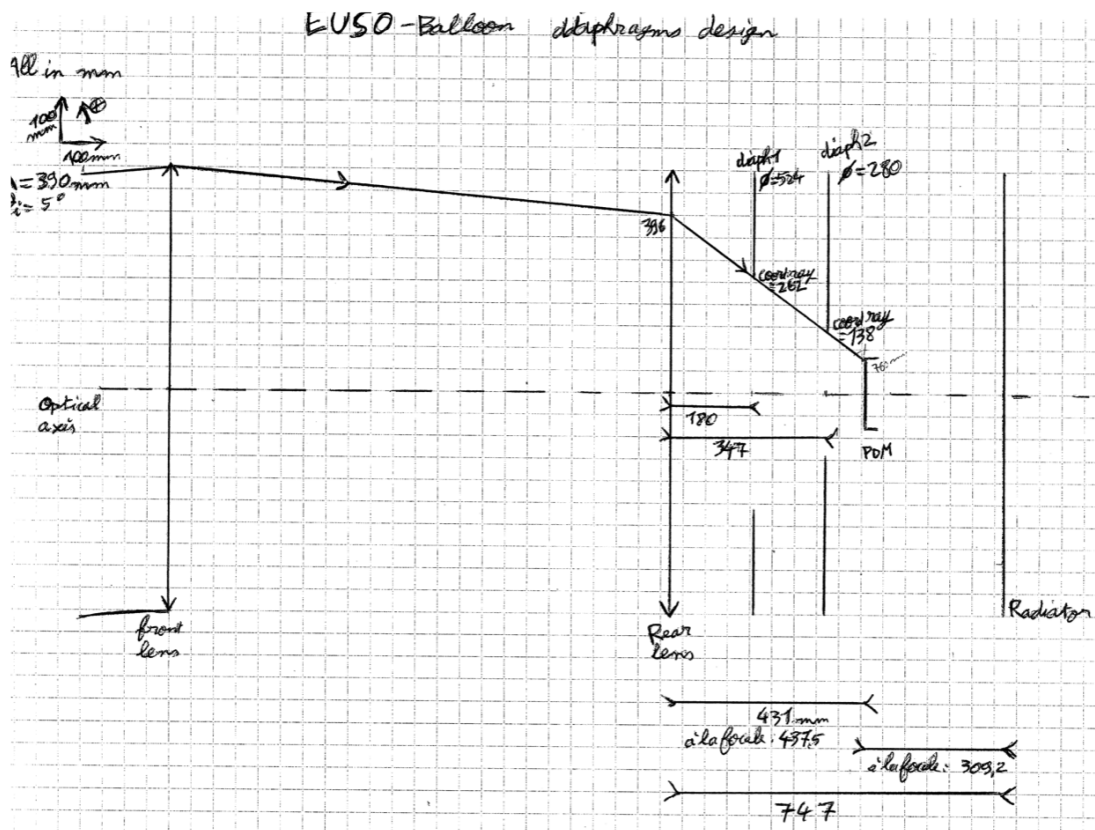


FIGURE 3.32 – Conception des diaphragmes par tracé de rayons.

3.5 La caractérisation "post-flight" du système optique

A la suite de la campagne de test 2014, il a été décidé d'abandonner le collimateur de 1m. Bien que ce dernier permettait d'obtenir un faisceau collimaté, le miroir primaire du collimateur était très peu efficace en UV et abimé en son centre créant un faisceau peu intense et très inhomogène.

La solution trouvée est d'utiliser une source de lumière sans collimateur et placée assez loin de l'instrument pour qu'elle soit considérée comme étant à l'infini. Pour cela, on considère que la divergence du faisceau ne doit pas dépasser le champ de vue par pixel du détecteur afin que les différences sur le spot focal ne soient pas vues. Sur le schéma de la figure 3.33, α est le champ de vue par pixel théorique, qui est égal à 0.23° , D est l'ouverture du système optique (1m), d la distance du système optique à la source de lumière et θ l'angle de divergence du faisceau.

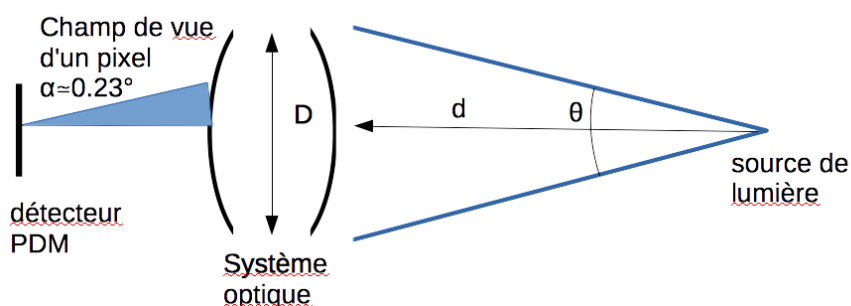


FIGURE 3.33 – Schéma d'utilisation d'une source à l'infini pour un test optique. Le critère utilisé sur la divergence du faisceau incident est le champ de vue par pixel du vrai détecteur. Ici, D est le diamètre d'ouverture de $L1$: 1m.

La distance minimale à laquelle la source est considérée comme à l'infini est calculée pour $\theta = \alpha$: $d = 250m$. Sachant que la taille du spot a été mesurée pendant la campagne de tests précédente et que la distance de 250m n'est pas praticable en laboratoire, nous pouvons relâcher ce critère en utilisant le champ de vue de la taille du spot focal : trois pixels. Pour $\theta = 3 * \alpha = 0.7^\circ$, la distance d devient 83m.

Le bâtiment du site Roche de l'IRAP comporte heureusement un long couloir au sous-sol. C'est donc dans ce couloir que le banc de mesure a été installé. La source optique a pu être installée à 73m du système optique. Dans ce cas là, $\theta = 0.78^\circ$, soit 3 pixels et demi sur le détecteur, ce qui est dans l'ordre de grandeur de la taille de la PSF.

3.5.1 Description du banc de mesure

Toute la longueur du couloir a été utilisée afin de s'approcher au maximum de la distance "à l'infini" comme le montre la figure 3.34. Une photodiode "NIST" est placée à l'entrée du télescope afin de contrôler la stabilité du flux incident pendant la mesure. Enfin, un système automatique 3-axes permet à une autre photodiode NIST de mesurer

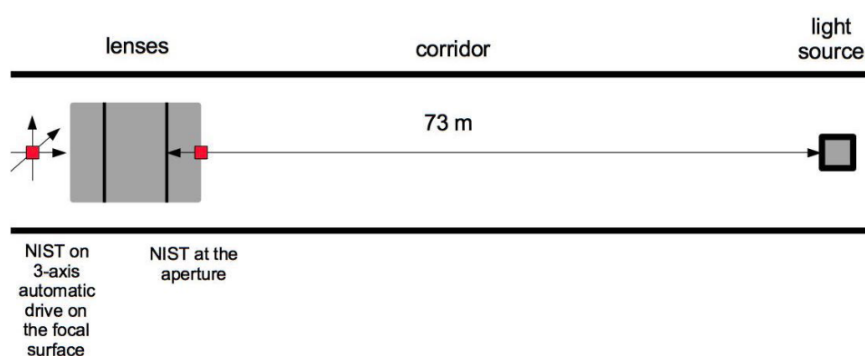


FIGURE 3.34 – Schéma du banc de mesure de la campagne de tests 2015.

en 3D la lumière focalisée par le système. Ce système est décrit plus en détails dans le chapitre 3.5.3.

La figure 3.35 montre une vue schématique de la source de lumière UV. Une lampe au mercure de 100W (Newport 6281) crée un faisceau puissant dont une longueur d'onde est choisie par un filtre passe-bande. Quatre filtres sont disponibles, centrés sur les raies du mercure, et répartis sur toute la bande passante de l'instrument : 313nm, 334nm, 365nm et 405nm. Le spectre de la source est donnée par la figure 3.36 et les caractéristiques des filtres dans la table 3.6. Ces filtres, ajoutés à la lampe au mercure, permettent de sélectionner efficacement les longueurs d'onde sans perdre trop de flux de lumière.

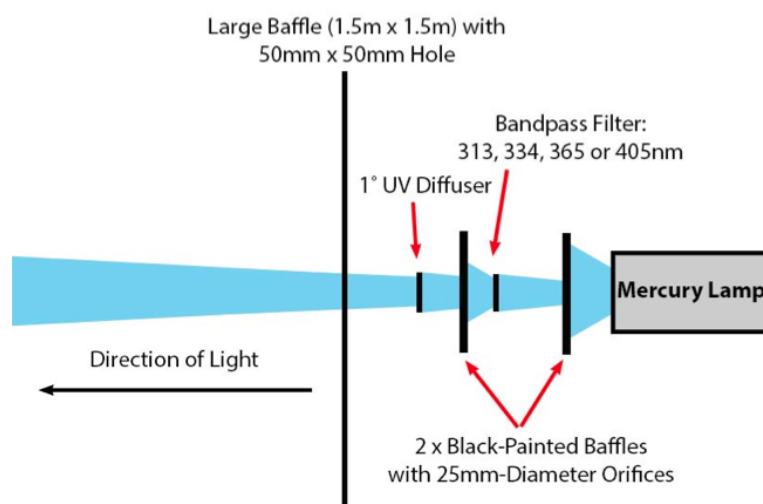


FIGURE 3.35 – Vue schématique de la source de lumière UV. Un filtre passe-bande permet de sélectionner une longueur d'onde. Un diffuseur holographique est placé afin de créer un faisceau homogène. Enfin, plusieurs diaphragmes sont placés pour éliminer toute lumière réfléchi ne passant pas par le filtre.

Filtres passe-bande des raies du mercure				
Modèle	Longueur d'onde centrale	FWHM	transmission minimum du pic	Constructeur
10MLF10-313	$313.0 \pm 3nm$	$11 \pm 3nm$	12%	Newport
10MLF10-334	$334.1 \pm 2nm$	$12 \pm 2nm$	35%	Newport
10MLF10-365	$365.0 \pm 2nm$	$12 \pm 2nm$	30%	Newport
10MLF10-405	$404.7 \pm 2nm$	$10 \pm 2nm$	40%	Newport

TABLE 3.6 – Caractéristiques des filtres passe-bande utilisés.

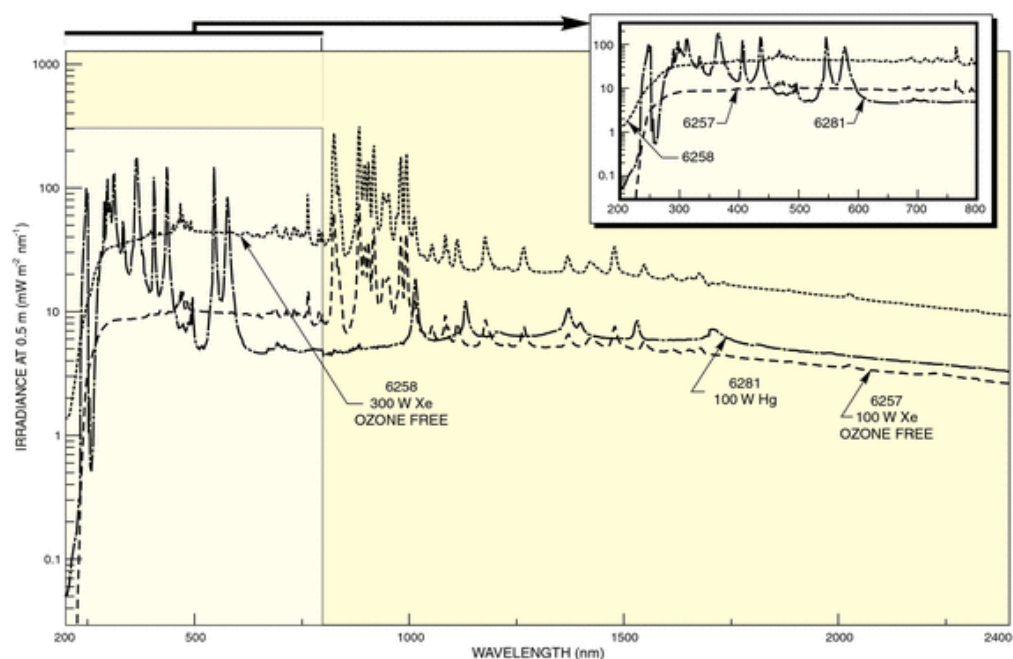


FIGURE 3.36 – Spectre de la lampe au mercure utilisée (6281 100W Hg). Ce spectre est donné par le constructeur[73]. La lampe au mercure présente la particularité d'avoir des raies étroites et intenses en UV.

3.5.2 Méthodologie de test

Du fait de la nécessité de faire un scan 3D, chaque mesure prenait un temps conséquent, 1h en moyenne. De plus, la mesure était faite à différentes longueurs d'onde et différents angles d'incidence. Une procédure précise a donc été établie afin de ne pas perdre un temps précieux. La procédure de mesure est décrite ci-dessous pour donner une vue d'ensemble. Les étapes clés traitant de la mesure de l'angle d'incidence, de la gestion de la lumière parasite, de la mesure du faisceau incident et de la variabilité de la source UV seront traitées en détails.

1. Tourner le système optique vers une nouvelle position d'incidence.
2. Mesurer l'angle d'incidence avec un laser.
3. Mettre en place diaphragmes et caches pour bloquer toute lumière extérieure et lumière directe de la source.
4. Placer le filtre passe-bande désiré.
5. Allumer la lampe au mercure et la laisser se stabiliser : 30min est un temps confortable.
6. Sélectionner la bonne longueur d'onde sur wattmètre Laserstar des photodiodes NIST.
7. Prendre une photo des lentilles.
8. Placer le panneau blanc devant la lentille L1, éteindre les lumières et prendre une longue pose du faisceau incident rendu visible par le panneau blanc.
9. Prendre rapidement des mesures du flux incident avec la photodiode NIST à dix positions différentes sur le panneau blanc.
10. Directement après, prendre la mesure du flux vu par la photodiode NIST contrôlant le flux incident.
11. Retirer le panneau blanc, et lancer le scan 3D de la région du spot focal.
12. À la fin de la mesure, changer de filtre passe-bande et recommencer pour une nouvelle longueur d'onde.

Mesure de l'angle d'incidence (étape 2)

Les mesures ont été faites à plusieurs angles d'incidence afin de mieux comprendre le comportement du système optique et son champ de vue. Pour mesurer l'incidence, un laser est placé au niveau de la source UV pointant vers un petit miroir situé au centre de la première lentille. La réflexion du laser sur le miroir permet de mesurer l'angle d'incidence (figure 3.37).

Afin de palier au défaut de planéité entre le miroir et la lentille, quatre mesures de réflexion sont prises pour quatre rotations de 90° du miroir. La position moyenne est utilisée pour calculer l'angle d'incidence. La différence entre la position moyenne et la réflexion la plus lointaine est une indication pessimiste de la précision de la mesure ; l'incertitude est évaluée ainsi à $\pm 0.05^\circ$.

L'avantage de cette méthode est une mesure précise de l'angle d'incidence, la source se trouvant loin du système optique. Par contre, il n'y a aucun contrôle sur l'angle visé quand on tourne le système vers une nouvelle incidence. En effet, à cause de problèmes pratiques, le système optique est déplacé à la main sur ses supports.

Gestion de la lumière parasite (étape 3)

La photodiode NIST peut être réglée à une certaine longueur d'onde. Cela change seulement la manière dont le wattmètre interprète la valeur mesurée, la photodiode

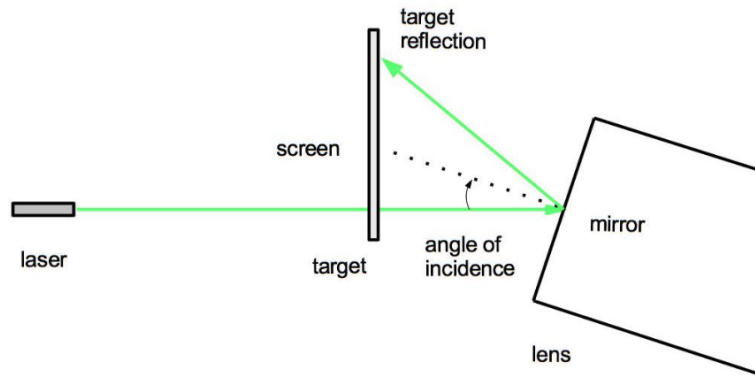


FIGURE 3.37 – Mesure de l’angle d’incidence par un laser. Le laser est situé au niveau de la source UV et se réfléchit sur un miroir placé sur la première lentille. La position de l’image réfléchi permet de calculer l’angle d’incidence.

NIST mesurant toute la lumière dans sa bande passante. Il était donc nécessaire d’éliminer toute lumière parasite pendant la caractérisation des optiques. Le couloir étant de plus utilisé pendant la journée, il a naturellement été décidé de mesurer seulement la nuit. Toutes les fenêtres et portes, sources potentielles de lumières extérieures, ont été couvertes. Afin de tester le noir obtenu, des mesures ont été prises avec la photodiode NIST à l’entrée du système optique indiquant une valeur inférieure au nW. La lumière résiduelle a été considérée comme négligeable.

Afin d’éviter la lumière qui viendrait directement de la source UV sans passer par le filtre, ou par réflexion ou diffusion, un large diaphragme a été fabriqué et placé à $\approx 15m$ de la source UV, et les petits diaphragmes en aluminium présents sur la figure 3.35 ont été installés devant la source. Enfin, un large panneau a été rajouté juste devant la source UV. Ce panneau laissait passer le faisceau issu du filtre passe-bande et du diffuseur, bloquant la lumière diffuse en utilisant pratiquement tout le couloir. Tous ces diaphragmes ont été peints en noir afin d’atténuer les réflexions.

Ces différents diaphragmes ont été installés, et la lumière résiduelle vérifiée, lors d’un processus itératif. Pour cela, nous avons installé un des diaphragmes, allumé la lampe, caché la sortie du filtre et mesuré la lumière résiduelle au niveau de l’entrée de l’instrument. Un autre diaphragme était installé s’il restait de la lumière résiduelle. A la fin du processus, le niveau de lumière résiduelle n’était plus mesurable par la photodiode NIST ($\approx 0nW$), alors que le niveau de lumière dans le faisceau variait entre 20 et 80nW en fonction du filtre utilisé.

Mesure du faisceau incident (étape 8 et 9)

Afin de mesurer l’efficacité du système, la forme et l’intensité du faisceau incident doivent être connues. Cela sert à vérifier l’homogénéité du faisceau et donc la validité des mesures et à calculer l’efficacité optique.

La mesure du faisceau incident est effectuée en plaçant un panneau blanc devant la

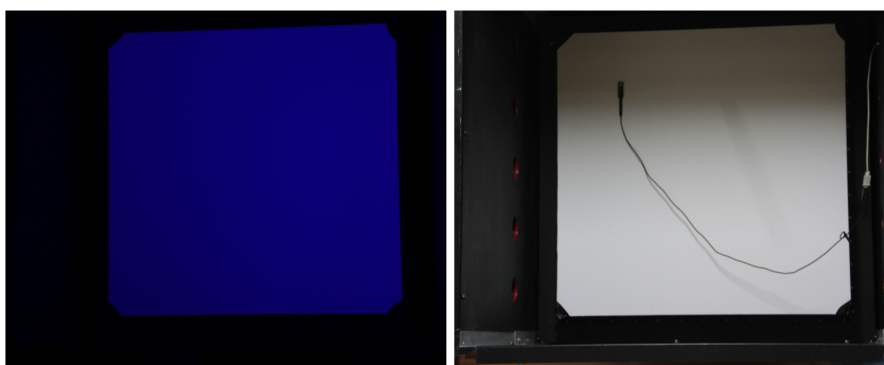


FIGURE 3.38 – Méthode de mesure du flux incident. *Gauche* : photo longue pause du flux UV rendu visible par le panneau blanc. *Droite* : emplacement de la photodiode NIST pour une mesure du flux.

première lentille, renvoyant la lumière UV dans le bleu, de la même manière que pour la campagne de tests 2014 (voir chapitre 3.4.3). Grâce à une photo longue pause, il est ainsi possible de "voir" la forme du faisceau UV, comme sur la figure 3.38, et même d'en obtenir une mesure relative. L'appareil photo doit toujours être placé au même endroit pour éviter de devoir projeter les photos. Le temps de pose doit être assez long pour que la dynamique du flux photographié soit importante : compter entre 20 et 60s.

Dix mesures sont alors prises avec la photodiode NIST à des positions précises du panneau blanc afin de calibrer l'intensité vue par la photo avec une mesure réelle du flux lumineux au même endroit. L'intensité vue sur la photo est calibrée avec une régression linéaire entre les dix mesures du flux de la photodiode NIST et les dix valeurs correspondantes d'intensité sur la photo, comme le montre le graphique de la figure 3.39. Cette méthode permet d'obtenir la forme du faisceau incident, son homogénéité et une mesure du flux incident total.

Une évaluation de l'inhomogénéité du faisceau peut être donnée par la dispersion des valeurs issues de la photo ou en comparant la mesure de la photodiode NIST la plus élevée avec la plus faible. La différence entre les valeurs extrêmes était de l'ordre de 10 à 20% en fonction des conditions expérimentales.

Juste directement après les dix mesures de la photodiode NIST, une autre mesure doit être prise sur la première position afin de vérifier que le flux de lumière n'ait pas évolué pendant le processus.

Variabilité de la source UV

Pour contrôler la stabilité du flux incident, une photodiode NIST est placée à l'entrée du système optique. A chaque mesure prise par le système d'acquisition, une mesure du flux incident est associée. Cela a permis de découvrir que la lampe au mercure avait besoin de temps pour chauffer et se stabiliser. Mais plus important encore, la photodiode NIST de contrôle a montré que la source UV était instable sur le long terme.

Afin que toutes les mesures dans le plan focal soient normalisées sur le même flux incident, elles ont été recalibrées à partir des données de la photodiode NIST de contrôle

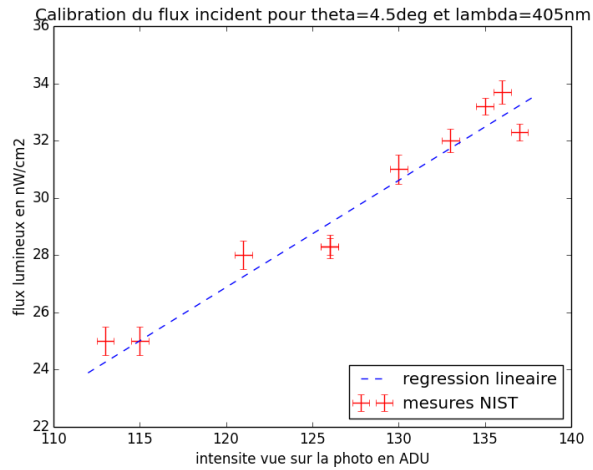


FIGURE 3.39 – Calibration du flux incident avec les mesures de la photodiode NIST. Exemple pour $\theta = 4.5^\circ$ et $\lambda = 405\text{nm}$. Les dix mesures de la photodiode NIST et les intensités correspondantes vues sur la photo permettent d'établir une relation et de calibrer l'intensité vue sur toute la photo.

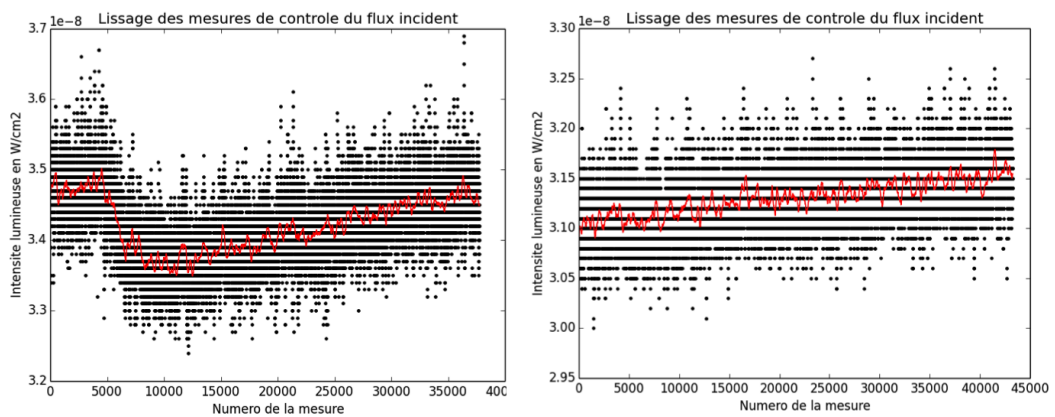


FIGURE 3.40 – Historique des mesures de la photodiode NIST de contrôle du flux incident pendant 2 runs. *Gauche* : 0.1° et 365nm . *Droite* : 4.5° et 405nm . Les deux exemples sont pour des mesures d'une heure et montrent bien la variabilité statistique des mesures de la photodiode NIST. Le lissage (en rouge) permet de faire ressortir la tendance, témoin de la vraie variabilité de la source UV.

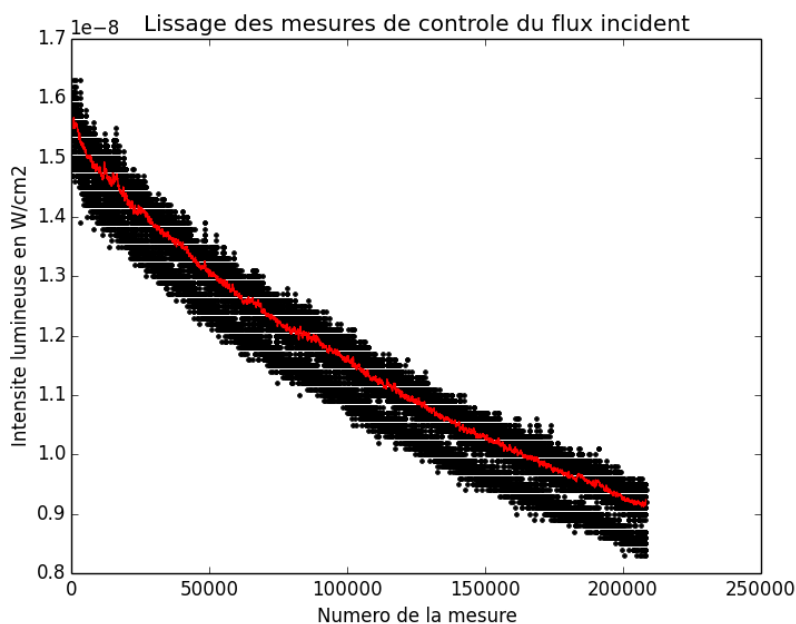


FIGURE 3.41 – Historique et lissage des mesures de la photodiode NIST de contrôle du flux incident pendant une mesure de 5h (0.1° et 334nm). Pendant ce temps, le flux de la source UV a baissé de près de 40%.

pendant la mesure du spot focal et pendant la mesure du flux incident à partir de l'équation 3.4.

$$I_{\text{spot focal}}(t)_{\text{normalisé}} = I_{\text{spot focal}}(t) * \frac{I_{\text{contrôle}}(\text{mesure flux incident})}{I_{\text{contrôle}}(t)} \quad (3.4)$$

Dans cette équation, $I_{\text{spot focal}}(t)$ est l'intensité brute mesurée par la photodiode NIST au niveau du spot focal, $I_{\text{spot focal}}(t)_{\text{normalisé}}$ est cette même intensité renormalisée, $I_{\text{contrôle}}(t)$ est la mesure de la photodiode NIST de contrôle pendant la mesure du spot et $I_{\text{contrôle}}(\text{mesure flux incident})$ est cette même mesure de contrôle mais pendant la mesure du flux incident.

Les mesures de la photodiode NIST de contrôle ont été préalablement lissées afin d'éviter la variabilité statistique de la mesure de la photodiode NIST. Les graphiques de la figure 3.40 montrent l'historique de la photodiode NIST de contrôle de deux mesures sur une heure de mesure de spot. Le lissage fait ressortir le comportement de la source UV dont le flux change avec le temps. Ceci est particulièrement visible sur la mesure de 5h, dont les mesures de la photodiode NIST de contrôle sont présentées figure 3.41. Pendant ce temps, la source UV n'est pas restée constante. Son flux a baissé de près de 40%. La fluctuation statistique de la mesure donne une idée de l'incertitude associée.

3.5.3 Le système d'acquisition

La campagne de mesures 2014 nous a appris la nécessité de mesurer le spot focal par un scan de la photodiode NIST. Pour que les mesures présentent une bonne résolution, un grand nombre de points est nécessaire. Une méthode automatique de scan du spot focal a donc été développée.

Spécifications et méthodes

Afin de mesurer le spot focal en de nombreux points du plan focal et de l'axe optique, à différents angles d'incidence et longueurs d'onde, une nouvelle méthode de mesure a été développée. Les besoins identifiés pour scanner suffisamment et efficacement le spot focal étaient les suivants :

- Automatisation complète pour rendre possible des mesures qui peuvent prendre beaucoup de temps.
- Un temps d'acquisition minimal.
- Des mesures en 3D du spot focal.
- Une dynamique d'une dizaine de cm.
- Un positionnement précis à moins d'un mm.
- Les commandes de mesure de la photodiode NIST et de déplacement dans un seul programme.
- Un programme commode qui facilite la tâche de l'opérateur.

Pour répondre à ces besoins, le système combine trois platines de translation linéaire, deux photodiodes NIST, un wattmètre et un contrôleur de platines, le tout relié et contrôlé par un programme LabView. L'équipement est résumé dans la table 3.7. Les positions données par les platines de translation sont par la suite référencées dans le système de coordonnées du système optique décrit par la figure 3.42. Les axes partent du centre de L3. Les axes X et Y sont respectivement les axes horizontaux et verticaux, sachant que l'axe Z suit l'axe optique dans la direction du détecteur. Le wattmètre LaserStar combiné avec la photodiode NIST permet une mesure du flux lumineux sur une grande dynamique. La particularité découverte est qu'au moment du changement de gamme, le wattmètre ne prenait plus de mesure pendant un court laps de temps et renvoie une valeur nulle. Il était donc nécessaire d'abandonner le mode "auto-range" et de fixer la gamme de mesure avec précaution au risque de perdre de la dynamique.

La photodiode NIST de mesure du plan focal est équipée d'un diaphragme de 1.4mm de rayon afin d'obtenir une mesure plus précise du spot focal.

Le programme Lasernator

Baptisé du petit nom de Lasernator[74], le programme de contrôle du système d'acquisition a été développé sous LabView afin de créer une interface facile d'utilisation. Le système trois axes est illustré par la figure 3.43.

Une méthode d'acquisition séquentielle (se déplacer, prendre une mesure, se déplacer,...) a rapidement été abandonnée car beaucoup trop chronophage. En implémentant

Équipement	Nombre	Modèle	Constructeur
Platine de translation	2	M-ILS100PP (100mm)	Newport Instruments
Platine de translation	1	M-IMS300PP (300mm)	Newport Instruments
Contrôleur	1	ESP300	Newport Instruments
photodiode NIST	2	PD300-UV	Ophir Photonics
diaphragme NIST	1	$r = 0.7mm \pm 0.05$	–
wattmètre	1	LaserStar Dual Channel	Ophir Photonics

TABLE 3.7 – Équipement utilisé pour le système d'acquisition de la campagne de tests 2015.

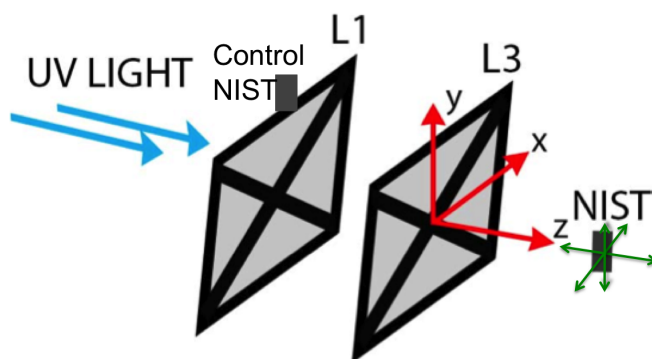


FIGURE 3.42 – Système de coordonnées du système optique. L'axe Z est selon l'axe optique, dans la même direction que la lumière incidente et à partir du centre de la lentille arrière L3. Les axes X et Y sont respectivement les axes horizontaux et verticaux à partir du centre de L3.



FIGURE 3.43 – Système d'acquisition 3-axes avec la photodiode NIST en place.

la mesure continue selon un axe, le temps total de la mesure a été drastiquement réduit. Ainsi, l'axe Y se déplace de façon **continue** en prenant des mesures tout au long du mouvement, avant de se déplacer à la prochaine coordonnée en Z ou en X. Pour une description plus précise du fonctionnement du programme, se référer au schéma bloc de la figure 3.44. Avec cette méthode, les mesures sont prises tous les 0.8mm selon l'axe Y, et avec un pas modifiable le long de l'axe X et Z.

Malgré le soin apporté à la minimisation du temps du programme, une mesure typique en 3D du spot focal prenait 1h. Certaines fonctions ergonomiques ont donc été implémentées comme la fonction "pause". Celle-ci permet de mettre en pause le programme, au milieu d'une mesure, et de le faire redémarrer automatiquement après un délai défini par avance. Ainsi, l'utilisateur pouvait vérifier le bon fonctionnement de la mesure avant de mettre le programme en pause pour quitter les lieux de test, et ainsi s'atteler à d'autres travaux de recherche en parallèle.

De plus, un grand nombre de paramètres est facilement modifiable sur le panneau de contrôle LabView, comme les valeurs minimum et maximum des axes X et Z, ainsi que leur pas et leur vitesse de déplacement. Les mesures prises sont instantanément stockées dans un tableau, enregistrant la date, l'heure, les positions, l'intensité mesurée par la photodiode NIST de mesure du spot focal et l'intensité mesurée par la photodiode NIST de contrôle du flux incident. Ce tableau est exporté à la fin de la mesure dans un fichier .csv pour les analyses qui suivront.

3.5.4 Les mesures

Le système d'acquisition Lasernator permet des mesures 3D de l'espace autour du spot focal ; on obtient alors un cube de mesures. Ces mesures sont découpées en images, correspondant aux plans X-Y, perpendiculaires à l'axe optique. La figure 3.45 montre deux exemples d'images prises pour une longueur d'onde de 334nm et 0° d'angle d'incidence. Une image montre un plan loin du focus et une autre le spot focal à la distance de focalisation.

Les quatre longueurs d'onde des filtres passe-bande ont été utilisées : 313nm, 334nm, 365nm et 405nm. Afin d'explorer largement le champ de vue de l'instrument, les mesures ont été prises à chacune de ces quatre longueurs d'onde et à quatre angles d'incidence : 0.1°, 2.3°, 3.3° et 4.5°. La figure 3.46 montre le flux lumineux maximum mesuré sur une image en fonction de la position de cette dernière le long de l'axe optique. Le flux maximum prend une forme de Gaussienne le long de l'axe optique, piquant autour de la position optimale de focalisation.

Algorithme de localisation du spot focal

Pour déterminer la position du spot focal à chaque longueur d'onde et chaque angle d'incidence, un algorithme de localisation utilisant un sous-cube de données a été implémenté. On utilise la moyenne des valeurs mesurées dans un sous-cube de 10mm de côté. Pour chaque cube de mesures, le centre du sous-cube avec la moyenne la plus élevée correspond à la position du spot focal.

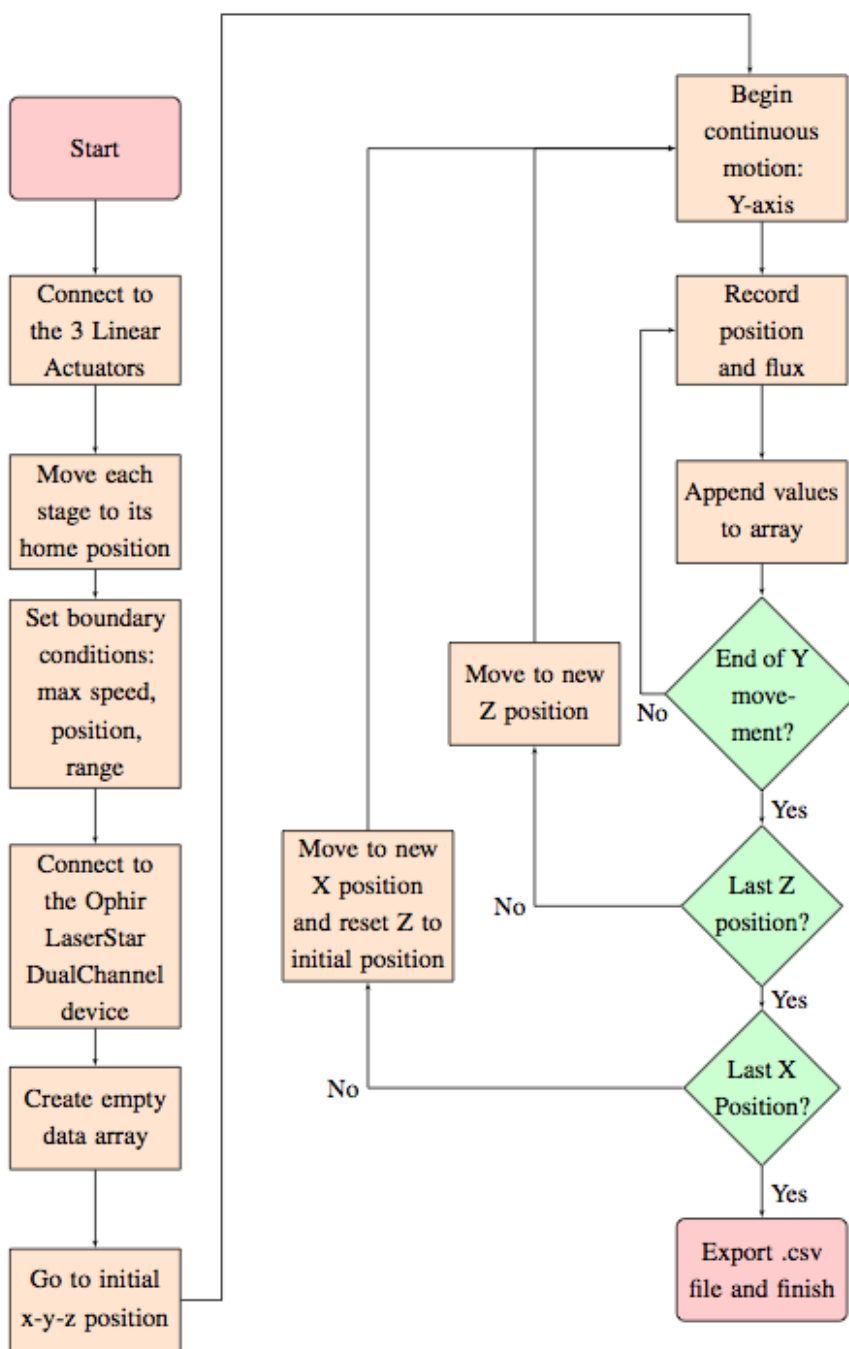


FIGURE 3.44 – Schéma bloc du fonctionnement du programme Lasernator.

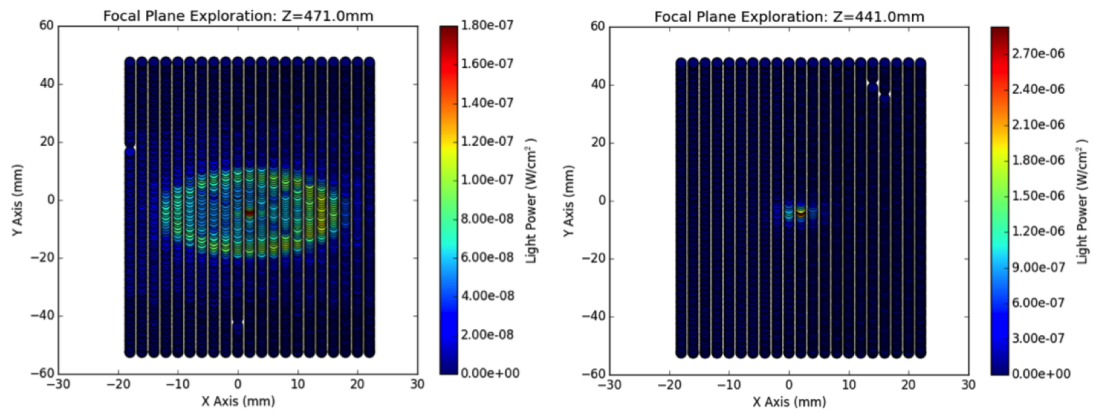


FIGURE 3.45 – Images mesurées par le programme Lasernator. Ce sont deux plans X-Y pris à différentes distances le long de l'axe Z pour la longueur d'onde 334nm et l'angle d'incidence de 0°. L'image de gauche montre la mesure sur un plan loin de la distance de focalisation. On y aperçoit les ombres des "araignées", supports des lentilles. L'image de droite montre le plan X-Y à la focalisation. Le spot focal est alors bien plus petit, et les points de mesure ont plus d'intensité lumineuse.

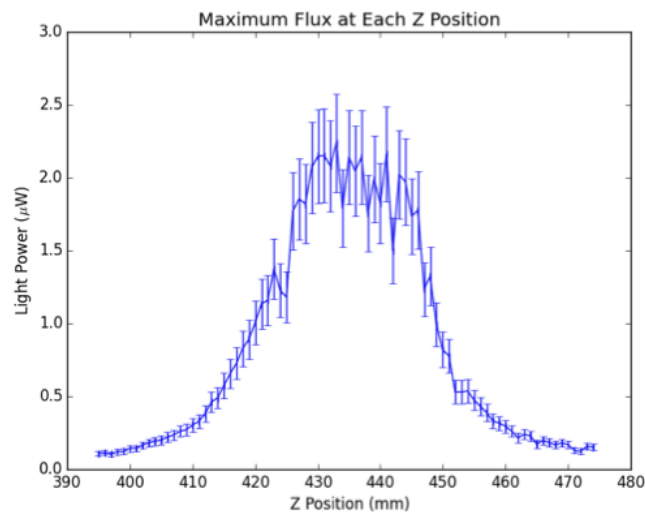


FIGURE 3.46 – Flux lumineux maximum mesuré sur une image en fonction de la position le long de l'axe optique

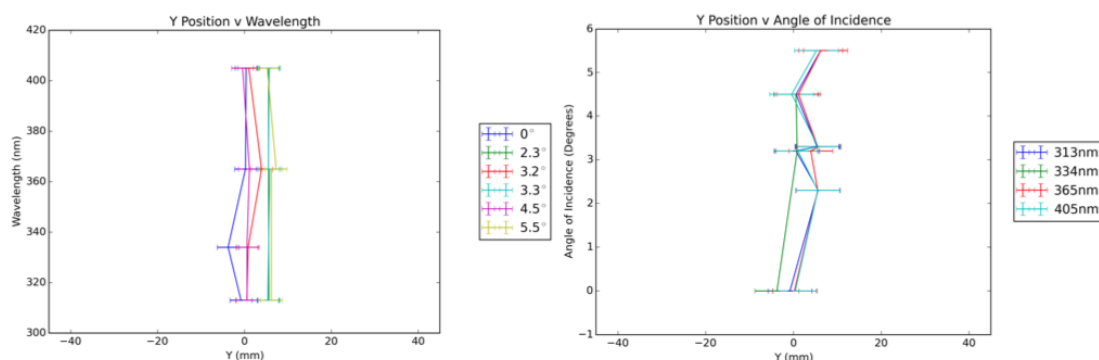


FIGURE 3.47 – Positions Y du spot focal en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.

Ceci a permis d'obtenir les positions X, Y et Z optimales du spot focal. Les positions X et Z du spot focal sont traitées dans la section Résultats 3.6. La position Y du spot focal est montrée sur la figure 3.47. Celle-ci ne change pas en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. En effet, la rotation du système optique vers un nouvel angle d'incidence se fait autour de l'axe Y et ne doit donc pas avoir d'effet sur la position du spot focal sur cet axe. Le fait que les différents angles d'incidence et longueurs d'onde donnent une même position du spot selon Y, autour de 0, montre bien que le système optique est bien aligné donc que le "tilt" autour de l'axe X est négligeable.

L'énergie encerclée

Pour analyser la répartition de la lumière dans un plan perpendiculaire à l'axe optique et obtenir in fine l'efficacité du système optique, l'énergie encerclée a été calculée pour chaque image de chaque cube de données. Cette énergie encerclée est calculée à partir de la position (X,Y) obtenue par l'algorithme de localisation. La position optimale le long de l'axe optique sera obtenue par la suite grâce à l'étude décrite au chapitre 3.6.2.

L'énergie encerclée à une certaine distance du centroïde du spot focal est définie comme l'énergie lumineuse contenue dans un cercle de rayon cette distance du centroïde, comme l'illustre la figure 3.48. En pratique, on somme le flux lumineux de tous les points de mesure contenus dans le cercle désiré et on ajuste avec le rapport des surfaces comme dans l'équation 3.5. Cette énergie encerclée est toujours divisée par le flux incident afin de la traduire en efficacité.

$$I_{\text{encerclée}}(r[\text{mm}]) = \sum_{i=1}^n I_n * \frac{\pi * r[\text{mm}]^2}{n * \pi * 1.4^2} \quad (3.5)$$

où $I_{\text{encerclée}}(r[\text{mm}])$ est l'énergie encerclée à une certaine distance r du centroïde, elle est exprimée en % du flux incident. I_n est l'intensité donnée par une mesure de la photodiode NIST et normalisée par la photodiode NIST de contrôle comme décrit par l'équation 3.4., n étant le nombre de mesure de la photodiode NIST dans le cercle de rayon r , et 1.4 est le rayon du diaphragme de la photodiode NIST.

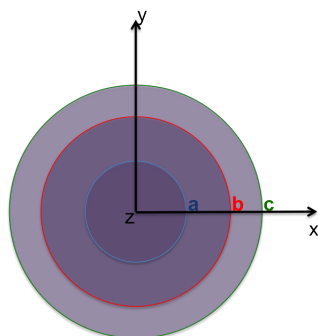


FIGURE 3.48 – Méthode de calcul de l'énergie encerclée. L'énergie encerclée à une certaine distance du centroïde est la somme de toute l'énergie lumineuse mesurée à l'intérieur d'un cercle de rayon la distance voulue. L'énergie encerclée à une distance "a" est l'énergie totale contenue dans un cercle de rayon "a", l'énergie encerclée à une distance "b" est l'énergie totale contenue dans un cercle de rayon "b", etc...

La figure 3.49 montre un exemple d'énergies encerclées calculées pour un cube de données. Pour chaque distance le long de l'axe optique, une énergie encerclée est calculée. La position optimale pour cette longueur d'onde et cet angle d'incidence devrait correspondre à l'énergie la plus piquée (=spot focal petit donc meilleur résolution) et avec le plus de flux lumineux (=efficacité optique accrue donc meilleur sensibilité). Sur la figure 3.49, l'énergie encerclée n'a pas la même forme avant et après la "meilleure position". Plus proche de la lentille, cette énergie encerclée est moins piquée, plus plate, alors que plus loin de la lentille elle garde son aspect piqué. Bien sûr, l'efficacité est réduite quand on s'éloigne de la position optimale. Ce comportement se retrouvera sur toutes les mesures et témoigne de la forme du flux de lumière focalisé autour du spot focal.

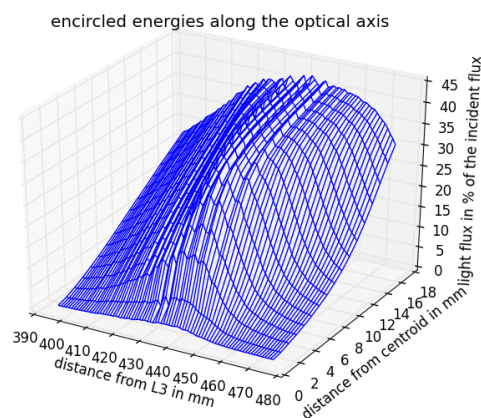


FIGURE 3.49 – Énergies encerclées, pour une longueur d'onde de 334nm et un angle d'incidence de 0.1° , le long de l'axe optique. Ici, l'énergie encerclée est calculée pour chaque image du cube de données, c'est-à-dire pour chaque distance le long de l'axe optique.

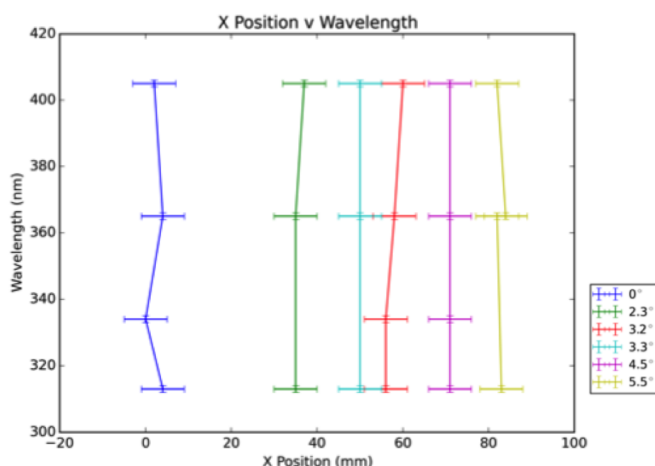


FIGURE 3.50 – Position X du spot focal en fonction de la longueur d'onde.

3.6 Résultats et bilan des performances

3.6.1 Champ de vue et distorsion du plan focal

La mesure du champ de vue de l'instrument est une des caractéristiques premières d'un système optique. Dans le cas d'EUSO-Ballon, elle est primordiale pour la mesure absolue du bruit de fond. Le champ de vue par pixel représente la distorsion du plan focal par les optiques et influence directement la mesure du bruit de fond et la reconstruction d'image de l'instrument.

La position du spot focal le long de l'axe X ne dépend pas de la longueur d'onde comme le montre la figure 3.50. Pour chaque angle d'incidence, la position X du spot focal reste la même quand on change la longueur d'onde avec les barres d'erreur. Par contre, la position X évolue naturellement quand on change d'angle d'incidence.

En effet, la figure 3.51 montre bien l'augmentation linéaire de la coordonnée X du spot focal avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Cela nous permet de donner une première approximation du champ de vue total (donné par l'équation 3.6), qu'on déduit par une régression linéaire et la taille du PDM de 165mm de côté.

$$FOV(total) = 10.2^\circ \pm 0.46^\circ \quad (3.6)$$

Cette étude nous permet aussi d'obtenir l'échelle focale, défini comme le champ de vue par pixel, témoin de la distorsion du plan focal le long de cet axe, équation 3.7. L'échelle focale est égal à 765 arcseconde par pixel.

$$\text{échelle_focale} = 0.21^\circ \pm 0.01^\circ \quad (3.7)$$

Une étude en simulation[72] avait déjà donné une relation de cette distorsion linéaire, reliant la position du spot à l'angle d'incidence et décrivant l'échelle focale le long du détecteur. La relation théorique de la distorsion de l'image est donnée par l'équation 3.8.

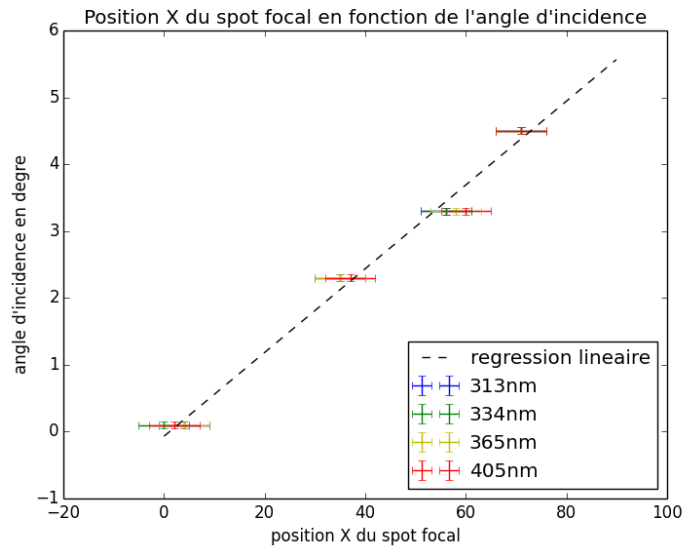


FIGURE 3.51 – Position X du spot focal en fonction de l'angle d'incidence.

$$R_x(\theta) = -0.623 + 15.912 * \theta - 0.129 * \theta^2 \quad (3.8)$$

où R est la position du spot depuis l'axe optique et θ l'angle d'incidence.

La même relation peut être calculée à partir des mesures expérimentales et est donnée par l'équation 3.9 La relation trouvée est en accord avec la prédiction théorique d'après nos barres d'erreur. Par contre, le champ de vue total théorique est de 11.5° pour $10.2^\circ \pm 0.46^\circ$ trouvé précédemment.

$$\begin{aligned} R_x(\theta) &= 0.3 + 17.7 * \theta - 0.38 * \theta^2 \\ a &= 0.3 \pm 1.5 \\ b &= 17.7 \pm 1.6 \\ c &= -0.38 \pm 0.35 \end{aligned} \quad (3.9)$$

3.6.2 Positions optimales du spot focal

La position de l'image le long de l'axe optique est une caractéristique critique du système optique. La position "optimale" dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence et sert à positionner le PDM afin d'atteindre une image optimale sur toute la bande passante UV, de 290 à 430nm, c'est-à-dire une taille de spot réduite et une efficacité maximale. À partir des mesures de la campagne de tests 2015, la distance mesurée ne peut être que la distance de focalisation à 73m.

La figure 3.52 montre la distance du spot à la lentille L3 d'après l'algorithme de localisation du spot (chapitre 3.5.4). Cette première estimation de la position du spot montre

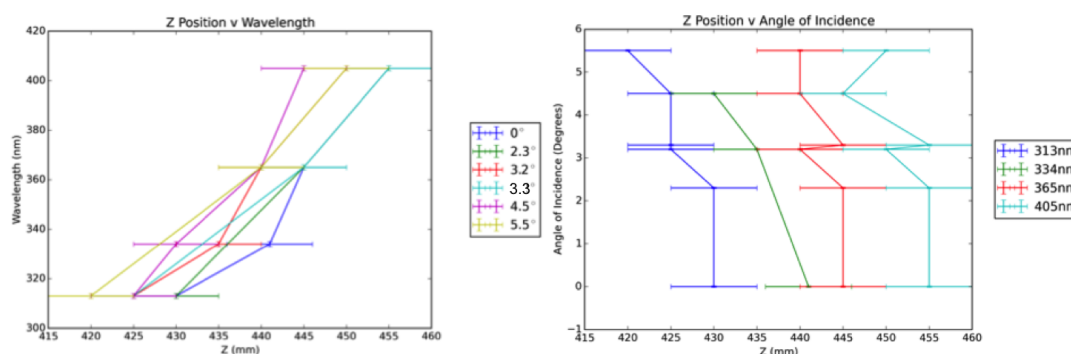


FIGURE 3.52 – Position Z du spot focal en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.

bien sa dépendance en fonction de la longueur d'onde. En accord avec les principes de réfraction, plus la longueur d'onde augmente, moins la lumière est réfractée donc plus l'image se forme loin de la lentille. La dépendance de la position de l'image en fonction de l'angle d'incidence est moins flagrante sur cette étude. L'image a juste une légère tendance à se rapprocher de la lentille quand on augmente l'angle d'incidence, ce qui est en accord avec le choix de faire une surface focale légèrement courbée vers le système optique.

La méthode de localisation du spot utilisant le cube de 10mm (décrite chapitre 3.5.4) nous apporte quelques indices mais reste imprécise. Afin de prendre en compte et la taille du spot et l'efficacité du système, une autre approche a été adoptée. À partir de la position (X,Y) trouvée par l'algorithme de localisation, l'énergie encerclée est calculée (voir chapitre 3.5.4). Cette énergie encerclée nous permet de définir le cercle du spot focal contenant 20% du flux incident. Ce cercle est calculé pour chaque longueur d'onde, chaque angle d'incidence et chaque position Z le long de l'axe optique. D'après l'étude ci-dessus, nous pouvons ignorer la dépendance de la position de l'image en fonction de l'angle d'incidence. Pour chaque longueur d'onde étudiée, nous avons tracé la taille du cercle contenant 20% du flux incident sur les différents angles d'incidence mesurés. Cette étude est présentée par les quatre graphiques de la figure 3.53. Ces courbes montrent bien que l'efficacité du système, et surtout la taille de la PSF, ne dépend pas de l'angle d'incidence. Pour chaque longueur d'onde étudiée, nous avons tracé la taille du cercle contenant 20% du flux incident sur les différents angles d'incidence mesurés. Cette étude est présentée par les quatre graphiques de la figure 3.53. Ces courbes montrent bien que l'efficacité du système, et surtout la taille de la PSF, ne dépend pas de l'angle d'incidence. Pour chaque longueur d'onde étudiée, nous avons tracé la taille du cercle contenant 20% du flux incident sur les différents angles d'incidence mesurés. On peut remarquer que la taille du cercle augmente peu quand on se déplace le long de l'axe optique, surtout en comparaison de la taille du pixel du PDM de 3mm. Ce qui se traduit par une grande tolérance dans le placement de la surface focale.

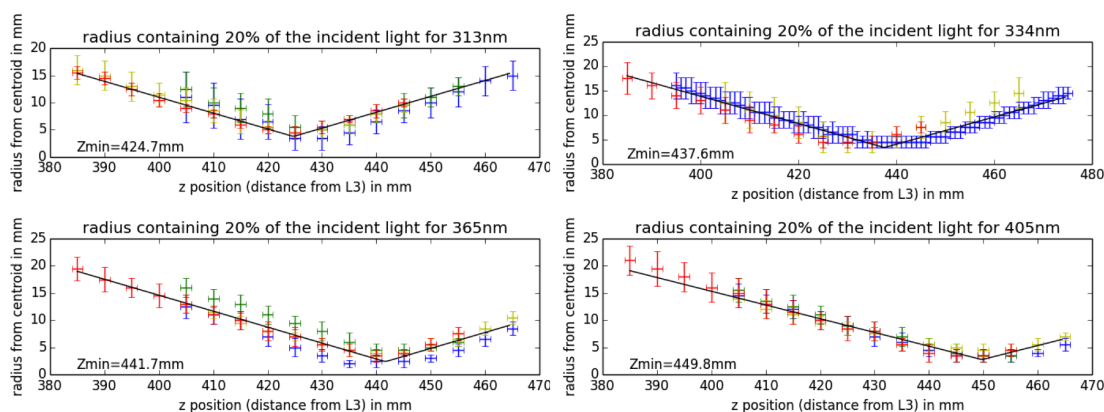


FIGURE 3.53 – Cercle contenant 20% du flux incident pour chaque longueur d'onde mesurée en fonction de la distance de focalisation. Pour chaque étude, le minimum, trouvé par un fit d'une fonction triangle, indique la meilleure position de l'image pour chaque longueur d'onde. Les couleurs correspondent aux différents angles d'incidence : *bleu*= 0.1° , *vert*= 2.3° , *jaune*= 3.3° et *rouge*= 4.5° .

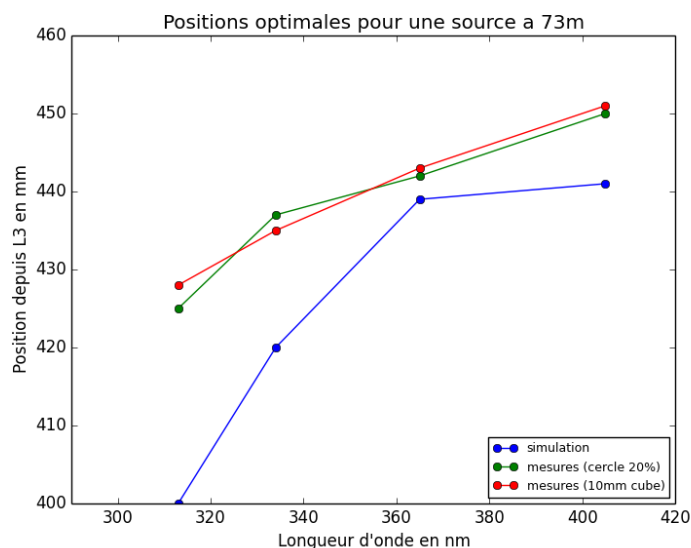


FIGURE 3.54 – Positions de l'image en fonction de la longueur d'onde mesurées par l'expérience et prévues par les simulations. La courbe bleu montre les positions issues des simulations, la rouge les positions trouvées par l'algorithme utilisant le cube de 10 mm de diamètre et la verte la position optimale pour un cercle contenant 20% du flux incident.

La figure 3.54 montre la position optimale trouvée par cette méthode pour chaque longueur d'onde étudiée. Sur le même graphique ont été placées les positions trouvées avec l'algorithme du cube et les positions simulées par la modélisation[72]. On note que l'algorithme du cube et la méthode du cercle contenant 20% du flux incident trouvent des positions très proches. Par contre, les positions issues de la simulation sont très diffé-

Longueur d'onde	Positions depuis L3 en mm		
	algorithme cubel0mm	cercle à 20%	simulation
313nm	428	424	400
334nm	435	437	420
365nm	443	441	439
405nm	451	454	441

TABLE 3.8 – Positions optimales de l'image trouvées avec les simulations et l'expérience.

rentes. L'image théorique se trouve plus proche de la lentille de manière générale et la dépendance avec la longueur d'onde est beaucoup plus marquée. Les positions optimales de l'image sont résumées dans la table 3.8.

En plus des positions optimales pour chaque longueur d'onde, il est possible de déduire la position optimale pour le plan focal, donc pour le détecteur. Pour cela, une régression linéaire est appliquée aux mesures des positions optimales (figure 3.55). On utilise la distance moyenne obtenue pour les trois longueurs d'onde de fluorescence de l'air (337nm, 357nm et 391nm) afin d'optimiser le système pour l'imagerie de gerbes atmosphériques. La position optimale du détecteur est alors **440mm** pour une distance à la source lumineuse de 73m.

Cette distance est très proche de la distance optimale de la longueur d'onde 365nm.

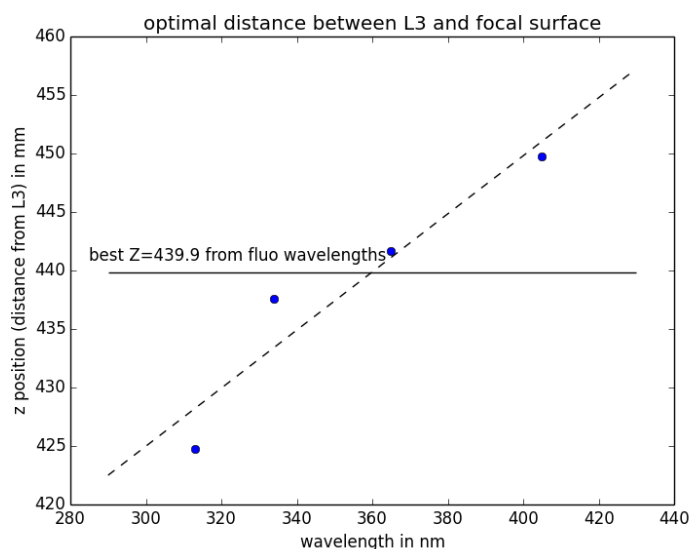


FIGURE 3.55 – Régression linéaire de la position optimale (méthode 20%) en fonction de la longueur d'onde. De la relation obtenue est calculée la position idéale du détecteur en favorisant les longueurs d'onde de fluorescence : 439.9mm

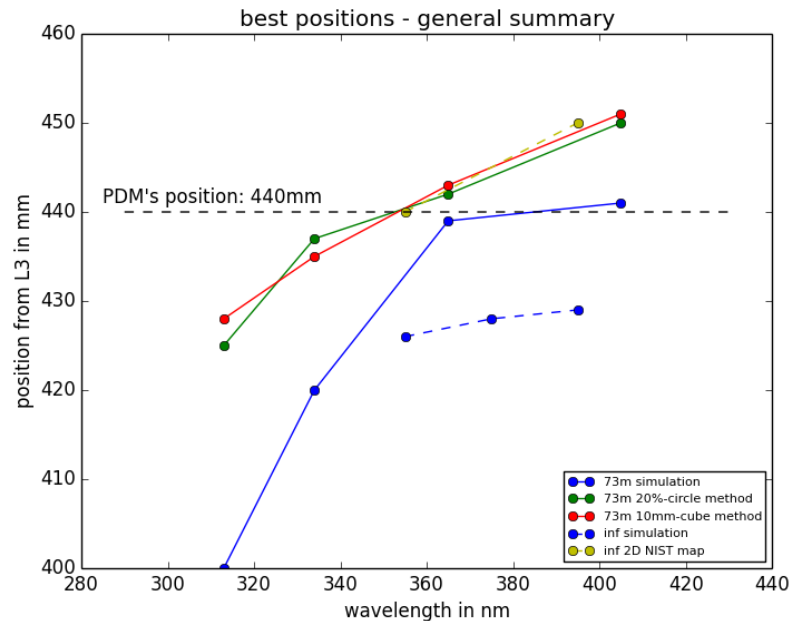


FIGURE 3.56 – Comparaison de toutes les mesures de position optimale de l'image en fonction de la longueur d'onde. En traits pleins sont les données pour la source à 73m et en traits pointillés les données pour la source à l'infini. Les traits bleus sont les simulations et les autres les mesures expérimentales. Est représentée aussi la position du PDM pendant le vol qui est identique à la position optimale mesurée pour la source à 73m.

Comparaison avec les mesures de la campagne de tests 2014

Le comportement des distances optimales mesurées à 73m et celles mesurées depuis l'infini pendant la première campagne de tests sont tout à fait en accord, comme le montre la figure 3.56. Les mesures des positions optimales évoluent linéairement avec la longueur d'onde et sont toujours plus loin que celles prévues par les simulations. De plus, on remarque que les positions mesurées avec la source de lumière à l'infini sont très proches de celles mesurées avec la source à 73m. Ceci confirme que nous pouvons bien considérer la source à 73m comme à l'infini.

La position idéale de 440mm calculée précédemment à partir des longueurs d'onde de fluorescence se trouve être égale à la position du PDM pendant le vol, confirmant la bonne focalisation de l'instrument.

3.6.3 Énergies encerclées et définition de la PSF idéale

Pour étudier l'efficacité optique, on s'intéresse à la répartition du flux de lumière sur le plan focal en calculant l'énergie encerclée. La méthode pour la calculer est décrite précédemment dans le chapitre 3.5.4. Les énergies encerclées calculées pendant la campagne de test 2015 et prises aux positions optimales trouvées par la méthode du cercle à 20% sont présentées figure 3.57.

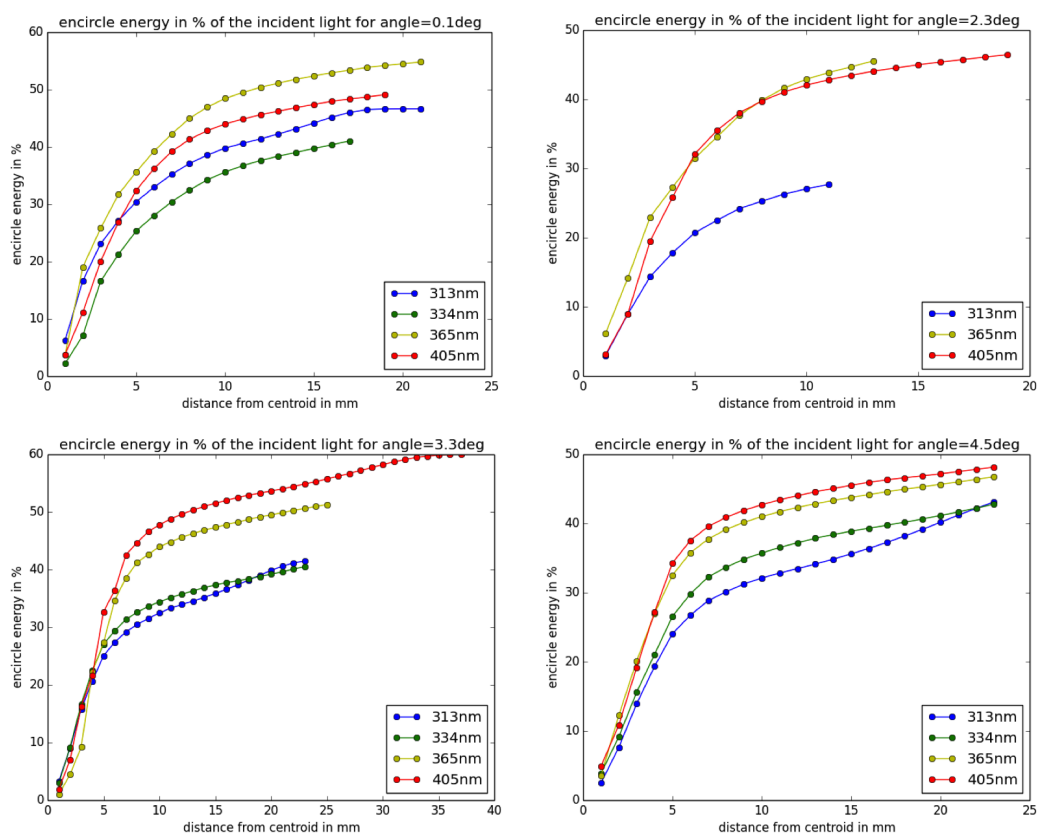


FIGURE 3.57 – Énergies encrclées calculées à partir de la campagne de test 2015 pour chaque angle d'incidence : 0.1°, 2.3°, 3.3° et 4.5°. L'énergie encrclée est calculée à la distance optimale de l'image pour chaque longueur d'onde (313nm, 334nm, 365nm et 405nm) et correspond donc à la réponse optimale du système pour cette longueur d'onde à cet angle d'incidence. Pour plus de lisibilité, les barres d'erreurs ont été enlevées.

PSF idéale efficacité et FWHM			Longueur d'onde			
			313nm	334nm	365nm	405nm
angle d'incidence	0.1 °	efficacité	16 ± 2%	14 ± 2%	19 ± 2%	18 ± 2%
		FWHM	3.8mm	5.4mm	4.0mm	5.6mm
	2.3 °	efficacité	11 ± 2%	NA	17 ^{+1%} _{-4%}	18 ± 2%
		FWHM	4.6mm		4.6mm	5.6mm
	3.3 °	efficacité	13 ± 1%	14 ± 2%	19 ± 2%	21 ± 2%
		FWHM	5.2mm	5.4mm	7.6mm	7.9mm
	4.5 °	efficacité	13 ± 1%	15 ± 2%	17 ± 2%	19 ± 2%
		FWHM	5.7mm	5.9mm	5.3mm	5.9mm

TABLE 3.9 – PSF idéales (efficacités et FWHM) mesurées pendant la campagne de tests 2015 aux différentes longueurs d'onde et aux différents angles d'incidence. L'énergie encerclée est prise à la position optimale le long de l'axe optique à cette longueur d'onde. La FWHM et l'efficacité sont calculées à partir de la définition de la PSF idéale. La colonne grise indique que la distance optimale le long de l'axe optique pour cette longueur d'onde est la même que la distance du détecteur pendant le vol, ces données peuvent donc aussi être utilisées sur les données du vol.

Au vu de la forme de l'énergie encerclée, nous pouvons dissocier deux comportements de l'optique : un spot focal piqué et de la lumière diffuse autour. Ces deux parties de la réponse de l'optique se voient sur chaque énergie encerclée de la figure 3.63 page 110. Une régression linéaire sur chaque partie permet de les séparer. La partie "plateau" contribue au bruit de fond tandis que la partie piquée correspond au spot focal. En définissant la taille totale du spot optique à la séparation entre les deux régimes, nous pouvons définir la FWHM minimum et l'efficacité idéale qui lui est associée, correspondant à la réponse idéale du système. Cette définition du spot focal est appelée "PSF idéale". Les paramètres de performance qui lui sont associés sont résumés table 3.9.

Toutes les barres d'erreur prennent en compte les incertitudes statistiques et une partie des incertitudes systématiques (dominées par celles de la mesure du faisceau incident) évaluées à 10%.

3.6.4 Performances de l'optique pendant le vol 2014

Les distances de focalisation étant les mêmes avec la source à 73m ou à l'infini, il est alors possible de déduire directement les performances des optiques pendant le vol. Pour cela, nous nous intéressons aux énergies encerclées pour la position de la surface active du PDM pendant le vol, c'est-à-dire 440mm de la lentille L3. Ces énergies encerclées pour chaque longueur d'onde et angle d'incidence sont présentées sur les figures 3.63 page 112. Les figures présentent aussi les énergies encerclées théoriques correspondantes qui seront discutées en conclusion de ce chapitre.

Pendant le vol, nous considérerons l'efficacité dans une région centrale de 9mm de diamètre, taille du spot mesurée sur le PDM pendant la campagne 2014 à 4.5 ° et 375nm. On en déduit directement l'efficacité optique, comme le pourcentage de lumière incidente dans la région centrale de 9mm. Ces efficacités sont résumées par la table 3.10.

Efficacités optiques pendant le vol		Longueur d'onde			
		313nm	334nm	365nm	405nm
angle d'incidence	0.1 °	15 ± 2%	25 ± 3%	34 ± 4%	22 ± 2%
	2.3 °	10 ± 1%	NA	29 ^{+2%} _{-6%}	19 ± 2%
	3.3 °	8 ± 1%	19 ± 2%	25 ± 3%	16 ± 2%
	4.5 °	6 ± 0.6%	16 ± 2%	30 ± 3%	25 ± 3%

TABLE 3.10 – Efficacités optiques pendant le vol mesurées pendant la campagne de tests 2015 aux différentes longueurs d'onde et aux différents angles d'incidence. L'énergie encerclée est prise à la position du PDM pendant le vol le long de l'axe optique : 440mm de L3. Les efficacités sont calculées pour une région centrale de 9 mm de diamètre. La colonne grise indique que la distance du détecteur pendant le vol est la même que la distance optimale le long de l'axe optique pour cette longueur d'onde.

La colonne grise de la table indique la longueur d'onde "365nm" dont la distance optimale correspond à la distance du détecteur pendant le vol. Le système pendant le vol est donc optimal à cette longueur d'onde là.

Une efficacité optique pour la détection de gerbe atmosphérique

A partir des efficacités calculées à chaque longueur d'onde, on en déduit une approximation de l'efficacité globale du système optique en cas d'observation d'une gerbe atmosphérique. Pour cela, on calcule par une interpolation linéaire l'efficacité aux longueurs d'onde UV principales de la fluorescence de l'air : 337, 357 et 391 nm. La moyenne des efficacités aux trois longueurs d'onde est une bonne indication de l'efficacité optique de détection d'une gerbe atmosphérique. Les efficacités calculées sont présentées table 3.11.

Efficacités optiques pour un RCUHES		Longueur d'onde			
		337nm	357nm	391nm	moyenne
angle d'incidence	0.1 °	26 ± 3%	32 ± 4%	26 ± 3%	28 ± 3%
	2.3 °	19 ± 2%	26 ± 4%	23 ± 3%	22 ± 3%
	3.3 °	20 ± 2%	23 ± 3%	19 ± 2%	21 ± 2%
	4.5 °	17 ± 2%	26 ± 3%	27 ± 3%	23 ± 3%

TABLE 3.11 – Efficacités optiques dans la configuration du vol 2014 pour une détection de gerbe atmosphérique aux différentes longueurs d'onde et aux différents angles d'incidence. L'énergie encerclée est prise à la position du PDM pendant le vol 2014 le long de l'axe optique : 440mm de L3. Les efficacités sont calculées pour une région centrale de 9 mm de diamètre, interpolées des efficacités mesurées pendant la campagne de tests 2015.

Pour déduire une efficacité globale sur tout le champ de vue, on effectue une moyenne des efficacités aux différents angles d'incidence, pondérée par la probabilité que l'évènement soit à cette incidence, donc par l'angle solide de cette partie du champ de vue. Ce dernier est donc partagé comme suit : de 0 ° à 1.2 °, l'efficacité sera celle de 0.1 °. De 1.2 ° à 2.8 °, ce sera celle de 2.3 °. De 2.8 ° à 3.9 °, celle de 3.3 °. Et enfin, de 3.9 ° à 5.1 °,

celle de 4.5° . Le coefficient de chaque partie du champ de vue est donné par l'équation 3.10 ci-dessous.

$$\text{coeff}_{\theta_1 \rightarrow \theta_2} = \left(\frac{\tan(\theta_2)}{\tan(5.1^\circ)} \right)^2 - \left(\frac{\tan(\theta_1)}{\tan(5.1^\circ)} \right)^2 \quad (3.10)$$

où $\text{coeff}_{\theta_1 \rightarrow \theta_2}$ est le coefficient de pondération pour la partie du champ de vue comprise entre l'angle d'incidence θ_1 et l'angle d'incidence θ_2 . Le demi-champ de vue est égal à 5.1° .

Les coefficients de pondération utilisés sont donnés table 3.12. La moyenne de l'efficacité pondérée sur le champ de vue est alors égale à $23 \pm 3\%$.

angle d'incidence	partie du champ de vue correspondante	coefficient de pondération
0.1°	de 0° à 1.2°	0.055
2.3°	de 1.2° à 2.8°	0.245
3.3°	de 2.8° à 3.9°	0.283
4.5°	de 3.9° à 5.1°	0.417

TABLE 3.12 – Coefficients de pondération du champ de vue en vue de calculer une moyenne des efficacités.

3.7 Calibration "in-flight" grâce aux flashers

Il est possible de caractériser les optiques en utilisant les données du vol 2014 grâce au Xe flasher et à la LED flasher embarqués dans l'hélicoptère. En effet, ces deux flashers sont des sources ponctuelles situées à l'infini pour l'instrument. Une étude a donc été menée afin de mesurer la FWHM pour ces spots. La LED émet à une longueur d'onde de 365 nm tandis que le Xe flasher a été utilisé avec un filtre passe-bande centré sur 355 nm.

Un ensemble de 25 événements entre 4 :30 et 5 :50 UTC a été traité comprenant 19 LED flashers et 22 Xe flashers exploitables. Les événements sélectionnés ont été choisis en-dehors de tout pixel aberrant. Chaque spot obtenu est ensuite "fité" par une gaussienne 2D afin d'obtenir la FWHM. La répartition des FWHM mesurées est présentée par les histogrammes des figures 3.58 et 3.59.

Les histogrammes des LED flashers et des Xe flashers ne présentent pas de grande différence. La FWHM moyenne pour les LED flashers et les Xe flashers sont respectivement 6 mm et 6.9 mm, plus petit que les 9 mm mesurés pendant la campagne 2014 mais en accord avec les mesures issues des énergies encerclées, en considérant les valeurs à 365 nm (table 3.9).

La densité nuageuse pourrait aussi diffuser plus ou moins le spot lumineux. Ceci n'a pas encore été étudié, néanmoins nous pouvons considérer dans un premier temps que la FWHM minimale devrait correspondre à une situation sans nuage et donc à la FWHM caractérisant notre système. Celle-ci est égale à 4.3 mm pour les LED flashers et 4.4 mm pour les Xe flashers. Cette mesure de la taille du spot est étonnamment petite par

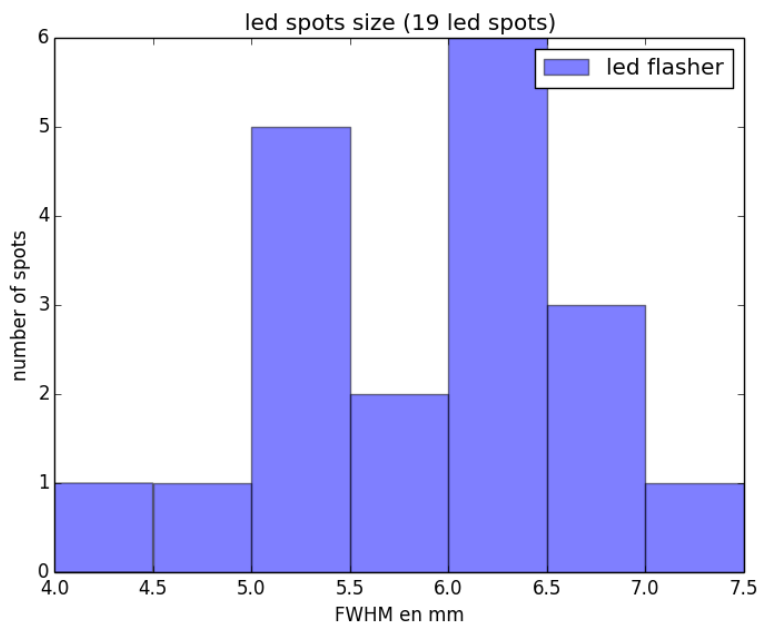


FIGURE 3.58 – Répartition des FWHM mesurées sur les LED flashers.

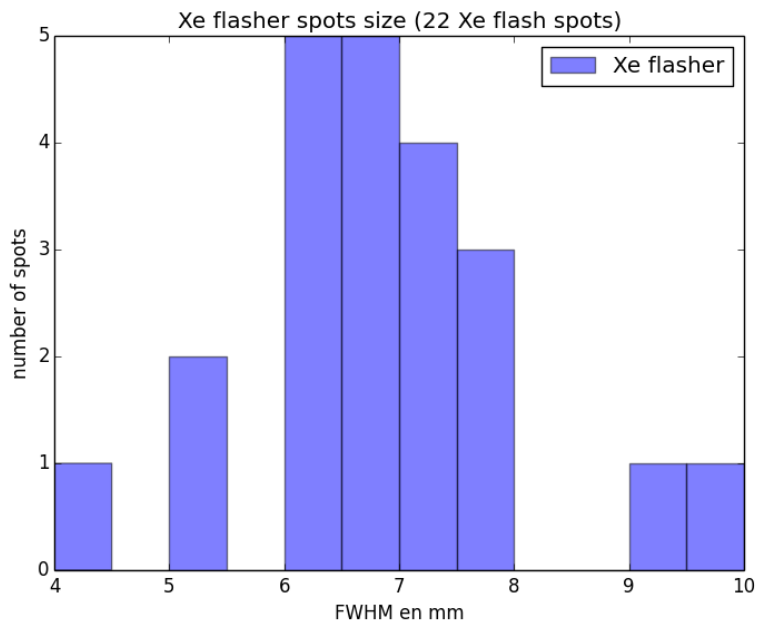


FIGURE 3.59 – Répartition des FWHM mesurées sur les Xe flashers.

rapport à celle de 9mm mesurée en laboratoire. Cela reste cohérent face aux valeurs de la PSF idéale, sachant que les longueurs d'onde des flashers se trouvent très proches de la longueur d'onde optimale du système.

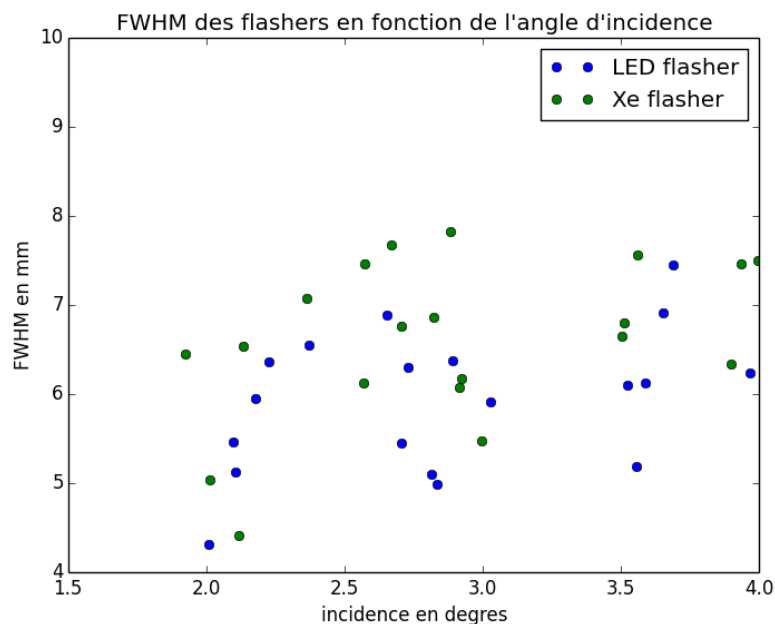


FIGURE 3.60 – FWHM mesurées sur les flashers en fonction de leur angle d'incidence.

Pour étudier plus précisément cette taille de PSF, il faut coupler les spots flashers avec l'angle d'incidence, la taille de la PSF étant dépendante de la position dans le champ de vue. La figure 3.60 montre les FWHM mesurées sur les flashers en fonction de leur angle d'incidence. Aucune tendance ne peut être déduite du nuage de points qui en résulte. Le petit nombre d'événements sélectionnés ne permet donc pas de conclure.

Cette étude n'est pas complète et devrait pour cela prendre en compte l'épaisseur nuageuse présente lors de ces événements, la calibration post-flight du détecteur et la longueur d'onde. Le petit nombre d'événements étudiés est aussi une source d'erreur, et une étude plus large serait à même d'apporter des informations conséquentes.

3.8 Conclusion et perspectives

Caractérisation du système optique

Les campagnes de mesures 2014 et 2015 ont permis de caractériser la PSF du système optique, taille et efficacité, à travers notamment la mesure complète de l'énergie encerclée. Les différents angles d'incidence et longueurs d'onde utilisés font de ces mesures une caractérisation complète de l'optique à travers le champ de vue et la bande spectrale d'observation. La description de la méthode de caractérisation et les premières performances mesurées ont été décrit dans un article de proceeding de "l'Internationale Cosmic Rays Conference" de 2015[75].

Les énergies encerclées présentent toujours deux régimes : l'un a été identifié comme étant le spot focal, tandis que l'autre correspond à un fond diffus important et présent sur toute le plan focal. L'énergie encerclée correspondante augmente linéairement avec la distance au centroïde du spot, témoin d'une densité de flux diminuant en $1/r$. Les performances idéales du système ont été calculées en définissant le spot focal idéal à partir des 2 régimes des énergies encerclées. Les efficacités idéales déduites valent entre $11 \pm 2\%$ et $21 \pm 2\%$ pour une taille de spot comprise entre **3.8mm** et **7.9mm**, dépendant de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. L'efficacité idéale étant mesurée dans ces différentes conditions, une distance de focalisation optimale a été définie coïncidant avec la position du détecteur pendant le vol de **440mm** depuis la lentille L3. Cette distance rend le système optimal à la longueur d'onde de 365nm.

Les efficacités utiles représentant les caractéristiques du système pendant le vol 2014 ont ainsi pu être calculées et valent entre $6 \pm 0.6\%$ et $34 \pm 4\%$ en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. Elles ont été calculées à partir d'une région centrale de 9mm. Une efficacité optique du système pour la détection d'une gerbe atmosphérique a aussi été déduite et vaut $23 \pm 3\%$. Cette dernière prend en compte les longueurs d'onde de fluorescence et l'efficacité le long du champ de vue.

Le champ de vue total et l'échelle focale ont aussi été mesurés et valent respectivement $10.2^\circ \pm 0.5^\circ$ et $0.21^\circ \pm 0.01^\circ/\text{pixel}$. Tous ces paramètres seront utilisés par la suite dans l'exploitation des données du vol de EUSO et notamment dans la détermination du bruit de fond UV vu depuis 38 km d'altitude.

Impact sur les performances de l'instrument

A la suite de la caractérisation du système optique, une grande différence a été remarquée avec les caractéristiques attendues par les simulations. La distance de focalisation du système réel s'est révélée plus grande de 2 à 6% en fonction de la longueur d'onde et 2% pour la distance optimale, témoignant d'une puissance de focalisation des lentilles plus faible. Le champ de vue total mesuré est quant à lui plus grand de 63% pour une échelle focale plus grande de 28%. L'efficacité est plus faible qu'attendue à toutes les longueurs d'onde. L'efficacité issue des mesures et calculée à partir des longueurs d'onde de la fluorescence est plus faible de 45% par rapport à celle attendue. La lumière ne se retrouvant pas dans la PSF est étalée sur le plan focal à la manière d'un fond diffus. Ces

	spécifications désirées	spécifications minimales	performances simulées[66]	performances mesurées
aire de la pupille	$> 0.785m^2$	$> 0.785m^2$	$0.95m^2$	$0.91m^2$
distance optimale du détecteur	–	–	431mm	440mm
dispersion chromatique de la distance optimale	–	–	0.45mm/nm	0.27mm/nm
champ de vue total	$> \pm 6^\circ$	$\pm 4^\circ$	$\pm 4^\circ$	$\pm 5.1^\circ$
échelle focale	$> 0.25^\circ/pixel$	$0.17^\circ/pixel$	$0.17^\circ/pixel$	$0.21^\circ/pixel$
taille du spot	$< \text{taille pixel}$	$< \text{taille PMT}$	9mm RMS	9mm central
efficacité dans 9mm	60%	$> 15\%$	41.4%	22.7%

TABLE 3.13 – Comparaison des mesures optiques et des spécifications. Les spécifications désirées ont été établies dans l'optique d'observer une gerbe atmosphérique. Les spécifications minimales sont nécessaires à la mesure du bruit de fond UV à un niveau utilisable pour JEM-EUSO. Les performances simulées sont obtenues à partir des simulations théoriques et les performances mesurées issues de la campagne de tests 2015.

différences sont présentées par les graphiques des figures 3.63 page 112 qui comparent les énergies encerclées mesurées en laboratoire et celles issues des simulations. Les modèles montrent des comportements différents pour une source à 73m et pour une source à l'infini, les deux simulations sont donc présentées. De manière générale, les énergies encerclées à la distance de focalisation sont moins piquées et plafonnent à une efficacité plus faible qu'attendu. La forme de la PSF est aussi différente. Une étude approfondie de ces énergies encerclées simulées et mesurées est indispensable à la compréhension du système optique des lentilles de Fresnel.

La table 3.13 résume ces différences en comparant les paramètres vitaux du système optique théorique et mesuré, avec les spécifications de la mission. Les spécifications minimales ont été établies afin de caractériser le bruit de fond UV à un niveau utilisable par JEM-EUSO, la conception de l'instrument étant étudiée pour reproduire le même niveau de bruit de fond par pixel que celui attendu sur JEM-EUSO. Malgré la grande différence avec les valeurs théoriques, les performances mesurées remplissent largement les spécifications minimales. Le bruit de fond devrait donc être caractérisable à partir du vol de 2014.

Les spécifications désirées sont utiles à l'observation de gerbe atmosphérique réelle. Malgré que le vol 2014 a montré que l'instrument était capable d'observer des événements simulés au laser(chapitre 4), les performances sont loin d'atteindre les spécifications requises. Ceci impacte directement la capacité de trigger d'événements et de

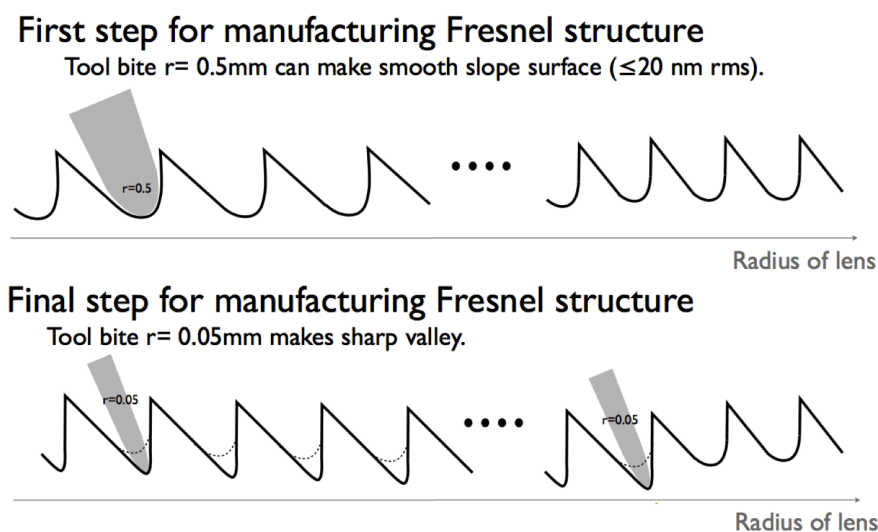


FIGURE 3.61 – Présentation des deux étapes de fabrication des lentilles. Les zones de Fresnel sont d'abord taillées avec un outil grossier. Un deuxième passage est effectué avec une pointe bien plus fine afin de tailler le fond des zones.

reconstruction de la gerbe de l'instrument pendant le vol longue durée, l'efficacité étant un paramètre critique de détection. Ces conséquences font actuellement l'objet d'une étude complexe[76] qui n'a pas encore statué.

L'augmentation du champ de vue et la drastique diminution de l'efficacité par rapport au système théorique sont très inquiétantes et témoignent d'une non compréhension du système utilisé. Il est vital de mieux comprendre le système optique afin d'en calculer les conséquences sur JEM-EUSO, dont les performances sont sûrement sur-évaluées.

Origine des différences entre simulation et système réel

Il n'a pas été statué d'où provenaient ces différences : d'une simulation peu fidèle avec la réalité (lumière diffuse non reproduite, puissance de focalisation surévaluée, rugosité de surface pas bien prise en compte) ou d'une différence dans la fabrication des lentilles (zones de Fresnel non taillées complètement). Ces différences font aujourd'hui l'objet d'une intense discussion avec les experts des lentilles de Fresnel de la collaboration. Certaines causes ont déjà pu être identifiées.

Une des pistes à étudier est la condition de construction des lentilles. Pour simplifier la construction des lentilles et économiser du temps, la lentille L3 (lentille arrière) n'a pas reçu de taille fine sur toute sa surface. La figure 3.61 montre les deux étapes de construction d'une lentille de Fresnel. Ces deux étapes utilisent des outils de taille différente. L'outil fin est passé en deuxième passage afin de finaliser les zones de Fresnel. Cette deuxième taille n'a pas été effectuée sur toute la surface de la lentille arrière afin d'économiser du temps car toute sa surface n'est pas utile. Ainsi, la lentille 3 n'a été taillée finement que jusqu'à un rayon de 302mm, ce qui correspond à un peu plus de la

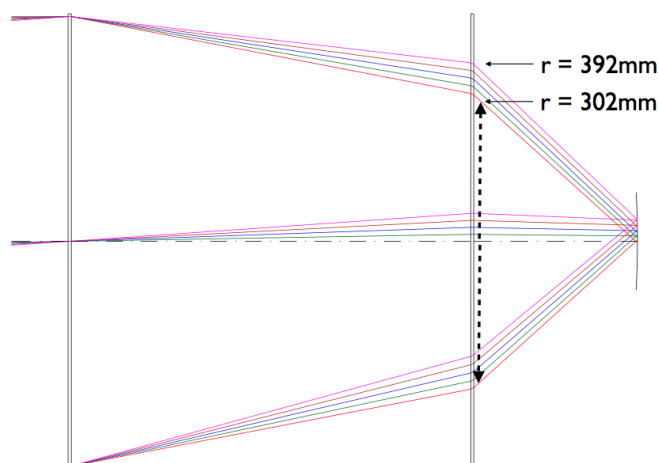


FIGURE 3.62 – Tracé de rayons montrant la zone qui a été taillée jusqu'au bout sur la lentille L3. Cette zone est comprise dans un diamètre de 302mm. Les rayons lumineux de différentes couleurs sont pour des angles d'incidence différents : 1°, 2°, 3° et 4°. La simulation indique que selon l'angle d'incidence, une partie des rayons lumineux passe à l'extérieur de cette zone.

moitié de sa surface utile. La figure 3.62 montre qu'une partie des rayons lumineux traverse quand même la partie non finalisée de L3. L'outil grossier forme au fond des zones de Fresnel des micro-lentilles divergentes pouvant être la source du fond diffus élevé qu'on observe. Nos collègues japonais, qui ont conçu et fabriqué les lentilles, pensent que cette méthode simplifiée de fabrication est la cause principale de la diminution de l'efficacité du système par rapport aux simulations. De notre point de vue, nous pensons que la partie non finalisée de L3 n'est pas la seule source de diminution de l'efficacité. En effet, pour un angle d'incidence de 0°, tous les rayons lumineux devraient passer par la partie fine de L3, mais nous n'avons noté aucune augmentation de l'efficacité pour des petits angles d'incidence. Son impact sur l'efficacité devra donc être quantifié afin de travailler aussi sur les autres causes potentielles à la diminution de l'efficacité : qualité de surface, poussières, rayures, immersion prolongée...

Une méthode envisagée pour évaluer l'effet de la partie non finalisée de L3 est d'effectuer des mesures de PSF et d'efficacité en obstruant la partie centrale de L3 puis en obstruant la partie non finalisée. Ceci permettrait de mesurer les deux parties indépendamment et, en comparant avec les simulations, d'évaluer l'effet de la finalisation des zones de Fresnel sur les performances de l'optique.

La différence de champ de vue et d'échelle focale est la cause d'une erreur dans la simulation utilisant une mauvaise taille de détecteur. Les dernières estimations montrent que le champ de vue théorique devrait être proche de $\pm 5^\circ$.

La distance optimale de focalisation est quant à elle un problème plus complexe. Elle dépend notamment de la température et de l'humidité lors de la mesure mais aussi lors de la fabrication des lentilles. Cette dernière dépendance est très difficile à évaluer. L'impact de ces paramètres lors de la mesure est actuellement en train d'être évalué.

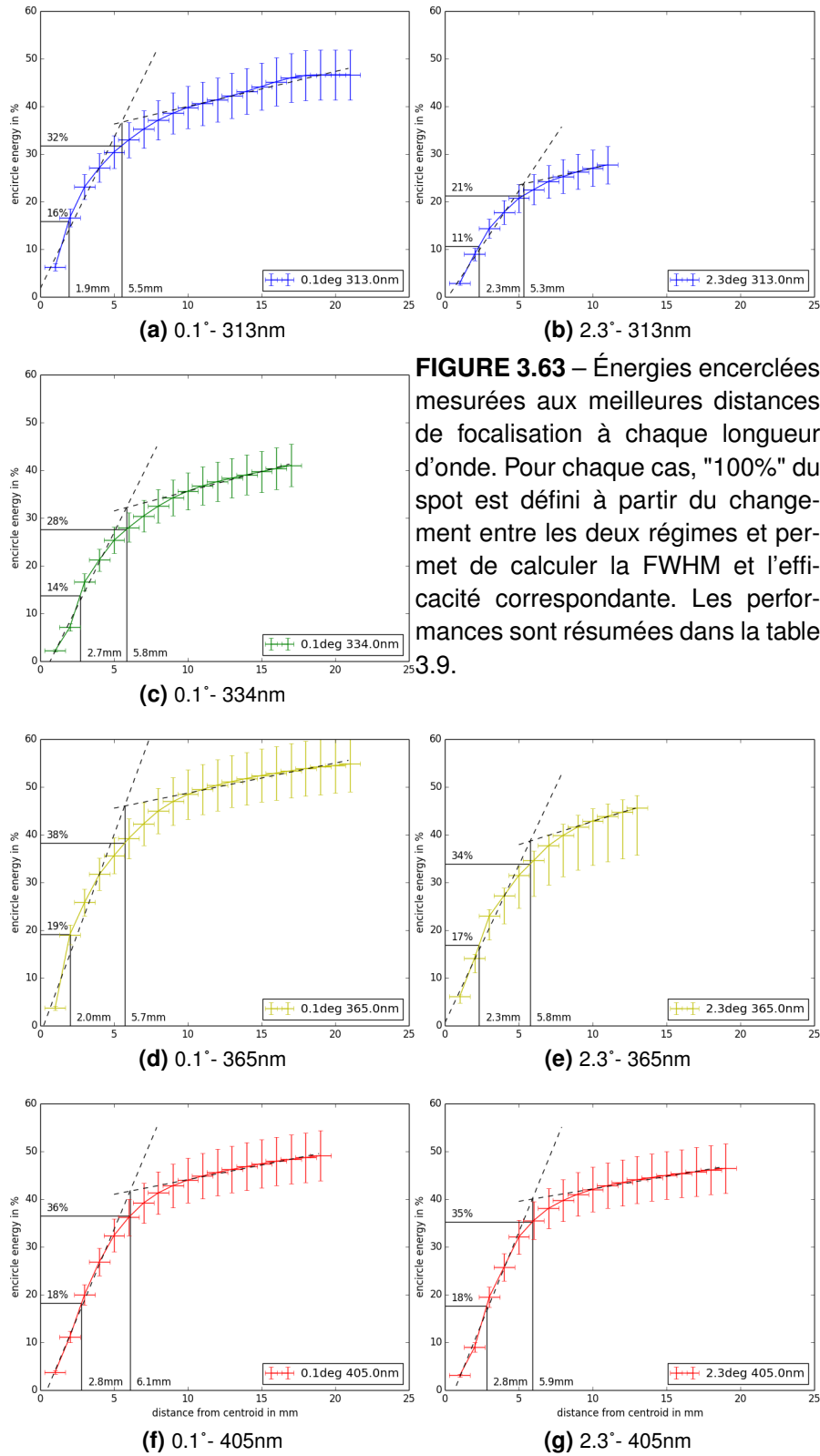
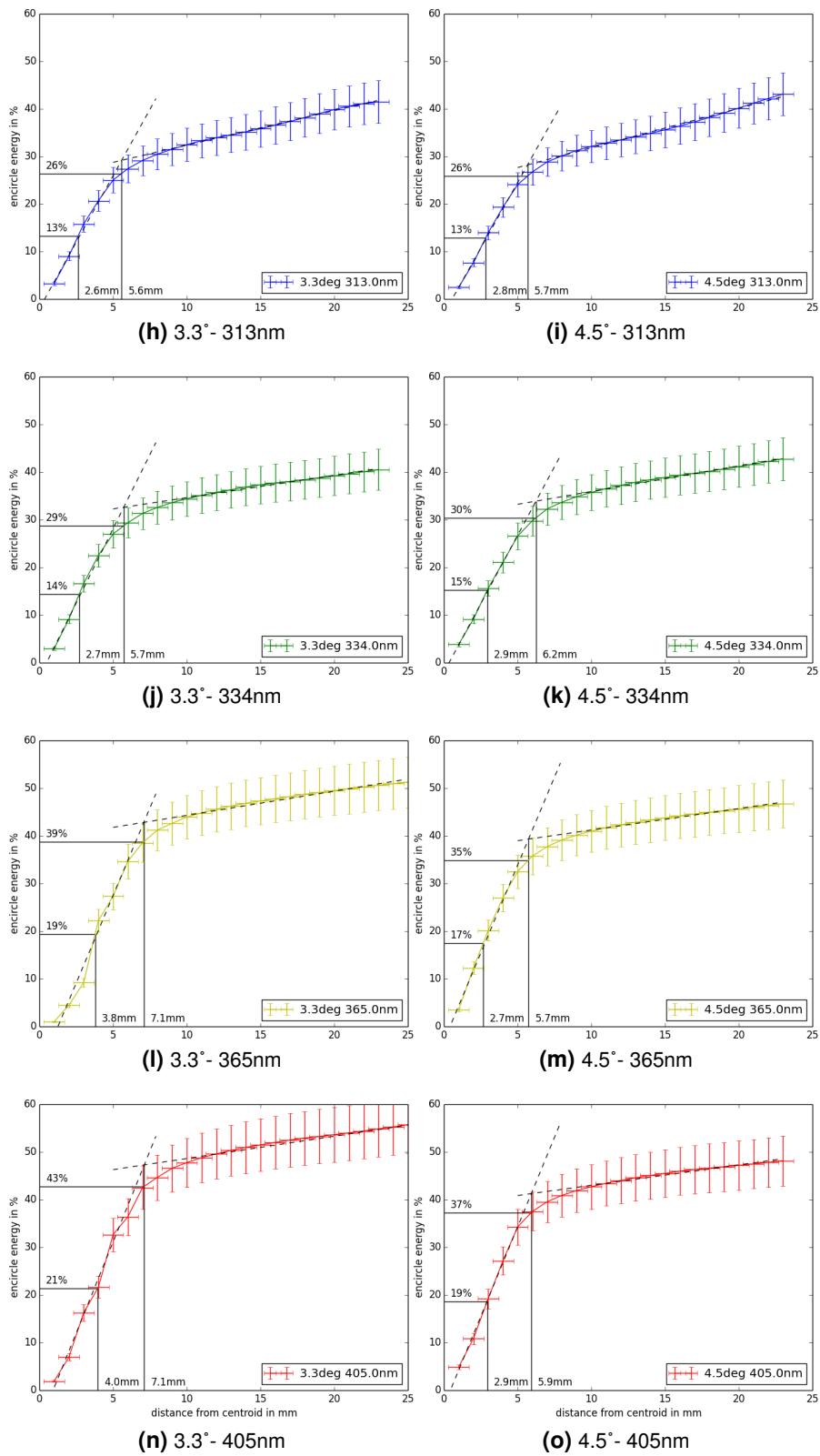


FIGURE 3.63 – Énergies encadrées mesurées aux meilleures distances de focalisation à chaque longueur d'onde. Pour chaque cas, "100%" du spot est défini à partir du changement entre les deux régimes et permet de calculer la FWHM et l'efficacité correspondante. Les performances sont résumées dans la table 3.9.



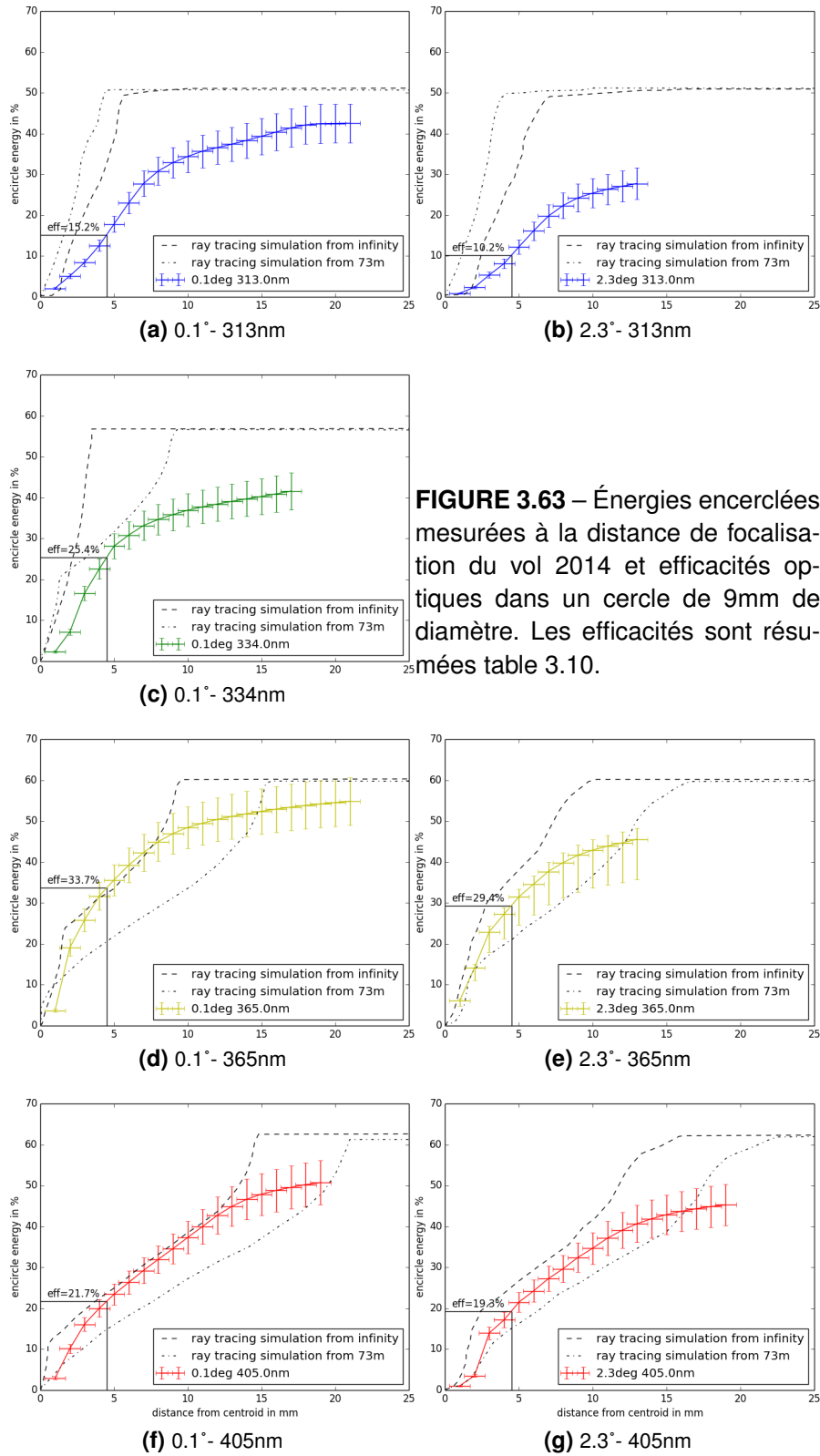
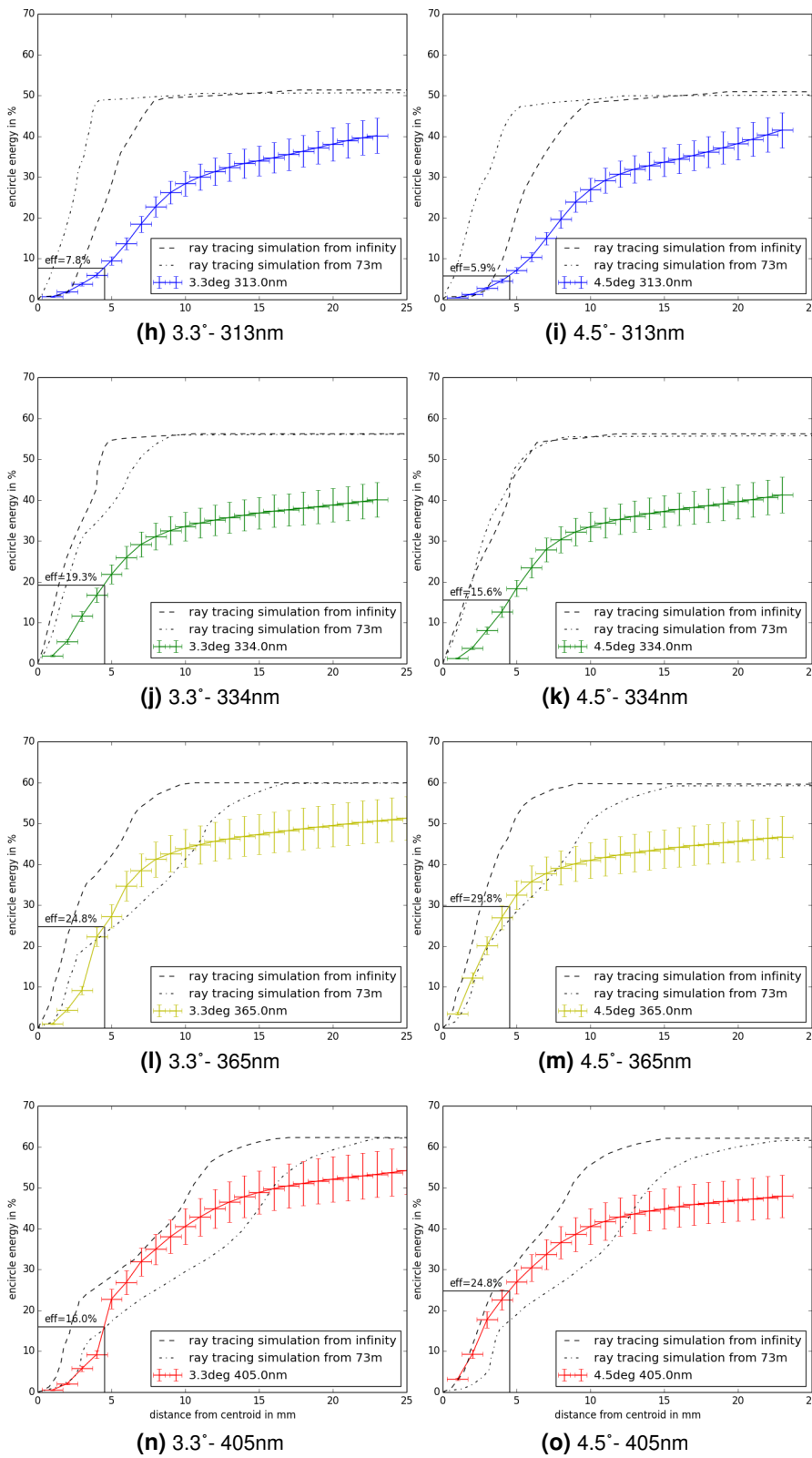


FIGURE 3.63 – Énergies encrclées mesurées à la distance de focalisation du vol 2014 et efficacités optiques dans un cercle de 9mm de diamètre. Les efficacités sont résumées table 3.10.



Chapitre 4

Le premier vol d'EUSO-Ballon

"-C'est à vous, Monsieur, qu'il appartient de nous ouvrir la route des cieux."

Professeur Charles à Etienne Montgolfier, le priant de couper la corde pour le premier vol habité d'un ballon à gaz, 1^{er} décembre 1783, jardin des Tuileries.[77]

Une centaine d'année après la première détection d'un rayon cosmique en ballon, le même moyen est utilisé en quête des plus énergétiques d'entre eux... Ça ne pouvait que nous amener la bonne fortune. En effet, le premier vol d'EUSO-Ballon s'est définitivement déroulé sous le signe de la chance. D'abord parce que un mois avant le vol, plus rien ne fonctionnait correctement, mais que tout a été prêt pour le jour J. Ensuite parce que selon la loi de Murphy[78] une campagne ballon ne se déroule jamais sans accroc. Mais celle de Timmins 2014 n'aurait pas pu mieux se passer. Après de nombreux jours de pluie et de nuages noirs, EUSO a décollé devant un magnifique coucher de soleil et sous un ciel dégagé. Les vents nous ont d'abord poussé au-dessus de Timmins afin qu'on enregistre les lumières de la ville. Puis nous avons survolé mines, nuages, forêts, lacs... Malgré la synchronisation manquante avec l'hélicoptère, un grand nombre de flashers et tirs laser ont été vus. Même les instruments secondaires ont fonctionné parfaitement. Enfin, alors que la forme de la nacelle était parfaite pour nous empaler proprement sur les sapins de la forêt boréale, EUSO a décidé de viser le centre du tout petit lac présent dans la zone d'atterrissage, qualifiée comme étant la plus "sèche" du pays au million de lacs. S'en est suivie la parfaite démonstration de l'étanchéité et de la flotabilité de la nacelle : l'instrument restant au sec et en parfait état, jusqu'au crash-pads. Mission completed!

Sommaire

4.1	Les vols stratosphériques	117
4.1.1	Les ballons stratosphériques ouvert	117
4.1.2	Déroulement d'un vol stratosphérique	119
4.2	Le vol de EUSO-Ballon de 2014	121
4.2.1	La base stratosphérique de Timmins	121
4.2.2	La nacelle EUSO	123
4.2.3	Déroulement du vol du 24-25 août 2014	125
4.3	Bilan du premier vol	126
4.3.1	La technologie en marche	126
4.3.2	Les premiers résultats scientifiques	130
4.4	Conclusion pour les prochains vols	134

4.1 Les vols stratosphériques

Le CNES a développé sa filière ballon il y a plus de cinquante ans[79]. C'est la plus importante après celle des États-Unis. Les aérostats du CNES permettent notamment de sonder l'atmosphère à différentes altitudes : 10, 20, 40km... C'est un moyen idéal pour étudier l'atmosphère, sa dynamique, sa chimie, et donc de faire de la météorologie ou de l'aéronomie. Les ballons stratosphériques sont également utilisés par les astronomes. Ils permettent de placer des détecteurs au-dessus des couches denses de l'atmosphère à un coût réduit par rapport aux satellites afin d'étudier les rayonnements normalement bloqués par cette dernière : infrarouge, ultraviolet, rayons X et gamma. Ils ont aussi l'avantage de pouvoir être développés dans un délai court, les contraintes opérationnelles sont souples et ils peuvent parfois être utilisés plusieurs fois.

Il existe plusieurs types de ballons stratosphériques : les ballons stratosphériques ouverts, les ballons pressurisés stratosphériques, les mongolfières infrarouge, les ballons captifs... qui permettent d'emporter des charges de quelques kilos à quelques tonnes, sur des durées allant de la journée à plusieurs semaines, en fonction du type de ballon.

L'expérience EUSO a été embarquée sous un ballon stratosphérique ouvert afin de porter sa charge de 460kg à 40km d'altitude.

4.1.1 Les ballons stratosphériques ouverts

L'altitude d'interaction moyenne d'un rayon cosmique de ultra-haute énergie est aux alentours de 20km, la gerbe se développant jusqu'à son maximum bas dans l'atmosphère. Embarqué en ballon stratosphérique ouvert à 38km d'altitude, EUSO sera capable d'offrir des chances de détection sur plusieurs nuits d'observation, telles que sur le vol long prévu en 2017. Néanmoins, l'étude du bruit de fond UV et le fonctionnement de la technologie dans des contraintes spatiales demandent à l'expérience d'atteindre une altitude maximale. Un plafond à 40km d'altitude permet de survoler 99% de la masse de l'atmosphère et donc la plupart des sources de lumière parasite au sol. Malheureusement, une bonne moitié de "l'air-glow" de l'atmosphère est créée à plus haute altitude.

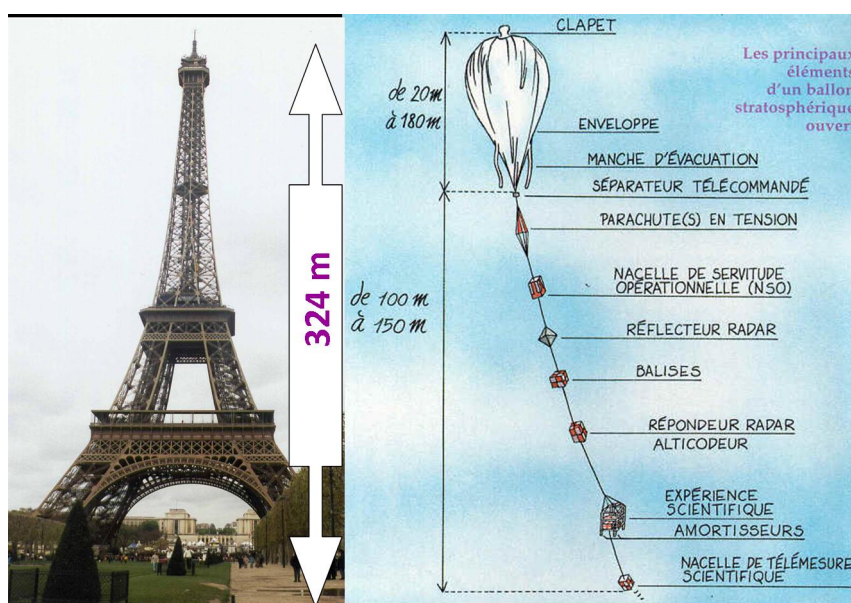


FIGURE 4.1 – Chaîne de vol entière d'un grand ballon stratosphérique ouvert[80].

Les ballons stratosphériques ouverts (BSO) sont les seuls aérostats à pouvoir emporter des charges lourdes. D'une taille de ballon allant de 3000 à 1 200 000 m³, ils permettent d'emporter des charges allant de 50 à 2500kg. Gonflés à l'hélium, ces ballons peuvent monter à des altitudes de 15 à 40km en fonction de la masse d'hélium dans l'enveloppe, de la masse du ballon et de la *charge utile*¹.

L'enveloppe reste ouverte sur l'extérieur pendant tout le vol. Des manches d'évacuation situées au bas du ballon permettent au gaz de rester en équilibre avec l'atmosphère. En équilibre aérostatique, le ballon reste alors à une altitude constante, les seules variations étant celles de l'alternance jour/nuit. Un clapet télécommandé situé en haut de l'enveloppe permet de vider le ballon.

Les vents stratosphériques forment de grands courants stables, dont la direction reste facilement prévisible.

En plus de l'enveloppe et de la *charge utile*, le ballon stratosphérique est composé d'une chaîne de vol complexe. Celle-ci comprend le système de séparation avec l'enveloppe, de parachutes pour récupérer la charge utile, de réflecteurs radar et de balises, de lest, ainsi que la nacelle de servitude opérationnelle. Cette dernière est responsable de la communication avec le sol, de la localisation et du pilotage du ballon. Elle contient en particulier des récepteurs GPS qui permettent de suivre le ballon en temps réel.

1. charge utile : nom donné à la charge à transporter par un moyen de transport. Sur des satellites et des ballons scientifiques, le terme désigne en général tout le matériel scientifique.

Type de ballon	ballon stratosphérique ouvert
Volume de l'enveloppe	400 000 m ³
Gaz porteur	Hélium
Taille au plafond	100m de diamètre
Altitude de plafond	38km
Durée nominale au plafond	3h minimum
Masse emportée	400-500 kg
Site du lâcher	Base Stratosphérique de Timmins

TABLE 4.1 – Caractéristiques du ballon utilisé pour la mission EUSO 2014

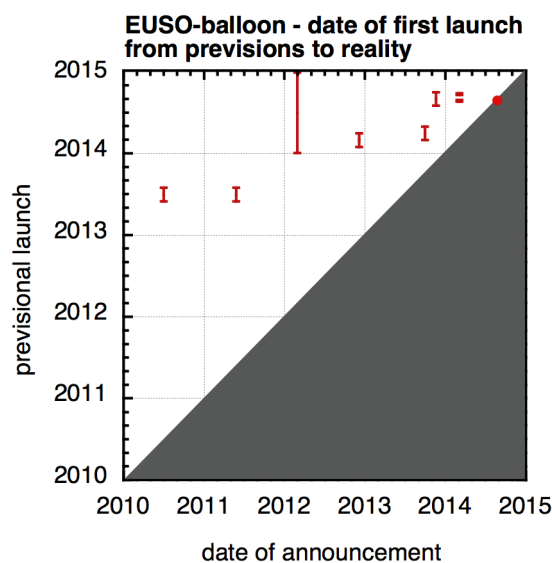


FIGURE 4.2 – Date de lâcher du ballon EUSO : de la prévision à la réalité.

La complexité du développement et de la planification d'un vol de ballon stratosphérique se traduit souvent par une date de lancement qui recule au fur et à mesure que le projet avance. La figure 4.2 montre l'évolution de la date de lâcher prévisionnelle en fonction de l'avancée du projet EUSO. Pour des raisons d'organisation ou de développement technique, la date de lâcher a souvent été replanifiée avant d'être fixée un an avant le vol.

4.1.2 Déroulement d'un vol stratosphérique

Bien que plus simple qu'un lancement de satellite, un lâcher de ballon stratosphérique ouvert n'est pas une mince affaire. Ce sont des milliers de m³ d'hélium soulevant une charge de plusieurs centaines de kilo.

La première des précautions à prendre concerne les conditions atmosphériques. Difficilement prévisibles, elles sont les premières causes de retard dans une campagne ballon.

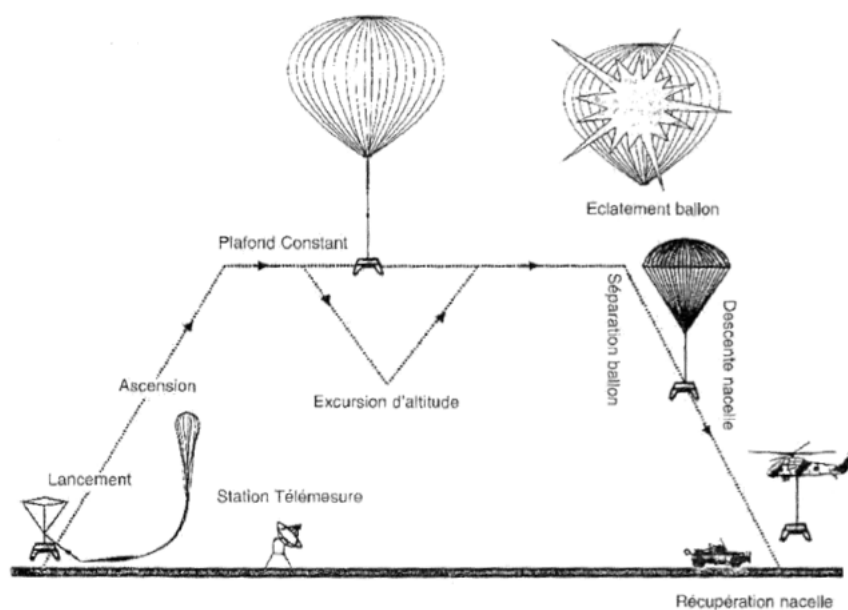


FIGURE 4.3 – Profil d'un vol de ballon stratosphérique ouvert (d'après Justaut [1997, p.113].

Certaines expériences peuvent rester des mois en attente d'une fenêtre de lâcher. Le premier paramètre est la vitesse du vent au sol. Un vent trop fort est risqué d'accident pendant le lâcher.

Le jour du lâcher, une fois le feu vert donné par le service météo, le responsable ballon et le responsable scientifique, plusieurs étapes s'enchaînent jusqu'au lâcher.

Tout le matériel est mis en place sur l'aire de lancement, le ballon est déroulé puis gonflé. Pour des charges utiles lourdes comme EUSO-Ballon, des ballons auxiliaires soulèvent la nacelle à un mètre du sol afin que le décollage se fasse en douceur. Ces ballons auxiliaires se séparent au début de l'ascension.

L'ascension du ballon se fait relativement rapidement à une vitesse d'environ $5-6 \text{ m.s}^{-1}$. Il atteint donc le plafond de 40km en moins de 3 heures. Soumis aux vents pendant toute la montée, l'aérostat se stabilise finalement dans les courants stratosphériques. De là, sa trajectoire est régulière et prévisible, les vents stratosphériques étant relativement constants hors périodes d'inversion nommées turn-around.

La montée et le vol au plafond est monitoré depuis le sol. Sur des vols de plusieurs jours, le ballon va effectuer des "excursions d'altitude" lors des passages jour/nuit/jour. Ces excursions peuvent être contrôlées en utilisant les lests ou le clapet du ballon. L'installation de télémétrie permet en général d'envoyer une certaine quantité de données au sol pendant le vol, ce qui devient indispensable pendant les vols longs car le risque de la perte de la nacelle est accru.

À la fin du vol, le ballon est séparé du reste de la chaîne de vol, en général au-dessus d'une zone sans risque. La chaîne de vol entame donc sa descente ralentie par les

parachutes. Le ballon proprement dit est vidé et descend en chute libre.

La nacelle scientifique, la chaîne de vol et l'enveloppe du ballon sont enfin récupérées par les équipes au sol.

4.2 Le vol de EUSO-Ballon de 2014

4.2.1 La base stratosphérique de Timmins

La base stratosphérique de Timmins se situe sur le site de l'aéroport de la ville de Timmins, au nord-est de l'Ontario dans le Canada. Elle a été créée afin d'avoir une possibilité de lancement mi-latitude, les deux bases du territoire français (Aire sur l'Adour et Gap) étant fermées. En entière collaboration avec l'agence spatiale canadienne, cette ville de 40000 habitants a été choisie pour accueillir la nouvelle base du CNES grâce à la faible densité d'habitants dans la région, sa latitude, sa météo calme et son éloignement des grands lacs, des montagnes et du territoire des États-Unis. L'agence spatiale canadienne a par la même occasion créé son programme ballon STRATOS, afin de collaborer avec le CNES sur le projet d'installation et d'exploitation de cette nouvelle base.

La construction de la base eu lieu en 2012. En 2013, les premiers lâchers de ballons ont été effectués avec succès permettant de tester toute l'infrastructure ainsi que le nouveau système de communication du CNES appelé NOSYCA. Le terrain situé au bout d'une des deux pistes de l'aéroport sert de terrain de lancement, assez vaste pour accueillir les plus gros des ballons stratosphériques du CNES.

En 2014 eu lieu la première campagne scientifique depuis Timmins. EUSO-Ballon fut le deuxième ballon à être lâché cet été là. Cette campagne ballon est notamment relatée sur internet à travers les ressources [81] et [82].

Des simulations de points de chute des nacelles en partance de Timmins ont été menées par le CNES. Ces prévisions sont montrées sur la figure 4.6 pour le mois d'août et pour une nuit de vol, les vents stratosphériques soufflant d'est en ouest pendant cette période. Afin de sécuriser le matériel électronique embarqué, les régions des lacs sont évitées le plus possibles.

Profil du vol d'EUSO-Ballon

Pour le premier vol d'EUSO-Ballon, les objectifs prioritaires sont de démontrer le fonctionnement de la technologie et de mesurer le bruit de fond. Pour cela, nous avons choisi les conditions optimales de vol, c'est-à-dire un bruit de fond réduit. Deux dates ont donc été retenues en fonction de la nouvelle lune : les nuits autour du 25 août et autour du 24 septembre 2014.

Pour ces deux premiers objectifs, une durée de vol au plafond d'un minimum de 3 heures est nécessaire. Le vol dure une nuit entière afin de laisser le temps à l'ascension du ballon. L'étude du bruit de fond est donc assurée pour des conditions sans lune et en survol de forêt. Les autres conditions de bruit de fond dues aux différentes surfaces survolées (lacs, villes, couverture nuageuse,...) sont elles soumises aux aléas des vols ballons et des conditions météorologiques.

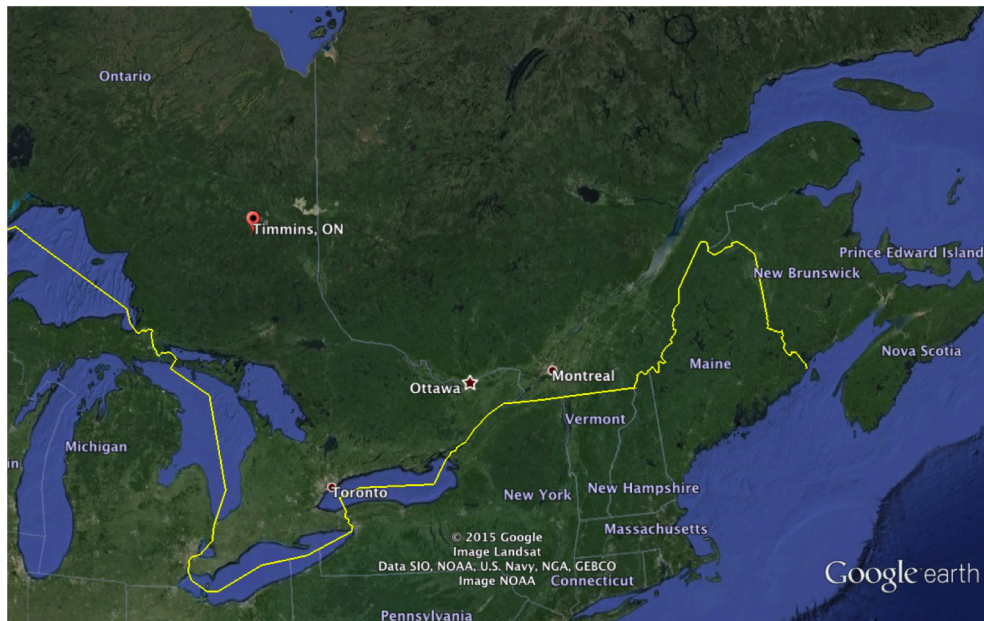


FIGURE 4.4 – Localisation de la base ballon de Timmins.



FIGURE 4.5 – La base stratosphérique de Timmins. 1 : hall d'assemblage/entrepôt charge utile. 2 : hall télécommunication/bureaux/salle d'opérations. 3 : entrepôt des moyens de lancements. 4 : accès à l'aire de lancement

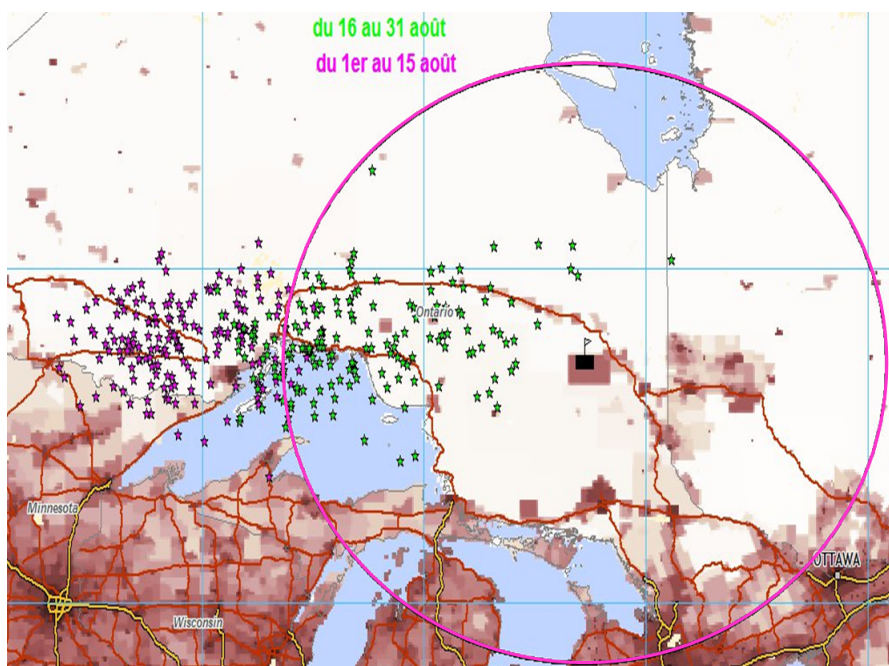


FIGURE 4.6 – Prévisions des points de chute des nacelles en partance de Timmins pendant le mois d'août.

Afin de préparer le troisième objectif du troisième vol, d'être l'expérience précurseur en détectant une gerbe atmosphérique depuis le haut, un hélicoptère a été préparé afin de tirer pendant les heures passées au plafond des lasers et flashers pour simuler des événements atmosphériques (gerbes atmosphériques,...).

Bien que la nacelle ait été étudiée pour être capable d'amerrir, il est prévu de la faire atterrir sur le sol ferme. L'amerrissage d'une nacelle est une opération compliquée et inutile pour des vols courts.

4.2.2 La nacelle EUSO

L'instrument prêt pour le vol

EUSO-Ballon a été entièrement testé et calibré entre Paris et Toulouse. Le bon fonctionnement du Data Processor (DP) associé au Photo Detector Module (PDM) a été testé thermiquement à basse pression dans la cuve SIMEON du CNES puis dans une autre enceinte au laboratoire de l'APC à Paris. Ceux sont des cuves dont on peut faire varier les conditions internes de température et de pression afin de tester les instruments. EUSO a aussi subi un test "end-to-end", système optique plus système électronique.

A la suite de cette phase de tests et d'intégration, l'instrument a été réintégré entièrement à Timmins. De nouveaux tests de bonne santé ont été menés grâce à une LED placée devant le détecteur et fixée à la dernière lentille du système optique. EUSO-Ballon était prêt pour le vol.

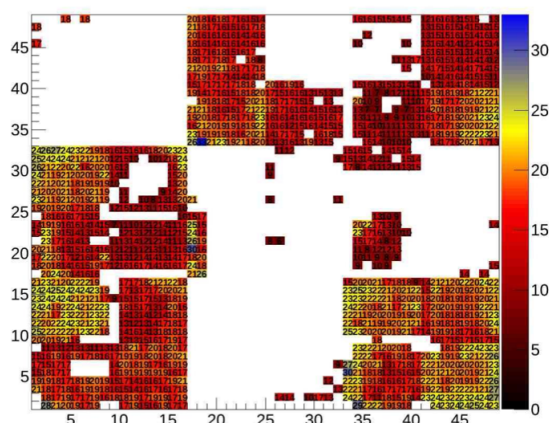


FIGURE 4.7 – Efficacité de chaque pixel du PDM avant le vol de Timmins 2014. Abscisse et ordonnée sont les numéros des pixels. La valeur de l'efficacité est en pourcentage, elle correspond au coefficient de conversion entre le nombre de photons mesurés et le nombre de photons atteignant réellement le pixel.

Malgré les efforts de tous les laboratoires impliqués dans EUSO-Ballon, toutes les fonctions de l'instrument n'étaient pas opérationnelles pour le premier vol. De nombreuses technologies nouvelles ont dûes être développées pour ce vol dans des temps réduits.

Premièrement, le *KI* n'a pas pu être implémenté. En cas de lumière forte, le détecteur devrait donc saturer sans donner aucune mesure quantitative. Le premier vol ayant lieu sans lune et suite à la calibration des lumières test de l'hélicoptère, aucune lumière importante n'était attendue.

Deuxièmement, l'algorithme de trigger n'a pas non plus eu le temps d'être en état de fonctionner. La priorité du vol 2014 restant le démonstrateur technologique et la mesure du bruit de fond, ceci n'a pas posé de problème. La fréquence des tirs laser de l'hélicoptère permettait à l'instrument de les détecter sous condition d'enregistrer toutes les images prises par le détecteur.

Enfin tous les pixels du PDM ne fonctionnaient pas parfaitement. Le PDM est un détecteur extrêmement complexe car il met en oeuvre une matrice de photomultiplicateurs extrêmement sensibles et devant être lus très rapidement. C'est le premier de ce type à être développé et à fonctionner. Seul la moitié des pixels a pu être calibré de manière absolue avant le vol et un quart fonctionnait de manière nominale. Cela veut dire que seul ces "*bons*" pixels (20%) pouvaient être utilisés pour compter les photons directement. Les autres détectent toujours la lumière mais ne donnent pas une mesure absolue.

Ces quelques fonctions manquantes ne mettaient pas en danger la réussite des trois objectifs principaux de la mission : démonstration technologique, mesure du bruit de fond et détection des événements de l'hélicoptère.

Les passagers clandestins

La nacelle EUSO a accueilli 3 petits appareils supplémentaires en addition de l'instrument EUSO et du matériel du CNES (centrale inertielle, télémétrie...). Non prévus au départ, ils ont symboliquement reçus le nom de *passagers clandestins*.

Le premier est une photodiode NIST. Celle-ci fut placée sur le plan focal de l'instrument, non loin du PDM. Elle donnait une mesure de la lumière ambiante dans le bloc électronique et permettait de contrôler si le PDM pouvait être allumé ou non. Le wattmètre enregistrant les données de la National Institute of Standards and Technology (NIST) était indépendant, branché sur des batteries de vol, et situé sur le toit de la nacelle dans ce qu'on a appelé la boîte à gadgets. Cette dernière était scellée, étanche, et protégée thermiquement par une mousse de polystyrène extrudé.

Envoyer un instrument dans la stratosphère à 40km d'altitude est une réelle opportunité. Nous avons donc décidé d'inclure dans la boîte à gadgets un compteur Geiger. Le petit compteur Geiger-Muller était un *Radiation Alert Inspector* dont l'ouverture du détecteur faisait 44mm. Il était branché à un smartphone qui servait de DP et il a enregistré des rayons cosmiques de basse énergie pendant tout le vol.

Enfin, la mousse isolante de l'IRcam a accueilli une caméra GoPro regardant vers le bas. L'appareil a fonctionné depuis le lâcher du ballon et ce pendant les trois premières heures de vol en prenant des photos toutes les cinq secondes. La GoPro a été particulièrement utile pour retrouver l'orientation de la nacelle. Ceci est décrit en détail dans le chapitre 5.

4.2.3 Déroulement du vol du 24-25 août 2014

Le premier vol d'EUSO-Ballon a eu lieu pendant la nuit sans lune du 24 au 25 août 2014. Après que la nacelle ait été transportée sur le tarmac à 22h UTC, tous les sous systèmes ont été testés, ceux de l'instrument ainsi que ceux du CNES comme les ballons auxiliaires permettant un lâcher en douceur.

La nacelle a été lâchée à 00 :53 Temps Universel Coordonné (UTC) pour voler jusqu'au petit matin. L'ascension dura presque 3 heures, et la nacelle resta 4h40 au plafond à 38km d'altitude. Ensuite, le ballon fut détaché de la nacelle qui a terminé sa descente au beau milieu d'un petit lac de la forêt canadienne.

La haute tension commandant le PDM et donc l'acquisition des données scientifiques a été allumée à 02 :50 UTC pendant la montée, à une altitude de 32km. Ce qui a permis d'enregistrer des images UV pendant plus de 5h à un taux de 18 images par seconde. Des mesures de calibration des photomultiplicateurs étaient prises toutes les trente minutes afin de suivre le comportement du détecteur pendant la nuit de vol.

Environ 33 millions d'images UV ont été prises pendant ce premier vol, la majeure partie étant stockée dans les disques durs de bord. EUSO-Ballon a survolé et observé de nombreux types de terrains et de bruit de fond UV : villes, aires industrielles, forêt, terres humides, lacs, rivières et de nombreux types de nuages.

L'hélicoptère a suivi le ballon tout en tirant laser et flash UV dans le champ de vue de l'instrument. Plusieurs centaines d'événements "laser/flasher" ont été observés

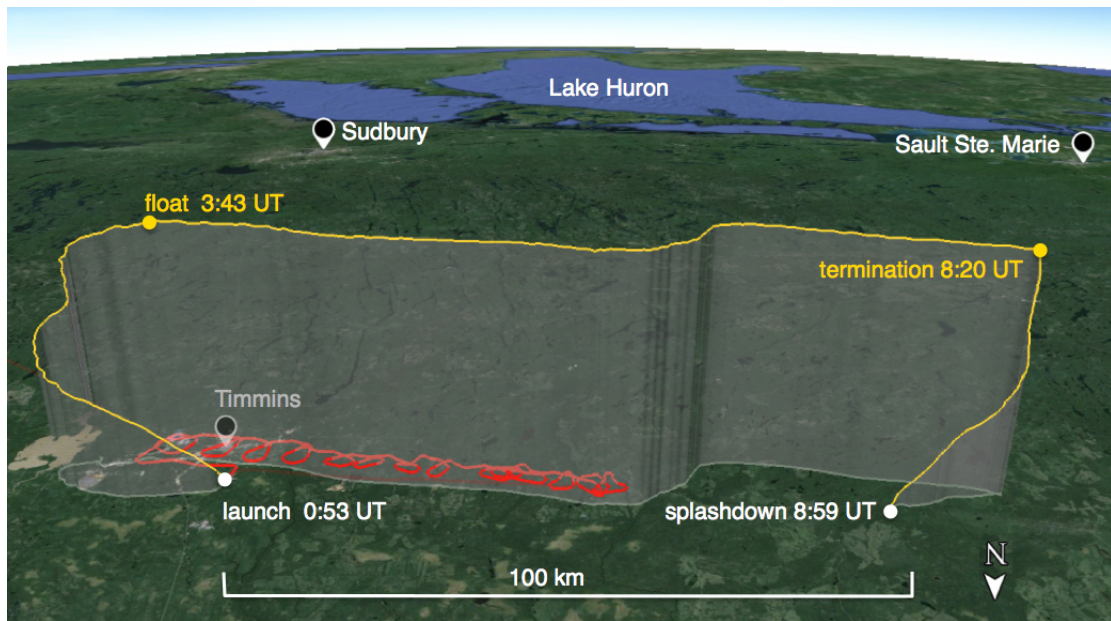


FIGURE 4.8 – Trajectoire de EUSO-Ballon lors du vol du 25 août 2014 (jaune) à 38km d'altitude. L'hélicoptère transportant laser et flashers a suivi le ballon pendant 2 heures à une altitude de 3000m (rouge).

pendant le vol, fournissant des données importantes pour la calibration et l'évaluation des performances de l'instrument en vue d'observer des gerbes atmosphériques[83].

4.3 Bilan du premier vol

4.3.1 La technologie en marche

Fonctionnement

L'objectif principal du vol de EUSO-Ballon était d'effectuer un test "end-to-end" en condition réel des technologies et du principe utilisés par JEM-EUSO.

Le système d'acquisition a très bien fonctionné et a enregistré 258592 paquets de 128 images de $2.5\mu\text{s}$ à une fréquence de 18Hz[84]. Cela correspond à environ 83s d'acquisition totale, réparties uniformément pendant le vol, permettant l'étude des variations spatiales et temporelles de la lumière UV.

L'électronique s'est bien comportée pendant le vol malgré les défauts de pixel déjà présents. Finalement, seulement 5 des 36 MAPMTs n'ont pas pu être utilisés dans l'analyse des données car de trop mauvaise qualité. Seuls les pixels avec de très bonnes performances ont été choisis pour mesurer avec précision le niveau de bruit de fond UV. Ces *très bon* pixels correspondent à 25% des pixels du PDM. Le détecteur a été entièrement calibré de manière absolue donnant les efficacités de chaque pixel à 5% près[85].

Enfin, la caméra infra-rouge a enregistré 350 images des conditions atmosphériques[86].

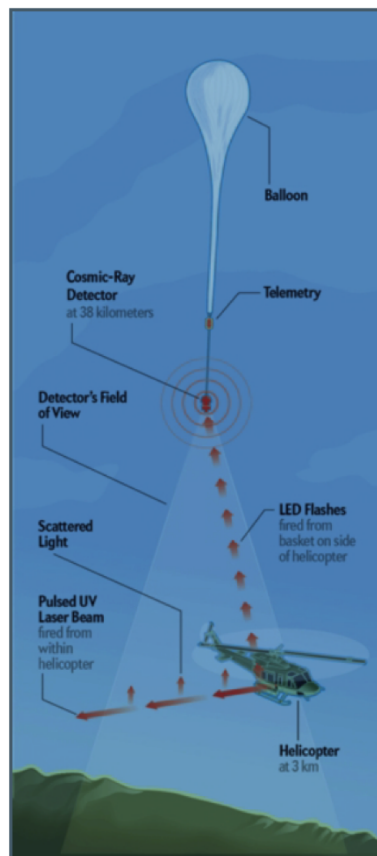


FIGURE 4.9 – Schéma de principe des tirs laser et flasher dans le champ de vu de EUSO-Ballon par l'hélicoptère.[Scientific American, Oct 2014]

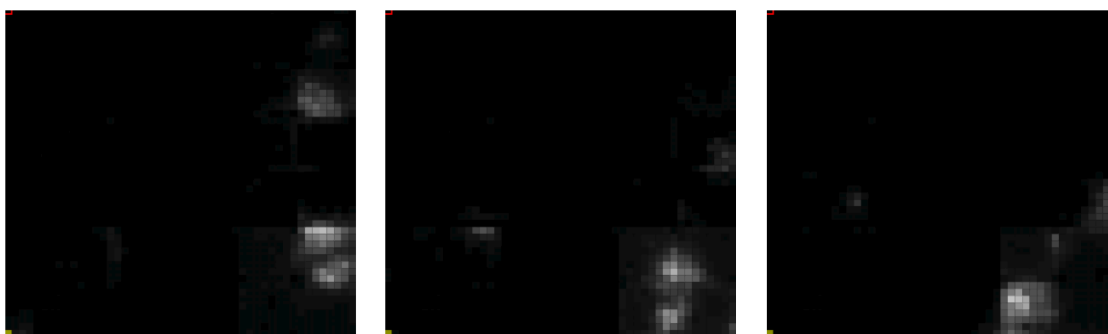


FIGURE 4.10 – Images du détecteur survolant Timmins.

Les premières lumières

Pendant la nuit du vol, une partie des images prises par le détecteur ont été téléchargées par télémétrie. Cela nous a permis de contrôler le bon fonctionnement de l'instrument et d'avoir la première preuve que l'expérience était une réussite.

Les premières images reçues ont été réalisées pendant la montée du ballon et à un moment où la nacelle survolait Timmins. La figure 4.10 montre les lumières de la ville se déplaçant sur le détecteur du fait de la rotation de la nacelle.

Amerrissage de la nacelle

La nacelle de EUSO-Ballon a été conçue pour pouvoir amerrir et protéger tout l'équipement de l'immersion, grâce à plusieurs équipements comme l'illustre la figure 4.11. Ceci était primordial pour garder les données du vol intactes, étant enregistrées sur les disques durs de bord.

Le baffle optique de la partie télescope de la nacelle avait également pour rôle de se comporter comme un "cylindre de décélération". Un coussin d'air se forme à l'amerrissage dans le baffle afin de décélérer doucement, la pression de l'air étant évacuée par des trous situés en haut du baffle.

Le compartiment électronique est entouré de flotteurs, servant aussi à le protéger des chocs. Ces flotteurs maintiennent l'électronique au-dessus de la surface de l'eau en toutes circonstances.

Bien sûr, ce compartiment est entièrement étanche, scellé par la lentille L3. Enfin, si de l'eau venait à pénétrer, tous les instruments électroniques sont fixés au centre du compartiment électronique pour éviter tout contact avec l'eau.

Ayant effectivement amerré dans un lac, les précautions pour rendre la nacelle étanche et l'empêcher de couler se sont révélées payantes. La nacelle a été récupérée en parfait état, preuve que l'amerrissage et les heures passées dans le lac se sont déroulées sans aucun problème.

La figure 4.12 montre comment la nacelle a flôté dans le lac. On voit très bien que le compartiment électronique est maintenu au-dessus de la surface de l'eau. Seule une

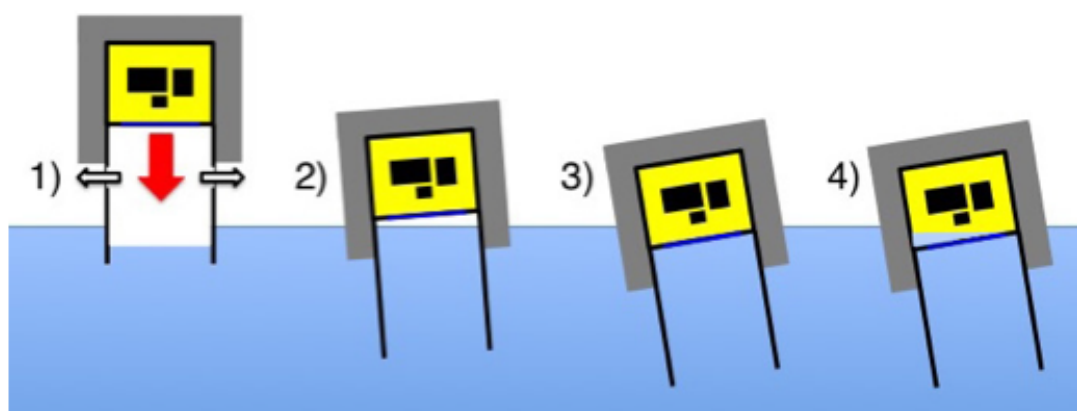


FIGURE 4.11 – Les éléments d'un amerrissage réussi par la nacelle EUSO-Ballon. 1) Le baffle optique sert de cylindre de décélération. L'air est évacué sur le côté. 2) Les flotteurs gardent la nacelle à la surface de l'eau. 3) La partie électronique est maintenue étanche par la lentille L3 et des joints. 4) L'électronique est fixée au centre du compartiment pour éviter tout contact avec l'eau qui pourrait s'infiltrer par d'éventuelles fissures.

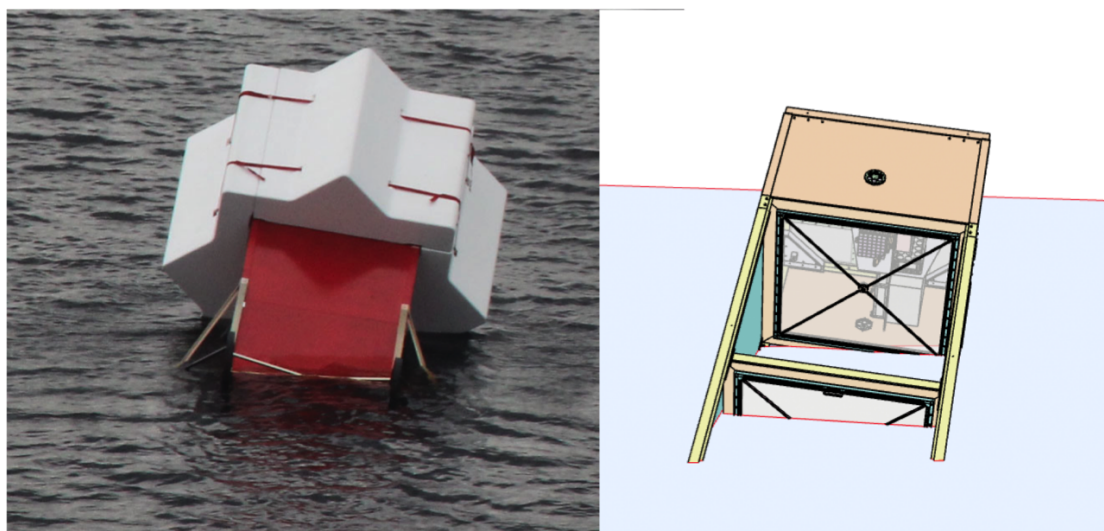


FIGURE 4.12 – La flotabilité d'EUSO-Ballon. A gauche : photo de la nacelle dans le lac. A droite : vue 3D en coupe de la structure, avec le niveau d'eau.



FIGURE 4.13 – La lentille L3 à la récupération. Seul le côté en contact avec l'eau a été mouillé. Aucune eau n'a pénétré dans le compartiment électronique.

petite partie de la lentille L3 est en contact avec l'eau. Sur la figure 4.13, on peut voir la lentille L3 après la récupération de la nacelle dans le lac. Elle a été retrouvée mouillée seulement du côté face au lac, aucune eau n'a pénétré dans le bloc électronique.

Le compteur Geiger

Le compteur Geiger embarqué sur EUSO-Ballon a fonctionné pendant tout le vol. La figure 4.14 montre les données enregistrées. On peut y voir l'augmentation du rayonnement avec l'altitude et le maximum de Pfotzer autour de 19km.

4.3.2 Les premiers résultats scientifiques

Le bruit de fond UV

L'objectif scientifique principal de la mission était la mesure absolue du bruit de fond UV, un paramètre important pour JEM-EUSO. Ce bruit de fond a déjà été mesuré par certaines expériences précédentes, notamment BABY[63], embarqué elle aussi en ballon stratosphérique, et par le satellite TATIANA[87]. Le bruit de fond UV mesuré par les deux tubes photomultiplicateurs de BABY est montré figure 4.15, il nous a d'ailleurs servi pour dimensionner EUSO-Ballon. Cette expérience avait survolé en majorité la mer Méditerranée mais également des villes. EUSO-Ballon apporte une mesure bien mieux résolue spatialement et temporellement, en plus d'être compatible avec la conception de JEM-EUSO.

Le bruit de fond UV[88] mesuré par EUSO-Ballon est représenté sur la carte de la figure 4.16. Les valeurs sont encore préliminaires car elles dépendent beaucoup de facteurs de calibration encore en mesure et de la longueur d'onde. Les zones avec une lumière intense sont les sources de lumières artificielles, Timmins, villages, mines et aéroport. Les zones bleues sombres indiquent un niveau de bruit de fond UV faible.

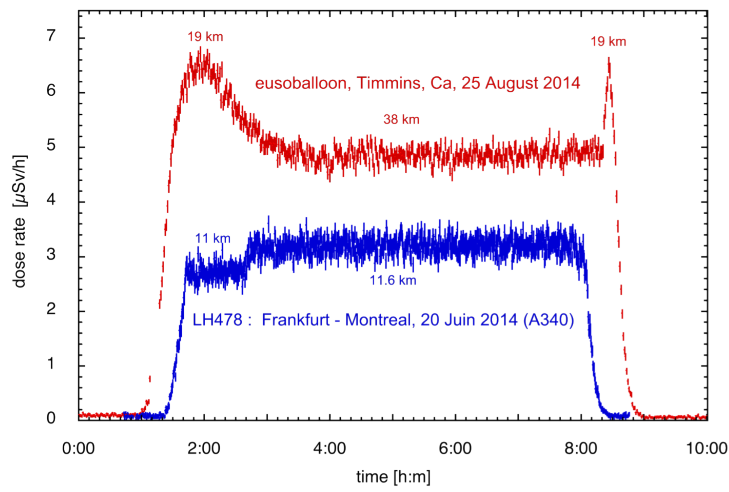


FIGURE 4.14 – Données du compteur geiger embarqué sur EUSO-Ballon ramené en micro-sievert par heure [P. von Ballmoos 2015]. Les données enregistrées sur un vol transatlantique sont mises en comparaison.

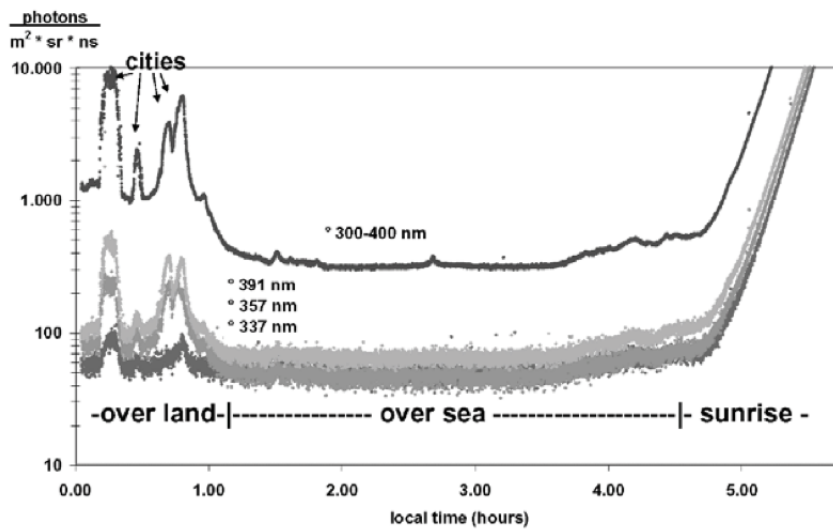


FIGURE 4.15 – Bruit de fond UV mesuré par l'expérience BABY.

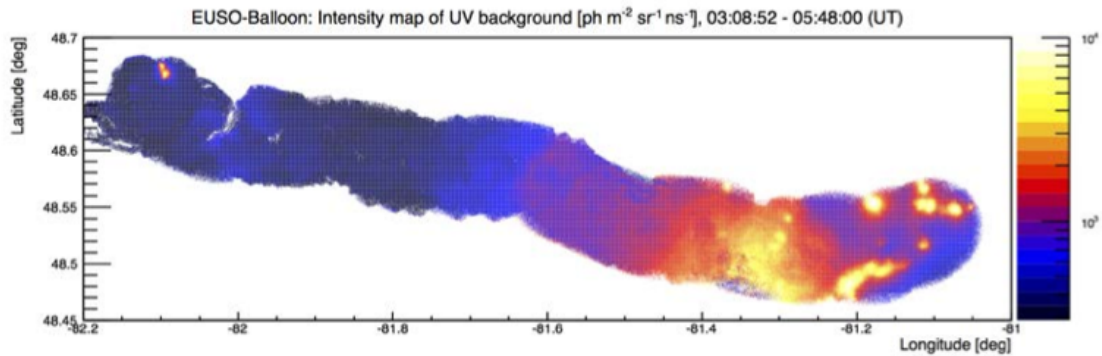


FIGURE 4.16 – Carte du bruit de fond UV mesuré par EUSO-Ballon en $\text{ph m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{ns}^{-1}$ en échelle logarithmique. Les zones avec une lumière intense sont les sources de lumière artificielle, Timmins, villages, mines et aéroport. Les zones bleues sombres indiquent un niveau de bruit de fond UV faible.

L'analyse des régions claires du ciel montre qu'il n'y a pas de variation significative dans le bruit de fond UV entre les différents types de surface, comme les forêts et les lacs.

Une anti-corrélation existe entre le flux de lumière UV et l'intensité IR, indicateur d'une présence ou non de nuages. En effet, la figure 4.17 montre une anti-corrélation générale entre ces deux intensités lumineuses. Les points hors de l'anti-corrélation sont dus aux sources de lumière artificielle. La zone entourée d'un carré noir, flux UV bas mais flux IR élevé, correspond à une atmosphère sans nuage. Les différentes conditions nuageuses font évoluer le rapport flux UV sur flux IR le long de l'anti-corrélation.

Cette anti-corrélation s'explique par la présence de nuages pouvant augmenter la diffusion de la lumière UV et donc l'intensité générale du bruit de fond UV. L'air-glow UV, en partie localisé au-dessus de l'altitude de l'instrument, pourrait aussi se réfléchir sur les nuages. Les nuages étant à haute altitude sont plus froids et donc moins visible en IR.

Les zones urbaines, du fait des lumières artificielles, font augmenter le bruit de fond UV jusqu'à 10 fois le niveau UV des zones "naturelles".

Trigger et reconstruction d'événements

Les données de EUSO-Ballon ont été utilisées pour tester le premier niveau du trigger[89], permettant de reconnaître des événements type gerbe atmosphérique comme les tirs laser. L'algorithme de trigger est celui qui sera implémenté dans l'instrument pendant le vol longue durée et permettra de détecter en temps réel les événements. Cet algorithme a été utilisé après le vol 2014 et a repéré 300 tirs laser dans les données. Le trigger s'est très bien adapté aux différentes conditions de bruit de fond remplissant les exigences de JEM-EUSO.

Les tirs laser permettent aussi de tester les algorithmes de reconstruction de gerbe développés pour JEM-EUSO, en reconstruisant la direction et l'énergie des tirs laser[90].

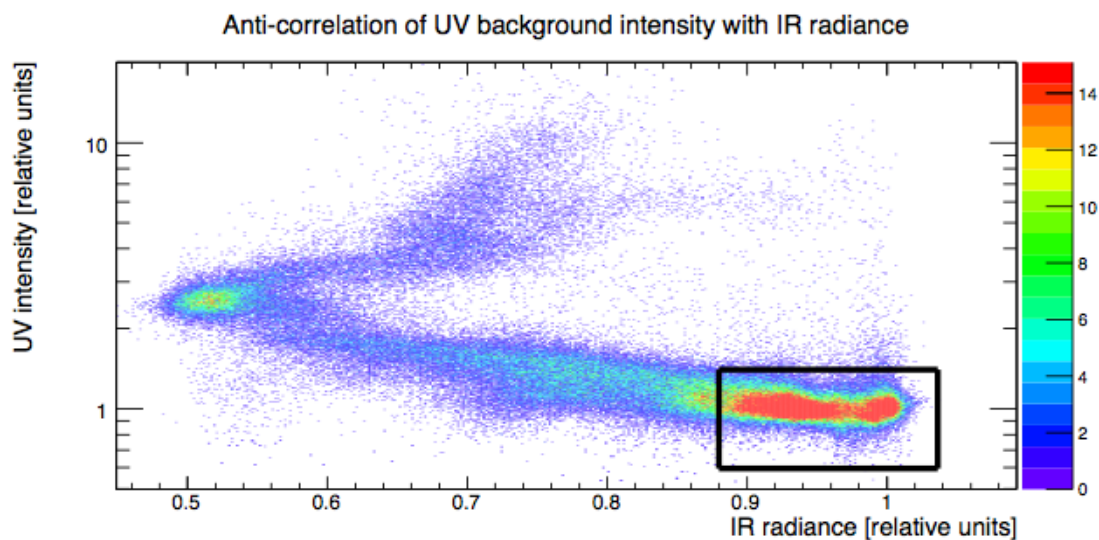


FIGURE 4.17 – Carte de corrélation entre lumière UV et lumière IR. L'échelle de couleur représente la densité de point dans ce graphique à nuage de points. Le carré noir indique la zone favorable à la détection de gerbe atmosphérique.

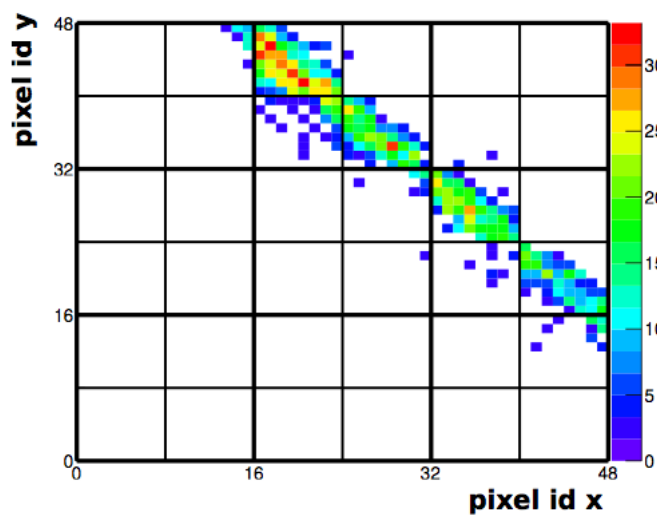


FIGURE 4.18 – Exemple d'une trace laser sur le PDM.

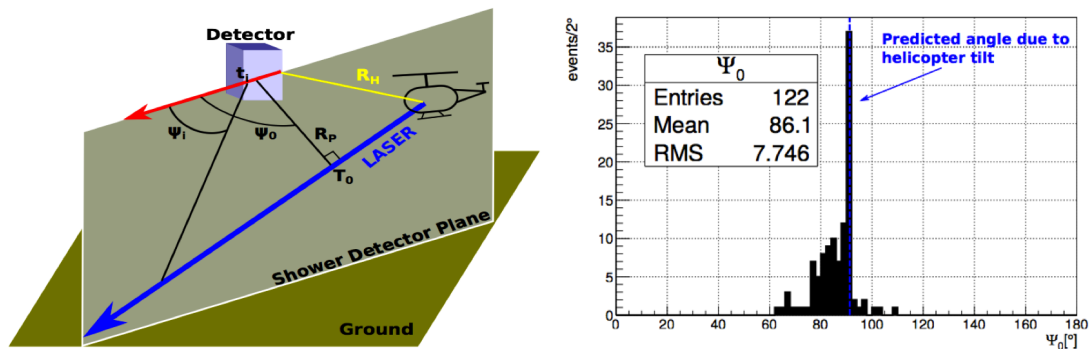


FIGURE 4.19 – Reconstruction d'un tir laser. Gauche : schéma de la reconstruction. Droite : reconstruction de l'angle de zénith des tirs laser.

Cette analyse, toujours en cours, est très importante car elle permettra de mieux comprendre les performances de EUSO-Ballon et de tester la capacité du système à détecter et reconstruire des gerbes atmosphériques.

La figure 4.19 montre le schéma des conventions géométriques et les résultats obtenus sur la reconstruction de l'angle de zénith, l'angle entre le tir laser et la verticale. L'angle reconstruit est proche de celui attendu, en comptant les incertitudes dues à l'angle que prend l'hélicoptère et les incertitudes sur la position du laser.

IRcam et atmosphère

Les données récoltées sur l'atmosphère par l'IRcam permettent d'obtenir la profondeur optique de la couverture nuageuse et donc la hauteur et l'épaisseur des nuages. L'extraction des paramètres des conditions atmosphériques à la suite du vol de 2014 ne sera pas discuté ici, se référer à [91] et [92].

4.4 Conclusion pour les prochains vols

Le premier vol de EUSO-Ballon de 2014 fut un grand succès. Tous les sous-systèmes ont fonctionné comme il fallait pour donner un vrai test en condition réel de l'instrumentation que JEM-EUSO utilisera. Une mesure du bruit de fond UV a été obtenue dans différentes conditions atmosphériques et différents types de sols. La corrélation entre la lumière UV et IR permet d'étudier l'albédo des nuages pour la lumière UV. Ces deux composantes sont essentielles pour étudier l'efficacité du futur télescope JEM-EUSO. EUSO-Ballon a montré sa capacité à détecter des événements type gerbe atmosphérique grâce à l'observation des tirs laser. Le trigger a aussi montré sa capacité à reconnaître ces événements en analyse post-vol.

Suite au succès du premier vol, deux autres vols sont planifiés pour l'instrument EUSO-Ballon. Le deuxième vol partira de la France et testera l'implémentation du trigger à bord et la reconnaissance des tirs laser en opération au plafond. Il mesurera aussi le

bruit de fond UV au-dessus de l'océan. Il servira enfin à tester la récupération en mer de la nacelle et les nouveaux équipements nécessaire pour le vol longue durée.

Le troisième vol sera un vol de longue durée afin de détecter de vraies gerbes atmosphériques issues de rayons cosmiques ultra-énergétiques de quelques 10^{18} eV [93]. En plus de l'implémentation du trigger afin que l'instrument puisse reconnaître des événements seul, l'instrument EUSO-Ballon recevra plusieurs améliorations. Le système optique recevra une troisième lentille, diffractive, qui corrigera les défauts chromatiques et améliorera en conséquence la résolution optique et son efficacité. Le premier niveau d'électronique sera aussi de bien meilleure qualité afin d'améliorer la dynamique du détecteur et la photodétection. Tout cela permettra d'effectuer les premières observations de rayons cosmiques de ultra-haute énergie depuis l'espace.

Chapitre 5

Reconstruction de l'attitude de la nacelle pendant le vol

"Le petit caillou dans la godasse"

Tout un chapitre sur un petit azimut ? Est-ce que je vous cache quelque chose ?... Et non, comme le titre le laisse entendre, ce chapitre traite seulement de la reconstruction de l'orientation azimutale de la nacelle. Au temps des smartphones et des innombrables accéléromètres cachés dans le moindre petit appareil électronique, il arrive qu'une petite erreur rende tous ces outils presque inutilisables. Un problème de calibration de la centrale inertielle a donc transformé une semaine de récupération de données en 5 mois d'une quête épique pour reconstruire la cruciale orientation de la nacelle, nécessaire à l'exploitation des données scientifiques.

Sommaire

5.1	Méthodologie	139
5.2	Description de l'ICDV	142
5.2.1	Description générale de la centrale inertielle	142
5.2.2	Axes et conventions	142
5.2.3	L'angle de lacet	145
5.2.4	Roulis et tangage	148
5.2.5	Synchronisation temporelle des instruments	150
5.3	Reconstruction de l'azimut	155
5.3.1	Angle de rotation avec les magnétomètres	155
5.3.2	Calibration de la dynamique des magnétomètres	157
5.3.3	Corrections instrumentales	159
5.3.4	Calibration absolue	163
5.4	Bilan d'erreur et cercle de confiance	167
5.4.1	Erreur sur l'azimut	167
5.4.2	Cercle de confiance	169
5.4.3	Synchronisation des flashers	170
5.4.4	Carte IR et UV	172
5.4.5	conclusion	174

5.1 Méthodologie

L'orientation azimutale de la nacelle

La connaissance de l'attitude de la nacelle est nécessaire pour l'analyse des données. Il est vitale de savoir ce que regarde le télescope EUSO afin d'interpréter les données correctement.

Les nacelles de ballons stratosphériques s'éloignent très peu de la verticale quand elles sont au plafond. L'amplitude du pendulage attendue est communément inférieure à 0.5° . Nous avons donc supposé que la nacelle était suspendue verticalement pendant tout le vol et nous nous sommes intéressés à l'orientation du télescope autour de l'axe vertical. Ce chapitre explique donc comment l'attitude de la nacelle, donc son orientation azimutale, a été reconstruite au cours du vol.

L'azimut de la nacelle a été défini par rapport au nord géographique et vu par dessus afin qu'il permette de projeter directement sur des cartes les images des différents instruments. Son sens est celui utilisé classiquement, c'est-à-dire celui des aiguilles d'un montre : 90° pour l'est, 180° pour le sud et 270° pour l'ouest. L'axe orienté par l'azimut est choisi comme étant l'axe X du repère Photo Detector Module (PDM) (figure 5.1).

Ainsi, comme le montre la figure , l'azimut est l'angle de 0 à 360° entre le vrai nord et l'axe X du PDM, le repère du PDM étant vu par le dessus.

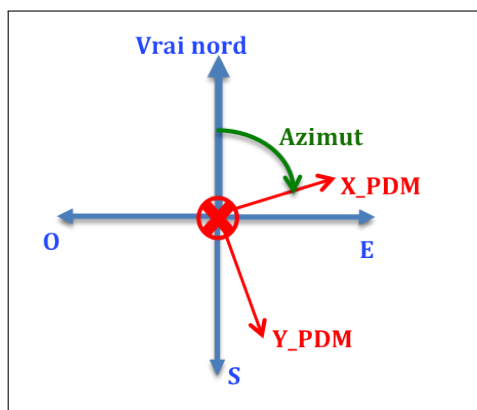


FIGURE 5.1 – Orientation des axes du PDM et des points cardinaux avec l'azimut.

Utiliser les magnétomètres

Une centrale inertielle a été embarquée pour enregistrer l'attitude de la nacelle au cours du vol. Celle-ci est décrite avec plus de précision dans le chapitre 5.2. Elle comporte plusieurs instruments dont notamment des gyroscopes et des magnétomètres.

Le calcul d'une orientation à partir de gyroscopes est en général relativement simple et direct mais un défaut de calibration a rendu les données des gyroscopes inutilisables pour calculer l'azimut sur tout le vol. Le défaut de dérive est discuté chapitre 5.2.3. Nous avons donc utilisé les magnétomètres pour calculer l'azimut. En effet, le champ magnétique autour de la nacelle est dominé par celui de la terre et permet donc de calculer un angle de rotation. Nous avons pour cela supposé la bonne tenue mécanique de la centrale inertielle et utilisé les deux composantes horizontales des magnétomètres pour calculer un angle de rotation relatif comme le décrit le chapitre 5.3.1.

Calibrer la dynamique des magnétomètres par les gyroscopes

Afin d'augmenter la précision de l'angle de rotation mesuré, les données gyroscopiques ont aussi été utilisées (voir chapitre 5.3.2). L'angle de lacet issu des gyroscopes comportait effectivement une dérive importante, dont la première composante a pu être corrigée. Ainsi les données gyroscopiques devenaient très précises mais seulement sur une durée égale à quelques minutes.

Le principe est donc d'utiliser l'angle de lacet corrigé afin de caractériser une rotation entière de la nacelle et donc de calibrer les magnétomètres pendant cette rotation. Une caractéristique a donc été créée reliant l'angle de lacet gyroscopique et l'angle de rotation des magnétomètres et a permis de calibrer les mesures magnétométriques pendant une rotation entière de l'instrument.

Filtrer le bruit de mesure

L'angle de rotation a ensuite été corrigé d'un bruit de mesure issu des instruments de l'ICDV. Ce dernier a été filtré en lissant le signal grâce à un algorithme de moyenne glissante. Les amplitudes erratiques des données ont ainsi été réduites à un maximum de quelques dixièmes de degrés.

Corriger de la déclinaison magnétique

Sur toute la durée du vol au plafond, le ballon a parcouru quelque centaine de kilomètre en direction de l'ouest. Pendant ce temps là, la direction du champ magnétique terrestre par rapport au repère de la nacelle a changé. Afin de bien rendre compte de la rotation de la nacelle, le changement de direction du champ magnétique a été soustrait de l'angle de rotation. Nous avons utilisé le modèle "International Geomagnetic Reference Field" du champ magnétique terrestre afin de calculer sa dérive de direction en fonction de la longitude parcourue pendant le vol.

Calibrer avec des repères absolus

Grâce aux étapes précédentes, nous avons pu obtenir un angle de rotation de la nacelle à partir du champ magnétique terrestre. Cette angle, encore relatif, a été rattaché à un azimut en utilisant des mesures de l'orientation absolue par rapport au nord géographique.

Nous avons pour cela mesuré l'azimut de la nacelle sur 27 images GoPro où étaient visibles routes et pistes d'atterrissage et sur 27 images IRcam comprenant des lacs et des rivières.

Evaluer la justesse de l'azimut calculé

Afin d'évaluer la précision de l'azimut reconstruit, 186 azimuts ont été mesurés par la suite sur les images IRcam. La dispersion de ces mesures d'azimuts par rapport à celui calculé nous donne une idée de l'erreur potentielle fait sur la reconstruction. La déviation standard de cette comparaison se situe autour de 3° . On en conclut que la reconstruction de l'attitude de la nacelle est précis à quelques degrés près.

Des cercles de confiance ont été calculé sur le PDM. En effet, l'erreur sur l'azimut entrainera une plus grande erreur sur la position des pixels extérieurs du détecteur. Il faut donc évaluer la zone du champ de vue dans laquelle l'azimut est assez juste pour être utilisé. En utilisant l'erreur estimée par la dispersion des azimuts mesurés sur les images IRcam, nous avons déduit que l'azimut devrait être assez précis pour être utilisé sur tout le champ de vue du PDM.

Enfin, l'azimut reconstruit a été utilisé dans la construction d'une carte de la lumière UV enregistrée pendant le vol. Celle-ci a fait apparaitre des sources de lumière que nous avons pu identifiées comme ville et mines. La reconstruction de l'azimut est donc un succès pour ce qui est d'orienter la nacelle pour reconstruire le bruit de fond UV mesuré par l'expérience.

5.2 Description de l'ICDV

5.2.1 Description générale de la centrale inertielle

Afin d'enregistrer l'attitude de la nacelle pendant le vol, une centrale inertielle a été installée dans le compartiment électronique de EUSO-Ballon. Faisant partie de l'ICDV-OVNI (Instrumentation Chaîne De Vol - Outillage Version Non Intrusive), nous l'appellerons "ICDV" pour plus de simplicité. Elle est transportée par le module "MECC" (Module Energie à Communication Centralisée) fixé proche du PDM sur le radiateur du bloc électronique.

La centrale inertielle est composée de quatre instruments : un thermomètre, un gyroscope, un accéléromètre et un magnétomètre. Ces trois derniers instruments réalisent des mesures sur trois axes. La centrale calcule elle même à partir des données gyroscopiques les angles d'Euler aéronautique : roulis, tangage et lacet.



FIGURE 5.2 – Le module MECC contenant la centrale inertielle "ICDV".

5.2.2 Axes et conventions

Système de coordonnées

Les instruments de l'ICDV réalisent des mesures selon trois axes que nous noterons "X_ICDV", "Y_ICDV" et "Z_ICDV". Ces trois axes sont orientés par rapport au module MECC comme l'indique la figure 5.3.

Ces axes doivent bien sûr être référencés par rapport aux axes du PDM (voir figure 5.4). On suppose pour cela que le module MECC est fixé perpendiculairement à la structure du radiateur. De la même manière, on suppose que le PDM et donc le repère

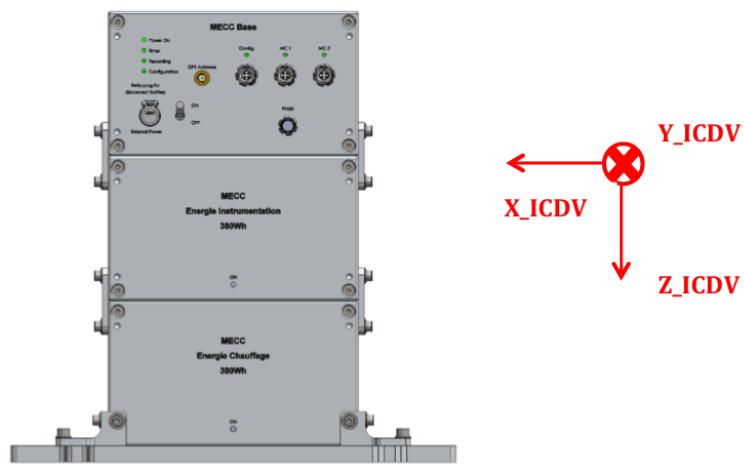


FIGURE 5.3 – Orientation des axes de l'ICDV par rapport au module MECC.

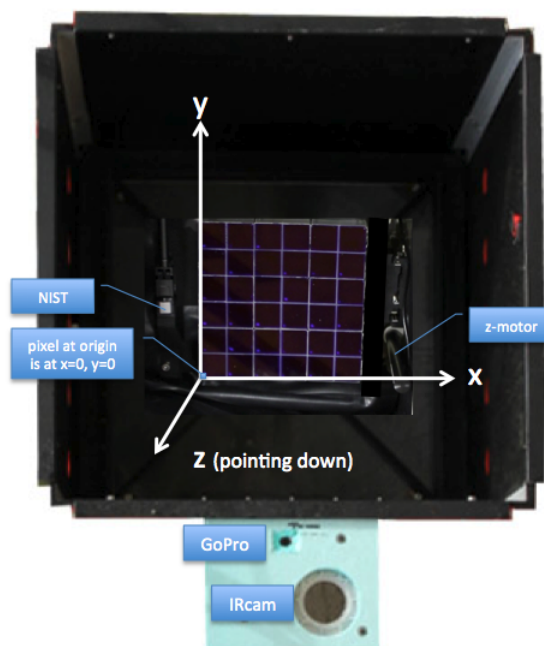


FIGURE 5.4 – Convention du repère du PDM.

qu'y lui est attaché est lui aussi aligné avec la structure du radiateur. De la figure 5.5, on peut déduire l'orientation du module MECC par rapport au PDM et donc par rapport aux deux système d'axes.

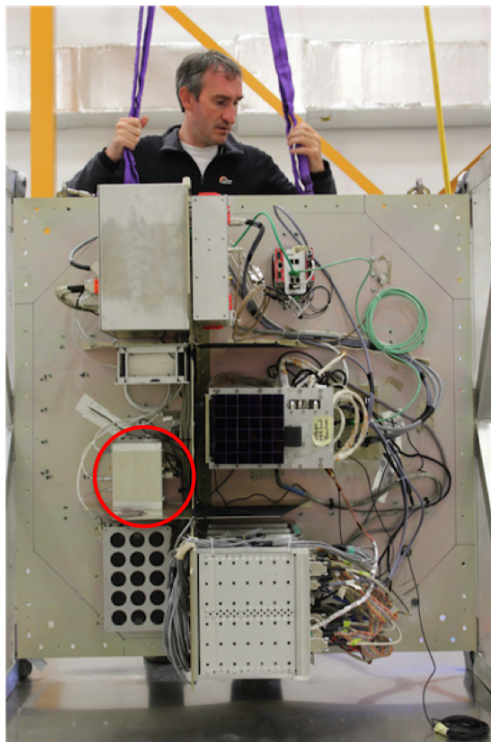


FIGURE 5.5 – Localisation du module MECC par rapport au bloc électronique.

La passage d'un système d'axe à un autre est illustré figure 5.6 et se fait comme suit :

$$\begin{aligned} X_{PDM} &= -Y_{ICDV} \\ Y_{PDM} &= -X_{ICDV} \\ Z_{PDM} &= -Z_{ICDV} \end{aligned} \quad (5.1)$$

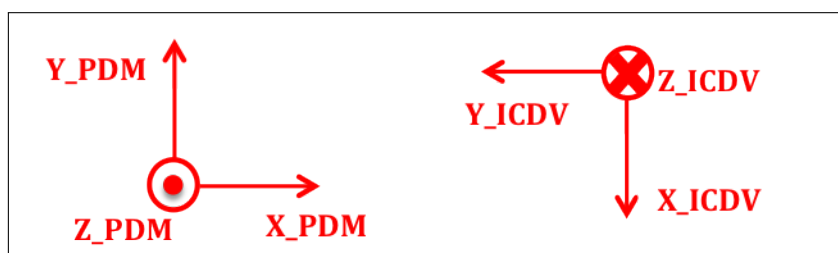


FIGURE 5.6 – Axes de l'ICDV orientés par rapport aux axes du PDM.

Les angles d'Euler

A partir des données gyroscopiques, la centrale inertielle calcule les trois angles d'Euler aéronautiques : le roulis, le tangage et le lacet. Traditionnellement, le tangage et le roulis caractérisent l'orientation de l'objet autour des deux axes horizontaux. Le lacet quant à lui caractérise la rotation autour de l'axe vertical orienté vers le bas comme illustré par la figure 5.7.

D'après l'orientation des axes définis précédemment et la localisation du module MECC dans la nacelle du ballon, le roulis et le tangage caractérisent les angles décrivant le pendulage vertical, donc la rotation autour des axes de l'ICDV x et y respectivement. La valeur du roulis est alors à -180° et celle du tangage à 0° quand les axes sont à l'horizontale.

Le lacet caractérise la rotation autour de l'axe vertical, donc de l'axe z de l'ICDV.

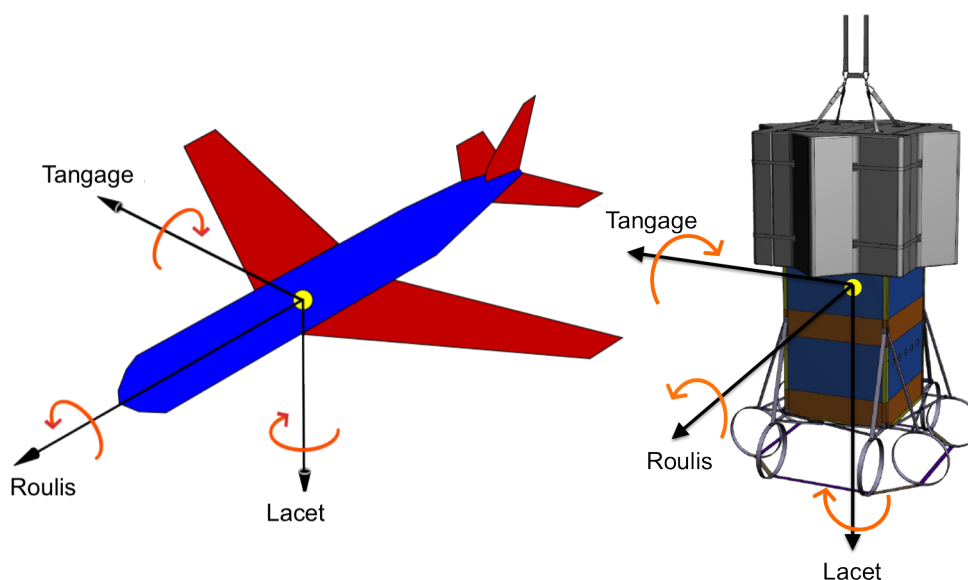


FIGURE 5.7 – Angles d'Euler aéronautiques localisés sur un avion et sur la nacelle EUSO.

5.2.3 L'angle de lacet

Afin de reconstruire l'attitude de la nacelle durant le vol, nous nous sommes intéressé principalement à la rotation de la nacelle autour de l'axe vertical, les ballons stratosphériques étant connus pour s'écarter très peu du pendulage vertical (inférieur au degré). Les angles de roulis et de tangage peuvent donc être négligés dans une première approche.

La dérive de l'angle de lacet

L'angle de lacet est calculé uniquement à partir des données gyroscopiques. En utilisant ce dernier, il est habituellement facile de trouver la rotation de la nacelle pendant

tout le vol. Afin d'obtenir l'azimut par rapport au nord, il suffit classiquement de calibrer l'angle de lacet de façon absolue, en s'appuyant sur l'alignement de la nacelle avec l'axe de la piste du tarmac juste avant le décollage.

La figure 5.8 montre l'angle de lacet au cours du vol. On peut dores et déjà identifier les événements marquant du vol : décollage, décrochage et atterrissage. On remarque tout de suite que lorsque la nacelle est posée au sol sur le tarmac, l'angle de lacet n'est pas constant. En effet, dû à un problème de calibration de l'ICDV, l'angle de lacet comporte une dérive importante, montrée par la figure 5.9, qui doit être corrigée avant tout.

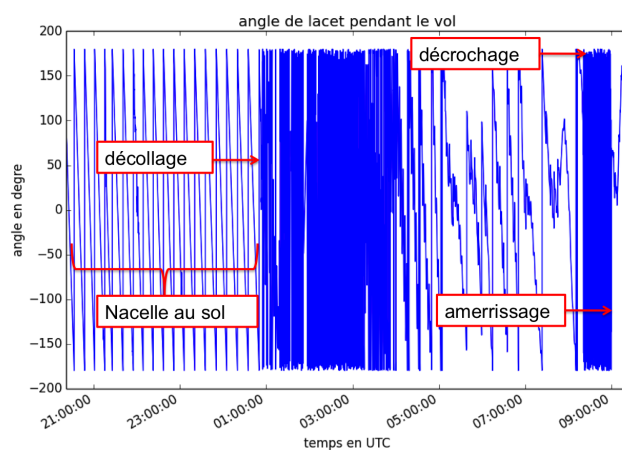


FIGURE 5.8 – Angle de lacet enregistré par l'ICDV au cours du vol.

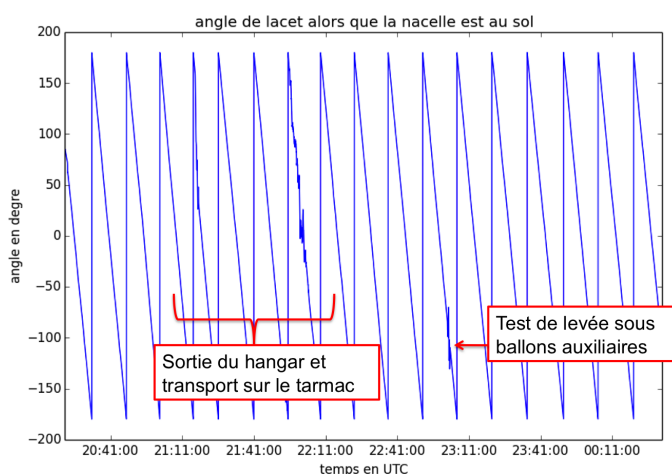


FIGURE 5.9 – Angle de lacet enregistré par l'ICDV lorsque la nacelle se trouve encore au sol.

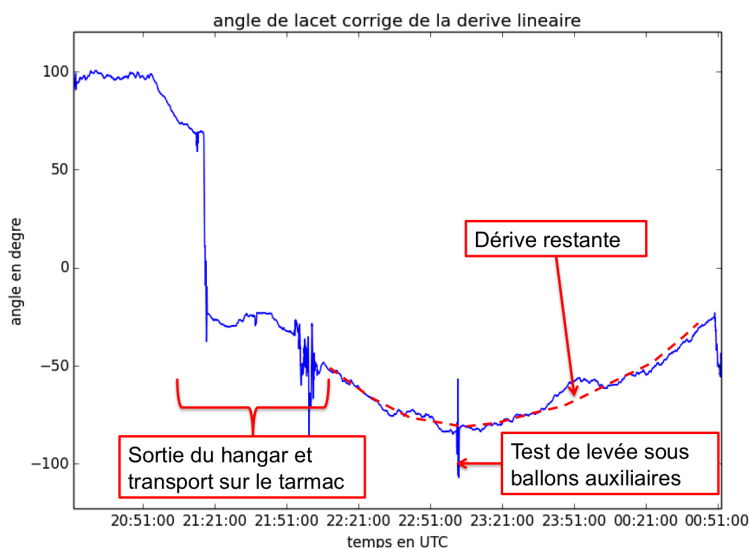


FIGURE 5.10 – Angle de lacet corrigé de la dérive linéaire lorsque la nacelle se trouve encore au sol.

Correction de la dérive

Afin de corriger la dérive instrumentale de l'angle de lacet, nous nous sommes intéressé à la période de l'enregistrement lorsque la nacelle est immobile sur le tarmac, depuis le début de l'enregistrement vers 20h21UTC jusqu'au moment avant le décollage où la nacelle est suspendue aux ballons auxiliaires vers 00h49 UTC. Ceci correspond à peu près à la période présentée par le graphe 5.9. Le lâcher du ballon ayant lieu cinq minutes après, à 00h54 UTC.

Pour cela, on a d'abord corrigé l'angle de lacet de la composante linéaire de sa dérive. Pour chaque partie de $+180^\circ$ à -180° , on a fait correspondre un droite avec les mesures et on a pris la moyenne des caractéristiques des différentes droites trouvées. Le résultat de $-0.412^\circ/s$ correspond à la dérive linéaire de l'angle de lacet.

Cette dérive linéaire est alors soustrait aux données. Le graphique 5.10 montre l'angle de lacet corrigé de la dérive linéaire. On repère tout de suite le moment où la nacelle est sortie du hangar, tournée puis transportée sur la piste de l'aéroport. Le transport sur le tarmac ne s'est fait sans rotation importante de la nacelle ; ceci est confirmé par les photos présent sur place. On repère aussi facilement le moment où la nacelle a été suspendue en-dessous des ballons auxiliaires.

Mise à part ces deux moments où la nacelle est manipulée, on remarque que l'angle de lacet est loin d'être constant malgré le fait qu'elle soit immobile au sol. En effet, la dérive de l'instrument n'est pas seulement linéaire mais comporte d'autres composantes. La dérive résiduelle que l'on note est de l'ordre de $\pm 0.01^\circ/s$, ce qui correspondrait à plus de 250° d'erreur sur les 7h de vol. Ceci est beaucoup trop important pour être

ignoré. Malheureusement, les données à notre disposition ne sont pas assez nombreuses pour pouvoir caractériser et corriger cette dérive résiduelle.

En corrigeant la dérive linéaire de l'angle de lacet, nous avons pu obtenir la rotation relative de la nacelle assez précisément sur une minute. Cet angle de lacet s'avère donc inutilisable pour obtenir la rotation de la nacelle sur tout le vol. C'est pour cela que nous nous sommes intéressés par la suite aux informations comprises dans les magnétomètres. L'angle de lacet des gyroscopes peut par contre être utilisé pour caractériser une rotation de la nacelle. Nous nous en sommes servi par la suite pour calibrer les magnétomètres pendant une rotation. La reconstruction de l'azimut à partir des magnétomètres de l'ICDV est traitée dans la partie suivante de ce chapitre.

5.2.4 Roulis et tangage

Les angles de roulis et de tangage sont directement donnés par l'ICDV et ne présentent aucune dérive visible comme on peut le voir sur le graphique 5.11. Ils sont calculés à partir des données gyroscopiques puis corrigés par les mesures des accéléromètres. On peut là aussi reconnaître les différents événements turbulents enregistrés par la nacelle : le déplacement sur le tarmac, la levée sous ballons auxiliaires, le décollage, le décrochage et enfin l'amerrissage.

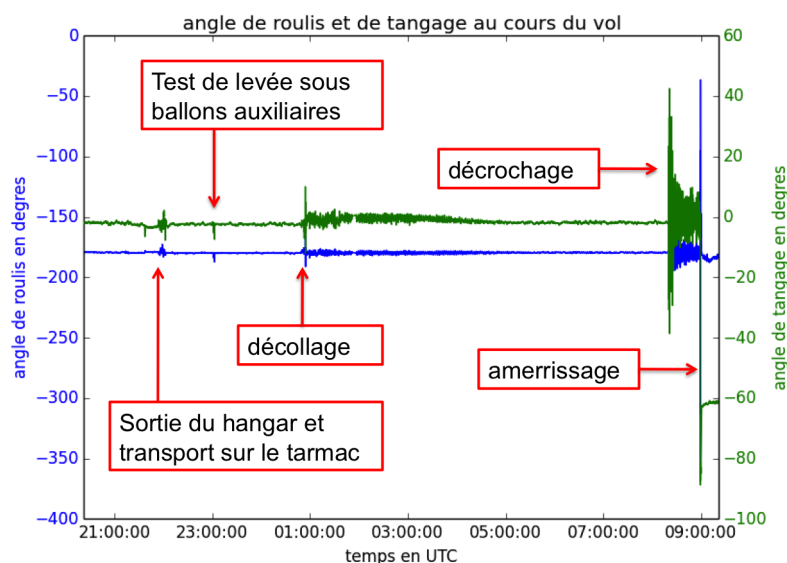


FIGURE 5.11 – Angle de roulis et de tangage au cours du vol.

On peut noter que la nacelle prend un certain angle de tangage après l'amerrissage. Ceci est dû au fait que la nacelle ne flottait pas verticalement dans le lac où elle a améri comme on peut le voir sur la photo de la figure 5.12.

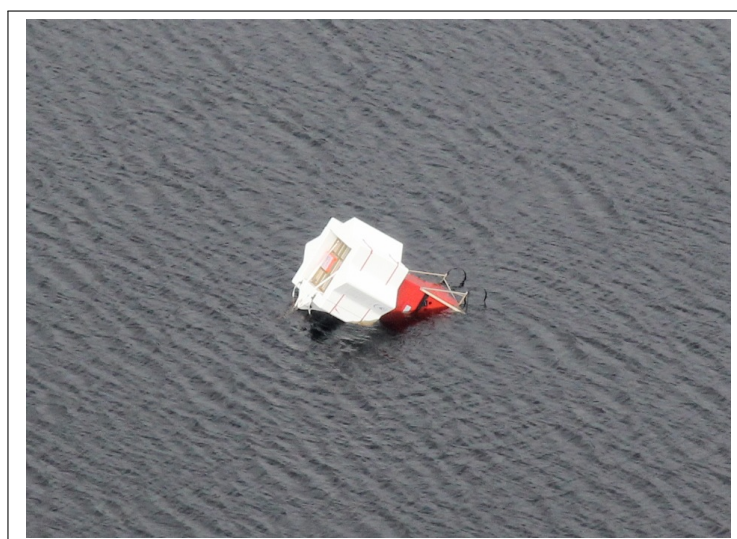


FIGURE 5.12 – La nacelle EUSO-Ballon, comme elle a été retrouvée par l'équipe de récupération.

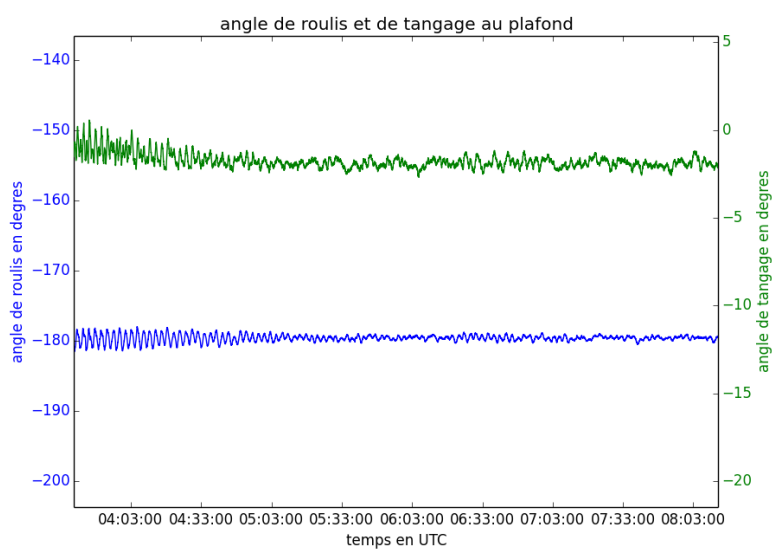


FIGURE 5.13 – Angle de roulis et de tangage, la nacelle étant au plafond.

La figure 5.13 nous montre les angles de tangage et de roulis alors que l'instrument a atteint l'altitude de plafond. On remarque que la nacelle a un mouvement de pendulage non négligeable au début de l'arrivée au plafond : environ 1.5° d'amplitude pour le tangage et 1° pour le roulis. Ces oscillations s'amortissent petit à petit jusqu'à atteindre un régime permanent vers 5h00, atteignant une amplitude d'environ 1° pour l'angle de

tangage et de 0.5° pour l'angle de roulis. Ces dernières valeurs se rapproche de l'oscillation attendue d'une nacelle au plafond : 0.5° d'amplitude. Bien que l'angle de roulis oscille autour de la position horizontale (-180°), il est important de noter que l'angle de tangage oscille autour de -2° . Il est possible que l'équilibrage de la nacelle n'ai pas été réalisé parfaitement, comme pouvait nous indiquer l'oscillation un peu plus importante au plafond.

En effet, l'angle de tangage autour de l'axe Y de l'ICDV, présentant une plus grande amplitude d'oscillation et un décalage par rapport à l'horizontale, caractérise la rotation de la nacelle vers le côté où est fixé l'IRcam comme le montre la photo de la figure 5.14. Il est possible que celle-ci déséquilibrait plus la nacelle que ce à quoi on pouvait s'attendre.

Néanmoins, au vu du problème de calibration de l'ICDV et de la dérive identifiée par les données de l'angle de lacet, nous sommes peu enclins à prendre en compte ces données. L'expérience passée issue d'autres projets ballon et le travail d'équilibrage de la nacelle vont aussi dans ce sens.

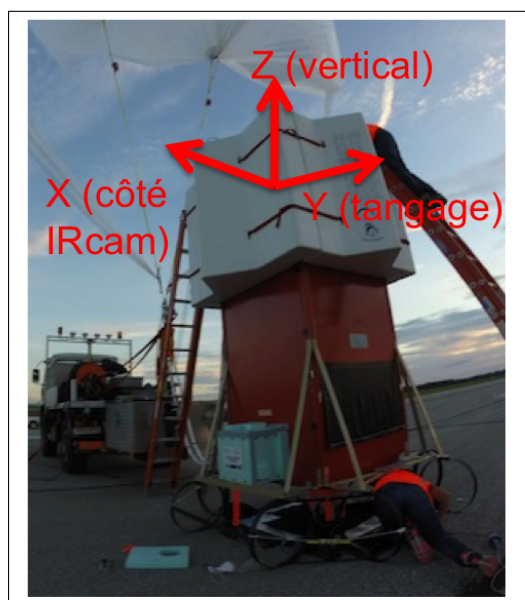


FIGURE 5.14 – Axes de l'ICDV orientés sur la nacelle EUSO-Ballon.

5.2.5 Synchronisation temporelle des instruments

Malgré les précautions prises avant le vol pour synchroniser les horloges des différents instruments, un décalage a été trouvé entre les temps de l'ICDV, de la GoPro et de l'IRcam. Afin de pouvoir reconstruire l'azimut, nous avons dû resynchroniser les horloges de chaque instrument en les ramenant au temps enregistré par le GPS de la nacelle de servitude opérationnelle.

Voici les décalages trouvés :

$$\begin{cases} \text{tempsICDV} &= \text{tempsGPS} + 8s(\pm 0.7s) \\ \text{tempsGoPro} &= \text{tempsGPS} + 48s(\pm 0.9s) \\ \text{tempsIRcam} &= \text{tempsGPS} - 67s(\pm 0.9s) \end{cases} \quad (5.2)$$

Décalage temporel de l'ICDV

Pour trouver le décalage temporel de l'ICDV, nous avons utilisé les données des accéléromètres afin d'identifier le moment de la séparation de la nacelle avec le ballon. Ce moment a aussi été identifié dans les données de vitesse verticale enregistrées par le GPS.

La séparation a été localisée dans les données de chaque instrument à une précision de $\pm 0.5s$. Ce qui a permis d'établir le décalage suivant :

$$\text{tempsICDV} = \text{tempsGPS} + 8s(\pm 0.7s)$$

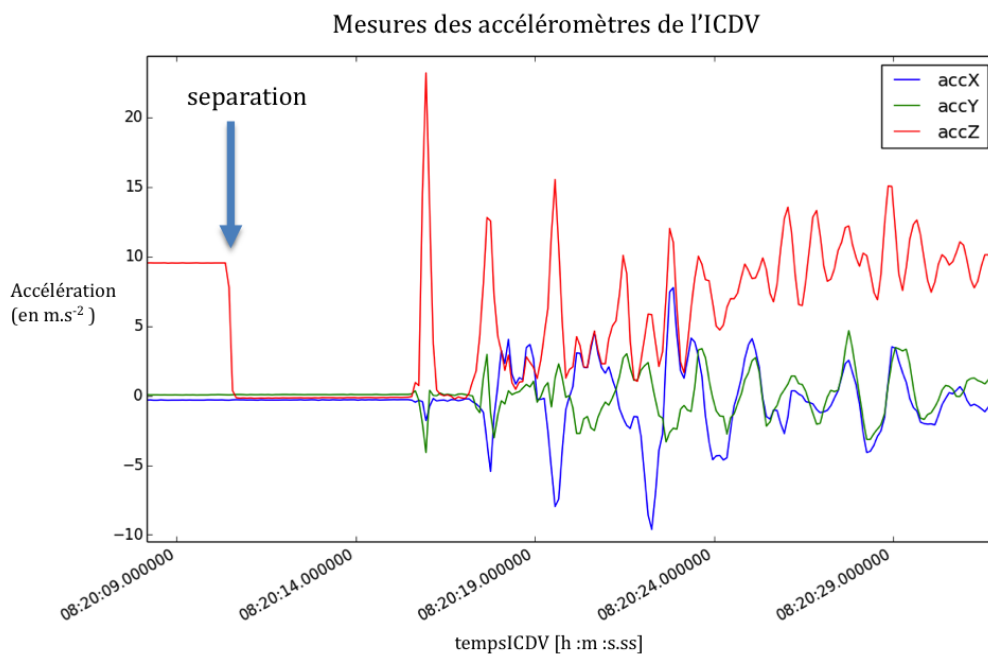


FIGURE 5.15 – Mesures des accéléromètres de l'ICDV pendant le décrochage.

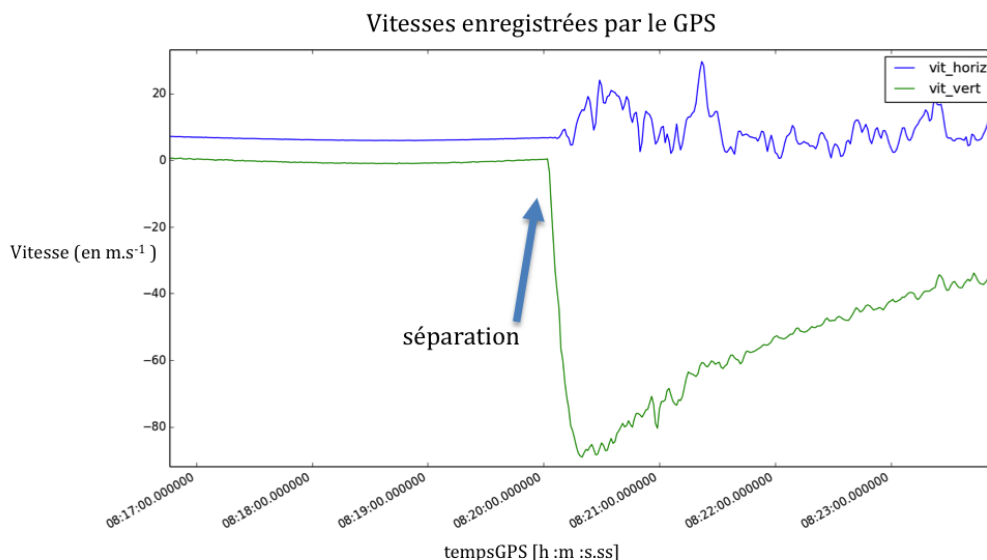


FIGURE 5.16 – Vitesses mesurées par le GPS lors du décrochage.

Décalage temporel de la GoPro

Le décalage temporel de la GoPro a d'abord été trouvé en comparant les changements de direction enregistrés par les magnétomètres et ceux observés par la GoPro. Le décalage devait être autour de 40s ($\pm 1s$).

Après une première reconstruction de l'azimut calibré sur une seule image GoPro, le décalage des horloges a été étudié plus précisément. Pour cela, la différence entre l'azimut calculé et celui mesuré sur chacune des 27 images GoPro a été calculée, et cela pour différentes valeurs du décalage temporel autour de 40s. Pour trouver l'optimum du décalage des instruments, nous avons tracé la moyenne des différences absolues sur les 27 images pour chaque décalage de temps comme le montre la figure 5.17.

Le minimum indique le décalage de temps reconstruisant un azimut qui correspond au mieux aux azimuts mesurés sur les images GoPro. On en déduit le décalage de temps entre les horloges de la GoPro et de l'ICDV :

$$tempsGoPro = tempsICDV + 40s(\pm 0.3s)$$

Sachant le décalage existant entre le temps de l'ICDV et le temps du GPS, on en déduit le décalage de temps entre la GoPro et le GPS :

$$tempsGoPro = tempsGPS + 48s(\pm 0.9s)$$

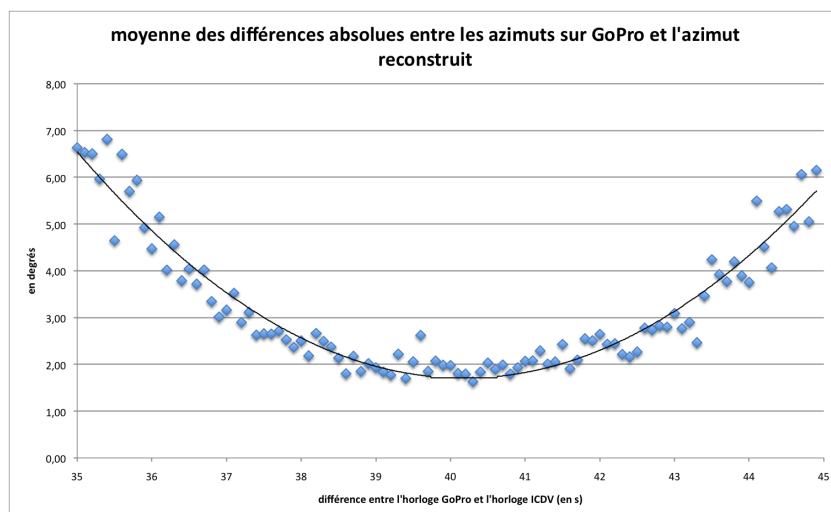


FIGURE 5.17 – Différence entre l'azimut mesuré sur les 27 images GoPro et le premier azimut reconstruit pour chaque décalage de temps entre les deux horloges.

Décalage temporel de l'IRcam

Le décalage de temps de l'IRcam a été trouvé en utilisant la même méthode que pour le décalage de la GoPro : calculer les différences entre les azimuts mesurés sur les 27 images IRcam et l'azimut reconstruit à partir des magnétomètres, pour différents décalages de temps entre les deux instruments, et enfin calculer la déviation standard de la différence pour chaque décalage de temps. Le résultat est montré figure 5.18.

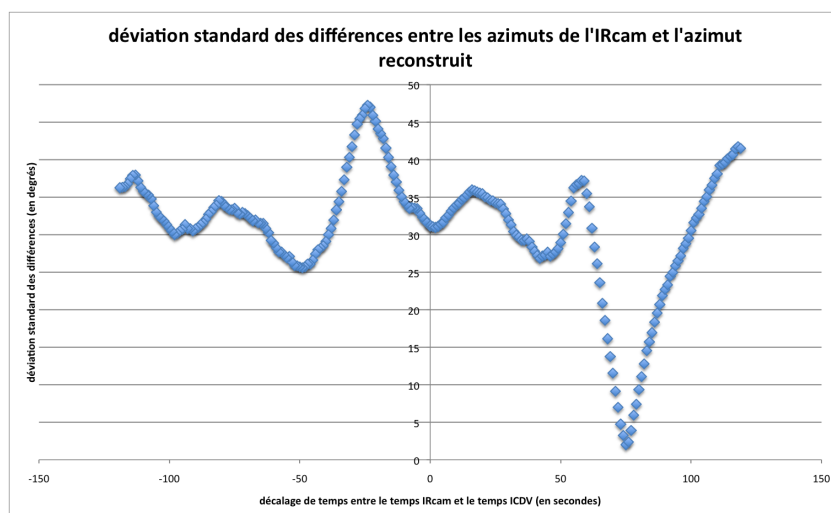


FIGURE 5.18 – Déviation standard des différences entre l'azimut mesuré sur les 27 images IRcam et l'azimut reconstruit pour chaque décalage de temps entre les deux horloges.

Un minimum est clairement visible indiquant le décalage de temps où les azimuts mesurés sur les images IRcam correspondent au mieux à l'azimut reconstruit. Nous avons ainsi déterminé le décalage de temps entre l'IRcam et l'ICDV, puis entre l'IRcam et le GPS :

$$tempsIRcam = tempsICDV - 75s(\pm 0.5s)$$

$$tempsIRcam = tempsGPS - 67s(\pm 0.9s)$$

L'horloge du PDM

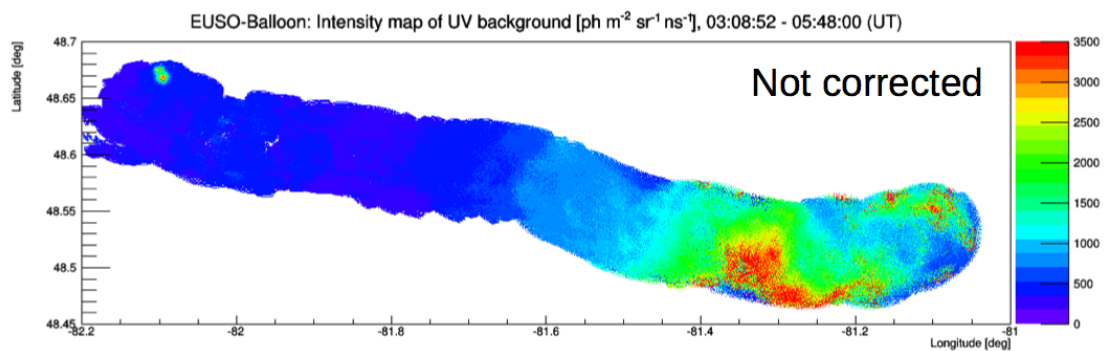


FIGURE 5.19 – Carte UV sans aucune correction de temps. Les points sources apparaissent flous.

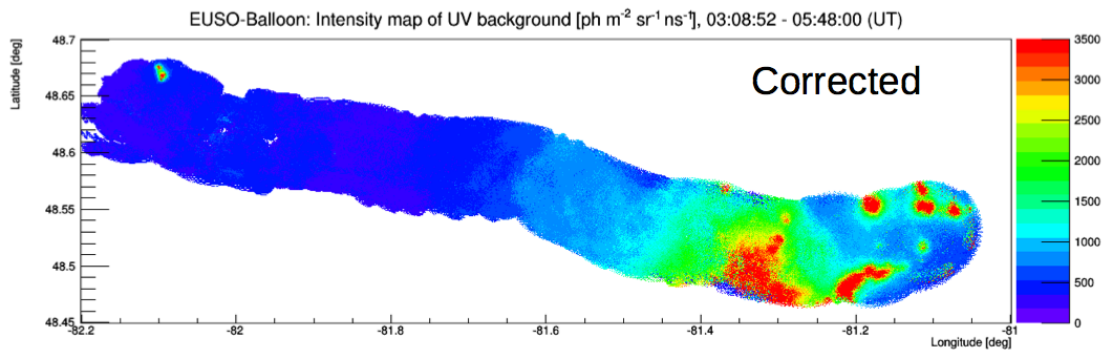


FIGURE 5.20 – Carte UV avec correction de temps. Les points sources apparaissent nets.

Enfin il a fallu aussi synchroniser l'horloge interne du "data processor", datant les données scientifiques, avec l'horloge GPS, datant l'azimut. Ceci a été fait lors de la construction de la carte UV, résultat montré chapitre 5.4.4 en se basant sur les sources ponctuelles observées, comme les mines. En variant le décalage temporel entre le temps

GPS et le temps PDM (temps du DP), on a cherché à reconstruire au mieux ces sources ponctuelles. La meilleur correspondance a été trouvé pour un décalage de 7s.

$$\text{tempsGPS} = \text{tempsPDM} + 7s$$

Les figures 5.19 et 5.20 montrent la carte UV reconstruite à partir des mesures du vol respectivement sans décalage de temps et avec le bon décalage de temps. Avec un décalage de 7s les contours des mines apparaissent nets.

Nous pouvons finalement resynchroniser tous les instruments en fonction du temps des données scientifiques :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{tempsGPS} = \text{tempsPDM} + 7s \\ \text{tempsICDV} = \text{tempsPDM} + 15s(\pm 0.7s) \\ \text{tempsGoPro} = \text{tempsPDM} + 55s(\pm 0.9s) \\ \text{tempsIRcam} = \text{tempsPDM} - 60s(\pm 0.9s) \end{array} \right. \quad (5.3)$$

5.3 Reconstruction de l'azimut

A cause de la dérive de l'angle de lacet gyroscopique, nous avons reconstruit l'attitude de la nacelle à partir des données des magnétomètres de la centrale inertielle. Le champ magnétique étant dominé par celui de la Terre, nous avons pu calculer un angle de rotation à partir des magnétomètres. L'angle de lacet a ensuite été utilisé sur une rotation afin de calibrer l'orientation déduite du champ magnétique. L'angle de rotation a ensuite été corrigé d'un bruit de mesure instrumentale et du changement de l'orientation du champ magnétique terrestre au cours du vol. Enfin, une calibration absolue à partir des images GoPro et IRcam a permis d'obtenir l'azimut de la nacelle EUSO pendant tout le vol.

5.3.1 Angle de rotation avec les magnétomètres

Grâce aux magnétomètres, le champ magnétique autour de l'ICDV a été enregistré pendant tout le vol. On repère facilement les différents moments importants du vol sur la figure 5.21 : la sortie du hangar, le décollage et le décrochage. On remarque tout de suite que les magnétomères X et Y n'oscillent pas autour de zéro, ce qui confirme le fait qu'ils ne mesurent pas seulement le champ magnétique terrestre. Néanmoins, le zoom de la figure 5.22 nous montre que les magnétomètres voient suffisamment bien le champ magnétique terrestre et la rotation de la nacelle par rapport à celui-ci.

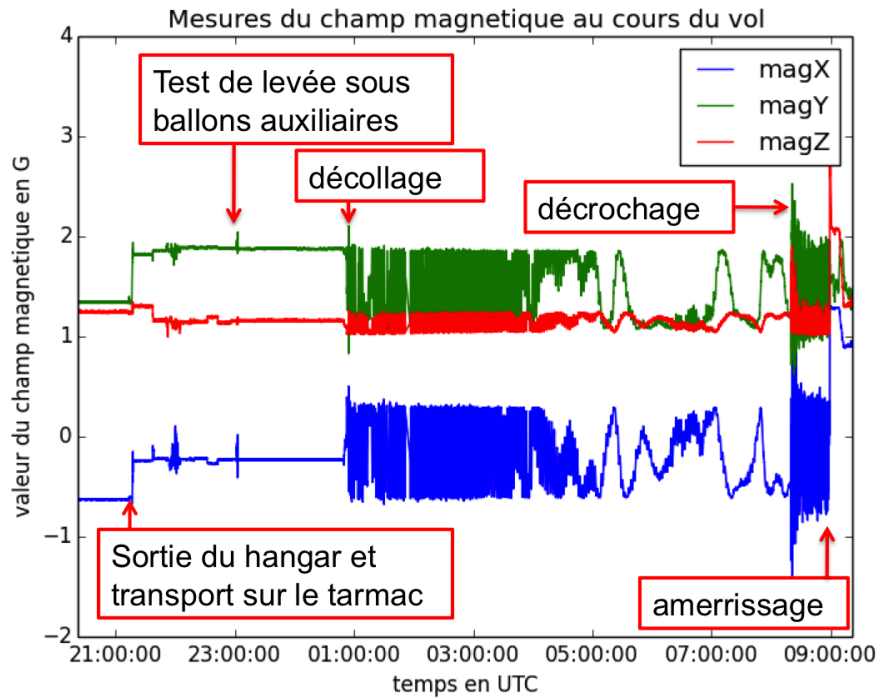


FIGURE 5.21 – Mesures du champ magnétique au cours du vol exprimé en Gauss.

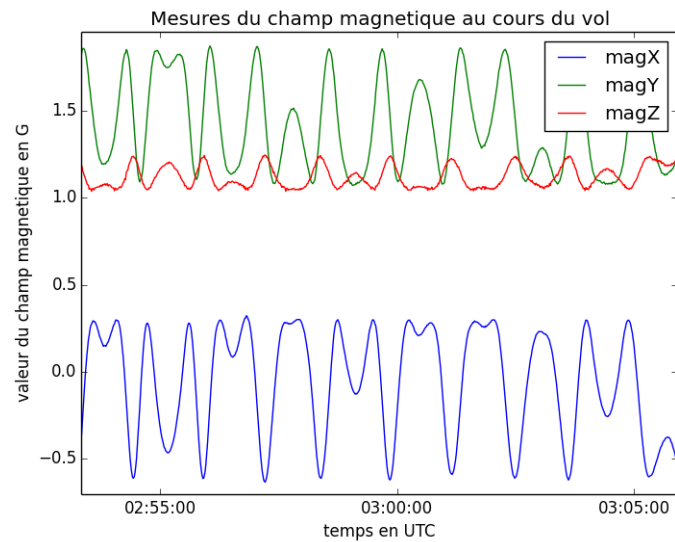


FIGURE 5.22 – Mesures du champ magnétique au cours du vol autour de 3h UTC, exprimé en Gauss.

Comme il est précisé dans la première section du chapitre, on suppose ici que la nacelle est pendu verticalement et donc que les magnétomètres X et Y sont horizontaux. Afin d'isoler la rotation de la nacelle vue par les magnétomètres des autres effets magnétiques, les valeurs en X et en Y ont été amenées autour de zéro en soustrayant leur moyenne calculée sur le vol. On calcule alors l'angle que fait le vecteur champ magnétique avec l'axe X de l'ICDV :

$$AngleWithX = \frac{magY}{|magY|} \times \arccos\left(\frac{magX}{\sqrt{magX^2 + magY^2}}\right) \quad (5.4)$$

On obtient donc un angle de rotation issu des magnétomètres X et Y (figure 5.23). Cet angle n'est bien sûr pas calibré de manière absolue et présente des erreurs inhérentes aux magnétomètres.

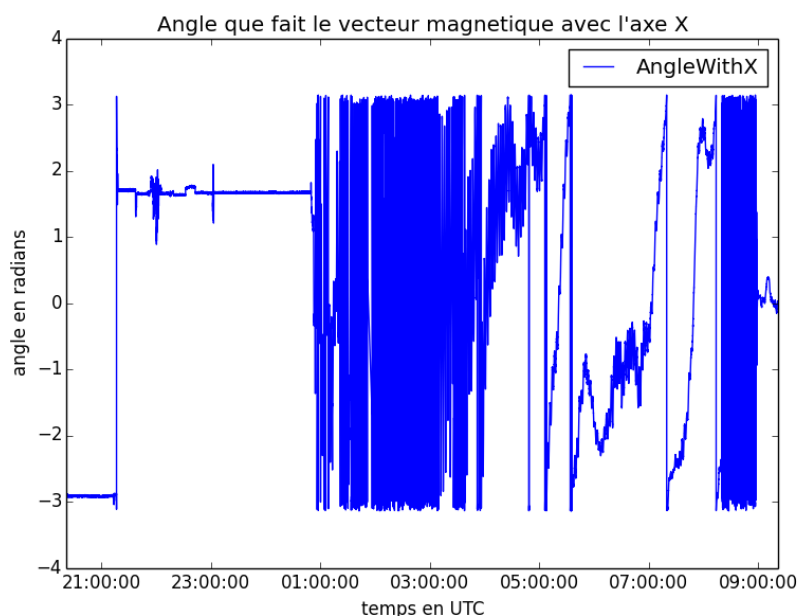


FIGURE 5.23 – Angle de rotation issu des magnétomètres.

5.3.2 Calibration de la dynamique des magnétomètres

On a vu dans la section 5.2.3 qu'on pouvait corriger la partie linéaire de la dérive de l'angle de lacet issu des gyroscopes. Malheureusement, la dérive résiduelle ne nous permet pas d'en tirer un angle de rotation viable sur toute la durée du vol. Par contre, la précision obtenue avec l'angle de lacet corrigé est telle qu'une rotation de la nacelle peut très bien être caractérisé par les données gyroscopiques.

Le principe est donc d'utiliser l'angle de lacet corrigé afin de caractériser une rotation entière de la nacelle et donc de calibrer les magnétomètres pendant cette rotation. En

effet les données gyroscopiques mesurent la rotation de manière très fiable, ce qui permet de calibrer les mesures du champ magnétique très précisément.

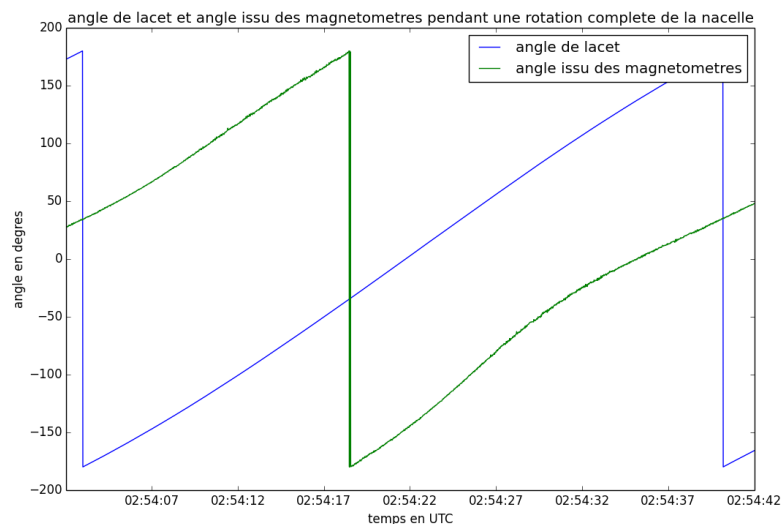


FIGURE 5.24 – Construction de la caractéristique : angle de rotation issu des magnétomètres et angle de lacet des gyroscopes pendant une rotation.

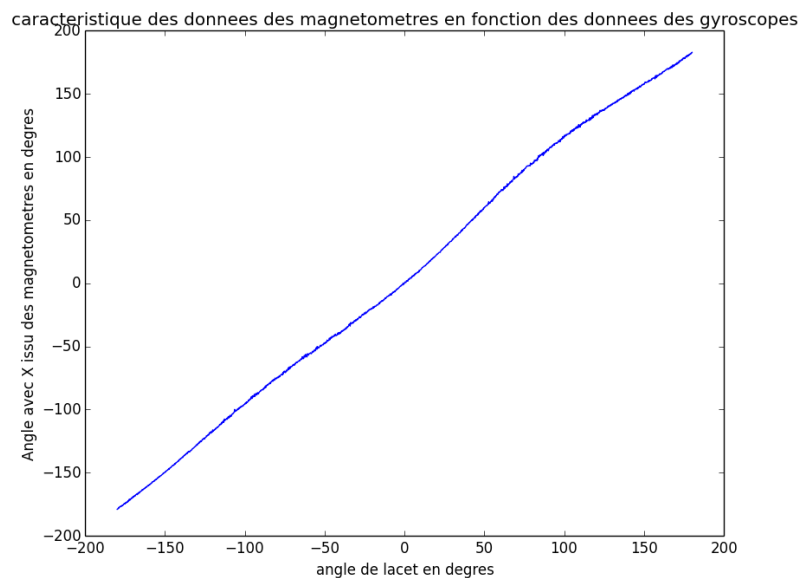


FIGURE 5.25 – Caractéristique reliant les données gyroscopiques aux données des magnétomètres.

Pour cela, nous avons donc choisi une rotation de la nacelle pendant laquelle l'angle de lacet des gyroscopes et l'angle de rotation calculé à partir des magnétomètres décrivaient un tour complet (figure 5.24). Ensuite, nous avons créé une caractéristique reliant l'angle de rotation calculé précédemment avec l'angle de lacet. Cette caractéristique est présentée figure 5.25. En reliant l'angle de rotation avec l'angle de lacet, elle permet de calibrer la rotation de la nacelle enregistrée par les magnétomètres avec celle, plus précise, enregistrée par les gyroscopes.

La figure 5.25 présentant la caractéristique décrivant une rotation de la nacelle vue par les gyroscopes et par les magnétomètres n'est pas une droite, les deux instruments de mesure ne voient donc pas la rotation de la même manière. En effet, les magnétomètres mesurent le champ magnétique qui peut être déformé par la nacelle et sont donc biaisés. L'angle mesuré à partir du champ magnétique n'est donc pas juste. Cette caractéristique permet de soustraire l'effet de la nacelle sur le champ magnétique en calibrant les magnétomètres relativement aux gyroscopes.

5.3.3 Corrections instrumentales

Filtrage du bruit instrumental

Après avoir corrigé l'angle de rotation issu des magnétomètres avec la caractéristique calculée précédemment, nous avons obtenu un angle de rotation de la nacelle ne demandant plus qu'une calibration absolue pour obtenir l'azimut. Avant cela, nous avons encore effectué deux corrections.

En premier lieu, nous avons filtré le bruit instrumental existant dans les données. En effet, les données brutes des instruments contiennent un bruit blanc, d'autant plus non négligeable qu'il s'est rajouté lors de l'utilisation de la caractéristique. Ce bruit instrumental peut parfois avoir une amplitude de 2 degrés (figure 5.26), ce qui aura pour effet de dégrader la précision de l'azimut final.

Nous avons donc décidé d'implémenter un filtre simple de lissage par moyenne glissante. Nous avons testé le lissage par moyenne glissante symétrique à 5 et à 9 composantes. Les figures 5.27 et 5.28 montrent la différence entre les moyennes glissantes à 5 et à 9 composantes avec les données brutes. On remarque sur la figure 5.27 que les 2 moyennes glissantes apportent un lissage relativement efficace. Le résidu de bruit restant sur la moyenne glissante à 5 composantes est de l'ordre de quelques dixièmes de degrés. Par contre, lors d'un demi-tour plus rapide de la nacelle, comme sur la figure 5.28, la moyenne glissante à 9 composantes s'éloigne significativement des données initiales (de plusieurs degrés). Suite à cette rapide comparaison, l'angle de rotation a donc été lissé par moyenne glissante symétrique à 5 composantes.

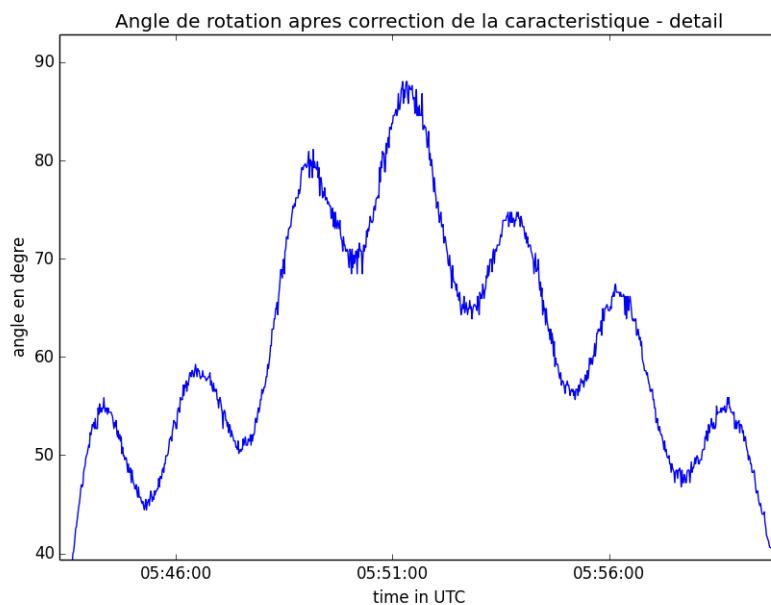


FIGURE 5.26 – Détail de l'angle de rotation montrant le bruit instrumental.

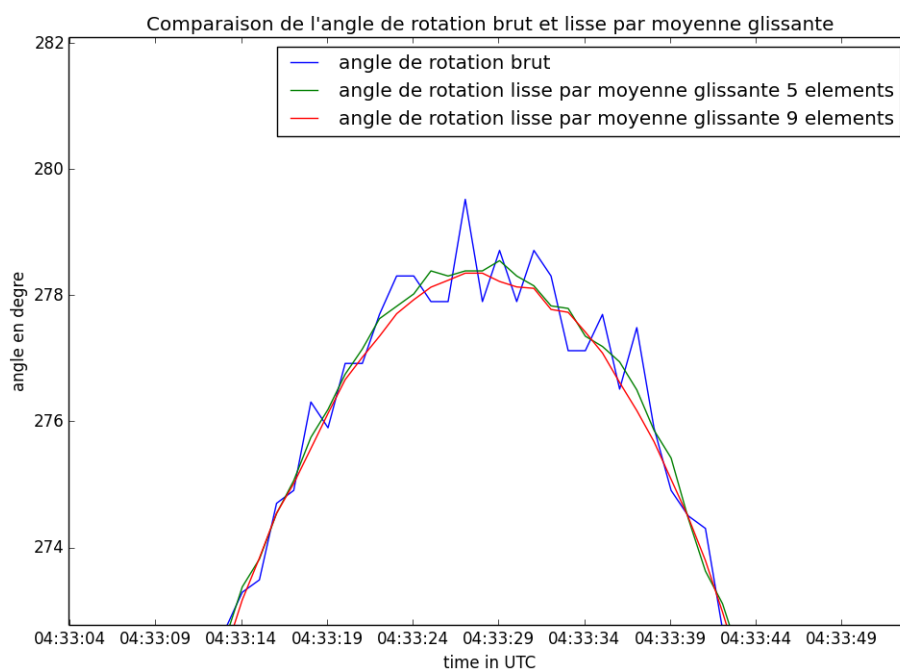


FIGURE 5.27 – Comparaison de deux méthodes de moyenne glissante avec les données brutes : demi-tour lent.

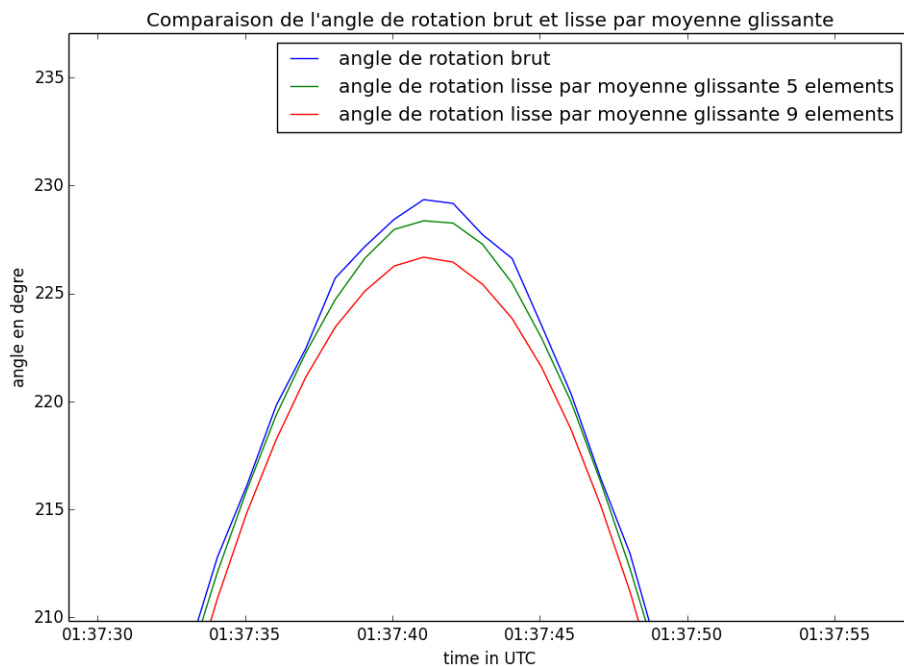


FIGURE 5.28 – Comparaison de deux méthodes de moyenne glissante avec les données brutes : demi-tour rapide.

Correction avec le champ magnétique terrestre

Avant de calibrer l'angle de rotation de manière absolue, une dernière correction a été implémentée : celle de la dérive du champ magnétique terrestre pendant le vol. En effet, pendant la nuit, la nacelle a parcouru l'équivalent d'une centaine de kilomètres au sol, principalement vers l'est. Au cours de ce déplacement, le champ magnétique terrestre n'est pas resté statique, pointant dans la même direction. Cet effet doit être pris en compte si on veut que l'azimut final atteigne une précision suffisante.

Le ballon ayant très peu parcouru de distance dans la direction Nord-Sud, il a été décidé d'ignorer le changement de direction du champ magnétique terrestre en fonction de la position en latitude.

Afin d'estimer le changement de direction du champ magnétique en fonction de la longitude, nous avons utilisé le 11^{ème} modèle de champ magnétique de l' "International Association of Geomagnetism and Aeronomy", dit "International Geomagnetic Reference Field" ou "IGRF". Ce modèle est très facile à trouver sur internet[94]. C'est une description standard du champ magnétique de la Terre, mélangeant un modèle mathématique et des données récoltées sur le terrain. On peut tirer de ce modèle la variation de la déclinaison magnétique en fonction de la longitude. Nous avons choisi de garder la latitude moyenne de 48.6° N. La déclinaison magnétique est l'angle que fait le champ magnétique

entre le vrai nord et le nord magnétique (figure 5.29). L'angle de rotation calculé jusque là suit d'une façon ou d'une autre le nord magnétique, il faut donc le corriger de la variation de la déclinaison magnétique pendant le vol.

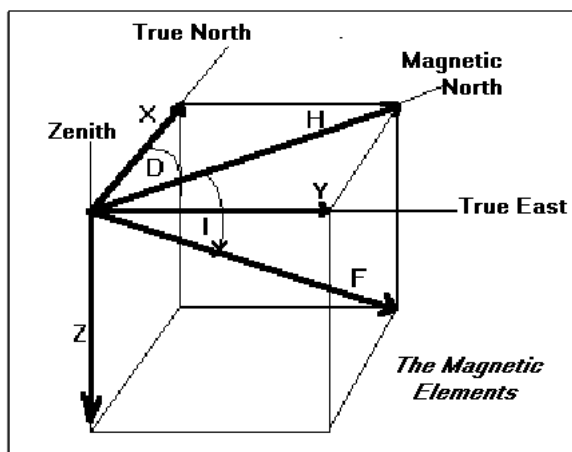


FIGURE 5.29 – Repère et composants du champ magnétique des modèles standards[95]. On note la déclinaison "D" comme l'angle entre le vrai nord et le nord magnétique.

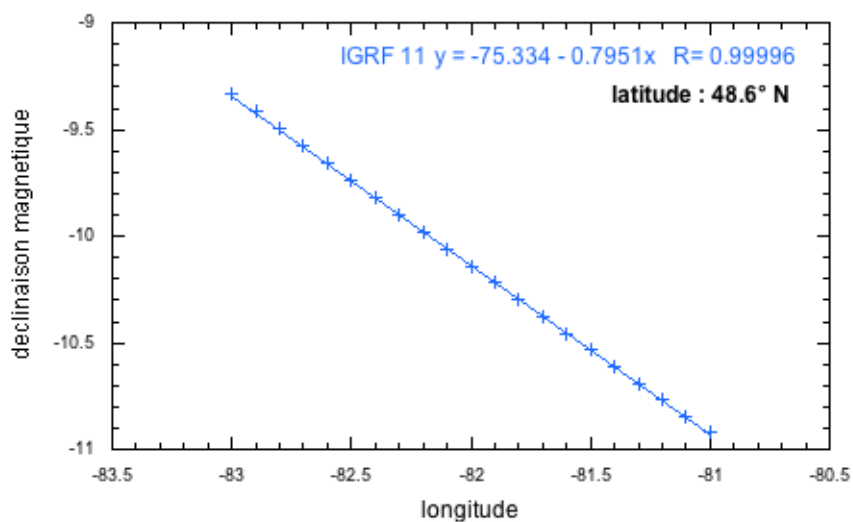


FIGURE 5.30 – Déclinaison magnétique en fonction de la longitude à la latitude moyenne de 48.6°N issu du modèle IGRF 11.

La variation de la déclinaison magnétique pendant le vol est présentée figure 5.30. Cela représente environ 1.5° entre le début et la fin du vol. Nous avons utilisé le modèle linéaire présenté sur la figure pour corriger l'angle de rotation en fonction de la localisation en longitude de la nacelle à ce moment précis.

La variation du champ magnétique en fonction de la latitude ou de l'altitude est d'un ordre de grandeur inférieur à la variation due à la longitude, le vol de la nacelle étant orienté est-ouest.

5.3.4 Calibration absolue

Mesure directe de l'azimut sur des images d'instruments

Les magnétomètres ne nous donnant pas une direction absolue de l'orientation de la nacelle, il nous faut calibrer de manière absolue l'angle de rotation que nous calculerons à partir des mesures magnétiques. Pour cela, nous avons mesuré directement l'azimut sur les images des caméras GoPro et Infra-Rouge.

Mesure de l'azimut avec la caméra GoPro

La caméra GoPro permet de reconnaître des éléments citadins au sol et donc de mesurer l'orientation de la nacelle par rapport au nord. Il y a plusieurs défauts à l'utilisation de la caméra GoPro :

- elle a cessé de fonctionner vers 4h UTC, enregistrant seulement la première moitié du vol.
- elle ne capte que les lumières assez fortes provenant du sol, limitant les points de repère.
- elle a été masquée par les nuages, principalement entre 1h et 2h UTC.
- les images comportent un effet "fisheye" pas évident à corriger.
- enfin, son temps d'intégration ne permet pas d'avoir une image nette lorsque la nacelle tourne rapidement.

Malgré cela, nous avons pu sélectionner 27 images sur lesquelles apparaissent des éléments assez nets et identifiables pour mesurer des azimuts. Ainsi, nous avons pu utiliser les pistes d'atterrissage pour le début du vol (leur orientation étant bien connu) et la route principale partant de Timmins pour les images après 2h UTC. Toutes ces images se trouvent à des moments où la nacelle ralenti sa rotation pour tourner dans l'autre sens, et sont ainsi facilement identifiable à la main sur les données de l'ICDV. De plus, nous avons choisi des images où l'axe de la piste d'atterrissage passait près du centre de l'image de la GoPro afin d'éviter trop de distorsion due au fisheye.

Nous définissons alors un repère "GoPro" composé de deux axes x et y sur les photos. Ce repère est présenté figure 5.31 et orienté par rapport au repère du PDM. En faisant cela, on suppose que la GoPro est fixée perpendiculairement au bati, tout comme le PDM.

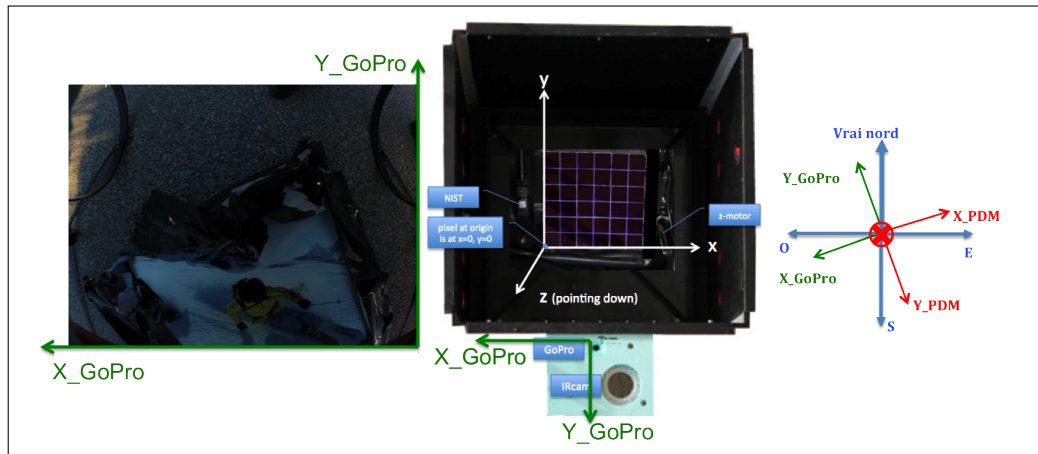


FIGURE 5.31 – Définition du repère GoPro et lien avec le repère PDM.

La photo de la figure 5.32 montre comment se mesure l'orientation de la piste d'atterrissage 03 sur une image GoPro. Cette piste a pour azimuth $31^\circ (\pm 0.1^\circ)$ avec le nord magnétique[96]. Sachant que la déviation magnétique est de 11° ouest au niveau de Timmins, la piste est donc orientée de 20° par rapport au vrai nord. Grâce à un outil de mesure d'angle, il est ensuite facile de mesurer l'angle que fait la piste avec l'axe X de la GoPro. En le définissant allant de l'axe X de la GoPro vers la direction de la piste 03, de 0 à 360° , on peut retrouver l'azimut défini plus haut en appliquant la transformation de l'équation 5.5.

$$azimut = 180^\circ - (angle_{GoPro-piste} - 20^\circ) \quad (5.5)$$

De la même manière, on peut mesurer l'azimut de la nacelle à partir des images GoPro où on aperçoit Timmins. Comme sur la photo de la figure 5.33, on identifie bien la route 101 sortant de la ville. De même que pour la piste d'atterrissage, nous avons choisi des images où l'axe de la route passait par le centre de l'image de la caméra. Les routes canadiennes étant bien droite, celle-ci allant est-ouest, il est facile d'en mesurer l'azimut. Grâce à Google Earth, on a mesuré $90.8^\circ (\pm 0.1^\circ)$. En définissant l'angle mesuré sur l'image GoPro allant de l'axe X à la direction est de la route 101, on peut retrouver l'azimut en appliquant cette formule :

$$azimut = 180^\circ - (angle_{GoPro-route} - 90.8^\circ) \quad (5.6)$$

Grâce à ces méthodes de mesure, nous avons pu obtenir des azimuts sur 27 images différentes avec une précision estimée à $\pm 0.5^\circ$.

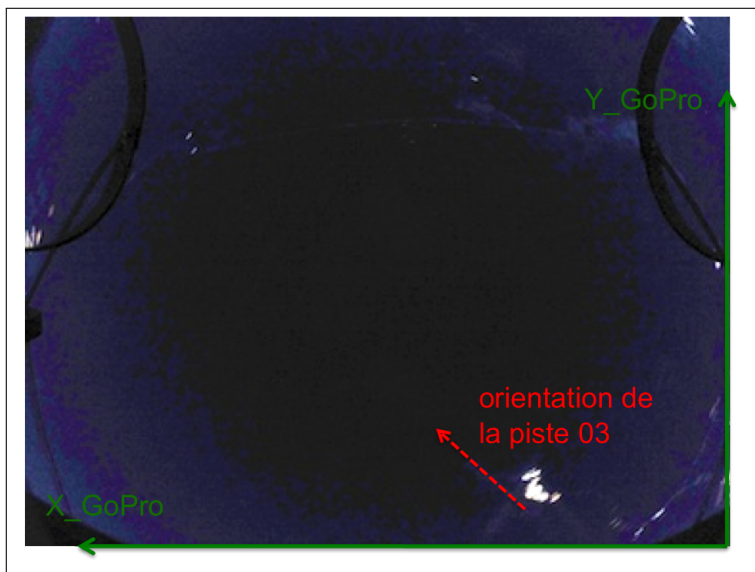


FIGURE 5.32 – Orientation de la piste d'atterrissage 03 sur une image GoPro.

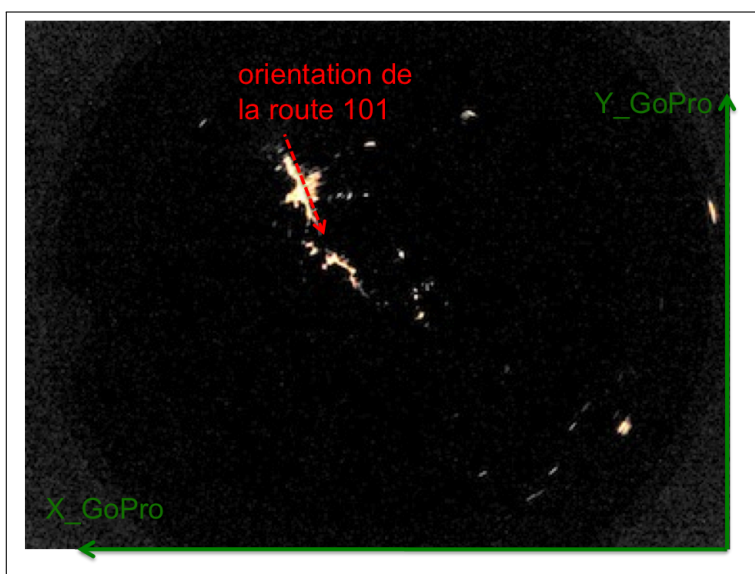


FIGURE 5.33 – Orientation de la route 101 sur une image GoPro.

Mesure de l'azimut avec la caméra infrarouge

La caméra Infra-Rouge a pris des images pendant tout le vol mais seulement toutes les 80 secondes. Son champ de vue est aussi beaucoup moins important que celui de la GoPro. Elle a l'avantage de ne pas avoir besoin de lumières importantes pour reconnaître des éléments clés de la géographie du sol. Ainsi, au lieu de se fier aux routes éclairées, qui ne sont pas toujours dans le champ de vue, nous nous intéresserons à la position des différents lacs et de leur propre orientation. Ceci pose le problème de la distorsion optique qui n'est pas corrigée sur l'IRcam, vu qu'on doit replacer les lacs les uns par rapport aux autres.

Nous avons donc choisi les images où un maximum de lacs, rivières, routes, (...) étaient présents et nets, afin d'orienter au mieux les images IR. Celles-ci sont placées à la main sur Google Earth en faisant correspondre les différents éléments géographiques comme sur la figure 5.34. On mesure ensuite l'angle entre le nord géographique et l'axe X du repère IRcam (5.35). L'azimut de la nacelle se trouve alors avec la formule suivante :

$$azimut = angle_{IRcam} - 90^\circ \quad (5.7)$$

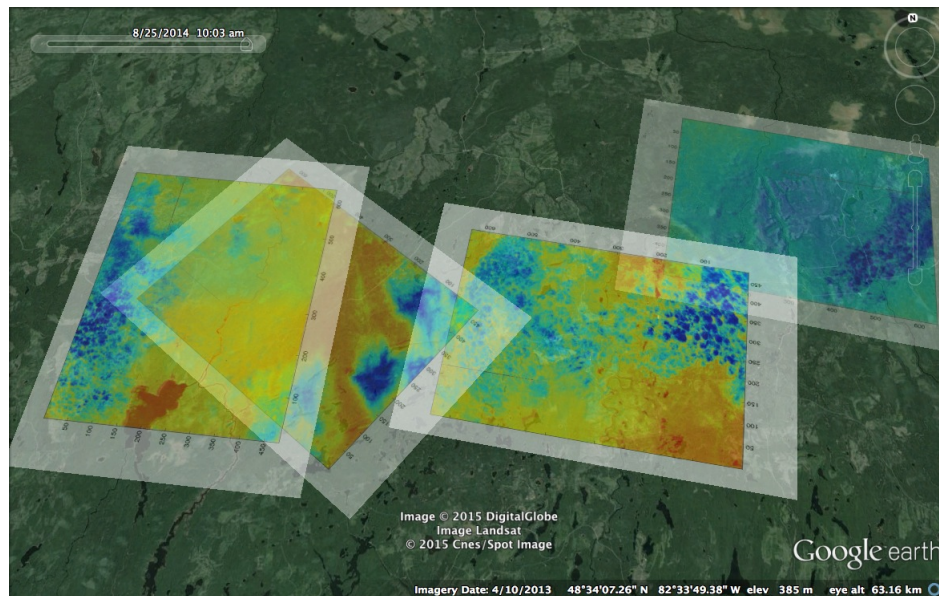


FIGURE 5.34 – Images de l'IRcam placées sur Google Earth.

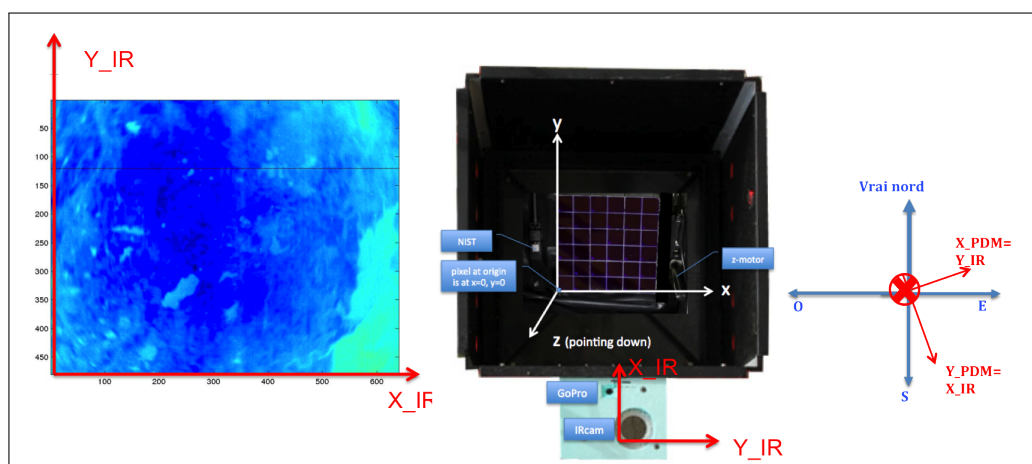


FIGURE 5.35 – Définition du repère IRcam et lien avec le repère PDM.

Nous avons ainsi pu obtenir 27 azimuts à partir des images Infra-Rouge tout au long du vol. On estime l'erreur faite lors de cette mesure à $\pm 1^\circ$.

Calcul final de l'azimut

Afin de transformer l'angle de rotation en l'azimut de la nacelle, on doit le calibrer de manière absolue. Pour cela, nous avons utilisé les 27 images GoPro et les 27 images IRcam sur lesquelles des azimuts ont été mesurés. Le décalage entre l'angle de rotation et le vrai nord a été choisi afin d'annuler la moyenne des différences entre l'azimut mesuré sur les images et l'angle de rotation au moment de l'image.

Ce décalage a ensuite été appliqué à l'angle de rotation pendant tout le vol, obtenant ainsi l'azimut de la nacelle. Cet azimut est présenté figure 5.36.

5.4 Bilan d'erreur et cercle de confiance

5.4.1 Erreur sur l'azimuth

Dispersion avec les images GoPro et IR

Afin d'estimer l'erreur faite sur la reconstruction de l'azimut, 186 azimuts supplémentaires ont été mesurés sur les images de l'IRcam avec l'aide de Simon Mackovjak de l'université de Genève. L'erreur sur ces 186 nouveaux azimuts et les précédents est majorée à $\pm 1^\circ$. Chaque azimut mesuré est ensuite comparé à l'azimut reconstruit. La dispersion de ces valeurs est montrée sur le graphique de la figure 5.37. Indicateur de la précision de l'azimut, la déviation standard de ces différences est égale à 3° , avec une différence maximale égale à 9.6° .

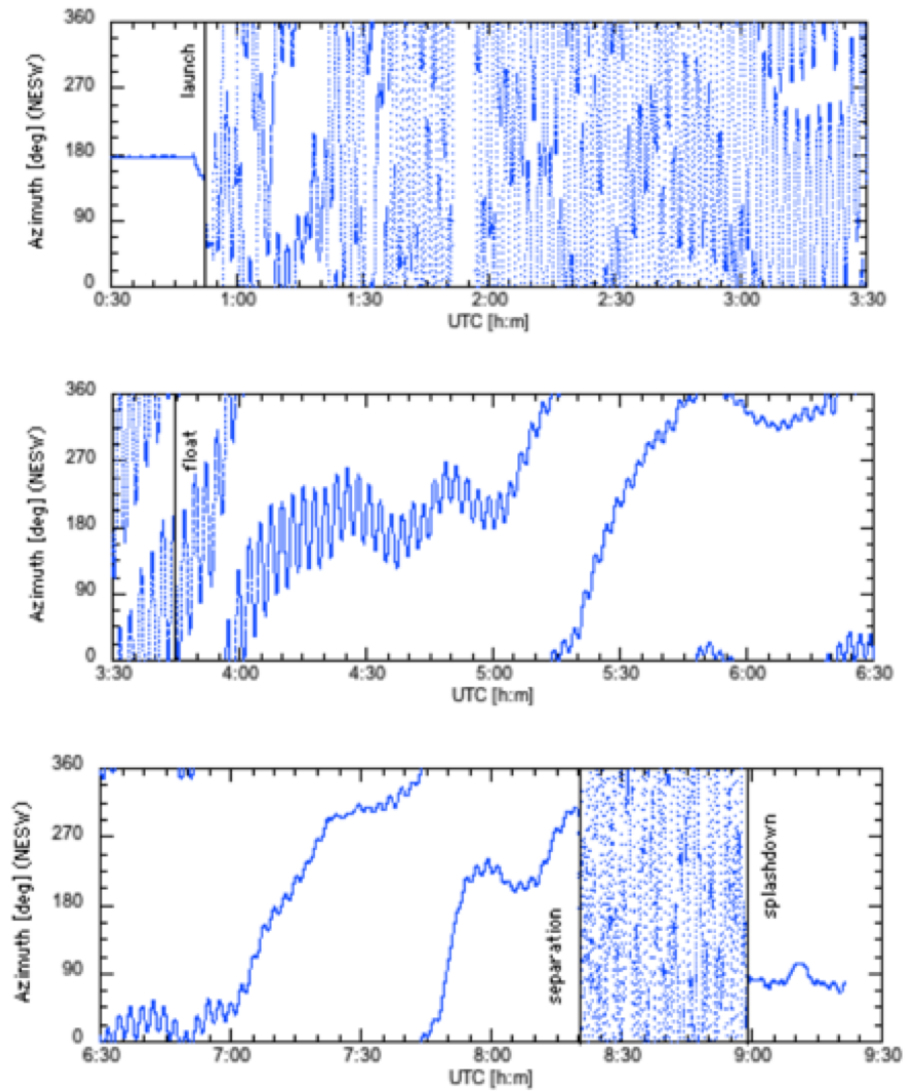


FIGURE 5.36 – Azimut final de la nacelle pendant le vol.

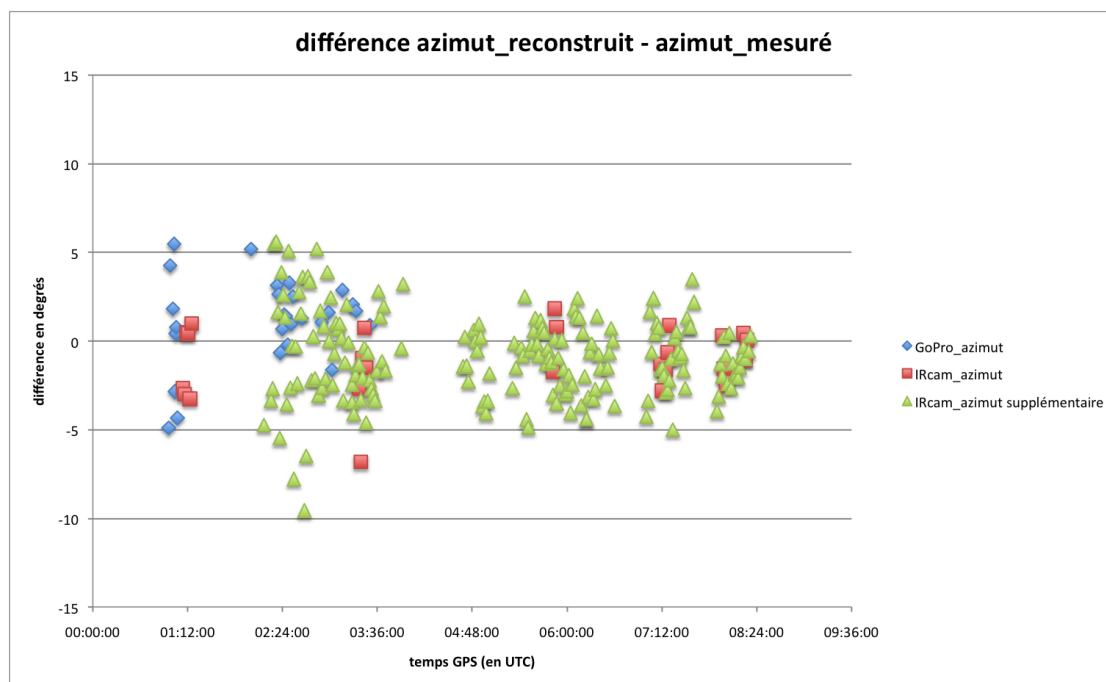


FIGURE 5.37 – Comparaison de l'azimut reconstruit avec les azimuts mesurés directement sur les images GoPro et IRcam : deviation standard = 3°

5.4.2 Cercle de confiance

Afin de savoir dans quelle mesure cet azimut est utilisable au sein du champ de vue, des zones de confiance ont été définies. En effet, l'erreur sur l'azimut aura un impact moindre sur les pixels proches du centre du détecteur que sur les pixels périphériques. Ainsi, on peut définir des cercles dans lesquels l'azimut reconstruit produira des résultats suffisamment précis, c'est-à-dire dont la précision correspond à la moitié de la fonction d'étalement du point (PSF).

Pour un champ de vue de l'instrument de $\pm 5.5^\circ$ et considérant que l'instrument est situé à 38 km d'altitude, la zone observée sur le sol correspond à un carré de 7.3x7.3 km. La taille d'un pixel du PDM au sol est alors de 150x150m. Sachant que la Point Spread Function (PSF) a un diamètre d'environ trois pixels, cela correspond à un angle d'environ 0.7° ou à 450m au sol quand l'instrument est au plafond. La moitié du diamètre de la PSF correspond donc à $\sim 0.35^\circ$ ou ~ 225 m au sol.

On obtient le rayon du cercle de confiance (en "degré" ou en kilomètre au sol) grâce à l'équation suivante :

$$R^\circ[deg] = 0.35 * 360 / (2 * \pi * dAz) = 20.1 / dAz \quad (5.8)$$

$$R_{38}[km] = 0.225 * 360 / (2 * \pi * dAz) = 12.9 / dAz \quad (5.9)$$

Ainsi, on calcule deux cercles de confiance. l'un se basant sur la déviation standard des différences et l'autre sur la différence maximale (figure 5.37) :

$$\text{pour } dAz = 3^\circ (\text{déviation standard}) \Rightarrow R_{38} = 4.3km$$

$$\text{pour } dAz = 9.6^\circ (\text{différence maximale}) \Rightarrow R_{38} = 1.3km$$

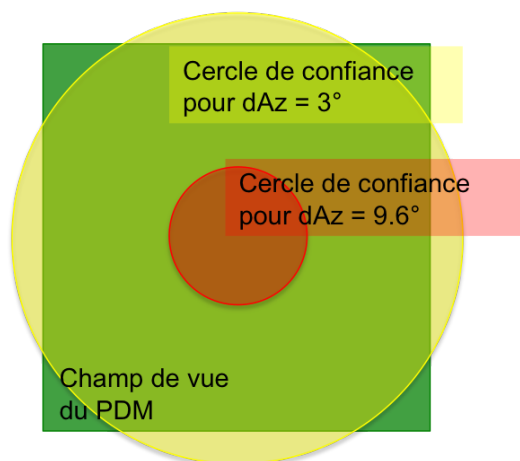


FIGURE 5.38 – Représentation des deux cercles de confiance à l'échelle du champ de vue du PDM au sol

La figure 5.38 compare ces deux cercles de confiance avec le champ de vue du PDM (projeté au sol). On peut noter que le cercle de confiance construit sur la déviation standard de la distribution des azimuts de contrôle ($R_{38}=4.3km$) recouvre presque la totalité du champ de vue du PDM ($R_{38}=3.7km$). On en conclut que l'azimut calculé précédemment sera assez précis pour localiser la majeure partie des événements étudiés.

5.4.3 Synchronisation des flashers

Malgré la présence d'un GPS dans l'hélicoptère opérant laser et flashers, il est possible que les temps entre l'hélico et le ballon soient eux aussi décalés. En effet, nous avons remarqué que les récepteurs GPS ont capté très peu de satellites pendant le vol et que les temps étaient décalés par rapport à l'horloge du processeur de bord. Une synchronisation était là aussi nécessaire.

Pour cela, 14 azimuts ont été mesurés sur les données du PDM grâce aux flashers UV indiquant la position de l'hélicoptère dans le champ de vue. Nous sommes parti d'un décalage temporel entre le temps GPS et le temps PDM de 7s et avons calculé la moyenne des différences des azimuts mesurés et reconstruits pour différentes valeurs de décalage de temps entre l'hélicoptère et le PDM. Le résultat est montré figure 5.39. Le graphique montre un minimum, mais celui-ci indique une moyenne des différences de plus de 40° . Ce qui indique que les azimuts ne correspondent pas.

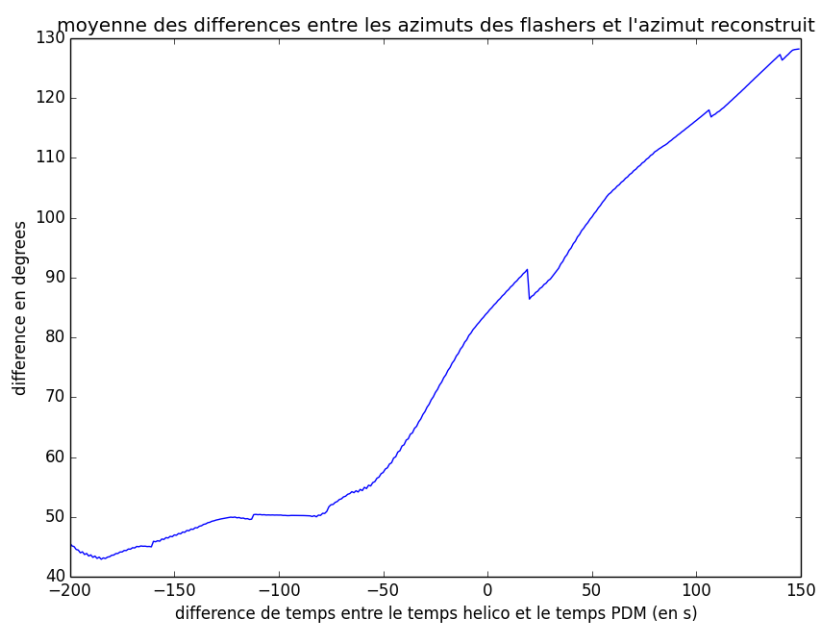


FIGURE 5.39 – Moyenne des différences entre les azimuts mesurés sur le PDM avec les flashers et l'azimut reconstruit. Ici, le temps GPS est décalé de 7s avec le temps PDM.

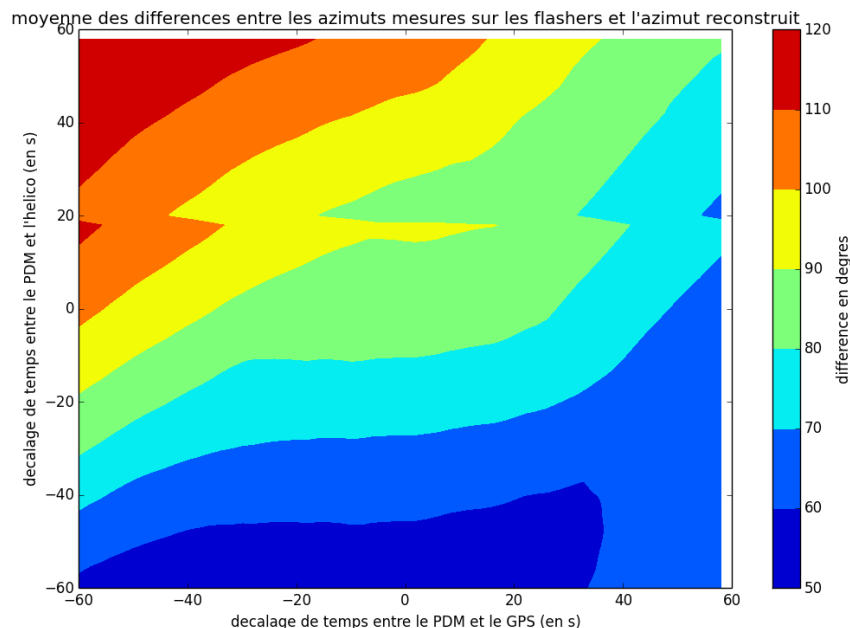


FIGURE 5.40 – Moyenne des différences entre les azimuts mesurés sur le PDM avec les flashers et l'azimut reconstruit. Ici, on fait varier le décalage entre le temps PDM et le temps helico, ainsi que le décalage entre le temps PDM et le temps GPS.

Nous avons donc essayé de faire aussi varier le décalage entre le temps PDM et le temps GPS Afin de vérifier que ce n'était pas ce décalage qui était faux. Le résultat de l'étude est montré figure 5.40. L'axe horizontal correspond au décalage de temps en seconde entre le temps PDM et le temps GPS, et l'axe vertical correspond au décalage entre le temps PDM et le temps hélico. Le code couleur est le résultat de la moyenne des différences entre les azimuts mesurés sur flasher et l'azimut reconstruit. Cette moyenne doit s'approcher de zéro afin de confirmer la synchronisation des instruments.

Malheureusement, la carte de la figure 5.40 ne montre aucune valeur proche de zéro, qui pourrait correspondre à un décalage de temps juste entre les trois instruments.

Il est possible que l'azimut reconstruit soit assez précis pour reconstruire la carte UV mais pas pour être utilisé avec les flashers. L'étude de la synchronisation des flashers est toujours d'actualité et n'a pas encore trouvé de solution. Elle est importante afin de savoir quel flasher/laser est vu par le PDM et à quel moment, l'énergie d'alimentation ayant été changé au cours du vol.

5.4.4 Carte IR et UV

A la suite de la reconstruction de l'azimut et connaissant la position GPS de l'instrument pendant le vol, les données issues de la caméra Infra-Rouge et du détecteur

principal "PDM" ont pu être projetées sur le sol. Ceci a donné lieu à la construction de cartes UV et IR [88].

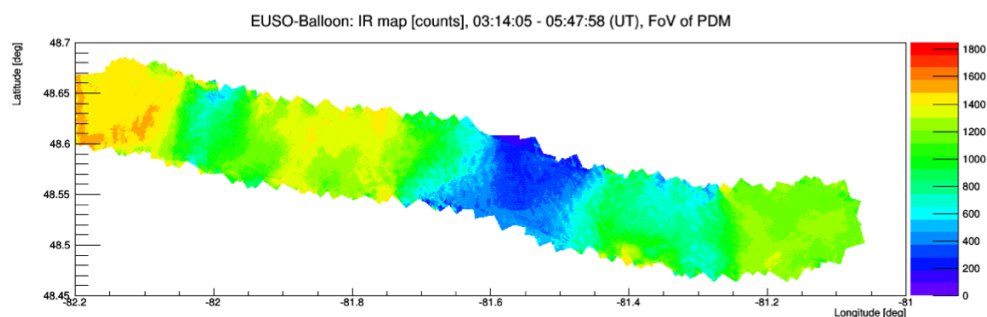


FIGURE 5.41 – Mesures de la caméra IR projetées sur le sol.

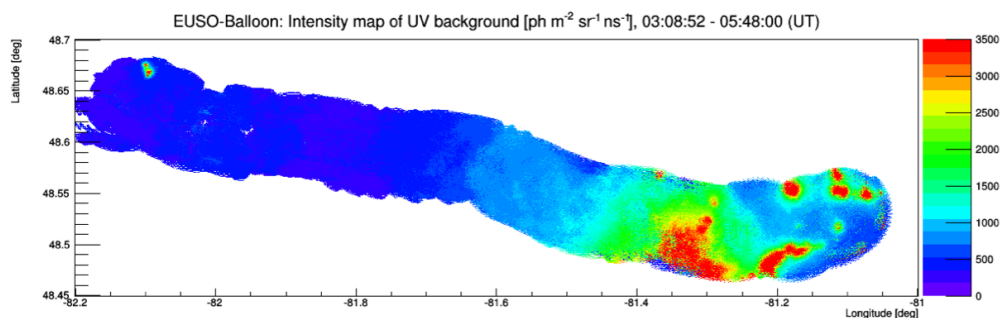


FIGURE 5.42 – Mesures UV de l'instrument projetées sur le sol.

Ces cartes sont présentées sur les figures 5.41 et 5.42. Elles sont issues de résultats préliminaires, l'échelle n'est donc pas calibrée en absolu.

Il n'est pas possible de reconnaître quelque élément que ce soit sur la carte globale des mesures Infra-Rouge de la figure 5.41 étant donné qu'elle rend essentiellement compte des nuages présents et que ceux-ci bougeaient dans le champ de vue de l'instrument. Sur la carte UV de la figure 5.42, on peut par contre observer des structures facilement identifiables comme des sources de lumière humaine, les zones rouges représentant le flux de lumière UV. La petite zone rouge de gauche est en fait une mine au milieu de la forêt canadienne. Les zones rouges de droite sont obtenues lors du survol de Timmins. On y aperçoit les lumières de la ville et des petites agglomérations autour, tout comme celles de l'aéroport et de mines.

L'obtention de ces cartes et la reconnaissance des sources de lumière artificielle confirment ainsi la précision de l'azimut et la possibilité de l'utiliser avec les données de l'instrument.

5.4.5 conclusion

Les gyroscopes de la centrale inertielle n'ont pas pu fournir directement l'orientation de la nacelle comme prévu. Grâce aux données des magnétomètres et à une calibration de ces derniers par les gyroscopes, l'angle de rotation a pu être calculé. L'azimut a enfin été obtenu en calibrant de manière absolue l'angle de rotation sur les azimuts mesurés sur les images GoPro et IRcam.

La précision de l'azimut reconstruit a été estimée à quelques degrés, ce qui devrait être suffisant pour être utilisé sur tout le champ de vue de l'instrument EUSO. Effectivement, une carte UV a été produite à partir des données scientifiques du vol en utilisant l'orientation de la nacelle. Cette carte reproduit bien la plupart des sources de lumière survolées, notamment les mines de la forêt canadienne.

Malheureusement, les instruments présents sur l'hélicoptère n'ont pas pu être synchronisés avec la nacelle ballon. Ceci pourrait être le témoin de la limite de précision de l'azimut reconstruit.

Conclusion

Les rayons cosmiques sont une composante importante du milieu interstellaire et pourraient jouer un rôle déterminant auprès des évolutions stellaires et galactiques. Les études dont ils ont fait objet ont permis de déterminer avec précision leur spectre en énergie vue depuis la Terre sur plus de douze ordres de grandeur. Leurs origines, par contre, sont encore discutées, surtout pour ceux de très hautes énergies dont les processus standard d'accélération de particules sont impuissant à expliquer. L'étude des Rayons Cosmiques de Ultra-Haute Énergie (RCUHEs), possédant des énergies dépassant 10^{20} eV, nous fournirait des indices importants sur les sources astrophysiques, les phénomènes d'accélération et la physique de particules de très haute énergie.

Ces RCUHEs sont extrêmement rares et peuvent rencontrer la haute atmosphère à un taux de un par km^2 par siècle. Pour les étudier, on observe la lumière de fluorescence émise par la gerbe atmosphérique, gigantesque cascade de particules qu'ils produisent en réagissant avec l'atmosphère. La collaboration JEM-EUSO propose un télescope spatial capable de surveiller un très large volume d'atmosphère et donc d'augmenter significativement les détections de ces RCUHEs. Afin de tester la technologie et les méthodes développées pour le télescope spatial, un démonstrateur embarqué en ballon stratosphérique a été développé : EUSO-Ballon.

EUSO-Ballon a été lâché le 24 août 2014 de la base ballon de Timmins (Ontario, Canada) par l'agence spatiale française du CNES. L'instrument a fonctionné une nuit entière et a observé le rayonnement UV depuis un altitude de 38km, survolant lacs, forêts, villes,... Il a été capable de détecter des simulations de gerbes atmosphériques, générées par des flashers et des lasers tirés depuis un hélicoptère volant sous le ballon, confirmant ainsi le principe de détection depuis l'espace. Les données enregistrées ont permis de mesurer le bruit de fond dans différentes conditions d'atmosphère grâce à une reconstruction de l'attitude de l'instrument pendant le vol. Cette analyse a nécessité l'utilisation des données des nombreux instruments de mesure présent sur la nacelle (magnétomètres, gyroscopes, GoPro, IRcam) et a permis de retrouver l'orientation azimutale de la nacelle à quelque degré près.

La mesure absolue du bruit de fond nécessite une bonne connaissance de chaque sous-système dont les optiques. Le système optique innovant de EUSO-Ballon comporte deux larges lentilles de Fresnel en PMMA. Ce système a été intégré et caractérisé à l'IRAP. Pour cela, des moyens spécifiques ont été mis en place pendant deux campagnes de mesure, amenant la mesure des performances, efficacité et spot focal, de ces toutes nouvelles optiques. Ces dernières se sont révélées étonnamment différentes des modèles de simulation. Notamment, un important fond de lumière diffuse dégradant les performances a été mesuré. Ce dernier pourrait être issu de la structure fine des lentilles de Fresnel, en particulier de la rugosité de surface.

Les énergies encerclées normalisées sur le flux incident ont été mesurées à 313nm,

334nm, 365nm et 405nm et pour des angles d'incidence de 0.1° , 2.3° , 3.3° et 4.5° . La mesure de ces énergies encadrées permettent de calculer les performances optiques pendant le vol 2014 et serviront plus tard à la compréhension du système en comparant avec les données de simulation. Basée sur les longueurs d'onde de la fluorescence, l'efficacité optique dans la région centrale de 9mm de diamètre pendant le vol 2014 est égale à $23 \pm 3\%$. La distance de focalisation optimale mesurée correspond à la distance utilisée pendant le vol par le détecteur et est égale à 440mm depuis la lentille L3. La mesure du champ de vue total est de 10.2° pour une échelle focale de 0.21° .

Par le premier vol du démonstrateur EUSO-Ballon, la collaboration EUSO a ouvert la voie vers une observation des gerbes atmosphériques géantes depuis l'espace. La technologie a montré son fonctionnement dans des conditions spatiales, bien que certains sous-systèmes nécessitent encore une étape de maturation technologique : PDM, Trigger, optiques,... Outre la mesure du bruit de fond qui permettra de mieux dimensionner le futur télescope spatial, le développement de ces technologies nous ont beaucoup appris sur le fonctionnement d'un instrument de type EUSO. EUSO-Ballon a été une étape essentielle au développement de l'instrument capable de percer les "secrets" des rayons cosmiques de ultra-haute énergie.

Annexe A

Un système à trois lentilles pour EUSO-Ballon

La configuration à 3-lentilles est celle initialement prévue pour EUSO-Ballon fournissant des performances idéales d'imagerie en cas d'observation de gerbes atmosphériques géantes. Une troisième lentille diffractive a été rajoutée entre les deux autres afin de corriger les importantes aberrations chromatiques et donc d'améliorer drastiquement la résolution spatiale du système. Ce système a finalement été abandonné avant le vol de 2014 au profit du système à deux lentilles plus efficace, la lentille diffractive ayant un défaut de construction. Ce système à trois lentilles pourrait être utilisé pendant le vol longue durée, qui a pour objectif principal l'observation de RCUHEs, mais est encore en discussion au vu des efficacités mesurées des lentilles de Fresnel bien en deçà de ce qui était attendu.

Ce chapitre a pour but de présenter la lentille diffractive et le système à trois lentilles ainsi que les tests qui ont amenés à la décision de l'abandon de cette lentille correctrice.

A.1 La configuration "3-lentilles"

La configuration initiale utilise donc trois lentilles de Fresnel : les deux lentilles utilisées pendant le vol 2014 plus une lentille diffractive placée entre les deux premières.

Afin d'imager efficacement les gerbes atmosphériques, EUSO-Ballon doit avoir un focal spot contenu dans un pixel, donc inférieur à 2.9mm, la taille d'un pixel, pour toutes longueurs d'onde entre 290 et 430nm. Ceci ne peut être obtenu que grâce à la lentille diffractive corrigeant les défauts chromatiques du système. Le champ de vue du système est de $\pm 6^\circ$. La configuration 3-lentilles est décrite en détail par la figure A.1

A.1.1 La lentille diffractive

La lentille diffractive est plate mais présente un schéma de différence de phase particulier permettant de faire converger différemment les longueurs d'onde afin de palier aux aberrations chromatiques des deux autres lentilles.

Quand un rayon lumineux rencontre un dioptré, la réfraction de ce dernier est décrite par l'équation A.1.

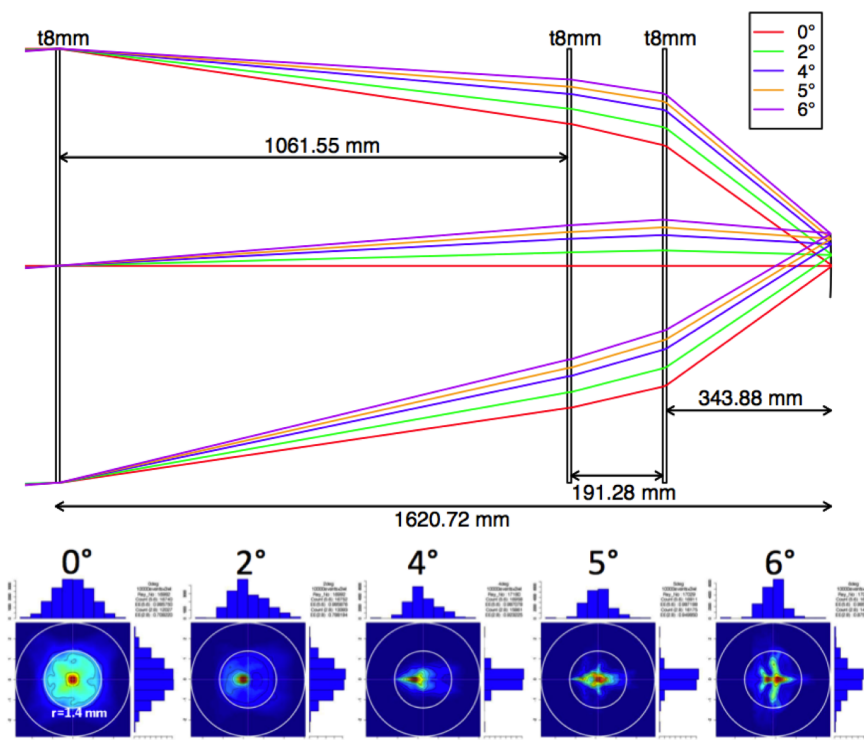


FIGURE A.1 – Le système optique à trois lentilles. *Haut* : diagramme de tracé de rayon et positions des éléments optiques. Les rayons lumineux ont un angle d'incidence de 0° (rouge), 2° (vert), 4° (bleu), 5° (jaune) et 6° (violet). Les deux lentilles extrêmes sont les mêmes que pour le système à deux lentilles. La lentille du milieu est la lentille diffractive. *Bas* : Simulation de la taille du spot pour différents angles d'incidence. La taille du spot reste inférieure à 2.9mm.

$$\hat{\mathbf{N}} \times (n_2 \hat{\mathbf{Q}}_2 - n_1 \hat{\mathbf{Q}}_1) = \hat{\mathbf{N}} \times \nabla \Phi \quad (\text{A.1})$$

où les caractères en gras sont des vecteurs, ceux avec un accent circonflexe des vecteurs unitaires, $\hat{\mathbf{Q}}_i$ et n_i sont la direction de la lumière et l'indice de réfraction dans le matériau i . Le vecteur normal au dioptre est $\hat{\mathbf{N}}$. $\Phi(r)$ est appelée la fonction de la différence de chemin optique. On remarque que pour $\nabla \Phi = 0$, l'équation A.1 devient la loi de Snell-Descartes.

Dans le cas des optiques diffractives de EUSO qui sont symétriques par rotation autour de l'axe optique, $\Phi(r)$ ne dépend que du rayon (r) :

$$\Phi(r) = \left(\sum_{i=1}^l c_i (r^2)^i \right) \times \frac{m\lambda}{\lambda_0} \quad (\text{A.2})$$

où m est l'indice de diffraction, λ la longueur d'onde du photon, λ_0 la longueur d'onde de référence et c_i sont des constantes caractérisant l'optique diffractive. Dans le cas de la lentille de EUSO-Ballon, $\lambda_0 = 357nm$ et les c_i sont déterminés par un algorithme d'optimisation sur simulation afin de corriger correctement les aberrations chromatiques du système.

Le schéma de phase à utiliser a ensuite été taillé dans une lentille en utilisant le même procédé de fabrication que pour les deux autres lentilles.

Dans notre cas, une mauvaise fonction de différence de phase a été implémentée. La fonction qui a été donnée au tour était directement $\Phi(r)$ alors qu'il devait utiliser sa dérivé, ce qui a entraîné une lentille mal taillée. Cela a été découvert en mesurant son pouvoir convergent par un laser comme sur la figure A.2. Pour cela, le laser a été tiré à travers la lentille depuis différentes positions radiales. Le laser réfracté est détecté par une caméra CCD. La figure A.3 montre le résultat de la mesure. La position du laser réfracté est comparé à la position théorique. Le laser était deux fois moins réfracté que prévu, le pouvoir convergent était donc deux fois moins important qu'attendu. Le défaut de fabrication a aussi entraîné des performances de correction chromatique moindre et une transmission dégradée.

A.1.2 Modèle lentilles minces

A titre indicatif, on commencera par décrire le système par un modèle de lentilles minces idéales, modèle grossier par rapport à la réalité.

La lentille de devant est appelée L1, celle diffractive L2 et la lentille de derrière L3. Les longueurs focales, respectivement f_1 , f_2 et f_3 sont présentées par l'équation A.3.

$$\begin{aligned} f_1 &= 2585.6mm \\ f_2 &= 3856.9mm \\ f_3 &= 600.2mm \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Dans ce cadre simplifié, il est donc possible de trouver un foyer image où focalisent parfaitement les rayons lumineux. La figure A.4 montre le trajet des rayons lumineux

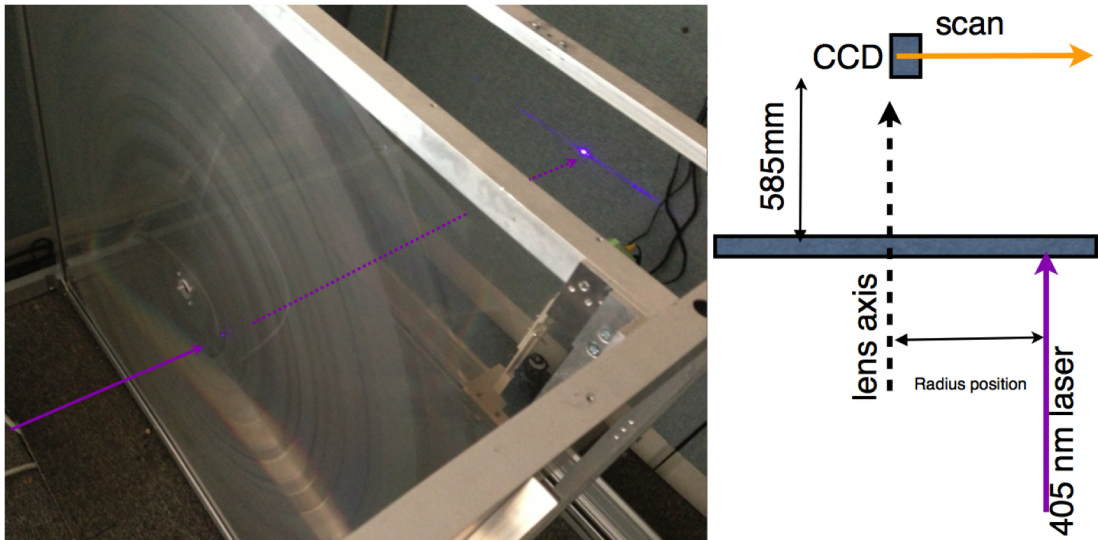


FIGURE A.2 – La lentille diffractive du système à trois lentilles. L'étude de la déviation d'un laser de 405nm par la lentille a permis de découvrir que cette dernière présentait un défaut.

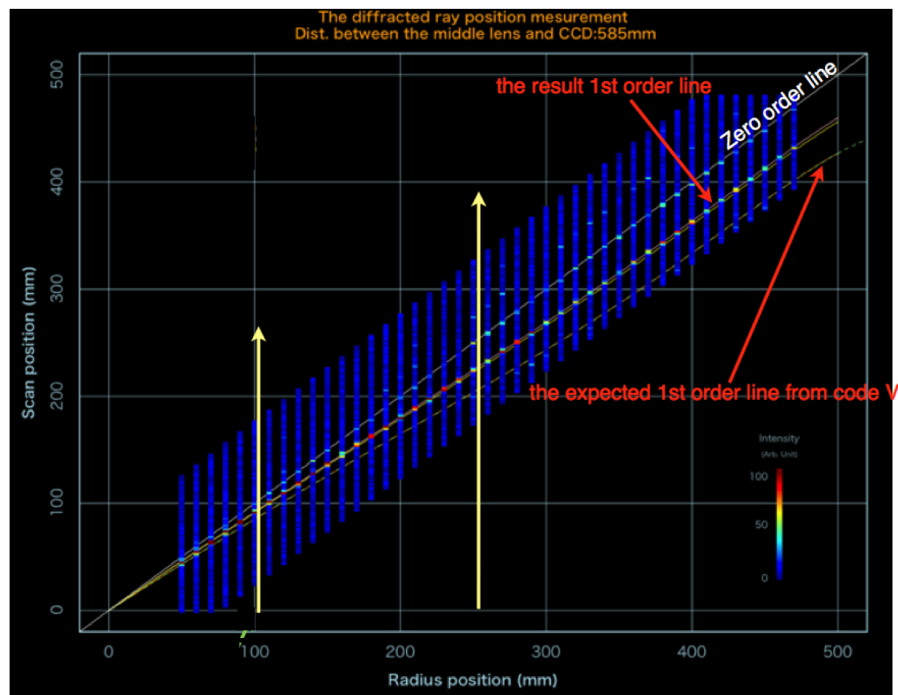


FIGURE A.3 – Résultat de la mesure de L2 par un laser. L'axe des abscisses est la position radiale d'où est tiré le laser et l'axe des ordonnées est la position de la CCD. L'intensité lumineuse donnée par la caméra est en unité arbitraire mais permet de repérer la position du laser réfracté. Les flèches jaunes indiquent la direction du scan de la CCD. Sont aussi indiquées les positions du laser réfracté obtenues en simulation ainsi que l'ordre zéro de diffraction.

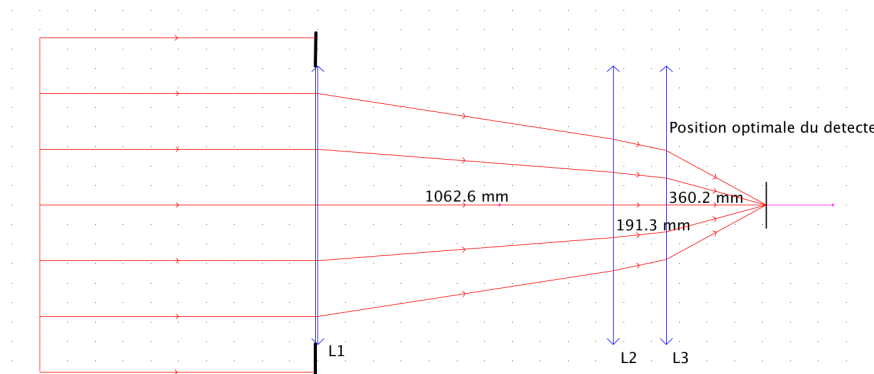


FIGURE A.4 – Modèle lentilles minces de la configuration 3-lentilles pour une source à l'infini.

dans le système. La position du foyer est donnée par les relations de conjugaison de l'optique géométrique :

$$\frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{\overline{OA'}} + \frac{1}{f'} \quad (\text{A.4})$$

avec \overline{OA} la position algébrique le long de l'axe optique de l'objet et $\overline{OA'}$ celle de l'image, O étant le centre optique. f' est la longueur focale.

En utilisant cette relation à travers les trois lentilles, il est possible de trouver la position de l'image d'un objet à l'infini : 360mm pour une valeur optimale modélisée par CODEV de 344mm. Cette grande différence pourrait venir de la diffraction de L2 qui n'est pas du tout pris en compte dans un modèle à lentille mince. De plus, l'image produite par nos systèmes de lentilles minces est ponctuelle, ce qui est très loin de la réalité.

A.1.3 Simulation CODEV et code de tracé de rayons

Les mêmes outils de simulation sont utilisés : un modèle sous CODEV et un modèle avec le code de tracé de rayons. De la même manière que pour le système à deux lentilles, ces deux codes sont complémentaires et un aller-retour a eu lieu afin de bien décrire le système et d'optimiser les performances.

Les spots focaux typiques aux différents angles d'incidence produits par les simulations sont présentés figure A.1.

A.2 Caractérisation du système "3-lentilles"

A.2.1 Positionnement des lentilles

Le Laser Tracker a lui aussi été utilisé dans le positionnement et l'alignement des lentilles de ce système. Le Laser Tracker a permis d'obtenir le positionnement en 3D par rapport à la structure mécanique (figure A.5) ainsi que le parallélisme des lentilles.

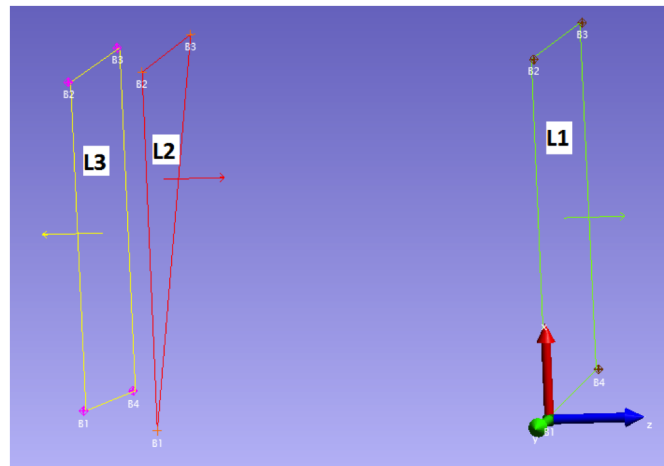


FIGURE A.5 – Positionnement dans l'espace donné par le Laser Tracker des lentilles de la configuration "3-lentilles".

Les mesures Laser Tracker sont résumées table A.1. Les lentilles sont positionnées mieux qu'au millimètre et le parallélisme est mieux que le dixième de degré.

A.2.2 Mesure de l'énergie encerclée

Suivant la même procédure de test, l'énergie encerclée normalisée sur le flux incident a été mesurée. La coupe du spot mesurée par la NIST et l'énergie encerclée déduite sont présentées figure A.6 pour un angle d'incidence de 1° et une longueur d'onde de 390nm. Comme pour le système à "2-lentilles", on retrouve le même comportement de l'énergie encerclée qui n'atteint pas de plateau, preuve que c'est une caractéristique inhérente à l'utilisation de ces lentilles de Fresnel.

Grâce à la mesure du flux incident, on peut obtenir l'énergie encerclée en pourcentage du flux incident. En définissant l'efficacité optique comme le pourcentage de lumière incidente capté dans le cm^2 central, on trouve :

$$\epsilon_{opt} = 12.4 \pm 0.6\%$$

L'efficacité du système optique en simulation est de 40%. Cette baisse très importante de l'efficacité est supposée provenir de la mauvaise L2, l'erreur dans la construction ayant fatalement causée une baisse importante de la transmission de la lentille diffractive.

En comparaison, on rappelle que la même efficacité mesurée avec seulement deux lentilles était de :

$$\epsilon_{opt} = 30.5 \pm 3\%$$

La figure A.7 présente les deux énergies encerclées pour les deux configurations optiques et montre bien le gain en efficacité apporté par l'abandon de la lentille diffractive.

	distance entre les billes en mm				Moyenne	Ecart moyen à l'optimal	parallélisme
	B1	B2	B3	B4			
L1/L2	1036,9	1036,7	1036,7	N/A	1036,75	-0,40	0.006 °
L1/L3	1209,7	1209,6	1209,7	1209,5	1209,64	-0,17	0.05 °
L2/L3	172,8	173,0	173,0	N/A	172,92	0,26	0.055 °

TABLE A.1 – Mesures du Laser Tracker pour l'intégration du système "3-lentilles".

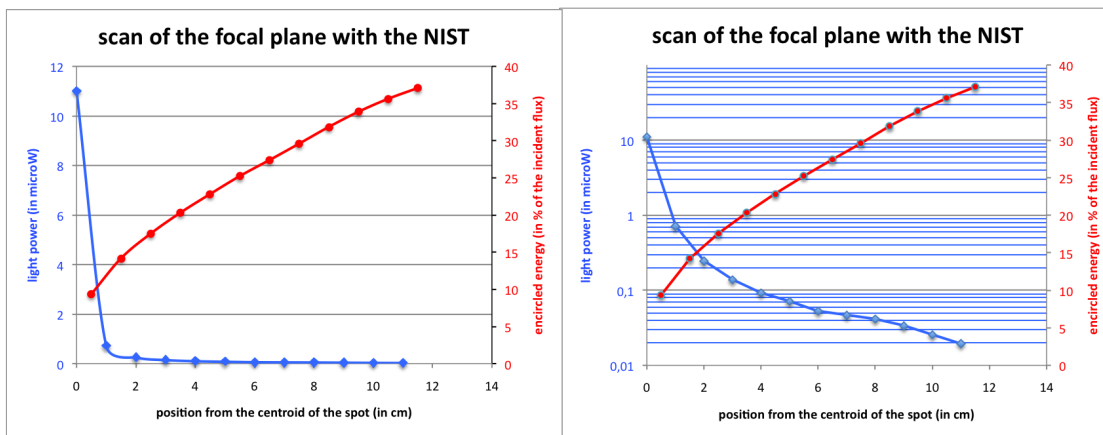


FIGURE A.6 – Coupe du spot et énergie encerclée mesurée sur le système 3-lentilles pendant la campagne 2014. L'angle d'incidence vaut 1° et la longueur d'onde 390nm. La coupe du spot est en bleu, l'énergie encerclée en rouge. *Gauche* : graphique en échelle linéaire. *Droite* : graphique en échelle log.

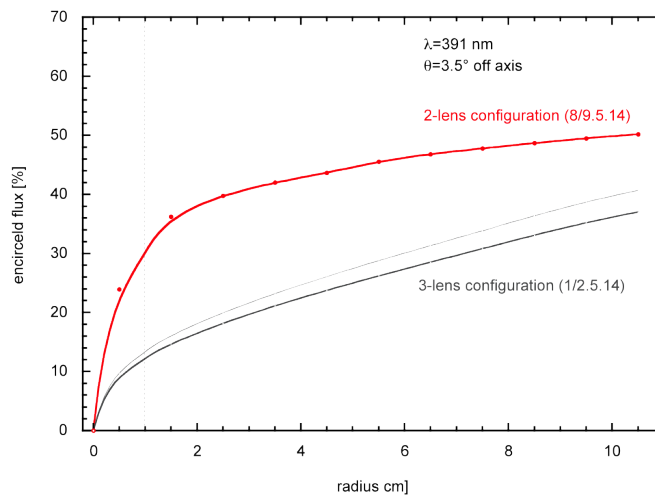


FIGURE A.7 – Comparaison de l'énergie encerclée pour les configurations "2-lentilles" et "3-lentilles" du système optique.

A.3 Conclusion

Le système "3-lentilles" a lui aussi été mesuré et son efficacité s'est révélée catastrophique, en grande partie à cause de la lentille diffractive qui était mal taillée. Nous avons alors rapidement décidé d'effectuer un test sans L2, dont l'efficacité mesurée se trouvait être plus du double qu'avec la lentille diffractive, passant de 12.4% à 30.5%.

Aucune mesure de la taille du spot n'avait été effectuée à l'époque, mais sachant que l'imagerie n'était pas déterminant pour le premier vol de EUSO-Ballon, la décision a été prise de fonctionner avec seulement deux lentilles. En effet, le vol 2014 ayant pour but principal de mesurer le bruit de fond, la transmission était un paramètre vital.

Pour le vol longue durée et l'observation des RCUHEs, une capacité d'imagerie en plus d'une bonne efficacité sont importantes. Il sera alors important de faire le bon choix : de construire une nouvelle lentille L2 afin d'améliorer la résolution spatiale de l'optique mais de potentiellement rajouter de la lumière diffuse, ou de travailler avec la bonne efficacité du système "2-lentilles" maintenant connu, sachant que les simulations ne sont pas représentatives des lentilles réelles et donc que le comportement de la lentille diffractive pourrait être décevante.

Annexe B

Recommandations pour de futurs tests d'un système optique du type "EUSO"

La principale problématique dans la caractérisation de ce système a été la taille du spot et donc le moyen de mesure mis en place. Le spot étant plus grand que la plupart des CCD, une image directe était impossible. L'utilisation d'une photodiode NIST apportait une mesure absolue et une dynamique permettant de caractériser correctement le fond diffus. La technique de scan par contre ralentissait énormément les mesures, jusqu'à handicaper la campagne de caractérisation. Il va de soi qu'une optimisation de la méthode d'acquisition est nécessaire.

Au centre des premières préoccupations, l'obtention d'un faisceau collimaté a finalement été résolue en plaçant la source assez loin du système. L'impact de l'inhomogénéité du faisceau incident reste par contre encore inconnu. En absence de mesures à différentes homogénéités de faisceau, nous chercherons toujours à atteindre un faisceau le plus "plat" possible.

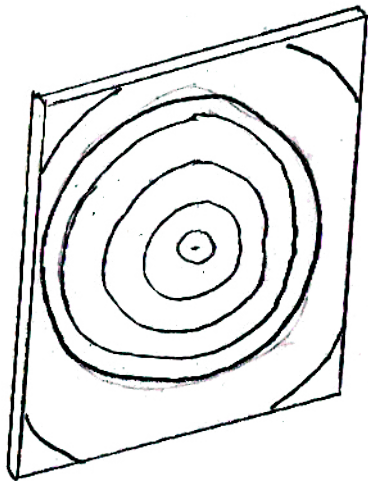
La variabilité de la source nous a obligés à recalibrer les données. Ceci est une potentielle source d'erreur qui se doit d'être minimisée. Une boucle de rétroaction sur la commande de la lampe et un refroidissement plus efficace sont à envisager.

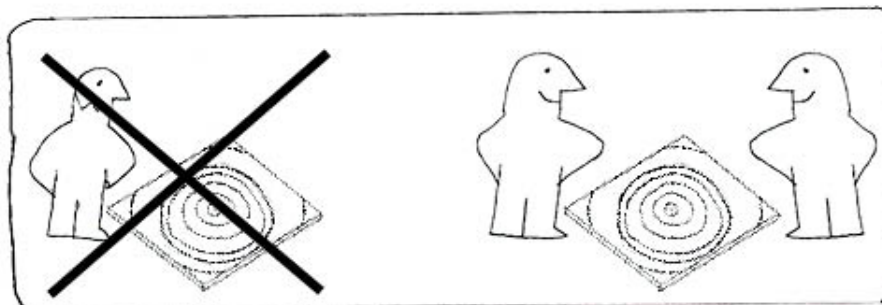
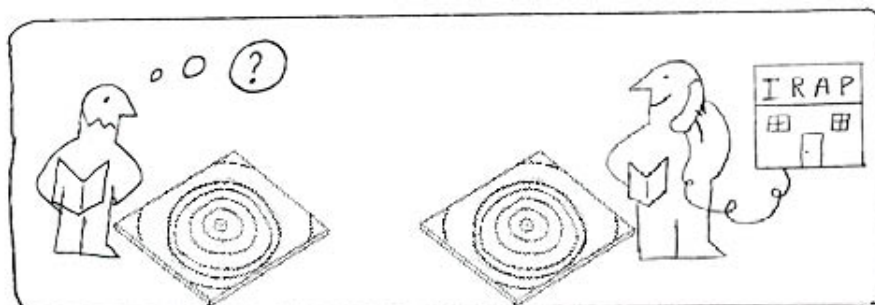
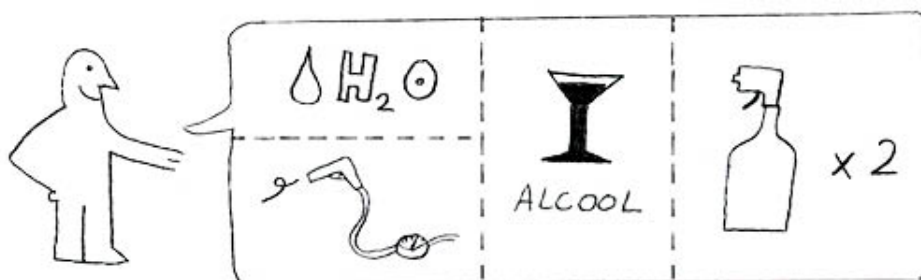
La source d'erreur la plus importante reste la mesure du faisceau incident, qui devient alors l'élément critique du test pour obtenir des mesures précises. Plusieurs paramètres impactent directement cette mesure : la variabilité de la source, son intensité et la dynamique de la photo qui doit rester maximale.

Une autre source d'erreur est la résolution du scan. Il est possible de réduire la taille du diaphragme de la photodiode NIST afin de diminuer la taille du "bin" d'échantillonnage. Cela demande aussi d'augmenter la puissance de la source lumineuse pour éviter que la lumière focalisée soit trop faible pour être mesurée. Les pas de mesure lors du scan peuvent aussi être réduits pour augmenter la fréquence d'échantillonnage du spot. Cela entraîne par contre une augmentation conséquente du temps de mesure et ne peut être effectué seulement si la méthode d'acquisition a été optimisée.

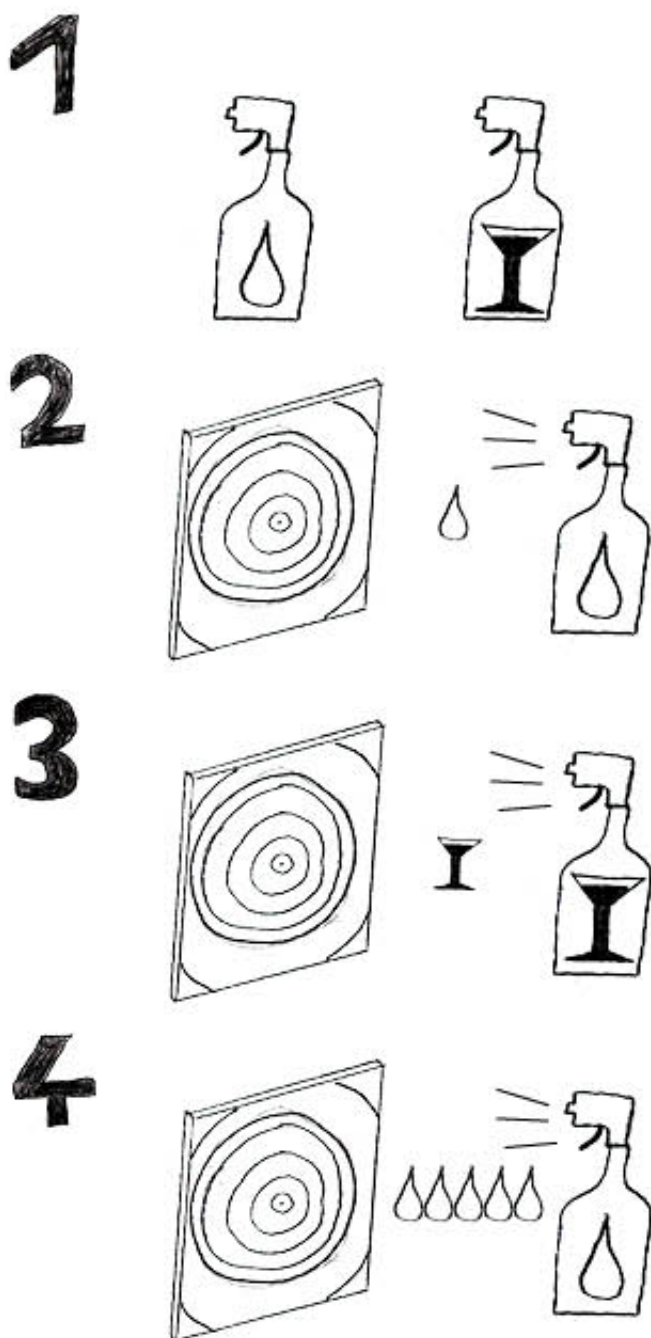
Annexe C

How To Clean a large Fresnel lens

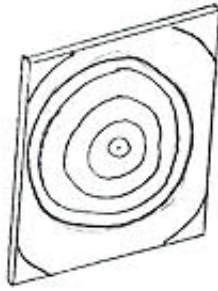


**ENGLISH****important information**

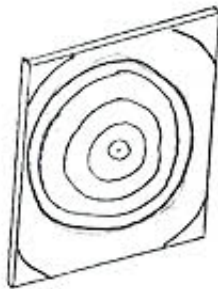
- water should be demineralized
- alcohol should be well diluted
- example of alcohol: Alconox®
- use dry compressed air
- spray or blow from up to down
- and in the direction of the grooves



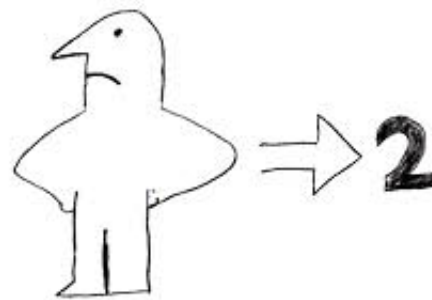
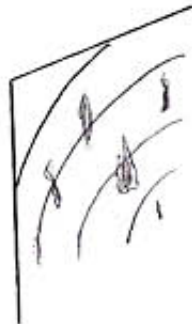
5



6



7



Bibliographie

- [1] Céline ENGEL. *Optimisation des performances du système optique et estimation de la polarisation instrumentale de l'expérience embarqué sous ballon stratosphérique PILOT*. PhD thesis, Université Paul-Sabatier, 2012.
- [2] M. Friedlander. A century of cosmic rays. *Nature vol-483*, pages 400–401, 2012.
- [3] P. Auger and R. Maze. Extensive cosmic showers in the atmosphere. *C.R. Acad. Sci. II, 207*, pages 228–229, 1938.
- [4] G. Pfozter and E. Regener. Vertical intensity of cosmic rays by threefold coincidences in the stratosphere. *Nature 136*, pages 718–719, 1935.
- [5] G. Pfozter. Dreifachkoinzidenzen der ultrastrahlung aus vertikaler richtung in der stratosphäre. *Zeit. Phys. 102*, page 23D 58, 1936.
- [6] W.B. Fretter. *Proceedings of Echo Lake Cosmic Ray Symposium*, 1949.
- [7] K.-H. Kampert and A. A. Watson. Extensive air showers and ultra high-energy cosmic rays : a historical review. *European Physical Journal H, 37* :359–412, August 2012.
- [8] Beth H., Heither W., and et al. On the stopping of fast particules and on the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc.*, page A146 :83, 1934.
- [9] Carlson J.F. and J.R. Oppenheimer. On multiplicative showers. *Proc. Rev.*, page 51 :220, 1937.
- [10] Heisenberg W. Zur theorie der schauer in der hohenstrahlung. *Z. Phys.*, page 101 :533, 1936.
- [11] Kamata K. and Nishimura J. The lateral and the angular structure functions of electron showers. *Prog. Theoret. Phys. Suppl.*, page 6 :93, 1958.
- [12] Kulikov G.V. and Khristiansen G.B. On the size spectrum of extensive air showers. *JETP*, page 35 :635, 1959.
- [13] Williams R.W. The structure of the large cosmic-ray air showers. *Phys. Rev.*, page 74 :1689, 1948.
- [14] Galbraith W. and Jelley J.V. Light pulses from the night sky associated with cosmic rays. *Nature*, page 171 :349, 1953.
- [15] Linsley J. Primary cosmic rays of energy 1017 to 1020 ev, the energy spectrum and arrival directions. *8th ICRC PROC.*, page 4 :77, 1963.
- [16] Linsley J. Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10^{20} ev. *Phys. Rev. Lett.*, page 10 :146, 1963.
- [17] Wada M. Catalogue of highest energy crs, world data center of crs, inst. of phys. and chem. research, itabashi. *Vol 1 (Volcano Ranch and Haverah Park 1980); Vol 2 (Yakutsku 1984); Vol 3 (Sydney 1986)*, 1986.

- [18] Afanasiev B.N. et al. Proc. tokyo workshop on the techniques for the study of the extremely high energy cosmic rays. page 35, 1993.
- [19] Mc Cusker C.B.A. and Winn M.M. A new method of recording large cosmic-ray air shower. *Il Nuovo Cimento*, page 28 :175, 1963.
- [20] N Chiba and et al. Akeno giant air shower array (agasa) covering 100-km² area. *Nucl. Instrum. Meth. A 311*, pages 338–349, 1992.
- [21] Hillas A.M. Two interesting techniques for monte carlo simulation of very high-energy hadron cascades. *Proc. of the Paris Workshop on Cascade Simulations*, page 193, 1982.
- [22] Penzias A.A. and Wilson R.W. A measurement of excess antenna temperature at 4080 mc/s. *Astroph. J.*, page 142 :419, 1965.
- [23] Greisen K. End of the cosmic ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, page 16 :748, 1966.
- [24] Zatsepin G.T. and Kuzmin V.A. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma. Red. 4*, pages 114–117, 1966.
- [25] Brunner A.N. *The atmosphere as a cosmic ray scintillator*. PhD thesis, Cornell University, 1967.
- [26] Brunner A.N., Greisen K., and Landecker P.B. An imaging system for eas optical emission. *Canadian J. Phys.*, page 46 :S266, 1968.
- [27] Hara T. and et al. Detection of the atmospheric scintillation light from air shower. *Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae*, page 29 :369, 1970.
- [28] Bird H.E. and et al. Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. *Astroph. J.*, pages 441 :144–150, 1995.
- [29] <http://www.physics.adelaide.edu.au/astrophysics/hires/flyseye.html>.
- [30] T. Abu-Zayyad and et al. The prototype high-resolution fly’s eye cosmic ray detector. *Nucl. Instrum. Meth. A 450*, pages 253–269, 2000.
- [31] J. Abraham and et al. Properties and performance of the prototype instrument for the pierre-auger observatory. *Nucl. Instrum. Meth. A 523*, pages 50–95, 2004.
- [32] A. Watson. Recent results from the pierre auger observatory - including comparisons with data from agasa and hires. *Nucl. Instrum. Meth. A 588*, pages 221–226, 2008.
- [33] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. *CORSIKA : a Monte Carlo code to simulate extensive air showers*, 1998.
- [34] <http://www.dur.ac.uk/~dph0www4/ground.php>.
- [35] Sylvain Moreggia. *Influence de l’atmosphère sur la détection spatiale des rayons cosmiques d’ultra-haute énergie*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier, 2007.
- [36] JEM-EUSO collaboration. *JEM-EUSO Mission, Phase-A Research (purplebook)*, 2007.
- [37] A. for the Pierre Auger Collaboration Letessier-Selvon. Highlights from the pierre auger observatory. *ICRC2013*, 2013.

- [38] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.* 75, page 1169, 1949.
- [39] J.R. Horandel. Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astropart. Phys.* 21, pages 241–265, 2004.
- [40] <http://www.asi.riken.jp/en/laboratories/chieflabs/astro/>.
- [41] Hillas A.M. *ARA&A*, pages 22,425, 1984.
- [42] M. Unger. Report of the working group on the composition of ultra-high energy cosmic rays. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [43] <http://www.ams02.org>.
- [44] D. Ivanov. Ta spectrum summary. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [45] I. Valino. The flux of ultra-high energy cosmic rays after ten years of operation of the pierre auger observatory. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [46] The Pierre Auger Collaboration. Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects. *Science*, 318 :938, 2007.
- [47] <http://jem-euso.roma2.infn.it>.
- [48] T. Ebisuzaki and et al. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 2008.
- [49] A. Haungs and JEM-EUSO Collaboration. Physics Goals and Status of JEM-EUSO and its Test Experiments. *ArXiv e-prints*, April 2015.
- [50] response to Call for Projects and Ideas in High Energy Astrophysics for the 1980's. *Study of 10^{20} eV Cosmic Rays by Observing Air Showers from a Platform in Space*, 1979.
- [51] Y. Takahashi. *Proc. 24th ICRC, Rome*, page 3 :595, 1995.
- [52] Stecker F.W. et al. Observing the ultrahigh energy universe with owl eyes. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 136 :433–438, 2004.
- [53] Philippe Gorodetzky and Marcel Urban. *CNES proposal - La mission JEM-EUSO*. CNES, 2008.
- [54] B. Rouillé d'Orfeuil, D. Allard, C. Lachaud, E. Parizot, C. Blaksley, and S. Nagataki. Anisotropy expectations for ultra-high-energy cosmic rays with future high-statistics experiments. *Astronomy and Astrophysics*, 567 :A81, July 2014.
- [55] J. H. Adams, S. Ahmad, J.-N. Albert, D. Allard, M. Ambrosio, L. Anchordoqui, A. Anzalone, Y. Arai, C. Aramo, K. Asano, and et al. An evaluation of the exposure in nadir observation of the JEM-EUSO mission. *Astroparticle Physics*, 44 :76–90, April 2013.
- [56] Bertaina M. et al. Performance and air-shower reconstruction techniques for the jem-euso mission. *Advances in Space Research*, 53 :1515–1535, 2014.
- [57] M. Casolino, T. Fujii, D. Ikeda, Y. Tameda, T. Shibata, H. Sagawa, M. Fukushima, J. N. Matthews, G. B. Thomson, M. Takeda, S. Ogio, Y. Tsunesada, T. Tomida, J. Belz, and P. Sokolsky. Calibration and testing of a prototype of the JEM-EUSO telescope on Telescope Array site. In *European Physical Journal Web of Conferences*, volume 53 of *European Physical Journal Web of Conferences*, page 9005, June 2013.

- [58] P. Klimov, G. Garipov, B. Khrenov, I. Yashin, M. Panasyuk, L. Tkachev, S. Sharakin, M. Zotov, I. Churilo, and A. Markov. Status of UHECR detector KLYPVE on-board the ISS. In *40th COSPAR Scientific Assembly*, volume 40 of *COSPAR Meeting*, page 1521, 2014.
- [59] <http://euso-balloon.lal.in2p3.fr>.
- [60] <https://cnes.fr/fr/media/euso-balloon-un-telescope-gonfle>.
- [61] Peter von Ballmoos. *EUSO-BALLOON, Mission Specifications*, 2012.
- [62] for the JEM-EUSO collaboration P. von Ballmoos. The euso-balloon pathfinder. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [63] O. Catalano and et al. The atmospheric nightglow in the 300-400 nm wavelength results by the balloon-borne experiment "baby". *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research A 480*, pages 547–554, 2002.
- [64] T. Mernik, A. Guzman, and et al. Esaf-simulation of the euso-balloon. *33rd ICRC PROC.*, 2013.
- [65] The JEM-EUSO Collaboration. The euso-balloon pathfinder. *Experimental Astronomy*, 2015.
- [66] Y. Takizawa and et al. The ta-euso and euso-balloon optics designs. *33rd ICRC PROC.*, 2013.
- [67] <http://www.hamamatsu.com>.
- [68] Y. Hachisu and et al. Manufacturing of the ta-euso and the euso-balloon lenses. *33rd ICRC PROC.*, 2013.
- [69] Y. Takizawa, (2015). Ray Tracing code, private communication.
- [70] <http://optics.synopsys.com/codev/>.
- [71] <http://www.zemax.com>.
- [72] Y. Takizawa, (2015). EUSO-TA config image distortion study and focalization study, private communication.
- [73] Newport web site. <http://search.newport.com/?x2=sku&q2=6281>.
- [74] Smith Charles. Test bench development and characterisation of the jem-euso balloon uv telescope optical system. Master's thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2015.
- [75] Catalano C. et al. Performance of the euso-balloon optics. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [76] Bacholle S. et al. Euso-ballon trigger efficiency in preparation of a long duration flight. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [77] H. De Graffigny. *Récits d'un aéronaute Histoire de l'aérostation - Fantaisies aérostatiques*. Ch. Delagrave, 1898.
- [78] R. A. J. Matthews. Tumbling toast, Murphy's Law and the fundamental constants. *European Journal of Physics*, 16 :172–176, July 1995.

- [79] <http://jem-euso.roma2.infn.it>.
- [80] Site internet du CNES. <http://www.cnes.fr/web/CNES-fr/9188-aerostats-ballons-stratospheriques-ouverts-bso-page-1.php>.
- [81] <http://eusoballoonstudents.tumblr.com/>.
- [82] <http://stratocat.com.ar/news0814e.htm>.
- [83] J. Adams and et al. The calibration of euso-balloon using airborne light sources mounted to a helicopter. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [84] G. Osteria and et al. The data processor system of euso-balloon : in flight performance. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [85] C. Moretto and et al. Absolute calibration of the photo-detector module of the euso-balloon experiment and improvements for future missions. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [86] M. Frias and et al. The infrared camera onboard the euso-balloon (cnes) flight on august 24, 2015. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [87] G.K. Garipov and et al. Uv radiation from the atmosphere : Results of the msu "tatiana" satellite measurements. *Astroparticle Phys.* *24*, pages 400–408, 2005.
- [88] S. Mackovjac and et al. Night time measurement of the uv background by euso-balloon. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [89] G. Suino and et al. Test of jem-euso first level trigger using euso-balloon data. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [90] J. Eser and et al. Euso-balloon : Observation and measurement of tracks from a laser in a helicopter. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [91] Merino A. et al. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [92] Tabone I. et al. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [93] L. Wiencke and et al. Euso-balloon mission to record extensive air showers from near space. *34th ICRC PROC.*, 2015.
- [94] Modèle de champ magnétique WMM <http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>.
- [95] World Magnetique Model - National Geophysical Data Center <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/DoDWMM.shtml>.
- [96] Dave Dayment, Timmins airport manager, private communication.

Liste des acronymes

ASIC Application-Specific Integrated Circuit.
BSO Ballon Stratosphérique Ouvert.
CERN Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.
DP Data Processor.
EC Elementary Cell.
EUSO Extreme Universe Space Observatory.
eV electron-volt.
FPGA Field-Programmable Gate Array.
FWHM Full Width at Half Maximum.
GTU Gate Time Unit.
GZK Greisen-Zatsepin-Kuzmin.
HVPS High Voltage Power Supply.
ICDV Instrumentation Chaîne De Vol.
IGRF International Geomagnetic Reference Field.
ISS International Space Station.
JEM Japanese Experimental Module.
L1 Première lentille, dans la direction de visée.
L2 Deuxième lentille, lentille diffractive.
L3 Troisième lentille, du côté détecteur.
LHC Large Hadron Collider.
MAPMT Multi-Anode Photomultiplier Tube.
MECC Module Energie à Communication Centralisée.
NIST National Institute of Standards and Technology.
NOSYCA Nouveau système de contrôle d'aérostat.
OVNI Outillage Version Non Intrusive.
PDM Photo Detector Module.
PMMA PolyMethyl MethAcrylate.
PMs Photomultiplicateurs.
PMTs Tube Photo Multiplicateurs.
PSF Point Spread Function.
RCUHE Rayon Cosmique de Ultra-Haute Energie.
SIREN Système d'Interface REseau Nosyca.
UTC Temps Universel Coordonné.

Résumé

Découverts il y a plus de 100 ans, les rayons cosmiques sont des particules chargées venant du cosmos et qui rencontrent l'atmosphère de la Terre tous les jours. Fait encore inexpliqué, il en existe pouvant porter une énergie macroscopique de 10^{20} eV, appelées Rayons Cosmiques de Ultra-Haute Énergie : ce sont les particules les plus énergétiques connues dans l'Univers. Ces dernières gardent le secret des sources cachées derrière les rayons cosmiques et du mécanisme inconnu qui les accélère.

Le projet EUSO a pour but de les étudier et de percer leur mystère. Pour palier à leur rareté (une particule par km^2 par siècle), un télescope spatial à grand champ de vue est à l'étude afin d'observer la fluorescence des gerbes atmosphériques créées par ces particules. EUSO-Ballon en est le démonstrateur principal. Embarqué en ballon stratosphérique du CNES, son premier vol de démonstration du 24 août 2014 a été un franc succès. A une altitude de 38km, il a permis de tester la nouvelle technologie mise en oeuvre, de démontrer le principe de l'expérience mais aussi de mesurer le bruit de fond afin de mieux dimensionner le futur télescope spatial. Cela a été possible par la reconstruction de l'attitude de l'instrument menée à l'IRAP.

Une caractérisation précise de chaque sous-système était aussi indispensable à l'exploitation des données du vol. Le système optique innovant, composé de deux grandes lentilles de Fresnel, a été intégré et testé à l'IRAP. Les performances de l'optique, efficacité et spot focal, ont été mesurées et se sont révélées étonnamment différentes des prédictions des modèles numériques.

Abstract

A century ago were discovered the cosmic rays : there are charged particles coming from space to Earth's atmosphere everyday. Some of them, the Ultra-High Energy Cosmic Rays, have unexplained macroscopic energy of 10^{20} eV. They are the most energetic particles known in the Universe and are the key to the discovery of the unknown physics of their sources.

The EUSO project attempts to study these very rare particles (one particle per km^2 per century) using a large field of view space telescope in order to observe fluorescence light from atmospheric air shower created by these particles. As pathfinder for this mission, EUSO-Ballon has been conceived and has successfully flown the 24th of august 2014. During this stratospheric balloon flight at an altitude of 39km, the pathfinder validated the principle of the experiment, the new technology onboard and measured the background light to a better design of the space telescope. These results have been made possible by the restitution of the gondola attitude carried out at IRAP.

A precise understanding of each sub-system was needed to analyze the flight data. The optical system, integrated and tested at IRAP, was composed of two unique large Fresnel lenses. The optics performance, i.e. the efficiency and point spread function, came as something of a surprise, since none of the numerical models had predicted the observed behavior.