



**HAL**  
open science

# Développement d'un instrument compact pour la mesure des ions et électrons thermiques dans les environnements magnétosphériques

Antoine Cara

► **To cite this version:**

Antoine Cara. Développement d'un instrument compact pour la mesure des ions et électrons thermiques dans les environnements magnétosphériques. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Français. NNT : 2018TOU30046 . tel-02089238

**HAL Id: tel-02089238**

**<https://theses.hal.science/tel-02089238>**

Submitted on 3 Apr 2019

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Paul Sabatier

---

**Auteur :** Antoine Cara

Soutenance à titre posthume

**Le 27 Mars 2018**

**Titre :**

**Développement d'un instrument compact  
pour la mesure des ions et électrons thermiques  
dans les environnements magnétosphériques**

---

**École Doctorale et discipline ou spécialité**

Génie Electrotechnique Electronique et Télécommunication

**Unité de recherche :**

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie

**Directeur/trice(s) de Thèse:**

Benoit Lavraud (IRAP) & Hélène Tap (ENSEEIH / LAAS)

**Jury :**

Dr. F. Leblanc	Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales	Rapporteur
Dr. M. Maksimovic	Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique	Rapporteur
Prof. H. Rème	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	Examineur
Dr. M. Berthommier	Laboratoire de Physique des Plasmas	Examineur
Mr. D. Payan	Centre National des études spatiales	Examineur
Mr. Y. Ballot	EREMS	Invité
Dr. B. Lavraud	Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	Directeur de thèse
Prof. H. Tap	ENSEEIH / LAAS	Co-directrice de thèse



# Avant-Propos

---

*Ce manuscrit présente une synthèse des travaux que j'ai réalisés pendant plus de trois ans à l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie et cofinancés à la fois par le Centre National d'Etudes Spatiales et par la société EREMS.*

*Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse Benoît Lavraud, pour le temps qu'il m'a consacré, que ce soit pour des points techniques, scientifiques ou pour la relecture de mes différents rapports. Il a su me conseiller et m'aiguiller tout le long de ces travaux tout en me laissant une grande autonomie, et m'a permis de travailler sur plusieurs projets, comme THOR.*

*Je remercie également ma co-directrice de thèse Hélène Tap, pour ces conseils sur l'électronique front end ainsi que sur la rédaction de ce rapport. Elle m'a aussi permis d'avoir une première expérience dans l'enseignement, en co-encadrant des TP à l'ENSEEITH.*

*Je profite de ce paragraphe pour remercier également Denis Payan, Christian Rouzies et Yohann Ballot, respectivement mes responsables côté CNES et EREMS, pour leurs conseils sur les différentes études menées, notamment sur les contraintes liées au spatial.*

*Je remercie également Milan Maksimovic et François Leblanc pour avoir accepté d'examiner ce manuscrit en tant que rapporteurs.*

*Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Claude Aoustin et Olivier Chassela, qui ont été chacun leur tour mes encadrants technique lors de cette thèse. Ils ont facilité mon intégration dans le laboratoire et m'ont permis d'avoir accès aux différents matériels nécessaires pour la réalisation de mes travaux, tout en m'apportant leur aide pour la réalisation de chacune des tâches.*

*Je remercie toutes les personnes du laboratoire qui m'ont aidé à réaliser cette thèse : Henry Claude Séran, Rituparna Baruah et Yann Parot qui m'ont apporté leurs aides pour les aspects hautes tensions, que ce soit au niveau de la conception, des simulations ou du routage. Matthieu Berthommier, Jean-Denis Techer, Olivier Bernal et Kingwah Wong pour tous les aspects front end et ASIC, que ce soit pour le projet AMBRE ou THOR. Jean Rouzaud, Thierry Camus, Carine Amoros et Romain Mathon pour les aspects mécaniques. Eric Lecompte, Alexander Gregoriev, Richard Hitier et Jean Romeo Rubiella pour les aspects calibrations. Ils m'ont aidé à la prise en main des bancs à vide avec les canons à ions et à électrons. Enfin, je tiens à remercier Andrei Fedorov pour son aide sur tous les aspects instrumentation plasma, que ce soit pour les simulations d'optique électrostatique, la caractérisation des détecteurs sous vide, ou pour les méthodes de calibration d'instrument.*

*Pour finir, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réussite de cette thèse et que j'aurais oublié de mentionner dans ce paragraphe.*



# Sommaire

---

<b>Introduction .....</b>	<b>9</b>
<b>I- Contexte scientifique et technique .....</b>	<b>11</b>
I-1) Plasmas spatiaux.....	11
I-1-1. Généralités sur les plasmas.....	11
I-1-2. Motivation des mesures in-situ pour les instruments AMBRE .....	13
I-1-3. Grandeurs fondamentales .....	17
I-2) Instrumentation des plasmas spatiaux .....	19
I-2-1. Généralités.....	19
II-2-2. Travail à réaliser pour AMBRE 2 .....	22
<b>II- Design du spectromètre en énergie .....</b>	<b>25</b>
II-1) Etude bibliographique .....	25
II-1-1. Etat de l'art du design d'un ESA de type top hat .....	25
II-1-2. Etat de l'art sur le contrôle du taux de transmission .....	28
II-1-3. Conclusion .....	32
II-2) Etude par simulation .....	32
II-2-1. Méthode de calcul par simulation .....	33
II-2-2. Pré-design de l'analyseur .....	37
II-2-3. Optimisation par simulation de l'analyseur .....	38
II-3) Performances de AMBRE 2.....	45
II-3-1. Taux de comptage et saturation.....	45
II-3-2. Comparaison avec AMBRE 1 .....	47
II-3-3. Design mécanique et simulation 3D.....	48
II-4) Design de l'instrument CSW : mission THOR.....	50
II-4-1. Structure générale de l'instrument .....	51
II-4-2. Performance de CSW .....	51

<b>III- Carte de détection.....</b>	<b>53</b>
III-1) Principe des détecteurs.....	53
III-1-1. Présentation des détecteurs : MCP.....	53
III-1-2. Caractéristiques des MCP.....	54
III-2) Principe de l'électronique front end.....	56
III-2-1. Principe de fonctionnement .....	57
III-2-2. Présentation de l'ASIC du LPP .....	58
III-2-3. Réalisation de la carte front end .....	59
III-3) Calibration de la carte front end .....	60
III-3-1. Principe de calibration des MCP.....	60
III-3-2. Calibration sur paillasse.....	61
III-3-3. Calibration sous vide .....	63
<b>IV- Circuit haute tension .....</b>	<b>69</b>
IV-1) Polarisation des détecteurs.....	69
IV-1-1. Travail à réaliser .....	69
IV-1-2. Etat de l'art des circuits de polarisation.....	71
IV-1-3. Polarisation des MCP : tests sur paillasse.....	75
IV-2) Polarisation du spectromètre en énergie.....	82
IV-2-1. Travail à réaliser .....	82
IV-2-2. Polarisation du spectromètre : état de l'art .....	83
IV-2-3. Polarisation du spectromètre : réalisation sur paillasse .....	88
<b>V- Réalisation du prototype AMBRE 2.0 .....</b>	<b>91</b>
V-1) Architecture générale d'AMBRE 2 .....	91
V-2) Architecture mécanique d'AMBRE 2.....	91
V-2-1. Tête de mesure .....	92
V-2-2. EBOX.....	93
V-2-3. Caractéristique mécanique d'AMBRE 2.0.....	94
V-3) Electronique et EGSE d'AMBRE 2.....	95
V-3-1. Architecture générale .....	95
V-3-2. Développement de l'EGSE.....	95
V-3-3. Caractérisation de l'instrument sur paillasse .....	99

<b>VI- Calibration d'AMBRE 2.0.....</b>	<b>105</b>
VI-1) Principe de la calibration d'AMBRE 2.....	105
VI-1-1. Caractérisation et configuration du front end .....	105
VI-1-2. Caractérisation de l'analyseur électrostatique .....	109
VI-2) Résultats de calibration.....	112
VI-2-1. Calibration de la carte front end / détecteurs .....	113
VI-2-2. Caractérisation de l'analyseur .....	116
VI-3) Comparaison avec les résultats de simulations.....	121
VI-3-1. Réponse en énergie .....	121
VI-3-2. Réponse en élévation .....	121
VI-3-2. Taux de transmission et variation du facteur de géométrie .....	122
VI-4) Mesure des électrons .....	123
VI-4-1. Test en mode électron.....	123
VI-4-2. Switch entre ions et électrons .....	124
VI-4-2. Conclusion sur les mesures.....	126
 <b>VII- Perspectives : vers AMBRE 3.....</b>	 <b>129</b>
VII-1) Motivation et contraintes pour AMBRE 3 .....	129
VII-2) Cusp type ESA .....	130
VII-2-1. Etude bibliographique .....	130
VII-2-2. Design pour AMBRE 3 .....	131
VII-2-3. Performances obtenues en simulation .....	132
VII-3) Travail à réaliser.....	136
VII-3-1. Mécanique .....	136
VII-3-2. Electronique .....	136
VII-3-3. Détecteurs.....	137
 <b>Conclusion.....</b>	 <b>139</b>
 <b>Référence.....</b>	 <b>141</b>
 <b>Annexe .....</b>	 <b>143</b>



# Introduction

---

Le domaine de la géophysique a beaucoup évolué pendant la seconde moitié du  $XX^{\text{ème}}$  siècle. Alors qu'auparavant elle ne s'intéressait qu'à l'étude des roches, de la sismologie et du champ magnétique de la Terre [1], avec l'avènement du spatial, la géophysique s'est étendue à l'étude des planètes du système solaire et au-delà, et a montré que la plus grande partie de la matière extra-terrestre était sous forme de plasma [3]. Le plasma est le quatrième état de la matière, qui correspond à l'état où l'enthalpie est maximale, et se trouve sous la forme d'un gaz ionisé (composé d'ions et d'électrons) macroscopiquement neutre [1]. De ce fait la physique des plasmas a pris une part importante à cheval entre les domaines de la géophysique et de l'astrophysique, et dont un des objectifs porte sur l'étude et la compréhension des interactions Soleil-Terre. En effet, ces interactions impactent la dynamique de la magnétosphère terrestre qui sont à l'origine des orages magnétiques, aurores polaires, ... Ces phénomènes sont éphémères mais ont de forts impacts sur les installations électriques au sol ainsi que sur les satellites [4]. La caractérisation de la magnétosphère terrestre avec des instruments a ainsi pris de l'ampleur depuis les années 70, afin de comprendre les mécanismes mis en jeu dans le domaine de la physique des plasmas à travers les mesures faites dans ce laboratoire naturelle, mais aussi afin de comprendre les interactions entre le plasma et les satellites [6]. En effet des pannes de satellite en vol apparaissent lors d'orages magnétiques, souvent causées par la charge et la décharge des surfaces du satellite qui entraînent des claquages ou encore par les radiations qui impactent l'électronique de bord, etc... [6]. La connaissance de ces phénomènes ainsi que des niveaux des charges électrostatiques est donc essentiel pour le bon choix des matériaux et de leur épaisseur, afin de protéger le satellite des décharges [6] tout en optimisant la masse du satellite pour éviter un surplus de poids qui augmenterait les coûts de lancement.

C'est dans cette optique que les instruments AMBRE sont développés, afin de répondre à des enjeux scientifiques avec l'étude de la dynamique de la magnétosphère terrestre, et opérationnels à travers la détermination de la charge électrostatique et des populations à l'origine de celle-ci. Ces mesures sont effectuées à travers la caractérisation du plasma thermique (ions et électrons avec des énergies comprises entre quelques eV et 35keV) cœur de la population dans la plupart des régions magnétosphériques [6], et qui est la population à l'origine de la charge externe des satellites [7]. Une particularité des instruments AMBRE porte sur la volonté de les lancer à bord de satellite commerciaux, contrairement aux instruments classiques qui sont développés pour des plateformes scientifiques spécifiques (ex. : Cluster, MMS, THOR, ...). L'emport systématique de ce type de détecteur permettra d'une part de collecter des données pour différentes orbites et obtenir un large réseau de données sur le plasma thermique et la magnétosphère, mais aussi de collecter des données propres au satellite pour la surveillance de sa charge et ainsi déterminer la cause de possibles défaillances en vol (comme une sorte de « boîte noire »). Pour pouvoir embarquer ce type d'instrument sur des satellites commerciaux il faut que sa masse et sa consommation soient les plus faibles possibles. Un premier instrument AMBRE 1 a été réalisé en partenariat entre le CNES, EREMS et l'IRAP. Il est composé de deux têtes de mesure, une pour la mesure des électrons et l'autre pour la mesure des ions. Il a été lancé à bord de Jason 3 en janvier 2016.

L'objectif de cette thèse porte sur le développement et la réalisation de l'instrument AMBRE 2, dont les enjeux sont identiques à ceux présentés précédemment mais dont l'objectif est de réduire de manière significative les ressources de l'instrument par rapport à la première génération. Pour cela, deux principales améliorations sont apportées : la première consiste à supprimer une des têtes de mesure d'AMBRE 1 en mesurant les deux types de populations alternativement. La seconde modification porte sur l'électronique front-end avec la suppression des amplificateurs de charge discrets et l'utilisation d'un circuit intégré dédié (ASIC pour Application Specific Integrated Circuit) plus compact et moins

gourmand en énergie. Ce manuscrit traite des différentes études qui ont été mises en œuvre pour la réalisation d'un prototype AMBRE 2.0.

Un premier chapitre est dédié aux contextes scientifiques et opérationnels des instruments AMBRE. Une première partie présente quelques notions essentielles sur la physique des plasmas, avec une introduction rapide de la géophysique, pour arriver à la présentation des enjeux scientifiques de ces instruments. L'enjeu opérationnel des instruments AMBRE portant sur la surveillance de la charge électrostatique des satellites, une deuxième partie s'intéresse ensuite aux phénomènes de charge et de décharge de la surface des satellites. La suite du chapitre se focalise sur les instruments avec la présentation de leur principe de fonctionnement, des principales caractéristiques et des différents éléments qui les composent. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des caractéristiques des instruments AMBRE 1 et 2 avec les modifications à apporter pour pouvoir mesurer les deux types de particules avec la même tête de mesure.

Le chapitre II traite de l'étude du spectromètre en énergie avec une première partie qui présente le principe de fonctionnement d'un analyseur électrostatique de type « top hat » : le spectromètre utilisé pour les instruments AMBRE. Une seconde partie porte sur le design du spectromètre et l'optimisation à travers une étude bibliographique suivie d'une phase d'optimisation par simulation, avant de conclure sur les performances de l'analyseur finalement conçu. Enfin, ce chapitre se termine avec la présentation du design mécanique 3D de l'analyseur, qui sera ensuite utilisé pour sa réalisation.

Après la présentation du spectromètre d'AMBRE 2, le chapitre III s'intéresse à l'étude de la carte de détection. Pour cela une première partie porte sur la présentation des détecteurs utilisés sur AMBRE. Une seconde partie traite de l'électronique front-end, qui a pour rôle de convertir le signal produit par les détecteurs en un signal exploitable par l'instrument, avant de présenter la carte front-end réalisée pour le prototype d'AMBRE. Enfin, ce chapitre se conclue sur les performances obtenues par la carte de détection d'AMBRE 2, réalisés sous vide avec un canon à électrons.

Le chapitre IV s'intéresse aux circuits de polarisation du spectromètre en énergie et des détecteurs qui ont nécessité l'étude et la réalisation de hautes tensions spécifiques. Une première partie est consacrée à la présentation du travail à réaliser pour pouvoir mesurer les deux types de populations (ions et électrons) avec la même tête de mesure, suivi d'un état de l'art des solutions possibles pour les circuits de polarisation. Enfin, un comparatif des différentes solutions à l'aide de simulations est présenté avant de s'intéresser à la réalisation des circuits finalement sélectionnés, avec la mesure de leurs performances obtenues en pratique.

Le chapitre V porte sur la réalisation du prototype d'AMBRE 2 avec la présentation de la structure globale de l'instrument. Une première partie traite de la réalisation de la tête de mesure qui comprend le spectromètre en énergie et la carte de détection. La deuxième partie du chapitre s'intéresse à la réalisation du boîtier électronique (EBOX) avec les cartes électroniques. Ce chapitre se termine avec la mesure des performances obtenues telles que la consommation, le poids et la résolution temporelle de l'instrument.

Le chapitre VI, porte sur la calibration du premier prototype d'AMBRE 2 avec comme première partie, une présentation du principe et de la méthode des calibrations qui sont utilisés en pratique pour ce genre d'instrument. Ce chapitre présente ensuite les résultats de calibration qui sont comparés avec les résultats obtenus en simulation avant de conclure sur la réalisation de l'instrument AMBRE 2.

Le dernier chapitre propose les perspectives de cette étude à travers un nouveau type d'analyseur électrostatique qui, pour le cas de AMBRE, permettrait de mesurer les particules sur une gamme d'énergie allant de quelques eV à 80 keV, ce qui en fait une perspective intéressante pour répondre aux enjeux des instruments AMBRE.

# I- Contexte scientifique et technique

Ce premier chapitre a pour but d'introduire le contexte scientifique et opérationnel de l'instrument à développer : AMBRE 2. Pour cela, une première partie est dédiée à une introduction des plasmas spatiaux. Une seconde partie est dédiée aux enjeux scientifiques et opérationnels d'AMBRE avant de clore ce chapitre avec la présentation du principe de fonctionnement des instruments de mesure des plasmas thermiques.

## I-1) Plasmas spatiaux

### I-1-1. Généralités sur les plasmas

#### a) Définition d'un plasma

Le plasma est le quatrième état de la matière après les états solide, liquide et gazeux, qui correspond à l'état où l'enthalpie (énergie total d'un système thermodynamique) est maximale, comme illustré sur la Figure 1. Le plasma est un gaz ionisé macroscopiquement neutre (composé d'électrons et d'atomes ayant perdus ou gagnés des électrons) qui se crée à partir d'un gaz neutre par apport d'énergie, que ce soit avec un champ électrique, chauffage, etc. [1].

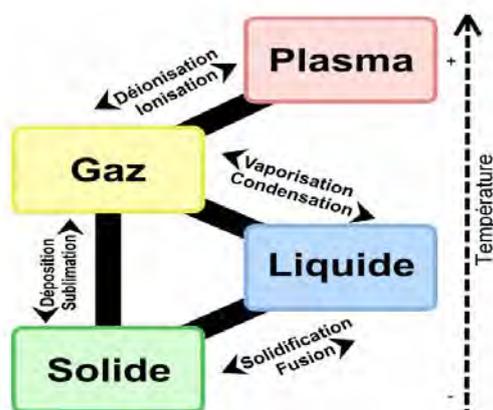


Figure 1 : Illustration des différents états de la matière

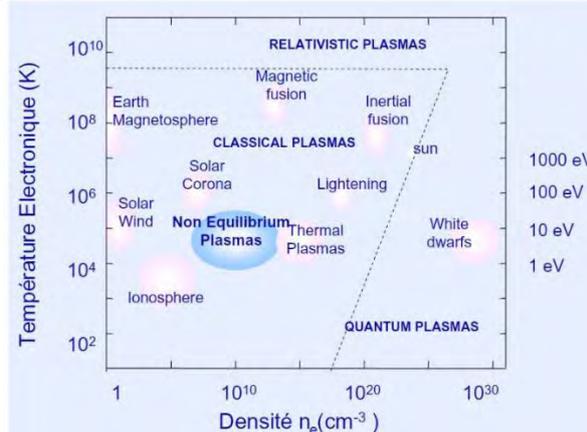


Figure 2 : Classification des plasmas [1]

Le plasma est l'état le plus présent dans l'univers. En effet, à l'échelle cosmique plus de 99,9% de la matière visible se présente sous forme de plasma [2], même si sur Terre peu de plasma est visible à l'état naturel (comme les orages et les aurores boréales).

Le plasma présent dans l'univers peut être classé en fonction de deux paramètres essentiels qui sont la densité  $n[\text{cm}^{-3}]$ , qui correspond à la répartition des particules du plasma par unité de volume, et la température  $T[\text{K ou eV}]$ , qui traduit la dispersion d'énergie cinétique moyenne des constituants du plasma caractérisé [1], comme visible sur la Figure 2.

La prochaine sous-partie a pour but de présenter quelques notions de physique des plasmas afin d'introduire les méthodes et les modèles utilisés pour étudier les plasmas spatiaux, ainsi que les grandeurs physiques qui seront utiles pour l'instrumentation.

## b) Caractérisation d'un plasma

L'étude des plasmas est un domaine complexe à cause du couplage entre champs et particules [2]. En effet, un plasma est composé de particules chargées qui, en présence d'un champ électrique ou magnétique, subissent des mouvements à l'origine de charges d'espace et de courants qui vont à leur tour générer des champs électriques et magnétiques, qui entraînent de nouveau un mouvement des particules et ainsi de suite, comme illustré sur la Figure 3.

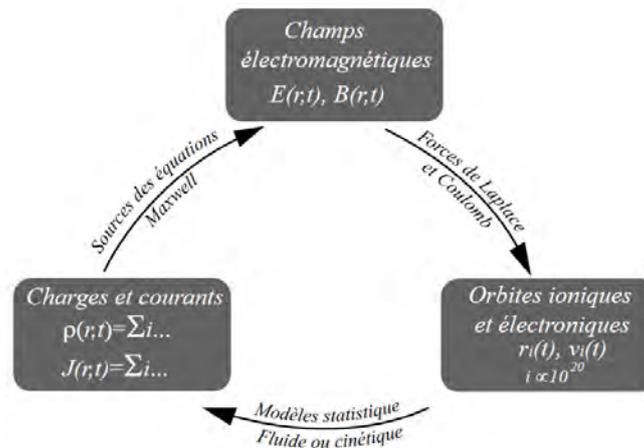


Figure 3 : Interactions Champs / Plasma [2]

En théorie il est possible d'étudier le comportement d'un plasma à travers le comportement de chacun de ces constituants. En effet, la présence d'un champ électrique ou magnétique met en mouvement les particules sous l'effet de la force de Lorentz définie, tel que :  $\vec{F} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$  avec  $q$  la charge et  $v$  la vitesse de la particule,  $E$  le champ électrique et  $B$  le champ magnétique. La mise en mouvement des particules crée l'apparition de zone de charge d'espace ainsi que du courant qui peuvent être déterminés avec les équations de Maxwell [3]. Cependant, cette méthode met en jeu beaucoup d'équations (autant que de particule) couplées, qui doivent être résolues simultanément [2].

Cette méthode n'est donc pas utilisée en pratique pour la description d'un plasma spatial, sauf cas particulier où la densité est très faible (suffisamment pour pouvoir négliger le comportement collectif des particules) comme c'est le cas pour l'étude du comportement des particules entrantes dans un instrument. En raison de leur comportement collectif, d'autres méthodes peuvent être utilisées. Elles étudient soit le comportement moyen d'un plasma avec une approche statistique, soit la modélisation par des équations dont les propriétés sont macroscopiques (ce qui néglige les comportements individuels des particules qui sont regroupées par type d'espèce, ion lourd, électron, ...) [3]. L'approche statistique (théorie cinétique) consiste à étudier le comportement moyen des particules à travers l'étude d'une variable statistique qui traduit la probabilité de « trouver » une particule dans un volume  $dr$  avec une vitesse appartenant à l'élément  $dv$  [3], appelé **fonction de distribution**. Cette approche est notamment utilisée pour des échelles de temps court où les collisions de proche en proche sont négligeables [2]. Dans le cas où les collisions sont négligeables (comme sur des échelles de temps suffisamment grandes), le plasma peut être considéré comme un fluide avec une densité, une vitesse et une température locale [3]. Cette approche s'appuie sur les équations de l'hydrodynamique couplée avec les équations de

Maxwell : la Magnétohydrodynamique (MHD). La MHD fait également intervenir la notion de fonction de distribution à travers ses moments pour le calcul de densité, vitesse, ... [6].

Les modèles utilisés pour les applications spatiales intègrent toujours la notion de fonction de distribution, car c'est le paramètre clé à mesurer avec les instruments de façon à caractériser le plasma. La notion de fonction de distribution est explicitée dans les prochains paragraphes.

## I-1-2. Motivation des mesures in-situ pour les instruments AMBRE

À présent la notion de plasma introduite, cette partie s'intéresse aux enjeux scientifiques et opérationnels des instruments de mesure du plasma, tel qu'AMBRE.

### a) Enjeux Scientifiques

Avant de présenter les enjeux spécifiques des instruments AMBRE, il est intéressant d'introduire les problématiques générales liées à la géophysique de l'environnement terrestre proche.

#### *Généralité sur la physique des plasmas spatiaux*

Le domaine de la Géophysique a beaucoup évolué avec l'avancée du spatial. C'est dans ce contexte que la physique des plasmas spatiaux a pris une part importante dans la géophysique notamment pour comprendre les interactions Soleil-Terre, ainsi que leurs conséquences sur les installations électriques terrestres, les satellites, la météorologie, ... comme illustré sur la Figure 4-a.

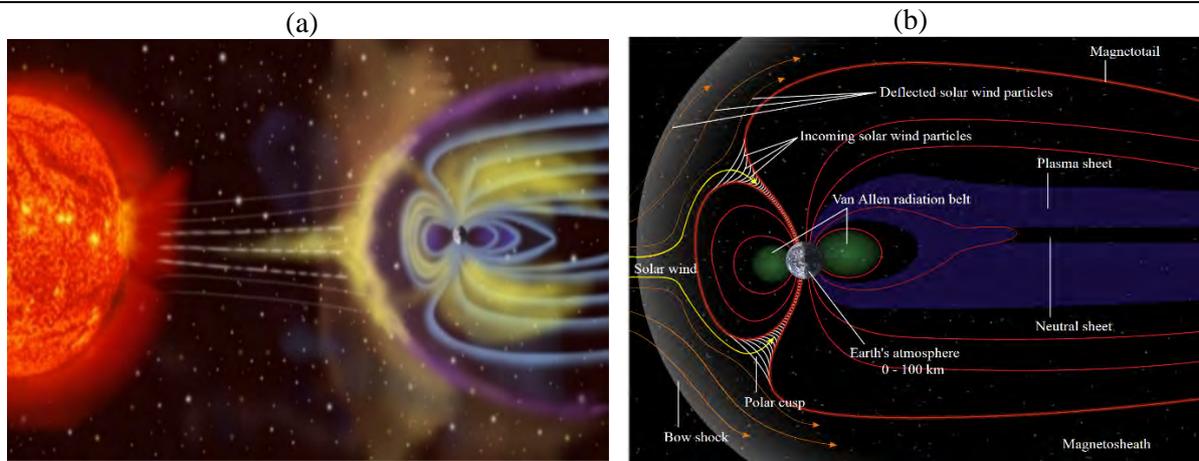


Figure 4 : (a) Illustration de l'interaction Soleil-Terre / (b) Structure de la magnétosphère terrestre [3]

Les interactions Soleil-Terre sont variées et modifient la structure de la magnétosphère terrestre. Un élément clé de cette interaction est bien sûr le vent solaire, dont les particules proviennent de la couche la plus externe du soleil (couronne solaire) et qui s'écoulent dans le milieu interplanétaire avec des vitesses supersoniques autour de 400 km/s pour le vent lent et 700 km/s pour le vent rapide [5]. Lorsque le vent solaire atteint la magnétosphère terrestre, celui-ci ne peut pas directement la pénétrer. Il se trouve dévié autour de l'obstacle que représente le champ magnétique de la Terre. Ceci a pour effet de créer une onde de choc et de comprimer la magnétosphère terrestre sur le côté jour, comme visible sur la Figure 4. La magnétosphère du côté nuit se trouve étirée, donnant l'apparence d'une queue [5]. Le vent solaire dévié forme la magnétogaine, composée d'un plasma plus chaud et dense que le vent solaire en raison du choc. La frontière entre la magnétogaine et la magnétosphère est appelé magnétopause. Le plasma à l'intérieur de la magnétosphère est composé principalement d'électrons et de proton (à 90%), et peut être regroupé en différentes régions [3], comme présenté sur la Figure 4-b. Parmi ces régions, de

la plus proche à la plus lointaine de la Terre, il y a d'abord l'ionosphère. Elle s'étend de 50 km à quelques milliers de km. Sa formation repose sur l'ionisation de l'atmosphère neutre à cause des photons UV émis par le Soleil [3]. Elle constitue la deuxième source de plasma présent dans la magnétosphère terrestre, après le vent solaire. Il y a ensuite les ceintures de radiation, qui sont des régions toroïdales composées principalement de protons et d'électrons avec des énergies allant de 30keV jusqu'à plusieurs centaines de MeV, et qui sont piégés dans le champ magnétique terrestre [4]. Au-delà il y a la magnétosphère externe où se trouve le manteau de plasma, constitué du plasma de la magnétogaine qui a diffusé à travers la magnétopause, ainsi que de la queue magnétosphérique qui se divise en deux régions : les lobes, essentiellement vides de plasma, qui entourent la couche de plasma constituée de lignes de champ fermées peuplées de plasma provenant du vent solaire et de la magnétosphère interne [5].

Une dernière zone, qui a un rôle clé dans l'interaction Soleil-Terre est le cornet polaire, où l'intensité du champ magnétique est pratiquement nulle. C'est un lieu privilégié pour l'entrée des particules du vent solaire [5].

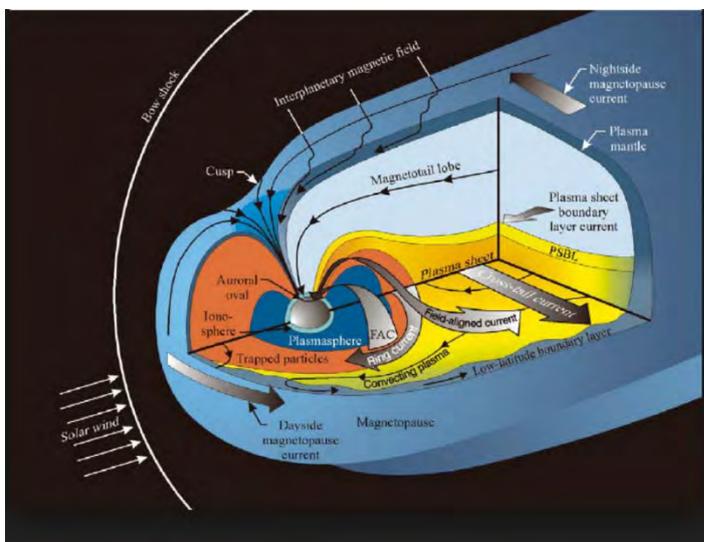


Figure 5 : Illustration des différents courants présents dans la magnétosphère terrestre [5]

Si l'on peut ainsi caractériser différentes zones dans la magnétosphère terrestre, les particules bougent à l'intérieur et forment différents courants qui circulent en circuit fermé [5], comme visible sur la Figure 5. Parmi ces courants il y a celui de la magnétopause, qui résulte du gradient de pression présent à l'avant de la magnétosphère, le courant annulaire créé par les ions et électrons piégés dans le champ magnétique terrestre, et les courants alignés qui connectent la magnétosphère avec l'ionosphère [5]. Cependant, la dynamique de la magnétosphère n'est pas stationnaire, la magnétosphère apparaît comme un système hautement

dynamique, et dont les modifications sont en grande partie liées aux changements de direction du champ magnétique interplanétaire [6]. En effet, lorsque le champ magnétique du milieu interplanétaire est opposé à celui à l'avant de la magnétosphère terrestre, des phénomènes de reconnections magnétiques se produisent à la magnétopause. Ce processus permet l'accès du vent solaire à la magnétosphère et induit un couplage à grande échelle (la « convection magnétosphérique »). Ce couplage, entre autres, se traduit ensuite par l'accélération des particules dans la queue en direction de l'ionosphère ; phénomène beaucoup étudié que l'on appelle « sous-orage géomagnétique » et qui amène aux aurores boréales.

Il existe aussi des phénomènes solaires plus rares, comme des éjections de masse coronales et les régions d'interactions en corotation, qui sont capables de modifier la structure de la magnétosphère et de provoquer des orages magnétiques très intenses [6]. Ce sont des phénomènes éphémères mais capables de causer des problèmes sur les installations électriques au sol comme lors du blackout de 1989 au Québec, et qui sont aussi capables de détériorer l'électronique à bord des satellites [4].

### *Enjeux scientifiques des mesures d'AMBRE*

La météorologie de l'espace a pour but d'étudier et de prédire l'impact que peut avoir l'activité solaire sur l'environnement terrestre [6]. C'est dans ce cadre que s'inscrivent les mesures des instruments AMBRE, qui ont pour but d'étudier les différents processus d'accélération des particules qui se

produisent dans la magnétosphère terrestre. Pour cela, les mesures d'AMBRE portent sur les flux du plasma thermique (0-35keV), qui constitue le cœur de la population dans la plupart des régions magnétosphériques comme résumé sur la Figure 6-a. L'intérêt du développement AMBRE 2 est de posséder un instrument compact qui pourra être embarqué sur de nombreux satellites (eg. scientifiques ou commerciaux) afin d'avoir un large réseau de mesure du plasma thermique.

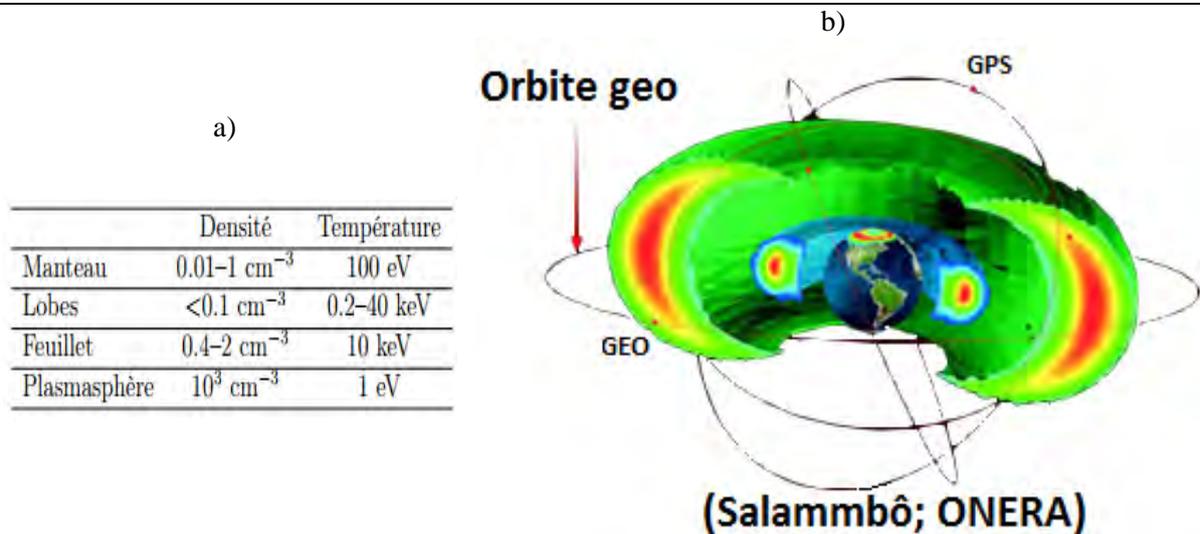


Figure 6 : (a) La magnétosphère en quelques chiffres [6] et (b) illustration de l'intérêt de l'orbite géostationnaire

La Figure 6-b montre la position de l'orbite géosynchrone, qui est une orbite particulièrement intéressante pour des mesures de type AMBRE. D'une part, par la présence de nombreux satellites commerciaux dans cette région, qui augmente le nombre d'opportunité de pouvoir embarquer AMBRE ; et d'autre part, cette orbite est intéressante du point de vue scientifique puisque c'est la porte d'entrée du plasma solaire vers l'intérieur de la magnétosphère.

### b) Enjeux opérationnels

La mesure du plasma thermique dans la magnétosphère terrestre répond aussi à des enjeux opérationnels, comme la compréhension des mécanismes qui détériorent les satellites. En effet, l'espace est un milieu agressif qui peut entraîner des dysfonctionnements sur les satellites, dont une des causes est l'électrisation du satellite [7] qui entraîne des claquages pouvant détruire l'électronique à bord du satellite. Il existe deux types de charge : la charge interne produite par les particules les plus énergétiques (de l'ordre du MeV comme celles présentes dans les ceintures de radiations), qui peuvent traverser les parois les plus minces, et la charge externe produite par les particules ayant une énergie entre 10 et 200 keV, qui polarisent la surface du satellite [7]. Dans le contexte d'AMBRE, la charge étudiée est la charge externe, qui est principalement impactée par le plasma thermique environnant, les photoélectrons (électrons arraché du satellite par des photons) et le flux UV du Soleil.

La Figure 7 illustre les mécanismes qui se produisent lors de la charge externe d'un satellite pour les deux cas où le satellite se trouverait à l'ombre ou au soleil. Lorsque le satellite est dans l'ombre, la charge est influencée par le plasma thermique composé d'ions positifs et d'électrons. Comme le flux d'électrons (en raison de vitesses thermiques supérieures) est plus important que celui des ions, la charge va tendre vers des valeurs négatives, repoussant ainsi les électrons les moins énergétiques parmi le plasma thermique. Lorsque le satellite est illuminé, des photoélectrons sont émis du satellite par les UV du Soleil. Ceux-ci font tendre la charge du satellite vers des valeurs positives [7]. Dans ce cas, une partie des photoélectrons créés (ceux dont l'énergie est plus faible que le potentiel de surface) est piégée autour du satellite, et une partie des ions (ceux dont l'énergie est inférieure au potentiel) est repoussée.

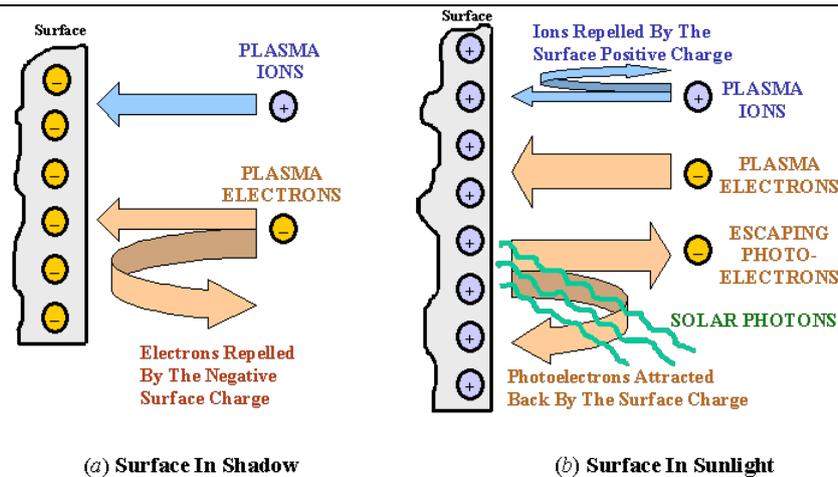


Figure 7 : processus à l'origine de la charge de surface pour le cas d'une surface à l'ombre ou éclairée [7]

La connaissance de ces phénomènes ainsi que des niveaux des charges électrostatiques, est essentiel pour le bon choix des matériaux et de leur épaisseur afin de protéger le satellite des décharges [7] tout en optimisant la masse du satellite pour éviter un surplus de poids qui augmenterait les coûts de lancement.

Ainsi, les instruments AMBRE ont pour but de déterminer la charge électrostatique du satellite ainsi que les populations qui en sont à l'origine, à travers la mesure du plasma thermique et des photoélectrons éventuels.

Lorsque le satellite a un potentiel globalement négatif, celui-ci va accélérer les ions présents dans l'environnement. Ceci se reflète dans les mesures des ions faite par un instrument à bord, en particulier lorsqu'il existe une population ionique de très basse énergie (ici la plasmasphère à qq eV), avec l'apparition d'un pic de taux de comptage juste au-dessus de l'énergie correspondant au potentiel du satellite. La Figure 8-a montre un tel exemple de mesures faites par l'instrument AMBRE 1 en orbite basse sur le satellite Jason 3. Le panneau du bas présente le spectrogramme énergie-temps des flux d'ions mesurés. Ce tracé permet de voir l'évolution de la charge du satellite qui varie entre 10 V et ~300 V lors de cet évènement.

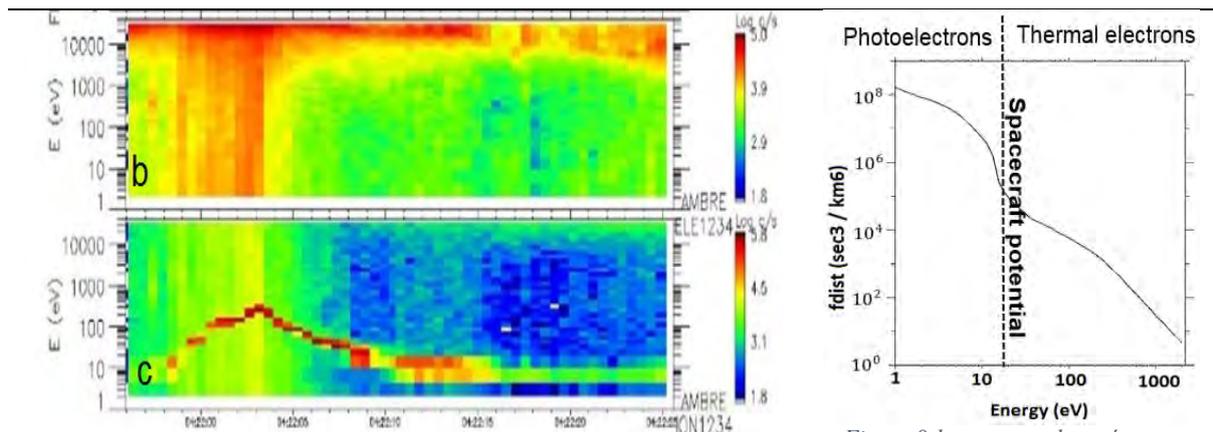


Figure 8-a : (b) spectrogramme énergie-temps des flux des électrons et (c) celui des ions tel que mesurés par AMBRE 1 en vol lors d'un évènement de charge négative du satellite Jason-3.

Figure 8-b : mesure observée avec SWEA de la fonction de distribution des électrons (satellite chargé positivement)

Lorsque le satellite a un potentiel globalement positif, les photoélectrons qui ont été arrachés et qui possèdent une énergie plus faible que le potentiel, vont se retrouver piégés autour du satellite. Ceci induit cette fois, lors de la mesure du spectre en énergie des électrons, un pic de flux à basse énergie dû aux photoélectrons piégés. Le potentiel électrostatique du satellite correspond alors à la valeur de l'énergie pour laquelle une rupture de pente est observée dans le spectre, comme illustré sur la Figure 8-b.

Pour conclure sur les enjeux des instruments AMBRE, d'un point de vue scientifique les mesures ont pour but d'étudier la dynamique de la magnétosphère terrestre, qui est un laboratoire naturel très riche en physique des plasmas. Ces mesures répondent aussi à des problématiques opérationnelles, comme l'étude de la charge externe des satellites. Celle-ci se produit à cause du plasma environnant qui peut entraîner des claquages susceptibles d'endommager les satellites et qui doivent être étudiés afin d'optimiser les systèmes de protection. Le développement de ces instruments répond aussi à des enjeux technologiques, puisque leur réalisation permet, d'une part, de pérenniser les développements réalisés sur d'anciens instruments (comme MEA, AMBRE 1, ...), et d'autre part, d'incorporer de nouvelles fonctionnalités, comme détaillé par ailleurs.

### I-1-3. Grandeurs fondamentales

Cette partie s'intéresse aux grandeurs fondamentales utiles pour comprendre la réponse des instruments spatiaux tels que les instruments AMBRE.

#### a) Fonction de distribution

Comme discuté précédemment, la grandeur fondamentale qui caractérise un plasma est la fonction de distribution [8]. Cette grandeur représente la répartition de la densité des particules dans l'espace des vitesses. Pour mieux illustrer ces propos, la Figure 9.a) montre la répartition des particules dans l'espace physique ( $x, y, z$ ), qui représente la densité. Tandis que la Figure 9.b) montre la répartition des  $N$  particules de densité  $D$  correspondant au volume ( $dx, dy, dz$ ) dans l'espace des vitesses (où ici la vitesse est représentée avec les couleurs, bleu : faible, orange : moyenne, rouge : élevée). La fonction de distribution  $f$  représente le nombre de particules présentes dans l'élément  $dv(dv_x, dv_y, dv_z)$  de l'espace des vitesses de l'élément  $dr(dx, dy, dz)$ .

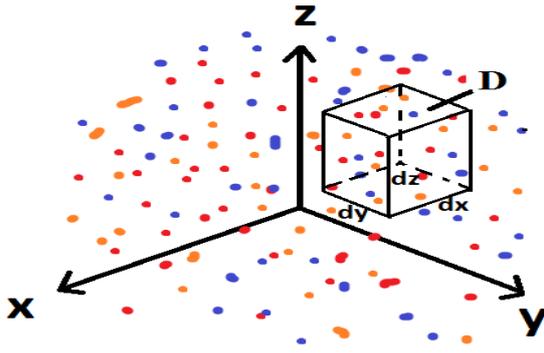


Figure 9.a : densité des particules (répartition dans l'espace  $dr(x, y, z)$  avec la vitesse représentée en couleur

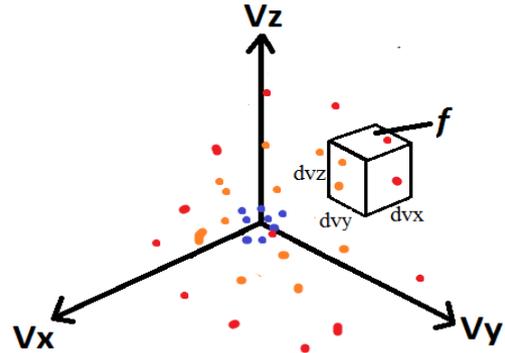


Figure 9.b : fonction de répartition des particules de l'élément  $dr(dx, dy, dz)$  dans l'espace des vitesses [8]

La relation entre le nombre de particule  $N$ , la densité  $D$  et la fonction de distribution est de la forme suivante :  $N = \int dr^3 D = \int dv^3 \int dr^3 f$  (eq. I.1)

### b) Flux de particules

Pour les applications de physique spatiale, la mesure de la fonction de distribution des particules se fait à partir de la mesure du flux incident, dont les notions sont introduites dans cette partie.

#### Flux différentiel (Differential Number Flux)

Une première grandeur utile pour comprendre la mesure des instruments spatiaux est le flux différentiel, qui correspond au nombre de particules  $Na$  dont l'énergie se trouve proche de  $E0$  avec un écart  $dE$  traversant la surface élémentaire  $dS$  avec une direction  $d\Omega$  par unité de temps  $dt$ . Ce flux s'exprime en  $(cm^2.s.sr.eV)^{-1}$ . Pour la suite et afin de simplifier les calculs, la fonction de distribution sera considérée constante sur toute la surface  $dS$ , la durée  $dt$ , la direction  $d\Omega$  et l'énergie  $dE$ . C'est l'hypothèse faite lors de la caractérisation du plasma par les instruments, et qui est cohérente en vue de la surface d'entrée de l'instrument et de la durée d'acquisition (toutes deux petites).

Le volume d'intégration des  $Na$  particules peut être exprimé en fonction de la surface, du temps et de la vitesse des particules comme :

$$dr^3 = d\vec{S} \cdot \vec{v} \cdot dt = dS \cdot v \cdot \cos\theta \cdot \cos\varphi \cdot dt$$

En coordonnées sphériques, l'intégrale sur l'espace des vitesses devient :

$$dv^3 = v^2 \cdot dv \cdot d\theta \cdot \cos\theta \cdot d\varphi$$

Finalement le passage de la vitesse à l'énergie se fait avec :

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad \text{et} \quad dv = \frac{dE}{\sqrt{2mE}}$$

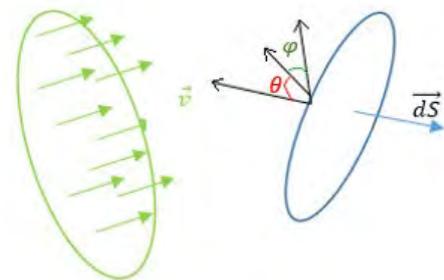


Figure 10 : schéma illustrant la notion de flux différentiel

En remplaçant les différentes transformées dans l'équation I-1) il est possible d'en déduire l'expression qui relie  $Na$  avec la fonction de distribution tel que :

$$Na = f \int dS \int v \cdot v^2 dv \int \cos\theta^2 d\theta \int \cos\varphi d\varphi \int dt = f \int dS \int \frac{2E}{m^2} dE \int \cos\theta^2 d\theta \int \cos\varphi d\varphi \int dt$$

En faisant l'hypothèse que les angles d'azimut et d'élévation soient suffisamment faibles pour que leurs cosinus soient proches de 1, on obtient l'équation suivante :

$$dNa = f \cdot \frac{2}{m^2} E_0 dE \cdot dS \cdot d\theta \cdot d\varphi \cdot dt = f \cdot \frac{2}{m^2} E_0 dE \cdot dS \cdot d\Omega \cdot dt \quad (\text{eq. I.2})$$

Enfin avec la définition du flux différentiel, la relation peut être déduite pour l'expression de sa valeur en fonction du nombre de particules tel que :

$$J = \frac{dNa}{dS \cdot dt \cdot d\Omega \cdot dE} \quad (\text{eq. I.3})$$

Enfin en mélangeant les équations I.2 et I.3 on en déduit la relation entre le flux différentiel et la fonction de distribution, tel que :

$$J = \frac{2E_0}{m^2} \cdot f \quad (\text{eq. I.4})$$

### *Flux différentiel énergétique (Differential Energy flux)*

La dernière notion introduite dans cette partie est le flux différentiel énergétique, qui correspond au produit du flux différentiel par l'énergie des particules, et s'exprime en  $[(\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV})^{-1}]$ . [3]

Ce paramètre est souvent employé dans le domaine de la physique des plasmas spatiaux car il diminue moins rapidement que le flux différentiel pour des énergies croissantes. Ceci permet de mettre en avant les détails du plasma pour les hautes énergies [3]. Cette grandeur est aussi intéressante pour l'instrumentation car c'est souvent le paramètre qui est mesuré par les instruments de mesure des plasmas spatiaux [9].

La relation entre le flux différentiel énergétique et la fonction de distribution s'écrit de la manière suivante :

$$J_E = J \cdot E_0 = \frac{2E_0^2}{m^2} \cdot f \quad (\text{eq. I.5})$$

A présent que les différentes notions utiles pour comprendre les mesures qui seront faites par l'instrument AMBRE 2 ont été présentées, la prochaine partie se focalise sur les instruments de mesure eux-mêmes.

## I-2) Instrumentation des plasmas spatiaux

Avant de présenter plus en détails le travail qui est à réaliser pour le développement d'AMBRE 2, le prochain paragraphe s'intéresse aux principes généraux relevant de ce type d'instrument.

### I-2-1. Généralités

#### a) Caractéristiques scientifiques de ces instruments

Comme indiqué lors de la présentation des plasmas, l'objectif d'un instrument du type d'AMBRE 2 est de caractériser le plasma dans un environnement spatial planétaire. Cette caractérisation passe par la détermination de la fonction de distribution des particules à travers la mesure d'une partie du flux différentiel de particule incident. La mesure du flux se fait en sélectionnant uniquement les particules incidentes ayant une énergie  $E_0$ , une élévation  $el_0$  et un azimut  $az_0$  et, en comptant le nombre de particules mesurées par unité de temps.

Les propriétés principales de l'instrument, qui définissent ses performances sont la résolution en énergie (qui correspond à la plage de mesure en énergie des particules incidentes autour de la valeur  $E_0$ ), la résolution en élévation (qui correspond à la plage de mesure autour d' $el_0$ ) et la résolution azimutale (qui correspond à la plage de mesure autour d' $az_0$ ). Les besoins scientifiques de l'instrument spécifient aussi les plages d'énergie, d'élévation et d'azimut nécessaires. Celles-ci correspondent à la largeur du spectre sur lequel la mesure du flux sera réalisée, ainsi que la résolution temporelle qui est la durée mise par

l'instrument pour caractériser le flux de particules incident sur toute la plage d'énergie, d'élévation et d'azimut. Un dernier paramètre très important est le taux de transmission (appelé facteur de géométrie), qui correspond au ratio entre le nombre de particules mesurées par unité de temps et le flux réel de particules incident.

Il ne faut pas oublier que l'instrument a aussi des contraintes opérationnelles, telles que la consommation, le poids et l'encombrement, ce qui entraîne la nécessité de faire des compromis entre le volume (et donc le poids), la sensibilité et la résolution de l'instrument. En effet, pour avoir une bonne sensibilité, et donc mesurer suffisamment de particules, il faut soit avoir un instrument de taille importante pour mesurer une grande partie du flux incident, soit faire des mesures avec une sélection en énergie et en angle peu précise (et donc une mauvaise résolution). Il n'est donc pas possible d'avoir un instrument qui soit à la fois léger, avec une haute résolution et une grande sensibilité.

### b) Architecture des instruments de mesure des plasmas

L'architecture générale des instruments spatiaux de type spectromètre en énergie est présentée sur la Figure 11. L'objectif de ce paragraphe est de présenter ses différentes composantes.



Figure 11 : architecture générale d'un instrument à plasma [9]

Ces instruments sont composés tout d'abord de collimateurs, qui permettent de définir le champ de vision de l'instrument, comme la résolution en élévation et la plage angulaire en azimut. Les particules incidentes qui sont dans le champ de vision des collimateurs entrent dans l'instrument et entrent ensuite dans l'analyseur. L'analyseur est le spectromètre en énergie de l'instrument, qui permet de sélectionner les particules entrantes en fonction de leur énergie [9]. Cet élément définit la résolution en énergie et conditionne le taux de transmission de l'instrument.

Les particules sélectionnées par l'analyseur rencontrent ensuite les détecteurs. Les détecteurs utilisés pour ce type d'instrument sont des multiplicateurs d'électrons. Le principe consiste à générer des électrons secondaires par effet d'avalanche. La charge amplifiée est collectée par des anodes puis envoyée à l'électronique front end pour le traitement analogique.

Le traitement analogique a pour but de convertir les électrons secondaires produits par les détecteurs en une impulsion en tension (pulse carré du type TTL, LVDS, ...) qui indique au traitement numérique la détection d'une particule, sans pour autant donner d'information sur son énergie.

La partie numérique regroupe les mesures faites pour fournir un fichier qui permet de tracer le nombre de particules reçues en fonction de l'élévation, de l'énergie et de l'azimut pour toute la plage désirée. Les données sont ensuite envoyées à la télémétrie pour être transmises sur Terre.

### c) Réponse de l'instrument

Avant de présenter l'instrument AMBRE 2, cette partie traite de l'étude de la réponse des instruments plasma, en général, pour en déduire une expression du taux de transmission. Pour cela, il faut introduire une grandeur fondamentale de l'instrument : sa réponse  $R(\vec{v}, \vec{v}_0, \vec{r}, t)$  définie comme une fonction qui dépend des paramètres de la particule incidente et des paramètres de sélection de l'instrument. Elle vaut '1' lorsque la particule est sélectionnée par l'instrument et '0' sinon [8].

Il est possible d'exprimer le nombre de particules sélectionnées par l'instrument en fonction de la fonction de distribution du plasma incident avec la relation (eq.I.6) où,  $C$  est le taux de comptage mesuré et  $f$  la fonction de distribution :

$$C = \int_v \int_r R(\vec{v}, \vec{v}_0, \vec{r}, t) \cdot f(\vec{v}, \vec{r}, t) d^3\vec{r} d^3\vec{v} \quad (eq.I.6)$$

Avec l'intégrale (I.6) effectuée sur tout le domaine  $(\vec{v}, \vec{r})$ . Cependant, comme illustré sur la Figure 12, le domaine d'acceptance  $\vec{r}$  dépend de l'aire d'entrée  $A$  (de vecteur normal  $\vec{w}$ ) de l'instrument, de la vitesse  $v$  des particules incidentes ainsi que de la durée d'acquisition, tel que :  $d^3\vec{r} = d^2A \vec{w} \cdot \vec{v} dt$  [8]

L'intégrale (1.6) devient :  $C = \int dt \int d^2A \cdot \vec{w} \cdot \int \vec{v} \cdot d^3\vec{v} R(\vec{v}, \vec{v}_0, \vec{r}, t) f(\vec{v}, \vec{r}, t)$  (eq.I.7)

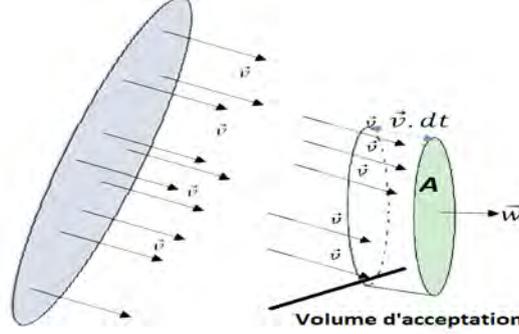


Figure 12 : Illustration schématique du domaine d'acceptance des particules [8]

En changeant de système de coordonnées (énergie, élévation, azimut), l'intégrale (I.7) peut être retranscrite : [10]

$$C = \int dt \int d^2A \int v^2 \cdot v dv \int \cos^2\theta d\theta \int \cos\varphi d\varphi R(\vec{v}, \vec{v}_0, \vec{r}, t) f(\vec{v}, \vec{r}, t) \quad (eq.I.8)$$

Et en transformant l'intégrale (I.8) sur la vitesse par une intégrale sur l'énergie, la nouvelle relation devient avec  $E = \frac{mv^2}{2}$  et  $v dv = \frac{dE}{m}$  :

$$C = \frac{2}{m^2} \int dt \int d^2A \int dE E \int d\theta \cos^2\theta \int d\varphi \cos\varphi R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0; \vec{r}, t) f(E, \theta, \varphi; \vec{r}, t) \quad (eq.I.9)$$

Enfin en supposant que l'aire et la durée d'acquisition soient suffisamment petites pour que la fonction de distribution soit constante, l'équation (I.9) peut être simplifiée par l'équation (I.10) avec  $A_{ij}$  l'aire efficace moyenne de l'instrument :

$$C = f(E, \theta, \varphi) \cdot \frac{2\tau A_{ij}}{m^2} \int dE E \int d\theta \cos^2\theta \int d\varphi \cos\varphi R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0) \quad (eq.I.10)$$

Que l'on peut aussi écrire comme : [10]

$$\frac{C}{\tau} = J_E(E, \theta, \varphi, \vec{r}) \cdot \mathbb{GF} = \frac{2E_0^2}{m^2} \cdot f(E, \theta, \varphi, \vec{r}) \cdot \mathbb{GF} \quad (eq.I.11)$$

Avec  $\mathbb{GF}_{ijk}$  le facteur de géométrie de l'instrument qui relie le taux de comptage au flux différentiel énergétique de particules vu par l'instrument. A partir des équations (I.10) et (I.11) il est possible d'en déduire la relation (I.12) comme définition du facteur de géométrie.

$$\mathbb{G}F = \frac{A_{ij}}{E_0^2} \int dE E \int d\theta \cos^2\theta \int d\varphi \cos \varphi R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0) \quad (eq. I.12)$$

On peut noter que dans la littérature [8] (et A. Fedorov [11]) l'expression du facteur de géométrie est simplifiée par l'équation (I.13).

$$\mathbb{G}F = A_{ij} \int \frac{dE}{E_0} \int d\theta \int d\varphi R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0) \quad (eq. I.13)$$

qui résulte des hypothèses que la bande passante en énergie soit suffisamment faible pour que l'intégrale de E donne une constante égale à E0, de même pour les bandes passantes en élévation et azimut pour lesquelles leurs cosinus soient égaux à 1.

## II-2-2. Travail à réaliser pour AMBRE 2

À présent que les instruments plasmas sont définis, cette partie traite de l'instrument AMBRE 2 dont le design et la réalisation sont les objectifs de cette thèse.

### a) Objectifs de conception pour AMBRE 2

#### *Principe des instruments AMBRE*

L'objectif pour la réalisation d'AMBRE 2 est de concevoir un instrument ion / électron compact pour la mesure du plasma thermique dans l'environnement terrestre proche. Un instrument de ce type, AMBRE 1 a déjà été réalisé par le CNES en collaboration avec l'IRAP, EREMS et la COMAT et a été lancé dans l'espace à bord de JASON 3 en janvier 2016. Cet instrument, comme illustré sur la vue en

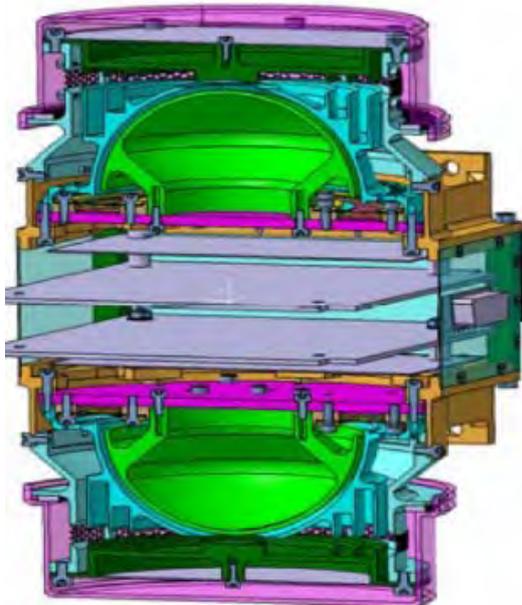


Figure 13 : vue en coupe de l'instrument AMBRE 1

coupe de la Figure 13, est composé de deux têtes de mesure, une pour la mesure des électrons et l'autre pour la mesure des ions. Pour rappel, une tête de mesure est composée d'un spectromètre en énergie (constitué des sphères en vert sur la Figure 13, de détecteurs et de l'électronique front end.

Une façon de réduire les ressources de cet instrument pour AMBRE 2 est de supprimer une des têtes de mesure en mesurant alternativement les deux types de populations (ions positif et électrons) avec les mêmes spectromètre, détecteurs et électronique front end. Une autre modification qui est apportée pour la réduction des ressources porte sur l'électronique front end en remplaçant les amplificateurs de charge discrets par un ASIC, qui permet d'avoir une électronique intégrée dans un même composant, donc moins gourmande en place et en consommation. C'est sur ces points que les travaux de cette thèse portent.

### Performances des instruments AMBRE

Du point de vue scientifique les performances souhaitées pour AMBRE 2 sont similaires à AMBRE 1, avec comme priorité pour le développement la réduction de la masse, du volume et de la consommation. Les caractéristiques des instruments AMBRE 1 et AMBRE 2 sont résumées dans le Tableau 1.

	AMBRE 1	AMBRE 2
Diamètre sphère externe	8 - 9 cm	8 - 9 cm
Masse de l'instrument	2,3 kg	< 1,5 kg
Consommation	2,5 W	< 1,5 W
Résolution temporelle	~ sec	~ sec
Résolution azimutale	45 °	22 °
Résolution en élévation	< 8 °	< 8 °
Résolution en énergie	< 15 %	< 15 %
Plage d'énergie	10 eV – 30keV	10 eV – 30keV
Plage d'azimut	180 °	360 °

Tableau 1: présentation des performances d'AMBRE 1 et des objectifs pour AMBRE 2

En plus de la réduction de la masse, du volume et de la consommation avec AMBRE 2, d'autres différences portent sur la réponse en azimut, qui est plus précise, et sur une plus grande plage de mesure pour ce dernier instrument. Cette augmentation de la plage et de la résolution vient du fait que c'est un ASIC qui est utilisé pour AMBRE 2. Ceci permet d'avoir plus d'amplificateur de charge pour une consommation et un encombrement moindre, comme détaillé dans le chapitre III.

Il doit être noté que le travail de thèse décrit dans le chapitre VII montre également la possibilité d'augmenter la plage de mesure en énergie, en utilisant un nouveau design électrostatique qui a été simulé.

#### b) Etude à réaliser pour le développement

L'objectif de cette thèse est de concevoir l'instrument dont la vue de coupe est présentée sur la Figure 14. Pour cela une première étude est réalisée sur le spectromètre en énergie afin de pouvoir mesurer

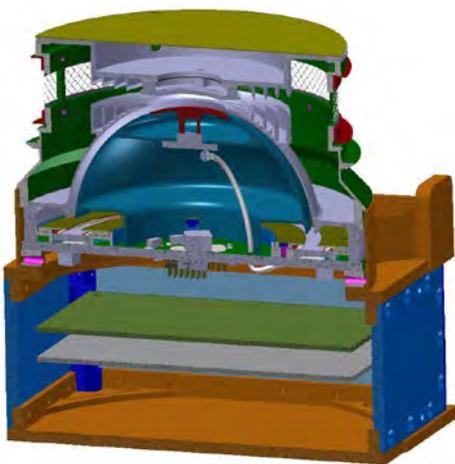


Figure 14 : vue en coupe de l'instrument AMBRE 2

alternativement les ions positifs et les électrons avec la même sensibilité. Ces résultats sont présentés dans le second chapitre. Le troisième chapitre porte sur l'étude des détecteurs, ainsi que sur l'ASIC qui va remplacer les amplificateurs de charge discrets au niveau de l'électronique front end. Une étude est ensuite réalisée sur les circuits hautes tensions qui fournissent les différentes tensions de polarisation pour les détecteurs et le spectromètre afin de permettre la mesure des deux types de populations avec la même tête de mesure. Le cinquième chapitre est quant à lui focalisé sur l'aspect pratique pour la réalisation de l'instrument avec la présentation de l'architecture mécanique et électrique de l'instrument. Enfin, le sixième chapitre est consacré à la calibration de la tête de mesure réalisée pour AMBRE 2, avec un canon à ions et un canon à électrons sous vide,

afin de mesurer les performances réelles de l'instrument et de les comparer avec les attentes souhaitées pour valider son bon fonctionnement.



## II- Design du spectromètre en énergie

Ce deuxième chapitre traite de l'étude du spectromètre en énergie. Son rôle est de sélectionner les particules entrantes en fonction de leur énergie et de leur type (ion positif, négatif ou électron). Pour cela une première partie est consacrée à l'étude bibliographique avec la présentation du principe du spectromètre utilisé pour AMBRE 2 et des méthodes utilisées dans la littérature pour la conception. Une seconde partie traite du design ainsi que de la caractérisation du spectromètre à l'aide de simulations numériques. La troisième partie propose une présentation des performances d'AMBRE 2. Enfin, la dernière partie résume le travail de conception de l'instrument CSW pour la mission THOR.

### II-1) Etude bibliographique

Il existe de nombreux systèmes permettant de sélectionner les particules en fonction de leur énergie de manière électrostatique [9]. Ici, l'étude est focalisée sur les analyseurs électrostatiques (ESA : Electrostatic Analyzer) de type « top hat ». Ce sont les plus couramment utilisés, puisqu'ils ont comme principal avantage d'avoir un grand champ de vision en azimut ( $360^\circ$ ), ce qui est utile pour caractériser le plasma sur l'espace entier et rapidement.

#### II-1-1. Etat de l'art du design d'un ESA de type top hat

##### a) Principe

Les analyseurs quadri sphériques de type « top hat » introduits par *Carlson* [11] sont composés de deux demi-sphères, une interne de rayon  $R_1$  qui est polarisée à une tension  $V_1$  et une externe de rayon  $R_2$  polarisée avec une tension nulle. Les particules entrantes voient leurs trajectoires modifiées par le champ électrique généré entre les deux hémisphères pour sélectionner en sortie seulement les particules dont les énergies sont dans la bande passante désirée.

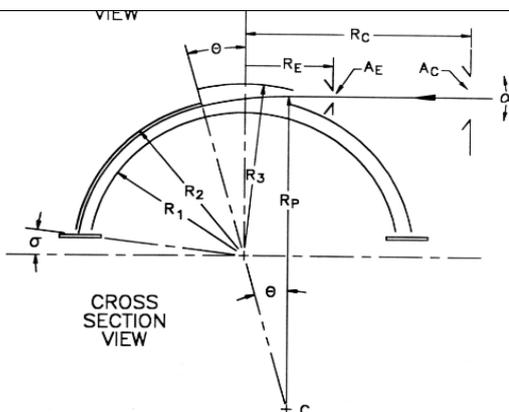


Figure 15 : vue en coupe d'un top hat analyseur [11]

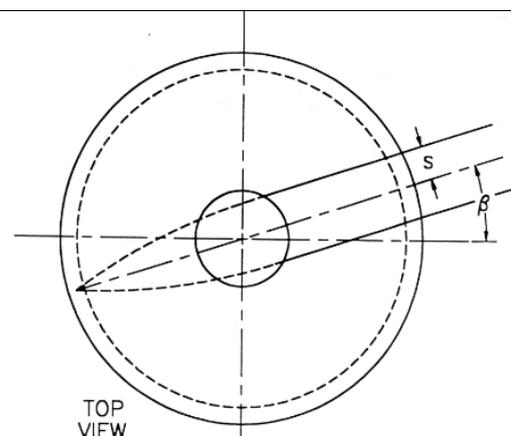


Figure 16 : vue de dessus d'un top hat analyseur avec tracé de rayon [11]

La structure *top hat* permet tout d'abord d'avoir un champ de vision instantané sur 360° en azimut tandis que la mesure sur la plage en élévation se fait le plus souvent soit par la rotation du satellite (ce qui permet de couvrir l'espace entier en une demi-rotation du satellite avec une réponse en énergie-élévation indépendante de l'angle azimutal (eg. Cluster, Rème et al. [2001])), soit par l'utilisation de déflecteur à l'entrée de l'ESA (eg. STERIO, Sauvaud et al. [2008]). Un autre avantage de cette structure est d'avoir une focalisation des faisceaux parallèles en sortie de l'analyseur [11] (distance focale de 90°) ce qui permet d'avoir une faible résolution azimutale, comme illustrée sur la Figure 15 et la Figure 16.

## b) Design de l'analyseur

La conception d'un analyseur de type *top hat*, passe par le design des différents paramètres géométriques qui sont représentés sur la vue en coupe de la Figure 15. Les valeurs données à ces différents paramètres se fait en fonction des performances de filtrage souhaitées pour le spectromètre. Mais avant de s'intéresser au design, cette partie traite de l'influence des différents paramètres sur les performances de l'analyseur.

### Dimensionnement des rayons $R1$ et $R2$

Lors de la conception d'un analyseur, le premier paramètre qui est à fixer est le diamètre extérieur ( $R2$ ). Il est conditionné par la taille de l'instrument que l'on souhaite réaliser ainsi que par la taille des détecteurs qui seront utilisés [8]. Pour le dimensionnement de  $R1$  il faut étudier plus en détail la déflexion des particules dans l'analyseur. Pour cela, considérons une particule d'élévation nulle et d'énergie  $E0$  en entrée de l'analyseur qui subit une déviation telle que sa trajectoire devient circulaire de rayon  $R0$  (rayon moyen de  $R1$  et  $R2$ ). Etudions ensuite cette déflexion afin d'en déduire une relation entre la tension appliquée  $V1$  et l'énergie sélectionnée  $E0$ .

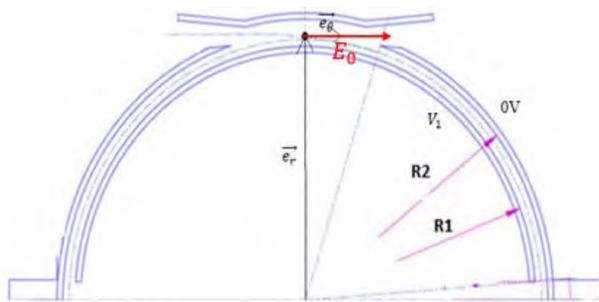


Figure 17 : tracé de la trajectoire d'une particule incidente d'énergie  $E0$  et d'élévation nulle

Le champ créé vaut :  $\vec{E} = \frac{V_1}{\Delta R} \vec{e}_r$   
avec  $\Delta R = R_2 - R_1$

La force de déviation des particules vaut :

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} = \frac{q \cdot V_1}{\Delta R} \cdot \vec{e}_r$$

L'accélération quant à elle est égale à :

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{q \cdot V_1}{\Delta R \cdot m} \cdot \vec{e}_r$$

La particule ayant une trajectoire circulaire de rayon  $R0$ , il y a une relation entre l'accélération normale et la vitesse du type :

$$a = \frac{V_0^2}{R_0} = \frac{2 \cdot E_0}{R_0 \cdot m} = \frac{q \cdot V_1}{\Delta R \cdot m}$$

La relation entre  $E0$  et  $V1$  peut en être déduite :

$$k = \frac{E_0}{q \cdot V_1} = \frac{R_0}{2 \cdot \Delta R} \quad (\text{eq II. 1})$$

Le calcul précédent avec l'expression (II.1) montre le rôle clé du rayon  $R1$  (par rapport à  $R2$ ) sur la réponse en énergie du spectromètre, puisqu'il fixe la valeur du facteur  $k$  qui relie la tension appliquée avec l'énergie pour laquelle le taux de transmission est maximal. En exprimant les énergies minimale et maximale sélectionnées par l'analyseur pour un même potentiel appliqué, on peut en déduire la relation

(II.2) du type : 
$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta R}{R_0} \quad (\text{eq II.2}). [11]$$

### *Dimensionnement du rayon R3 et de l'angle d'ouverture $\theta$*

Le rayon de la calotte supérieure (R3 cf. fig 15) ainsi que l'angle d'ouverture de la sphère externe ( $\theta$ ) ont un impact sur la réponse en élévation [8]. L'objectif pour AMBRE est d'avoir une réponse en élévation qui soit centrée sur l'axe horizontal ( $\alpha$  nul sur la Figure 15) tout en maximisant le facteur de géométrie de l'instrument.

Le rayon R3 doit être choisi afin de maximiser la surface d'entrée des particules et ainsi maximiser le taux de transmission. La valeur optimale qui permet de maximiser la surface tout en limitant l'encombrement en hauteur est  $R_3 = R_1 + 2\Delta R$  [11].

L'angle d'ouverture ( $\theta_{ouv}$ ) est quant à lui dimensionné de façon à centrer la réponse en élévation sur l'axe horizontal. Avec la valeur de R3 choisie précédemment il a été montré [11] qu'une valeur optimale apparaît pour  $\theta_{ouv} \sim \sqrt{\Delta R/R_0}$ .

### *Dimensionnement de l'angle de découpe $\sigma$*

L'angle de découpe  $\sigma$  a pour effet de modifier la distance focale des faisceaux parallèles en sortie de l'analyseur, ce qui permet de contrôler la résolution azimutale. Plusieurs raisons justifient le besoin de contrôler la distance focale. Tout d'abord, une aberration est présente en sortie de l'analyseur et le contrôle de cet angle permet de corriger cette aberration [8]. Mais la distance entre les détecteurs et la sortie de l'analyseur a aussi un impact sur la résolution azimutale. Le choix de l'angle de découpe permettra d'optimiser la focalisation.

La valeur de cet angle sera déterminée en simulation en tenant compte des aspects pratiques, comme la distance nécessaire entre les détecteurs et l'analyseur pour éviter tout claquage électrique.

### *Calcul du taux de transmission*

Pour le calcul du facteur de géométrie, l'expression utilisée est celle de l'équation (eq. I.13). Elle consiste à exprimer ce facteur comme étant l'intégrale de l'aire efficace sur l'énergie, l'élévation et l'azimut. La réponse de l'instrument étant indépendante de l'angle azimutal, et sachant que l'aire efficace moyenne peut être écrite comme  $A_{ijk} = \frac{2}{3} R1.2. \theta_{ouv}$  [11], il est possible de simplifier l'équation I.13 tel que :  $\mathbb{GF} = \Delta\varphi. \frac{2}{3} R1.2. \theta_{ouv} \int \frac{dE}{E_0} \int d\theta R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0)$

De plus le volume d'acceptation dans l'espace des vitesses peut être exprimé, en extrapolant la valeur calculée pour un analyseur de type « top hat » [11], tel que :

$$\int \frac{dE}{E_0} \int d\theta R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0) = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^2 \cdot \csc^3\left(\frac{90-\sigma}{2}\right) \cdot \left(\frac{7}{8} + \cos\left(\frac{90-\sigma}{2}\right)\right)$$

Il est donc possible d'avoir une expression du facteur de géométrie qui ne dépend que des paramètres géométriques de l'analyseur :  $\mathbb{GF} = \Delta\varphi \times \frac{2}{3} \times \left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^3 \times \theta_{ouv} \times R^2 \times \csc^3\left(\frac{90-\sigma}{2}\right) \times \left(\frac{7}{8} + \cos\left(\frac{90-\sigma}{2}\right)\right)$  [11]

### c) Travail à réaliser sur AMBRE 2

L'objectif pour le design d'AMBRE 2 est de pouvoir mesurer les ions positifs et les électrons avec la même tête de mesure et des performances de filtrage similaires à AMBRE1. Cependant, dans l'environnement terrestre proche le flux d'électrons est supérieur à celui des ions, avec un facteur entre 5 et 10, ceci est visible sur la Figure 18 et la Figure 19, qui sont des résultats statistiques de mesures faites en orbite géosynchrone avec six instruments sur une période supérieure à 11 ans [12].

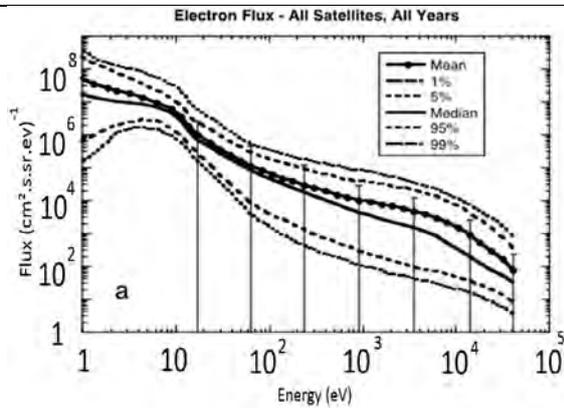


Figure 18 : flux d'électrons mesurés en orbite géosynchrone [12]

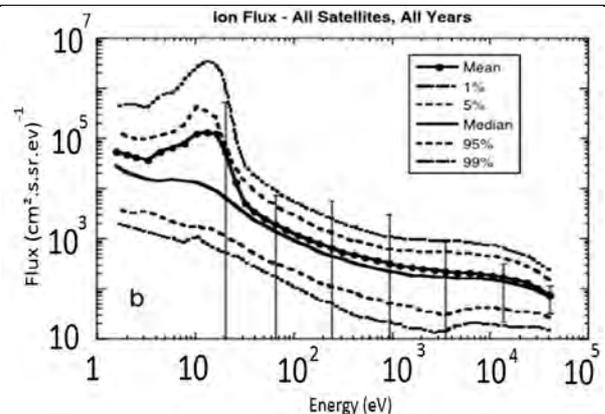


Figure 19: flux d'ion mesuré en orbite géosynchrone [12]

Pour pouvoir mesurer ces deux populations avec la même sensibilité et éviter la saturation des détecteurs lors des mesures des électrons, il faut pouvoir contrôler le taux de transmission de l'analyseur électrostatique sur une plage d'au moins une décade. C'est l'objet du prochain paragraphe, qui traite de l'état de l'art de différents systèmes permettant ce contrôle de manière électrostatique.

### II-1-2. Etat de l'art sur le contrôle du taux de transmission

Cette partie a pour but de présenter et de comparer trois systèmes différents permettant le contrôle du taux de transmission : un « inner filter plate », un « split inner hemisphere » et le « top cap électrode », tel que résumé par Collinson [13].

#### a) « Inner filter plate »

##### Principe

Ce premier système introduit par Collinson consiste à ajouter des déflecteurs électrostatiques (filter plates) entre la sortie de l'analyseur électrostatique et les MCP (Figure 20). Lorsqu'une tension est appliquée sur les déflecteurs ceux-ci vont dé-focaliser radialement le faisceau de particules sortant de l'analyseur. Tandis que les particules qui se trouvent au centre du faisceau vont rencontrer les détecteurs, celles qui se trouvent sur les bords vont être rejetées par les plaques déflectrices, réduisant ainsi le taux de transmission.

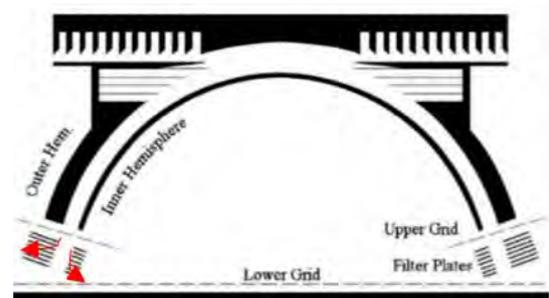


Figure 20 : Vu en coupe d'un top hat analyseur avec Inner filter plate [13]

### Performances

Ses avantages sont nombreux, le fait que les particules mesurées ont une trajectoire centrale entraîne un facteur  $k$  indépendant de la tension des plaques déflectrices et une réponse en élévation qui reste centrée sur  $0^\circ$ . Cependant, pour avoir une réponse en azimut qui ne dépende pas de la tension des plaques déflectrices, il faut que les plaques soient suffisamment compactes pour qu'elles n'entraînent qu'une faible dé-focalisation azimutale comme obtenue en simulation par *Collinson* (dont le résultat est présenté sur la Figure 21-A).

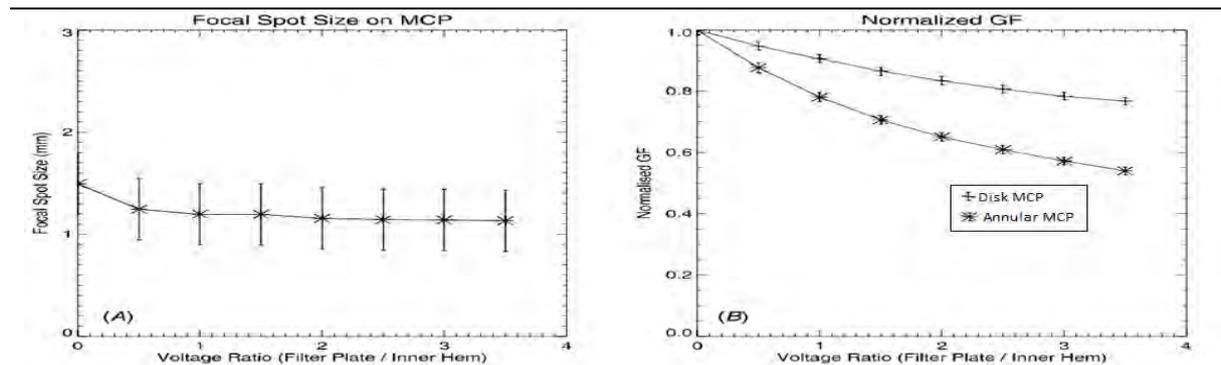


Figure 21 : A) étude de la résolution angulaire / B) étude du facteur de géométrie (taux de transmission) [13]

L'évolution du taux de transmission en fonction du rapport entre la tension des plaques et la tension de l'analyseur (Figure 21-B) montre qu'avec un rapport de tension autour de 3,5 le taux de transmission se trouve dégradé d'un facteur 2. Pour avoir des variations plus importantes, comme dans le cas d'AMBRE, il faudrait une haute tension très importante, ce qui n'est pas réalisable en pratique.

### b) « Split hemispherical analyzer »

#### Principe

Le second système présenté ici consiste à séparer la demi-sphère interne en deux électrodes suivant un angle de séparation  $\theta$ . Ces électrodes sont polarisées avec des potentiels différents ( $IH[U]$  et  $IH[L]$ ) contrôlés de manière indépendante, comme visible sur la Figure 22.

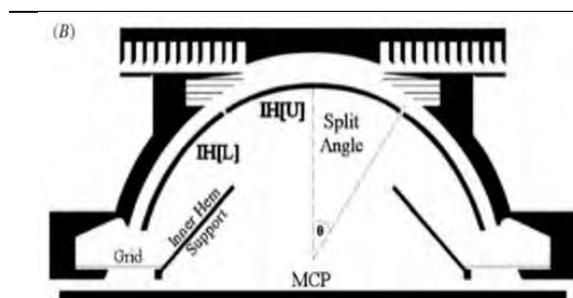


Figure 22 : vue en coupe d'un split hemispherical analyseur [13]

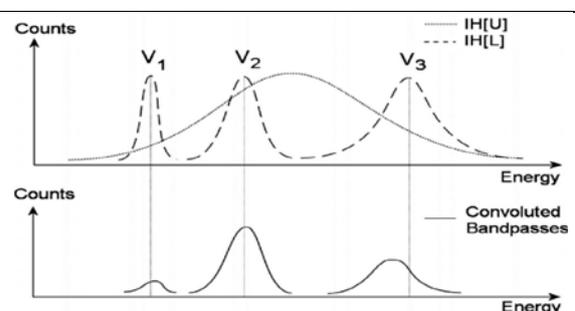


Figure 23 : Illustration de la convolution des bandes passantes en énergie [13]

Le fait d'avoir deux électrodes dans l'analyseur électrostatique entraîne l'apparition de deux zones de filtrage avec des réponses indépendantes, comme illustré sur la Figure 23. La réponse globale de l'instrument correspond alors à la convolution des deux réponses de filtrage commandées par les potentiels  $I_H[U]$  et  $I_H[L]$  (Figure 23). L'électrode du bas sélectionne les particules qui sont mesurées par l'instrument, mais cette sélection se fait parmi les particules présélectionnées par l'électrode du haut. Ainsi, lorsque les deux potentiels sont identiques les réponses en énergie des deux électrodes sont centrées sur la même valeur et le taux de transmission est maximal, le comportement dans ce cas est le même que celui d'un analyseur classique. Cependant, en différenciant les deux potentiels, l'énergie des particules présélectionnées se trouvent en dehors de la bande passante de l'électrode du bas. Ceci entraîne une diminution du taux de transmission. La variation du taux de transmission est contrôlée à travers le rapport de tensions  $I_H[U] / I_H[L]$ .

### Performances

Contrairement au système précédent, cette solution a pour effet de modifier la réponse de l'instrument en énergie et élévation, et cet effet varie en fonction de l'angle de séparation  $\theta$  (« split angle »). En effet, si cet angle est trop important la réponse globale de l'instrument est principalement déterminée par la tension appliquée sur l'électrode supérieure, et donc sa variation entraîne la variation du facteur  $k$  sans pour autant faire varier le taux de transmission, comme illustré sur la Figure 24-A. En revanche, si cet angle est trop faible la réponse de l'instrument est fixée par le potentiel de l'électrode inférieure et la variation du potentiel  $I_H[U]$  n'a plus de réelle impact sur le taux de transmission, comme visible sur la Figure 24-B où l'air sous les courbes (correspondant au taux de transmission) ne subit qu'une variation mineure.

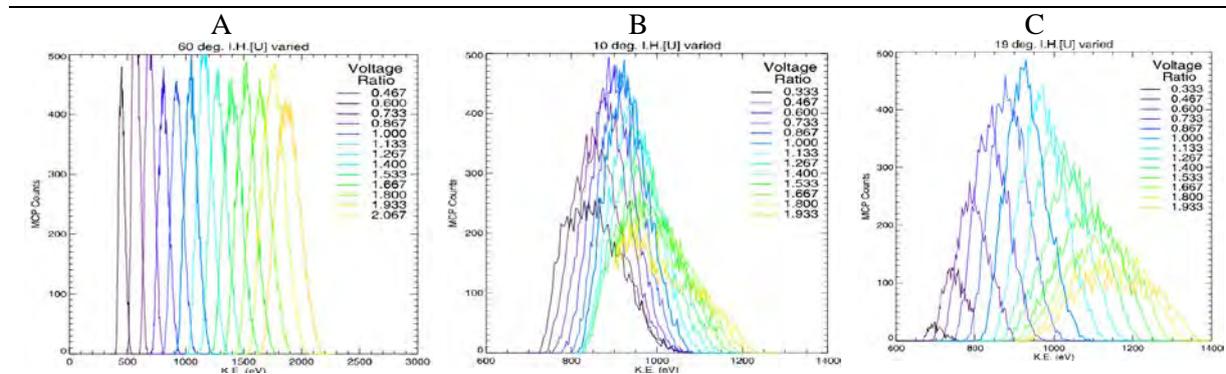


Figure 24 : Réponse en énergie de l'analyseur pour différentes tensions appliquées sur l'électrode supérieure avec un angle de séparation de : A-  $60^\circ$  ; B-  $10^\circ$  et C-  $19^\circ$  [13]

Il faudra donc trouver l'angle de séparation  $\theta$  optimal permettant une grande variation du taux de transmission sans pour autant entraîner une trop grande variation du facteur  $k$ , (ce qui correspond au comportement de la Figure 24-C avec un choix d'angle résultant d'un compromis entre les valeurs extrêmes des figures 24-A et 24-C).

### c) « Top cap electrode »

#### Principe

Enfin le dernier système présenté ici consiste à polariser la calotte supérieure (« Top Cap ») avec une tension non nulle pour faire varier le taux de transmission de l'analyseur. Le principe est le même que pour le « split hemispherical analyzer ». La déflexion en énergie est divisée en deux régions qui sont contrôlées de manière indépendante. Cependant, ici, les deux régions ne sont pas créées en coupant la sphère interne en deux, mais en ajoutant une électrode (top cap), comme visible sur la Figure 25. En appliquant une tension sur cette électrode, des champs électriques différents régneront entre la zone centrale et celle des bords, ce qui amène à un fonctionnement similaire de convolution de deux filtres d'analyseurs.

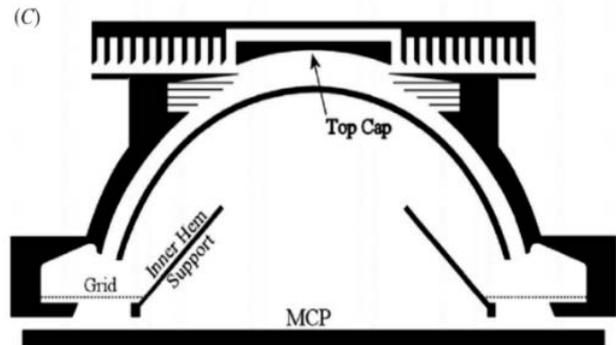


Figure 25 : vue en coupe d'un top cap électrode [13]

#### Performances

En termes de performances, cette solution est similaire à la précédente. Elle modifie aussi la réponse en énergie et élévation de l'instrument. La principale différence entre les deux dernières solutions vient de la structure mécanique de l'analyseur, qui entraîne un comportement légèrement différent lors de la variation du taux de transmission. Pour le « Split Hemisphere » : les potentiels des collimateurs, de la sphère externe et de la calotte supérieure sont tous nuls, la déflexion des particules commence uniquement au niveau de la sphère interne (qui est la seule polarisée). En revanche pour le « Top Cap » une différence de potentiel apparaît dès la sortie des collimateurs, comme illustré sur la figure 26 avec les lignes de champs, ce qui entraîne une déflexion plus importante qu'avec le « Split Hemisphere ». La variation du taux de transmission pour un même rapport de tension est plus importante de ce fait pour le « Top Cap » [13].

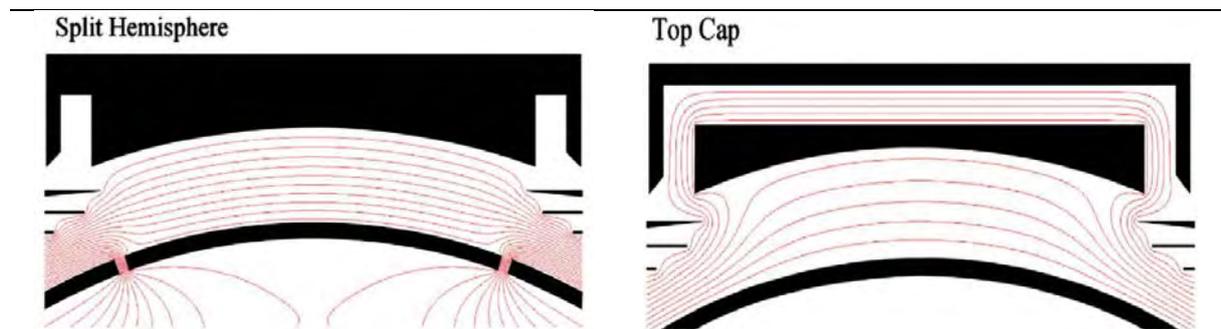


Figure 26 : Comparaison des lignes de champ entre la solution 2 (gauche) et la solution 3 (droite), Collinson [13]

Cependant, pour que cette solution soit intéressante, il faut que la tension de polarisation de la calotte supérieure soit de signe opposé à celle de la tension de polarisation de la sphère interne [13] ce qui complique les circuits de polarisations et augmente leur encombrement.

### II-1-3. Conclusion

Cette étude bibliographique a permis de présenter la méthode qui sera utilisée pour le design de l'analyseur, qui se fait à travers le design des paramètres géométriques en fonction des performances désirées. Mais cette étude a aussi permis de présenter différents systèmes qui permettent de contrôler le taux de transmission de l'instrument, afin de pouvoir mesurer les ions et électrons avec une sensibilité similaire avec une seule tête de mesure.

Trois différents systèmes permettant la variation du taux de transmission de manière électrostatique pour un analyseur électrostatique de type « top hat » ont été présentés, suite à l'étude de *Collinson [13]*. La première structure avec les plaques défectrices a montré un bon découplage entre les performances de l'analyseur et du système de contrôle du GF. Cependant, cette architecture ne pourra être utilisée pour Ambre 2 à cause : de la faible variation du facteur de géométrie, de l'augmentation de la masse de l'instrument, et du risque de contamination des MCP dû à l'émission possible d'électrons secondaires lors de l'impact des particules rejetées par les plaques défectrices sur les surfaces métalliques au bord des MCP.

Les solutions 2 et 3 utilisent le même principe pour contrôler le facteur de géométrie en créant deux zones dans l'analyseur avec des bandes passantes en énergie différentes et contrôlables indépendamment.

L'architecture utilisée pour AMBRE 2 est la deuxième solution avec la sphère interne séparée en deux électrodes. Elle a déjà été utilisée pour MEA de BEPI COLOMBO [29], ce qui permet d'une part de pérenniser les développements déjà réalisés à l'IRAP (pour les parties mécanique et électronique) et, d'autre part, les caractéristiques de cette solution sont déjà connues (grande plage de variation du taux de transmission, supérieure à deux décades pour MEA).

La variation du facteur de géométrie se fera par la suite en contrôlant le rapport entre la tension de polarisation de la calotte supérieure de la sphère interne et celle de la sphère interne ( $I_H[U]/I_H[L]$ ).

### II-2) Etude par simulation

L'objectif des simulations présentées ici est de caractériser l'analyseur et d'optimiser sa géométrie afin de respecter les recommandations scientifiques pour les besoins d'AMBRE 2. Cette caractérisation passe par la détermination de la réponse en énergie, en élévation et en azimut de l'instrument mais aussi par la détermination du taux de transmission afin de l'adapter au flux de particules que cet instrument est susceptible de mesurer.

## II-2-1. Méthode de calcul par simulation

### a) Principe des simulations pour la caractérisation de l'ESA

#### Principe Monte Carlo

Les simulations utilisées ici utilisent le principe de Monte Carlo dont l'algorithme de la Figure 27 résume les opérations réalisées. Pour cela, une source est tout d'abord définie de façon à lancer des particules paramétrées de manière aléatoire (en énergie, élévation et azimut,... cf. § suivant) de façon à recouvrir la réponse de l'instrument. Puis le logiciel SIMION calcule les trajectoires de ces différentes particules dans l'instrument (en utilisant la méthode des différences finies) [14]. Le logiciel SIMION sauvegarde ensuite les paramètres des particules qui sont considérées comme sélectionnées par l'analyseur. Une fois les trajectoires calculées pour toutes les particules, différents traitements sont réalisés (en fonction du type de spectre souhaité en sortie cf. § suivants) avant de tracer les résultats avec Gnuplot.

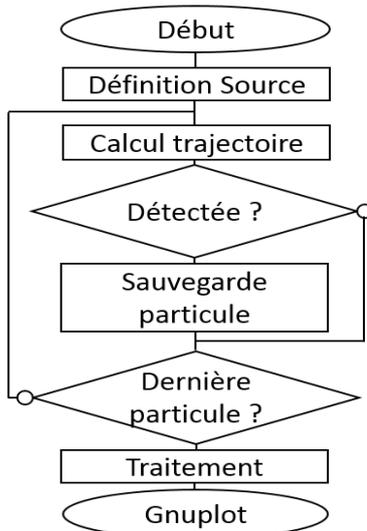


Figure 27 : Principe des simulations utilisées

Le prochain paragraphe s'intéresse à la source de particules qui est utilisée pour ces simulations ainsi qu'aux différents traitements qui sont utilisés ici pour caractériser l'analyseur.

#### Définition de la source

La source utilisée ici est celle introduite par Collinson [10], présentée sur la Figure 28. Cette source est constituée d'un rectangle de hauteur  $\Delta Y_b$  et longueur  $\Delta Z_b$  et a une fonction de distribution uniforme en énergie, élévation, longueur et hauteur. On peut noter que l'azimut de toutes les particules lancées est nul.

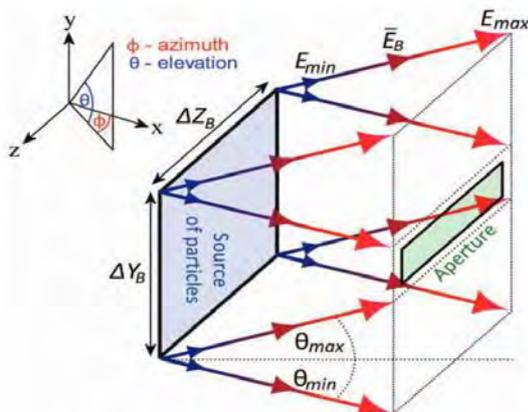


Figure 28 : Source utilisée en simulation

nul. En effet, un des avantages de l'analyseur de type top hat est de présenter des performances de filtrage indépendantes de l'azimut et donc l'étude pour un azimut est suffisante pour connaître ses performances sur tout son champ de vision [8]. Pour l'étude complète de l'analyseur, il faut que cette source couvre la totalité de la réponse possible de l'instrument : en élévation, en énergie et en aire d'entrée. Afin de limiter le temps de calcul des simulations, ces plages seront choisies de manière à se rapprocher de la réponse de l'instrument.

## b) Principe de la caractérisation de l'ESA par simulation

La caractérisation de l'analyseur se fait par le tracé de trois courbes : réponse en énergie, en élévation et en azimut tandis que le taux de transmission est estimé à partir des différentes équations trouvées dans la littérature.

### *Réponses en énergie, élévation et azimut*

Les réponses en énergie (en élévation) s'obtiennent en regroupant les particules sélectionnées pendant la simulation en fonction de leurs énergies (leurs élévations) initiales, par pas élémentaire d'énergie  $dE$  (d'élévation  $d\beta$ ). La réponse de l'instrument en énergie (en élévation) est obtenue en traçant le nombre de particules contenue dans chaque intervalle  $dE$  ( $d\beta$ ) en fonction de l'énergie (de l'élévation).

A partir de la réponse en énergie, il est possible d'en déduire le facteur  $k$  de l'instrument qui est, pour rappel, la constante de l'analyseur qui relie la tension appliquée à l'énergie des particules sélectionnées par la relation :

$$k = \frac{E_0}{q.U_{an}}$$

Avec  $E_0$  l'énergie centrale de la réponse déterminée en simulation (énergie correspondant au pic de transmission de l'analyseur),  $q$  la charge des particules simulées et  $U_{an}$  la valeur de la tension considérée lors de la simulation. La réponse en énergie permet aussi de déterminer la résolution en énergie de l'instrument qui est définie comme le ratio entre la largeur à mi-hauteur de la réponse et l'énergie centrale  $E_0$  [11].

La réponse en élévation, quant à elle, renseigne la valeur d' $el_0$  qui correspond à l'élévation des particules incidentes pour laquelle le taux de transmission de l'analyseur est maximal, ainsi que de la résolution en élévation  $\Delta el$  qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la réponse en élévation.

La réponse en azimut est obtenue en traçant le nombre de particules reçu par pas élémentaire d'angle azimutal  $d\alpha$ , en fonction de leurs positions angulaires finales (mesurées lorsque les particules sortent de l'analyseur). A partir de cette courbe il est possible de déduire la résolution azimutale définie par la largeur à mi-hauteur de la réponse en élévation.

*Note : Les réponses déterminées précédemment ont une échelle en ordonnée arbitraire, qui dépend de la source utilisée (nombre de particules lancées) ainsi que des paramètres de simulation ( $dE$ ,  $d\beta$ ,  $d\alpha$ ). Pour normaliser cette échelle une transformée est réalisée par la suite en traçant la distribution du taux de transmission de l'analyseur en fonction des différents paramètres : énergie, élévation et azimut.*

### *Taux de transmission : Facteur de géométrie*

Le dernier traitement à présenter pour la caractérisation de l'analyseur porte sur l'étude du taux de transmission, qui est définie par le facteur de géométrie. Ce facteur de géométrie (GF), pour rappel, est une constante de l'analyseur qui relie le taux de comptage mesuré avec le flux de particules incident, tel que :

$$\frac{C}{\tau} = J_E(E, \theta, \varphi, \vec{r}) \cdot \text{GF} = f(E, \theta, \varphi, \vec{r}) \cdot \frac{2E_0^2}{m^2} \text{GF} \quad (\text{eq I.11})$$

Pour déterminer l'expression du facteur de géométrie à partir des paramètres de simulation, la méthode consiste à exprimer le « flux de particules » lancé en fonction des paramètres de la source utilisée pour la simulation, puis à faire le ratio entre le nombre de particules sélectionnées par l'analyseur et le « flux lancé ». La source de particules considérée est celle qui a été introduite dans le paragraphe précédent. Deux approches sont étudiées pour le calcul du taux de transmission en utilisant comme définition les équations I.12 et I.13.

- Première méthode pour le calcul du GF

La première approche étudiée ici est celle introduite par *Collinson [10]*. Pour rappel, la définition du facteur géométrie est la suivante, avec  $C_{ijk}$  le nombre de particules sélectionnées pour toute énergie, élévation et azimut de la bande passante de l'analyseur,  $f_0$  la fonction de distribution de la source de particules et  $R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0)$  la réponse de l'instrument qui résulte des équations *I.10* et *I.11*.

$$\mathbb{GF} = \frac{A_{ij}}{E_0^2} \int dE E \int d\theta \cos^2\theta \int d\varphi \cos\varphi R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0) = \frac{C_{ijk} \cdot m^2}{\tau \cdot f_0 \cdot 2 \cdot E_0^2} \quad (eq. II.5)$$

Il reste à exprimer la fonction de distribution  $f_0$  en fonction des paramètres de simulations, afin d'en déduire le facteur de géométrie à partir de l'équation *II.5*. Pour cela, l'intégrale de l'équation *I.1* est réalisée sur la source de particule introduite dans le paragraphe précédent, afin de relier la fonction de distribution  $f_0$  avec le nombre de particules lancées lors de la simulation  $N_{in}$ .

$$N_{in} = f_0 \int dS \int \frac{2E}{m^2} dE \int \cos\theta^2 d\theta \int \cos\varphi d\varphi \int dt = \frac{f_0 \cdot \Delta Y_b \cdot \Delta Z_b \cdot 2 \cdot \Delta E_b \cdot \overline{E}_b \cdot \Delta\theta_b \cdot \cos^2\overline{\theta}_b \cdot \Delta\varphi \cdot \tau}{m^2} \quad (eq. II.6)$$

A noter que la plage d'azimut  $\Delta\varphi$  sera prise en fonction de la taille angulaire de l'anode à étudier, qui est de  $22^\circ$  dans le cas d'AMBRE 2. Enfin, en substituant la valeur de  $f_0$  de l'équation *II.6* et en l'injectant dans l'équation *II.5*, il est possible d'en déduire l'expression du facteur de géométrie, tel que :

$$\mathbb{GF} = \frac{C_{ijk} \Delta Y_b \Delta Z_b \overline{E}_b \Delta E_b \Delta\theta_b \cos^2\overline{\theta}_b \Delta\varphi}{E_0^2 N_{in}} \quad (eq. II.7)$$

- Deuxième méthode pour le calcul du GF

Une autre approche possible pour la détermination du facteur de géométrie est celle utilisée par *A. Fedorov*. Pour rappel l'expression du facteur de géométrie approximée (*hypothèses : bande passante en énergie suffisamment faible pour que l'intégrale de E donne la constante égal à E0, de même pour la bande passante en élévation et azimut pour lesquelles leurs cosinus soit égal à 1*) est la suivante :

$$\mathbb{GF} = \int dS \int \frac{dE}{E_0} \int d\theta \int d\varphi R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) \quad (eq. I.13)$$

Afin de rendre cette approche moins mathématique que la première, une nouvelle grandeur  $\mathbb{A}$  est introduite : l'aire efficace de l'instrument qui correspond physiquement au ratio entre le taux de comptage mesuré et le flux incident de particules pour une élévation, énergie et azimut, et qui est définie tel que :

$$\mathbb{A}(E, \theta, \varphi)_{ijk} = \int R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) dS \quad (eq. II.8)$$

La relation entre l'aire efficace et le facteur de géométrie est telle que :

$$\mathbb{GF} = \int \frac{dE}{E_0} \int d\theta \int d\varphi \mathbb{A}(E, \theta, \varphi)_{ijk} \quad (eq. II.9)$$

Le nombre de particules reçues pour une énergie et une position donnée est égale à :

$$C(E, \theta, \varphi, y, z) = R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) \cdot Jd(\vec{E}, \vec{r})$$

Avec  $J(\vec{E}, \vec{r})$ , la densité de particules lancées en un point de l'espace pour une énergie et une direction. En intégrant cette relation sur la surface d'entrée  $S$ , on obtient une relation entre le nombre de coups et l'aire efficace de l'instrument, telle que :

$$C(E, \theta, \varphi) = \int R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) \cdot Jd(\vec{E}, \vec{r}) d^2A = \mathbb{A}(E, \theta, \varphi)_{ijk} \cdot J_0$$

En intégrant l'expression précédente sur l'ensemble des énergies et élévations on obtient une relation entre le taux de comptage, le facteur de géométrie et le flux différentiel :

$$C_{ijk} = \int A(E, \theta, \varphi)_{ijk} \cdot J_0 \, dE \, d\theta = \frac{\mathbb{GF}}{\Delta\varphi} E_0 J_0 \quad (\text{eq. II. 10})$$

$$\text{Avec: } J_0 = J(\vec{E}, \vec{r}) = \frac{N_{in}}{\Delta S \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta E} = \frac{N_{in}}{\Delta Y_b \cdot \Delta Z_b \cdot \Delta E_b \cdot \Delta\theta_b} \quad (\text{eq. II. 11})$$

Enfin avec les équations II.10 et II.11 il est possible de déduire une nouvelle expression du facteur de géométrie:

$$\mathbb{GF} = \frac{C_{ijk} \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta E_b \Delta\theta_b \Delta\varphi}{E_0 \cdot N_{in}} \quad (\text{eq. II. 12})$$

On peut voir que les deux approches, avec des définitions de facteur de géométrie légèrement différentes, donnent des expressions similaires pour son calcul à l'aide des simulations. Elles sont strictement équivalentes lorsque la plage d'énergie de la source est centrée sur  $E_0$  et la plage en élévation centrée sur  $0^\circ$ . Ces deux expressions seront utilisées lors de la caractérisation de l'analyseur avec les simulations, sans volonté particulière de centrer les plages d'énergie et d'élévation par rapport à la réponse de l'instrument.

#### - Calcul de la distribution du GF

Pour finir cette partie, une dernière étude est présentée sur l'expression de la distribution du taux de transmission en élévation, azimut ou énergie, qui sera l'échelle en ordonnée utilisée par la suite pour le tracé des réponses en énergie, élévation et azimut de l'instrument étudié. Pour cette partie, la définition du facteur de géométrie qui est utilisée est l'approximation suivante :

$$\mathbb{GF} = \int dS \int \frac{dE}{E_0} \int d\theta \int d\varphi R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) = \frac{C_{ijk} \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta E_b \Delta\theta_b \Delta\varphi}{E_0 \cdot N_{in}} \quad (\text{eq. II. 12})$$

Le calcul de la distribution en élévation se fait de la même manière que précédemment mais ici la source considérée est de largeur en élévation  $d\beta$  (correspondant au pas élémentaire d'élévation introduit précédemment). La source en simulation étant uniformément distribuée en élévation, il est possible d'en déduire le nombre de particules  $N_\beta$  lancées dans la plage  $d\beta$  en fonction du nombre total de particules lancées  $N_{in}$  tel que :  $N_\beta = \frac{N_{in} \cdot d\beta}{\Delta\theta_b}$ . La relation entre le facteur de géométrie et sa distribution en élévation devient :

$$\mathbb{GF}_\beta = \int dS \int \frac{dE}{E_0} \int d\varphi R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) = \frac{C_\beta \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta E_b \Delta\varphi}{E_0 \cdot N_\beta} = \frac{C_\beta \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta E_b \Delta\varphi \Delta\theta_b}{E_0 \cdot N_{in} \cdot d\beta} = \frac{C_\beta}{C_{ijk} \cdot d\beta} \mathbb{GF}_{ijk} \quad (\text{eq. II. 13})$$

De même pour l'énergie en considérant une source de largeur  $dE$ , la relation entre GF et la distribution est :

$$\mathbb{GF}_E = \int dS \int d\theta \int d\varphi R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) = \frac{C_E \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta\theta_b \Delta\varphi}{N_E} = \frac{C_E \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta\theta_b \Delta\varphi \Delta E_b}{N_{in} \cdot dE} = \frac{C_E}{C_{ijk} \frac{dE}{E_0}} \mathbb{GF}_{ijk} \quad (\text{eq. II. 14})$$

Enfin l'expression de la distribution de GF en azimut est de la forme :

$$\mathbb{GF}_\alpha = \int dS \int \frac{dE}{E_0} \int d\theta R(\vec{E}, \vec{E}_0, \vec{r}) = \frac{C_\alpha \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta E_b \Delta\theta_b}{E_0 \cdot N_\alpha} = \frac{C_\alpha \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta E_b \Delta\theta_b \Delta\varphi}{E_0 \cdot N_{in} \cdot d\alpha} = \frac{C_\alpha}{C_{ijk} \cdot d\alpha} \mathbb{GF}_{ijk}$$

Note : la somme  $\sum_\beta \mathbb{GF}_\beta \cdot d\beta = \sum_\beta \frac{C_\beta}{C_{ijk} \cdot d\beta} \mathbb{GF}_{ijk} \cdot d\beta = \mathbb{GF}_{ijk}$  qui correspond bien à la distribution en élévation du facteur de géométrie, et de même pour la distribution en énergie et azimut.

## II-2-2. Pré-design de l'analyseur

A présent que les différentes caractéristiques de l'analyseur, avec leurs méthodes de détermination par simulation, ont été présentées, il reste à étudier un premier design qui sera par la suite caractérisé et optimisé par simulation.

### a) Présentation du design initial

Le design qui est étudié ici ne comprend que l'analyseur (pas de système de contrôle du facteur de géométrie) et résulte d'un travail réalisé pour les besoins d'AMBRE avant le début de cette thèse par *A. Fedorov* et *J.-A. Sauvaud*.

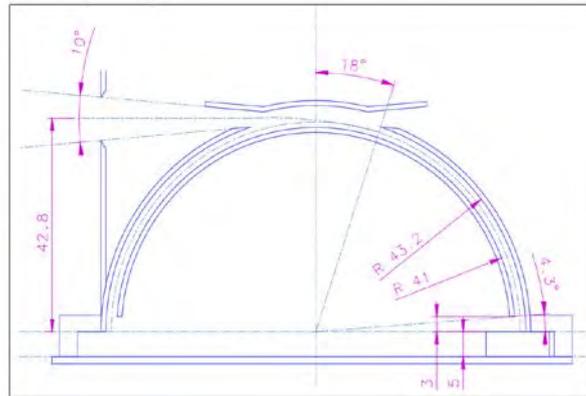


Figure 29 : paramètre géométrique de l'analyseur pré-désigné

L'analyseur obtenu est présenté sur la Figure 29. Le diamètre de l'analyseur est choisi de façon à avoir un instrument compact, de diamètre inférieur à 9 cm. Le rayon de la sphère interne est conçu de la même manière que celle introduite dans la bibliographie en fonction du facteur  $k$  désiré. En revanche, le design de l'angle d'ouverture est différent. Ici, l'ouverture de la sphère extérieure ne suit pas le même angle que celui du « top hat », qui sont conçus de façon à optimiser la trajectoire des particules en fonction de l'ouverture du collimateur.

### b) Performances attendues pour l'analyseur

Ce paragraphe a pour but de déterminer les performances de l'analyseur présenté précédemment, pour ensuite les comparer avec les résultats de simulation.

Le facteur  $k$  qui est défini comme :

$$k = \frac{E_0}{q.V_1} = \frac{R_0}{2.\Delta R} = \frac{42,1}{2. 2,2} = 9,56 \quad (\text{eq. II. 1})$$

La réponse en élévation, quant à elle, peut être prédite à partir du design du collimateur, qui montre une bande passante de 10° centrée sur l'axe horizontale.

Les équations décrites par *Carlson & Mc Fadden* [11] permettent de déterminer le taux de transmission d'un analyseur de type « top hat » à partir des paramètres géométriques :

$$\mathbb{GF} = \Delta\varphi \times \frac{2}{3} \times \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^3 \times \theta_{ouv} \times R^2 \times \csc^3\left(\frac{90-\sigma}{2}\right) \times \left(\frac{7}{8} + \cos\left(\frac{90-\sigma}{2}\right)\right) = 1,09.10^{-3} \text{ cm}^2.\text{sr. eV/eV}$$

Ce design initial donne donc un instrument avec un facteur  $k$  autour de 9,5 sur une bande passante en élévation inférieure à  $10^\circ$  centrée sur l'axe horizontal, et avec un taux de transmission de  $1,09 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$ .

### II-2-3. Optimisation par simulation de l'analyseur

A présent qu'un design initial d'analyseur a été élaboré sur la base de nos besoins et de la bibliographie, il reste à le caractériser et l'optimiser à l'aide de simulations numériques d'optique électrostatique, ceci est fait dans la première partie. Dans un second temps, les simulations seront utilisées pour le design du système qui permet le contrôle du taux de transmission de l'instrument de manière électrostatique.

#### a) Caractérisation de l'analyseur seul

La caractérisation de l'analyseur électrostatique passe par la détermination de la réponse en azimut, en énergie et en élévation de l'instrument ainsi que par la mesure du taux de transmission.

##### *Etude de la réponse en azimut*

L'objectif de cette simulation porte sur l'étude du comportement en azimut. En effet, même si la réponse en énergie - élévation de l'analyseur est indépendante de la direction azimutale, il est important d'étudier sa propriété de focalisation afin de connaître la résolution angulaire de l'instrument. La Figure 30 montre les trajectoires des ions partant du plan de source (avec une énergie, une élévation et une position aléatoires dans le plan) qui sont sélectionnés par l'analyseur, où la focalisation des faisceaux incidents est visible. Cependant, cette focalisation ne se produit pas en un unique point à cause des effets de bords : le champ électrique agit dans la même direction sur tout l'analyseur, les particules passant loin de l'axe optique sont donc plus déviées vers le centre de l'analyseur [8].

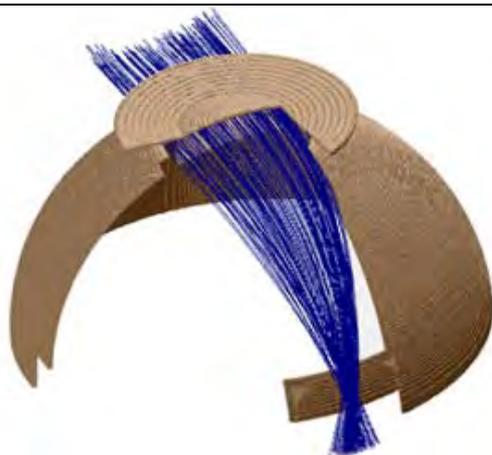


Figure 30 : Vue en coupe de l'analyseur avec les trajectoires des ions (en bleu)

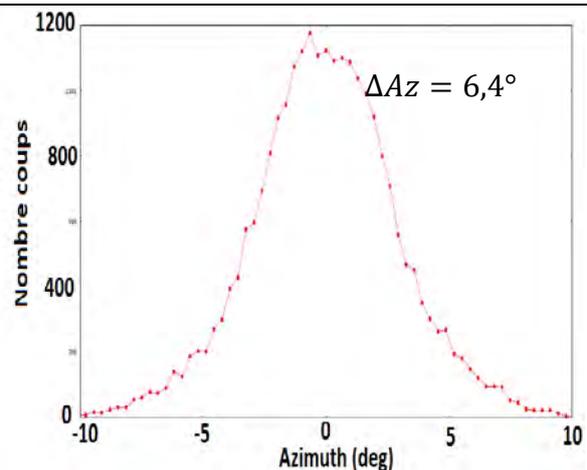


Figure 31 : spectre de transmission en azimut

La Figure 31 montre le spectre de transmission en azimut obtenu à partir des mesures d'azimut faites sur les particules transmises en sortie de l'analyseur. Cette mesure donne la résolution azimutale de l'analyseur, qui correspond à la largeur à mi-hauteur du spectre, soit  $6,4^\circ$ . A noter, cependant, que la résolution azimutale de l'instrument sera de  $22^\circ$  en raison de la sectorisation en 16 anodes. Une plus

fine résolution au niveau de l'analyseur reste cependant recherchée pour une meilleure discrimination en azimut entre les secteurs.

### Réponse en énergie & élévation

A présent, l'étude de l'analyseur porte sur les spectres de transmission en énergie et en élévation.

La Figure 32-a montre le spectre en énergie de cet analyseur, qui est une gaussienne. Un pic de transmission est visible pour les particules ayant une énergie de 9,1keV. Sachant que le potentiel appliqué sur l'électrode interne est de 1kV, on peut en déduire le facteur k de l'instrument. Ce facteur est le paramètre qui relie le pic de la bande passante en énergie avec la tension appliquée et vaut ici:  $k = \frac{E_0}{q.V_{an}} = 9,1$  et est une constante de l'analyseur. Ce spectre permet aussi de définir la résolution en énergie de l'instrument, qui est défini par le ratio entre la largeur à mi-hauteur et l'énergie correspondant au pic de transmission, et vaut ici :  $\frac{\Delta E}{E_0} = 14\%$ .

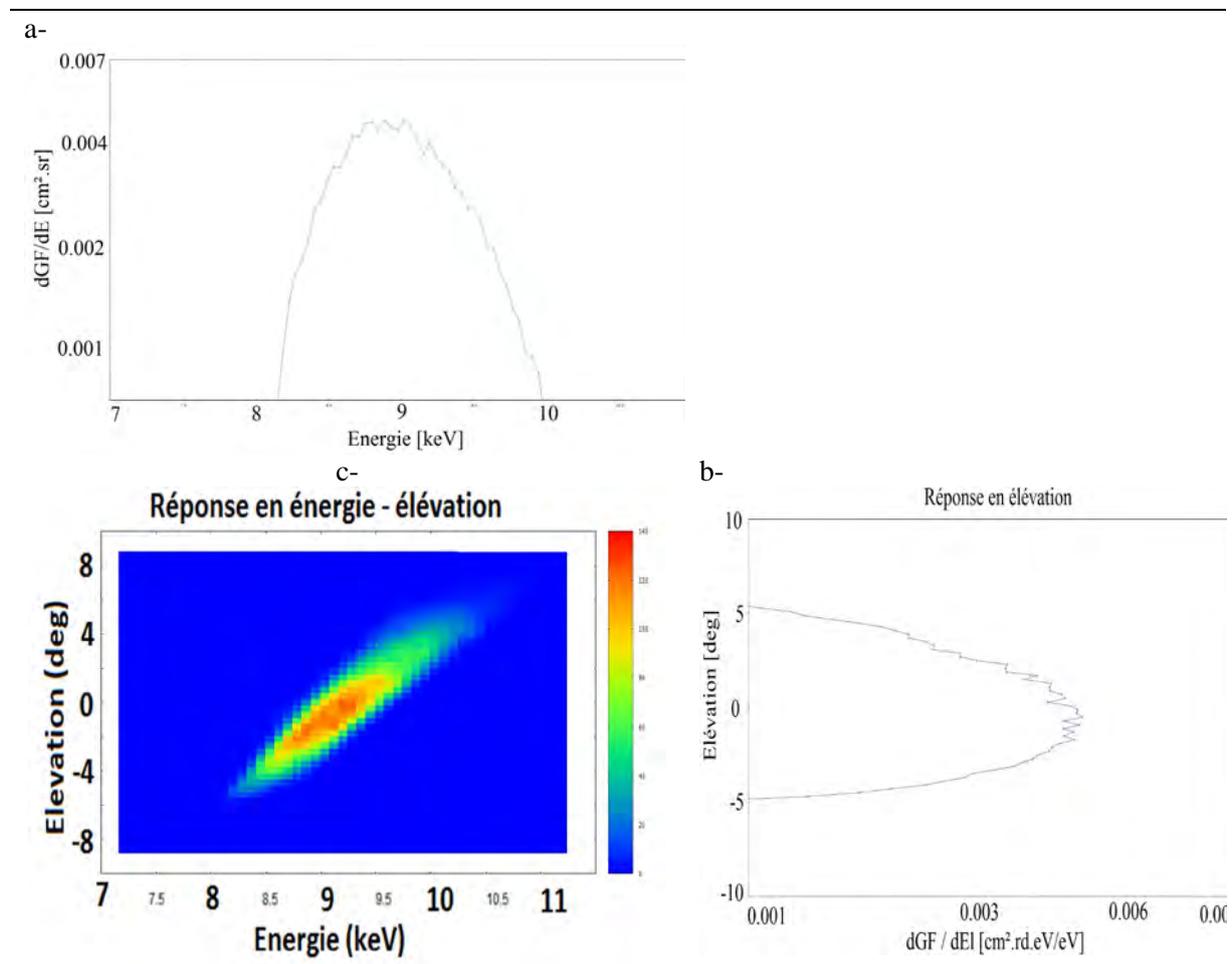


Figure 32 : Réponse en énergie (a), en élévation (b) et en énergie-élévation (c)

La Figure 32-b présente le spectre en élévation de l'instrument, là aussi un pic de transmission apparaît pour une élévation nulle. C'est l'objectif recherché pour avoir un taux de transmission maximal lors de l'ajout du collimateur. La résolution en élévation est donnée par la largeur à mi-hauteur de l'instrument qui est de :  $\Delta E_l = 7,5^\circ$ , et qui est conditionnée par la présence du collimateur.

La Figure 32-c montre le spectre de transmission 3D en énergie-élévation de l'analyseur, où le pic de transmission est visible pour les particules ayant une énergie autour de 9 keV, entrant avec une élévation nulle. Cette figure met aussi en avant une corrélation entre l'élévation des particules détectées et leurs énergies : plus une particule détectée est énergétique plus son élévation initiale doit être élevée. Ceci est logique, puisque plus une particule est énergétique plus son rayon de courbure est élevé.

### *Taux de transmission*

La détermination du taux de transmission de l'analyseur se fait avec les deux approches présentées dans les parties précédentes. Les valeurs obtenues pour le facteur géométrie avec une taille d'anode de 22° sont les suivantes :

$$\mathbb{GF} = \frac{C_{ijk} \Delta Y_b \Delta Z_b \overline{E_b} \Delta E_b \Delta \theta_b \cos^2 \overline{\theta_b} \Delta \varphi}{E_0^2 N_{in}} = 1,07 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV} \quad (\text{eq. II. 7})$$

$$\mathbb{GF} = \frac{C_{ijk} \Delta Y_b \Delta Z_b \Delta E_b \Delta \theta_b \Delta \varphi}{E_0 \cdot N_{in}} = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV} \quad (\text{eq. II. 12})$$

On peut voir que les valeurs données avec les deux formules sont assez proches. Ceci est dû à l'écart entre le centre de la plage d'énergie de la source par rapport à l'énergie centrale de la réponse de l'analyseur. Ces valeurs sont aussi très proches de l'approximation théorique qui a été utilisée lors du pré-design, et dont la valeur était pour rappel de  $1,09 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$ .

A noter que le facteur de géométrie précédent correspond au taux de transmission de l'analyseur seul, et non de l'ensemble de l'instrument, à cause de l'efficacité  $\varepsilon$  des détecteurs qui est inférieure à 1. Sans rentrer trop dans les détails sur les détecteurs pour l'instant, ce sont des galettes à micro canaux (MicroChannel Plate) qui seront utilisées pour AMBRE 2. Elles ont une efficacité approximative de 0,65 [10], ce qui donne un taux de transmission global environ de  $\mathbb{GF} = \varepsilon \cdot \mathbb{GF}_{ijk} = 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$

A présent que l'analyseur seul a été étudié en simulation et que ces performances sont en accord avec les performances désirées pour AMBRE 2, il reste à étudier le système permettant la variation du facteur de géométrie.

### **b) Variation du facteur de géométrie**

Le système qui permet de contrôler le taux de transmission de l'analyseur de manière électrostatique est celui, présenté précédemment, qui consiste à séparer la sphère interne en deux électrodes. Ce système a déjà été implémenté dans un des instruments développés par l'IRAP : MEA de la mission BEPI COLOMBO.

Le design de ce système passe par l'étude de l'impact de l'angle de séparation afin d'avoir la plage de variation désirée pour le taux de transmission, tout en limitant la variation des caractéristiques de l'analyseur. C'est l'objet de l'étude présentée dans ce paragraphe.

### Etude de l'angle de séparation

Comme indiqué lors de l'étude bibliographique sur ce système, le design de l'angle de séparation doit être réalisé de façon à avoir une plage de variation disponible pour le facteur de géométrie supérieure à une décade, pour les besoins d'AMBRE 2, tout en limitant la modification de la réponse en énergie de l'instrument. La Figure 33 montre les réponses en énergie de l'analyseur obtenues pour différents ratios  $IH[U]$  sur  $IH[L]$  lorsque l'angle de séparation varie de  $9^\circ$  à  $60^\circ$ .

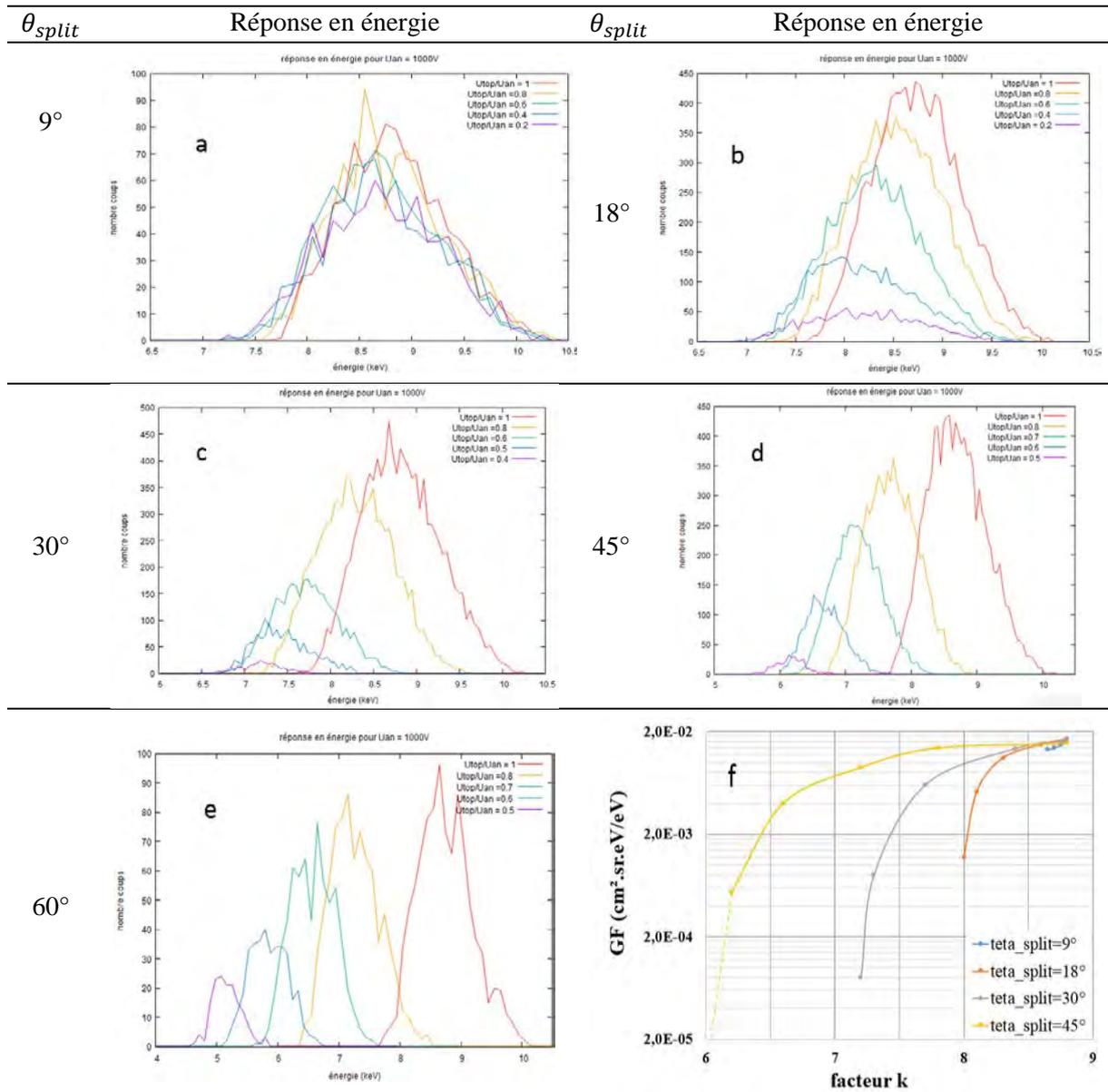


Figure 33 : Variation de la réponse en énergie pour un angle de  $9^\circ$ (a),  $18^\circ$ (b),  $30^\circ$ (c),  $45^\circ$ (d) et  $60^\circ$ (e) et comparaison (f)

Les tracés 35-a à 35-e montrent que pour des valeurs de  $\theta_{split}$  faibles (inférieures à l'angle d'ouverture) le changement du potentiel  $IH[U]$  n'a pratiquement pas d'influence sur la réponse globale de l'instrument. En revanche, pour des valeurs d'angle élevées, autour de  $60^\circ$ , la réponse est dominée par ce potentiel qui par conséquent ne contrôle plus le GF mais la bande passante en énergie (comme indiqué par Collinson [13]). La valeur de l'angle optimal est donc comprise entre  $18^\circ$  et  $30^\circ$ .

La Figure 33-f illustre le compromis à faire sur le choix de  $\theta_{split}$  de façon à avoir une plage de variation de GF disponible suffisante (angle suffisamment grand) tout en limitant la variation du facteur  $k$  qui

entraîne une variation des énergies mesurées en fonction du GF. L'angle minimal  $\theta_{split}$  qui permet d'avoir la plage de GF nécessaire est de  $18^\circ$ . La valeur finalement choisie est de  $22^\circ$  afin d'avoir une plage de variation du GF légèrement supérieure au cahier des charges.

### Impact sur la réponse en élévation

A présent que l'angle de séparation a été choisi à une valeur de  $22^\circ$ , il reste à étudier la variation de la réponse en élévation de l'instrument avec le contrôle du facteur de géométrie. C'est ce qui est tracé sur la Figure 34, avec la variation de la réponse en élévation avec le ratio des tensions pour différentes valeurs d'angle du collimateur.

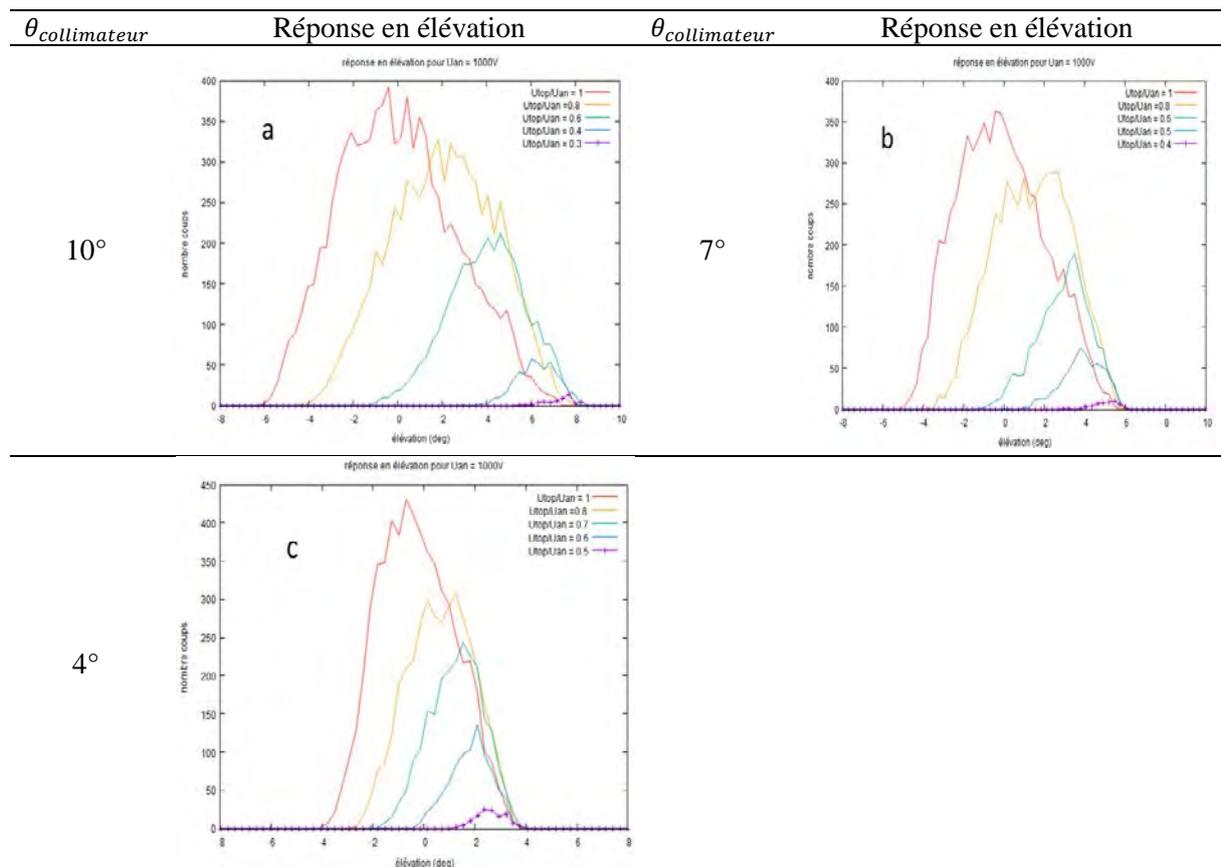


Figure 34 : Variation de la réponse en élévation pour un angle de collimateur de  $10^\circ$  (a),  $7^\circ$  (b) et  $4^\circ$  (c)

La première remarque qui peut être faite sur la Figure 34 est l'augmentation de la réponse en élévation avec la diminution du ratio entre les potentiels  $IH[U]$  et  $IH[L]$ . Cette augmentation vient du fait qu'en diminuant le ratio des tensions l'analyseur ne sélectionne que les particules les plus énergétiques qui entrent dans l'instrument. Or les particules les plus énergétiques qui sont sélectionnées sont celles qui ont l'élévation la plus grande, comme expliqué lors de l'interprétation de la Figure 32.

L'angle du collimateur a trois principaux effets ici : réduire la largeur de la réponse en élévation, limiter la variation de la réponse en élévation avec la variation du GF et augmenter la plage de variation du taux de transmission.

Cependant, le collimateur a pour principal rôle de définir la résolution en élévation et donc la diminution de son angle d'ouverture entraîne la diminution de la résolution angulaire de l'instrument. Comme

discuté dans le premier chapitre, la réduction de la résolution de l'instrument entraîne la réduction de sa sensibilité. Pour avoir un taux de comptage suffisant, et se rapprocher des performances d'AMBRE 1, il faut que le facteur de géométrie reste autour de 0.7-3.0 cm<sup>2</sup>.sr.eV/eV ; ce qui limite l'angle d'ouverture du collimateur à une valeur de 10°.

### Impact sur la réponse azimuthale

La dernière étude présentée ici, avant de conclure sur le système permettant de contrôler le GF, porte sur la réponse azimuthale de l'instrument.

La variation de la réponse azimuthale avec le rapport  $I_H[U]$  sur  $I_H[L]$  est présentée sur la Figure 35. Avec la diminution du ratio  $U_{top}/U_{an}$  la résolution azimuthale augmente jusqu'à 0.4. Ensuite deux pics apparaissent et la résolution se dégrade. Pour mieux comprendre d'où vient ce phénomène, les trajectoires d'une partie des particules détectées sont tracées pour différent rapport de tension sur la Figure 36.

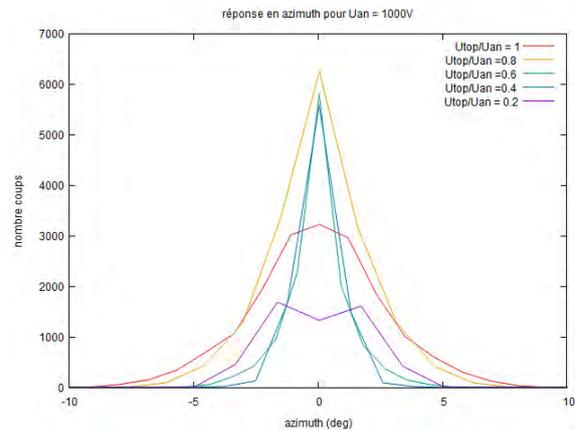


Figure 35 : évolution de la réponse azimuthale

La première remarque qui peut être faite sur ces tracés porte sur la variation de la distance focale des particules incidentes (parallèles). Avec la diminution d' $U_{top}$  par rapport à  $U_{an}$ , la distance focale augmente. Ceci rapproche le point focal des détecteurs et améliore la résolution. Cependant, lorsque le point focal dépasse les détecteurs la résolution se dégrade (Figure 36-c).

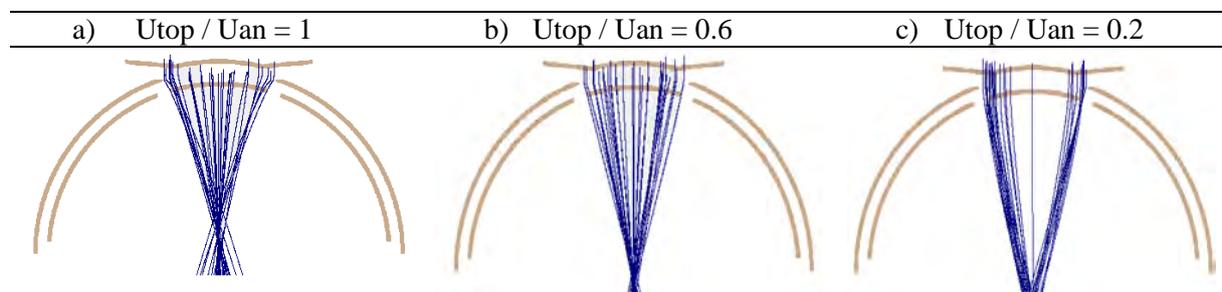


Figure 36 : Observation des trajectoires des particules détectées pour  $r = 1$  (a),  $r = 0.6$  (b) et  $r = 0.2$  (c)

La seconde observation visible avec ces trajectoires de particules est l'apparition d'un double pic pour une faible valeur de rapport comme visible sur la Figure 35. Ce double pic vient du fait qu'avec la réduction du rapport, seules les particules très énergétiques sont mesurées. Les particules les plus énergétiques qui sont mesurées sont celles avec le plus grand rayon de courbure, et ce rayon de courbure est maximal lorsque la trajectoire passe par l'extérieur de l'hémisphère (comme visible sur la figure 38-c).

Afin de vérifier que la cause de l'apparition du double pic est bien due à la sélection des particules les plus énergétiques, une nouvelle simulation est réalisée afin de tracer la trajectoire des particules les plus énergétiques mais pour des potentiels  $U_{top}$  et  $U_{an}$  égaux.

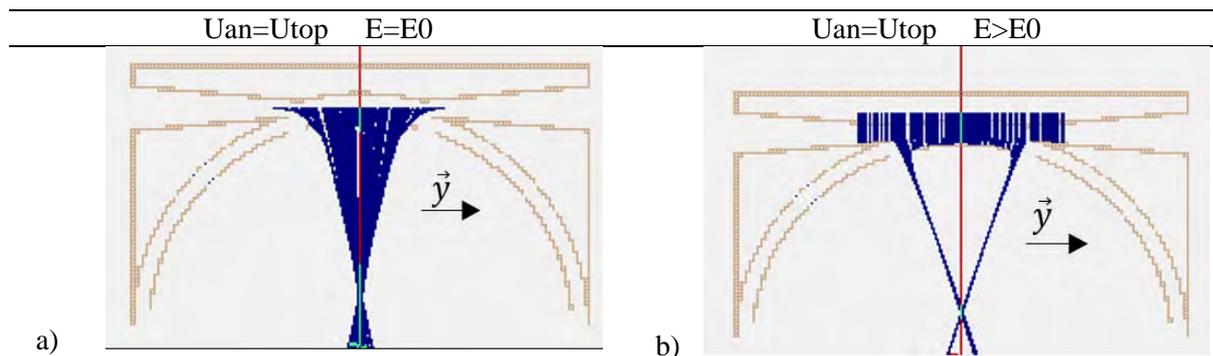


Figure 37 : Comparaison des trajectoires des particules détectées pour une énergie initiale  $E=E_0$  (a) et  $E>E_0$  (b)

La Figure 37 montre que pour un même potentiel appliqué aux électrodes  $U_{an}$  et  $U_{top}$ , les particules dont l'énergie se trouve au centre de la bande passante sont détectées sur toute la plage d'ouverture. En revanche pour les particules les plus énergétiques (Figure 37-b) une réponse avec un double pic apparaît, ce qui est cohérent avec les résultats de simulation dans la Figure 36-c.

### Conclusion

Les caractéristiques de l'analyseur choisi ont été présentées dans cette partie. Le système de contrôle du facteur de géométrie a un angle de séparation de  $22^\circ$  et l'angle d'ouverture du collimateur est de  $10^\circ$ . L'évolution des réponses en énergie et élévation de l'instrument avec la variation du facteur de géométrie est présentée sur la Figure 38.

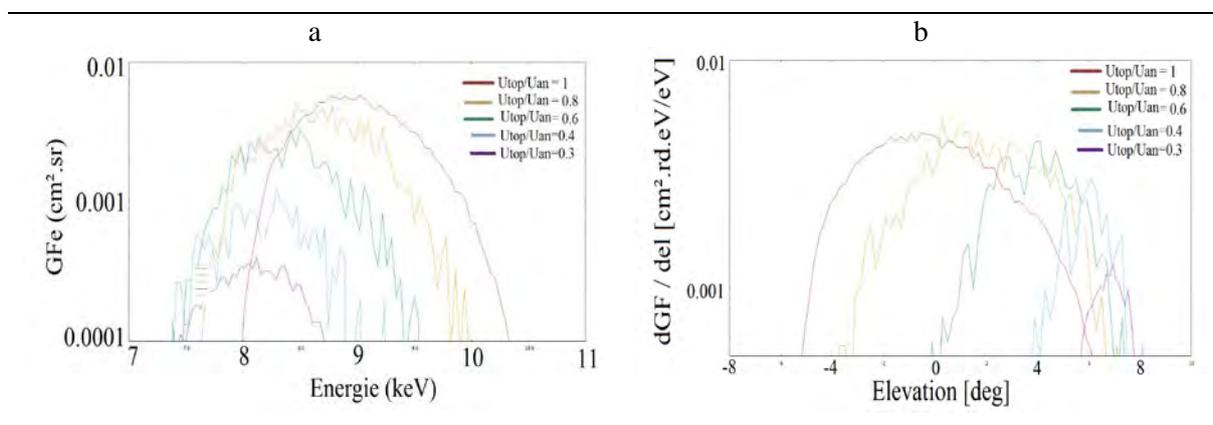


Figure 38 : Evolution de la réponse en énergie (a) et élévation (b)

La Figure 38-a) montre une variation du facteur  $k$  allant de 9,1 à une valeur de 8 pour un ratio de tension qui varie de 1 à 0,3 (soit une variation relative de 12 %). La Figure 38-b) montre l'évolution de la réponse en élévation de l'instrument, où la variation du pic d'élévation passe de  $0^\circ$  à  $7^\circ$  en fonction des potentiels appliqués sur les sphères. Les résolutions en énergie et élévation (par rapport aux nouveaux pics de transmission) diminuent avec la diminution du facteur de géométrie. Ceci est cohérent, puisque c'est la diminution de la bande passante en élévation et en énergie qui réduit le taux de transmission.

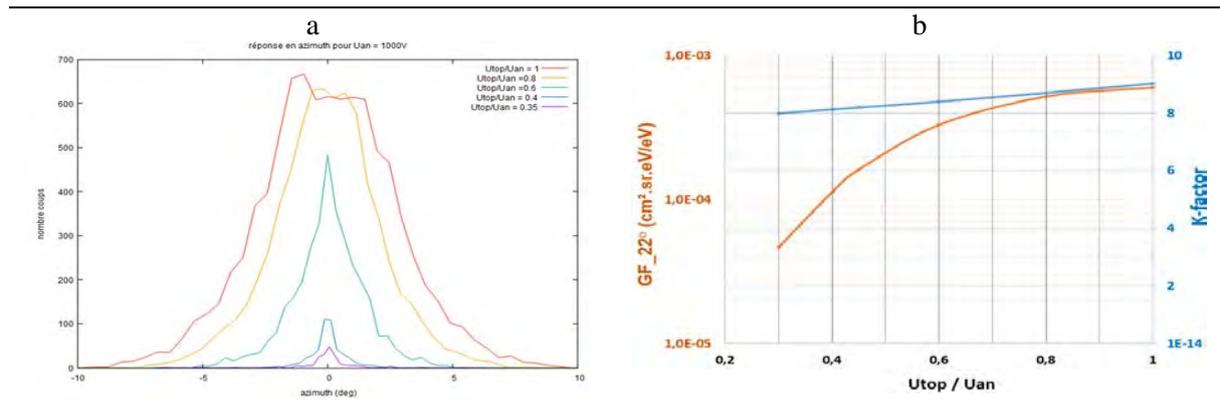


Figure 39 : Evolution de la réponse azimutale (a), du facteur de géométrie et du facteur k (b)

La variation de la réponse en azimut présentée sur la Figure 39-a) montre l'amélioration de la résolution azimutale avec la réduction du facteur de géométrie qui est due à l'augmentation de la distance focale de l'analyseur.

L'évolution du facteur k et du facteur de géométrie de l'analyseur avec la variation du rapport des tensions de polarisation des sphères internes est présentée sur la Figure 39-b). Le facteur de géométrie de l'analyseur a une plage de variation supérieure à une décade, puisqu'il passe d'une valeur proche de  $7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$  lorsque le ratio vaut 1 à une valeur inférieure à  $5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$  lorsque le rapport des potentiels est réduit à 0,3. Ceci satisfait les recommandations scientifiques pour AMBRE 2.

### II-3) Performances de AMBRE 2

A présent que le design a été étudié en simulation et que les résultats sont cohérents avec les approximations théoriques, il reste à étudier ses performances par rapport au plasma thermique présent en orbite géostationnaire, comme exemple et cible majeure du développement d'AMBRE 2.0. Cette partie est aussi consacrée à la comparaison des performances entre AMBRE 1 et AMBRE 2 et au design mécanique de l'analyseur précédemment étudié.

#### II-3-1. Taux de comptage et saturation

L'objectif de cette partie est de vérifier que les performances de l'analyseur sont adaptées à la mesure du plasma en orbite géostationnaire, afin d'avoir une bonne sensibilité tout en évitant la saturation des détecteurs.

##### a) Saturation des détecteurs

Les détecteurs utilisés pour AMBRE 2 sont des galettes à micro-canaux (MicroChannel Plate). Elles ont une saturation autour de  $1\,000\,000 \text{ coups}/\text{s}/\text{cm}^2$  [15]. Les dimensions d'une anode sont présentées sur la Figure 40, où la largeur est fixée par la résolution azimutale ( $22^\circ$  pour 16 anodes) tandis que la longueur est fixée par la distance entre sphères ( $\Delta R$ ). Au vue des contraintes pour cet instrument, un facteur k autour de 9 et un diamètre inférieur à 9 cm, la surface obtenue est autour de  $0.33 \text{ cm}^2$ .

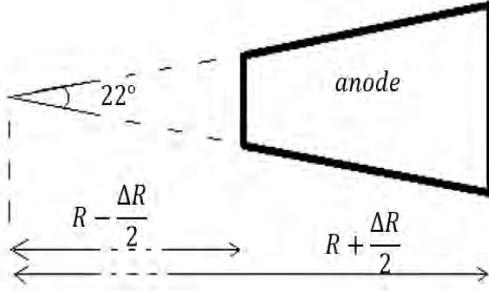


Figure 40 : dimension anodee

$$S_{anode} = \frac{\left(R - \frac{\Delta R}{2}\right) \cdot \tan\left(\frac{\Delta Az}{2}\right) \cdot 2 + \left(R + \frac{\Delta R}{2}\right) \cdot \tan\left(\frac{\Delta Az}{2}\right) \cdot 2}{2} \cdot \Delta R$$

$$S_{anode} = \frac{\Delta Az \left(R - \frac{\Delta R}{2} + R + \frac{\Delta R}{2}\right)}{2} \cdot \Delta R = \Delta Az \cdot R \cdot \Delta R = 0,33 \text{ cm}^2$$

Ceci permet de déduire le taux de comptage maximal mesurable pour ce design, et qui est de 330 000 coups par seconde et par anode. Il faut donc s'assurer que le facteur de géométrie de l'analyseur soit adapté afin d'avoir des taux de comptage inférieurs à 330 000 coups/s et éviter la saturation des détecteurs (qui dégrade les mesures et les rendent inutilisables).

### b) Réponse du plasma thermique à l'orbite géostationnaire

A présent que le taux de comptage maximal est connu, il reste à vérifier que les détecteurs ne vont pas saturer lors de la mesure du plasma thermique, tout en ayant une sensibilité suffisante pour avoir une bonne statistique.

Les Figure 41-a et Figure 41-b [12] présentent les mesures faites par les satellites de Los Alamos en orbite géostationnaire entre 1990 et 2004. Ces données couvrent un cycle solaire et donne donc une bonne estimation des caractéristiques du plasma qui sera vu par AMBRE 2.0 à cette orbite.

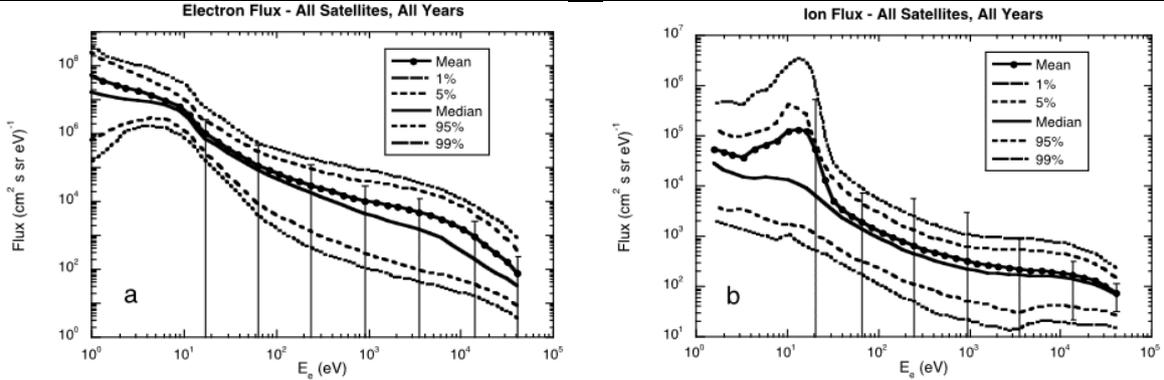


Figure 41 : Flux différentiel d'électrons (a) et d'ions (b) présent en orbite géostationnaire [12]

Les tracés de la Figure 41 montrent le flux différentiel d'électrons (a) et d'ions positifs (b). Ils peuvent être ramenés aux taux de comptage qui seront mesurés par AMBRE 2 pour ce type de plasma à travers le facteur de géométrie, avec la relation suivante :

$$C [s^{-1}] = J [cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot sr^{-1} \cdot eV^{-1}] \cdot GF_{22^\circ} \left[ cm^2 \cdot sr \cdot \frac{eV}{eV} \right] \cdot \varepsilon \cdot E [eV] \quad (eq. II. 15)$$

Avec  $GF_{22^\circ}$  le facteur de géométrie pour une anode, qui vaut  $GF_{ion} = 1,1 \cdot 10^{-3} cm^2 \cdot sr \cdot eV/eV$  pour les ions et  $GF_{electron} = 1,1 \cdot 10^{-4} cm^2 \cdot sr \cdot eV/eV$  (en tenant compte d'un facteur 10 en utilisant le facteur de géométrie variable),  $\varepsilon$  : l'efficacité des MCP qui est inférieur à 1 à cause des zones mortes entre les canaux, qui est estimé à 0,65 [10]. Les taux de comptages estimés pour AMBRE 2 sont tracés sur la Figure 42, pour les électrons et les ions.

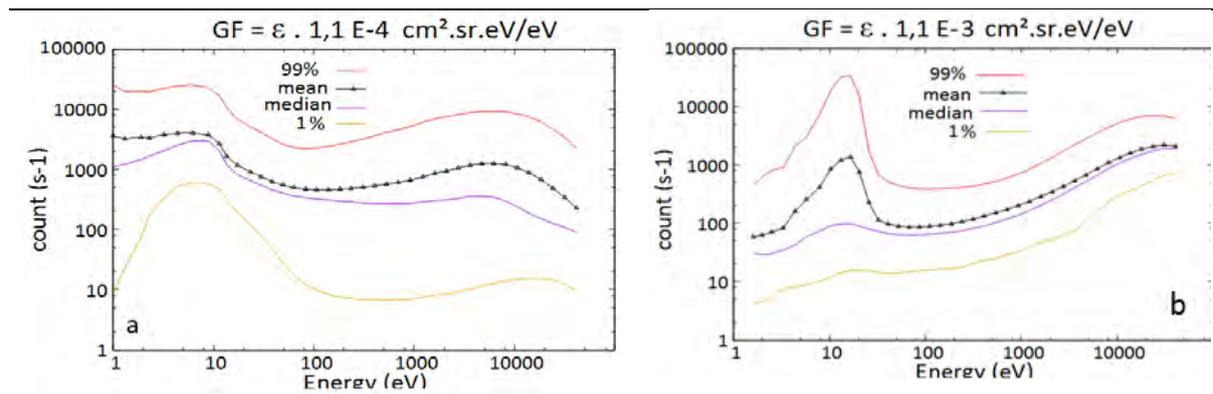


Figure 42 : taux de comptage estimé pour électrons (a) et ions (b)

Le taux de comptage maximal visible sur la Figure 42 est autour de 35 000 coup/s soit un facteur environ 10 en dessous de la saturation que ce soit pour les ions ou les électrons. Ce qui montre l'intérêt du système permettant le contrôle du facteur de géométrie, puisque sans celui-ci l'instrument serait amené à saturer au moins 1% du temps lors de la mesure des électrons. De plus, la réduction des taux de comptage de l'instrument permet d'augmenter la durée de vie des détecteurs et donc la durée de la mission pour AMBRE 2.

A présent que les performances de l'analyseur ont été étudiées et vérifiées afin de répondre aux besoins d'AMBRE, le prochain paragraphe est consacré à la comparaison des performances entre AMBRE 1 et AMBRE 2.

### II-3-2. Comparaison avec AMBRE 1

La Figure 43 récapitule les caractéristiques d'AMBRE 1 obtenues après calibration avec un canon à ions et un canon à électrons et celles d'AMBRE 2 estimées à partir des résultats de simulation. Les propriétés de l'instrument AMBRE 2 sont similaires de celles d'AMBRE 1 que ce soit pour le facteur k, la résolution en énergie, en élévation ou pour le diamètre de l'instrument. Les changements principaux portent sur leur résolution en azimut, leur taux de transmission et le champ de vue en azimut.

	AMBRE 1	AMBRE 2
Facteur K	9.2	9,1
$GF_{electron} \cdot \varepsilon \left[ cm^2 \cdot sr \cdot \frac{eV}{eV} \right]$	1.5 E-4 (anode 45°)	0.7 E-4 ~ 0.7 E-3 (anode 22.5°)
$GF_{ion} \cdot \varepsilon \left[ cm^2 \cdot sr \cdot \frac{eV}{eV} \right]$	1.6 E-3 (anode 45°)	0.7 E-4 ~ 0.7 E-3 (anode 22.5°)
$\frac{\Delta E}{E}$	13 % - 15 %	14%
$\Delta el [^\circ]$	5.5° - 6.8°	7.5°
$\Delta az [^\circ]$	45 °	22°
Diamètre analyseur	8-9 cm	8.6 cm
Champ de vue azimutal	180 °	360 °

Figure 43 : comparaison performances AMBRE 1 / AMBRE 2

La différence entre leurs résolutions azimutales est due à la sectorisation des anodes, qui est deux fois plus fine pour AMBRE 2. C'est cette sectorisation plus fine qui entraîne un facteur de géométrie plus faible avec un facteur d'environ 2.

Enfin, à partir de la réponse azimutale de l'analyseur déterminée par simulation, il est possible de déduire la réponse de l'instrument avec la sectorisation des anodes. La Figure 44 présente les réponses azimutales des instruments AMBRE 1, qui possède quatre anodes de 45°, et d'AMBRE 2 avec ses 16 anodes de 22,5°. Ces réponses ont été déterminées par calibration sous vide pour AMBRE 1 et par simulation pour AMBRE 2.

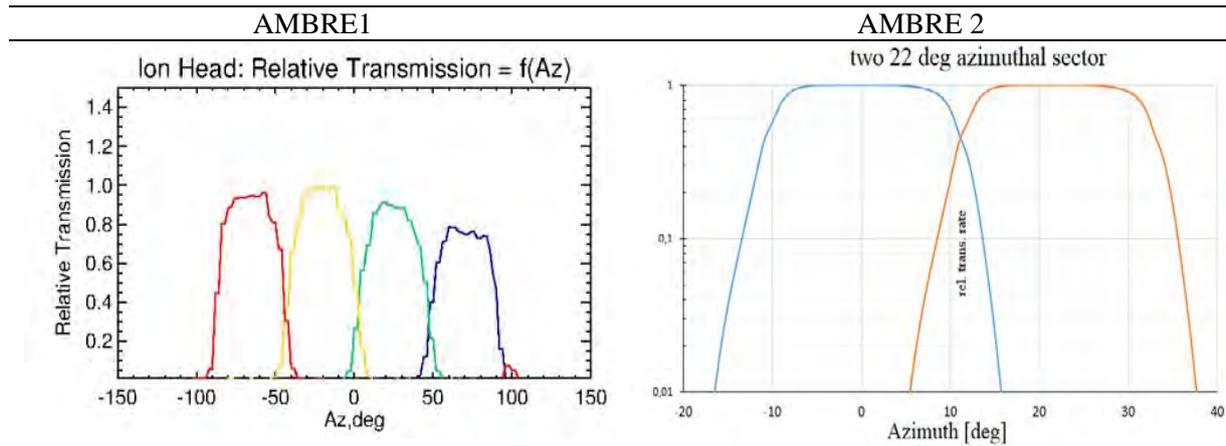


Figure 44 : réponse en azimut pour les instruments AMBRE 1 et AMBRE 2

Les propriétés de l'analyseur déterminées par simulation sont donc en accord avec les propriétés d'AMBRE 1, avec un facteur de géométrie qui permet d'avoir un taux de comptage dix fois inférieur à la saturation.

### II-3-3. Design mécanique et simulation 3D

A présent que l'analyseur a été étudié et validé, ce paragraphe s'intéresse au design mécanique de l'instrument conçu par CAO avec le logiciel CATIA. Il a été réalisé par le groupe mécanique de l'IRAP en suivant les plans établis suite aux résultats des simulations précédentes.

#### a) Récapitulatif du plan 2D

Le plan pour la réalisation de l'analyseur résulte globalement des paramètres géométriques déterminés lors de l'étude par simulation, comme le diamètre des sphères, l'angle d'ouverture, l'angle de séparation des sphères, ... Mais d'autres paramètres ont dû être rajoutés ou modifiés à cause des aspects pratiques, comme la tenue mécanique et la tenue en tension. Parmi ces paramètres, il y a par exemple le design des collimateurs qui a été modifié de façon à limiter la création d'électrons secondaires et donc le bruit de l'instrument sur les mesures. L'écart angulaire entre les deux électrodes de la sphère interne doit aussi être dimensionné de façon à éviter tout claquage entre ces deux électrodes. Il est choisi de façon à avoir un écart de 3 mm entre sphères. Le plan finalement obtenu et utilisé pour la réalisation d'AMBRE 2 est présentée sur la Figure 45.

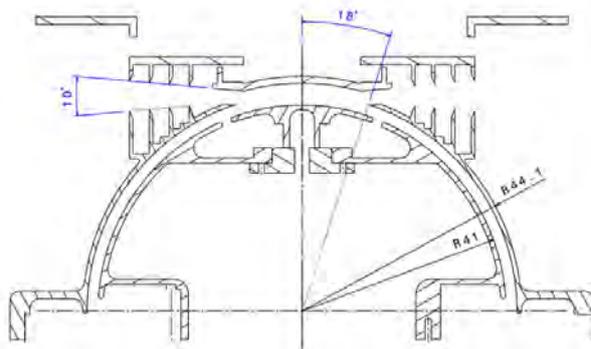


Figure 45 : plan 2D de l'analyseur d'AMBRE 2 à réaliser

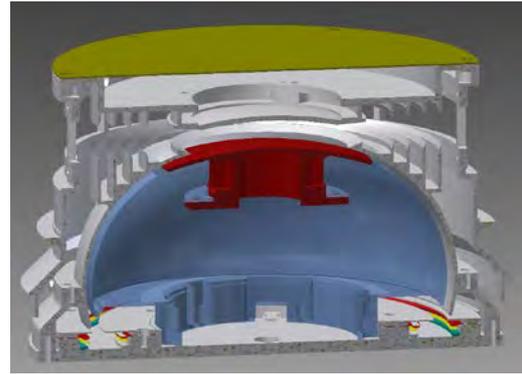


Figure 46 : vue de coupe CAO de l'analyseur de MEA (mission BEPI COLOMBO)

La réalisation de la CAO de l'analyseur d'AMBRE 2 s'est fait en modifiant le design déjà réalisé pour l'analyseur de MEA, dont la vue de coupe est présentée sur la Figure 46. Le choix de l'analyseur de MEA pour initier la conception d'AMBRE 2 s'est fait par rapport au système qui permet le contrôle du facteur de géométrie de l'instrument, qui est à implémenter sur AMBRE 2 et déjà présent sur MEA.

Cependant, contrairement à AMBRE l'analyseur électrostatique de MEA n'est pas sphérique. Il est toroïdal, afin que les photons entrant subissent au minimum trois réflexions avant de rencontrer les détecteurs (pour atténuer leurs impacts sur les mesures). De plus, MEA est un instrument de mesure des électrons, des précautions sur les tenues en tension sont donc à faire pour le développement du prototype AMBRE 2.

### b) Réalisation CAO 3D

A partir du plan de l'analyseur présenté sur la Figure 45, un fichier CAO a pu être réalisé avec le logiciel CATIA par T. CAMUS. Une vue en coupe est présentée sur la Figure 47. L'objectif de l'étude de ce paragraphe est de vérifier que le comportement de l'analyseur désigné sur la Figure 47 donne des résultats similaires à l'analyseur original étudié dans la partie précédente.

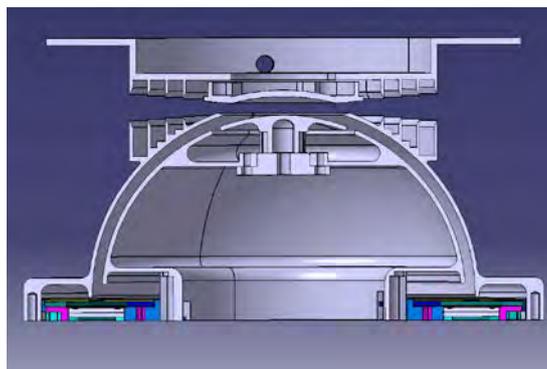


Figure 47 : Vue de coupe de l'analyseur d'AMBRE 2

Pour effectuer une simulation plus complète qui tient compte de la mécanique de l'instrument, le couvercle de l'analyseur est ajouté sur la CAO puis exporté vers un format compatible avec le logiciel de simulation SIMION. La Figure 48 montre le fichier mécanique de l'analyseur utilisé pour cette simulation 3D.

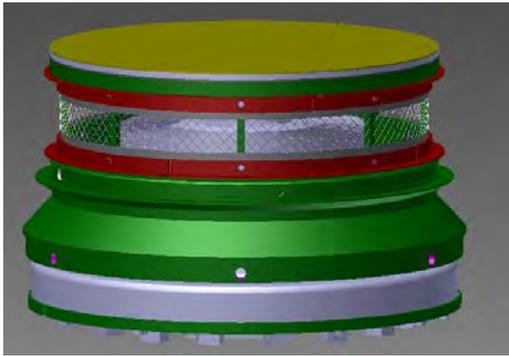


Figure 48 : Design CAO de la tête de mesure d'AMBRE 2

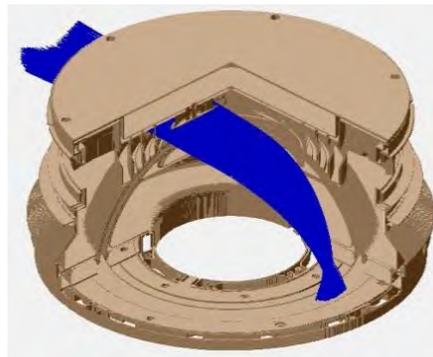


Figure 49 : tracés des particules calculés par simulation à partir du fichier CAO

Les Figure 50 et Figure 51 comparent les résultats obtenus lors des simulations 3D avec les résultats obtenus lors des simulations précédentes. La Figure 50 montre la variation du facteur de géométrie en fonction du rapport des tensions de polarisation des électrodes de la sphère interne. Les résultats de simulation obtenus avec les fichiers mécaniques 2D et 3D sont similaires avec une variation supérieure à une décade, comme souhaitée. La Figure 51 montre la variation du facteur k, qui passe d'une valeur autour de 9 pour le facteur de géométrie maximale à une valeur autour de 8. Les deux types de simulation donnent des résultats similaires ce qui valide le design de cet analyseur. Toutefois, un léger offset est visible entre les deux courbes. La calibration de l'instrument en pratique aura pour but de déterminer laquelle de ces deux méthodes permet d'avoir la meilleure caractérisation de l'analyseur.

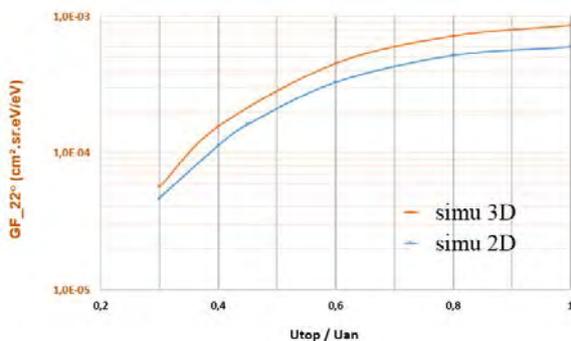


Figure 50 : Comparaison de la variation du facteur de géométrie entre simulations 2D et 3D

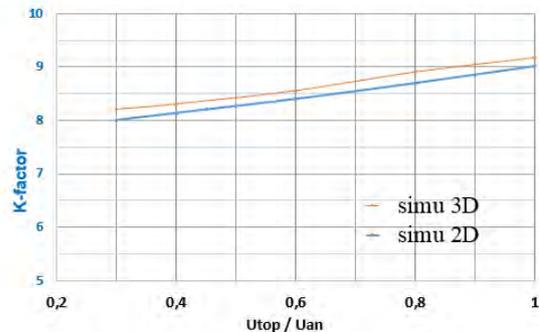


Figure 51 : Comparaison de la variation du facteur k entre simulations 2D et 3D

Les performances de l'analyseur étant connues et vérifiées, le prochain chapitre se focalise sur le système de détection, qui a pour but de convertir la sélection d'une particule en une impulsion de tension.

#### II-4) Design de l'instrument CSW : mission THOR

Un autre travail qui a été réalisé au cours de cette thèse porte sur le design de l'instrument CSW de la mission THOR qui est une mission en cours de sélection ESA (agence spatiale européenne). La mission THOR contrairement à AMBRE a pour ambition de faire des mesures scientifiques à très haute résolution. L'instrument CSW (Cold Solar Wind) est dédié à la caractérisation du vent solaire froid, et plus particulièrement des ions positifs. Ce travail a fait l'objet d'une publication qui se trouve en annexe 3, et dont voici un résumé.

### II-4-1. Structure générale de l'instrument

La Figure 52-a présente une vue de coupe de l'analyseur de l'instrument CSW. Comme pour AMBRE cet instrument utilise un analyseur électrostatique de type « top hat » avec comme détecteurs, des multiplicateurs d'électrons. La principale différence, du point de vue design, réside dans l'utilisation de déflecteur électrostatique en entrée de l'analyseur pour le balayage en élévation pour CSW, contrairement à AMBRE qui réalise ce balayage via la rotation du satellite.

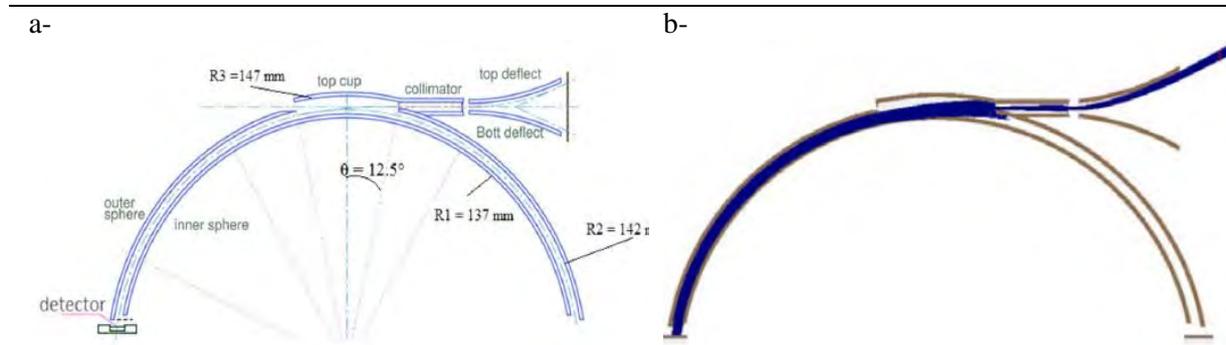


Figure 52 : (a) design de l'instrument CSW / (b) trajectoire des particules calculé par simulation traversant l'instrument et les déflecteurs (partant des détecteurs vers l'extérieur de l'instrument)

Ces déflecteurs lorsqu'ils sont polarisés, défléchissent les particules en entrée ce qui permet de contrôler l'élévation des particules à caractériser en énergie, comme illustré sur la Figure 52-b. L'enjeu des travaux sur ce design a consisté à étudier et à optimiser le design de ces déflecteurs (pré-conçus par A. Fedorov) de façon à avoir une plage de mesure respectant les besoins scientifiques ( $\pm 24^\circ$ ), pour des tensions de polarisation minimales et sans variation des caractéristiques de filtrages de l'analyseur.

### II-4-2. Performance de CSW

*Les caractéristiques de l'instrument CSW sont résumées dans le*

Tableau 2 et comparées avec celles d'AMBRE 2.

	Caractéristiques	CSW (THOR)	AMBRE 2
Opérationnelles	Diamètre sphère externe	28 cm	8.3 cm
	Masse de l'instrument	10.6 kg	< 1,5 kg
	Consommation	15.8 W	< 1,5 W
Scientifiques	Résolution azimutale	1.5 °	22 °
	Résolution en élévation	1.5 °	< 8 °
	Résolution en énergie	7%	< 15 %
	Plage d'énergie	qq eV – 20 keV	qq eV – 30 keV
	Plage d'azimut	$\pm 24^\circ$	360 °
Instrumentales	Plage d'élévation	$\pm 24^\circ$	360 °
	Facteur k	13.8	9,1
	Facteur de géométrie	$4,4.E-5(\text{cm}^2. \text{sr. keV/keV})^{-1}$	$1,6.E-3(\text{cm}^2. \text{sr. keV/keV})^{-1}$

Tableau 2 : Comparaison des caractéristiques entre CSW (THOR) et AMBRE 2



## III- Carte de détection

Ce chapitre est consacré à l'étude de la carte de détection nécessaire à AMBRE 2. La carte de détection a pour rôle d'indiquer à la partie numérique la sélection d'une particule par l'analyseur.

### III-1) Principe des détecteurs

Cette première partie traite des détecteurs avec la présentation de leur principe de fonctionnement ainsi que de leurs caractéristiques.

#### III-1-1. Présentation des détecteurs : MCP

Les détecteurs utilisés pour ce type d'instrument sont des galettes à micro-canaux (Micro Channel Plate). Les MCP sont des galettes de verre dopées et composées de micros canaux comme illustré sur la Figure 53, qui sont polarisées à une haute tension (quelques kilovolts). Lorsqu'une particule rencontre une des parois des micros canaux, des électrons secondaires sont émis, créant ainsi un effet avalanche en direction de la sortie des détecteurs, comme illustré sur la Figure 54.

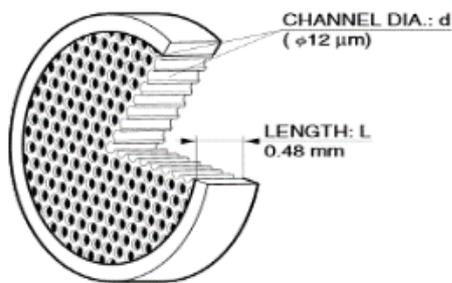


Figure 53 : illustration d'une MCP [16]

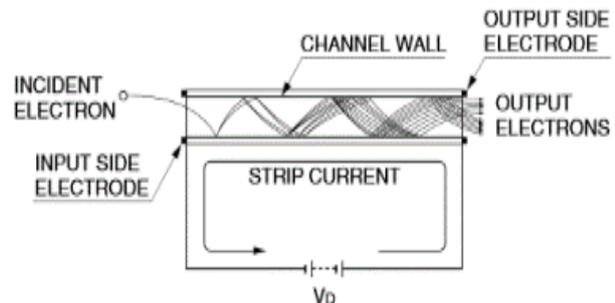


Figure 54 : illustration du principe des MCP [16]

En pratique les MCP ne sont pas utilisées seules mais empilées soit par deux en « chevron » comme illustré sur la Figure 55, ou par trois en « Z-stack » comme visible sur la Figure 56. L'empilement des MCP permet d'augmenter le nombre de canaux actifs à chaque changement de MCP, et donc d'augmenter la charge totale collectée par les anodes lors de la détection d'une particule, passant d'un gain autour de  $10^3$  pour une MCP, à un gain de  $10^6$  pour le « chevron » ou de  $10^9$  pour le « Z-stack » [15].

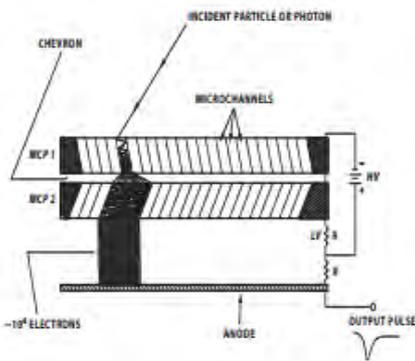


Figure 55 : Schéma d'un stack de MCP en chevron [15]

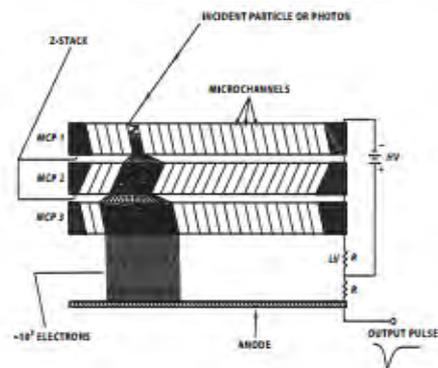


Figure 56 : Schéma d'un stack de MCP en Z-stack [15]

L'empilement de trois MCP comme présenté sur la Figure 56 permet d'avoir un gain plus important qu'avec l'empilement chevron. Cependant, pour avoir ce fonctionnement la valeur de la tension de polarisation doit être plus importante pour ce mode, autour de 3kV-4kV, au lieu des 2kV-3kV pour la configuration chevron. L'enjeu d'AMBRE 2 étant d'avoir un instrument faible consommation, et n'ayant pas la nécessité d'avoir un gain aussi important ; la configuration qui est utilisée et étudiée par la suite est l'empilement chevron.

### III-1-2. Caractéristiques des MCP

À présent que le principe des détecteurs est présenté, cette partie s'intéresse à leurs caractéristiques. En pratique la réponse de ces détecteurs est caractérisée à travers deux grandeurs : le gain des MCP, qui correspond au nombre d'électrons secondaires émis lors de la détection d'une particule par unité de temps, et le taux de comptage qui correspond au nombre de particules que le détecteur est capable de détecter en une seconde.

#### a) Taux de comptage et saturation

La première caractéristique qu'il faut étudier en pratique est celle tracée sur la Figure 57, qui correspond au taux de comptage mesuré en fonction de la tension de polarisation appliquée. Pour un flux de particules donné le taux de comptage augmente avec la tension de polarisation jusqu'à l'apparition d'un coude, avant que le taux de comptage ré-augmente après une valeur plus haute de la tension. En pratique les MCP devront être polarisées avec la tension de polarisation correspondant au coude de façon à avoir le taux de comptage maximal avec la valeur de haute tension la plus faible possible et d'avoir la variabilité la plus faible, notamment pour les calibrations. L'augmentation de la tension de polarisation ayant pour effet non seulement d'augmenter le gain mais aussi de réduire la durée de vie des détecteurs, il faudra veiller à ne pas trop l'augmenter. Avec le vieillissement, le gain des MCP se dégrade, et il faut régulièrement (en vol) augmenter les tensions de polarisation des MCP afin de compenser cette perte de gain [15].

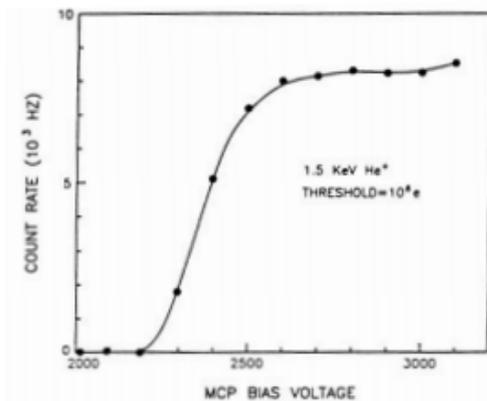


Figure 57 : Taux de comptage en sortie des MCP en fonction de la tension de polarisation [15]

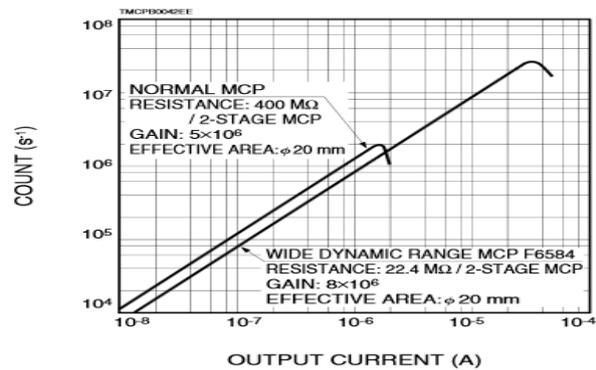


Figure 58 : Taux de comptage de la MCP fonction du courant de sortie [16]

Une autre caractéristique des MCP liée au taux de comptage est leur possible saturation. La Figure 58 montre le taux de comptage mesurable en fonction du courant de sortie moyen délivré par ces détecteurs, où une saturation est visible au-delà d'un certain courant, ce qui entraîne la paralysie du système. Cette saturation vient du fait que lorsqu'une particule est détectée, les électrons secondaires émis modifient la distribution de potentiel localement dans la MCP. Ce rééquilibrage de potentiel se fait avec le courant de conduction qui circule dans la MCP ( $V_{pola}/R_{mcp}$ ). Si pendant ce temps une particule entre dans le détecteur, le gain des MCP devient plus faible. Ainsi, lorsque les taux de comptage deviennent très importants, le gain des MCP diminue jusqu'à ne plus pouvoir délivrer une charge suffisante en sortie pour être détectée par l'électronique front end. Ceci entraîne l'écroulement du taux de comptage et un effet de saturation. Cette saturation étant dépendante du courant de conduction, plus la résistance des MCP est faible, plus la saturation apparaît pour des taux de comptage élevés, comme visible sur la Figure 58.

De manière générale, on considère que pour avoir un gain constant (et donc éviter la saturation) il faut que le courant de sortie moyen soit inférieur à 1/10 du courant de conduction [16]. Avec un empilement de deux MCP de 25 MΩ polarisée à 2500V le courant de sortie limite est autour du  $\mu A$ , ce qui veut dire un taux de comptage maximal autour de 1 000 000 coups/s/cm<sup>2</sup>.

## b) Gain et efficacité des MCP

Une autre caractéristique des MCP est le gain. Il correspond au nombre d'électrons secondaires émis lors de l'avalanche créée par la détection d'une particule. La distribution du gain est une gaussienne, comme présenté sur la Figure 59, où l'augmentation de la tension de polarisation a pour effet d'augmenter le gain des MCP d'une part mais aussi d'étaler la distribution. En fonctionnement nominal les MCP ont un gain autour d'un million, correspondant à une charge électrique délivrée autour de 160 fC. Pour l'électronique front end il faudra donc veiller à avoir un niveau de bruit inférieur à  $5 \cdot 10^5$  électrons (80 fC), pour pouvoir mesurer entre 50% et 90% de la distribution en régime nominal [15].

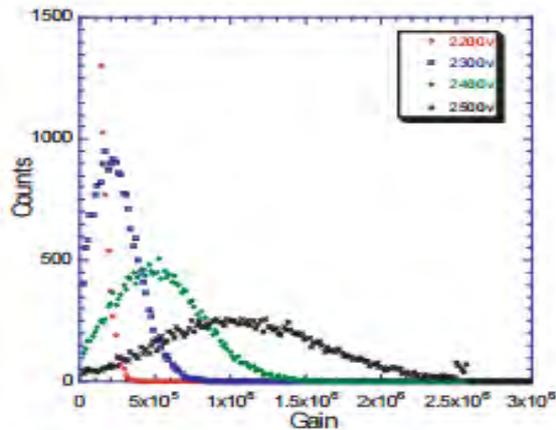


Figure 59 : Distribution du gain des MCP en chevron pour différentes valeurs de haute tension [15]

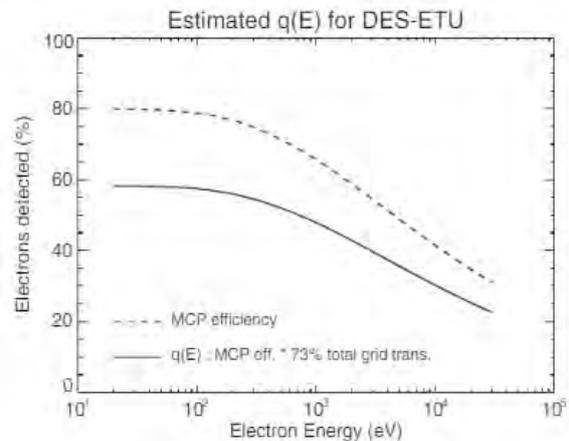


Figure 60 : Efficacité des MCP estimée en fonction de l'énergie des électrons reçus [10]

Enfin, le dernier paramètre à étudier pour les MCP est leur efficacité qui caractérise le ratio du nombre de particules détectées par rapport au nombre de particules reçues par les détecteurs. Ce paramètre varie avec l'énergie, l'angle et la masse des particules frappant les parois des MCP [15]. La dépendance avec l'énergie est tracée sur la Figure 60 pour des électrons détectés par des MCP polarisées de façon à accélérer les particules en amont des canaux avec une énergie de 200 eV – 300 eV, correspondant au point où l'efficacité des détecteurs est maximale [10]. On peut voir sur cette figure que l'efficacité des détecteurs diminue avec l'énergie des électrons, passant de 80 % à une valeur autour de 40 % pour les particules ayant une énergie autour de 30 keV. On peut noter que l'efficacité n'est jamais égale à un, à cause des zones mortes présentes entre les canaux des détecteurs.

La dépendance de l'efficacité avec l'angle incident des particules mesurées peut être limitée en s'assurant que l'angle de biais des MCP est adapté à la trajectoire des particules sortant de l'analyseur, pour les cas où la plage d'azimut est inférieure à 360°. Dans le cas contraire, comme c'est le cas pour AMBRE 2, les calibrations auront pour but de mesurer les variations de l'efficacité des détecteurs en fonction de l'azimut, afin de le prendre en compte lors des mesures. Cependant il y aura toujours une dépendance entre la masse des particules et l'efficacité, ce qui a peu d'impact sur les mesures d'AMBRE puisque 90 % des particules mesurées seront des protons et des électrons [3].

La détermination en pratique de l'efficacité des détecteurs se fait en comparant le facteur de géométrie (taux de transmission) de l'instrument obtenue après calibration sous vide avec le facteur de transmission déterminé par simulation [10].

### III-2) Principe de l'électronique front end

A présent que les détecteurs ont été introduits, ce chapitre se poursuit avec la présentation du fonctionnement de l'électronique front end avant de s'intéresser au design de la carte d'acquisition complète.

### III-2-1. Principe de fonctionnement

L'objectif de l'électronique front end est de convertir la charge électrique produite par les MCP en une impulsion de tension qui indiquera à la partie numérique qu'une particule a été détectée. Ces détecteurs peuvent être modélisés par une source de courant négatif en parallèle avec une capacité parasite [17], comme visible sur la Figure 61. La forme du courant délivré par les MCP est présentée sur la Figure 62, où l'impulsion a une largeur totale autour de la nanoseconde avec une amplitude qui donne une intégrale moyenne autour de 160 fC.

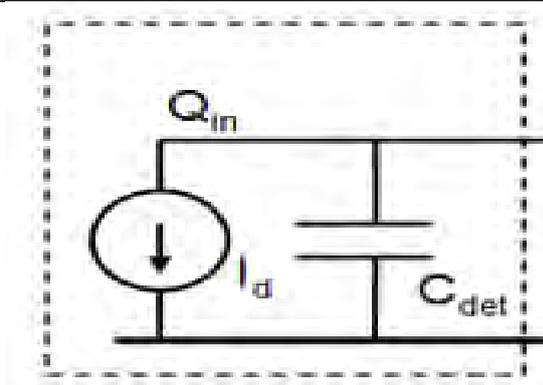


Figure 61 : Modèle électrique des MCP [17]

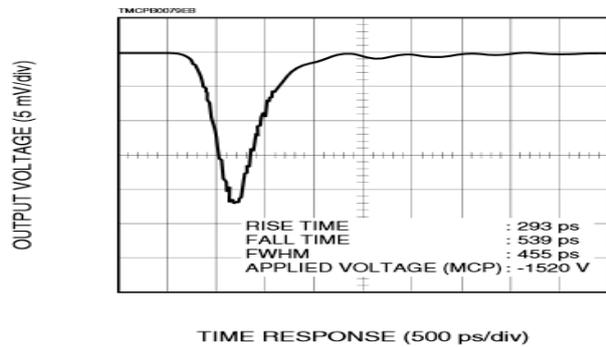


Figure 62 : Chronogramme de l'image du courant délivré en sortie des MCP [16]

Le schéma de principe de l'électronique front end est présenté sur la Figure 63. La chaîne de mesure est composée d'un préamplificateur de charge (CSA). Il a pour rôle d'intégrer le courant délivré par la MCP sur l'anode afin d'avoir en sortie une tension analogique dont l'amplitude est proportionnelle à la charge délivrée par les détecteurs. Un compromis est cependant à faire sur l'intégrateur afin qu'il puisse se décharger avec une constante de temps suffisamment grande pour intégrer toute la charge délivrée sans pour autant dégrader la dynamique du système de détection et avoir un taux de comptage maximal qui soit limité uniquement par les détecteurs [17]. La tension en sortie du préamplificateur de charge est ensuite comparée à une tension de référence externe choisie de manière à détecter tous les coups tout en supprimant d'éventuelles diaphonies entre les voies de l'électronique front end, pour fournir en sortie un signal carré qui sera envoyé à la partie traitement numérique.

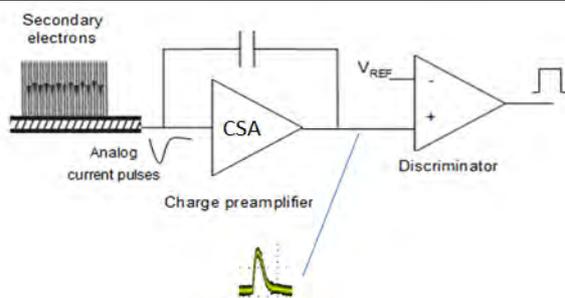


Figure 63 : Schéma de principe de l'électronique front end [17]

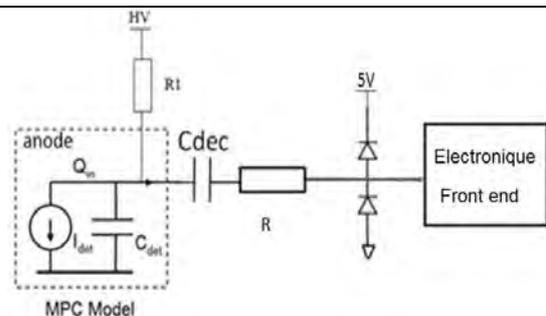


Figure 64 : Schéma réel du couplage entre les anodes et l'électronique front end

Un dernier point important pour le design de la carte de détection est l'interface entre l'anode des MCP et l'électronique front end. Comme présenté sur la Figure 64, l'anode est polarisée à une haute tension à travers une résistance de valeur élevée, autour de  $1M\Omega$ . La grille du transistor d'entrée du front end étant polarisée à une tension d'environ 1 volt, une capacité de découplage est insérée entre les deux sous-systèmes. Afin de protéger l'électronique des décharges électrostatiques, une résistance R ainsi que des diodes de protection sont insérées en amont. Cependant, ces composants entraînent des modifications sur le signal fourni par les MCP, comme une augmentation de la durée d'impulsion à cause de la résistance R, mais aussi la présence d'oscillations à cause des capacités parasites induites par les diodes qu'il faut considérer (comme présenté dans l'étude de l'annexe 2).

Pour AMBRE 2, l'électronique utilisée est un ASIC qui est un circuit intégré incluant seize voies d'intégration de charge avec les discriminateurs. Ce composant permet de réduire la consommation et l'encombrement de l'électronique front end, par rapport au cas où des amplificateurs discrets seraient utilisés, comme c'était le cas pour AMBRE 1 avec des AMPTEK [28].

### III-2-2. Présentation de l'ASIC du LPP

L'ASIC utilisé pour l'instrument AMBRE 2 est celui qui a été développé par le Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP ; Paris) pour l'instrument EAS (Electron Analyser Sensor) de la mission Solar Orbiter, qui utilise des MCP. Cet ASIC est composé de 16 chaînes de mesure qui sont reliées aux 16 anodes d'AMBRE 2. Chacune de ces chaînes est composée d'un préamplificateur de charge suivi d'un comparateur comme visible sur le synopsis de la Figure 65. Le principe utilisé pour cet ASIC est identique à celui présenté sur la Figure 63. Cependant, une partie numérique a aussi été implémentée ici. La partie numérique comprend deux fonctions, comme visible sur la Figure 63. Elle permet d'une part de générer les tensions de seuil de chaque voie en interne avec des DAC (Digital to Analog Circuit : convertisseur numérique analogique), mais aussi de tester l'ASIC en interne en simulant l'arrivée d'une charge en entrée du préamplificateur de charge (CSA).

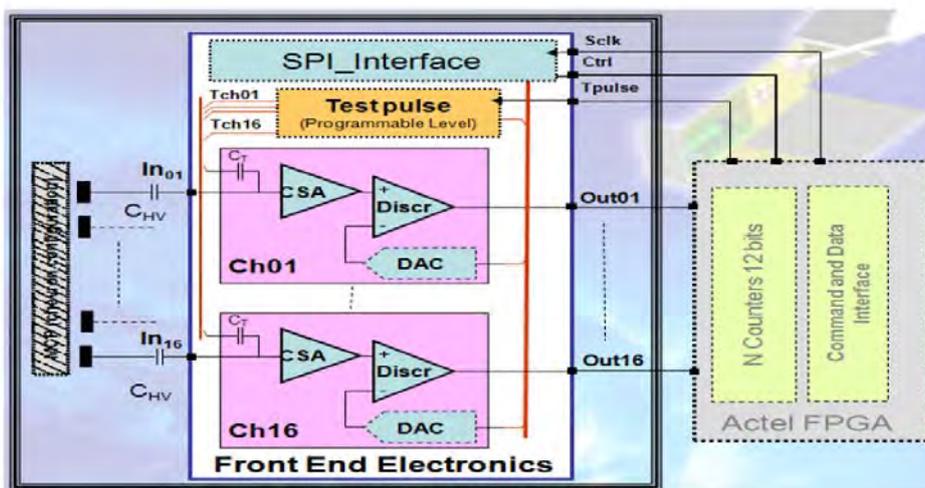


Figure 65 : synopsis de l'ASIC 001 développé par le LPP [18]

La configuration de l'ASIC, qui comprend les différentes tensions de seuil ainsi que le test interne, se fait par liaison SPI. La liaison SPI (Serial Peripheral Interface) est une liaison série bidirectionnelle synchrone qui est composée de trois E/S : une pour l'horloge, une pour les données entrantes et une pour les données sortantes. Le message à envoyer à l'ASIC est un mot de 16 bits qui permet soit de configurer

les tensions de seuil avec des DAC 10 bits, soit de configurer le test interne avec une charge variable contrôlable via un dac 8 bits, comme illustré sur la Figure 66.

Serial bit number	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
Thresholds DACs	ADDRESS 0 to 15				DATA (10 bit)											1	X
Test Pulse DAC	X	X	X	X	DATA (8 bit)								X	X	0	X	
Command bit value	a0	a1	a2	a3	b0	b1	b2	b3	b4	b5	b6	b7	b8	b9	a4		
	LSB	-	-	MSB	LSB	-	-	-	-	-	-	-	-	-	MSB	-	

Figure 66 : format des messages de commande de l'ASIC par liaison SPI [18]

Pour le test de la carte de détection avec les MCP sous vide, il faut veiller à concevoir une partie numérique pour la configuration de l'ASIC de telle sorte que les détecteurs puissent être caractérisés.

### III-2-3. Réalisation de la carte front end

A présent que les détecteurs et l'électronique front end ont été présentés, ce paragraphe traite de la réalisation de la carte de détection qui sera par la suite caractérisée. La carte de détection comprend l'alimentation des MCP, l'électronique front end ainsi que les circuits de protection qui font le couplage entre les anodes et l'ASIC. Le couplage utilisé est présenté sur la Figure 67, où la valeur de la capacité  $C_{det}$  est choisie autour de 1nF (valeur supérieure aux capacités parasites) de façon à collecter au niveau de l'ASIC toutes les charges délivrées par les détecteurs. La résistance  $R$  est choisie autour de 300  $\Omega$  de façon à ne pas trop ralentir l'écoulement des charges tout en limitant la présence d'oscillations dues aux capacités parasites, comme étudié dans l'annexe 2.

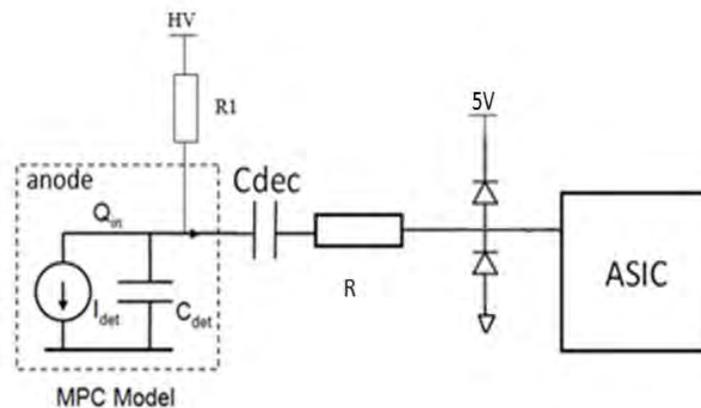


Figure 67 : Schéma réel du couplage entre les anodes et l'ASIC

Le routage de la carte de détection s'est fait avec la supervision du LPP. Le routage de cette carte est assez complexe de par la présence de haute tension autour de 3 kV pour l'alimentation des MCP, qui nécessite une attention particulière pour éviter tout claquage sur la carte. De plus, le routage conditionne les performances de l'ASIC, que ce soit pour éviter la diaphonie (qui apparaît lors d'un couplage capacitif entre l'entrée et la sortie de différentes voies) ou la présence de capacités parasites qui dégraderaient les performances de l'ASIC. Une autre contrainte pour la réalisation de la carte est l'encombrement, qui doit être faible afin de limiter le poids de l'instrument.

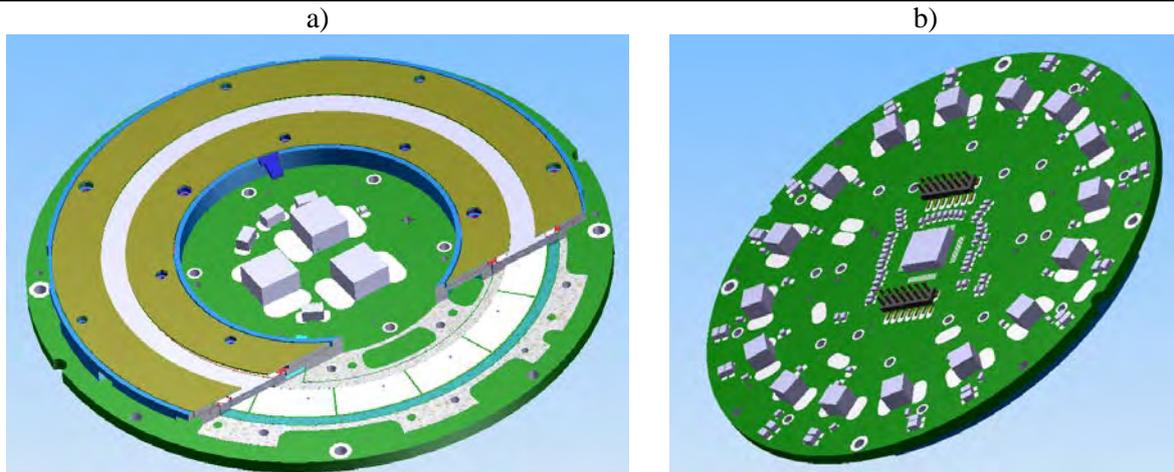


Figure 68 : Vue CAO de la carte de détection réalisée pour AMBRE 2 avec pour a) la vue de dessus et b) vue de dessous

La carte finalement réalisée est présentée sur la Figure 68, où la face supérieure contient les détecteurs composés d'un empilement de MCP au-dessus des seize anodes, et les capacités de filtrage pour l'alimentation des détecteurs (comme visible sur la Figure 68-a). La face inférieure contient l'ASIC. Il se situe au centre de la carte avec les capacités de découplage de la Figure 67 et les connecteurs pour la transmission des signaux (configuration de l'ASIC et mesure des taux de comptage pour les seize anodes, comme visible sur la Figure 68-b).

### III-3) Calibration de la carte front end

A présent que la carte de détection est réalisée, cette partie traite de sa caractérisation avant de valider sa réalisation.

#### III-3-1. Principe de calibration des MCP

L'objectif des calibrations est de déterminer les performances de la carte front end tout en vérifiant le bon fonctionnement de la chaîne de mesure complète, allant des MCP à la mesure des taux de comptage.

Les calibrations se passent en deux temps : des premiers tests sont réalisés sans détecteurs sur paillasse afin de mesurer les gains de conversion de chacune des voies de l'ASIC et de vérifier que le routage et les composants de protection ne perturbent les performances théoriques de l'ASIC. Ces tests ont aussi pour but de caractériser la diaphonie entre les voies de l'ASIC due aux différents couplages. Enfin, ces tests permettent aussi de vérifier la bonne configuration numérique de l'ASIC, qui est réalisée par communication SPI. Les seconds tests se font sous vide, et ont pour but de caractériser les MCP. La caractérisation de ces détecteurs passe par la détermination du point de fonctionnement nominal à travers la mesure du taux de comptage pour différentes tensions de polarisation, la mesure du gain (distribution de la charge délivrée par les MCP) et la mesure de la saturation des MCP.

Les résultats obtenus lors de la caractérisation de la carte de détection d'AMBRE 2 seront ensuite comparés avec les résultats obtenus lors de la calibration des détecteurs de MEA de BEPI COLOMBO, qui utilisent les mêmes MCP mais avec une électronique différente puisque pour cet instrument des amplificateurs discrets AMPTEK sont utilisés.

Pour effectuer ces tests, une carte numérique utilisant un microcontrôleur a dû être réalisée, dont le but est de configurer les seuils de l'ASIC par liaison SPI à partir d'une tension DC externe.

### III-3-2. Calibration sur paillasse

#### a) Configuration de l'ASIC

Les tests réalisés sur paillasse consistent dans un premier temps à vérifier que les deux cartes fonctionnent et, dans un deuxième temps, à définir la relation entre la tension de sortie des DAC de l'ASIC (transmis en binaire) et la tension DC externe fournie au microcontrôleur pour le contrôle des seuils.

#### *Configuration des seuils*

Le premier test présenté ici a pour but de contrôler la configuration du seuil. Pour cela, la sortie de l'ASIC « DAC\_TEST » qui est la sortie des DAC générant la tension de seuil est mesurée pour différentes tensions de seuil envoyées au microcontrôleur. La variation de la tension de sortie de l'ASIC en fonction de la tension de seuil envoyée est présentée sur la Figure 69.

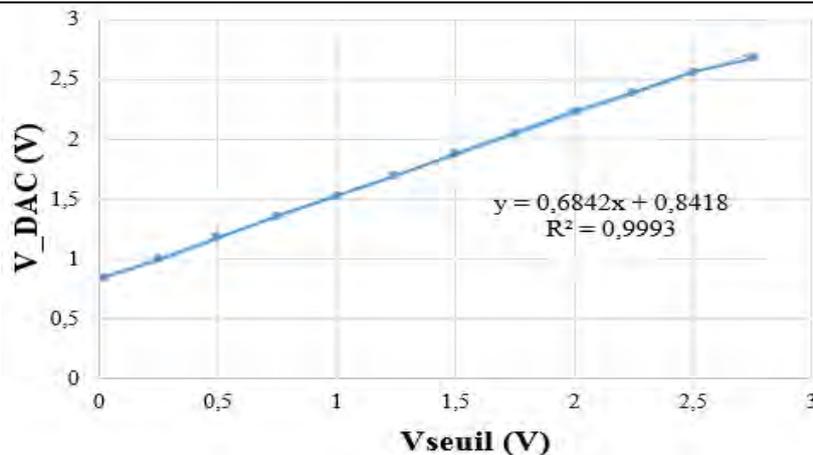


Figure 69 : Variation de la tension de sortie des DAC en fonction de la tension de seuil envoyée au microcontrôleur

La tension des DAC interne de l'ASIC varie bien en fonction de la tension de seuil comme souhaité, la courbe sera réutilisée par la suite pour connaître le gain des MCP.

#### *Fonction de test interne*

Enfin, pour la configuration de l'ASIC il reste à tester la fonction de test interne, ce qui permet en même temps de vérifier que le CSA et le comparateur fonctionnent. Pour cela, les sorties de l'ASIC de test, du CSA et du comparateur sont observées à l'oscilloscope pendant l'envoi d'une consigne de test. Le résultat de la mesure faite lors de ce test est présenté sur la Figure 70. Lorsque le signal de test (jaune) suit un front descendant, le CSA voit une charge entrante négative, ce qui entraîne l'apparition d'un signal positif à sa sortie (bleu). Et lorsque ce signal a une amplitude supérieure à la tension de seuil, le comparateur est activé, entraînant l'apparition d'un pulse de tension en sortie (violet).

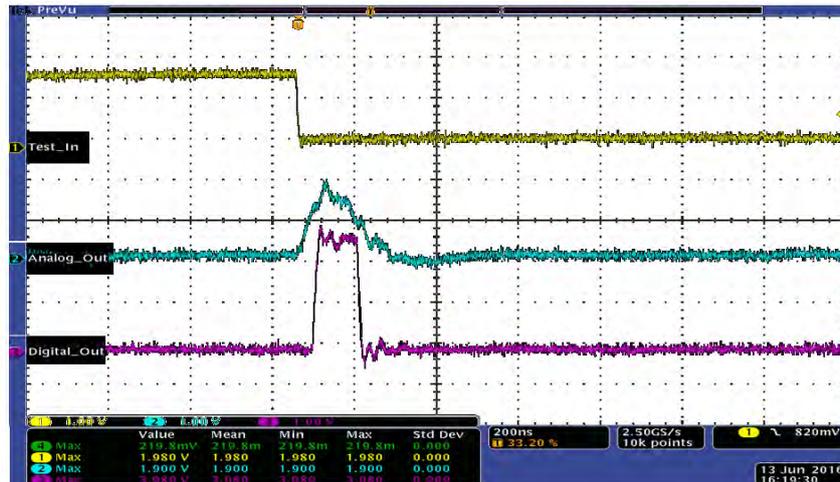


Figure 70 : Chronogramme des signaux de test (jaune), du CSA (bleu) et du comparateur (violet)

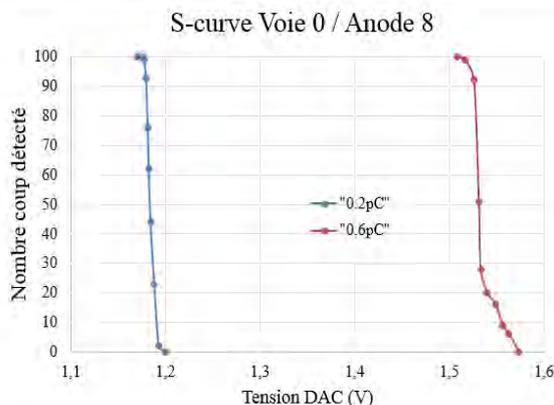
Ce dernier test montre, d'une part, que la communication est opérationnelle, mais aussi que l'ASIC fonctionne correctement.

### b) Gain de l'ASIC

La caractérisation de l'ASIC sur paillasse se fait avec un GBF qui simule une charge électrique en entrée de l'ASIC à travers un front descendant d'amplitude  $\Delta V$  appliqué sur l'anode à caractériser via une capacité C, la charge simulée en entrée de l'ASIC vaut :  $\Delta Q = C \cdot \Delta V$ .

Le gain de l'ASIC est déterminé à l'aide des S-curves, qui sont obtenues en traçant le pourcentage de coups détectés en fonction de la tension de seuil pour deux charges différentes (0.2 pC et 0.6 pC) pour chacune des voies. Pour cela, 100 impulsions sont envoyées en entrée de l'ASIC, le nombre d'impulsions détectés par l'ASIC est mesuré sur toute la plage de tensions de seuil. La tension de seuil pour laquelle le nombre de coups mesurés est égal à 50 est associée à la charge injectée.

Avec les mesures faites pour 0.2 pC et 0.6 pC il est possible d'en déduire le gain de conversion pour chacune des voies, comme présenté sur la Figure 71 avec l'équation (III.1), où l'étude a été réalisée pour la voie 0 de l'ASIC.



$$V_{csa} = G_{csa} \cdot Q + V_{pola} \quad (eq. III.1)$$

$$G_{csa} = \frac{\Delta V}{0,4p} = 0,875 V/pC$$

$$V_{pola} = 1,005V \text{ (1V théorique)}$$

Figure 71 : mesure faite pour la voie 0 de l'ASIC (anode 8)

En répétant ces mesures pour les autres voies de l'ASIC utilisées pour le test sous vide, il est possible de déduire la variation du gain entre les voies, comme présentée sur la Figure 72. Celle-ci montre une dispersion de gain allant de 0.88 V/pC à 0.82 V/pC, ce qui est cohérent avec la datasheet de l'ASIC [18].

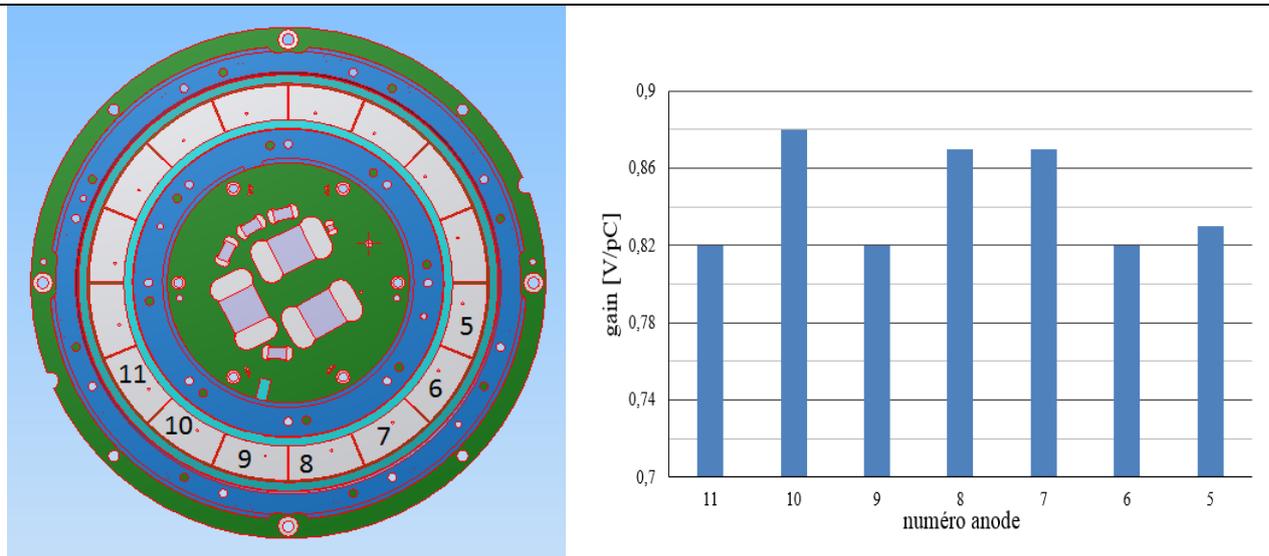


Figure 72 : variation du gain entre les voies de l'ASIC

Pour ces tests, sept voies ont pu être caractérisées uniquement, à cause de l'absence d'un EGSE (Electrical Ground System Equipment). Les tests complets pour les seize voies sont présentés dans le chapitre V avec la caractérisation du prototype complet.

### III-3-3. Calibration sous vide

#### a) Mesure du bruit

Avant la caractérisation des MCP, un premier test est réalisé afin de déterminer la plage de seuil qui permet d'éviter l'oscillation de l'ASIC due au bruit présent sur la carte. Pour cela les MCP sont polarisées avec une tension autour de 2,4 kV et les taux de comptage en sortie de l'ASIC sont mesurés sans activer le canon à électrons. La courbe obtenue est tracée sur la Figure 73, où le seuil minimal qui peut être utilisé est de 1,15 V (ce qui représente une charge équivalente de 0.18pC). Le bruit au niveau de l'ASIC est important ; 4 fois supérieur à celui visible lors des tests sur paillasse. Ce bruit est dû au banc qui utilise des câbles de longueur supérieure à 8 m pour transmettre les signaux analogiques.

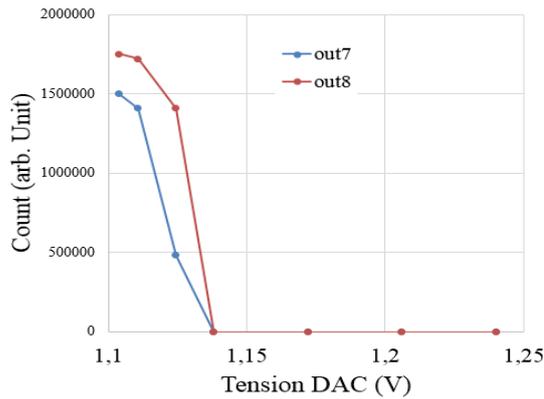


Figure 73 : coups fonction du seuil (Dark count & bruit)

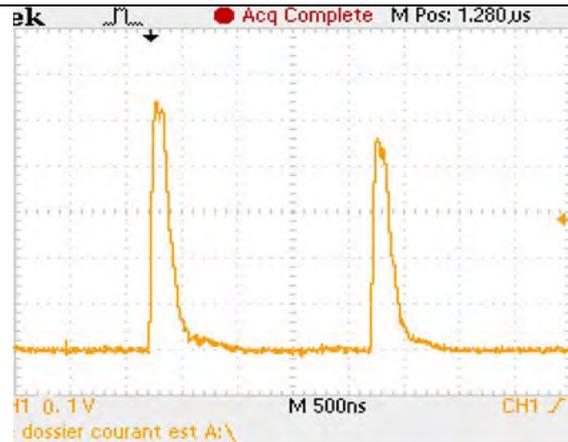


Figure 74 : chronogramme observé en sortie du CSA

Pour la caractérisation de la MCP, la tension de seuil est fixée à une valeur légèrement supérieure de 1,25 V. Lors de l'activation du canon à électrons le préamplificateur se déclenche, comme visible sur la Figure 74, montrant des signaux d'amplitude autour de la centaine de millivolts (ce qui est supérieur au bruit).

### b) Polarisation des MCP

A présent que la plage de seuil disponible est déterminée pour la détection des particules, il reste à caractériser les MCP. La détermination du fonctionnement nominal des MCP se fait par la mesure du taux de comptage en sortie de l'ASIC pour différentes tensions de polarisation. La courbe obtenue est tracée sur la Figure 75, où un coude apparaît pour une valeur de HT autour de 2800 V. Ceci correspond au point de fonctionnement des MCP.

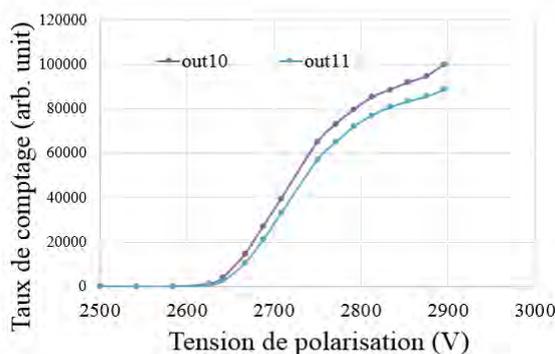


Figure 75 : Taux de comptage fonction de la polarisation pour deux anodes de la MCP

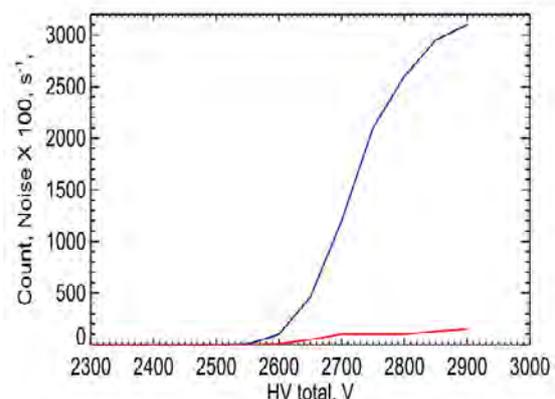


Figure 76 : polarisation mesurée pour BEPI

La Figure 76 présente les mêmes mesures effectuées avec des AMPTEK pour la mission BEPI COLOMBO. Les résultats sont cohérents avec ceux obtenus par l'ASIC, avec une saturation apparaissant pour une alimentation autour de 2800 V.

### c) Gain des détecteurs

A présent que le point nominal de fonctionnement des MCP a été déterminé, cette partie traite de la mesure du gain des MCP. Pour cela, deux méthodes de mesure sont utilisées : une première, déjà utilisée

avec des AMPTEK, se fait en mesurant la distribution de l'amplitude de sortie de la chaîne analogique, et une seconde utilisée pour l'ASIC avec la mesure des S-curves, comme présenté et utilisé lors de la caractérisation de l'ASIC sur paillasse [19].

#### Mesure à partir de la tension de sortie du CSA

La première mesure de gain est faite à travers la mesure de la distribution de l'amplitude max du signal en sortie du CSA, obtenue avec un ADC (Analog to Digital Circuit) et le logiciel SpectLab. La courbe obtenue est tracée sur la Figure 77. Le pic obtenu est pour une charge autour de 0.25pC pour une tension de polarisation appliquée de 2850V.

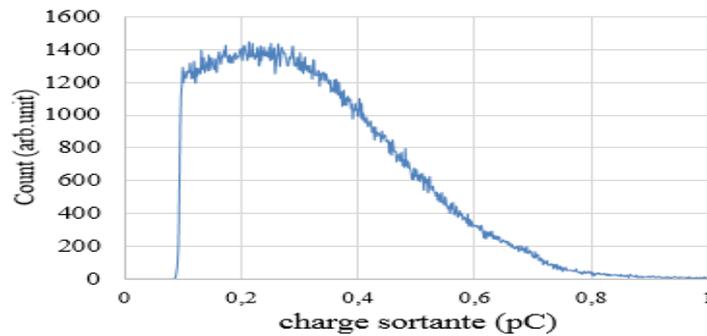


Figure 77 : distribution de la charge en sortie des MCP obtenue avec Spectlab

La distribution du gain est en théorie centrée sur une valeur autour de 200-300 fC (ce qui correspond à un gain autour de  $2 \cdot 10^6$  d'électrons), ce qui est cohérent avec la théorie et le tracé de la Figure 59.

#### Mesure à partir du S-curve

La méthode précédemment utilisée n'est pas adaptée pour des ASIC qui n'ont pas de sortie analogique disponible pour toutes les voies. C'est pour cela qu'une seconde méthode est utilisée à partir des sorties numériques [19]. Cette méthode consiste à mesurer le taux de comptage de chaque voie en fonction de la tension de seuil (mesure des S-curves) puis à dériver ces courbes pour avoir la fonction de distribution du gain de la MCP [19]. Les S-curves mesurées pour les différentes voies sont tracées sur la Figure 78 qui, en les dérivant, donne la distribution du gain des MCPs (en fonction de la tension de DAC qui peut être ramenée à la charge).

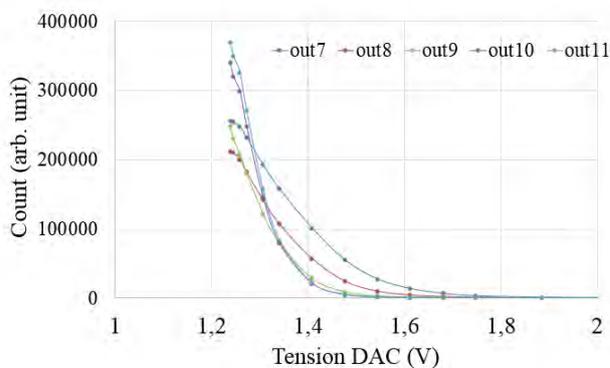


Figure 78 : S-curve mesuré avec MCP

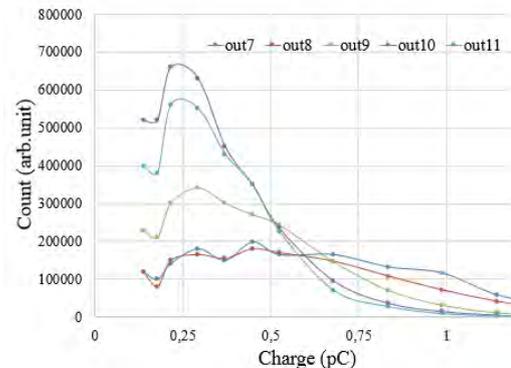


Figure 79 : Distribution de charge produite par la MCP

Les distributions de gain déduites avec cette méthode sont tracées sur la Figure 79. Le maximum est obtenu pour une charge autour de 0.25 pC, ce qui est en accord avec les mesures présentées sur la Figure 77. Cependant, pour que cette méthode permette d'avoir une mesure aussi précise que la précédente il faut pouvoir contrôler la tension de seuil avec une grande précision, ce qui n'est pas le cas lors de ces tests, à cause de la longueur des câbles et du bruit présent.

#### d) Saturation des MCP

Enfin le dernier test qui est présenté ici porte sur la saturation des détecteurs. Pour ce test le taux de comptage est mesuré en fonction du courant du filament du canon à électrons qui contrôle le flux d'électrons émis. La courbe obtenue pour une des voies est tracée sur la Figure 80, où le taux de comptage augmente avec le courant de filament jusqu'à l'apparition d'une saturation autour de 540 000 coups/sec qui entraîne la paralysie du système de mesure.

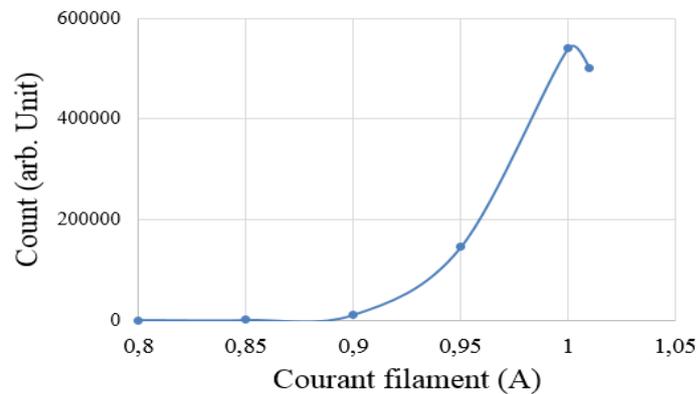


Figure 80 : Taux de comptage fonction du courant de filament

La courbe obtenue sur la Figure 80 est en accord avec le comportement théorique tracé sur la Figure 58, où lorsque le taux de comptage devient trop important, une saturation apparaît. Lors de la détection d'une particule des charges sont extraites de la MCP. Ceci entraîne la modification de la distribution de potentiel dans la MCP, qui se rééquilibre avec le courant de polarisation des détecteurs. Mais lorsque le taux de comptage est trop important le rééquilibrage n'a plus le temps de se faire et la charge extraite diminue jusqu'à ce que les détecteurs ne puissent plus mesurer les particules, entraînant la paralysie du système. En pratique, la saturation apparaît pour des taux de comptage autour de 1 000 000 coups/sec/cm<sup>2</sup>. Ceci correspond pour une anode d'AMBRE 2 à une saturation autour de 330 000 coups/sec, comme présenté sur la Figure 40.

Ici la mesure donne une saturation autour de 540 000 coups/sec, ce qui est du même ordre de grandeur que la saturation théorique. Cependant, les valeurs de la tension de polarisation ainsi que de la tension de seuil modifient le taux de comptage maximal, ce qui peut être à l'origine de l'écart avec la théorie.

#### e) Conclusion & remarques

Les tests sur paillasse ont permis de caractériser l'ASIC avec la carte de détection, ce qui a montré un gain de conversion autour de 0,86 V/pC avec une faible variation sur chacune des 7 voies qui ont été utilisées pour les tests avec les MCP. Les tests avec les détecteurs sous vide ont permis de montrer que l'ASIC et sa configuration par liaison SPI étaient fonctionnels, mais que le bruit présent lors de ces tests était important : supérieur à 3 fois celui visible lors des tests sur paillasse. Malgré le bruit, le gain des

détecteurs a pu être mesuré avec deux méthodes. La première consiste à utiliser la sortie analogique de l'ASIC, ce qui a montré des résultats cohérents avec la théorie. La seconde méthode consiste à utiliser les sorties numériques, ce qui a montré des résultats similaires. Cependant, pour avoir des mesures de qualité avec cette méthode il faut pouvoir contrôler les tensions de seuil de manière précise, ce qui n'était pas le cas lors des tests. Globalement les tests ont permis de montrer que l'ASIC était fonctionnel et que son comportement est similaire à celui des AMPTEK.

Pour les prochains tests il faudra caractériser la diaphonie présente entre les voies, en les excitant individuellement. Pour cela, l'analyseur électrostatique sera utilisé pour ses propriétés de focalisation azimutale avec comme source un plasma froid, comme illustré sur la Figure 138. De plus, afin d'augmenter la précision sur le contrôle des tensions de seuil un composant numérique intégré de type FPGA (Field Programmable Gate Array) devra être utilisé pour configurer l'ASIC numériquement et ainsi diminuer les problèmes de bruit.



## IV- Circuit haute tension

À présent que l'analyseur électrostatique et la carte de détection ont été étudiés, ce chapitre s'intéresse à l'étude des circuits haute tension qui servent à la polarisation des sphères du spectromètre et des détecteurs.

### IV-1) Polarisation des détecteurs

La première étude présentée ici porte sur le circuit de polarisation des MCP, qui doit être modifié afin de pouvoir détecter alternativement des ions et des électrons.

#### IV-1-1. Travail à réaliser

Comme mentionné dans le troisième chapitre les détecteurs utilisés ici sont des MCP. Ces MCP sont des galettes à micro canaux qui produisent des électrons secondaires par effet d'avalanche lorsqu'une particule est détectée. Pour les besoins d'AMBRE 2 les MCP sont utilisées en « chevron » et sont polarisées avec une tension autour de 2000V pour créer l'effet avalanche.

##### a) Polarisation d'un stack de MCP

Un stack de MCP est composé d'une grille en entrée pour pré-accélérer les particules entrantes (avec une énergie autour de 300eV afin de maximiser l'efficacité des détecteurs, comme discuté dans le précédent chapitre), de deux MCP polarisées avec une tension de 2400V et des anodes polarisées avec une tension supérieure à celle des MCP afin de collecter tous les électrons secondaires, comme visible sur les Figure 81 et Figure 82.

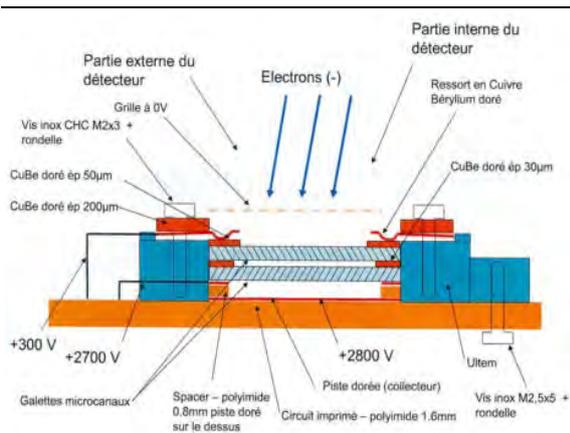


Figure 81 : Alimentation des MCP pour la détection des électrons

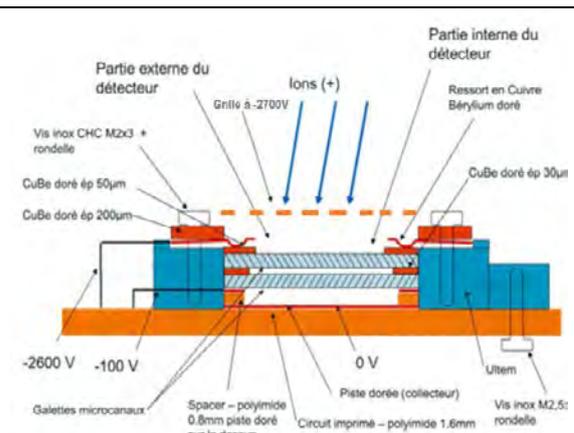


Figure 82 : Alimentation des MCP pour la détection des ions

Ces deux figures présentent l'alimentation des MCP pour la mesure des électrons (Figure 81) et des ions (Figure 82). Pour la mesure des électrons, le potentiel de la grille est à une tension nulle de façon à ne pas ralentir les électrons incidents, tandis que les MCP sont à des potentiels supérieurs pour accélérer tous les électrons et les collecter au niveau de l'anode avec un potentiel autour de 3000V. Pour la mesure des ions, la grille est à un potentiel négatif autour de -3000V (pour accélérer les particules incidentes et maximiser l'efficacité des MCP [15]) tandis que l'anode est à la masse pour la collecte des électrons secondaires.

Les différentes tensions intermédiaires (entre la grille et le collecteur) sont générées avec des diodes Zener, de telle sorte que seuls les potentiels de la grille et des anodes sont reliés à la sortie de la HT, comme illustré sur la Figure 83.

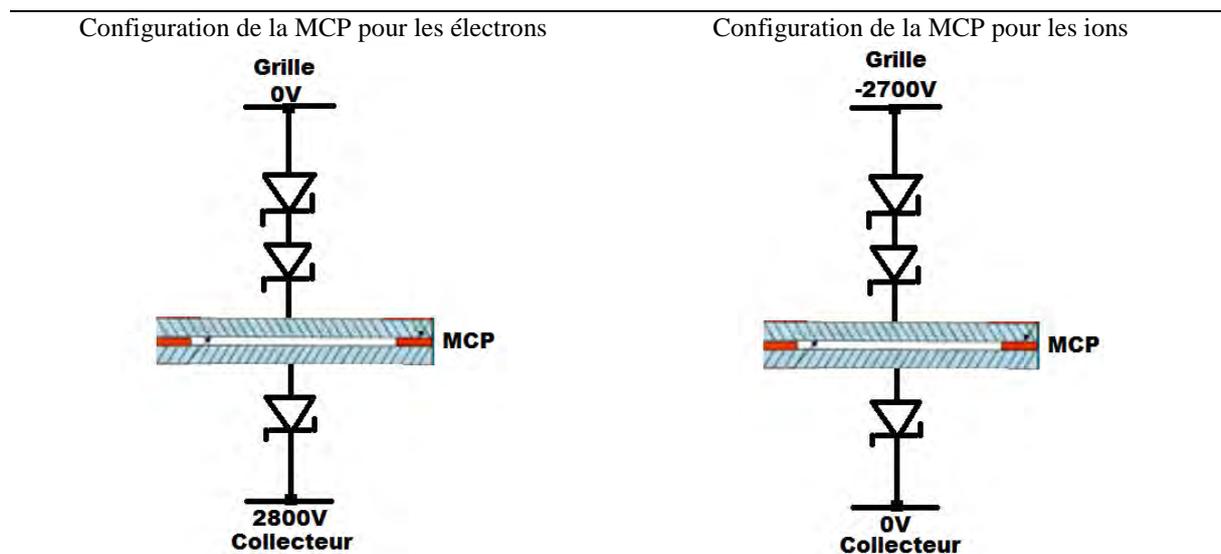


Figure 83 : Connexion des MCP avec le circuit de polarisation

L'enjeu pour la conception des circuits haute tension de AMBRE 2 consiste donc à concevoir un circuit qui permette de changer la configuration des MCP en générant en sortie une tension contrôlable et régulée autour de 3kV, qui devra soit être positive pour les électrons soit négative pour les ions.

#### b) Architecture des circuits haute tension à utiliser

Le travail à réaliser consiste donc à polariser les détecteurs de manière à pouvoir changer la configuration en fonction du type de particule à mesurer. Les circuits haute tension utilisés pour AMBRE 2 reprennent globalement les principes des structures utilisées pour MEA de BEPI COLOMBO et AMBRE 1, afin de pérenniser les développements réalisés à l'IRAP.

La Figure 84 illustre le principe du circuit de polarisation des détecteurs sur MEA. Celui-ci est composé, tout d'abord, d'un oscillateur à transistors qui, à partir des tensions d'alimentation continue 12V et -12V, génère une tension sinusoïdale au primaire du transformateur qui fournit en sortie une tension sinusoïdale avec une amplitude environ vingt fois supérieure à celle du primaire. Cette tension est ensuite redressée et multipliée grâce à un circuit multiplicateur composé de capacités et de diodes. La régulation de la haute tension se fait avec un régulateur PI (proportionnel intégral) qui compare une partie de la tension fournie en sortie (facteur 1 %) avec la tension de référence.

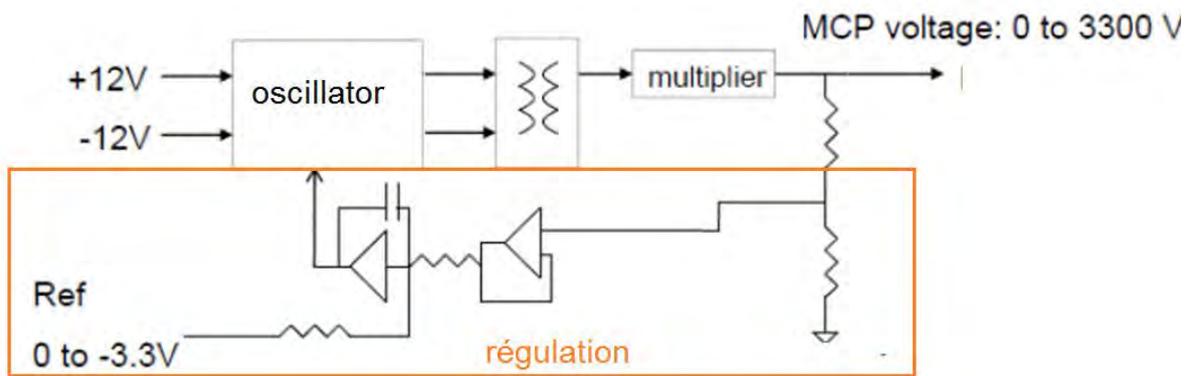


Figure 84 : synopsis du circuit utilisé pour fournir la haute tension des MCP de MEA

Le circuit présenté sur la Figure 84 est la cellule élémentaire qui sera utilisée pour la polarisation des détecteurs d'AMBRE 2. Pour la suite, la description des solutions possibles sera faite par rapport au nombre et à la configuration de ces cellules nommées « HT ».

#### IV-1-2. Etat de l'art des circuits de polarisation

Dans cette partie, différentes structures pour polariser les détecteurs ont été étudiées. Elles sont présentées ici, avec les résultats obtenus en simulation et les remarques associées.

##### a) Utilisation de deux HT référencées à la masse

###### Principe

Un premier circuit qui permet de réaliser la fonction désirée consiste à utiliser 2 « HT » reliées à la masse qui imposent leurs tensions aux bornes de la MCP. Parmi ces HT, l'une fournit une tension positive autour de 3000V aux anodes de la MCP lorsqu'elle est activée, tandis que l'autre fournit à la grille une tension négative autour de -3000V, comme visible sur la Figure 85. Lorsqu'une des deux HT est désactivée celle-ci présente une tension nulle, en sortie qui est appliquée soit au collecteur soit à la grille.

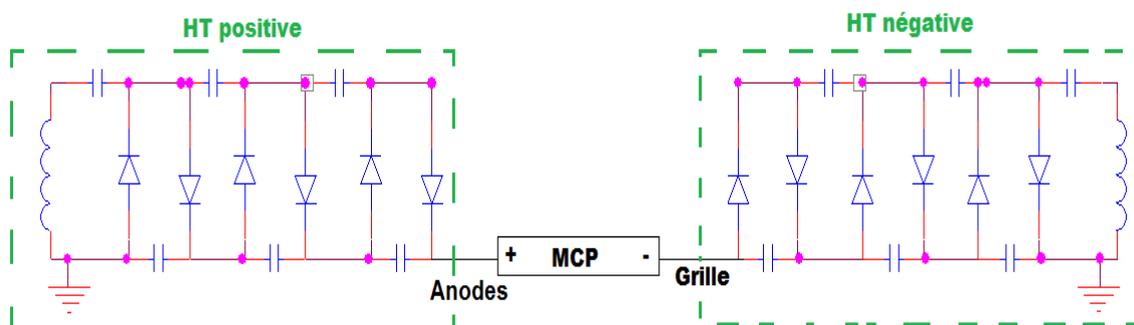


Figure 85 : Principe de la première structure

Ainsi pour la détection des électrons, la HT positive est activée tandis que la HT négative est éteinte. Alors que pour la détection des ions, les états des HT sont inversés.

### Simulation avec LTspice

Les résultats de simulations sont présentés sur la Figure 86, qui montre l'évolution de la tension entre les bornes du stack de MCP (en rouge), du potentiel des anodes (en orange) et du potentiel de grille (en bleu) pour des mesures alternées entre ions et électrons. Cette solution permet bien de changer la configuration des détecteurs. Cependant, un temps mort doit être respecté entre le changement de configuration pour éviter toute surtension aux bornes des MCP.

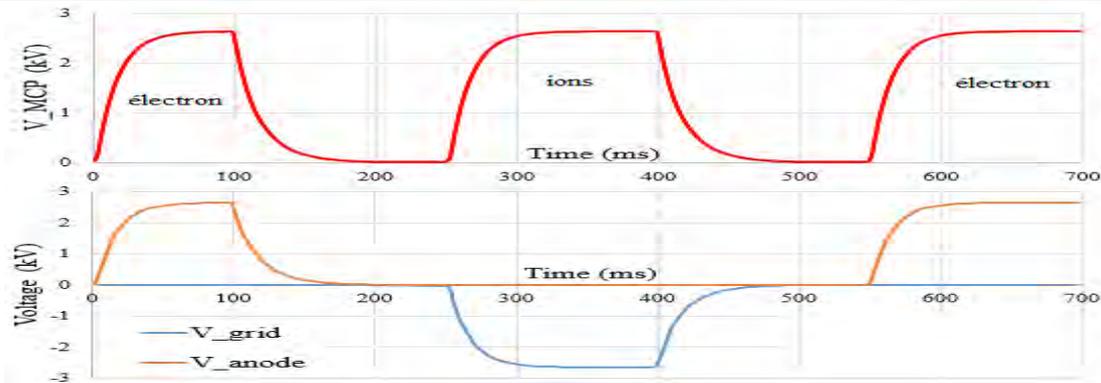


Figure 86 : Chronogramme des tensions de sortie pour la 1ère structure

Une autre limitation avec cette solution vient du fait qu'entre chaque changement de polarisation la MCP doit se décharger, puis se recharger comme visible sur la Figure 86, ce qui peut dégrader la durée de vie ainsi que les performances des MCP.

### b) Utilisation d'une HT flottante

#### Principe

Pour cette structure, l'idée est de conserver une tension constante aux bornes de la MCP entre la mesure des ions et celles des électrons, afin d'éviter tout stress de tension pour les détecteurs. Pour cela, deux « HT » sont utilisées, une qui fournit une tension constante autour de 3000V entre les bornes du stack, tandis que l'autre HT fixe l'offset entre la grille et la masse, comme visible sur la Figure 87. En fonction de l'offset appliqué (-3kV ou 0V) la configuration des détecteurs sera soit conforme à la mesure des ions, soit à celle des électrons.

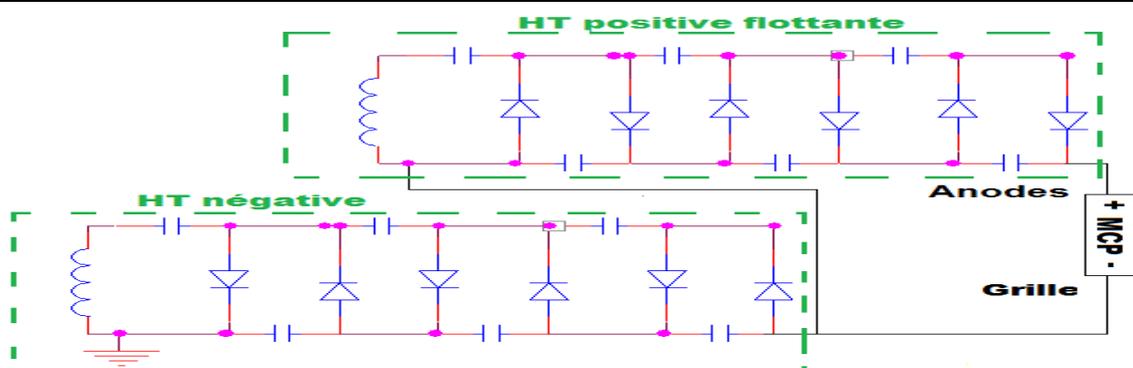


Figure 87 : Principe de fonctionnement solution 2

Pour la mesure des électrons, la HT négative est désactivée de façon à avoir un potentiel nul sur la grille et une tension positive de 3kV au niveau du collecteur. Dans le cas des ions, cette HT fournit une tension négative (égale en valeur absolue à la tension fournie par la HT flottante) de façon à avoir une tension nulle au niveau des anodes.

### Simulations LTspice

Les résultats de simulations sont présentés sur la Figure 88 avec l'évolution de la tension entre les bornes du stack (en rouge), du potentiel des anodes (en orange) et du potentiel de grille (en bleu) pour des mesures alternées entre ions et électrons. Cette solution permet bien de changer la configuration des MCP avec l'avantage de conserver une tension constante entre les détecteurs. Un autre avantage pour cette solution est d'avoir une meilleure dynamique puisque contrairement à la solution précédente, il n'y a plus de risque de surtension pour les MCP.

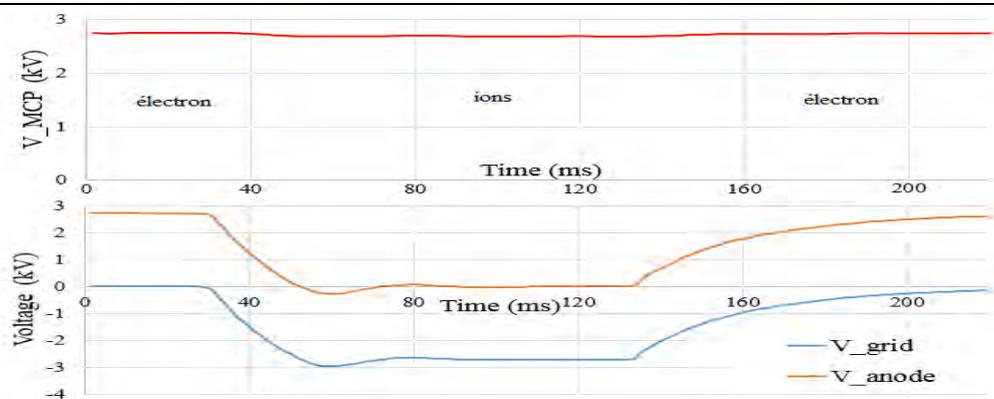


Figure 88 : Chronogramme des tensions de sorties pour la 2ème structure

Cependant, avec cette configuration un problème subsiste. A savoir le fait que, pour fonctionner, la HT flottante doit avoir un transformateur avec une tenue en tension supérieurs à 3kV entre son primaire et son secondaire tout en limitant l'encombrement du circuit.

### c) Utilisation d'une HT avec masse point milieu

#### Principe

Enfin, la dernière solution étudiée et présentée ici consiste à n'utiliser qu'une « HT » qui délivre une tension double par rapport au cas précédent. La masse, quant à elle, est connectée à un point milieu comme visible sur la Figure 89. La sélection du type de particule à détecter se fait en fonction de l'état des switches S. Pour le cas des électrons ce sont les Switches  $S1$  et  $S1'$  qui sont passants, alors que pour le cas des ions ce sont les switches  $S2$  et  $S2'$ .

Pour les simulations les switches sont considérés idéaux avec une résistance et un courant de fuite nuls.

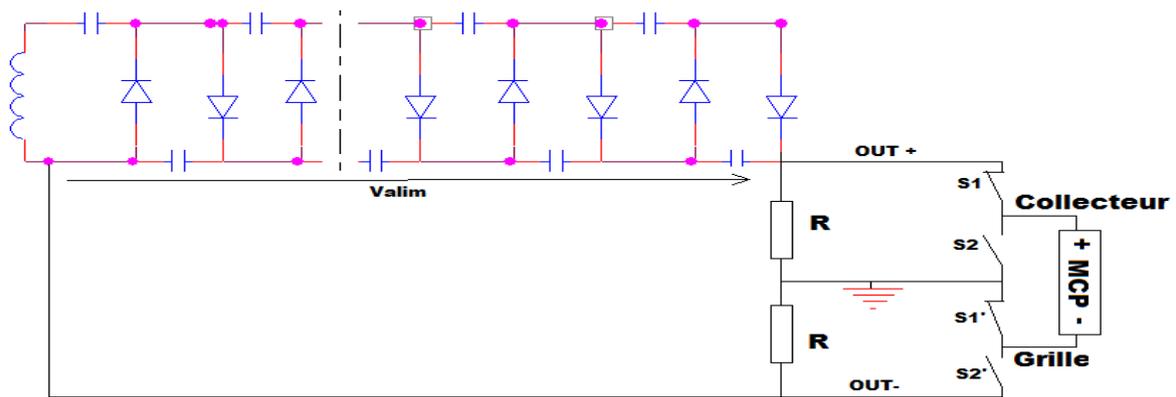


Figure 89 : principe de la troisième solution

### Simulation

Lors de la simulation un déséquilibre a été mis en avant lors de l'insertion de la MCP, comme visible sur la Figure 90 où les switches S2 et S2' sont actifs. En effet les détecteurs avec leur impédance autour de  $50M\Omega$  déséquilibrent le pont diviseur à cause du courant qu'ils absorbent. Pour limiter ce déséquilibre, le courant de sortie (qui circule dans la MCP) doit être négligeable devant le courant du pont diviseur. Ceci se traduit par une diminution de la valeur des résistances  $R$  et donc par l'augmentation de la consommation.

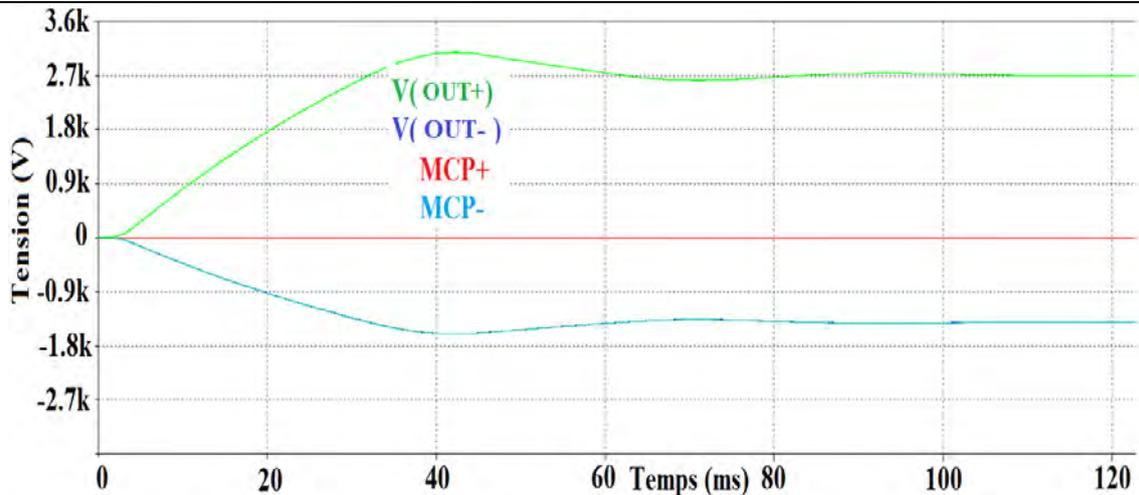


Figure 90 : Chronogramme des tensions de sortie pour la 3ème solution

En plus du problème du déséquilibre du pont diviseur, il faut savoir que les interrupteurs « hautes tensions » ne sont pas disponibles sur le marché. Seuls des optocoupleurs pourraient être utilisés mais les photodiodes (hautes tensions) présentes dans ceux-ci entraînent une chute de tension importante, ce qui ne permettrait pas de réguler la tension aux bornes de la MCP à partir de la régulation de la tension de sortie du circuit haute tension.

### d) Comparatif entre les différentes solutions étudiées

Dans cette partie, un comparatif entre les trois structures est présenté afin de déterminer celle qui présentera le meilleur compromis entre encombrement, consommation et performances.

### *Comparaison en termes de consommation*

Le Tableau 3 résume les principales caractéristiques des trois solutions étudiées précédemment. Les paramètres qui déterminent l'encombrement de chaque solution sont le nombre de « HT » utilisées ainsi que leur tension fournie (qui conditionne le nombre d'étages pour le multiplicateur) et le nombre de switches. Même si, à première vue, la troisième solution était plus intéressante de par l'utilisation d'une seule HT, l'utilisation de switches pour cette application n'est pas envisageable, puisque les composants qui s'en rapprochent le plus sont des optocoupleurs qui ont une chute de tension trop importante à leurs bornes à l'état actif. De plus, les simulations de cette structure ont montré que le pont diviseur se déstabilisait pour des faibles valeurs de R (et donc faible consommation). Le choix de la solution utilisée va donc se faire entre les deux premières structures. Au niveau de la consommation la première solution est légèrement plus intéressante que la seconde mais il faut aussi les comparer en termes de performances.

Critère	Solution 1	Solution 2	Solution 3
Nombre d'HT présente	2	2	1
Tension des HT	±3kV	±3kV	≈ 6kV
Switches	0	0	4
Nombre d'HT actives	1	1,5	1
Impédance de sortie	50MΩ	50MΩ ; 50MΩ->1GΩ	50MΩ // (2.R)
Puissance moyenne consommée	0.6W	0.75W -> 0.9W	-----

Tableau 3 : Comparatif des trois solutions pour la polarisation des détecteurs

### *Comparaison en termes de performances*

L'étude des performances se fait sur deux critères : la dynamique et l'impact sur la durée de vie des détecteurs. Pour la première solution, les MCP sont déchargées puis rechargées entre chaque changement de polarisation, ce qui limite la dynamique du circuit puisque les MCP sont généralement montées en tension par palier de 200V pour laisser le temps de chauffer et de dégazer. De plus, l'impact d'un stress de tension continue aux bornes des MCP est méconnu, et risque de dégrader les performances ainsi que la durée de vie des détecteurs. La seconde solution, quant à elle, a pour avantage d'appliquer une tension constante aux bornes des détecteurs même lors du changement de configuration, mais l'utilisation d'une HT flottante complique la réalisation du circuit.

Après discussion au sein de l'IRAP, ainsi qu'avec le CNES et EREMS, sur le choix de la solution à utiliser pour les MCP, le critère qui s'est avéré être le plus important est la durée de vie des MCP. Pour être sûr que celles-ci ne seraient pas dégradées, la deuxième structure a été sélectionnée pour leur polarisation.

#### IV-1-3. Polarisation des MCP : tests sur paillasse

Cette partie est consacrée à la réalisation de la structure présentée précédemment afin de vérifier que cette solution fonctionne et que ses performances sont cohérentes avec celles annoncées par les simulations.

## a) Réalisation de la HT flottante

### *Problème de régulation*

Lors des simulations, un premier problème est apparu lorsque la HT qui fixe l'offset est désactivée. En effet, au lieu d'avoir une tension nulle à la sortie  $V_{mcp-}$ , une haute tension négative est observée. Cette tension est générée par le courant de mesure de la tension  $V_{mcp+}$  (courant qui circule dans la résistance  $R+$ ) et qui revient de la masse par la résistance  $R-$  comme illustrée sur la Figure 91. Les résistances  $R+$  et  $R-$  créent un diviseur de tension qui entraîne une chute de tension entre  $V_{mcp-}$  et la masse.

Pour les simulations, la valeur de la résistance  $R-$  était choisie de façon à être négligeable par rapport celle de  $R+$ , ce qui réduisait cette effet mais augmentait la consommation de la HT et donc limitait ses performances.

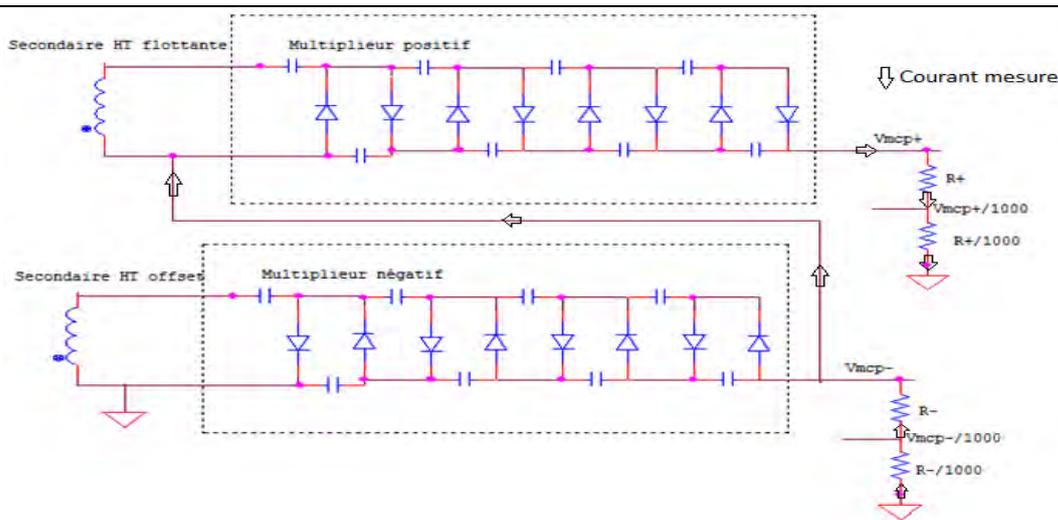


Figure 91 : schéma de l'étage de sortie avec problème de régulation

Pour corriger ce problème tout en limitant la consommation, une solution consiste à supprimer la partie du courant en sortie du multiplieur flottant qui circule jusqu'à la masse. Ceci nécessite l'utilisation d'une autre méthode pour la régulation. Une idée pour cela consiste à prélever l'image de la tension de sortie à travers le primaire du transformateur ce qui supprimera la résistance  $R+$  ainsi que le courant qui la traverse (et qui est la source du problème), comme détaillé dans la suite de cette partie.

### *Régulation à partir du primaire*

Lorsque la HT est en marche, l'oscillateur crée une tension alternative au niveau de l'inductance primaire ( $L_p$ ) du transformateur, celle-ci est recopiée avec un facteur  $m$  (autour de 30) au niveau de l'inductance secondaire ( $L_s$ ). Puis la tension alternative au secondaire est redressée avec un gain  $g$  (égal à 4) par le multiplieur qui fixe la tension de sortie à réguler. Il est donc possible à partir de l'amplitude crête-crête de la tension alternative du primaire d'en déduire la valeur de la tension continue en sortie.

L'idée à présent consiste à modifier le circuit précédent afin de prélever la tension crête-crête du primaire. Pour cela une capacité de découplage est insérée afin de couper la partie continue de la tension primaire et de n'avoir en sortie que la partie alternative qui nous intéresse, comme présenté sur la Figure 92.

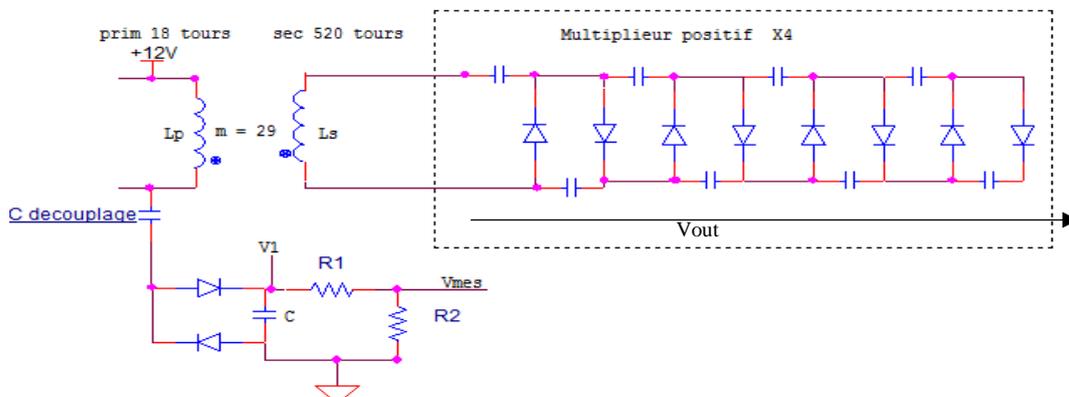


Figure 92 : schéma de prélèvement de la tension primaire

Cette tension alternative est ensuite redressée avec deux diodes et une capacité pour donner une tension  $V1$  dont la valeur continue est égale à l'amplitude crête-crête du primaire. Les résistances  $R1$  et  $R2$  insérées entre le redresseur et le signal de sortie  $Vmes$  ont deux objectifs. Elles permettent d'insérer une constante de temps RC entre la variation de  $V1$  et celle de  $Vmes$  qui doit être réglée de manière à avoir la même dynamique qu'en sortie de la HT. Ces résistances permettent aussi d'adapter l'amplitude de la tension  $Vmes$  en divisant la tension  $V1$  par 10 de façon à avoir en sortie un signal qui soit compris entre 0V et 5V.

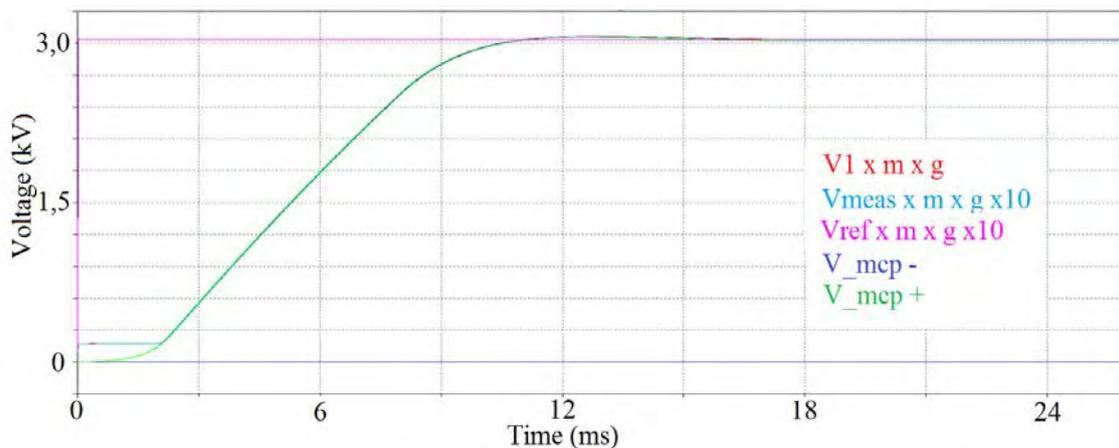


Figure 93 : Résultat de simulation avec une régulation au primaire

Les résultats présentés sur la Figure 93 montrent que la tension  $Vmcp-$  (bleu foncé) reste nulle, tout en ayant une régulation de la tension de sortie (tracé en vert), qui suit l'échelon de référence (tracé en mauve). L'utilisation d'une régulation au primaire permet bien de corriger le problème observé en simulation.

*Remarque :* Ce circuit serait identique pour réguler une tension négative en sortie. Afin d'économiser un AOP cette régulation sera utilisée pour générer la tension négative, qui sera donc fournie par la HT flottante tandis que la HT offset fournira la tension positive avec une régulation au secondaire.

### Isolation DC du transformateur

Une dernière étude qui doit être réalisée pour la HT flottante porte sur l'isolation du transformateur. En effet, lors de l'activation de l'offset, une tension continue de 3000V est appliquée au niveau du secondaire du transformateur de la HT flottante. Le primaire, quant à lui, étant autour de 12V, un risque de claquage entre le primaire et le secondaire apparaît. Pour remédier à cela, une isolation importante doit être réalisée à l'intérieur du transformateur, ce qui augmente l'encombrement du système.

Une autre solution consiste à couper la composante continue de 3000V entre la tension  $V_{mcp-}$  et le transformateur à l'aide d'une capacité de découplage. Ainsi le secondaire du transformateur pourra être connecté à la masse, ce qui permettra de diminuer la taille et l'encombrement du transformateur.

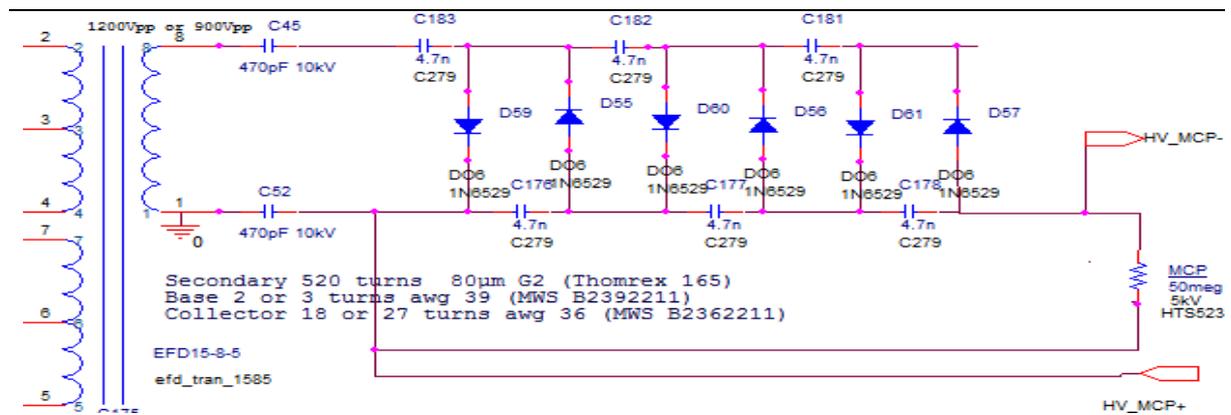


Figure 94 : Schéma finale du secondaire de la HT flottante

Le schéma modifié du secondaire de la HT flottante est présenté sur la Figure 94 avec les deux capacités de découplage.

### b) Réalisation de la HT qui fixe l'offset

Pour la réalisation de la HT qui fixe l'offset, la modification qui est apportée par rapport au circuit de simulation est l'ajout d'un circuit qui permet de contrôler la dynamique de la tension de sortie lors de l'activation, comme détaillé dans ce paragraphe.

### Amorçage de la HT

Le contrôle de la dynamique de la HT flottante, se fait en l'activant avec une tension de référence nulle, puis une fois que la tension de sortie est stable cette référence augmente jusqu'à atteindre la valeur souhaitée. Cependant si on veut que les tensions de référence soient fournies à partir du même DAC afin de réduire l'encombrement de la carte numérique, le circuit de la HT qui fixe l'offset doit être modifié afin de contrôler la dynamique d'amorçage. Une idée pour cela est d'utiliser le signal logique *On/Off* de la seconde HT pour déclencher la génération d'une rampe qui part de 0V jusqu'à atteindre la valeur de la tension de référence.

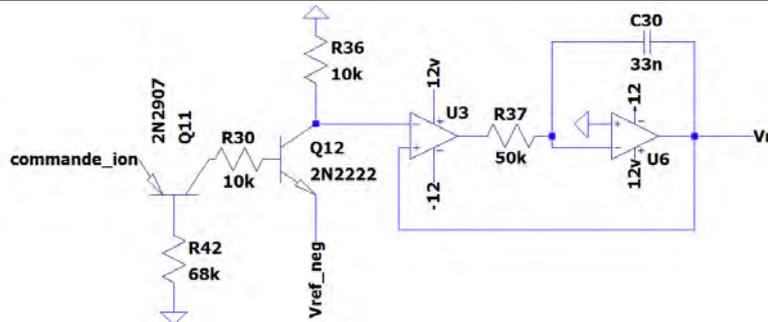


Figure 95 : Schéma du circuit de montée en rampe de la consigne

Le circuit qui permet de réaliser le contrôle de la dynamique d'amorçage est présenté sur la Figure 95 : lorsque le signal *On/Off* passe à l'état actif les transistors *Q1* et *Q2* deviennent passants et l'entrée non inverseur de l'AOP *U1* devient égale à la tension de référence, qui est négative. L'ensemble des AOP *U1* et *U2* permet de charger la capacité *C2* avec un courant constant contrôlable avec la valeur de la résistance *R4*, ce qui entraîne l'augmentation de la tension de sortie *Vr* avec une rampe jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de la tension de référence.

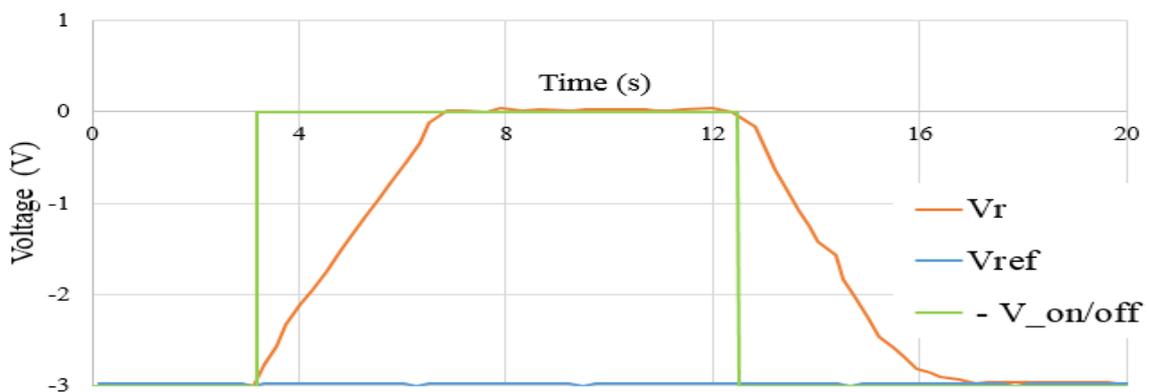


Figure 96 : Résultat après câblage du schéma de la Figure 95

La Figure 96 montre les résultats obtenus après câblage du circuit d'amorçage pour le contrôle de la dynamique de la HT qui fixe l'offset. Dans un premier temps la constante de temps pour l'augmentation de la tension de référence est fixée à 4s de façon à pouvoir arrêter la manip en cas de problème.

### c) Assemblage des deux HT

A présent que le design du circuit de polarisation des détecteurs est terminé, il reste à déterminer ses performances en pratique et à vérifier que la structure fonctionne.

#### *Mesure des tensions de sortie*

Après avoir assemblé les deux hautes tensions, un test est réalisé avec une charge résistive de  $50M\Omega$  simulant la présence des MCP. La tension d'offset est mesurée avec un oscilloscope relié à la masse et une sonde haute tension, tandis que la tension entre les bornes de la MCP est mesurée avec un

oscilloscope branché en flottant. Les résultats des mesures obtenues sont tracés sur la Figure 97, où les tensions  $MCP+$  et  $MCP-$  évoluent bien de façon à changer la configuration des MCP tout en conservant une tension constante entre ses bornes, comme visible avec la mesure tracée en rouge.

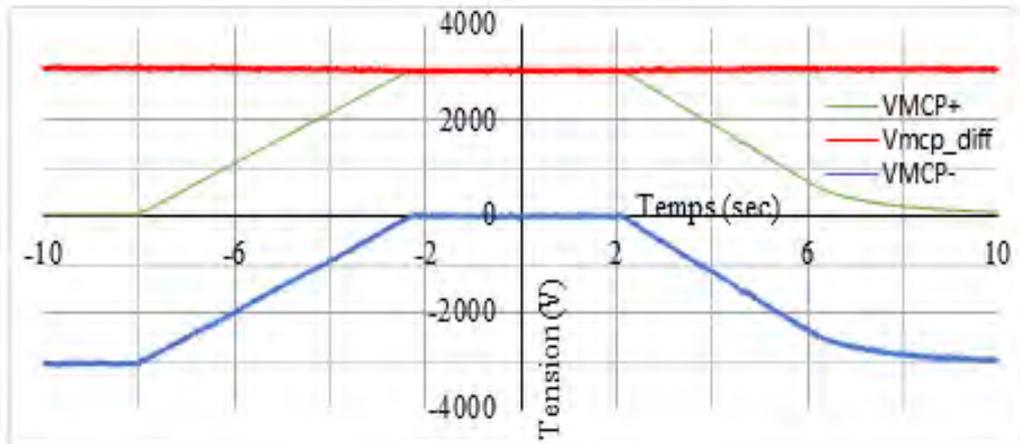


Figure 97 : Résultat obtenue pour les deux Hautes Tensions connectées

#### Dynamique et consommation

Le principe de fonctionnement de la HT étant validé (tension constante aux bornes de la MCP), il reste à étudier les performances de cette solution. Au niveau de la consommation, les valeurs correspondent avec celles déterminées depuis la caractéristique présentée en annexe 3, à savoir 0.62W pour la mesure des ions et 0.95W pour celle des électrons, ce qui donne une consommation moyenne de 0.8W.

Au niveau de la dynamique, il est possible d'accélérer l'amorçage de la HT qui fixe l'offset jusqu'à des temps autour de 250ms sans surtension, en réduisant la constante de temps du circuit de contrôle de l'amorçage de la HT offset. Cependant, la suppression de l'offset est plus longue à cause de la décharge du circuit RC en sortie de la HT (la résistance étant due à la régulation et la capacité au multiplieur et au filtrage) qui entraîne dans les conditions actuelles une décharge supérieure à 5s comme visible sur la Figure 98.

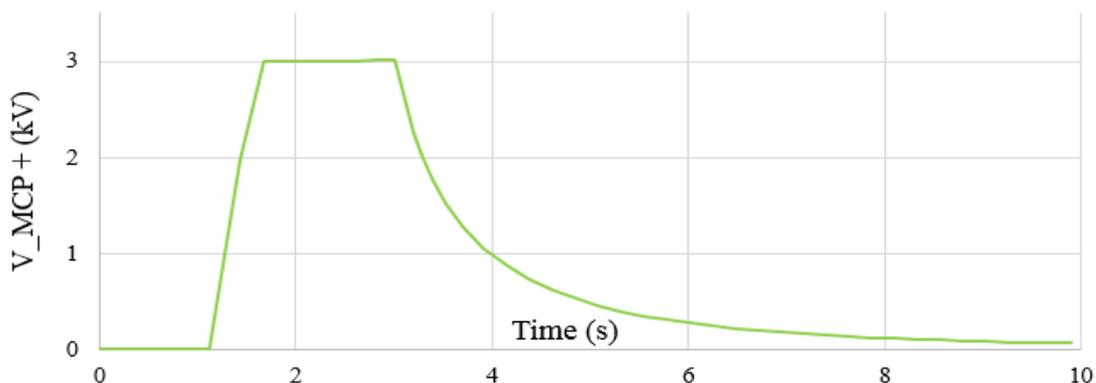


Figure 98 : Chronogramme obtenue pour un cycle ion électron

La consommation obtenue en pratique correspond à ce qui était attendu lors de la simulation. En revanche, la durée de transition est trop élevée, une solution doit être apportée pour augmenter la dynamique du circuit, c'est l'objet de la prochaine partie.

#### d) Modification à apporter pour la dynamique de la HT des MCPs

Afin de diminuer le temps de transition entre la mesure des ions et celle des électrons, deux solutions sont envisageables. La première consiste à réduire la résistance de charge de la HT qui fixe l'offset, de façon à diminuer la constante de temps, mais cela entraîne l'augmentation du courant statique et donc de la consommation. Une seconde solution consiste à forcer la décharge de la capacité de sortie en la court-circuitant un court instant avec un optocoupleur (seul interrupteur haute tension disponible). Lorsque l'on compare ces deux solutions, au niveau de l'encombrement la première solution est la plus intéressante puisqu'aucun composant n'est ajouté. Cependant, au niveau des performances c'est la solution avec la décharge forcée qui permet d'avoir la consommation la plus faible (en activant l'optocoupleur uniquement le temps de la décharge) et une plus grande rapidité, comme résumé dans le Tableau 4.

	Diminuer la résistance de charge	Forcer la décharge de la capacité
Consommation	0,76W (1GΩ) → 0,95W (50MΩ)	0,78W (1GΩ)
Temps de décharge	> 4s (1GΩ) → 957ms (50MΩ)	< 150ms (avec temps mort)
Ajout de composant	-----	BJT + optocoupleur + buffer

Tableau 4 : Comparatif entre les deux solutions pour réduire le temps de décharge

La solution avec l'utilisation d'un optocoupleur haute tension a été câblée pour déterminer les performances au niveau de la rapidité de décharge. Les chronogrammes mesurés sont tracés sur la Figure 99, où la décharge de la tension se trouve accélérée puisqu'elle se fait en moins de 150ms dès l'activation de la décharge.

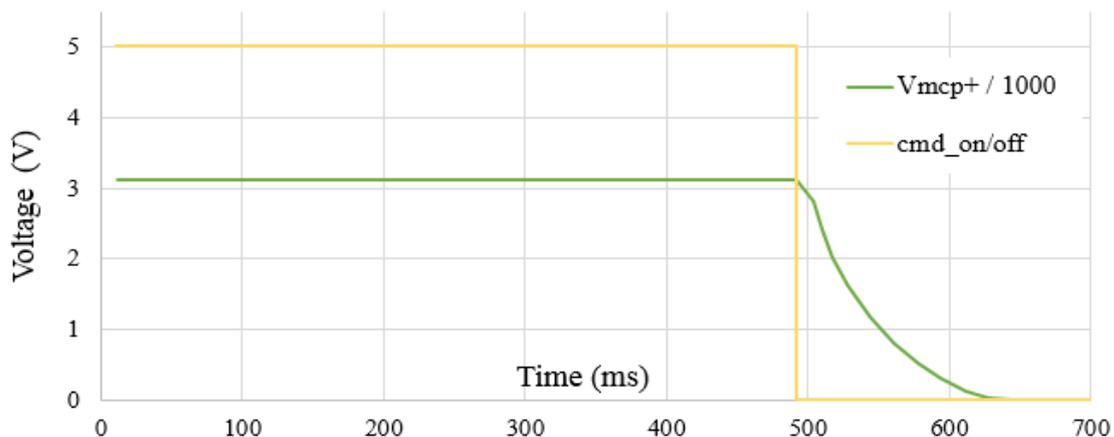


Figure 99 : Chronogramme obtenu avec la décharge forcée de l'offset

La solution de la décharge forcée est la solution choisie et sera davantage étudiée lors de la caractérisation du prototype, afin de déterminer l'impact de cette solution sur la tension flottante (cf. Chapitre V).

L'étude du circuit de polarisation des détecteurs étant réalisée et le schéma électrique défini, il reste à étudier le circuit de polarisation du spectromètre en énergie.

## IV-2) Polarisation du spectromètre en énergie

L'étude présentée ici porte sur le circuit de polarisation du spectromètre qui doit être conçu de façon à sélectionner alternativement les ions et les électrons.

### IV-2-1. Travail à réaliser

Comme mentionné dans le deuxième chapitre, le spectromètre en énergie utilisé pour AMBRE 2 est un analyseur électrostatique de type « top hat » qui est composé de deux hémisphères, une interne polarisée à une tension  $V_1$  et une externe reliée à la masse électrique. Les particules entrantes dans l'analyseur voient leurs trajectoires modifiées par le champ électrique généré entre les deux hémisphères pour sélectionner en sortie seulement les particules qui ont une énergie appartenant à la gamme désirée, comme visible sur la Figure 100. Une particularité du spectromètre utilisé pour AMBRE 2 est le contrôle du taux de transmission, qui est réalisé en séparant l'hémisphère interne en deux électrodes polarisées avec des tensions contrôlées de manière indépendante.

#### a) Polarisation des sphères

Pour la mesure du plasma thermique il faut pouvoir mesurer des particules avec une énergie allant de quelques électronvolts à la trentaine de kilo électronvolts ce qui entraîne une plage nécessaire pour la tension de polarisation allant de 0V à une valeur proche de 3kV, en valeur absolue, en vue des performances obtenues lors du design présenté dans le second chapitre.

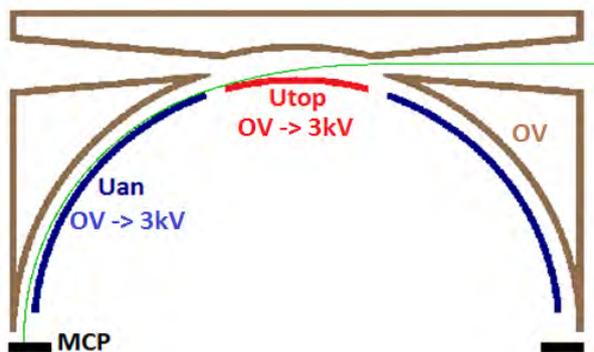


Figure 100 : Polarisation des sphères de l'analyseur pour la mesure des électrons

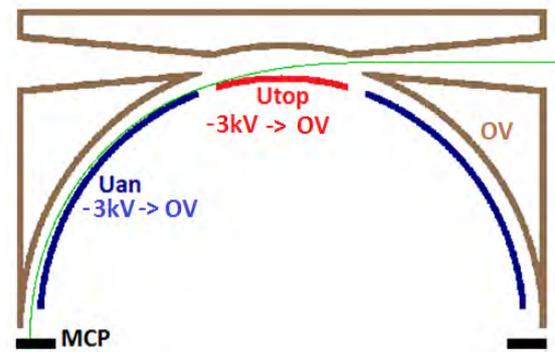


Figure 101 : Polarisation des sphères de l'analyseur pour la mesure des ions positifs

La Figure 100 et la Figure 101 montrent les plages de tensions nécessaires pour la mesure du plasma thermique avec, sur la Figure 100, la configuration pour la mesure des électrons et, sur la Figure 101, la configuration pour la mesure des ions. Pour la mesure des électrons les tensions appliquées sur les électrodes internes sont positives afin de dévier les particules incidentes en direction des MCP alors que pour la mesure des ions les tensions appliquées sont négatives. Pour le contrôle du taux de transmission de l'analyseur une seconde tension doit être générée  $U_{top}$ . Elle doit être du même signe que la tension appliquée sur l'électrode  $U_{an}$  avec une amplitude inférieure ou égale (en valeur absolue).

L'enjeu pour la conception des circuits haute tension consiste donc à fournir en sortie deux hautes tensions variables, de manière indépendante, sur une plage allant de -3kV à +3kV.

## b) Architecture des circuits haute tension à utiliser

Pour cette étude, le circuit de polarisation d'AMBRE 2 est, au premier, ordre basé sur celui de MEA (BEPI COLOMBO), puis modifié afin de le rendre utilisable pour la sélection des ions et des électrons, tout en tenant compte du contrôle du taux de transmission.

Le principe du circuit de polarisation des sphères de l'analyseur est présenté sur la Figure 102, où une « HT » (composée d'un oscillateur, d'un transformateur et d'un multiplicateur) est utilisée pour générer deux tensions de bus non régulées  $Hv\_NR+$  et  $Hv\_NR-$  qui sont respectivement égale à une tension supérieure à 3kV et -300V. Ces deux tensions de bus sont ensuite utilisées pour générer les tensions de l'analyseur ( $U_{an}$ ) et de la calotte supérieure ( $U_{top}$ ) à l'aide de quatre optocoupleurs, qui, commandés deux à deux, permettent de faire varier les tensions de sortie entre la tension min  $Hv\_NR-$  et la tension max  $Hv\_NR+$  (comme visible sur la Figure 102-a).

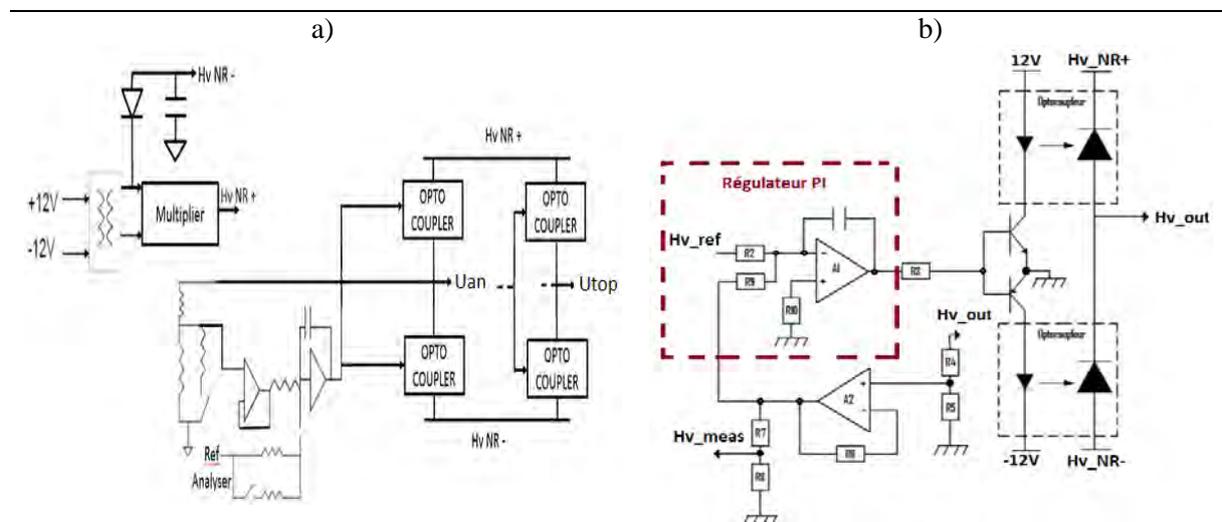


Figure 102 : Principe du circuit de polarisation de l'analyseur

La régulation des tensions de sorties se fait à travers les optocoupleurs qui imposent les niveaux de sorties. Une partie de la tension de sortie est prélevée (à travers les résistances  $R4$  et  $R5$ ) pour être comparée avec la tension de référence par un régulateur de type PI. En fonction du résultat du correcteur, les transistors bipolaires vont commander soit les diodes de l'optocoupleur proche de  $Hv\_NR+$  soit celles proches de  $Hv\_NR-$ . Ceci va respectivement augmenter ou diminuer le potentiel de sortie, comme visible sur la Figure 102-b.

L'étude par la suite va consister à comparer différentes structures qui permettent d'obtenir des tensions de bus ( $Hv\_NR+$  et  $Hv\_NR-$ ) à des niveaux supérieurs en valeur absolue à 3000V. La régulation, quant à elle, est identique à celle présentée ci-dessus.

### IV-2-2. Polarisation du spectromètre : état de l'art

Cette partie présente trois structures étudiées en simulation pour répondre aux besoins d'AMBRE 2 pour la polarisation du spectromètre afin de déterminer celle qui présente le meilleur compromis.

## a) Utilisation de deux HT

### Principe

La première structure présentée ici consiste à utiliser deux HT: une pour générer la tension  $Hv\_NR+$  avec une amplitude supérieure à 3000V et une pour la tension  $Hv\_NR-$  avec une amplitude inférieure à -3000V. La régulation des tensions de l'analyseur et du facteur de géométrie se font comme précédemment avec des optocoupleurs sauf que, dans le cas des ions, la tension de référence en entrée du correcteur PI sera négative. La Figure 103 présente le schéma de cette structure avec les étages secondaires des 2 HT (transformateur et multiplicateur) ainsi que les optocoupleurs qui contrôlent le niveau de tension de la sortie.

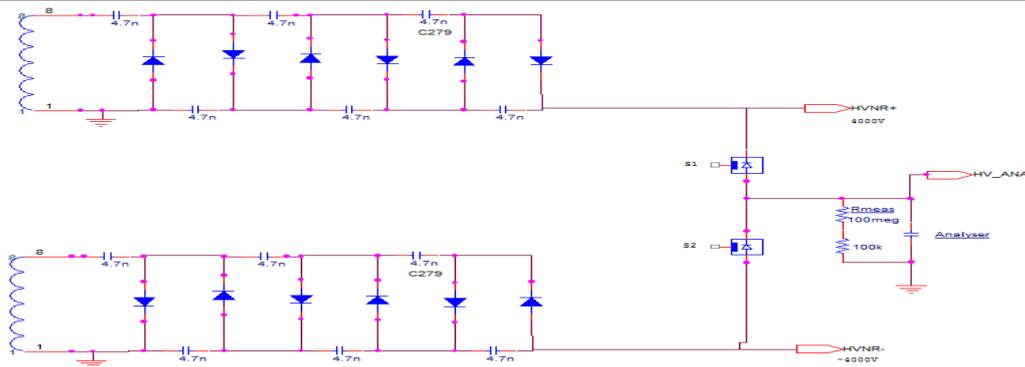


Figure 103 : Schéma de la première structure (2 HT)

### Simulation

Afin de diminuer la durée de la simulation ainsi que la place occupée dans le disque dur (supérieur à 50 Go), la simulation est réalisée pour une seule tension de sortie ( $U_{an}$  représentée en rouge). Les résultats de simulation pour cette structure lors de la sélection des ions et électrons sont présentés sur les Figure 104 et Figure 105 où une variation entre -3kV et +3kV est visible pour la tension de sortie, comme désiré.

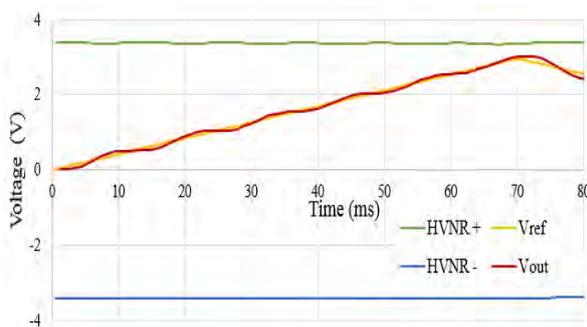


Figure 104 : Résultat de simulation pour détecter des électrons

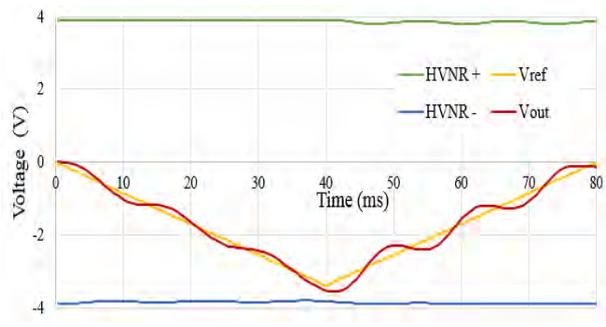


Figure 105 : Résultat de simulation pour détecter des ions

Des oscillations au niveau de la tension de sortie sont présentes, elles sont dues à la capacité utilisée en simulation pour représenter l'analyseur qui est 10 fois plus élevée que la valeur en pratique, ainsi que du modèle utilisé pour les optocoupleurs où aucune résistance n'est prise en compte. En pratique, ces oscillations ne sont pas visibles.

Les tensions  $U_{an}$  et  $U_{top}$  étant toujours de même signe, il est possible d'activer une seule HT à chaque instant, ce qui permet de diminuer la consommation.

## b) Utilisation d'une HT avec masse point milieu

### Principe

L'idée de cette structure est de n'utiliser qu'une seule HT qui délivre une tension double par rapport au cas précédent. De façon à avoir une tension positive et négative, un pont diviseur est utilisé, dont la tension milieu est reliée à la masse, comme présenté sur la Figure 106 (où les tensions de bus  $Hv\_NR+$  et  $Hv\_NR-$  sont reliées aux deux extrémités du multiplieur). Le principe de régulation est le même que précédemment.

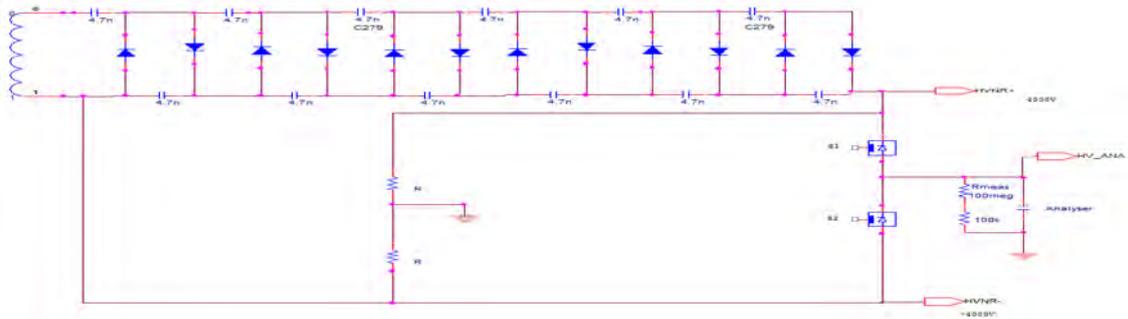


Figure 106 : Schéma de la deuxième structure (point milieu)

### Simulation

Les résultats de simulation obtenus pour les ions et les électrons sont tracés sur les Figure 107 et Figure 108, où les tensions  $Hv\_NR+$  et  $Hv\_NR-$  présentent de grosses variations (supérieures à 4kV). Ces variations sont dues au courant de sortie qui déséquilibre le pont diviseur. Ceci fait osciller le point milieu qui est connecté à la masse. Ces variations deviennent gênantes lorsque les tensions de bus deviennent inférieures (en valeur absolue) à la tension de sortie désirée, qui n'est plus atteignable. Ces observations sont similaires à celles faites lors l'étude de la solution avec pont diviseur pour la polarisation des détecteurs.

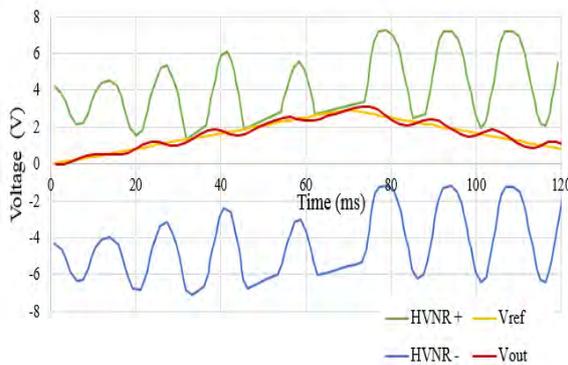


Figure 107 : Résultat de simulation dans le cas des électrons

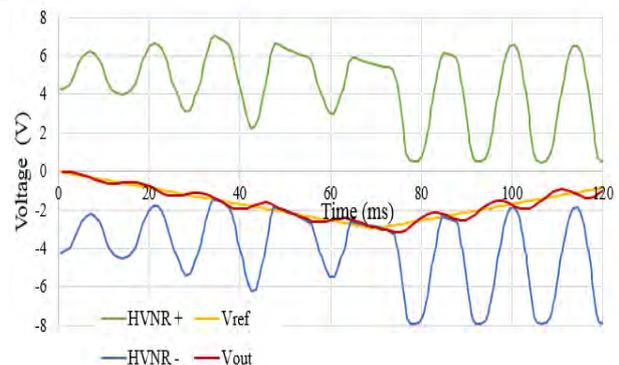


Figure 108 : Résultat de simulation pour le cas des ions

Pour diminuer les variations des tensions de bus, la valeur des résistances  $R$  (du pont diviseur) doit être diminuée mais cette diminution entraîne une augmentation de la consommation, ainsi que la baisse du gain du multiplieur à cause de l'augmentation du courant de sortie. Pour compenser cette baisse de gain, les tailles du transformateur et du multiplieur devront donc être augmentées.

### c) Utilisation d'une HT flottante

#### Principe

Le principe de cette dernière structure consiste à n'utiliser qu'une HT qui délivre une tension proche de 3kV, dont les niveaux des tensions  $Hv\_NR+$  et  $Hv\_NR-$  sont flottants et varient en fonction de l'état des optocoupleurs qui forment le point milieu où est connectée la masse, comme visible sur la Figure 109-a. Ainsi la plage disponible de 3kV suit la tension de référence de façon à avoir une plage disponible en sortie de 6kV centrée sur 0V.

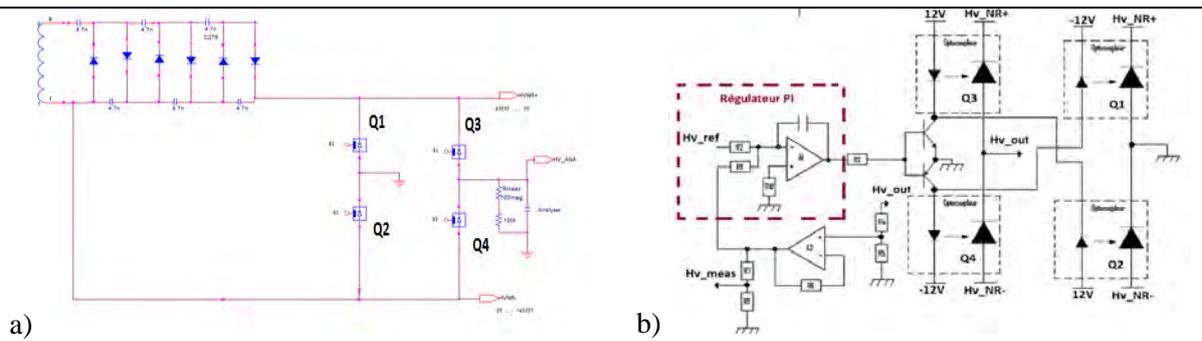


Figure 109 : Schéma de la troisième structure (flottante)

Lorsque la consigne est supérieure à la tension de sortie, le correcteur met en conduction le transistor NPN qui active les optocoupleurs Q3 et Q2. Ceci entraîne la diminution de la tension entre  $Hv\_NR-$  et la masse, ainsi qu'entre  $Hv\_NR+$  et la sortie, sa tension va donc croître. Et inversement lorsque la tension de sortie est supérieure à la consigne le correcteur met en conduction le transistor PNP qui active les optocoupleurs Q1 et Q4, ce qui entraîne la diminution de la tension de sortie.

#### Simulation

Les résultats de simulations obtenus respectivement pour les ions et les électrons sont tracés sur les Figure 110 et Figure 111, où les tensions de bus  $Hv\_NR+$  et  $Hv\_NR-$  suivent la tension de référence, comme prévu lors de la conception. Ceci permet avec une seule HT de 4kV d'avoir une plage de tension en sortie comprise entre -4kV et 4kV.

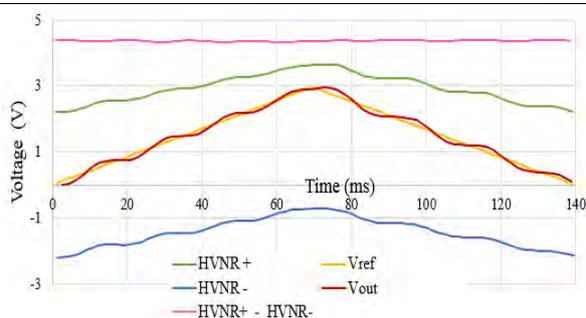


Figure 110 : Résultat de simulation pour la mesure des électrons

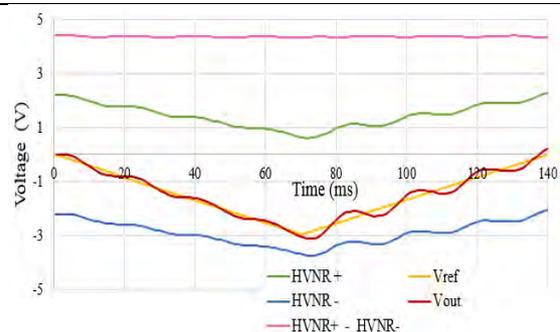


Figure 111 : Résultat de simulation pour la mesure des ions

Cette solution utilise deux optocoupleurs de plus, ce qui augmente l'encombrement, même si celui-ci est limité en utilisant le même circuit de commande pour les optocoupleurs Q1 et Q4, ainsi que Q3 et

Q2, comme visible sur la Figure 109-b. L'augmentation de l'encombrement dû aux optocoupleurs supplémentaires reste inférieur à l'ajout d'une HT.

La HT étant flottante, des capacités de découplage devront être insérées pour éviter le claquage entre le primaire et le secondaire du transformateur (primaire relié au 12V / secondaire relié à  $Hv_{NR-}$ ).

#### d) Comparatif des solutions de HT pour l'analyseur

Dans cette partie, une étude comparative entre les trois structures présentées précédemment est réalisée afin de déterminer celle qui présente le plus faible encombrement avec une consommation minimale.

##### *Comparaison de l'encombrement*

Le Tableau 5 ci-dessous résume les principales caractéristiques des trois solutions étudiées précédemment. Les paramètres qui déterminent l'encombrement de chaque solution sont le nombre de HT utilisées, leur tension fournie (qui conditionne le nombre d'étages pour le multiplieur ainsi que la tenue en tension nécessaire pour les optocoupleurs) et le nombre de switches à utiliser. La deuxième structure est la moins intéressante à cause de la tension à fournir en sortie, qui est deux fois plus importante qu'avec les autres solutions, ainsi que la présence des résistances haute tension qui sont encombrantes (davantage que les optocoupleurs). La solution la moins volumineuse est la troisième, qui n'utilise qu'une HT contrairement à la première solution et n'utilise qu'une tension de  $\approx 4\text{kV}$  qui nécessite des optocoupleurs avec une tenue en tension plus faible et donc plus compacte qu'avec les autres solutions.

	Solution 1	Solution 2	Solution 3
Nombre de HT utilisée	2	1	1
Tension en sortie des HT	$\approx 4\text{kV}$ (chacun)	$\approx 8\text{kV}$	$\approx 4\text{kV}$
Nombre d'optocoupleurs	4	4	6
Nombre de HT active	2/1	1	1
Consommation (pour $I_{out} = 75\mu\text{A}$ )	0.96W	1.76W	0.75W

*Tableau 5 : Comparatif entre les trois structures possibles pour la polarisation de l'analyseur*

##### *Comparaison des performances*

La consommation déterminée en simulation pour un même courant est présentée dans le tableau ci-dessus, la deuxième solution est celle qui consomme le plus, cela est dû en partie au pont diviseur qui entraîne des pertes statiques. De plus, le fait d'avoir une tension double entraîne un rendement plus faible et une diminution du gain des multiplieurs. La première structure présente une consommation légèrement supérieure à celle de la dernière structure, à condition qu'une seule HT soit activée à la fois, ce qui nécessite d'avoir deux transformateurs et deux oscillateurs (ce qui augmente l'encombrement).

L'étude en simulation a permis d'étudier le principe de trois solutions possibles pour que l'analyseur puisse sélectionner des ions et des électrons. Deux seulement semblent raisonnables au vue de la forte consommation de la deuxième structure. Du point de vue de l'encombrement et de la consommation, la dernière structure est la plus intéressante. La consommation de la polarisation des MCP étant déjà autour de 0.8 W, la solution qui est choisie ici est celle qui présente la consommation la plus faible, c'est-à-dire la dernière solution. Il faut savoir toutefois que cette solution présente des inconvénients. Les six optocoupleurs sont des composants chers et sensibles. En particulier, ils sont sensibles aux radiations induisant un risque de diminution de la durée de la mission.

#### IV-2-3. Polarisation du spectromètre : réalisation sur paillasse

Une fois la structure avec les six optocoupleurs validée en simulation, celle-ci a été câblée afin de valider son bon fonctionnement en pratique et de mesurer ses performances, notamment en termes de rapidité, avec comme charge une capacité de faible valeur (autour de 10 pF).

Pour valider le fonctionnement, un premier test est réalisé avec comme signal de référence, un triangle d'amplitude 3V de façon à avoir en sortie un signal variant sur toute la plage [-3 kV ; +3 kV]. La mesure faite à l'oscilloscope est présentée sur la Figure 112, où la tension de sortie (bleu) suit bien la tension de référence (vert). La tension délivrée par la HT est tracée en jaune, ce qui montre une tension constante d'amplitude 3,2 kV, ce qui valide le fonctionnement du circuit puisqu'il permet de générer en sortie un signal variant entre 3 kV et -3 kV à partir d'une HT de 3,2 kV.

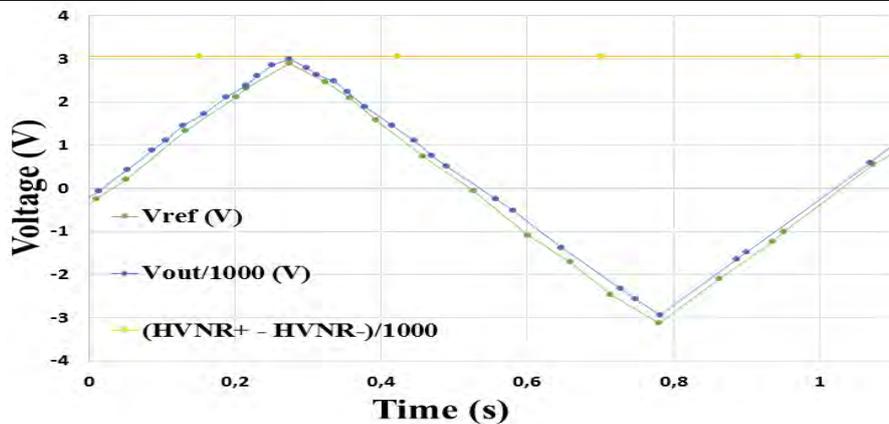


Figure 112 : mesure de la tension délivrée en sortie de la HT analyseur pour un signal triangulaire

Afin de déterminer les caractéristiques dynamiques de ce circuit, un second test est réalisé avec comme signal d'entrée un carré d'amplitude crête-crête de 6 V. Les résultats obtenus sont tracés sur la Figure 113, où un temps de charge et de décharge de 15 ms est nécessaire pour passer de -3 kV à +3 kV.

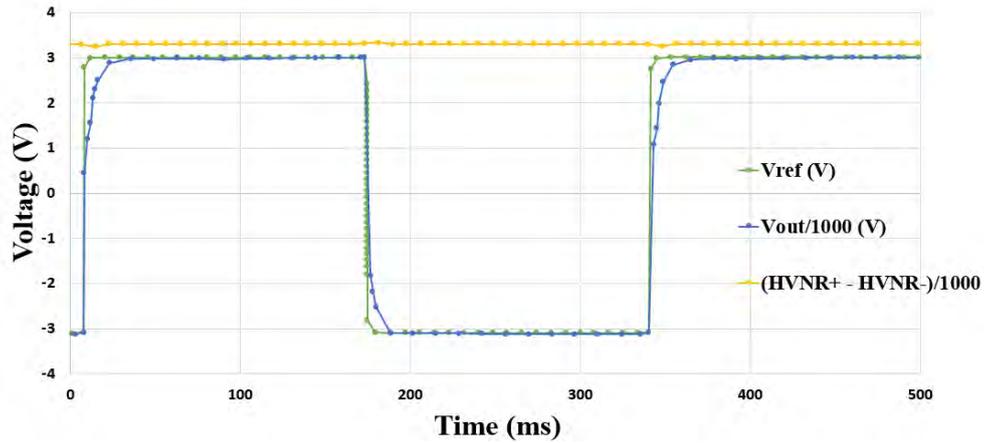


Figure 113 : mesure de la tension délivrée en sortie de la HT analyseur pour un signal carré

Il est possible de réduire ce temps de 15 ms en augmentant la tension en sortie de la HT, mais cela entraîne une augmentation de la consommation. Il faut noter qu'après la réalisation du prototype, la rapidité sera adaptée de façon à avoir un bon compromis entre consommation et performances.

L'étude des circuits de polarisation étant terminée, le prochain chapitre traite de la réalisation du prototype AMBRE 2.0 avec les différentes études qui sont réalisées pour optimiser les performances de l'instrument.



## V- Réalisation du prototype AMBRE 2.0

---

A présent que les différentes études pour la conception d'AMBRE 2 ont été réalisées et présentées, ce chapitre s'intéresse à la réalisation d'un premier prototype.

### V-1) Architecture générale d'AMBRE 2

Le prototype qui est réalisé se compose de deux parties. Une première de forme cylindrique contenant les sphères de l'analyseur, les détecteurs et la carte front end. Une seconde partie, parallélépipédique, contient les différentes cartes électroniques : une carte blindage, une carte HT, une carte numérique et une carte d'alimentation, comme illustré sur la Figure 114.

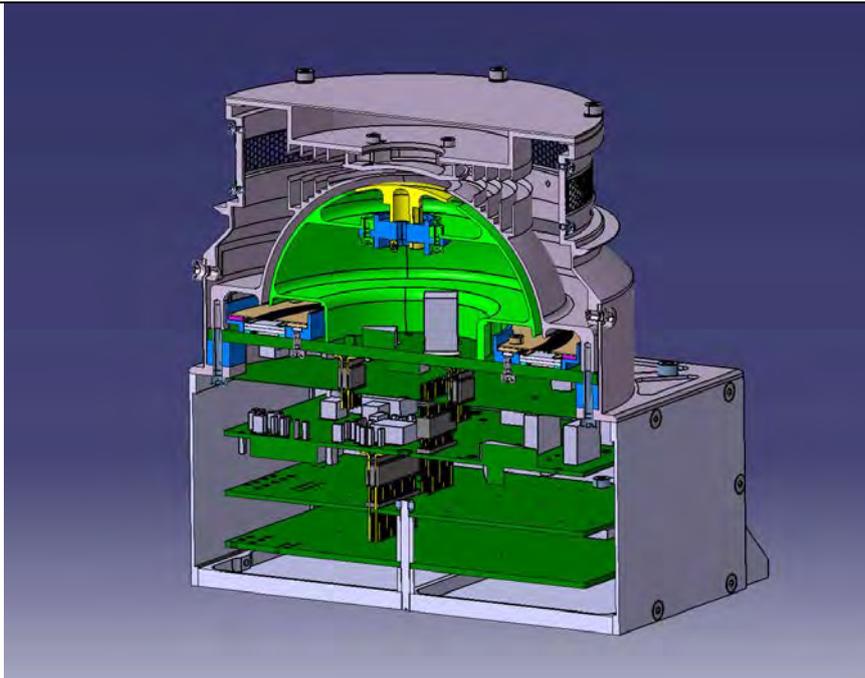


Figure 114 : vue de coupe du prototype AMBRE 2.0

Afin de comprendre les contraintes liées à la réalisation de ce prototype, la suite de ce chapitre s'intéresse à la réalisation mécanique, d'une part, et à la partie électronique avec la réalisation d'un EGSE pour l'étalonnage de cet instrument sous vide.

### V-2) Architecture mécanique d'AMBRE 2

Les enjeux liés au design mécanique d'AMBRE portent sur la réduction de masse, tout en respectant les contraintes liées à la tenue mécanique, à la tenue en tension et à l'environnement spatial.

### V-2-1. Tête de mesure

Le premier travail réalisé sur la partie mécanique porte sur le design de la tête de mesure, qui contient le couvercle de l'instrument, les sphères de l'analyseur électrostatique, la carte front-end avec les détecteurs, les supports des détecteurs et la virole d'interface qui relie la partie cylindrique de l'instrument à la partie parallélépipédique, comme visible sur la Figure 115.

Les sphères et le couvercle ont été réalisés en suivant l'étude d'optique électrostatique présentée dans le second chapitre, en contrôlant que les tenues en tension entre les différentes pièces étaient respectées.

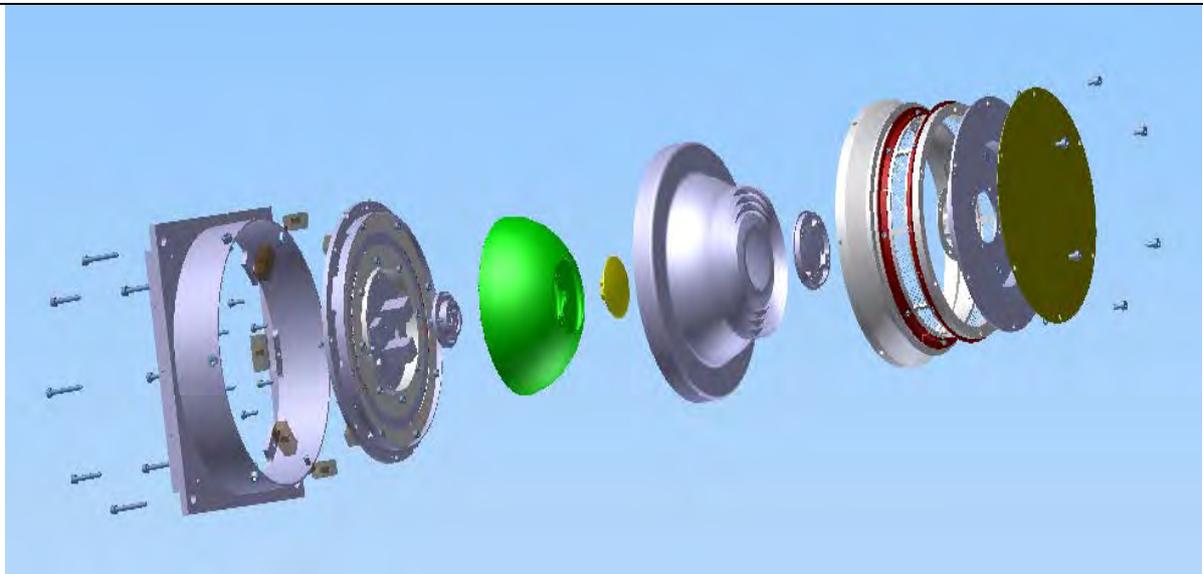


Figure 115 : Vue éclatée de la tête de mesure

Les supports des détecteurs MCP ont aussi dû être réalisés pour permettre une tenue en tension suffisante, notamment à cause du changement ion/électron qui entraîne une polarisation de l'anode et des grilles des détecteurs, qui est flottante. Le support des détecteurs (ou stack de MCP) présenté sur la Figure 116 est composé (de gauche à droite) : des bagues en époxy inférieures qui polarisent la sortie des MCP à la tension positive, des supports en ULTEM dans lesquelles reposent les MCP, de la première MCP, de « spacer » pour espacer les MCPs tout en assurant la continuité électrique, de la seconde MCP, d'appuis ressorts, de ressorts, des bagues en époxy supérieures qui polarisent l'entrée des MCP ainsi que la grille à des potentiels différents, de la grille et enfin de la fermeture sur laquelle s'appuient les vis de fixation.

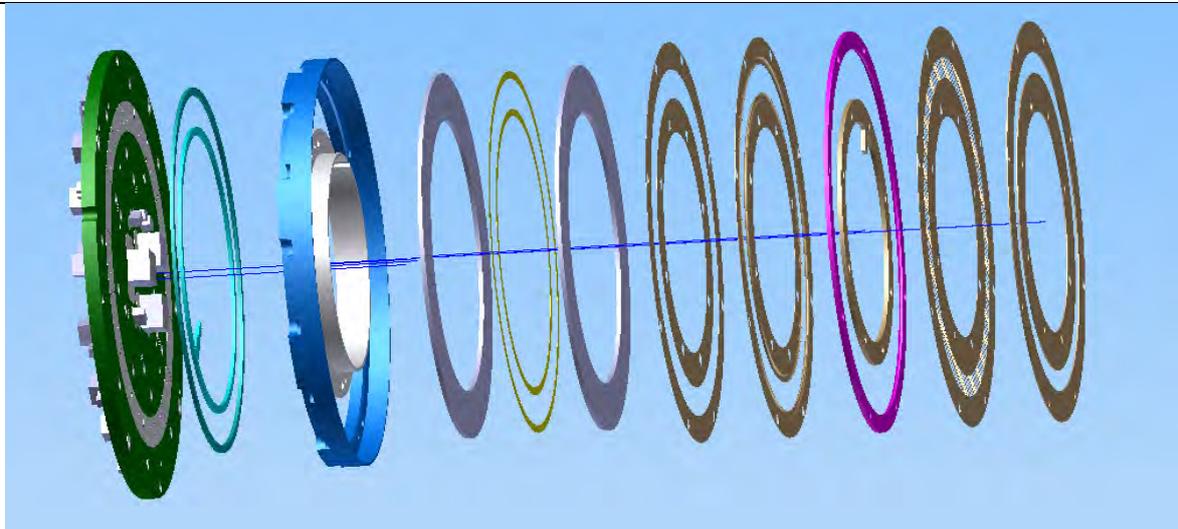


Figure 116 : Vue éclatée de l'assemblage des MCP du prototype AMBRE 2.0

La dernière pièce composant la tête de mesure est la virole d'interface qui fait la liaison avec le boîtier électronique (EBOX). Les contraintes sur cette pièce sont la réduction de masse, la tenue mécanique et l'environnement spatial qui requiert un blindage minimum face aux particules énergétiques qui peuvent traverser l'aluminium et entraîner du bruit sur les mesures.

L'instrument AMBRE 2 n'ayant pas une orbite attribuée (elle sera fixée par le satellite sur lequel il est embarqué), deux versions d'AMBRE 2 ont été conçues sur CAO : une première version avec une épaisseur minimale avec des évidements d'un millimètre pour les missions nécessitant un faible blindage, et une autre version avec une épaisseur minimale de deux millimètres. La masse de chacune des versions est donnée dans le paragraphe V-2-3 : Caractéristiques mécaniques de l'instrument AMBRE 2.

La prochaine sous-partie traite du design de l'EBOX du prototype.

## V-2-2. EBOX

L'EBOX a pour principal rôle de loger les cartes électroniques de l'instrument : la carte blindage, la carte de polarisation des MCP et ESA, la carte numérique et la carte d'alimentation.

L'EBOX, comme présentée sur la vue éclatée de la Figure 117, se compose d'une pièce centrale en 'U' possédant des pieds de fixation. Elle a été conçue ainsi afin de réduire la masse de l'instrument, en supprimant des vis, et de deux panneaux latéraux qui se fixent sur le 'U' pour fermer l'instrument.

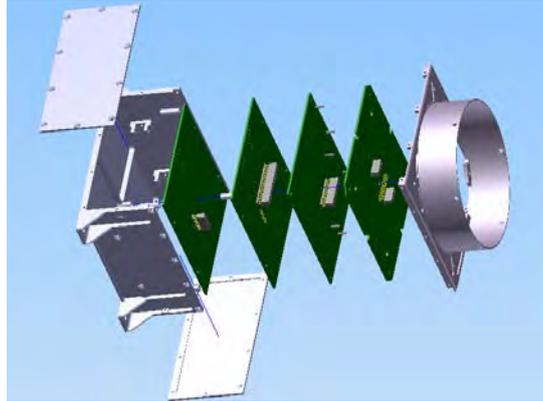


Figure 117 : vue éclatée de l'EBOX d'AMBRE 2.0

Les contraintes liées à la conception de l'EBOX sont, en premier lieu, les dimensions des cartes électroniques, qui mesurent 110 x 110 mm<sup>2</sup>, et la tenue en tension nécessaire entre les cartes, qui conditionne la hauteur de l'EBOX. Une autre contrainte est la masse, qui doit être la plus faible possible, pour cela des évidements ont été réalisés sur les pièces qui ont un rôle limité sur la tenue mécanique de l'instrument. La dernière contrainte, qui fixe l'épaisseur d'aluminium à utiliser, est l'environnement spatial avec le blindage nécessaire qui dépend de l'orbite potentielle.

Comme pour la tête de mesure, deux versions d'EBOX ont été conçues. Une première avec une épaisseur minimale avec des évidements d'un millimètre et une seconde avec une épaisseur minimale d'aluminium de deux millimètres.

### V-2-3. Caractéristique mécanique d'AMBRE 2.0

L'instrument final est présenté sur les Figure 118 (vue de dessus) et Figure 119 avec une vue de dessus et en coupe. Les dimensions de l'instrument sont 131mm x131 mm en longueur et largeur avec une hauteur de 140mm. La masse estimée pour l'instrument complet avec une majoration de 20% est de 1395g pour la version avec une épaisseur minimale de 1mm et de 1475g pour la version avec une épaisseur minimale de 2mm.

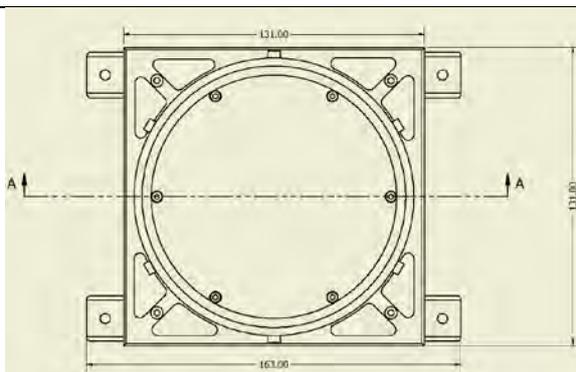


Figure 118 : Vue de dessus de l'instrument AMBRE 2.0

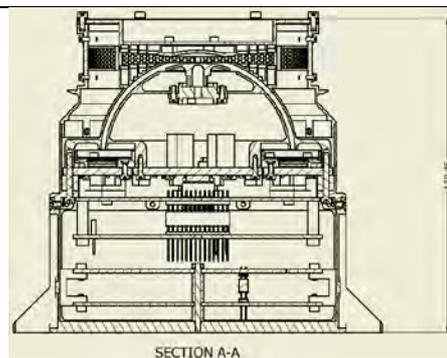


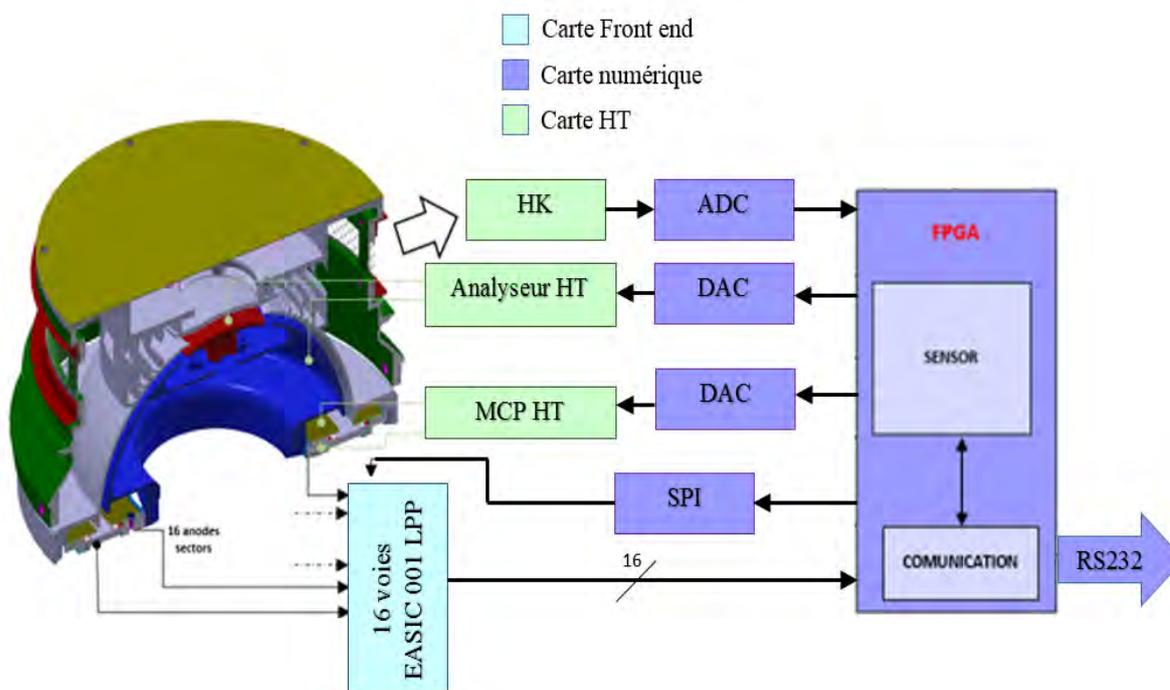
Figure 119 : vue de coupe A-A de l'instrument AMBRE 2.0

L'ensemble des pièces ont été réalisées par la société COMAT, spécialisée en mécanique appliquée pour le spatial qui réside à Flourens (près de Toulouse) et avec qui une procédure d'assemblage de l'instrument a été définie.

## V-3) Electronique et EGSE d'AMBRE 2

### V-3-1. Architecture générale

L'électronique du prototype est composée de quatre cartes : (1) la carte front end avec l'ASIC qui a été présentée dans le chapitre III, (2) la carte de polarisation de l'analyseur et des détecteurs qui a été présentée dans le chapitre IV, (3) une carte numérique qui sert d'EGSE (Electrical Ground Support Equipment) pour la calibration et (4) une carte alimentation qui fournit les basses tensions intermédiaires nécessaires pour faire fonctionner le FPGA et l'ASIC. La Figure 120 illustre les interactions entre chacune des cartes. La carte numérique permet de configurer les hautes tensions (avec les tensions de références) et de mesurer les tensions de sorties (avec les HK) et permet aussi de configurer l'électronique front end avec la liaison SPI et de mesurer les taux de comptages sur chacune des voies. Les données reçues par le FPGA sont ensuite transmises au PC via une liaison série RS232 qui permet aussi le contrôle de l'instrument



### V-3-2. Développement de l'EGSE

L'EGSE (Electrical Ground Support Equipment) d'AMBRE a pour but de contrôler l'instrument lorsqu'il sera dans le banc à vide lors des calibrations, d'une part, mais aussi de récupérer les acquisitions pour pouvoir le calibrer. L'EGSE se compose de la carte numérique, avec un FPGA qui est logé dans l'instrument pour le piloter, et d'un programme qui est exécuté sur le PC du banc de calibration et qui sert d'interface entre l'instrument et l'utilisateur.

### a) Carte numérique

La carte numérique sert d'interface entre l'instrument et le PC. Pour cela elle doit pouvoir contrôler les cartes HT et front end. Le synopsis de la carte numérique et ses liaisons avec les cartes HT et front end est présenté sur la Figure 121. Le contrôle de la carte HT, comme présenté dans le chapitre IV, se fait à travers trois tensions analogiques de référence (une pour la polarisation des détecteurs et deux pour la polarisation de l'analyseur électrostatique) qui est réalisé ici avec des DAC (Digital to Analog Converter) 12 bits et à travers trois signaux logiques TTL (un pour le choix du type de particule ion/électron et deux signaux on/off pour l'activation des oscillateurs) qui est généré à l'aide de trois buffers.

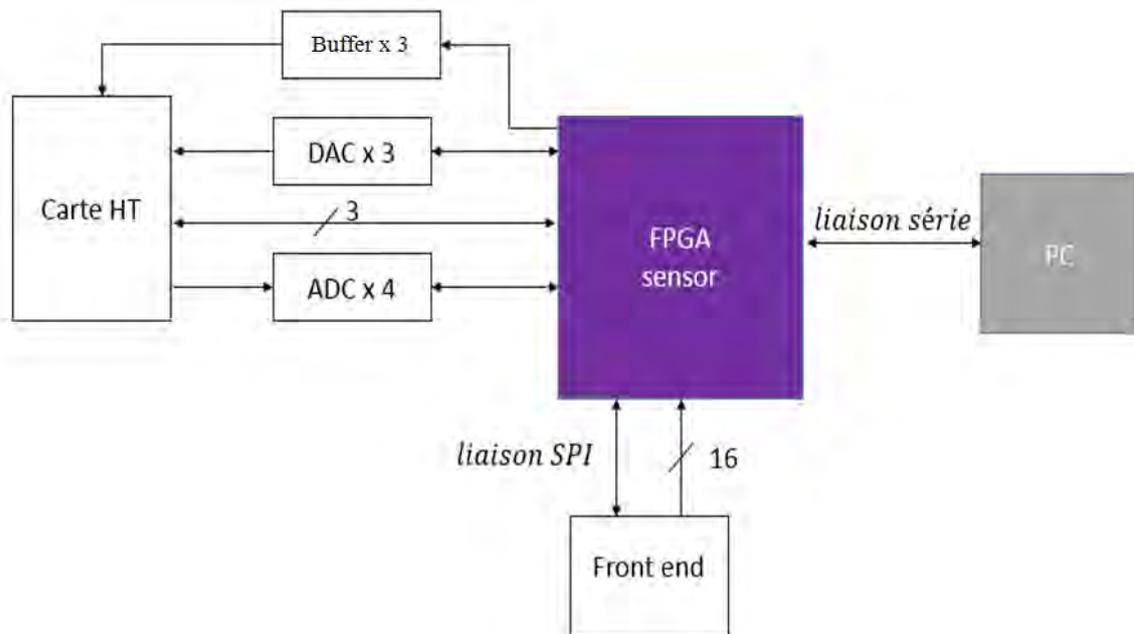


Figure 121 : synopsis de la carte numérique avec liaison entre cartes HT/front end et numérique

Le pilotage de l'instrument est réalisé à travers la liaison série qui est pilotée via une IHM (interface homme – machine) développée spécialement pour AMBRE 2.

### b) IHM : EGSE

L'interface graphique développée permet d'une part de piloter l'instrument mais aussi de l'étalonner avec des modes préconfigurés. L'IHM se compose de quatre onglets, le premier onglet sert à caractériser la partie front-end de l'instrument (comme visible sur la Figure 122). Elle utilise la méthode qui est présentée dans le prochain chapitre et qui consiste à mesurer le taux de comptage en fonction du seuil. Cet onglet permet de visualiser les données en direct, afin de relancer une acquisition en cas de problème avant d'enregistrer les données dans un fichier texte.

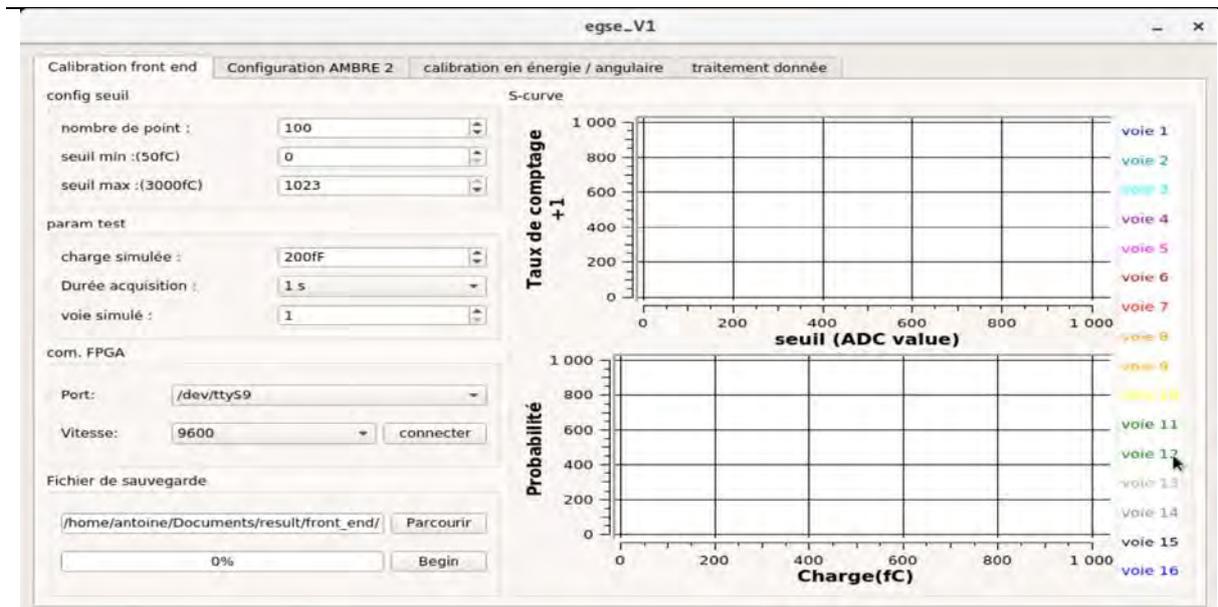


Figure 122 : présentation du premier onglet de l'IHM pour AMBRE 2 (calibration front end)

Le second onglet permet de configurer l'instrument (comme visible sur la Figure 123) à travers trois panneaux qui servent à piloter les circuits de polarisation (niveau de tension en sortie, mode ion ou électron, état on/off et lecture des niveaux de sorties avec les HK) pour le premier, à configurer les seuils de chacune des voies de l'ASIC et à mesurer les taux de comptages présents sur chacune des seize voies.

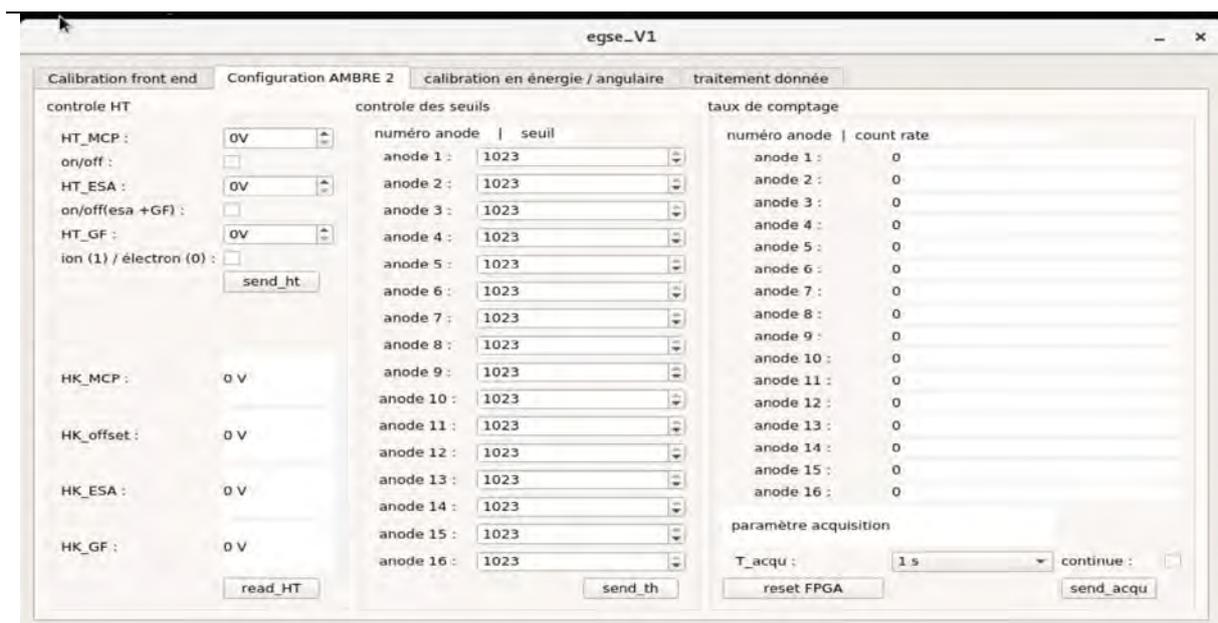


Figure 123 : présentation du deuxième onglet de l'IHM pour AMBRE 2 (configuration AMBRE 2)

Le troisième onglet permet de faire la calibration en énergie et en angle de l'instrument (afin de caractériser la réponse de l'instrument, comme visible sur la Figure 124).

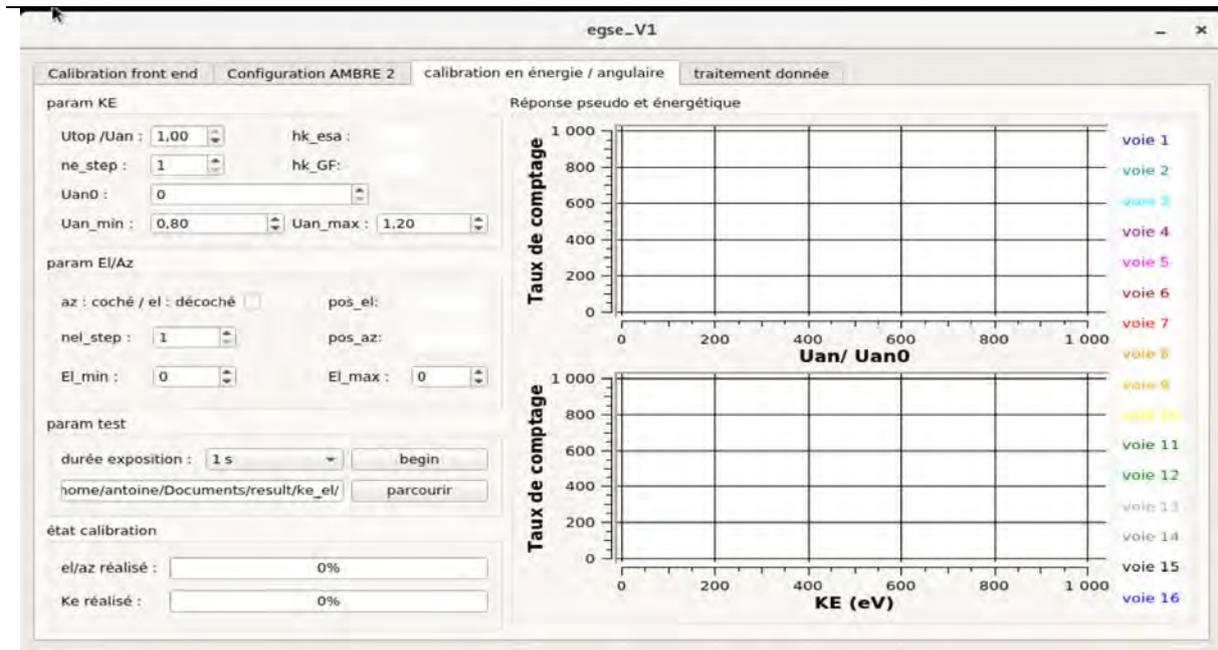


Figure 124 : présentation du troisième onglet de l'IHM pour AMBRE 2 (Calibration en énergie / élévation)

Enfin, le dernier onglet permet de charger, de modifier et de lancer des scripts Gnuplot afin d'analyser les mesures faites via les onglets 1 et 3, comme visible sur la Figure 125. Les calculs utilisés pour caractériser l'instrument (front end et analyseur électrostatique) sont présentés dans le prochain chapitre.

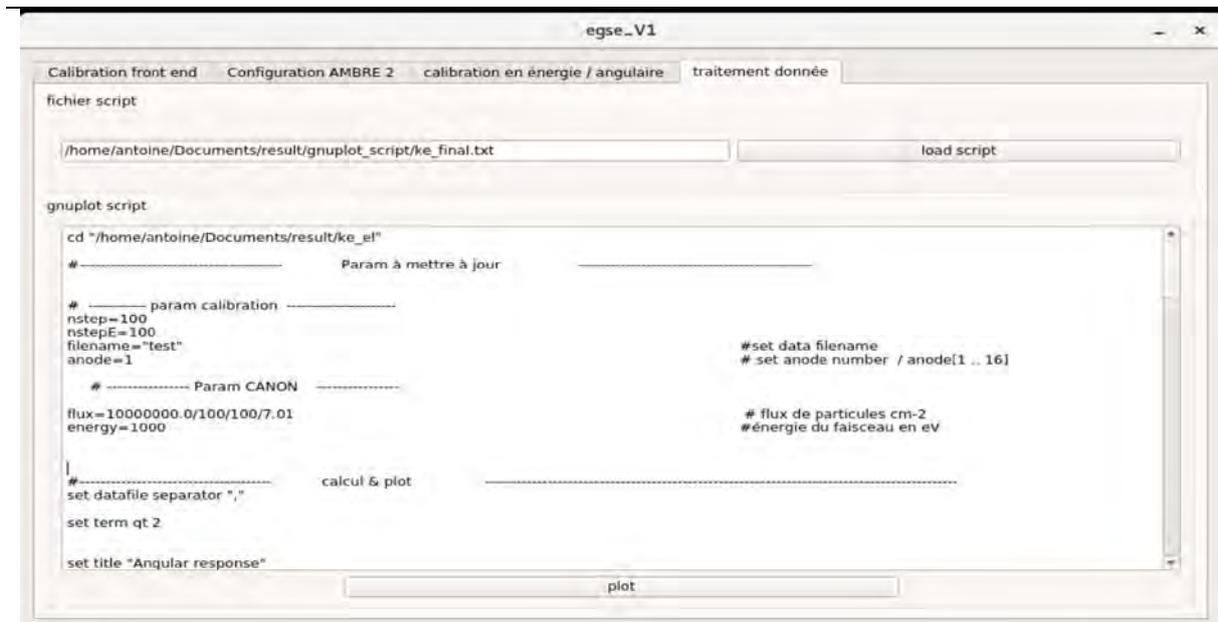


Figure 125 : présentation du dernier onglet de l'IHM pour AMBRE 2 (traitement donnée)

A présent que le développement du prototype AMBRE 2.0 avec son EGSE a été présenté, la prochaine partie s'intéresse à la caractérisation de l'instrument sur paillasse.

### V-3-3. Caractérisation de l'instrument sur paillasse

La caractérisation du prototype sur paillasse a pour but de caractériser les circuits de polarisation et la carte front end.

#### a) Caractérisation des circuits hautes tensions

La caractérisation des circuits de polarisation a pour but de déterminer les relations entre les valeurs binaires envoyées au DAC et les niveaux de tension de sorties, d'une part, mais ces mesures permettront aussi de connaître les performances de l'instrument : dynamique de mesure et plage d'énergie mesurable en particulier.

#### *Comportement statique*

La caractérisation statique se fait en mesurant les tensions de sorties de chacune des HT pour différentes consignes des DAC sur toute la plage de fonctionnement. La Figure 126 montre la caractérisation statique obtenue pour la HT flottante qui polarise les MCP, avec une charge résistive de 50MΩ modélisant les détecteurs. Cette figure montre que l'instrument est capable de fournir des tensions supérieures à 3200 V qui répondent aux besoins pour l'alimentation des détecteurs (les tests sur paillasse n'ont pu être effectués avec des niveaux de tension supérieurs à cause du risque de claquage plus important à l'air ambiant que sous vide).

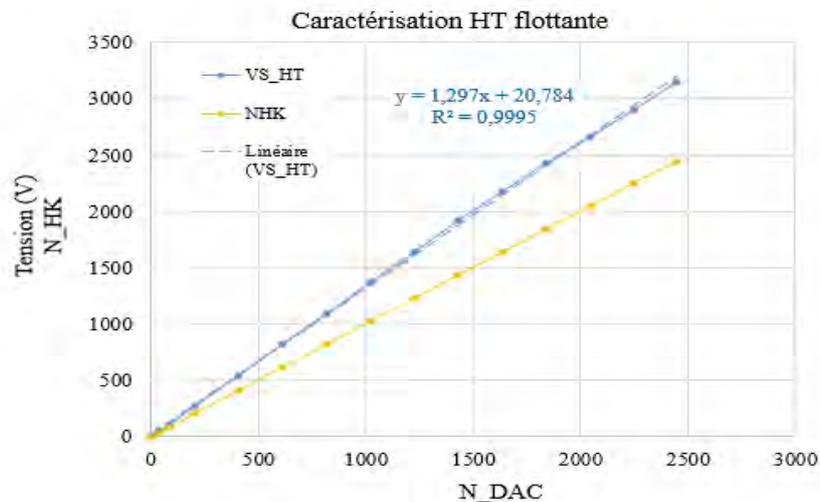


Figure 126 : tracé de la tension de sortie du circuit de polarisation des MCP fonction de la consigne du DAC

Le circuit de polarisation des sphères permet lui aussi d'atteindre des niveaux de sortie supérieurs à 3200V, mais une autre information intéressante porte sur les niveaux de tension minimaux pouvant être fournis par les HT. En effet, ce sont ces niveaux de tensions qui déterminent l'énergie minimale des particules détectable par l'instrument. Les valeurs mesurées pour les cas des ions et des électrons sont regroupées dans le Tableau 6 .

	Ions positif	Electrons
Tension analyseur min	- 6.8 V (62 eV)	1.5 V (14 eV)
Tension GF contrôle min	- 5 V (46 eV)	3.7 V (34 eV)

Tableau 6 : tensions minimales (et énergies) imposables par le circuit de polarisation de l'ESA

La première remarque qui peut être faite sur les niveaux de tensions minimaux porte sur l'écart entre les configurations « ions » et « électrons », où les performances sont meilleures pour le cas des électrons. Cela s'explique par l'activation d'un AOP supplémentaire pour la mesure des ions, qui a pour rôle d'inverser le signe de la tension de référence fournit par le DAC, mais qui a aussi pour défaut d'ajouter un léger offset sur la tension de référence envoyée au circuit de polarisation.

Avec un facteur k de 9.2, il est possible d'en déduire les niveaux d'énergie minimaux pour l'instrument qui est de 62 eV pour la mesure des ions positifs et 34 eV pour celle des électrons.

*Remarque : Ces énergies minimales sont un peu trop hautes dans un contexte de mesure de la charge du satellite (qui est le plus souvent en deçà de 62 eV). Il est possible de réduire les niveaux d'énergie minimaux en modifiant le circuit de régulation des HT de façon à avoir un rapport plus faible entre la tension de consigne appliquée et la tension de sortie (haute tension) délivrée. Ainsi pour une même consigne minimale délivrée par la partie numérique, la tension appliquée sur les sphères sera plus faible. Mais cela a pour effet d'augmenter l'encombrement de la carte haute tension.*

### Comportement dynamique

La caractérisation dynamique a pour but de déterminer les temps de transition de l'instrument (temps mort entre la mesure des ions et des électrons, et inversement), qui permettront d'avoir un indicateur sur la résolution temporelle maximale de l'instrument.

La caractérisation du plasma en vol se fait en balayant la tension d'analyseur ( $U_{top}$  et  $U_{an}$ ) sur toute la plage d'énergie avec des plateaux de largeur égale à la durée d'acquisition du taux de comptage pour chacune des énergies. L'instrument AMBRE 2 mesurant les ions et les électrons de manière alternée, le balayage des tensions à appliquer en vol est du même type que celui présenté sur la Figure 127. Cette figure montre un exemple de chronogramme qui pourrait être utilisé par AMBRE 2 en vol. Lors de la mesure des électrons, la tension de l'analyseur fait un balayage de tension positive avec les détecteurs configurés en mode « électron » (activation de l'offset), et lors de la mesure des ions, le balayage de l'analyseur se fait avec des tensions négatives et les détecteurs en mode « ion » (offset désactivé).

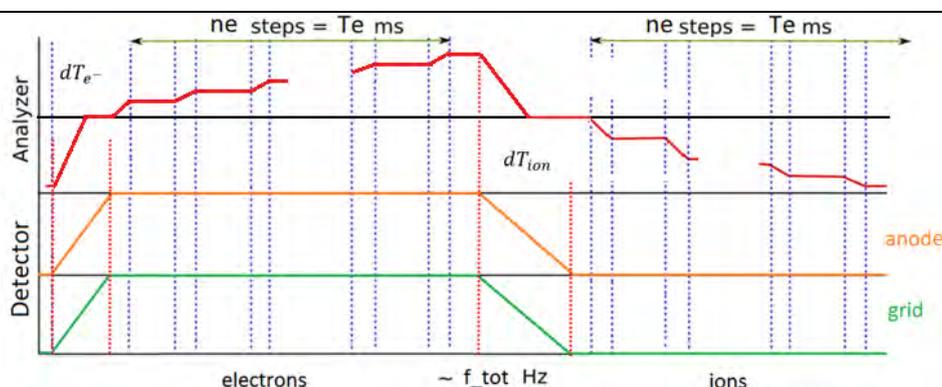


Figure 127 : exemple de chronogramme qui pourrait être utilisé par AMBRE 2 en vol

Il y a quatre temps mort à mesurer : deux pour les tensions d'analyseur lors du passage de la configuration « ion » à « électron », et inversement, et deux pour les tensions de polarisation des détecteurs lors des changements de configuration ion / électron.

Les chronogrammes de la tension de sortie de l'analyseur lors du changement de configuration sont présentés sur la Figure 128. Elle montre les chronogrammes observés pour les changements de mode de la tension de l'analyseur pour : (a) ions vers électron et (b) électron vers ions, avec un temps de transition de 80 ms. Il est possible de diminuer ces temps mort en réduisant les valeurs des résistances qui servent à la régulation de la HT, mais cela aura aussi pour effet d'augmenter la consommation de l'instrument.

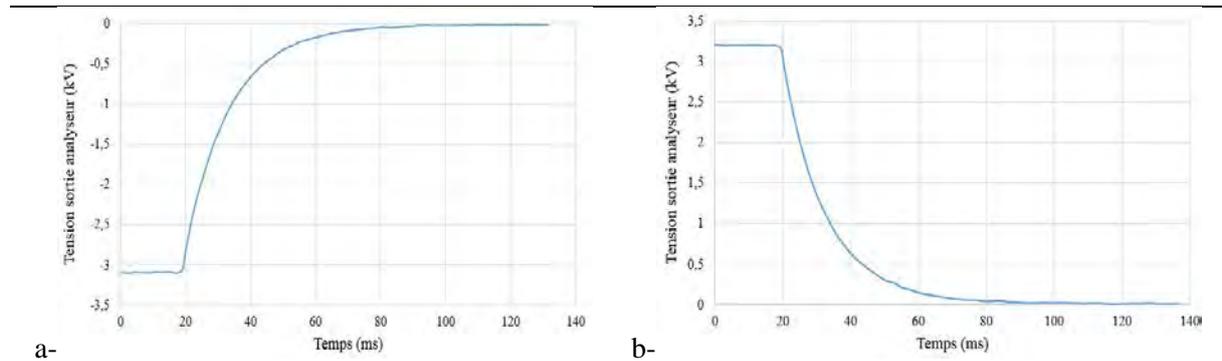


Figure 128 : Chronogrammes observés pour les changements de mode de la tension d'analyseur pour : (a) ion vers électron et (b) électron vers ion

Les deux autres mesures de temps de transition portent sur les détecteurs. Pour rappel, dans le chapitre IV un optocoupleur a dû être ajouté afin d'accélérer la décharge de l'offset et réduire le temps de transition entre les configurations « électron » et « ions », qui était supérieur à 4 secondes. La Figure 129 montre les chronogrammes observés pour les tensions d'alimentations des détecteurs, les temps de transitions sont de 200 ms pour le passage en mode « électron » et de 50 ms pour le passage en mode « ions ».

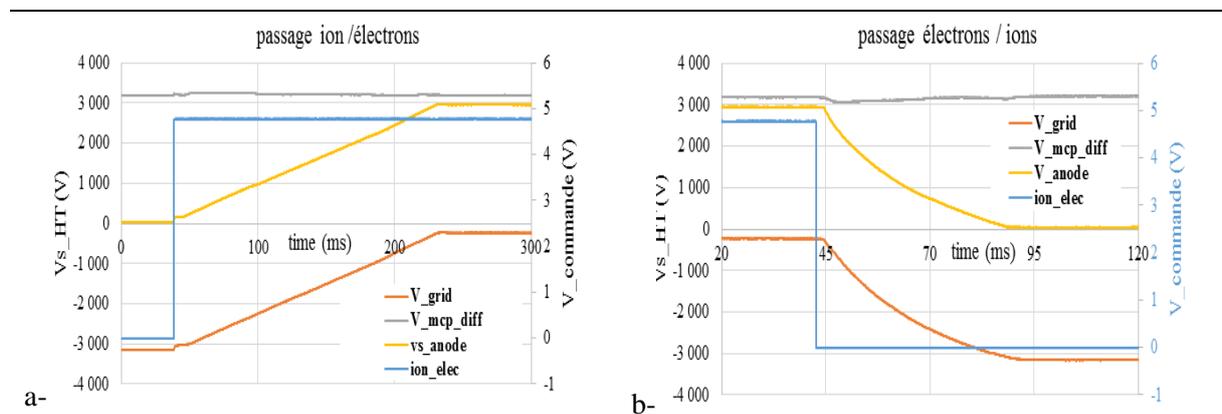


Figure 129 : Chronogrammes observés pour les changements de mode de polarisation des MCP pour : (a) ions vers électron et (b) électron vers ions

On peut remarquer sur la Figure 129-b une légère variation de la tension flottante (en gris). Elle est due aux capacités de découplage en sortie du transformateur de la HT flottante (cf. Chapitre IV) qui couple dynamiquement la HT flottante à la masse. Ceci entraîne l'apparition d'un pic de courant au niveau de la HT flottante qui diminue le gain du multiplicateur et donc diminue le niveau de tension flottante délivré en sortie.

Il est possible de réduire la variation de la tension de sortie en isolant complètement le transformateur de la HT flottante, mais cette solution entraîne l'augmentation de l'encombrement sur la carte HT. Une autre solution consisterait à réduire le courant de décharge de la HT qui fixe l'offset lors de la transition électron/ions, comme en utilisant une commande MLI (Modulation à Largeur d'Impulsion) de l'optocoupleur à implémenter dans le FPGA. Ceci a aussi pour effet de ralentir la décharge et d'augmenter le temps mort entre la mesure des électrons et celle des ions.

## b) Caractérisation de la carte front end

L'objectif de cette caractérisation est de compléter celle réalisée dans le chapitre III avec la mesure du gain de conversion de chacune des voies de l'ASIC (relation entre valeur binaire DAC et charge minimale détectable) et la caractérisation de la diaphonie éventuellement présente sur la carte front end.

### *Gain de conversion de l'ASIC*

La mesure du gain se fait à travers le relevé de deux S-curve pour des niveaux de charge injectée différents pour les 16 voies. Les courbes obtenues pour l'anode 1 sont tracées sur la Figure 130. La relation est la suivante entre la charge minimale détectable et la valeur de seuil :

$$Q_{fc} = 2,7 \cdot N_{dac} - 215 \quad (\text{Eq.V-1})$$

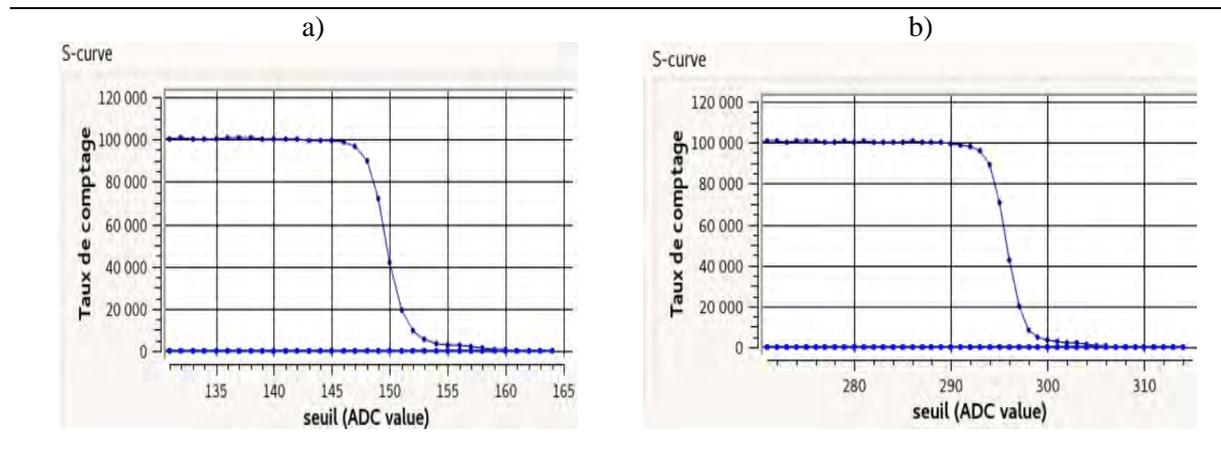


Figure 130 : S-curve obtenue avec l'anode 1 pour (a) 200 fC et (b) 600 fC

De même pour les autres anodes, on peut en déduire la variation du gain pour les différentes voies comme illustré sur la Figure 131, qui montre une valeur moyenne autour de 2,6 fC/bit avec une variation inférieure à  $\pm 5\%$ .

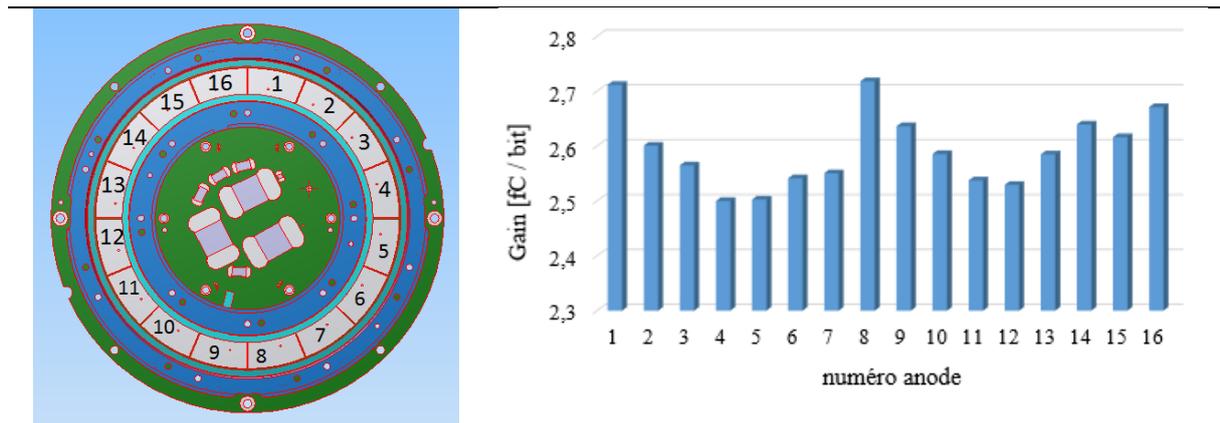


Figure 131 : Variation du gain de l'ASIC

La valeur max des DAC étant de 1023, on peut en déduire la charge maximale détectable par l'ASIC, qui est de 2,8 pC. Cette valeur est cohérente avec la valeur de 3pC donnée dans la datasheet de l'ASIC.

### Caractérisation de la diaphonie

Pour la caractérisation de la diaphonie (ou crosstalk en anglais), le même test est réalisé mais ici on s'intéresse davantage aux réponses des anodes voisines de celle qui reçoit l'injection de charge. Le couplage qui nous intéresse ici est celui qui a lieu entre les sorties et entrées des anodes et qui ne peut être supprimé simplement en jouant sur les seuils.

Ce type de crosstalk a été observé entre les anodes 13 et 16 (bruitée) et entre les anodes 5 et 2 (bruitée). Ceci est présenté sur la Figure 132, sur laquelle l'anode 13 reçoit un signal et l'anode 16 (en bleu) déclenche à tort pour un seuil inférieur 400 fC. Cette diaphonie vient du routage de la carte, où un via présentant le signal de sortie de la voie 13 passe vraisemblablement trop près de l'entrée de la voie 16.

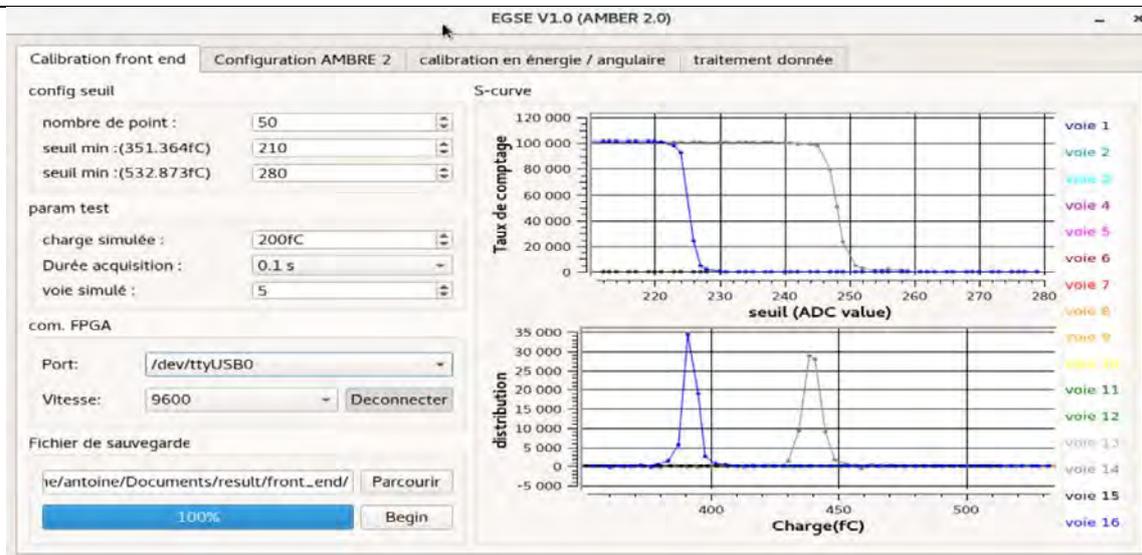


Figure 132 : Observation S-curve avec mis en avant crosstalk

Le routage de la carte sera modifié afin de supprimer toutes les diaphonies pour le prochain modèle d'AMBRE 2.

Pour le test du prototype, deux solutions sont possibles : soit configurer le seuil des anodes responsables du bruit à leurs valeurs max, ce qui a pour effet de supprimer deux secteurs de l'instrument ; soit de tenir

compte de cette diaphonie et de la supprimer en post-traitement avec la relation suivante pour les taux de comptage (CR) :

$$CR_{anode_{bruité}} = CR_{anode_{bruité}} - CR_{anode_{bruitante}}$$

Pour la calibration d'AMBRE 2.0, l'étude de la réponse en élévation énergie sera faite en priorité sur les anodes sans diaphonie.

L'instrument finalement assemblé est présenté sur la Figure 133. Sa masse après assemblage est de 999.2g, ce qui est inférieur à l'estimation faite à partir de la CAO, qui donnait une masse de 1,395 kg.

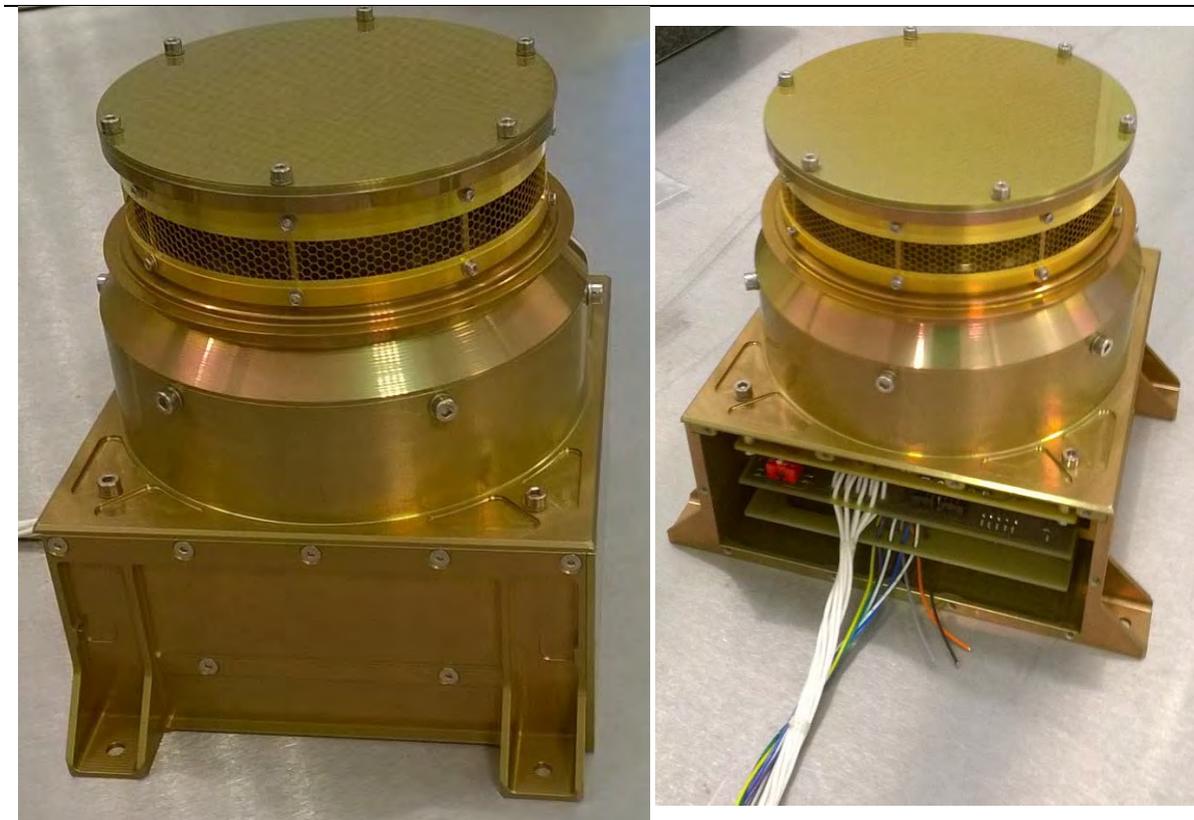


Figure 133 : photographies du prototype AMBRE 2

Il faut noter que ce prototype ne possède pas de carte LVPS (carte alimentation faible tensions) avec les alimentations à découpage ni un fort blindage (1 mm), ce qui aura pour effet d'augmenter la masse de l'instrument. Lors du design CAO, l'augmentation de l'épaisseur d'aluminium à 2 mm montrait une augmentation de masse de 100 g ; ceci reste tout à fait acceptable puisque l'objectif était une masse de l'instrument complet inférieure à 1,5 kg.

## VI- Calibration d'AMBRE 2

A présent que la réalisation du prototype a été présentée, il reste à étudier les performances de celui-ci lors de calibrations sous vide avec canons à particules. Mais avant cela, la prochaine partie s'intéresse au principe qui sera utilisé pour calibrer l'instrument.

### VI-1) Principe de la calibration d'AMBRE 2

La calibration de l'instrument a pour but de mesurer ses performances. Cela comprend l'étude des propriétés de filtrage de l'analyseur, des détecteurs ainsi que de l'immunité face aux bruits éventuels.

#### VI-1-1. Caractérisation et configuration du front end

La première étape pour étalonner un instrument tel qu'AMBRE 2 est l'étude de l'étage front end afin de caractériser le bruit et la diaphonie, d'une part, mais aussi afin de trouver le point de fonctionnement optimal de l'instrument : tension de polarisation des détecteurs et seuils de l'ASIC. Pour ce dernier point, nous allons étudier et mettre en œuvre une nouvelle méthode d'analyse utilisée pour caractériser l'instrument FPI de la mission MMS (*Gershman et al. [20]*).

#### a) Présentation des différentes sources de bruit

Les différentes sources de bruit présentes dans un instrument tel que AMBRE 2 peuvent être regroupées par catégories en fonction de leur localisation : au niveau de l'ESA, des MCP ou de l'ASIC, comme illustré sur la Figure 134-a [19]. La Figure 134-b montre la contribution de ces différents types de bruits sur la distribution des hauteurs d'impulsion mesurée par l'électronique front-end. La Figure 134-c présente le taux de comptage mesuré en sortie de l'ASIC dû aux différentes sources de bruits en fonction du seuil de l'ASIC. Ces taux de comptage ont obtenu en intégrant les distributions présentées en (b). Ces différentes sources font l'objet de l'étude de cette section.

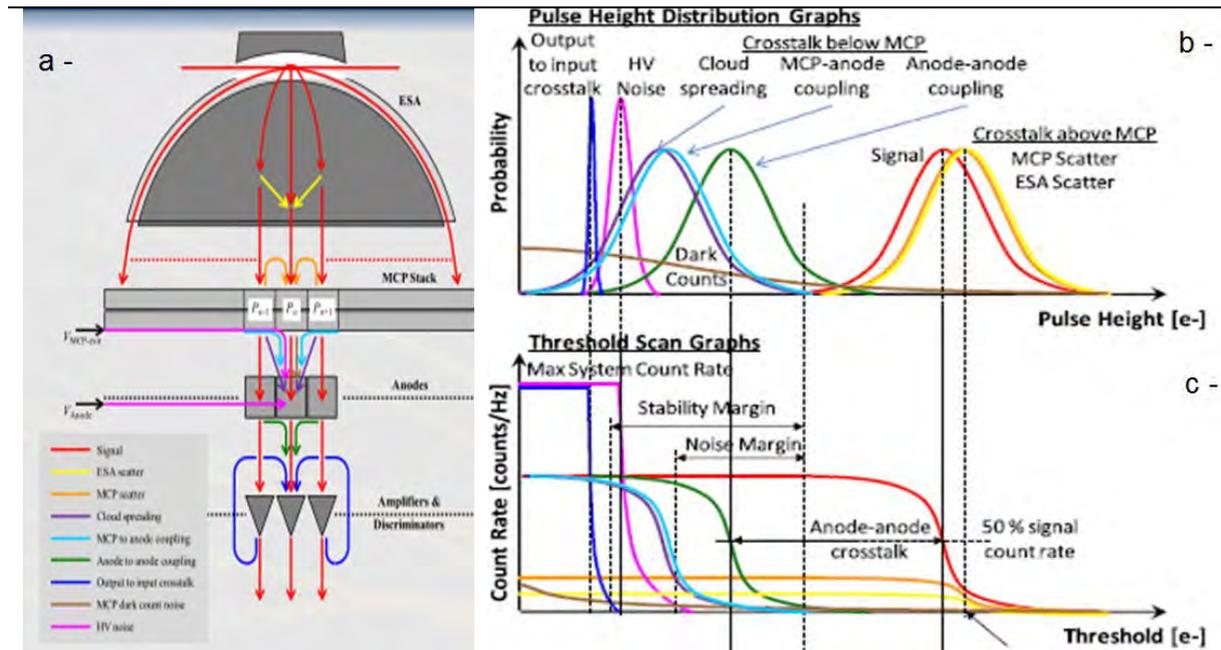


Figure 134 : illustrations des différentes sources de bruit et de leurs influences sur les mesures [19]

### Bruit présent au niveau de l'ASIC

Cette catégorie de bruit comprend le couplage entre entrée et sortie de l'ASIC (tracé bleu marine sur la Figure 134), le bruit dû au circuit de polarisation (tracé violet) et le bruit électronique présent sur la carte front end. Ces bruits ont pour effet de faire osciller (et déclencher) l'ASIC à sa fréquence maximale, comme illustré sur la Figure 134-c. Le seul moyen de s'en prémunir est d'avoir les seuils du front end à des valeurs toujours supérieures au niveau de bruit équivalent en charge.

La caractérisation de ces sources de bruit se fait canon éteint, en mesurant les S-curve (nom donné au courbes de la Figure 134-c) avant et après avoir polarisé les MCP. L'obtention de tracés tels que ceux de la Figure 134-c permet de déterminer les seuils minimaux imposable à l'ASIC pour les mesures.

*Rem : la mesure du S-Curve canon éteint, avec la haute tension, permet de visualiser à la fois le bruit dû au circuit de polarisation (oscillation de l'ASIC : signaux bleu marine et violet) mais aussi de caractériser les « dark count » (signal marron ayant un taux de comptage très bas).*

### Bruit présent entre MCP et ASIC

Cette catégorie de bruit comprend (1) la propagation du nuage d'électrons entre les MCP et les anodes, qui peut s'étaler sur deux anodes (partageant alors la charge délivrée) lors de la détection de coups pour des azimuts moyens proches des valeurs inter-anodes (tracé mauve) et (2) le couplage capacitif entre anodes, qui a lui aussi pour effet de dévier une partie des charges pour les partager entre deux anodes (tracé vert).

On peut définir des coefficients constants  $\chi_{ij}^c$  et  $\chi_i^m(\varphi)$  qui représentent la proportion de charges déviées de l'anode  $j$  vers  $i$  dû respectivement au couplage capacitif et à l'étendue du nuage d'électrons entre les MCP et les anodes. La distribution de charge vue par l'anode bruitée  $i$  à cause d'un couplage capacitif peut être reliée à la distribution de l'anode  $j$  (qui est la source du bruit), suivant la relation Eq.VI-1.

$$G_i(q) = G_{MCPj} \left( \frac{q}{\chi_{ij}^c} \right) \cdot \frac{1}{\chi_{ij}^c} \quad \text{Avec : } G_{MCPj}(q) = G_{MCP} \left( \frac{q}{\chi_{jj}^c} \right) \cdot \frac{1}{\chi_{jj}^c} \quad (\text{Eq. VI-1})$$

Avec  $G_{MCP}$  la distribution du gain des détecteurs (tracée rouge sur la Figure 134), qui peut être modélisée avec l'équation Eq.VI-2 [20], et  $\chi_{jj}^c$  la proportion de charges intégrées par l'anode  $j$ , en prenant en compte les capacités parasites. Cette équation traduit un décalage du gain des MCP (courbe rouge) vers des charges inférieures (avec un facteur  $\chi_{ij}^c$ ), pour les anodes voisines bruitées par un tel couplage capacitif. Ceci est illustré sur la Figure 134-b avec la courbe verte, qui est une copie du signal rouge vers des charges plus faibles.

$$G_{MCP}(q) = \frac{q^{\gamma-1} \cdot \exp(-\frac{q}{Q})}{Q^{\gamma} \cdot \Gamma(\gamma, 0)} \quad \text{Avec : } \Gamma(t, s) = \int_t^{\infty} x^{s-1} \cdot \exp(-x) \cdot dx \quad (\text{Eq. VI-2})$$

Le taux de comptage mesuré sur l'anode  $i$  pour un seuil  $t$  étant la somme des coups pour laquelle la charge reçue est supérieure au seuil  $t$ , il est possible d'en déduire la relation entre les taux de comptage des deux anodes suivant l'équation Eq. VI-3.

$$C_i(t) = \int_t^{+\infty} G_i(q) \cdot dq = \int_t^{+\infty} G_j \left( \frac{q}{\chi_{ij}^c} \right) \frac{dq}{\chi_{ij}^c} = \int_{\frac{t}{\chi_{ij}^c}}^{+\infty} G_j(q) \cdot dq = C_j(t/\chi_{ij}^c) \quad (\text{Eq. VI-3})$$

La relation Eq. VI-3 montre que l'effet du couplage capacitif (tracé vert) est un décalage du taux de comptage de l'anode « bruitante » (tracé rouge) vers des charges plus faibles d'un facteur  $\chi_{ij}^c$ . La caractérisation de cette diaphonie peut donc se faire à partir des S-Curves en utilisant la relation sur les

taux de comptage. Pour supprimer ce couplage il faut que le seuil de l'anode bruitée soit supérieur à la quantité de charges maximale déviée.

### *Bruit avant MCP*

Cette catégorie de bruit consiste en la diffusion des particules au niveau de l'analyseur et en surface des MCP, qui a pour effet de dévier certains « coups » sur les anodes voisines. On peut définir des coefficients constants  $\chi_{ij}^s$  qui représentent la proportion de comptage dévié de l'anode  $j$  à  $i$  [20]. Le taux de comptage vu sur l'anode bruitée  $i$  à cause d'un couplage en amont des MCP dû à l'anode  $j$  peut être exprimé en fonction du taux de comptage de l'anode  $j$  suivant la relation Eq. VI-4, avec  $\chi_{jj}^s$  la proportion de coups vus par l'anode  $j$  mais provenant de l'anode  $j$ .

$$C_i(t) = \chi_{ij}^s \cdot \frac{C_j(0)}{\chi_{jj}^s} \cdot \int_t^{+\infty} G_{MCP_i}(q) \cdot dq \quad (\text{Eq. VI-4})$$

La relation Eq. VI-4 montre que l'effet du couplage en amont des MCP entraîne l'apparition de charges avec une distribution identique à celle produite par le signal mesuré (gain des MCP), mais arrivant à une fréquence plus faible d'un facteur  $\frac{\chi_{ij}^s}{\chi_{jj}^s}$ , comme illustré sur la Figure 134-c avec les taux de comptage du signal utile tracé en rouge et celui induit par la diffusion des particules tracés en jaune et en orange. La distribution de charges produites par ce couplage étant identique à celle produite lors de la mesure du signal utile, qui est supprimé de manière empirique à partir des résultats d'étalonnage.

### b) Configuration de l'étage front end

A présent que les différentes sources de bruit ont été rapidement présentées, cette partie s'intéresse à la manière de choisir les seuils de chaque voie de l'ASIC et la tension de polarisation des MCP. Ceci permet d'obtenir une configuration optimale de l'instrument en fonction des différents couplages, comme décrit par *Gershman et al.* [20].

Le principe consiste à caractériser les anodes (avec le crosstalk) en mesurant les S-Curve pour chaque azimuth (correspondant aux centres des anodes afin d'éviter la diaphonie due à l'étendue du nuage d'électrons entre les MCP et les anodes ( $\chi_i^m(\varphi)$  égal 0 ou 1)). Les S-curves obtenues sont égales à la somme des contributions des bruits tracés sur la Figure 134-c, et dont le comportement théorique est illustré sur la Figure 135-a.

Avec ces mesures, il est possible de connaître la plage de seuil qui permet d'éviter les oscillations et la diaphonie dues au couplage capacitif. Cette plage de seuil correspond à la zone des S-curve où le taux de comptage du signal utile est maximum (plateau de la courbe rouge), et où le taux de comptage de l'anode voisine (bruitée) est sur le plateau minimum (courbe grise), comme illustré sur la Figure 135-a avec la zone encadrée entre les pointillés bleu et notée « operating threshold ».

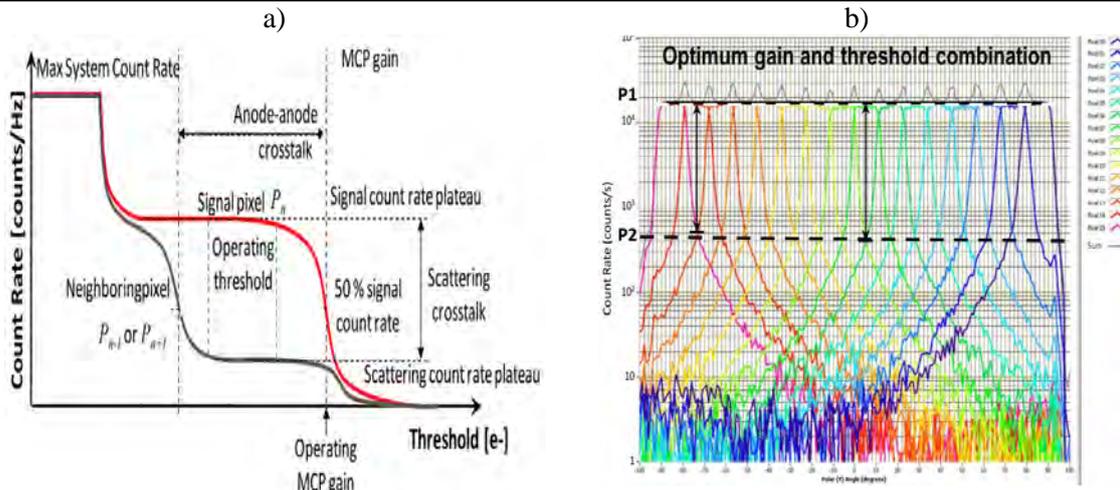


Figure 135 : (a) illustration plage de seuil du front end [20] / (b) illustration du point de fonctionnement optimal [19]

L'objectif pour la configuration du front end est de trouver la tension de polarisation avec les seuils optimaux qui permettent de mesurer tout le signal utile en s'affranchissant de la diaphonie, et ceci pour toutes les anodes. La détermination de la configuration optimale se fait en mesurant le taux de comptage sur toutes les voies, et en balayant le canon sur toute la plage d'azimut de l'instrument (Figure 135-b). Dans le cas optimal, deux plateaux doivent être observés. Le premier plateau (P1 : avec le taux de comptage maximal) correspond à la mesure du signal et le second (P2 : croisement des courbes entre deux anodes) correspond au bruit dû à la diffusion des particules sur les anodes voisines (en amont des MCP), comme illustré sur la Figure 135-b [19].

Si, lors de la mesure le plateau du haut n'est pas constant (cf. Figure 136-a), cela veut dire que les anodes avec les taux de comptage les plus faibles ont des seuils trop élevés pour pouvoir intégrer toutes les charges délivrées par les MCP (valeur de seuil supérieur à celles de la zone optimale, cf. Figure 135-a). Pour corriger cela, il faut soit :

- diminuer les seuils pour se retrouver dans la zone optimale (cf. Figure 135-a), si cela peut être fait sans induire de couplage capacitif ;
- augmenter la tension de polarisation de façon à augmenter le gain des détecteurs [19], qui a pour effet d'augmenter l'écart entre la charge délivrée par la MCP et donc la plage de seuil optimale entre le signal et le crosstalk.

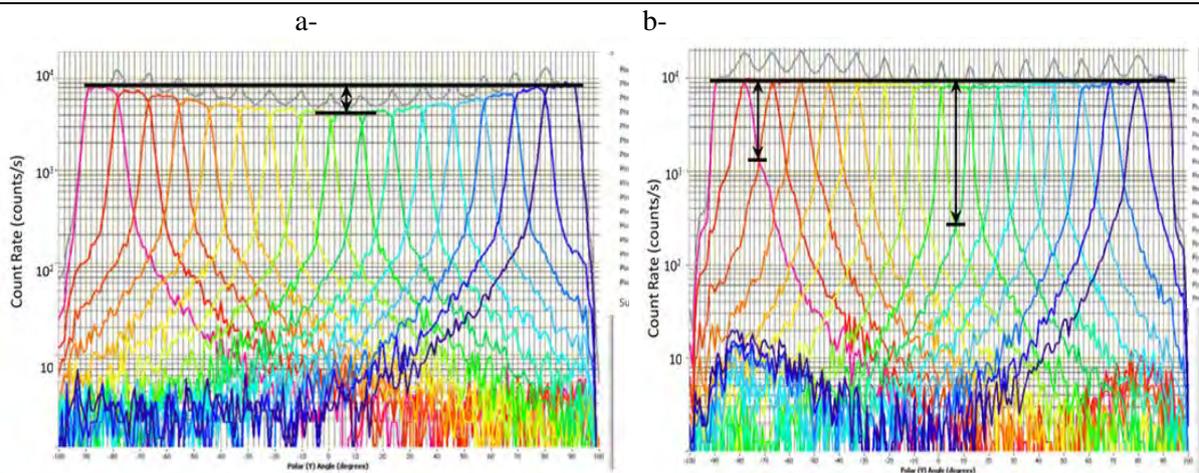


Figure 136 : Distributions du taux de comptage en fonction de l'azimut: (a) courbe obtenue lorsque le seuil est trop élevé ou le gain des MCP trop faible [19] / (b) courbe obtenue lorsque le seuil est trop faible ou le gain MCP trop important [19]

En revanche, si sur l'ensemble des anodes le plateau du bas n'est pas constant (cf. Figure 136-b), cela veut dire que les anodes pour lesquelles les croisements de courbes se font au niveau le plus élevé ont

un seuil trop faible. Ces anodes ont une partie de leurs coups qui est due au couplage capacitif (valeur de seuil inférieure à celles de la zone optimale, qui intègre une partie des coups causés par le couplage capacitif, cf. Figure 135-a). Pour se rapprocher de la configuration optimale, il faut dans ce cas soit augmenter les seuils de l'ASIC, soit diminuer la tension de polarisation des détecteurs [19], de façon à abaisser la zone de seuil optimale (cf. Figure 135-a).

Une fois que la partie front end sera caractérisée et configurée pour un fonctionnement optimal, il restera à caractériser la réponse de l'analyseur électrostatique de l'instrument à travers l'étude du signal utile.

*Note : Pour la première calibration d'AMBRE 2.0, la valeur de la tension de polarisation sera fixe et déterminée avec la méthode présentée dans le chapitre III, qui consiste à se placer à la limite de saturation des MCP (afin d'avoir la charge délivrée maximale).*

## VI-1-2. Caractérisation de l'analyseur électrostatique

La calibration de l'analyseur consiste en la mesure de ses propriétés de filtrage, qui sont entre autres la réponse en énergie, en élévation, en azimuth et la détermination du taux de transmission.

### a) Moyens de test CALIPSO 1 à l'IRAP

L'étalonnage de l'instrument AMBRE 2 est réalisé dans le banc de test CALIPSO 1 à l'IRAP. Ce banc est composé d'un canon à ions, d'un canon à électron et d'une chambre à vide, une photo extérieure de ce banc est visible sur la Figure 137-a.

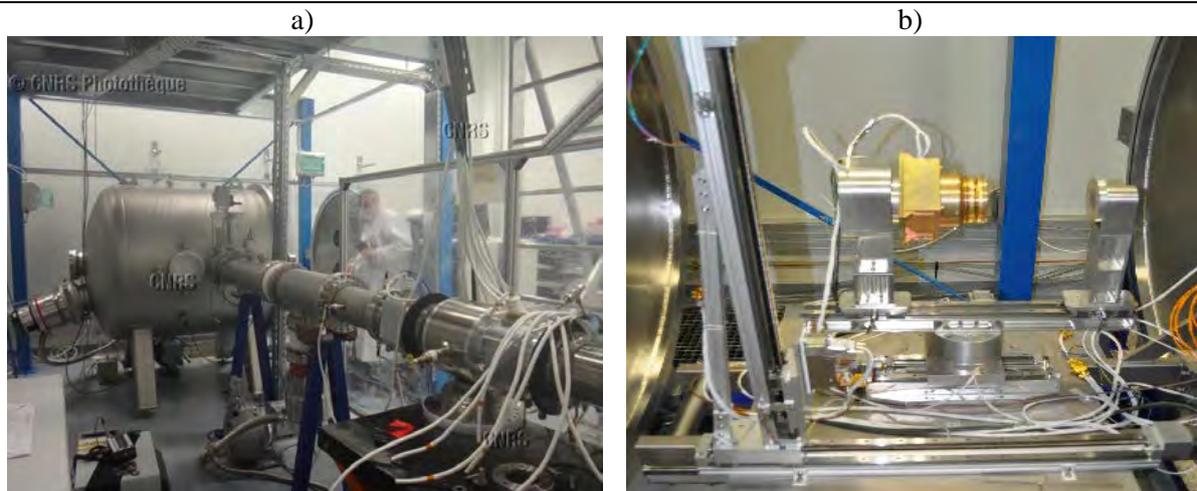


Figure 137: Photographie du banc de test CALIPSO 1 : avec une vue globale en a) et une vue de l'intérieur de la chambre à vide b)

A l'intérieur de la chambre à vide se trouve un moniteur de faisceau qui permet de monitorer le flux de particule et de le cartographier, ainsi que le GIMBAL qui est un plateau motorisé sur deux axes qui permettent de contrôler la position en azimuth et en élévation. C'est sur ce plateau que repose l'instrument comme visible sur la Figure 137-b avec l'instrument AMBRE 2 monté.

### b) Principe de mesure de la réponse de l'instrument : $R(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0)$

La mesure de la réponse de l'instrument AMBRE 2.0 se fait avec des canons à ions (Hélium) et à électrons. Leur caractéristique principale est de lancer un plasma froid uniforme sur une aire supérieure à la surface d'entrée de l'instrument. Les faisceaux de particules vus par l'instrument pendant la

calibration sont parallèles. Ils se propagent suivant un azimuth, une élévation et une énergie (vitesse) donnés, comme illustré sur la Figure 138.

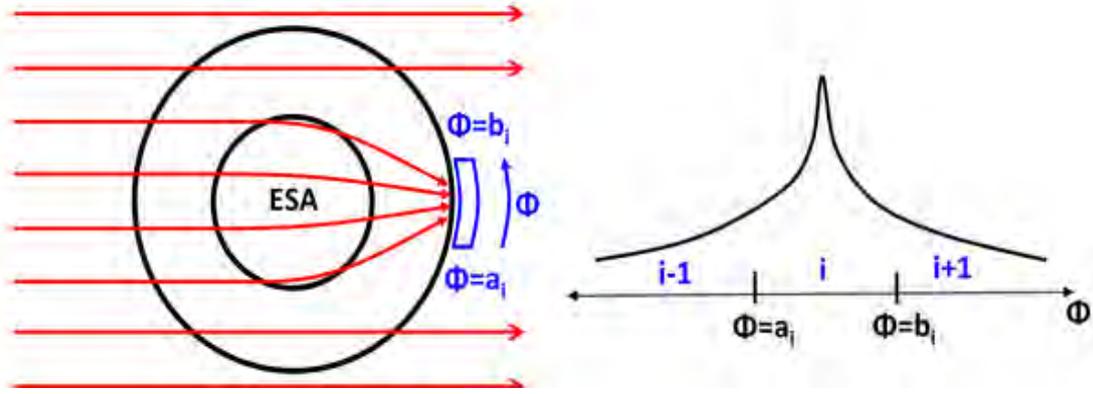


Figure 138 : illustration de la réponse de l'instrument pour un plasma froid [20]

La fonction de distribution du faisceau utilisé peut être décrite comme suit [10] :

$$f(\vec{v}) = n_b \cdot \delta(\vec{v} - \vec{v}_b), \text{ ou fonction de l'énergie : } f(E, \theta, \varphi) = n_b \cdot \frac{\frac{3}{2} \cdot E_b^{\frac{1}{2}}}{m^2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \frac{\delta(E - E_b) \cdot \delta(\theta - \theta_b) \cdot \delta(\varphi - \varphi_b)}{E \cdot \cos\theta} \quad (\text{Eq. VI-5})$$

Avec la relation (eq. I. 4) on peut en déduire le flux différentiel :

$$J = \frac{2E_B}{m^2} \cdot \mathbf{f} = n_B \cdot \left(\frac{2 \cdot E_B}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \delta(E - E_b) \cdot \delta(\theta - \theta_b) \cdot \frac{\delta(\varphi - \varphi_b)}{\cos\theta} = \Psi \cdot \delta(E - E_b) \cdot \delta(\theta - \theta_b) \cdot \delta(\varphi - \varphi_b) \quad (\text{Eq. VI-6})$$

Le taux de comptage vu par l'instrument peut être relié à la valeur de la fonction de distribution et de la réponse de l'instrument, moyennée sur la surface d'entrée (aire efficace), tel que :

$$C = f(E, \theta, \varphi) \cdot \frac{2}{m^2} \int dE E \int d\theta \cos^2\theta \int d\varphi \cos\varphi \cdot \mathbb{A}(E, \theta, \varphi; E_0, \theta_0, \varphi_0) \quad (\text{eq. I. 10})$$

Il peut être ramené au flux de particules lancées  $\Psi$  tel que pour chaque azimuth, énergie et élévation, on a :

$$C(E_B, \theta_B, \varphi_B) = \Psi \cdot \mathbb{A}(E_B, \theta_B, \varphi_B; E_0, \theta_0, \varphi_0) \quad \text{ou} \quad \mathbb{A}(E_B, \theta_B, \varphi_B; E_0, \theta_0, \varphi_0) = \frac{C_{meas(E_0, \theta_0, \varphi_0)}(E_B, \theta_B, \varphi_B)}{\Psi}$$

Ainsi, en mesurant les taux de comptage de l'instrument avec un balayage des paramètres du canon  $(E_B, \theta_B, \varphi_B)$  pour une configuration  $(E_0, \theta_0, \varphi_0)$  fixe de l'instrument, ou inversement, il est possible de déduire la réponse de l'instrument  $\mathbb{A}(E_B, \theta_B, \varphi_B; E_0, \theta_0, \varphi_0)$ , ainsi que les paramètres de filtrage de l'instrument : facteur k, résolution en énergie et angulaire, taux de transmission, ... comme détaillé dans la prochaine partie.

### c) Détermination des paramètres de l'instrument

La caractérisation de l'analyseur électrostatique (facteur k, taux de transmission, résolution, ...) se fait de la même manière qu'en simulation, en étudiant les réponses en énergie, en élévation et en azimuth de l'instrument.

### Réponse en énergie et en élévation

En pratique la caractérisation de l'instrument se fait en mesurant l'aire efficace  $\mathbb{A}(E_B, \theta_B, \varphi_B; E_0, \theta_0, \varphi_0)$  avec une source fixe (avec  $E_B, \theta_B, \varphi_B$  constant) et en balayant les paramètres de l'instrument ( $E_0, \theta_0, \varphi_0$ ). Le balayage des angles ( $\theta_0, \varphi_0$ ) se fait avec des moteurs qui vont changer l'orientation de l'instrument par rapport au flux de particules, et le balayage de l'énergie centrale de l'instrument ( $E_0$ ) se fait en balayant les tensions d'alimentation des sphères de l'analyseur. Cette réponse est appelée réponse « pseudo-énergétique » de l'instrument, comme illustré sur la Figure 139, avec un exemple de calibration obtenue pour AMBRE 1 (actuellement à bord du satellite Jason-3).

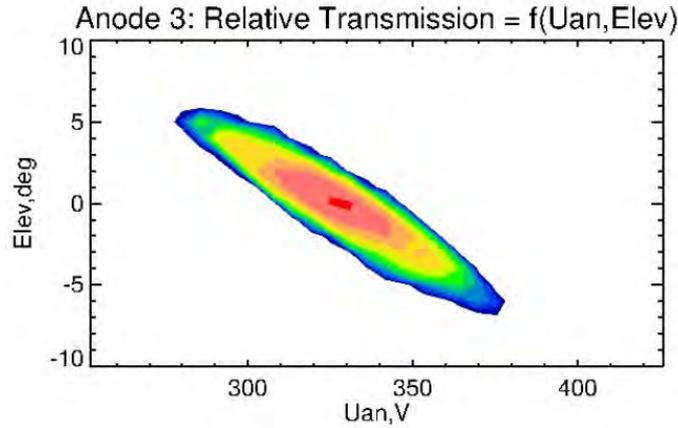


Figure 139 : Réponse en pseudo-énergie & élévation obtenue pour AMBRE 1

Il est possible, à partir de la réponse pseudo-énergétique, de retomber sur la réponse énergétique (comme celle obtenue en simulation). En effet, une variation des caractéristiques de la source de particules de  $(dE_B, d\theta_B, d\varphi_B)$  par rapport à  $(E_0, \theta_0, \varphi_0)$  est équivalente à une variation des propriétés de filtrage de l'instrument de  $(-dE_B, -d\theta_B, -d\varphi_B)$  par rapport à  $(E_0, \theta_0, \varphi_0)$ . Il est donc possible d'en déduire une relation entre la tension  $U_{an}$  appliquée sur l'analyseur, lors de la mesure de la réponse pseudo-énergétique et, l'énergie équivalente de balayage  $E_{simu_B}$  (qui serait obtenue en simulation), tel que :

$$\Delta E_{canon} = -\Delta E_{instrument} \rightarrow E_{simu_B} - E_0 = -(k \cdot U_{an} - E_0), \text{ avec } E_0 \text{ l'énergie fixe}$$

$$E_{simu_B} = 2 \cdot E_0 - k \cdot U_{an} \quad (\text{Eq. VI-7})$$

Le facteur  $k$  est déterminé en pratique en divisant l'énergie du faisceau  $E_0$  par la tension de polarisation des sphères de l'analyseur  $U_{an_0}$ , qui correspond à la tension pour laquelle le taux de transmission de l'instrument est maximal.

Les réponses en énergie et en élévation peuvent ensuite être déduites en sommant l'aire efficace mesurée  $\mathbb{A}(E_B, \theta_B, \varphi_B; E_0, \theta_0, \varphi_0)$  respectivement sur les plages en angle et en énergie. Ceci permet de déduire les propriétés de l'analyseur, telles que les résolutions en élévation et en énergie, l'angle central  $\theta_0$  et le facteur  $k$ .

### Calcul du facteur de Géométrie

Enfin, pour terminer la calibration de l'instrument il reste à voir la méthode pour la détermination du taux de transmission (ou facteur de géométrie) de l'analyseur.

Le facteur de géométrie de chacune des anodes de l'instrument peut être relié à l'aire efficace suivant la relation *eq. II. 9*, avec  $i$  qui correspond au numéro d'anode:

$$\mathbb{G}F_i = \int \frac{dE}{E_0} \int d\theta \int d\varphi A(E, \theta, \varphi)_i \quad (\text{eq. II. 9})$$

Et donc, en sommant les aires efficaces mesurées lors des balayages par rapport à l'énergie et à l'élévation, il est possible d'en déduire la densité azimutale du taux de transmission de l'analyseur tel que :

$$\frac{d \mathbb{G}F_i}{d\varphi} = \sum_m \sum_n A(E, \theta, \varphi)_i \cdot \frac{\Delta E_n}{E_0} \Delta\theta_n = \sum_m \sum_n \frac{C_{meas_i}(E, \theta, \varphi)}{J_{d_i}} \cdot \frac{\Delta E_n}{E_0} \Delta\theta_n \quad (\text{Eq. VI- 8})$$

Ou encore à partir de la formule (*eq. II. 5*) introduite par Collinson [10], le facteur de géométrie devient :

$$\frac{d \mathbb{G}F_i}{d\varphi} = \sum_m \sum_n \frac{C_{meas_i}(E, \theta, \varphi)}{J_{d_i}} \cdot \frac{\Delta E_n}{E_0^2} \cdot \overline{E_n} \cdot \Delta\theta_n \cdot \cos(\overline{\theta_n}) \quad (\text{Eq. VI- 9})$$

En pratique comme lors des simulations, ces deux formules seront utilisées et comparées.

*Remarque : le taux de comptage étant dépendant du seuil de l'ASIC ( $t_i$ ), du gain de la MCP, du couplage capacitif, et du couplage dû à la diffusion des particules ( $\chi_{ii}^s$ ) dans l'analyseur, il est possible de les considérer dans le calcul du GF afin d'avoir un résultat le plus proche possible de la théorie (GF de l'analyseur). Pour cela, un paramètre  $R_{MCP_i}(t_i)$  est ajouté. Il correspond au rapport entre le nombre de coups détectés par le front end et le nombre de particules sélectionnées par l'ESA. La nouvelle formule du GF devient la relation suivante :*

$$\frac{d \mathbb{G}F_i}{d\varphi} = \sum_m \sum_n \frac{C_{meas_i}(E, \theta, \varphi, t_i)}{J_{d_i} \cdot \chi_{ii}^s \cdot R_{MCP_i}(t_i)} \cdot \frac{\Delta E_n}{E_0^2} \cdot \overline{E_n} \cdot \Delta\theta_n \cdot \cos(\overline{\theta_n}) \quad (\text{Eq. VI- 10})$$

Avec  $R_{MCP_i}(t_i) = \frac{\int_t^{+\infty} G_i\left(\frac{q}{\chi_{ii}^s}\right) dq}{\int_0^{+\infty} G_i(q) dq}$  avec  $G_i(q)$  la distribution du gain des MCP dépendant de la valeur de la tension de polarisation.

## VI-2) Résultats de calibration

Cette partie traite des résultats obtenus lors de la calibration du prototype AMBRE 2.0, dans la chambre à vide CALIPSO 1 de l'IRAP, en commençant par la partie front end avec la caractérisation des détecteurs avant de s'intéresser aux propriétés de filtrage de l'analyseur.

## VI-2-1. Calibration de la carte front end / détecteurs

L'étude de la partie front end a pour but de déterminer la tension de polarisation des détecteurs et les seuils optimaux à appliquer avant la caractérisation de l'analyseur électrostatique.

### a) Polarisation des détecteurs

Comme expliqué et réalisé dans le chapitre III, qui porte sur la partie front end, la détermination du point de fonctionnement nominal des MCP se fait par la mesure du taux de comptage en sortie de l'ASIC pour différentes tensions de polarisation. La courbe tracée sur la Figure 140 a donc été une des toutes premières obtenues pour AMBRE 2.0. Le coude qui apparaît à partir de 2200 V correspond à l'effet de saturation attendu pour des MCPs. La tension de 2200 V sera donc celle utilisée pour la suite de l'étalonnage.

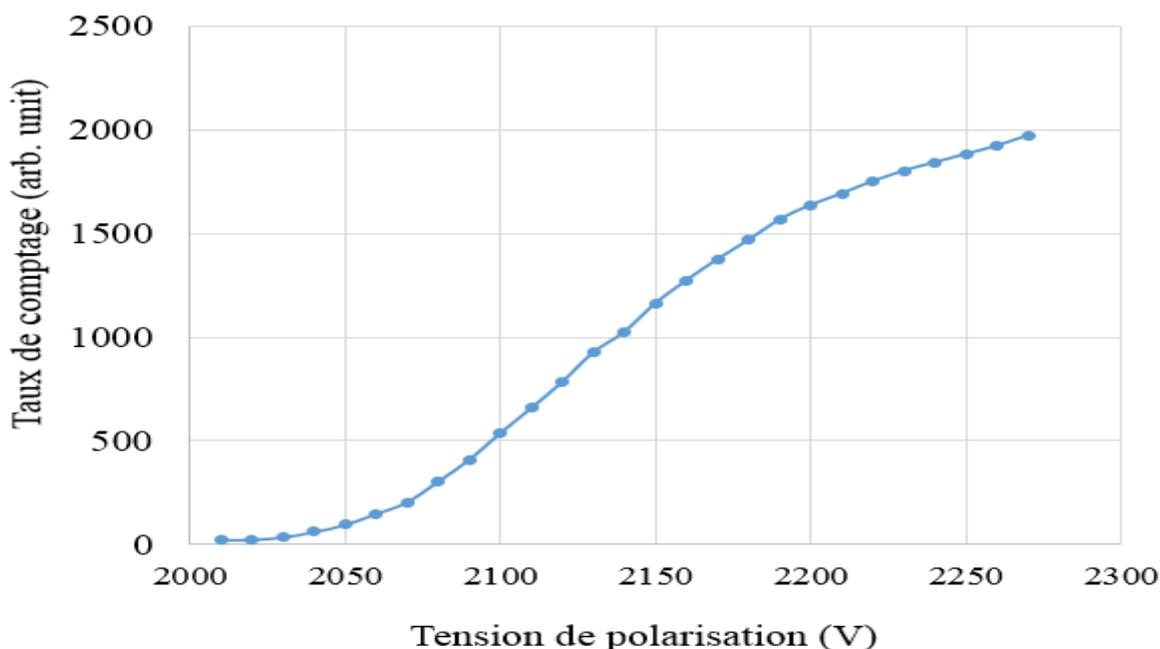


Figure 140 : Taux de comptage fonction de la tension de polarisation appliquée aux MCPs

Afin de voir l'impact de la tension de polarisation sur le gain des détecteurs, la Figure 141 montre trois S-Curve relevés pour des niveaux de tension différents. Leurs dérivées permettent de connaître la distribution de charge délivrée par les détecteurs, comme tracé sur la Figure 142. L'augmentation de la tension a pour effet d'augmenter le gain des MCP et d'élargir la distribution. Ceci est cohérent avec les distributions théoriques présentées dans le chapitre III, Figure 59. On peut noter que le pic de gain apparaît pour une charge proche de 320 fC, correspondant à un gain de 2 millions d'électrons en accord avec la valeur du gain théorique.

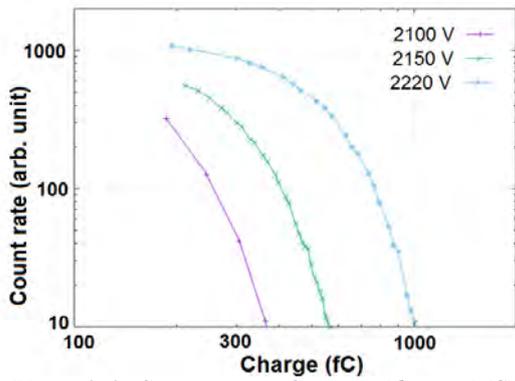


Figure 141 : S-curves mesurées sous vide avec MCP polarisation avec 3 niveaux de tensions

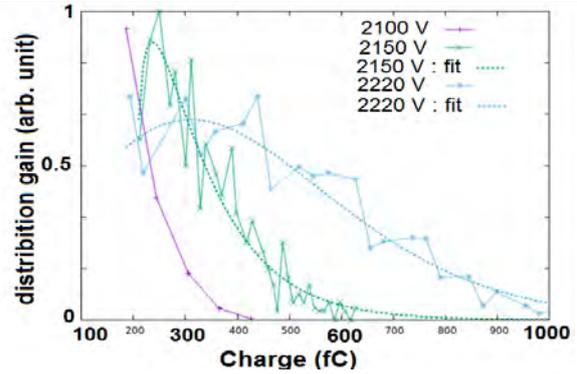


Figure 142 : distribution de charge délivrée par les MCP estimée à partir des S-curves

## b) Caractérisation des différences de bruits

La tension de polarisation des MCP étant déterminée, cette partie s'intéresse aux différentes sources de bruits dans le but de trouver les seuils minimaux qui permettent de les supprimer des mesures.

### Bruit électronique

Le premier bruit à caractériser est le bruit électronique mesuré avec l'acquisition d'une S-curve sans hautes tensions activée et sans flux de particules. La mesure obtenue dans le banc est présentée sur la Figure 143. On y observe que l'ASIC (avec les compteurs du FPGA) saturé à 3 millions de coups par seconde lorsque le seuil est en dessous de 30-50 fC. Cette fréquence correspond à la fréquence maximum de l'ASIC.

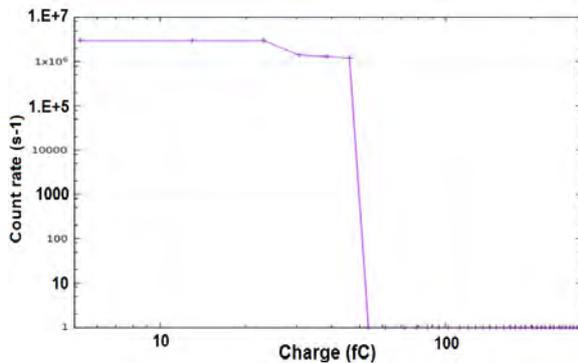


Figure 143 : S-curve mesurée pour la caractérisation du bruit électronique

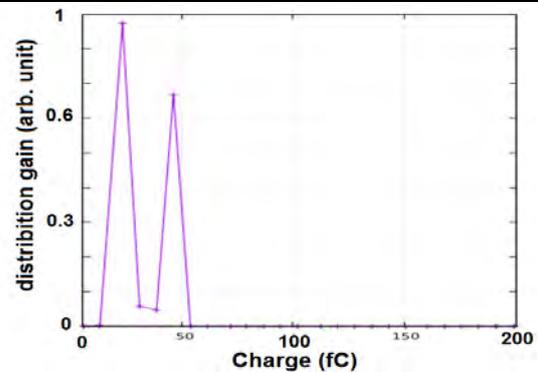


Figure 144 : distribution de charge du bruit électronique déduit à partir du S-curve

La dérivée de la S-curve obtenue est tracée sur la Figure 144, où deux pics sont visibles. Pour ne pas avoir de mesures perturbées par le bruit électronique, il faut que le seuil de l'ASIC soit supérieur à 50 fC, qui est le seuil minimal appliqué par la suite.

### Bruit des HT et dark count

Les autres bruits à caractériser (avec le canon éteint) sont le bruit des hautes tensions et les « dark counts » des MCP. La S-curve obtenue pour une polarisation des MCP de 2200V est visible sur la Figure 145. La distribution de charge déduite de la S-curve est tracée sur la Figure 146. Elle est la somme du bruit électronique de la HT (qui fait osciller l'ASIC à 1 MHz) et des dark counts (qui correspondent aux charges les plus élevées ; cf. Figure 134). Pour la suite de la calibration, le seuil minimal qui est utilisé est 110 fC, afin de ne mesurer que le signal utile.

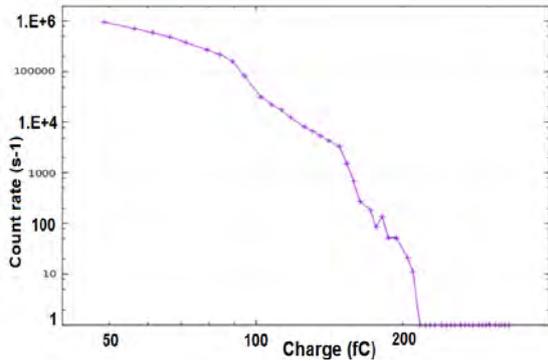


Figure 145 : S-curve mesurée pour la caractérisation du bruit des HT

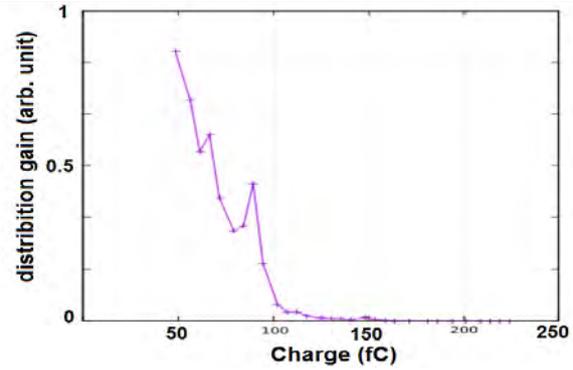


Figure 146 : distribution de charge du bruit des HT déduit à partir du S-curve

### c) Détermination des seuils de l'ASIC optimaux

A présent que les différentes sources de bruit sont connues, il reste à déterminer la valeur des seuils optimaux pour chacune des anodes avant de passer à la calibration de l'analyseur.

#### Caractérisation du crosstalk

La caractérisation du crosstalk se fait à partir des S-curve mesurées pour l'anode visée par le canon et de ses anodes voisines. Ces mesures ont été réalisées pour plusieurs anodes. Les mesures provenant des anodes 5 et 6 sont présentées dans les Figure 147 Figure 148, respectivement. Ces courbes montrent que pour un même taux de comptage (égal à 50% de la valeur max mesuré par l'anode visé par le canon), le ratio entre les charges lues en abscisse pour l'anode bruité et l'anode visé par le canon est de 12%. Ce facteur correspond à la charge déviée entre ces anodes par couplage capacitif.

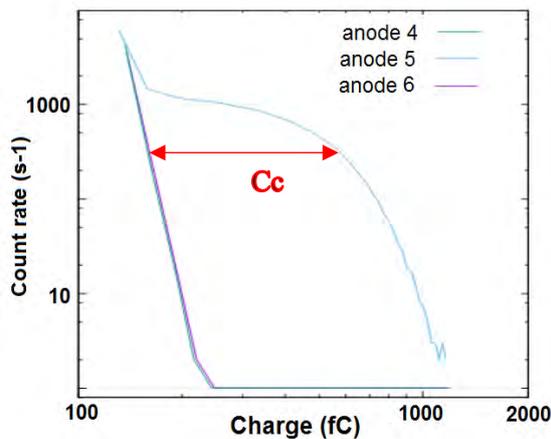


Figure 147 : S-curve pour caractérisation du crosstalk causé par l'anode 5

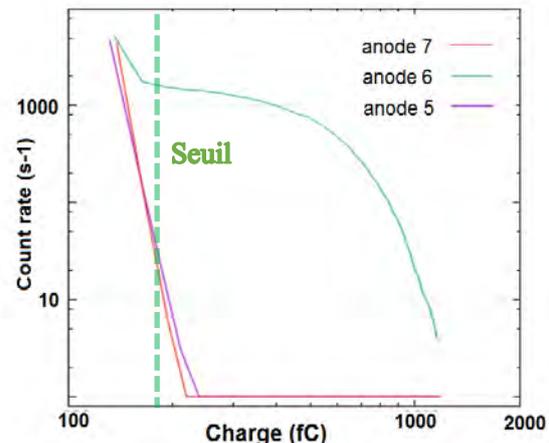


Figure 148 : S-curve pour caractérisation du crosstalk causé par l'anode 6

Afin d'avoir la meilleure sensibilité pour la caractérisation de l'analyseur, les seuils de l'ASIC sont fixés pour la suite à 180 fC de façon à pouvoir mesurer le taux de comptage maximal sur l'anode visé tout en limitant le bruit du au couplage capacitif (ici taux de comptage bruité autour de 10 c/s contre 2000 c/s pour le signal utile comme illustré sur la Figure 148).

### Optimisation du fonctionnement des détecteurs

Les seuils et la polarisation des MCP étant à présent fixés, il reste à vérifier qu'ils sont optimaux et permettent d'avoir une réponse homogène en azimut. Pour cela, le taux de comptage de toutes les anodes est mesuré pour différentes positions angulaires de l'instrument. La Figure 149 montre la réponse azimutale sur  $70^\circ$ . On peut voir sur cette figure que les taux de comptage maximaux sur les quatre anodes forment un plateau autour de 2000 coups/sec, avec les intersections entre anodes qui se forment à un taux de comptage proche de 1000 coups/sec pour toutes ces anodes, qui est le comportement souhaité. Cela montre que les seuils permettent de mesurer le signal utile sans perte de taux de comptage tout en supprimant le couplage capacitif entre les anodes.

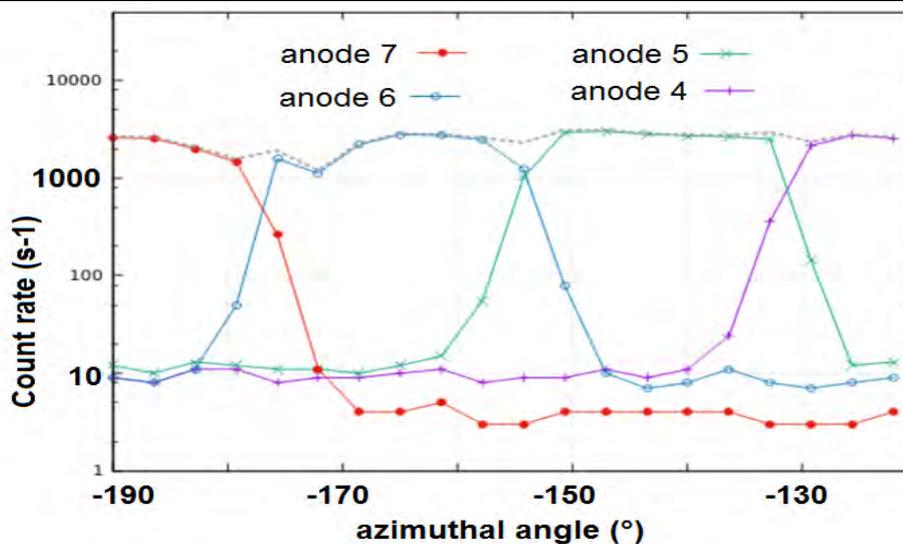


Figure 149 : Réponse azimutale de l'instrument AMBRE 2 sur  $70^\circ$

A présent que toute la partie front end est caractérisée et configurée, il reste à étalonner l'analyseur électrostatique.

### VI-2-2. Caractérisation de l'analyseur

La prochaine étape pour valider le fonctionnement de l'instrument consiste à mesurer les réponses en énergie et élévation pour différents facteurs de géométrie GF (en utilisant la fonction GF variable décrite dans le Chapitre 2) et pour les deux types de particules.

#### a) GF maximum : $U_{top} = U_{an}$

L'énergie des ions He<sup>+</sup> utilisés pour la caractérisation est de 2 keV. Compte tenu du facteur  $k$  théorique la tension à appliquer sur l'analyseur pour mesurer le faisceau est de 217 V.

La pseudo-réponse en énergie obtenue lors de l'étalonnage est présentée sur la Figure 150-a. La courbe obtenue est une gaussienne qui montre un facteur  $k$  égal à 9,45 avec une résolution en énergie de 13,66%. Ces résultats sont en accord avec les performances estimées en simulation : facteur  $k$  de 9,2 et résolution en énergie de 14%. La réponse en élévation de l'instrument est présentée sur la Figure 150-b. C'est aussi une gaussienne centrée sur  $0.64^\circ$  avec une résolution en élévation de 6.65%. Les simulations prévoient

une gaussienne centrée sur  $0^\circ$  avec une résolution de  $7.5^\circ$ , ce qui est cohérent avec les mesures. Les écarts visibles entre les mesures et les premières simulations peuvent venir entre autres d'un défaut d'alignement des sphères. La troisième partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude des écarts observés entre les tests sous vide et les simulations.

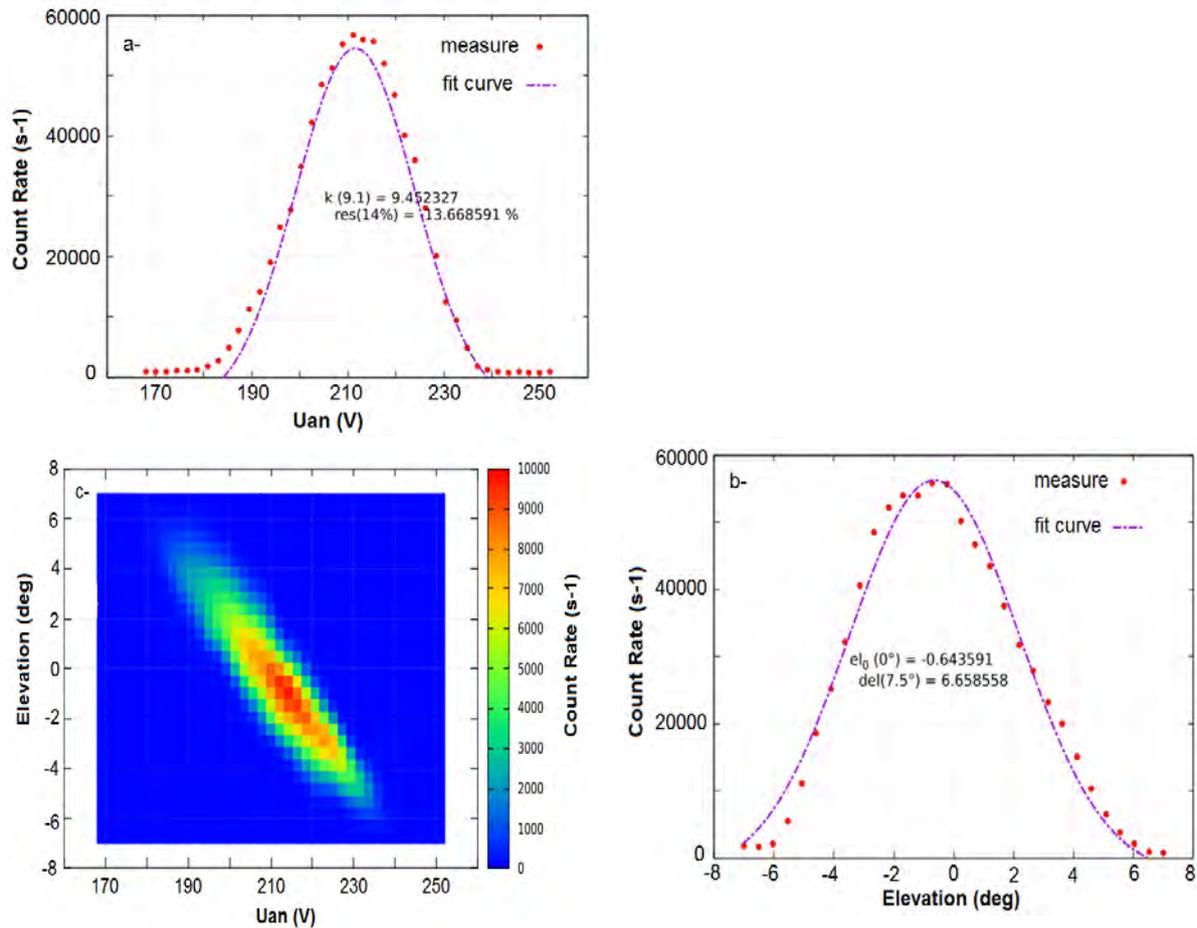


Figure 150 : Réponse en énergie (a), élévation (b) et énergie-élévation (c) déterminées en pratique pour  $U_{an} = U_{top}$

La Figure 150-c présente la pseudo-réponse en énergie / élévation de l'instrument, sous forme de spectrogramme. Elle correspond en fait à la réponse tension- $U_{an}$ /élévation, qui est l'image miroir en ordonnée de la réponse en énergie / élévation obtenue par simulation (cf. Figure 32-c). Ceci est cohérent avec la relation (Eq. VI- 7) qui relie ces deux types de réponses.

Enfin, le facteur de géométrie obtenu en pratique est de :  $GF_{22^\circ} = 4.10^{-4} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$ . Cette valeur est 2 fois plus faible que la valeur théorique présentée dans le chapitre II. Cette différence sera étudiée dans la troisième partie de ce chapitre.

### b) GF divisé par 10 : $U_{top} = U_{an} / 3$

La pseudo-réponse en énergie obtenue pour un rapport entre  $U_{top}$  et  $U_{an}$  de 0.3 est présentée sur la Figure 151-a. Elle montre un facteur  $k$  de 8.45 avec une résolution en énergie de 8.45%. Ces résultats sont en accord avec les performances estimées en simulation, qui était un facteur  $k$  proche de 8 et une résolution en énergie de 10%. La réponse en élévation de l'instrument est présentée sur la Figure 151-b. Elle montre une gaussienne centrée sur  $6^\circ$  (contre  $7^\circ$  pour la théorie) avec une résolution en élévation de  $1.31^\circ$  (contre  $1.5^\circ$  en théorie).

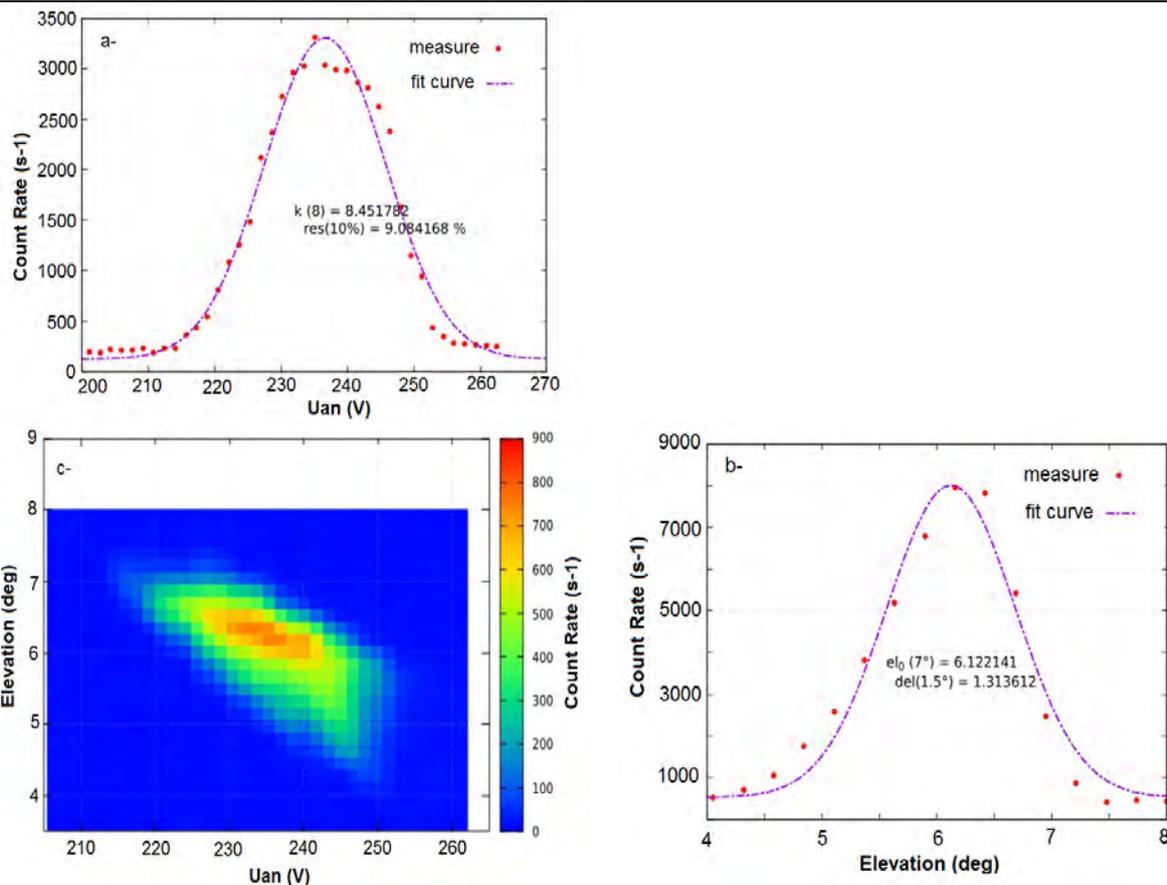


Figure 151: Réponse en énergie (a), élévation (b) et énergie-élévation (c) déterminées en pratique pour  $U_{top} = U_{an} / 3$

La Figure 151-c présente la pseudo-réponse en énergie / élévation de l'instrument dans cette configuration. La Figure montre un décalage de la réponse au niveau du collimateur, qui coupe la réponse de l'instrument pour des élévations supérieures à  $7^\circ$ . Ceci entraîne une diminution du taux de transmission de l'analyseur.

Enfin, le facteur de géométrie obtenu en pratique est de  $GF_{22^\circ} = 3.2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV} / \text{eV}$ . Cette valeur est 6 fois plus faible que la valeur théorique présentée dans le chapitre II. Cette différence sera également étudiée dans la troisième partie de ce chapitre.

#### Variation du taux de transmission et du facteur $k$

A présent que les réponses en énergie / élévation de l'instrument ont été présentées pour les deux rapports « limites » de  $U_{top} / U_{an}$ , il reste à caractériser le contrôle du taux de transmission de l'analyseur et son impact sur le facteur  $k$  pour une plus large gamme de ce rapport. La valeur du facteur  $k$  de l'instrument est tracée sur la Figure 152-a en fonction du ratio  $U_{top} / U_{an}$ . La variation du facteur  $k$  mesuré est cohérente avec la théorie même si un « offset » est visible entre ces deux courbes. Ceci peut également indiquer une non-concentricité des sphères entraînant une diminution de la distance inter-sphère dans cette partie de l'instrument en azimut (anode 5).

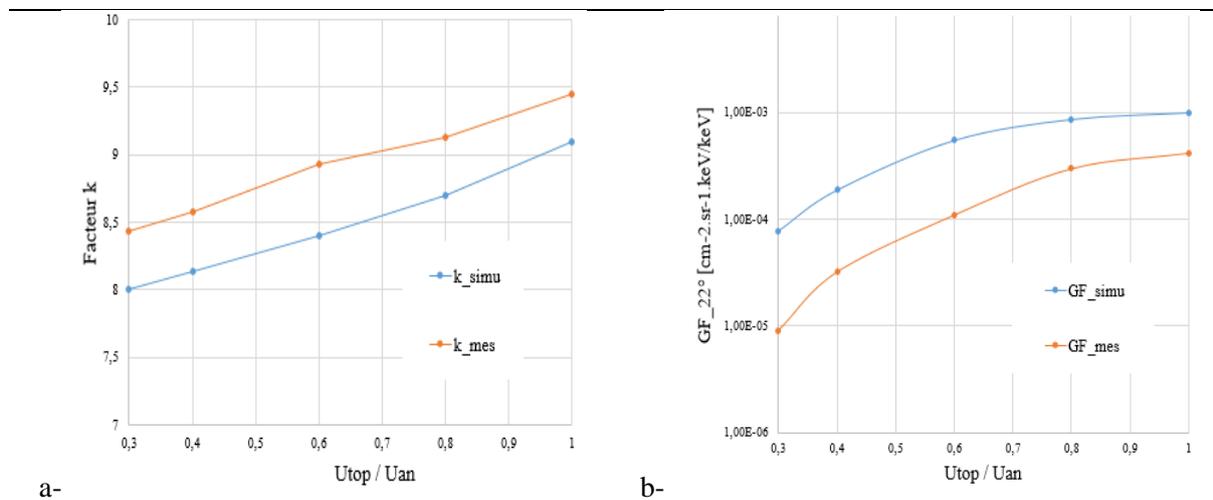


Figure 152 : Variation du facteur k (a) et du facteur de géométrie (b) en fonction du rapport  $U_{top} / U_{an}$

Le facteur de géométrie en fonction du rapport de tension  $U_{top} / U_{an}$  est tracé sur la Figure 152-b où un écart important est visible entre les mesures et la théorie allant jusqu'à une décade pour le cas où le ratio  $U_{top}/U_{an}$  vaut 0,3. Cet écart sera étudié dans la troisième partie de ce chapitre.

### c) Réponse en énergie / azimuth

Enfin, pour terminer la caractérisation de l'instrument, cette partie décrit la réponse en azimuth et notamment la variation de la réponse énergétique entre les différentes anodes. La Figure 153 montre la réponse en énergie / azimuth pour les anodes comprises entre  $-200^\circ$  et  $-60^\circ$ . Ces résultats montrent que la réponse à une largeur de  $22^\circ$  (largeur angulaire d'une anode) et qu'il n'y a pas de diaphonie entre les voies.

On peut, cependant, noter une légère variation entre les voies de la tension d'analyseur qui donne le taux de comptage maximum. Par exemple, pour l'anode 2 cette tension est de 220 V alors que pour l'anode 5 le pic de taux de comptage apparaît pour 210 V. Ceci indique une variation du facteur k et donc une non concentricité des sphères.

Cette non-concentricité s'explique par le fait que l'assemblage d'AMBRE 2, lors de cette dernière campagne de calibration, a dû être réalisée sans pion de centrage pour des contraintes de planning. Les mesures faites sous vide permettent donc de valider le fonctionnement de l'instrument AMBRE 2 et de chacun de ces sous-systèmes. Toutefois, il existe des écarts entre les résultats d'étalonnage et les estimations faites lors du design par simulation. La prochaine partie a pour but de déterminer la cause de ces différences.

Anode

Réponse énergie / azimuth

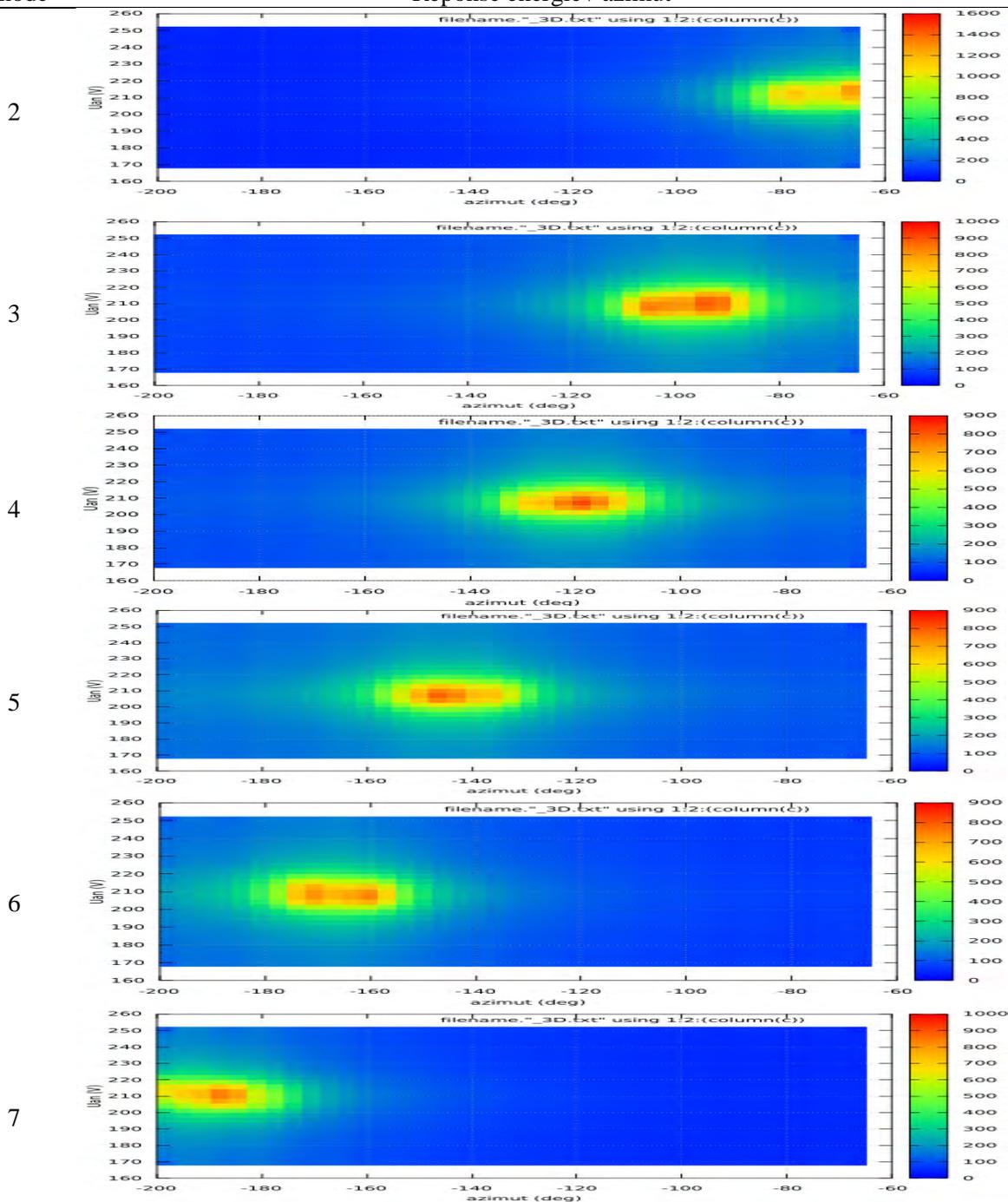


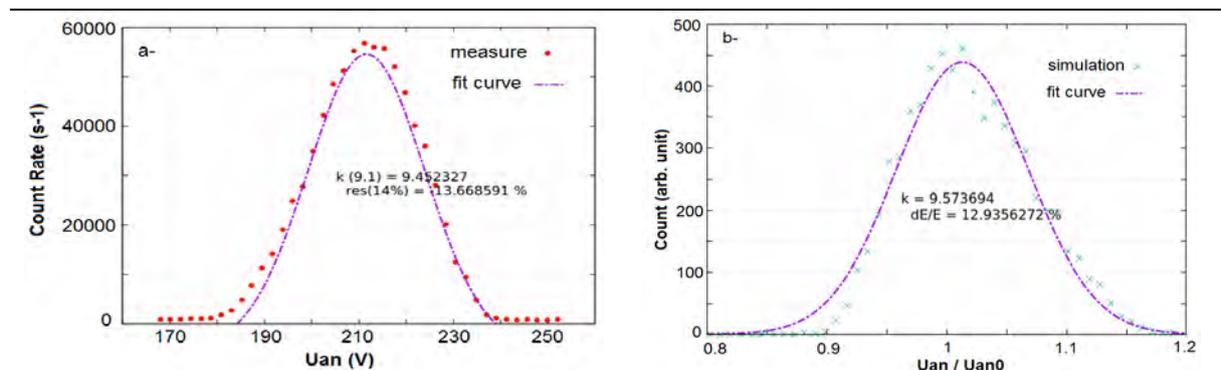
Figure 153 : Réponse en énergie azimuth pour les différentes anodes comprises entre -200° et -60°

### VI-3) Comparaison avec les résultats de simulations

A présent que les résultats de calibration ont été présentés, cette partie étudie les différences observées entre mesures sous vide et simulations. La principale différence semble liée à une non-concentricité des sphères (5% de variation) qui entraîne une augmentation du facteur  $k$  de 5% sur l'anode 5. Afin de vérifier cette hypothèse une nouvelle simulation de l'optique d'AMBRE 2 est réalisée avec cette variation mécanique ajoutée au design de l'analyseur (correspondant au décalage du centre de la sphère interne de 0.1mm en direction de l'anode 5).

#### VI-3-1. Réponse en énergie

La nouvelle réponse en énergie obtenue par simulation avec un offset de 0,1 mm entre les sphères est présentée sur la Figure 154-b. Cette simulation montre un facteur  $k$  pour cette anode de 9,57 et une résolution en énergie de 13%. Ces résultats se rapprochent fortement des valeurs obtenues en pratique, qui sont un facteur  $k$  de 9,45 et une résolution en énergie de 13,6%.



La nouvelle réponse en énergie obtenue en simulation est cohérente avec les mesures. Une non-concentricité des sphères, avec un décalage approximatif de 0,1 mm, est donc en mesure d'expliquer les différences observées entre les mesures et les estimations faites lors du design de l'analyseur pour la réponse en énergie.

#### VI-3-2. Réponse en élévation

Les variations observées pour la réponse en énergie peuvent s'expliquer par la non-concentricité, mais il reste à voir son impact sur la réponse en élévation et vérifier la concordance avec celle mesurée en pratique. La nouvelle réponse en élévation est présentée sur la Figure 155 et montre une gaussienne avec une résolution de 6,4°. Ce résultat est cohérent avec les mesures qui donnent une résolution de 6,65°. Ceci montre que la non-concentricité des sphères réduit non seulement la résolution en énergie mais impacte aussi la réponse en élévation.

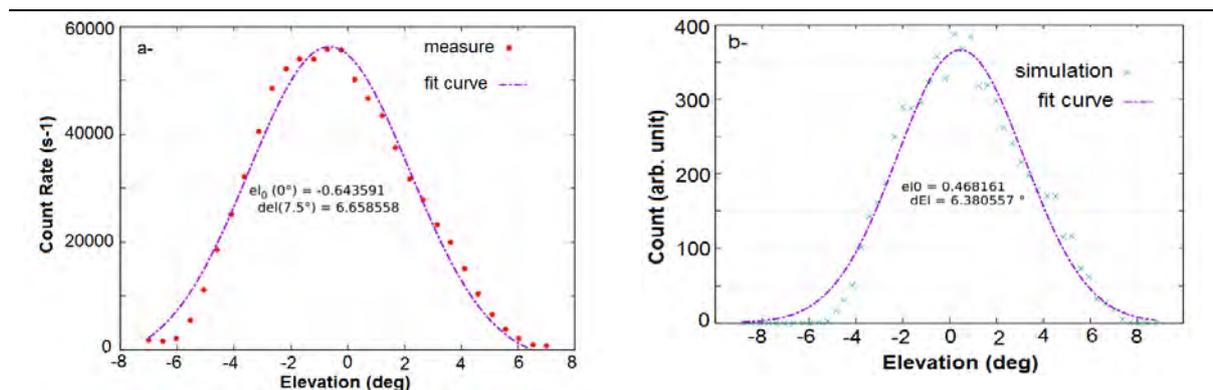


Figure 155 : Réponse en élévation de l'instrument AMBRE 2 obtenue en pratique (a) et en simulation (b)

En revanche, on peut noter un offset sur le centre de la gaussienne en élévation :  $+0,46^\circ$  contre  $-0,64^\circ$  en calibration. Cet écart provient très probablement de la forme du faisceau d'ion. Celui-ci est légèrement divergeant (entre  $1^\circ$  et  $2^\circ$ ) et, selon la position de l'instrument par rapport au centre du canon, un écart peut apparaître entre l'élévation réelle de l'instrument et celle imposée par les moteurs.

### VI-3-2. Taux de transmission et variation du facteur de géométrie

La non-concentricité permet d'expliquer les écarts observés pour les réponses en énergie et en élévation. Ceci est visible sur la Figure 156, qui montre les réponses en énergie / élévation obtenue en pratique (a) et en simulation avec l'ajout de la non-concentricité (b). Il reste maintenant à voir si elle explique aussi l'écart mesuré sur le facteur de géométrie de l'instrument.

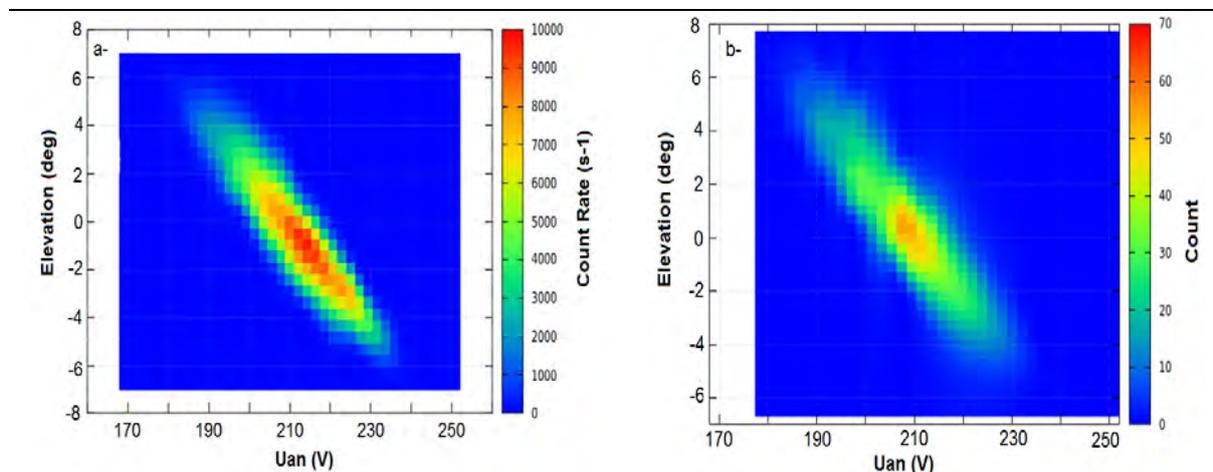


Figure 156 : Réponse en énergie - élévation de l'instrument AMBRE 2 obtenue en pratique (a) et en simulation (b)

Les valeurs du facteur  $k$  et du taux de transmission  $GF$  mesurées sont tracées respectivement sur les Figure 157-a et Figure 157-b, en fonction du rapport  $U_{an} / U_{top}$ , et comparées avec des données obtenues par les nouvelles simulations. La Figure 157-a montre des résultats cohérents entre la variation du facteur  $k$  mesuré et celle obtenue en simulation (qui varie entre 9,5 et 8,5). De même, pour la variation du facteur de géométrie tracé sur la Figure 157-b, on peut voir une variation supérieure à une décade dans les deux cas, comme attendu, avec toutefois un facteur constant de 0,6 à appliquer au  $GF$  obtenu en simulation pour obtenir celui mesuré en pratique.

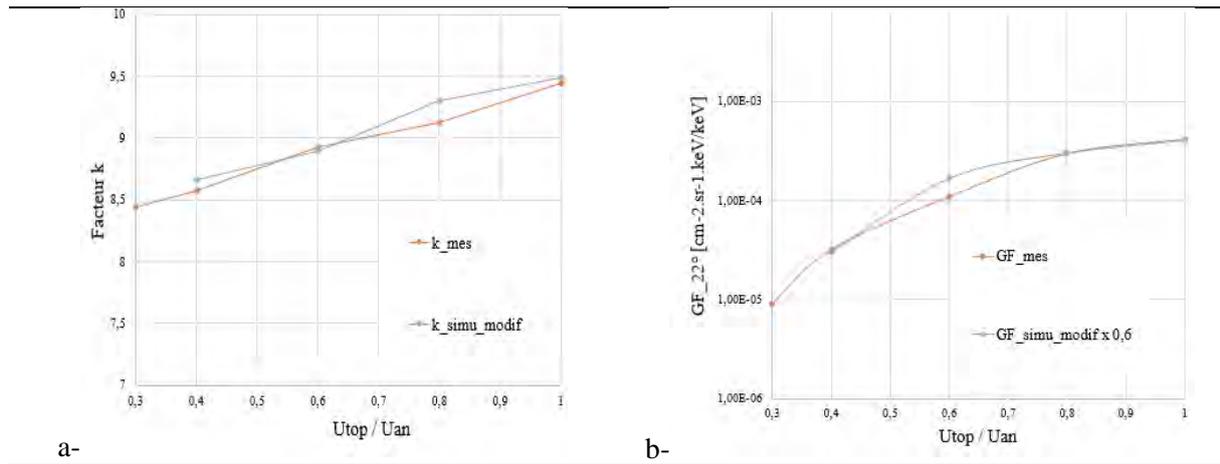


Figure 157 : Comparaison de la variatio du facteur k (a) et de GF (b) entre les simulations et les mesures

Ce facteur de 0,6 correspond à l'efficacité de détection de la carte front end, qui comprend en particulier l'efficacité des MCP et l'effet de seuil de l'ASIC (qui n'intègre pas tous les coups détectées par les MCP). A partir du gain de la MCP obtenu avec la S-curve présentée sur la Figure 142 il est possible d'estimer les paramètres de l'équation de la distribution de charge délivrée par la MCP, qui est de la forme :

$$G_{MCP}(q) = \frac{q^{\gamma-1} \cdot \exp(-\frac{q}{Q})}{Q^{\gamma} \cdot cste} \quad (\text{eq. VI-11})$$

A partir de l'équation (VI-11), il est possible d'en déduire la proportion de particules détectées par l'ASIC pour un seuil  $q_{th}$ , qui est :

$$\rho_{ASIC}(q_{th}) = \frac{\int_{q_{th}}^{\infty} G_{MCP}(q) dq}{\int_0^{\infty} G_{MCP}(q) dq} = 0,9 \quad (\text{eq. VI-12})$$

Connaissant l'efficacité de l'ASIC, il est possible d'en déduire l'efficacité des MCP tel que :

$$\rho_{MCP} = \frac{\rho_{ASIC}}{\rho_{Front-end}} = 0,66 \quad (\text{eq. VI-123})$$

Ceci donne une efficacité des MCP de 66% pour des ions He+ avec une énergie de 2 keV, ce qui du même ordre de grandeur que ce que l'on peut trouver dans la littérature avec une efficacité entre 50% et 75% pour les ions [9].

## VI-4) Mesure des électrons

A présent que l'instrument est caractérisé entièrement avec le faisceau d'ions, cette partie s'intéresse au mode « électron » et au changement de mode de fonctionnement : le mode permettant l'alternance entre mesure des ions et des électrons.

### VI-4-1. Tests en mode « électron »

Pour le test de ce mode de fonctionnement, les détecteurs sont polarisés avec la même différence de potentiel que celle retenue pour la mesure des ions, soit 2200 V, mais en utilisant bien sûr le décalage global de tension nécessaire à la mesure des électrons (appliqué avec la méthode de tension flottante décrite dans le chapitre 4).

Dans un premier temps, une S-curve est mesurée après activation du canon à électron afin de caractériser le gain des MCP et le bruit présent sur la carte front end.

La S-curve obtenue est visible sur la Figure 158. La première remarque qui peut être faite est l'apparition d'un plateau à 100 000 coups/s pour un seuil inférieur à 250 fC. Ce plateau est causé par le circuit de polarisation des anodes (HT offset) qui utilise un oscillateur de fréquence 100 kHz. La présence de ce bruit intense provenant des circuits haute tension sur le front end est due aux multiplicateurs qui sont utilisés sur le prototype AMBRE 2. Ces multiplicateurs ont des performances (niveau de courant et oscillation de la tension de sortie) inférieures à ceux utilisés sur AMBRE 1, mais ceux-ci n'étaient plus disponibles lors de la réalisation de ce prototype.

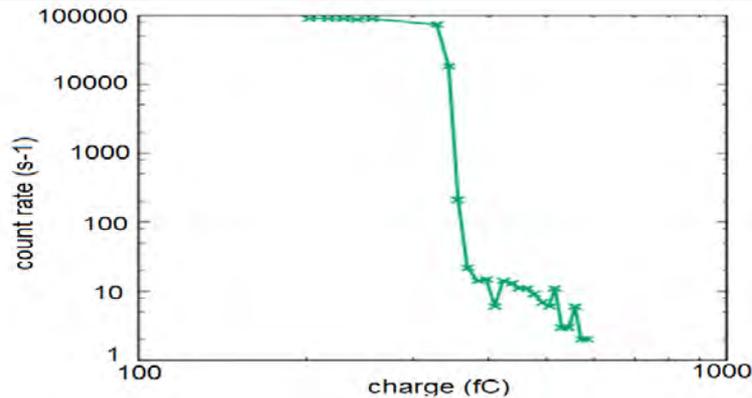


Figure 158 : S-curve obtenue pour le mode électron

Une autre observation faite lors de la mesure des électrons est le faible flux d'électrons par rapport au flux de rayons ultraviolet (UV) provenant du canon (proportion inférieure à 4%). Dans la S-curve de la Figure 157, les comptages observés autour de 400 – 500 fC sont dus aux UV et non à des électrons.

Le prototype AMBRE 2 n'a pas été conçu pour supprimer les UV. Ceci nécessiterait l'ajout de traitements de surface supplémentaires pour l'analyseur électrostatique (« scalloping », traitement « Ebonol-C »). Ces opérations, très onéreuses, n'ont pas été prévues car il n'était pas envisagé que le flux UV du canon serait 25 fois supérieur au flux d'électrons. Les mesures « électrons » ne peuvent donc pas être poursuivies lors de cette thèse.

#### VI-4-2. Alternance entre mesure d'ions et d'électrons

Le dernier test à réaliser sous vide pour l'instrument AMBRE 2 porte sur le changement de mode de fonctionnement entre la mesure des ions et celles des électrons. Pour ce test, le canon à électrons, ou plutôt canon à « UV », est utilisé afin de contrôler que les MCP et l'ASIC comptent bien dans les deux modes de configuration de l'instrument.

En effet, dans la mesure où le prototype a déjà été testé de manière approfondie pour les ions, le test de ce mode de fonctionnement dynamique (alternance ions-électrons) peut très bien être réalisé quel que soit le type de faisceau utilisé. En l'occurrence, dans le cadre d'une source UV, les MCPs et le front-end seront capables de détecter le flux UV quel que soit la polarisation des MCPs. Ceci constitue finalement un mode de test particulièrement adéquat, puisque les faisceaux d'ions et d'électrons ne peuvent pas à l'heure actuelle être utilisés simultanément dans CALIPSO 1.

La première mesure réalisée après le « switch » électron-ion est une S-curve pour trouver une valeur de seuil qui permette de compter les UV sans bruit électronique pour les deux configurations. La superposition des S-curve obtenues avec les UV pour les modes ions et électrons est visible sur la Figure

159. Cette figure montre que les deux modes permettent de compter même si dans l'état actuel le mode électron est fortement bruité.

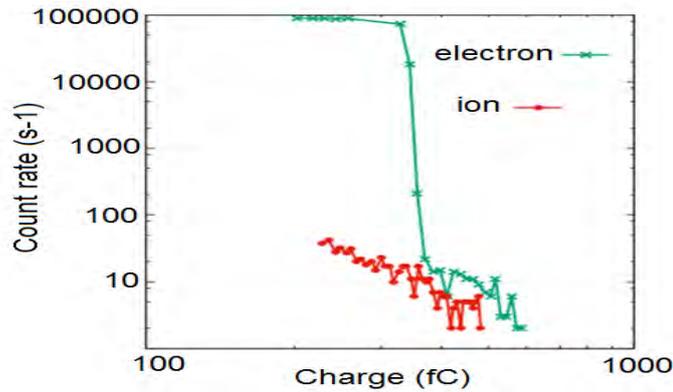


Figure 159 : S-curves obtenues pour des UV avec les modes ions (rouge) et électron (vert)

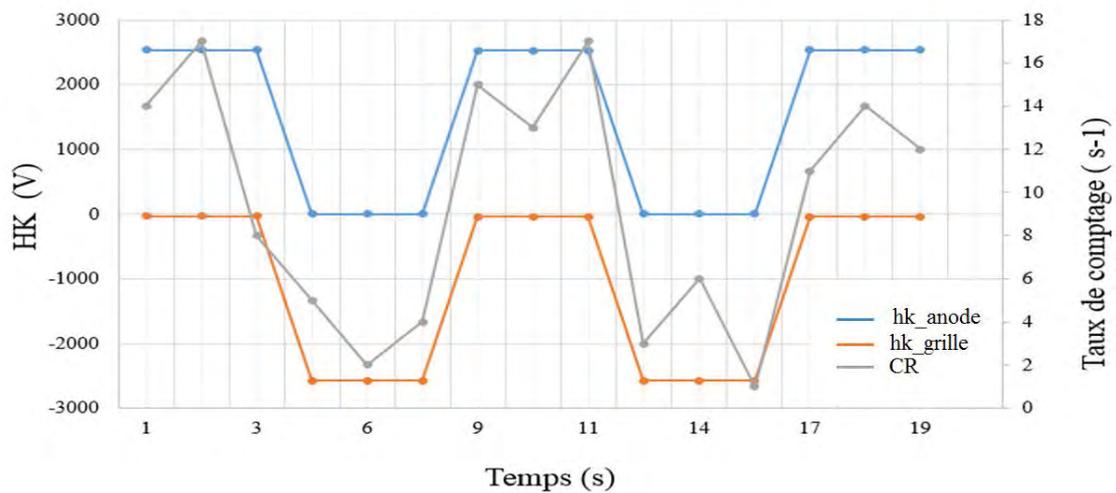


Figure 160 : Mesures des HK et des taux de comptage après passage d'ion à électron et électron à ion des MCP

Pour un seuil fixe proche de 400 fC, plusieurs changements de mode de fonctionnement sont réalisés, à la suite de manière dynamique et automatique, tout en lisant les taux de comptage et les valeurs des tensions appliquées sur les détecteurs.

Les mesures obtenues sont tracées sur la Figure 160. Elles montrent un taux de comptage légèrement supérieur pour la configuration « électron », qui vient du bruit plus important dans cette configuration.

Cependant, plusieurs problèmes ont été observés lors de ces tests. Le premier est l'apparition d'un pic de courant sur les tensions d'alimentation de la carte haute tension. Ces pics de courant viennent de la charge des condensateurs de filtrage qui ont des valeurs plus importantes que celles prévues initialement pour le filtrage des tensions de sorties des multiplieurs. Pour réduire ces pics de courants, deux solutions sont possibles, soit diminuer la dynamique d'activation de la HT qui fixe l'offset (en utilisant un DAC supplémentaire), soit en utilisant un multiplieur plus adapté pour les circuits haute tension qui nécessitera des filtres moins important en sortie.

Un second problème observé porte sur les diodes de protection de l'ASIC qui subissent un stress de tension à chaque changement de polarisation ion / électron. Ce stress vient de la charge / décharge de la capacité  $C$  présente entre l'anode et l'ASIC. Celle-ci voit sa tension varier entre chaque changement de

polarisation ion / électron, comme illustré sur la Figure 161 avec le courant de décharge représenté en rouge.

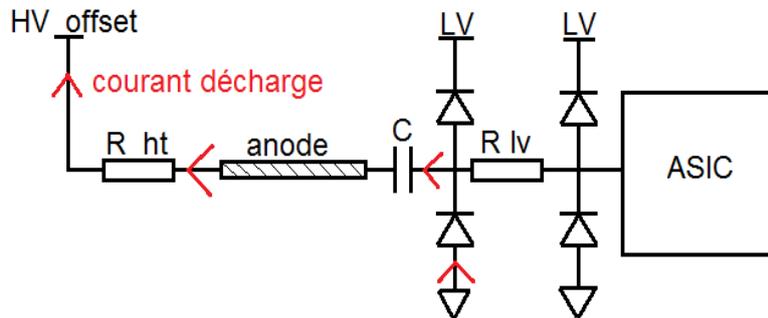


Figure 161 : schéma entre l'ASIC et l'anode avec représentation du courant de décharge de changement de configuration

Pour limiter le stress sur ces diodes deux solutions sont possibles. La première consiste à diminuer la dynamique de transition, ce qui aura pour effet de diminuer les courants de charge et décharge qui circulent dans les diodes. L'avantage de cette solution est de pouvoir conserver le même circuit mais l'inconvénient serait d'augmenter les temps morts entre les mesures des ions et électrons. La seconde solution consisterait à réduire la valeur de la capacité ou à changer les diodes pour des diodes plus robustes, mais cela aura des effets sur les performances de l'étage front end comme pré-étudié dans l'annexe 1.

#### VI-4-2. Conclusion sur les mesures

Les tests avec les ions ont permis de valider le fonctionnement de l'instrument avec son EGSE, ainsi que la nouvelle méthode pour calibrer et configurer la partie front end avec la méthode des S-curves. Ces premières mesures ont permis aussi de caractériser l'optique de l'instrument, avec le contrôle du taux de transmission, et de comparer les performances mesurées avec les résultats prévus par simulation. Ces mesures, réalisées en détails dans le mode de fonctionnement « ions » avec un faisceau d'ions He<sup>+</sup> de 2 keV, ont montré que le comportement obtenu était cohérent avec les estimations faites lors du design de l'optique. Cependant, quelques différences ont été observées. Elles s'expliquent toutes par une non-concentricité de 0.1mm causée par l'assemblage d'AMBRE 2 (qui a été réalisé sans les pions de centrage pour des raisons de planning).

Les mesures avec le canon à électron ont montré que les multiplicateurs apportaient un bruit important au niveau du front end, réduisant la plage de seuil disponible pour l'ASIC à des niveaux supérieurs à 350 fC. Ce bruit devra être supprimé soit par le remplacement des multiplicateurs des circuits haute tension pour un modèle similaire à celui utilisé pour AMBRE 1 (ou MEA de BEPI COLOMBO), soit par l'ajout de filtres supplémentaires. Les mesures n'ont pas permis de caractériser l'optique dans ce mode de fonctionnement (électrons) à cause de la forte présence d'UV dans le flux (supérieur à 96%). La caractérisation de l'optique avec des électrons devra être réalisée avec un autre type de source d'électron ou avec l'ajout de traitement de surface sur l'analyseur pour supprimer les UV.

Le dernier test du mode de « switch », i.e., alternance dynamique et automatique entre les modes ion et électron, a bien fonctionné sur plusieurs cycles jusqu'à l'apparition de pics de courant dans la HT qui fixe l'offset sur les anodes. Ces pics de courant viennent de la charge des capacités de filtrage qui se trouvent entre l'anode et le circuit haute tension. Si ces pics de courants deviennent gênant pour la carte d'alimentation de l'instrument, leur suppression devra passer par la diminution de la dynamique de

transition, ce qui entraînerait l'augmentation des temps morts entre les deux modes. Une autre solution serait de diminuer les capacités de filtrage, mais pour cela une HT moins bruitante devra être utilisée. Le switch ion / électron a aussi montré un stress des diodes de protection de l'ASIC causé par les cycles de charge et décharge des condensateurs présents entre les anodes et les entrées de l'ASIC. Une étude complémentaire devra être faite sur ce stress afin d'augmenter la robustesse de l'instrument.

Enfin, au niveau des performances opérationnelles, la consommation de l'instrument est de 1,3 W. Ceci est cohérent avec la théorie. Cependant il faut noter que pour les tests la tension d'analyseur était constante, et donc le balayage des tensions d'analyseur entrainera une légère augmentation de la consommation de l'instrument (autour de 100 mW supplémentaires pour un courant de sortie de polarisation de l'analyseur de 10  $\mu$ A).



## VII- Perspectives : vers AMBRE 3

---

L'instrument AMBRE 2 étant réalisé et étalonné, ce dernier chapitre s'intéresse aux perspectives à venir pour les instruments AMBRE avec comme ambition d'augmenter la plage de mesure en énergie de ces instruments jusqu'à 80 keV.

### VII-1) Motivation et contraintes pour AMBRE 3

Les instruments de mesure du plasma thermique, tel que AMBRE 2, ont typiquement des limites de mesure à haute énergie entre 25 (e.g., mission THEMIS [21]) et 40 keV (e.g., instruments MPA de Los Alamos en orbite géosynchrone [22]). Cependant, pour de nombreuses applications scientifiques (étude du courant annulaire, des orages/sous-orages géomagnétiques et de la magnétosphère interne [23] et opérationnelles (dose de radiation intégrée, mesure des populations à l'origine de la charge des satellites, etc.) cette limite est insuffisante à une caractérisation adéquate de l'environnement. Des instruments de mesure à plus haute énergie sont souvent présents à bord des satellites, mais compte tenu des technologies utilisées et de leurs objectifs (radiations) leurs limites basses en énergie sont généralement assez élevées, de telle sorte que la combinaison de ces deux types d'instruments ne permet pas de couvrir toutes les énergies (e.g. ICARE par rapport à AMBRE sur Jason-3). Ceci résulte en l'absence de mesures dans une partie critique du spectre, typiquement entre environ 30 et 80 keV ou plus, là où se trouve le cœur de la population du courant annulaire dans la magnétosphère interne (cf. Figure 42-b avec un pic du taux de comptage situé au niveau de l'énergie maximum mesurée par les instruments du LANL en orbite géosynchrone). L'absence de mesure dans cette partie du spectre a, de plus, un impact significatif sur la capacité à réaliser les inter-étalonnages entre instruments à bord des satellites, qui sont uniquement correctes si les gammes d'énergies se recouvrent (ou du moins sont relativement proches).

Cette limitation provient du fait que, en quasi-totalité, les détecteurs de particules utilisés en planétologie et physique spatiale depuis plus de 30 ans utilisent un même type de géométrie pour leur analyseur électrostatique (permettant de réaliser la sélection en énergie des particules), appelée « top-hat ». L'instrument AMBRE 2, comme décrit dans les chapitres précédents, utilise ce design. Cependant, cette géométrie connaît des limitations significatives en termes de capacité de mesure à haute énergie, comme expliqué précédemment. Pour une haute tension donnée, le facteur  $k$  d'un analyseur détermine l'énergie maximale des particules qui peuvent être sélectionnées. Pour rappel, le facteur  $k$  d'un analyseur électrostatique est défini par sa géométrie et par la relation :  $k = \frac{R_0}{2 \cdot \Delta R}$  (eq II. 1).

L'augmentation de la plage en énergie mesurable par un instrument se fait donc soit en augmentant les niveaux de HT disponibles dans l'instrument pour la polarisation de l'analyseur, soit par l'augmentation du facteur  $k$ . L'augmentation des niveaux de tension entraînerait l'augmentation des ressources de l'instrument, et en particulier la consommation et l'encombrement de la carte HT (pour avoir des tenues en tensions suffisantes). L'autre solution consiste à augmenter le facteur de  $k$  de l'analyseur. L'augmentation du facteur  $k$  passe soit par l'augmentation du rayon de l'instrument ( $R_0$ ), qui entraîne l'augmentation de la taille de l'instrument et donc les ressources, soit par la diminution de la distance inter-sphère  $\Delta R$ . Cependant, la distance  $\Delta R$  ne peut être trop réduite au risque (1) de réduire le facteur de géométrie de l'instrument de manière trop importante, et (2) de générer des claquages entre les deux sphères polarisées.

Dans le cadre de cette thèse nous avons développé un prototype d'instrument qui a divisé par plus d'un facteur deux l'ensemble des ressources (poids/puissance/volume) nécessaires en comparaison de sa première version (AMBRE 1 embarqué sur Jason-3), grâce entre autres à l'utilisation d'une seule tête de mesure pour les deux types de particules et d'un ASIC. Ce chapitre présente une étude théorique (modélisation électrostatique) qui met en exergue le fait que l'utilisation d'un nouveau type d'analyseur de type « cusp » [24] pourrait encore d'avantage augmenter le rapport qualité scientifique/technique sur ressources, et ce d'au moins un facteur deux à nouveau. En effet, de par la nature « imbriquée » des parties sphériques de ce nouveau type d'analyseur électrostatique, il est possible de garder le même facteur de géométrie (à peu près) et les mêmes ressources (encombrement/poids, HT/puissance) tout en augmentant la limite de mesure à haute énergie de l'instrument (ce qui a, à nouveau, un très fort intérêt pour les mesures de particules dans les magnétosphères, dans un contexte de physique fondamentale comme de météorologie de l'espace).

Bien que les évolutions étudiées ici vont dans le sens d'augmenter la limite de mesure de l'instrument à haute énergie (ceci car nous souhaitons réutiliser toute l'électronique, la mécanique et les détecteurs/front-end de AMBRE 2, et uniquement changer l'analyseur électrostatique de la partie supérieure de l'instrument), ce nouveau design pourrait également être utilisé pour diminuer les ressources (puissance/hautes tensions) pour une même limite haute en énergie ou bien encore pour diminuer les ressources plus globalement (miniaturisation).

Il est important de noter aussi que bien que l'efficacité de détection des galettes à micro-canaux reste élevée pour les ions dans la gamme 40-80 keV, l'efficacité de détection pour les électrons au-dessus de 40 keV est extrêmement faible [16]. Dans la configuration d'augmentation de l'énergie maximum, envisagée ici, les mesures électrons à haute énergie seront inutilisables (bruit trop important par rapport à l'efficacité de détection). Cependant, le cœur de la population du courant annulaire (objectif majeur pour les orbites terrestres) pour les électrons se situe typiquement en dessous de 40 keV, contrairement aux ions, ce qui constitue une coïncidence utile.

## VII-2) « Cusp-type ESA »

Cette partie décrit une étude de l'analyseur électrostatique de type «Cusp » introduit par S. Kasahara [24], dans le but d'une implémentation dans le cadre de AMBRE : AMBRE 3.

### VII-2-1. Etude bibliographique

L'analyseur de type « Cusp » a pour motivation la conception d'instruments avec des facteurs  $k$  élevés [24]. Le principe de ce design consiste à utiliser une quadri-sphère de rayon égal au diamètre de l'instrument, et d'en faire une révolution autour de l'axe de symétrie de l'instrument, comme illustré sur la Figure 161. Ainsi, par l'utilisation d'une quadri-sphère cet analyseur permet la focalisation en azimuth des faisceaux incidents parallèles comme pour le « top hat », mais de par son rayon ( $R_0$ , cf. eq II. 1) deux fois plus grand ce design permet de doubler le facteur  $k$ .

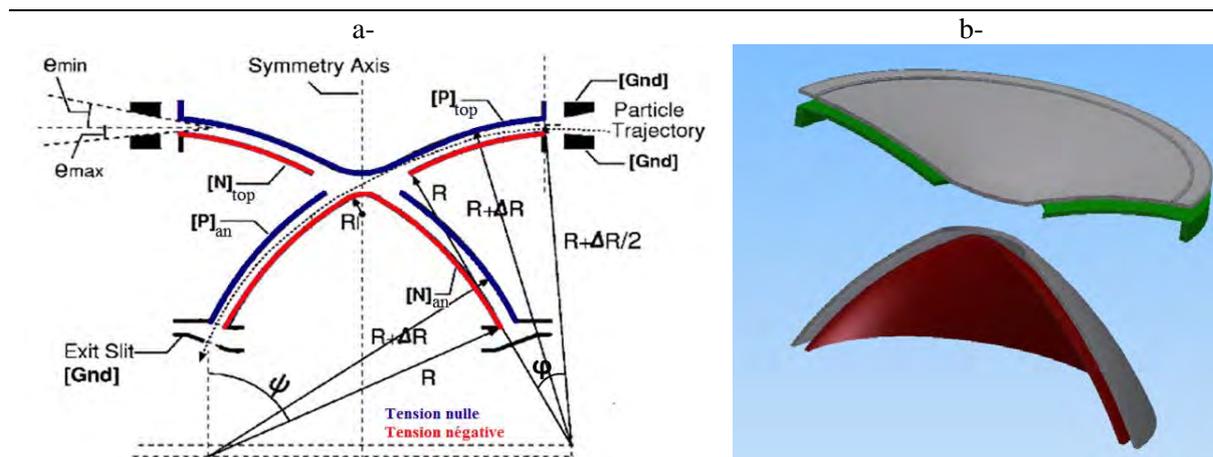


Figure 162 : illustration de l'analyseur de type « Cusp » avec (a) une vue 2D [24] et (b) une vue de coupe 3D

Les paramètres géométriques clés de ce design sont : le rayon de l'instrument qui détermine la taille de l'instrument, la distance entre sphère  $\Delta R$  qui contribue aux valeurs du facteur  $k$ , de la résolution en énergie, du facteur de géométrie et de l'angle de découpe  $\Psi$  qui joue sur le facteur  $k$ , les résolutions en énergie / angulaire, le taux de transmission et sur la focalisation azimutale de l'instrument [24].

On peut noter qu'un prototype de cet analyseur a été réalisé par *Kasahara et al.* [24], ce qui a permis de faire un instrument pouvant mesurer des ions jusqu'à 180 keV/q (avec 10 kV de HT et un diamètre de l'analyseur de 25 cm). Un premier instrument utilisant ce design est actuellement en vol sur la mission japonaise ARASE (ERG satellite) [25] avec l'instrument MEP (Medium Energy Plasma experiment). Sur ARASE, MEP est un spectromètre de masse équipé d'un analyseur électrostatique de type « cusp » [26].

### VII-2-2. Design pour AMBRE 3

Les contraintes opérationnelles pour le design d'AMBRE 3 sont d'avoir un encombrement et une tenue en tension similaire avec AMBRE 2, ce qui conditionne le rayon de l'analyseur et la distance entre les sphères. Les spécifications scientifiques souhaitées pour AMBRE 3 sont : un facteur  $k$  autour de 20 (de façon à mesurer les particules jusqu'à 80 keV/q) avec des résolutions (énergie et angles) et un taux de transmission les plus proches possibles de ceux d'AMBRE 2. Comme pour l'instrument AMBRE 2, le contrôle du taux de transmission de l'analyseur doit être implémenté pour avoir une plage de variation supérieure à une décade (en particulier pour les électrons). Ce contrôle du facteur de géométrie pourra être réalisé en contrôlant le rapport entre les tensions *top* (électrode rouge) et *an* (électrode verte, cf. Figure 161 –b).

A l'aide de simulations numériques (SIMION), le meilleur compromis entre les différents paramètres incluant en particulier les valeurs de l'angle de découpe  $\Psi$  et la distance entre sphère  $\Delta R$  a été recherché. Le résultat de ce premier design pour AMBRE 3 est présenté sur la Figure 162 (gauche).

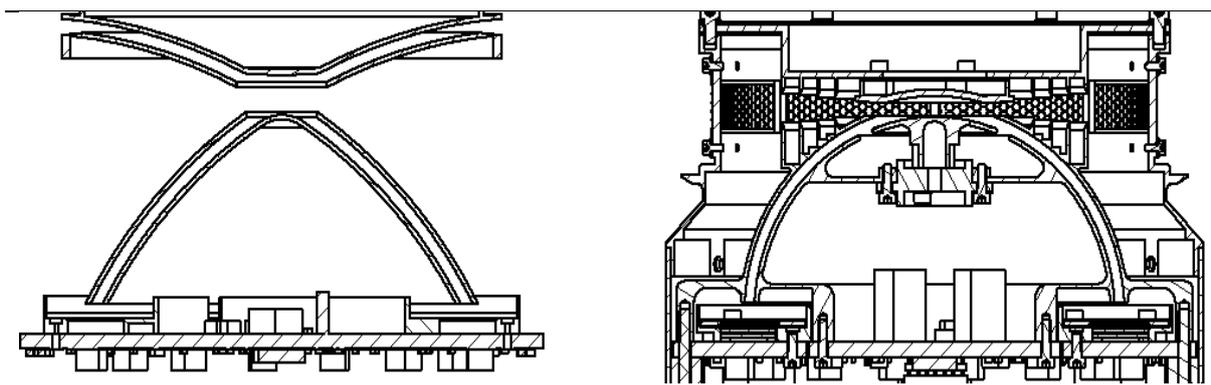


Figure 163 : vue de coupe 2D des têtes de mesure d'AMBRE 3 (gauche) et AMBRE 2 (droite)

Ce premier design réalisé sur la figure 141 à un diamètre à sa base identique à AMBRE 2 pour une hauteur (par rapport à la carte front end) de 7 cm. Ce premier design, purement théorique, a pour but de valider par la modélisation le fonctionnement de ce type d'analyseur pour les besoins d'AMBRE, d'où l'absence de collimateur et de support de fixation pour l'instant. La géométrie a également été étudiée (voir plus loin également VII-2-3. Performances obtenues en simulation) pour à la fois (1) obtenir un facteur de géométrie similaire à AMBRE 2 et (2) garder inchangé la totalité du prototype actuel à l'exception de l'analyseur électrostatique.

### VII-2-3. Performances obtenues en simulation

Cette partie s'intéresse aux propriétés d'optiques-électrostatiques du design précédent sur les Figure 162-a et Figure 163-a, avec la présentation des résultats obtenus lors des simulations SIMION. Comme pour AMBRE 2 (cf. II-2-1. Méthode de calcul par simulation), les simulations sont réalisées pour le cas où le taux de transmission est maximal ( $U_{an} = U_{top}$ ) et pour le cas où il est divisé par 10.

#### a) Taux de transmission maximum : $U_{an} = U_{top}$

##### Réponse azimutale

La Figure 163-a montre la trajectoire des particules sélectionnées par l'analyseur. On peut noter que l'angle d'arrivée des particules sur les détecteurs par rapport à la normale au plan de détection est plus important que pour un analyseur de type « top hat ». Cette différence vient de la faible valeur de l'angle de découpe  $\Psi$ , qui ne peut être augmenté à cause de son impact sur la résolution en énergie de l'analyseur et son facteur de géométrie.

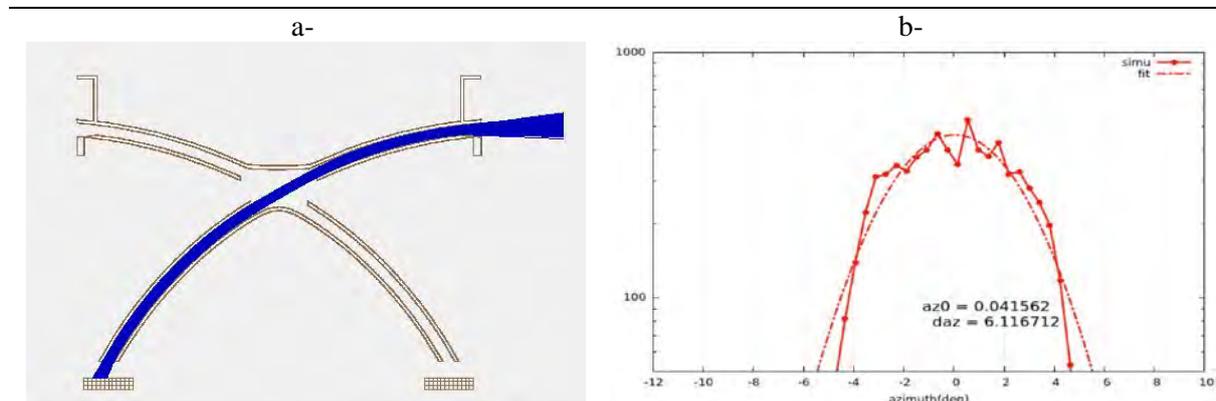


Figure 164 : (a) trajectoire des particules sélectionnées / (b) réponse azimutale

La Figure 163-b présente le nombre de coups reçus en fonction de l'azimut. Cette distribution montre une largeur à mi-hauteur de  $6,2^\circ$ . Cette résolution azimutale est similaire à celle du design de AMBRE 2 (avec un analyseur « top hat » classique).

### Réponse en énergie / élévation

La réponse de l'instrument en énergie est présentée sur la Figure 164-a pour une tension d'analyseur appliquée de 1 kV. Le pic de transmission apparaît pour une énergie de 20,7 keV, ce qui donne un facteur  $k$  de 20,7 avec une résolution en énergie de 14 %. Le facteur  $k$  obtenu est suffisant pour permettre de mesurer les particules ayant une énergie allant jusqu'à 80keV/q avec une HT embarquée de 4 kV.

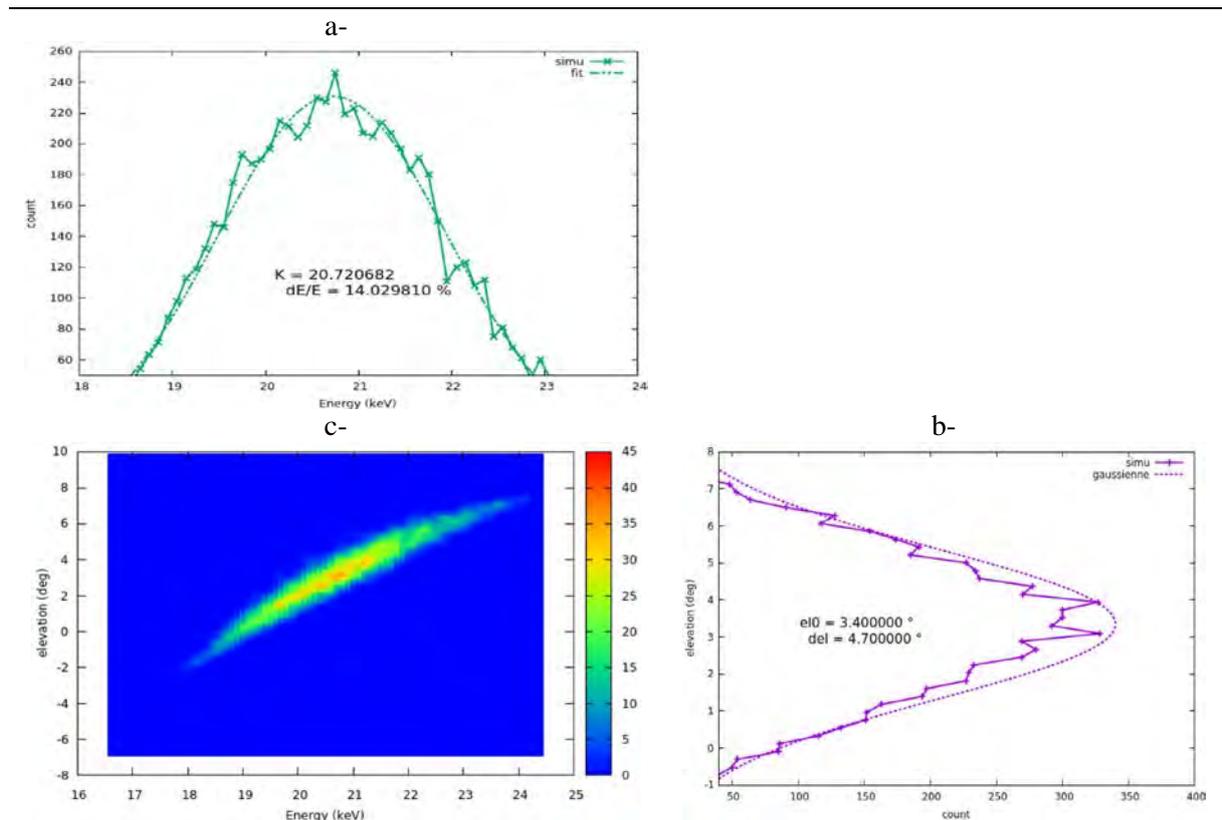


Figure 165 : Réponse en énergie (a), en élévation (b) et en énergie-élévation (c)

La réponse en élévation est présentée sur la Figure 164-b. La courbe obtenue est une gaussienne où le pic de transmission apparaît pour un angle ( $el_0$ ) de  $3,4^\circ$  avec une résolution de  $4.7^\circ$ . Il est possible de diminuer l'angle ( $el_0$ ) en augmentant la valeur de l'angle  $\varphi$  (cf. Figure 161-a), mais cela entraîne une diminution du facteur de géométrie. La Figure 164-c montre la réponse en énergie-élévation de l'instrument. Elle a la même forme que la réponse typique d'un analyseur électrostatique de type « top hat ».

Les simulations ont aussi permis de déterminer le taux de transmission de l'instrument. Pour des anodes de  $22^\circ$  avec une efficacité de MCP de 0,65, le facteur de géométrie vaut :

$$GF_{22^\circ} = 0,17 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}.$$

## b) Taux de transmission divisé par 10

Dans cette partie les mêmes simulations sont réalisées mais cette fois-ci avec le contrôle de facteur de géométrie en appliquant une tension  $U_{an}$  de 1kV et une tension  $U_{top}$  de 550 V.

### Réponse azimutale

La Figure 165-a montre la trajectoire des particules sélectionnées par l'analyseur. Les trajectoires en apparence similaires au cas sans contrôle du facteur de géométrie, correspondent en fait en moyenne à des élévations plus grandes, comme précisé ci-après.

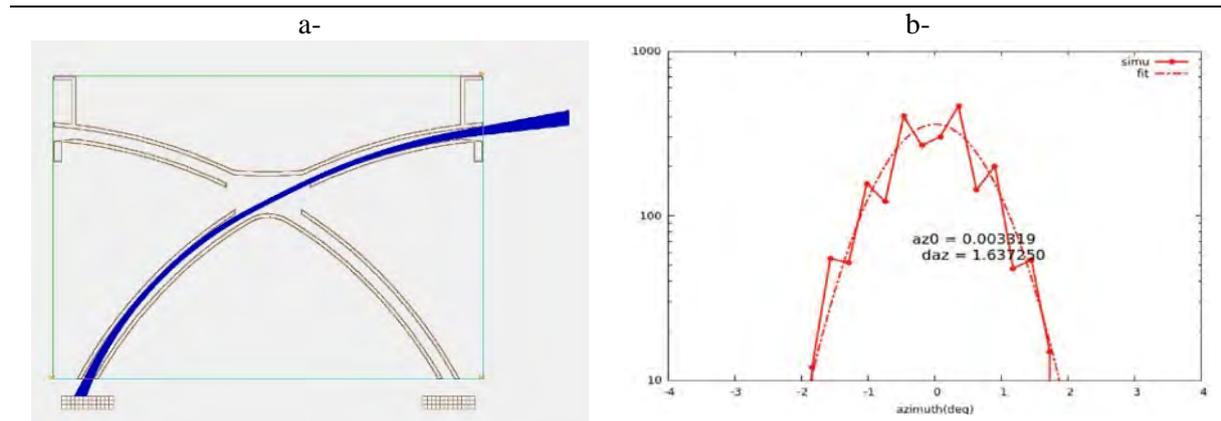


Figure 166 : (a) trajectoire des particules sélectionnées / (b) réponse azimutale

La réponse en azimut est tracée sur la Figure 165-b. On peut y noter une résolution azimutale de  $1,6^\circ$ , et donc plus fine que celle obtenue sans le contrôle du facteur de géométrie. Comme pour AMBRE 2, la diminution du contrôle du facteur de géométrie a pour effet d'augmenter la distance focale de l'analyseur, ce qui améliore sa résolution angulaire.

### Réponse en énergie / élévation

La réponse de l'instrument en énergie est présentée sur la Figure 166-a pour une tension d'analyseur appliquée de 1 kV. Le pic de transmission apparaît pour une énergie de 16,8 keV, soit une diminution de 20% par rapport au cas sans le contrôle du facteur de géométrie. La résolution en énergie diminue elle aussi et passe à une valeur de 9,6 %.

La réponse en élévation est présentée sur la Figure 166-b, la courbe obtenue est une gaussienne pour laquelle le pic de transmission apparaît pour un angle ( $el_0$ ) de  $9,2^\circ$  avec une résolution de  $2,1^\circ$ . L'augmentation du pic d'élévation s'explique de la même manière que pour AMBRE 2. En diminuant le ratio des tensions, l'analyseur ne sélectionne que les particules les plus énergétiques qui entrent dans l'instrument. Or les particules les plus énergétiques sélectionnées sont celles qui ont l'élévation la plus grande. La Figure 166-c montre la réponse en énergie-élévation de l'instrument où toutes les particules sélectionnées dans ce cas ont une élévation supérieure à  $7^\circ$ .

Le taux de transmission déterminé dans les mêmes conditions que précédemment (anodes de  $22,5^\circ$  avec une efficacité de MCP de 0,65) est de  $GF_{22^\circ} = 0,02 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV}/\text{eV}$ , soit 10 fois plus faible que sa valeur maximale. Ces résultats de simulations montrent que cet analyseur peut être utilisé pour mesurer les deux types de particules avec globalement la même sensibilité que pour AMBRE 2.

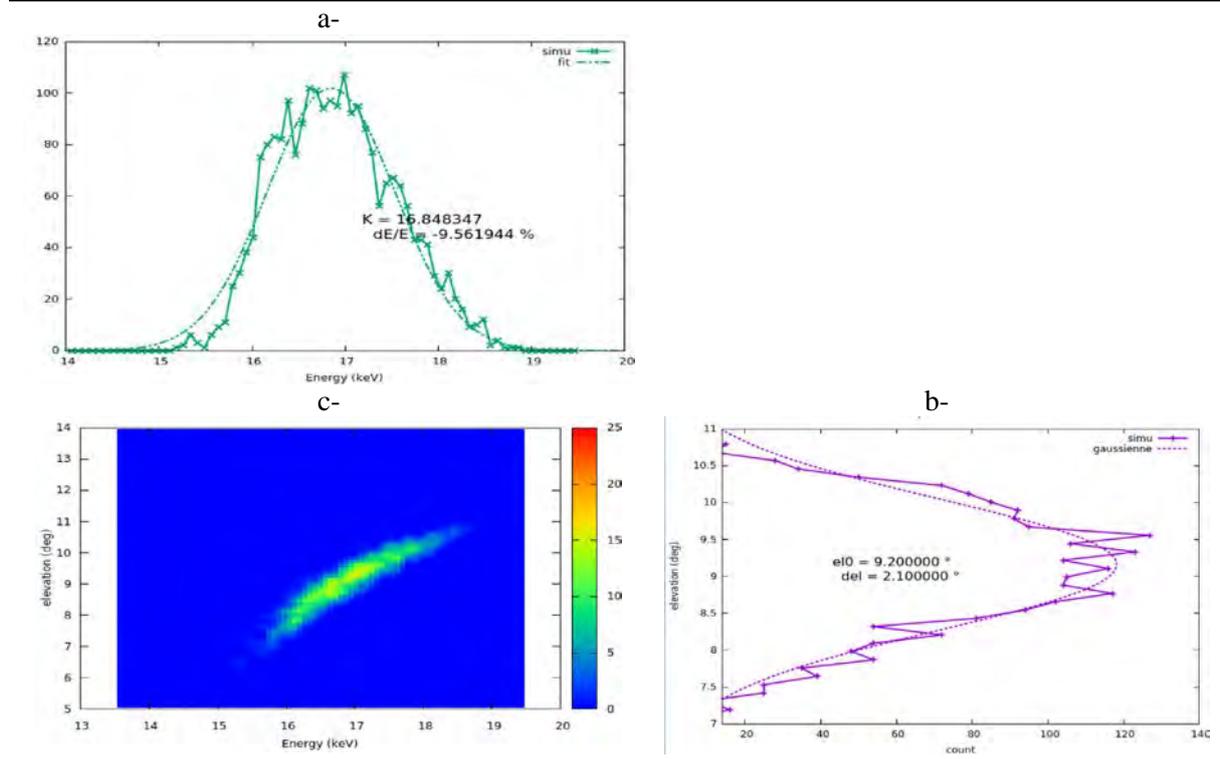


Figure 167: Réponse en énergie (a), en élévation (b) et en énergie-élévation (c)

Il faut noter que ce premier design a été étudié sans collimateurs, or ces derniers ont un impact significatif sur les performances lors de l'utilisation du contrôle du facteur de géométrie. Par exemple, avec un collimateur de  $10^\circ$  centrée sur une élévation de  $3^\circ$ , la réponse en élévation obtenue pour le facteur de géométrie maximum sera peu changée (quasi-totalité du flux passant entre  $7^\circ$  et  $-1^\circ$ , cf. Figure 164-c). Cela n'aurait qu'un léger impact sur le facteur de géométrie dans cette configuration. En revanche, pour la dernière simulation avec une diminution d'une décade du facteur de géométrie (utilisant Utop et Uan pour le facteur de géométrie variable), les collimateurs vont modifier considérablement la réponse en élévation avec une limite haute à  $8^\circ$  (quasi-totalité du flux passant entre  $11^\circ$  et  $7^\circ$ , cf. Figure 166-c). Dans ce cas le facteur de géométrie sera très impacté par la présence d'un collimateur. Ainsi, pour avoir une variation d'une décade du facteur de géométrie avec des collimateurs, un écart de tension moins important sera nécessaire pour les électrodes de l'analyseur. Ceci se traduit par une variation plus faible du facteur  $k$  que celle annoncée ici (de 20%).

### c) Comparaison entre AMBRE 1, AMBRE 2 et AMBRE 3

Un résumé des performances obtenues en simulations pour les designs AMBRE 2 et AMBRE 3 sont présentées dans le Tableau 7, et comparées avec les performances obtenues par calibration de l'instrument AMBRE 1.

Cette étude démontre donc que ce nouveau design d'instrument AMBRE 3 permet de mesurer, pour un même diamètre et ressources globales que le design AMBRE 2 des particules ayant une énergie jusqu'à  $\sim 80\text{keV}/q$ . Les résolutions intrinsèques en énergie et en angle sont similaires entre les trois instruments. Cependant, le facteur de géométrie est plus faible pour ce dernier design avec un facteur 4.

Mais avant que ce design soit réalisé, il reste plusieurs études à faire sur le plan de la mécanique, de l'électronique ou des détecteurs afin de s'assurer que ce design correspond aux besoins d'AMBRE.

	AMBRE 1	AMBRE 2	AMBRE 3
Diamètre sphère externe	8.8 cm	8.6 cm	8.6 cm
Résolution azimutale	45 °	22.5 °	22.5°
Facteur $k$	9.2	9.1	20.7
Facteur de géométrie max ( $\epsilon$ )	1.5 E-3	0.7 E-3	0.17 E-3
Résolution en énergie	13% - 15%	14%	14.4%
Résolution en élévation	5.5° - 6.8°	7.5°	4.7°
Résolution en azimut	--	6°	6°

Tableau 7 : comparaison des performances entre AMBRE 1, 2 et 3

### VII-3) Travail à réaliser

Cette dernière partie présente les différentes études qui devront être réalisées en complément de cette thèse pour la réalisation d'un instrument AMBRE 3 basé sur ce design.

#### VII-3-1. Mécanique

Le travail mécanique sur l'instrument AMBRE 3 doit porter essentiellement sur la tête de mesure, puisque la même carte front end et EBOX peuvent être utilisés. Ce travail portera sur le design des collimateurs qui devront être réalisés de façon à optimiser le design d'optique-électrostatique de l'analyseur d'une part, mais aussi afin de permettre les fixations des sphères de l'analyseur sur le PCB de la carte front end.

Les fixations des morceaux de sphères inférieures (au-dessus des détecteurs) peuvent se faire de la même manière que pour la fixation des sphères pour l'instrument AMBRE 2 (cf. fig. 141) avec des vis de fixation qui se prennent sur le PCB. En revanche les fixations des morceaux de sphère supérieures (entrée des particules dans l'analyseur) doivent se faire par rapport au couvercle de l'instrument en s'assurant d'une tenue en tension suffisante entre les fixations reliées au couvercle (qui est à la masse) et la sphère polarisée à la tension  $top$ , ainsi qu'entre la grille d'entrée et les sphères.

L'entrée de l'analyseur étant polarisée à la tension  $top$ , il faudra aussi veiller à fermer les lignes de potentiel électrostatique dans l'instrument.

#### VII-3-2. Electronique

Du point de vue électronique, le travail à réaliser portera principalement sur le circuit de polarisation de l'analyseur afin de réduire la tension minimale disponible. En effet, lors de l'étude des performances obtenues sur paillasse et présentées dans le chapitre IV, la tension minimale disponible était de 7V pour les ions et de 4V pour les électrons. Ceci donne pour le design actuel des HT et l'optique AMBRE 2 une énergie minimale détectable de 62 eV pour les ions et de 34 eV pour les électrons. Comme déjà mentionné le design des HT doit donc être revu de manière à abaisser ces valeurs. Ce travail est d'autant plus nécessaire avec le nouveau design AMBRE 3. En effet, compte tenu du facteur  $k$  deux fois plus élevé les énergies minimales mesurables seraient de 140 eV pour les ions et de 80 eV pour les électrons. La détermination du potentiel du satellite via les instruments AMBRE se faisant à travers les mesures des particules de basses énergies (correspondant le plus souvent au potentiel du satellite, cf. chap. I), cette évolution des HT est critique pour AMBRE 3.

Il est possible de réduire les niveaux d'énergie mesurables par l'instrument en modifiant le circuit de régulation des HT de façon à avoir un rapport plus faible entre la tension de consigne appliquée et la tension de sortie (haute tension) délivrée. Ainsi, pour une même consigne minimale délivrée par la partie numérique, la tension appliquée sur les sphères sera plus faible. Mais cela a pour effet d'augmenter l'encombrement de la carte haute tension par l'ajout de switches.

### VII-3-3. Détecteurs

Une partie du travail à réaliser sur AMBRE 3 devra porter sur l'étude des détecteurs, notamment sur leur efficacité pour les énergies les plus élevées (de 30 keV à 80 keV). Les détecteurs utilisés sur AMBRE 1 et 2 sont des MCP, qui sont surtout utilisées dans la gamme d'énergie 0 – 30 keV. Cependant, comme le montre le Tableau 8 [16] ces détecteurs ont une efficacité de détection qui reste élevée jusqu'à des énergies supérieures à 50 keV dans le cas des ions. Les MCPs sont donc clairement utilisables pour les ions dans la gamme d'énergie d'AMBRE 3.

Types of Radiation	Energy or Wavelength	Detection Efficiency (%)
<b>Electron</b>	0.2 keV to 2 keV	50 to 85
	2 keV to 50 keV	10 to 60
<b>Ion (H<sup>+</sup>, He<sup>+</sup>, Ar<sup>+</sup>)</b>	0.5 keV to 2 keV	5 to 58
	2 keV to 50 keV	60 to 85
	50 keV to 200 keV	4 to 60

Tableau 8: Efficacité de détection des MCP pour différentes gammes d'énergie [16]

En revanche, pour les électrons, l'efficacité se dégrade fortement au-delà de 50 keV (inférieure à 10%, cf. Tableau 8). Cependant, ceci est moins critique pour les applications de mesure du courant annulaire à l'orbite géosynchrone, par exemple, puisque le cœur du flux d'électron se situe à des énergies plus faible, comme visible sur la Figure 42 [12].

Il faudra dans la mesure du possible calibrer les détecteurs (MCP) une large gamme d'énergie (jusqu'à 80 keV). Ceci permettrait d'obtenir des informations plus précises sur la variation de l'efficacité des MCPs pour les deux types de particules, comme cela a déjà été fait avec des Channeltrons pour les protons [27]. De telles données ne sont pas disponibles à l'heure actuelle.



## Conclusion

---

L'objectif principal de cette thèse était d'étudier, de démontrer la faisabilité et de développer un instrument compact qui puisse caractériser les ions et les électrons de basse énergie avec la même tête de mesure, avec des objectifs à la fois scientifiques et opérationnels, dans la lignée du premier instrument AMBRE actuellement en orbite sur le satellite Jason 3.

Après une présentation des enjeux des instruments AMBRE, que ce soit donc au niveau opérationnel avec la surveillance du potentiel électrostatique des satellites, ou au niveau scientifique avec la présentation des problématiques liées à l'interaction Soleil-Terre, le premier chapitre s'intéresse aux généralités sur les instruments de mesure des plasmas spatiaux. Ces généralités comprennent le principe de la caractérisation du plasma via sa fonction de distribution, d'une part, qui est mesurée à travers le flux différentiel des particules, et la présentation des différents éléments qui constituent un instrument de mesure de particules chargées. Le premier chapitre se termine ensuite avec les modifications techniques à apporter à la première version d'AMBRE (deux têtes) pour réaliser AMBRE 2.

Le second chapitre s'intéresse à la conception et à l'étude par simulations numériques (avec le logiciel SIMION) du spectromètre en énergie de l'instrument AMBRE 2. Le spectromètre en énergie utilisé est un analyseur électrostatique de type « top hat », qui est l'analyseur le plus courant sur ce type d'instrument, de par son grand champ de vue de 360° en azimut et pour ses propriétés de focalisation des faisceaux de particules incidentes parallèles. Après avoir étudié l'analyseur électrostatique et l'avoir validé par simulations, en s'assurant que le design respectait bien le cahier des charges d'AMBRE (que ce soit au niveau de la résolution, du taux de transmission, ou de la plage énergétique mesurable), il a fallu implémenter un système permettant la variation du facteur de géométrie. En effet, dans la magnétosphère terrestre le flux des électrons étant plus important que celui des ions (avec un facteur entre 5 et 10), il est nécessaire de contrôler le taux de transmission des particules à travers l'analyseur afin de mesurer les deux types de particules avec la même sensibilité. Le principe qui a été implémenté est celui qui a été utilisé pour l'instrument MEA (Mercury Electron Analyser) de la mission BEPI COLOMBO (réalisé à l'IRAP), ce qui permet d'une part de pérenniser un développement réalisé, et aussi d'avoir un retour d'expérience sur ses performances.

Les travaux de thèse se sont portés en parallèle sur l'étude des détecteurs et de l'électronique front end, qui sont décrits dans le troisième chapitre. Une première partie est consacrée aux caractéristiques des galettes à micro-canaux (MCP ; détecteurs utilisés sur AMBRE), comme la distribution de leur gain, l'effet de saturation, la notion d'efficacité et quelques caractéristiques électriques. Ces notions présentées, le troisième chapitre s'intéresse à l'électronique front end avec la présentation de son principe de fonctionnement. Cette description inclue en particulier la présentation de l'EASIC001, un ASIC 16 voies réalisé par le LPP (Paris) pour l'instrument EAS de la mission Solar Orbiter, et qui est adapté à des MCP comme détecteurs. Ce chapitre se termine avec la présentation de la carte front end finalement réalisée pour l'instrument AMBRE 2, et testé sous vide.

Le quatrième chapitre traite des circuits de polarisation de l'analyseur électrostatique et des détecteurs réalisés pour l'instrument AMBRE 2. Après avoir présenté le principe de fonctionnement des circuits de polarisation de l'instrument AMBRE 1, ce chapitre expose les modifications à apporter pour mesurer les deux types de particule avec la même tête de mesure. Mes travaux portant sur les différentes solutions possibles, et répondant aux besoins d'AMBRE 2, sont alors détaillés. Après comparaison des différentes

solutions possibles, à l'aide de simulation (LTSPICE), le design retenu pour le prototype des hautes tensions a été câblé sur paillasse afin de valider leur fonctionnement et de caractériser leurs performances. La carte « haute tension » complète pour l'instrument AMBRE 2 a finalement été réalisée à partir des circuits retenus lors de cette étude.

La réalisation du prototype est présentée dans le cinquième chapitre. Il commence par une présentation de l'architecture du prototype, qui comprend l'empilement des cartes, une vue désassemblée de la tête de mesure et de l'EBOX (qui ont été réalisés par une PME toulousaine : COMAT), et l'architecture numérique de l'instrument. L'EGSE réalisé pour le prototype est présenté, avec l'interface homme-machine développé pour contrôler l'instrument lors des calibrations. Ce chapitre se termine avec les premiers tests réalisés sur paillasse. Ces tests incluent tout d'abord la caractérisation des circuits de polarisation avec l'EGSE, qui comprend une étude statique qui a permis de déterminer la plage d'énergie mesurable par l'instrument, ainsi qu'une étude dynamique des hautes tensions (analyseur et détecteurs) afin de connaître les temps de transitions entre mesures des ions et des électrons.

L'étalonnage de l'instrument est présenté dans le sixième chapitre, avec tout d'abord la présentation d'une nouvelle méthode de caractérisation de la partie front end qui repose sur la mesure de S-curve. Ce chapitre s'est ensuite intéressé aux méthodes de caractérisation de l'analyseur électrostatique avant de présenter le banc de calibration. Les mesures réalisées sous vide avec le canon à ions ont permis de configurer la partie front end de façon à supprimer le bruit et les diaphonies avant de caractériser l'optique de l'instrument. La caractérisation de l'analyseur a montré des résultats cohérents avec les estimations faites par simulation ce qui valide le design optique de l'instrument et le fonctionnement du canon à ions dans le banc de test. En revanche pour la mesure des électrons, les tests ont montré deux principaux problèmes, tout d'abord la présence de bruit élevé dû au circuit haute tension sur la partie front end. Ce bruit vient des multiplieurs de tension utilisé pour les circuits haute tension qui ne sont pas adapté aux besoins d'AMBRE 2 et devront être remplacés avant de pouvoir mesurer des électrons. L'autre problème qui a empêché de caractériser l'instrument avec des électrons est la forte présence d'UV dans le flux d'électron. La caractérisation de l'optique avec des électrons devra être réalisée avec un autre type de source d'électron ou avec l'ajout de traitement de surface sur l'analyseur pour supprimer les UV. Enfin les switches ion / électron ont montré un stress des diodes de protection de l'ASIC causé par les cycles de charge et décharge des condensateurs présents entre les anodes et les entrées de l'ASIC. Une étude complémentaire devra être faite sur ce stress afin d'augmenter la robustesse de l'instrument.

Afin d'aller plus loin dans le développement d'instrument compact répondant aux enjeux d'AMBRE, une pré-étude complémentaire a été réalisée dans l'optique de réaliser un instrument compact ion – électron, ayant une plage d'énergie mesurable allant jusqu'à 80 keV. Ceci a été l'objet du septième chapitre, avec la présentation d'un nouveau design d'analyseur électrostatique qui a été étudié en simulation et préconçu de façon à pouvoir être monté sur la base d'AMBRE 2. Ce chapitre se termine sur la description des travaux à réaliser pour adapter les parties mécaniques et électroniques à ce design. Le chapitre VII constitue ainsi la perspective majeure de ce travail de thèse. Une demande de financement a été soumise au programme R&T du CNES en ce sens.

## Référence

---

- [1] Cours physique des plasmas du Master de physique fondamentale, P. Tardiveau, 2012
  - [2] PHYSIQUE DES PLASMAS cours et application, J-M. Rax, 2005
  - [3] Basic space Plasma Physics, W. Baumjohann, R.-A. Treuman, 1997
  - [4] L'environnement spatial de la Terre, V. Pierrard, 2009
  - [5] Plasmas spatiaux et relation Terre Soleil, Vélizi, 2008
  - [6] Modélisation de la dynamique couplée des plasmas magnétosphérique et ionosphérique, Y. Hurtaud, Thèse soutenue en 2007
  - [7] Modélisation mathématique de la charge de surface des satellites en orbite basse, S. Borghol, Thèse soutenue en 2010
  - [8] Etude numérique et développement de spectromètres embarquables de particules chargées, T. Moreau, thèse soutenue en 2003
  - [9] Calibration of Particle Instruments in Space Physics, M. Wüest, D. S. Evans & R. von Steiger, 2007 pp11
  - [10] The geometric factor of electrostatic plasma analyzers: a case study from the Fast Plasma Investigation for the Magnetospheric Multiscale mission, G. Collinson Rev. Sci. Instrum. **83**, 2012
  - [11] Design and Application of Imaging Plasma Instruments, C.W. Carlson and J.P. McFadden, Measurement Technique Space Plasma, AGU, 1998
  - [12] M.F. Thomsen, Statistics of plasma fluxes at geosynchronous orbit over more than a full solar cycle. Space Weather **5**, S03004 (2007)
  - [13] On variable geometric factor systems for top-hat electrostatic space plasma analyzers, G. Collinson, Meas. Sci. Technol. **21**, 2010
  - [14] [www.simion.com](http://www.simion.com)
  - [15] Calibration of Particle Instruments in Space Physics, M. Wüest, D. S. Evans & R. von Steiger, 2007 pp 18-27
  - [16] MCP Assembly, technical information, HAMAMATSU, <http://www.triumf.ca/sites/default/files/Hamamatsu%20MCP%20guide.pdf>
  - [17] Nouvelles chaînes d'instrumentation intégrées multivoies pour l'astrophysique, F. Bouyjou, thèse soutenue en 2011
  - [18] LPP-EASIC-001\_manual\_summary v1
  - [19] C. Pollock et al. (2016), Fast plasma investigation for Magnetospheric Multiscale, Space Sci. Rev., **199**, 331–406
  - [20] D. J. Gershman et al. (2016), The parameterization of microchannel-plate-based detection systems, J. Geophys. Res. Space Physics, **121**, 10,005–10,018
-

- 
- [21] McFadden, J. P., *et al.* (2008), The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration, *Space Sci. Rev.*, 141, 277–302.
- [22] Bame, S. J., D. J. McComas, M. F. Thomsen, B. L. Barraclough, R. C. Elphic, *and* J. P. Glore (1993), Magnetospheric plasma analyzer for spacecraft with constrained resources, *Rev. Sci. Instrum.*, 64, 1026–1033, *doi*:10.1063/1.1144173.
- [23] Brandt, P., *et al.*, IMAGE/high-energy energetic neutral atom: Global energetic neutral atom imaging of the plasma sheet and ring current during substorms, *J. Geophys. Res.*, 107 (A12), 1454, *doi*:10.1029/2002JA009307, 2002.
- [24] Cusp type electrostatic analyzer for measurements of medium energy charged particles, S. Kasahara *et al.* (2006), *Rev. Sci. Instrum.*, 77 p. 123303
- [25] Nakamura, Y., Shinohara, I., Takashima, T., Fukuda, S., & Sakai, S. I. (2017). Exploration of Energization and Radiation in Geospace (ERG): Development, Preliminary Flight Results, and Lessons Learned in JAXA's Small Science Satellite Project.
- [26] Kasahara, S., *et al.*, Medium Energy Ion Mass Spectrometer Capable of Measurements of Three Dimensional Distribution Functions in Space, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 36, 841-847, *doi*:10.1109/TPS.2008.922500, 2008.
- [27] B. Tatry, J. M. Bosqued and H. Reme, Characteristics of electron multipliers used as detectors for low energy protons, *Nucl. Instr. and Meth.* 69 (1969) 254.
- [28] AMPTEK A121, technical information : <http://amptek.com/products/a121-charge-sensitive-preamplifier-discriminator/#7>
- [29] J.-A. Sauvaud, A. Fedorov, C. Aoustin, H.-C. Seran, E. Le Comte, M. Petiot, J. Rouzaud, Y. Saito, J. Dandouras, C. Jacquy, P. Louarn, C. Mazelle, J.-L. Médale, The Mercury Electron Analyzers for the Bepi Colombo mission, In *Advances in Space Research*, Volume 46, Issue 9, 2010, p 1139-1148, ISSN 0273-1177, <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.05.022>.
-

# Annexe

## Annexe 1 : Impact du couplage HT sur les performances de l'ASIC

L'étude de l'impact du circuit de protection de l'ASIC sur ses performances qui est présentée résulte de l'étude qui a été réalisée pour l'instrument THOR qui est en cours de sélection et dont l'enjeu est d'avoir une très haute résolution du vent solaire froid.

En pratique des composants parasites sont présents sur la carte entre l'anode du détecteur et l'entrée du CPA qui ont un impact sur le courant délivré par le détecteur. Il faut donc les considérer lors du design de l'ASIC afin d'avoir la meilleure robustesse au niveau des performances.

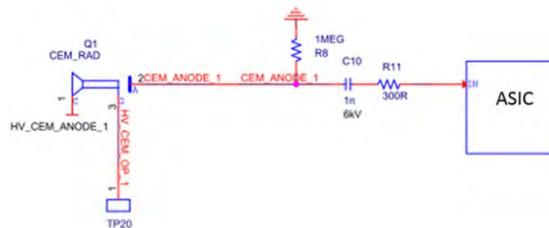


Figure A2-1 : Schéma ASIC avec composants intermédiaires

La figure A2-1 montre le schéma de l'ASIC relié à l'anode du CEM (détecteur similaire à des MCP utilisé pour l'instrument THOR) avec les composants intermédiaires. Ceux qui sont à considérer sont la résistance R11 ( $R_e$ ), la capacité parasite du détecteur ( $C_{det}$ ) qui se trouve entre le potentiel CEM\_ANODE\_1 et la masse et enfin, la capacité parasite du routage/diode/ASIC qui se trouve entre l'entrée de l'ASIC et la masse ( $C_{par}$ ).

### a) Impact de $R_e$ et $C_{det}$

Pour cette première étude, la capacité  $C_{par}$  n'est pas considérée. Une première simulation est réalisée pour une capacité de détecteur de 10pF et une résistance  $R_e$  de 1k $\Omega$  dont le résultat est présenté sur la figure A2-2. Cette figure montre une augmentation de la durée du signal en sortie du CPA qui est due au ralentissement de l'écoulement des charges délivrées par le CEM (courbe verte). Ce ralentissement des charges entraîne la diminution de l'amplitude en sortie du CPA avec une valeur max de 360mV au lieu des 830mV obtenues sans ces parasites. Plus le couple  $R_e$ ,  $C_{det}$  est élevé plus le ralentissement est important. En pratique, seule la valeur de  $R_e$  peut être modifiée puisque  $C_{det}$  est entièrement déterminé par le détecteur et le routage qui sont figés une fois la carte réalisée.

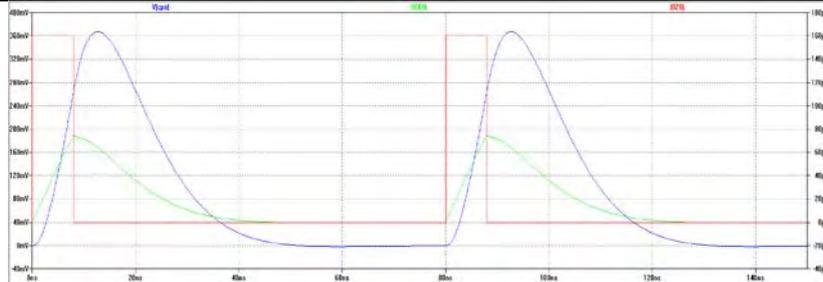


Figure A2-2 : Sortie du CPA (bleu), courant entrant (vert) et courant fourni par le détecteur (rouge) avec parasites

La réduction de la résistance d'entrée permet de réduire la durée d'impulsion en entrée du CPA. Cependant cette résistance a aussi un impact sur la stabilité du système et sa réduction entraîne l'apparition d'oscillations comme visible sur la figure A2-3 pour une valeur de 100Ω.

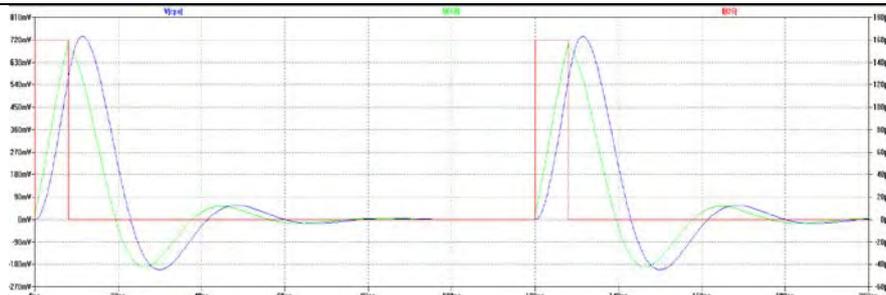


Figure A2-3 : Sortie du CPA (bleu), courant entrant (vert) et courant fourni par le détecteur (rouge) pour  $R_e = 100\Omega$

En effet, l'ajout de la capacité  $C_{det}$  modifie la fonction de transfert de l'ensemble de la chaîne. La nouvelle réponse du CPA devient :

$$i_{dect} = \frac{V_{s_{cpa}} R_f}{(1 + \frac{C_{det}}{C_1} + p(R_f.C_f + C_{det}.R_f + \frac{C_{det}}{C_1}.R_f.C_f) + R_f.C_f.R_e.C_{det}.p^2)(1 - \frac{1 + \tau p}{A_0})}$$

La présence de la capacité du détecteur entraîne l'apparition d'un système d'ordre 2 dont les paramètres sont :  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{R_f.C_f.R_e.C_{det}}}$  Avec  $R_f.C_f = 3ns$  et  $C_{det} = 10pF$  et  $m = \frac{R_f.C_f + C_{det}.R_f}{2\sqrt{R_f.C_f.R_e.C_{det}}}$

Re	W0 / 2π	Simulation
10kΩ	10 MHz	
100Ω	100MHz GWB=300MHz	

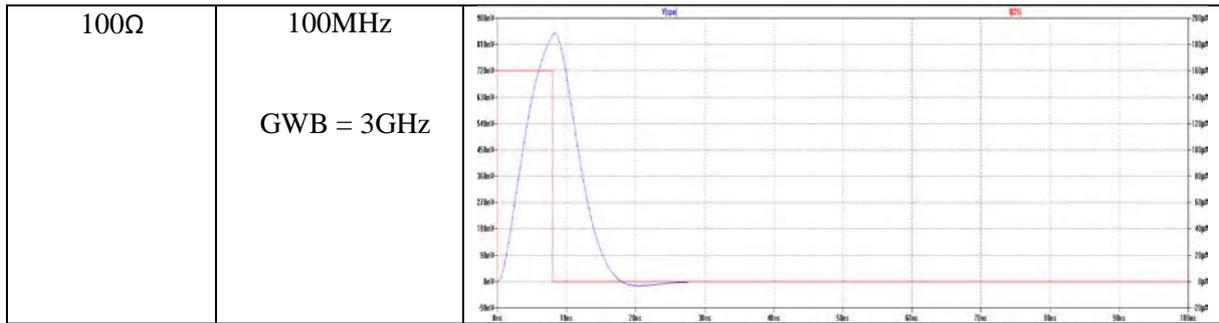


Figure A2-4 : simulation des parasites pour différentes valeurs de  $R_e$

La figure A2-4 montre les résultats de simulation pour différentes valeurs de résistance et de produit gain-bande (bande passante de l'ampli utilisé dans le CPA), ce qui montre que pour limiter les oscillations il faut soit une résistance élevée soit un produit gain-bande élevé qui modifie la fonction de transfert en un ordre 3 dans le cas contraire.

### b) Impact de $R_e$ et $C_{par}$ ( $C_{det}$ non considérée)

Pour cette seconde étude, les capacités parasites dues au routage de la carte, à l'entrée de l'ASIC et aux diodes de protection sont considérées avec la résistance d'entrée  $R_e$ . La capacité du détecteur n'est plus considérée pour le moment. Cette nouvelle capacité parasite est tout d'abord considérée autour de 10pF mais pourra varier entre 2pF et 15pF. Le produit gain-bande ainsi que tous les paramètres du CPA sont initialement considérés identique à la première étude.

La nouvelle fonction de transfert devient : 
$$\frac{V_{S_{cpa}}}{i_{dect}} = \frac{R_f}{1 + R_f \cdot C_f \cdot p + (1 + R_f \cdot p(C_{par} + C_f)) \cdot \frac{1 + \tau p}{A_0}}$$

Une première remarque qui peut être faite est la non-dépendance entre la réponse du système et la résistance  $R_e$  ce qui est cohérent puisque la capacité se trouve en aval. Cependant, la capacité parasite a un impact sur la réponse puisqu'elle entraîne l'apparition d'un pôle d'ordre 2 qui fait intervenir le produit gain-bande. Le mieux pour éviter les oscillations est d'avoir la capacité parasite la plus faible possible, toutefois il est possible de réduire son impact sur la réponse en augmentant la valeur du produit gain-bande.

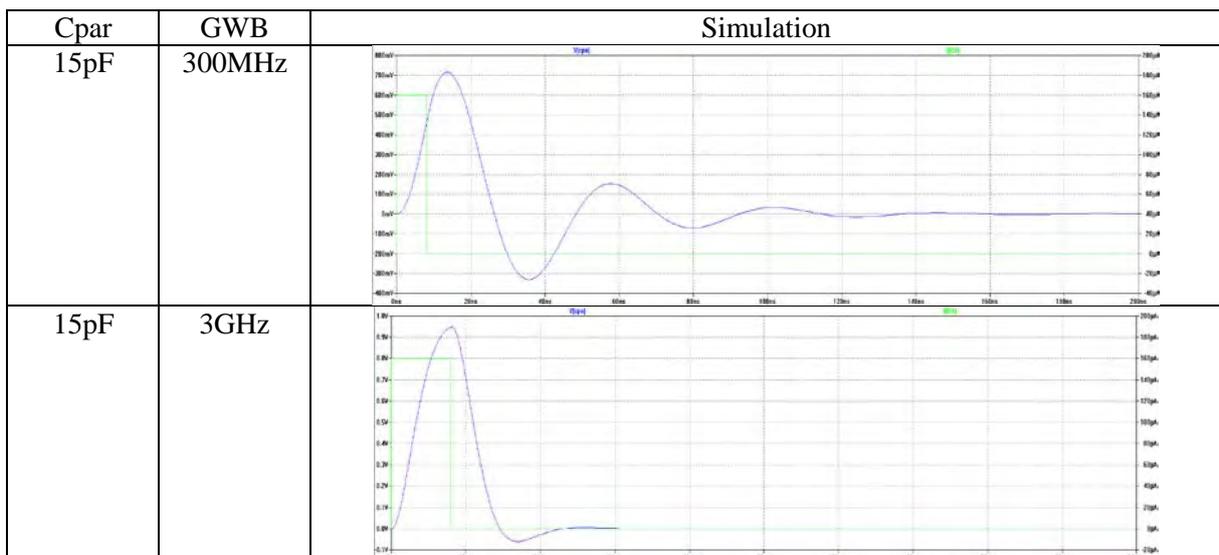


Figure A2-5 : impact de la capacité parasite en entrée de l'ASIC pour différent  $GWB$

### c) Conclusion

Les composants ajoutés pour le couplage avec la haute tension des anodes ainsi que les composants parasites introduits par le routage entraînent l'apparition d'un pôle supplémentaire qui déstabilise le système et entraîne l'apparition d'oscillations gênantes pour les mesures.

Pour limiter l'impact de ces composants sur la réponse, deux méthodes peuvent être utilisées. La première consiste à augmenter la valeur de la résistance série mais cette méthode a pour inconvénient de réduire la dynamique du système et donc le taux de comptage max. La seconde méthode quant à elle, consiste à augmenter le produit gain-bande du CPA ce qui nécessite une étude plus poussée sur la réalisation de l'ASIC (choix des structures, routage, type de technologie) et se paie généralement sur la consommation qui devra être d'autant plus importante que l'ampli sera rapide.

## Annexe 2 : Caractéristique de la consommation des HT

### a) Caractéristique des HT

La consommation des HT dépend de la tension délivrée ainsi que du courant utilisé en sortie. Ici les études présentées seront faites pour une tension de sortie de 3kV correspondant à la caractéristique tracée sur la figure A3-1 qui montre une consommation minimale (à vide) de 305 mW.

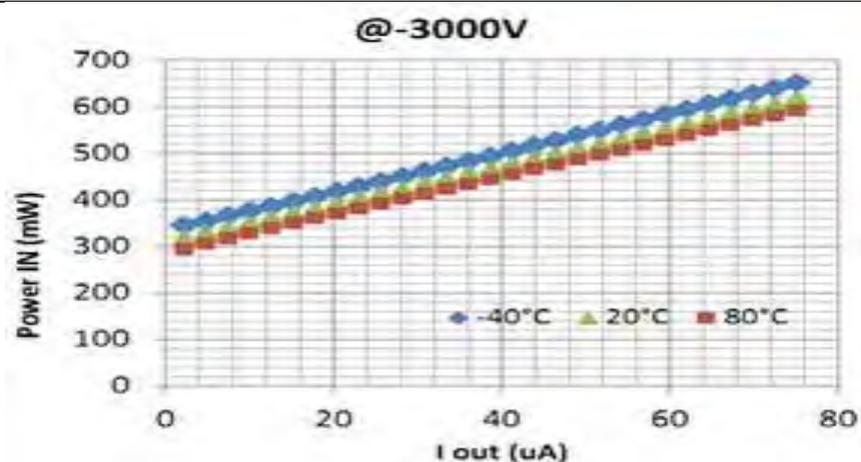


Figure A3-1 : caractéristique consommation-courant des HT

La caractéristique précédente obtenue en pratique par B. Marty montre une relation linéaire entre la consommation et le courant tel que :  $P_{in}[mW] = 4,095 \cdot I_{out}[\mu A] + 305,7$

### b) Polarisation des MCP

Pour la polarisation des MCP, deux types de charge sont vus par les HT : soit les MCP avec leur résistance de 50MΩ soit une impédance de 1GΩ (pour la HT qui fixe l'offset). En vue de ces charges il est possible d'en déduire le courant de sortie et donc la consommation des circuits.

	HT avec MCP	HT offset	Somme des deux
Charge	50M	1G	--
Courant	60µA	3µA	--
Consommation	0,55 W	0,32 W	0,87 W

Figure A3-2 : calcul de la consommation pour les différents circuits

### c) Polarisation de l'analyseur

Pour la polarisation des sphères, le courant de sortie dépend de la rapidité de la variation de la tension de polarisation ainsi que de la capacité électrique des sphères tel que :  $I_{out} = C \cdot \Delta U_{an} / \Delta T$

Il faudra donc adapter la rapidité en fonction de la consommation du circuit qui sera de toute façon supérieure à 0,3 W.

## Annexe 3 : Design de l'instrument CSW pour THOR

## RESEARCH ARTICLE

10.1002/2016JA023269

## Special Section:

Measurement Techniques in  
Solar and Space Physics:  
Particles

## Key Points:

- A new solar wind ion instrument design is presented
- Simulations are used to define a design with unprecedented temporal and angular resolutions
- A plasma turbulence simulation is used to show the measurement capabilities achieved

## Correspondence to:

A. Cara  
Antoine.Cara@lapomp.eu

## Citation:

Cara, A., B. Lavraud, A. Fedorov, J. De Keyser, R. DeMarco, M. F. Marucci, F. Valentini, S. Servidio, and R. Bruno (2017), Electrostatic analyzer design for solar wind proton measurements with high temporal, energy, and angular resolutions, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, doi:10.1002/2016JA023269.

Received 2 AUG 2016

Accepted 17 JAN 2017

Accepted article online 20 JAN 2017

©2017. American Geophysical Union.  
All Rights Reserved.

## Electrostatic analyzer design for solar wind proton measurements with high temporal, energy, and angular resolutions

Antoine Cara<sup>1,2</sup>, Benoit Lavraud<sup>1,2</sup>, Andrei Fedorov<sup>1,2</sup>, Johan De Keyser<sup>3</sup>, Rossana DeMarco<sup>4</sup>, M. Federica Marucci<sup>4</sup>, Francesco Valentini<sup>5</sup>, Sergio Servidio<sup>5</sup>, and Roberto Bruno<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Université de Toulouse, Toulouse, France, <sup>2</sup>Centre National de la Recherche Scientifique, Toulouse, France, <sup>3</sup>BIRA-IASB, Brussels, Belgium, <sup>4</sup>IAPS INAF, Rome, Italy, <sup>5</sup>Dipartimento di Fisica, Università della Calabria, Rende (CS), Italy

**Abstract** We present the design study of an electrostatic analyzer that permits combined high temporal, energy, and angular resolution measurements of solar wind ions. The requirements for high temporal, energy, and angular resolutions, combined with the need for sufficient counting statistics, lead to an electrostatic analyzer with large radius (140 mm) and large geometric factor. The resulting high count rates require the use of channel electron multipliers (CEMs), instead of microchannel plates, to avoid saturation. The large radius further permits the placement of 32 CEM detectors at the analyzer focal plane, thereby providing very high angular resolution in azimuth (1.5°). Electrostatic simulations were performed to define the analyzer geometric factor, energy resolution, analyzer constant (K), elevation response, etc. Simulations were also performed to define the geometry of the deflectors and collimator that are used to provide the proper energy resolution, field of view, and angular resolution (1.5°) in elevation as well (the total field of view of the design is  $\pm 24^\circ \times \pm 24^\circ$ ). We show how this design permits unprecedented measurements of the fine structure of the solar wind proton beam and other important features such as temperature anisotropy. This design is used for the Cold Solar Wind instrument of the medium-class Turbulent Heating Observer mission, currently in phase A at the European Space Agency. These unprecedented measurement capabilities are in accordance with and even beyond the requirements of the mission.

### 1. Introduction

#### 1.1. Upcoming Missions and Science Objectives

Current space missions such as Wind [Lin *et al.*, 1995], ACE [McComas *et al.*, 1998], or Cluster [Rème *et al.*, 2001] typically perform in situ ion measurements in space with rather low temporal (few seconds at best) and angular resolutions ( $\sim 3^\circ$  at best). While such properties are sufficient for numerous purposes, they are far from being sufficient for the study of kinetic-scale processes associated with turbulence, shocks, and reconnection, in particular in the solar wind [e.g., Schwartz *et al.*, 2009; Bruno and Carbone, 2013]. The requirement for high energy and angular resolutions comes, on the one hand, from the basic property of solar wind proton distribution functions that have the form of a cold beam with only a small angular width. Typically, it can be described by a drifting bi-Maxwellian (with a noticeable temperature anisotropy), but it often manifests more complex shapes [e.g., Bruno and Carbone, 2013]. Such non-Maxwellian features indicate the presence of fundamental kinetic plasma instabilities that, together with turbulence, are crucial for understanding the dynamics of the interplanetary medium [e.g., Marsch, 2006]. The requirement for high time resolution comes, on the other hand, from the fact that (1) the solar wind flows very fast past the spacecraft, leaving little time to sample solar wind structures such as thin current sheets, and (2) that the typical growth time of ion instabilities in the solar wind is on the order of few cyclotron periods [Montgomery *et al.*, 1975]. A good understanding of wave-particle interactions can thus only be obtained if the growing phase of instability is observed; i.e., several observations of the full 3-D velocity distribution function are required during the development of the instability itself.

Solar wind ion measurements are currently being performed, for example, by Cluster [Rème *et al.*, 2001], ACE [McComas *et al.*, 1998], and Wind [Ogilvie *et al.*, 1995]. Such measurements will be performed with enhanced capabilities on future missions such as Solar Orbiter (Proton and Alpha Sensor; PAS) and Solar Probe Plus (Solar Probe Analyzer; SPAN [Kasper *et al.*, 2016]). The properties of these instruments are shown in Table 1.

**Table 1.** Main Properties of a Few Past and Future Solar Wind Instruments (for Full Distribution Function Measurement)<sup>a</sup>

	Cluster (HIA)	Solar Orbiter (PAS)	Solar Probe Plus (SPAN)	THOR (CSW)
Type of instrument	ESA + MCP	Deflector + ESA + CEM	Deflector + ESA + MCP + TOF	Deflector + ESA + CEM
Spacecraft spin and FOV	15 rpm Spin axis orthogonal to FOV	3 axis stabilized	3 axis stabilized	2 rpm Spin axis aligned with FOV
3-D sampling time resolution	4 s	1 s	3.5 s	150 ms
Full energy range	5 eV–32 keV	200 eV–20 keV	5 eV–30 keV	200 eV–20 keV (20 eV–20 keV)
Energy resolution $\Delta E/E$	18%	~7%	7%	5%–8% (7%)
Azimuth resolution	5.6°	6°	11.25°	3° (1.5°)
Elevation resolution	5.6°	5°	5°	3° (1.5°)
Azimuth range	360°	–24° + 42°	240°	±24°
Elevation range	±180°	±22.5°	±60°	±24°
Sphere radius	40.2 mm	72.5 mm	~35 mm	140 mm
Geometric factor (total) [cm <sup>2</sup> · sr · keV/keV]	1.9 · 10 <sup>–4</sup> (one half) 4.9 · 10 <sup>–3</sup> (other half)	4.4 · 10 <sup>–5</sup> (11 anodes)	Not known	7 · 10 <sup>–4</sup> (32 anodes)

<sup>a</sup>TOF: time of flight.

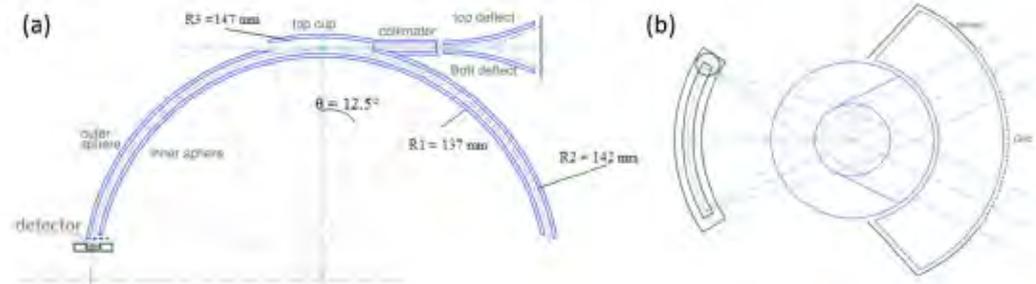
However, as presented here and in the companion paper [DeMarco *et al.*, 2016], the study of kinetic-scale processes in the solar wind (turbulence, etc.) requires much more detailed measurements of the solar wind proton distribution function. Note also that despite a high time resolution (150 ms), the ion instrument Magnetospheric Multiscale (MMS) [Pollock *et al.*, 2016] mission is not designed for fine measurements of the proton beam in the solar wind, owing to an 11.25° angular resolution.

The THOR (Turbulent Heating Observer) mission [Vaivads *et al.*, 2016] (<http://thor.irfu.se/>), which is currently in phase A as a medium-class M4 mission within the science program of the European Space Agency, is designed to address turbulent energy dissipation and particle energization in the interplanetary plasma, in different physical regimes and different regions (Earth's bow shock and magnetosheath, foreshock, undisturbed solar wind, and interplanetary shocks). To maximize the time spent in the key target regions, the THOR orbit is close to the ecliptic plane with three science phases. Each phase has a different orbit and a term of 1 year. The first year is dedicated to magnetosheath and bow shock studies with an apogee of 16  $R_E$  (Earth radii). The second phase targets the solar wind, shock, and foreshock with an apogee of 26  $R_E$ . The third phase will focus on the pristine solar wind and interplanetary shocks with an apogee of 60  $R_E$ . Here we present the work that has been performed to design the Cold Solar Wind (CSW) instrument of the THOR mission, which is dedicated to the measurement of the solar wind proton beam with unprecedented temporal (150 ms) and angular (1.5°) resolutions. CSW will measure the three-dimensional distribution function of solar wind ions in the range of 20 eV–20 keV. In certain modes with a large energy range it will also measure alphas. To ensure high temporal resolution and continuous measurements of the solar wind ion beam, the CSW instrument is accommodated on the side of the spacecraft with a field of view centered on the Sun direction and aligned with the spacecraft spin axis. Moreover, the high angular resolution (down to 1.5°) requires a slow spacecraft spin rate (2 rpm is planned for the THOR spacecraft).

Table 1 lists the basic properties of some solar wind instruments in comparison to the properties of the design reported here for CSW on THOR. The values given for CSW in the table are the measurement requirements that ensue from the science requirements of the mission (<http://thor.irfu.se/>). Between parentheses we give the actual characteristics planned for the CSW instrument on the basis of the present study. The proposed increase in angular resolution in particular will strongly benefit the science return of the mission as shown in section 3 and in the DeMarco *et al.* [2016].

## 1.2. Basic Instrument Design

The designs most frequently used for solar wind ion measurements are based on Faraday cups or electrostatic analyzers (ESAs) coupled with detectors. Faraday cups are composed of a cup with grids and two semi-circular collector plates. The grids are polarized to select incident particles by energy (as a retarding potential analyzer), and the particle flux is estimated through the measurement of the current on each collector. ESAs select incident particles by deflecting them with an electrostatic field applied between concentric plates.



**Figure 1.** Two-dimensional schematics of (a) analyzer electrostatic design and (b) typical top-hat focusing properties.

Only particles within the appropriate energy range are able to reach detectors placed at the exit of the analyzer (channel electron multipliers or microchannel plates). ESAs are often coupled with deflector systems at their entrance in order to measure out of the natural analyzer detection plane. All these aspects are further detailed in the next sections.

The spectrometer used for CSW is based on a top-hat electrostatic analyzer design (Carlson *et al.*, 1982), which is composed of two concentric hemispheric plates for ion energy-per-charge selection. Such a design permits fine focusing onto the detectors at the ESA exit, in accordance with the requirement for high angular resolution measurements (Figure 1b). The outer hemisphere potential is set to ground, while the inner sphere potential varies according to the particle energy-per-charge to measure (Figure 1a). The elevation angle selection is performed, thanks to high voltages applied on deflector plates at the entrance of the analyzer which allows a fast 3-D measurement (e.g., Solar Orbiter or Solar Probe Plus; Table 1). A collimator is used between the deflectors and the top-hat entrance to ensure the required energy and angular (in elevation) resolutions, while the azimuthal resolution (Figure 1b) is obtained through appropriate sectorization of the detectors and anodes.

In section 2, we present the design of the electrostatic optics and detectors, focusing first on the ESA and collimator that will define the energy, elevation, and azimuth response of the instrument. The study then focuses on the design of the deflectors. The final design performance characteristics are presented in section 3.

## 2. Electrostatic Optic Design

### 2.1. Electrostatic Analyzer

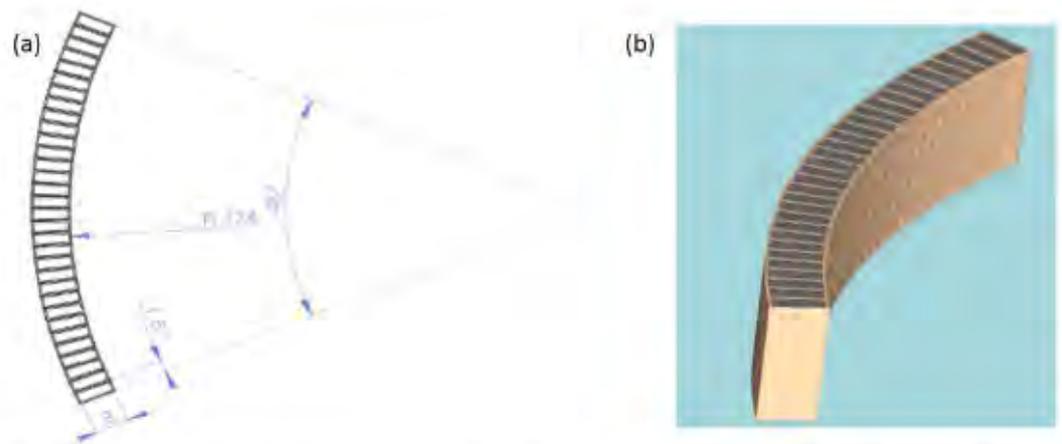
In this section, the ESA and collimator are only considered to characterize the energy, elevation, and azimuth response that correspond to the needs of the instrument.

#### 2.1.1. Geometric Design

As mentioned in Table 1, the baseline 3-D ion distribution sampling time for THOR/CSW is 150 ms. Yet the accumulated counts per elementary 3-D distribution bin must be high enough to ensure sufficient statistical significance of the data, as further addressed in section 3. The requirement for high counting statistics, combined with the required high time resolution, means that the detectors used at the ESA exit must have a high count rate saturation threshold.

MCP (microchannel plate) detectors typically saturate at  $1,000,000 \text{ cs}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ . Basic calculations show that for an electrostatic analyzer of radius 14 cm with an energy resolution of 7% (the basic properties of the instrument as determined through the analysis performed in the next sections), MCPs with an anode size of  $3^\circ$  would lead to saturation for any counting statistics above 500 counts in a baseline 1 ms elementary accumulation time. What this basic calculation shows is that MCPs are not appropriate for such high count rate requirements. The baseline design thus uses channel electron multipliers (CEMs) instead of MCPs as detectors. The advantages are twofold: (1) CEM count rate saturation is around  $10^7 \text{ c/s}$ , a factor of 10 above MCPs, and (2) this saturation is typical for one CEM, rather than for "an area," as for MCPs.

For these reasons, we further decide to use 32 CEMs (Figure 2) with a resolution of  $1.5^\circ$  each in azimuth for a total  $\pm 24^\circ$  field of view (FOV). With this design, we can use the full geometric factor of the analyzer, decrease



**Figure 2.** Basic geometry of the CEM detector array that will be used for CSW on THOR. (a) Basic dimensions of the array and (b) its 3-D rendering.

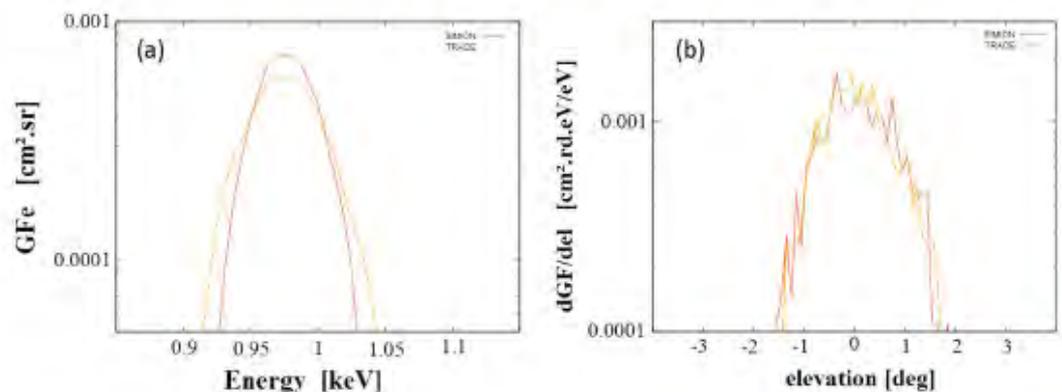
the chance of saturation by a factor of 2, and increase the angular resolution up to  $1.5^\circ$  in azimuth. As demonstrated in section 3, with this design, we will need to perform angular bin summations (2 elevations  $\times$  2 azimuths) to increase statistics only in cases of tenuous solar wind. The baseline characteristics of the CSW design, which are further studied in the next sections, are summarized in Table 1.

**2.1.2. Analyzer Characterization**

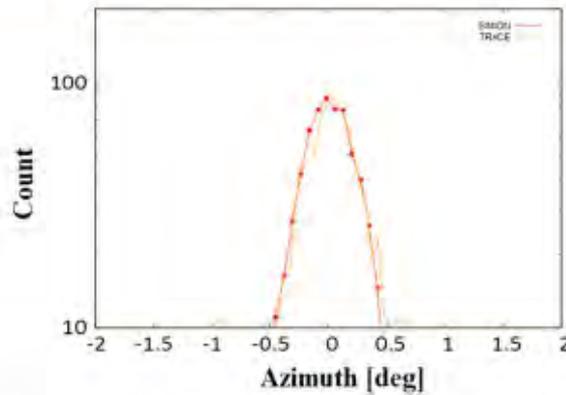
The electrostatic analyzer introduced above has been studied in detail through simulations by using two separate software packages (SIMION (<http://www.simion.com>) and Trace (software developed at Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (IRAP))) for thorough benchmarking.

These simulations consist in calculating the electrostatic potential around and inside the analyzer mechanical model by using finite differences for SIMION and finite element methods for Trace. A particle beam is launched upstream of the ESA aperture. The particle source used here is a rectangle, uniformly distributed in position, energy, and elevation, while the azimuth for all particles is  $0^\circ$ , as introduced by Collinson [2012]. The electrostatic analyzer responses are obtained by studying the energy, elevation, and position of the transmitted particles.

The analyzer energy and elevation responses calculated through simulation are plotted in Figure 3 for an analyzer inner plate voltage of 71.5 V. The two curves show the results with SIMION (red) and Trace (yellow). Both give similar results. The energy response shows that the analyzer constant  $K$  (which relates the energy band pass to the voltage applied to the analyzer) is 13.8 with an energy resolution of 7%. The elevation response shows a peak in transmission for zero elevation angle with a resolution of about  $1.7^\circ$ . All of these values are in



**Figure 3.** (a) Energy and (b) elevation response obtained with two different codes, SIMION (red) and Trace (yellow).



**Figure 4.** Azimuth analyzer response obtained with two different codes, SIMION (red) and Trace (yellow).

agreement with the scientific requirements of the THOR mission for high angular and energy resolution, as given in Table 1.

The azimuth response is obtained by measuring the angular position of the particles on the detectors, after selection and focusing through the electrostatic analyzer. The results obtained by the two codes for the present ESA characteristics are presented in Figure 4. The simulations show an azimuth angular resolution below 1°, thus well consistent with the scientific requirements as well (cf. Table 1).

**2.1.3. Geometric Factor**

The last but not the least key parameter that needs to be determined is the analyzer transmission rate or geometric factor (GF). This factor relates the count rate measured to the incident ion energy flux:

$$C_{in} = GF_E J_E \tag{1}$$

This factor is estimated with the method introduced by Collinson [2012] (without taking into account the detector efficiency). The formula is given in equation (2), where  $C_{ijk}$  is the number of particles which strike the simulated detector,  $\Delta Y_b \times \Delta Z_b$  is the rectangle area over which particles are launched,  $\bar{E}_b$  and  $\bar{\theta}_b$  are the average incident particle energy and elevation,  $\Delta E_b$  and  $\Delta \theta_b$  are the energy and elevation range of the particle source,  $\Delta \phi$  is the angular width of the anodes,  $E_0$  is the peak of the energy acceptance, and  $N_{in}$  is the number of incident particles launched. For a 3° azimuthal bin, this factor is about

$$GF_{3deg} = \frac{C_{ijk} \Delta Y_b \Delta Z_b \bar{E}_b \Delta E_b \Delta \theta_b \cos^2 \bar{\theta}_b \Delta \phi}{E_0^2 N_{in}} = 4.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV} / \text{eV} \tag{2}$$

This analyzer thus largely responds to the scientific requirements of the THOR mission with an energy resolution around 7%, an elevation resolution below 1.7°, and a resolution in azimuth below 1°. As will be shown later by using actual expected solar wind ion fluxes to estimate the counting statistics, these numbers (and the GF in particular) are also compatible with the proposed increase in elevation and azimuthal angular resolutions to 1.5°.

**2.2. Electrostatic Deflection**

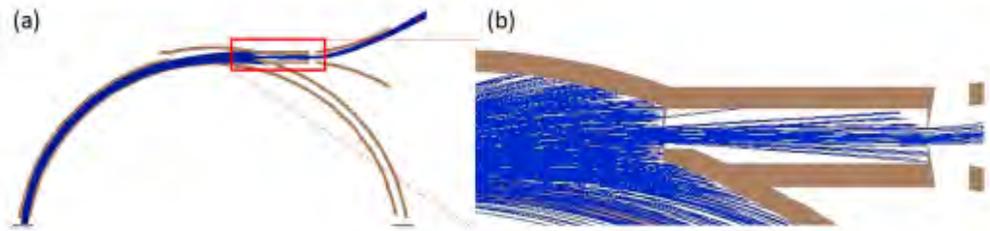
In addition to the ±24° FOV defined by the 32 CEMs of 1.5° each in the azimuthal plane, the measurement of the 3-D ion distribution function is performed through the use of electrostatic deflectors at the entrance of the analyzer to steer the look direction in the elevation direction as well. This is done by applying appropriate voltages to the deflectors, whose geometry has been optimized to permit an FOV of ±24° in elevation (as for the azimuth FOV). A *D* factor can be defined (*D* in equation (3)). It relates the peak elevation (EI) band pass to the deflector voltages ( $U_{def} = Ud_1 - Ud_2$ ) which define the deflector efficiency:

$$(EI - E_b) = D \frac{Ud_1 - Ud_2}{E/q} = \frac{D Ud_1 - Ud_2}{K U_{an}} = \frac{D U_{def}}{K U_{an}} \tag{3}$$

where *q* is the elementary electron charge and *E* the measured particle energy, which is directly related to the analyzer voltage ( $U_{an}$ ) through the analyzer constant *K*.

**2.2.1. Deflector Design**

Designing the deflection system consists of finding the best trade-off between deflection efficiency and elevation band pass. The interdeflector distance defines the elevation range and thus must be large enough to



**Figure 5.** (a) Actual design with sample particle tracing (partides are launched from the detectors on the bottom left) and (b) zoom-in on the collimator area to highlight its importance in determining the elevation of accepted partides, and in turn elevation and energy resolutions.

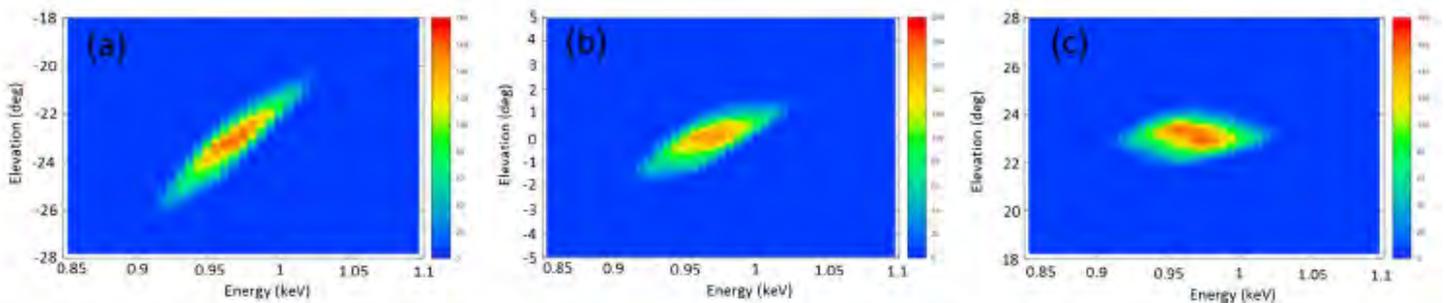
measure partides within the desired elevation band pass without a decrease in geometric factor (due to mechanical blocking of the particle trajectories). But, on the other hand, to obtain a high efficiency the deflectors must be sufficiently close so as to provide the highest electrostatic field (and thus deflect partides) with minimal applied voltages.

Simulations have been performed to find the minimum interdeflector distance that respects the scientific requirements of the instrument, by calculating the ion trajectories from the detector to the deflectors and determining the associated maximal elevation of the incoming particles. With the design displayed in Figures 1 and 5a, the decrease in geometric factor only appears for elevations around 30°, as discussed later on the basis of Figure 9a. The design is thus appropriate to measure particles within the desired elevation range, with appropriate margins compared to the baseline FOV ( $\pm 24^\circ$ ). Note that the collimator, which is made of two blade-shaped collimators, also plays a key role in determining the elevation and energy resolutions, as illustrated with particle tracing in Figure 5b.

**2.2.2. Deflector Characterization**

The first purpose of simulations is to determine the deflector efficiency (through the *D* factor) and thus the maximum voltage to apply between the deflectors to get the required elevation range. The analyzer potential applied here is  $-71.5\text{ V}$  to select partides with an energy around 1 keV, and deflector voltages are varied. Figure 6 shows the energy-elevation response for different elevations/voltages.

The observed oval shape of the energy-elevation response for no deflection (central plot in Figure 6) corresponds to the typical response of an electrostatic analyzer without deflectors at the entrance. The fact that this transmission function favors slightly higher-energy partides for positive elevations, and conversely lower energy particles for negative elevations, is a classical property of a top-hat analyzer [e.g., *Carlson and McFadden, 1998*]. It merely reflects the fact that given the finite separation of the analyzer hemispheric plates, partides coming from positive elevation can only go through the entire analyzer if they have a slightly higher energy (than the average energy) and radius of curvature. Similarly, only slightly lower energy particles can go through if coming from negative elevations. This fact is illustrated in Figure 7. As can be seen in Figures 6a and 6b, the deflection system exacerbates this effect (oval shape) for negative elevation steering, while it decreases for positive steering. This pure electrostatic optic effect results in a slightly lower angular



**Figure 6.** Response function calculated with SIMION showing the transmission rate over the energy and elevation response for three deflector potentials considered: (a)  $U_{def} = -170\text{ V}$ , (b)  $0\text{ V}$ , and (c)  $170\text{ V}$ . For this simulation both deflectors are polarized in an antisymmetrical fashion.

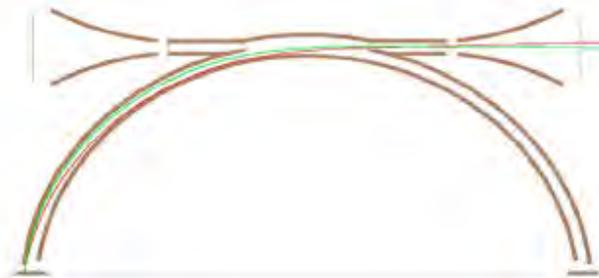


Figure 7. Typical trajectories plotted for two particles: high energy (red) and low energy (green).

resolution for negative elevations (1.7° full width at half maximum as noted previously) but which remains consistent with the science requirements.

Figure 8 illustrates the relation between the deflection angle and the deflector voltage, which can be approximated by a linear function with a constant  $D$  equal in the present design to  $132^\circ \cdot V/V$ . Therefore, to detect particles with an energy around 20 keV and an elevation of about 25°, the high voltage circuit must provide a voltage of 3.8 kV for the deflectors (or  $\pm 1900$  V).

2.2.3. Performance Variation With Deflection

Finally, the variation of the analyzer performance with deflection is analyzed. Figure 9 shows the variation of the transmission rate (GF) and analyzer constant  $K$ . These are constant for all elevations, as required per Liouville’s theorem and electrostatic optics. It shows that the deflector geometry is appropriate and no blocking of particle trajectories occurs for the proposed design.

Figure 10 shows the elevation and azimuth responses of this instrument design for different deflector potentials. The center elevation shifts as expected, as a function of the deflector voltage. However, we note a small degradation, as mentioned in section 2.2.2, of the elevation resolution for negative deflections. The azimuth response, on the other hand, shows little variation due to the deflectors, despite a small change in the focal length of the electrostatic analyzer. This is not an issue, however, as we do not want a drastic focusing anyway, in order to mitigate the fact that there is a dead zone between each CEM (~20%). This slight defocusing (yet within ~1° resolution) should indeed permit a smoother response across all CEMs. Despite the slightly degraded elevation resolution at negative elevations, all characteristics satisfy the scientific requirements of the mission.

3. Scientific Performance and Measurement Scheme

The scientific goal of the present design is to measure the full 3-D distribution function of solar wind protons at 1 AU (and alphas, but these are left for future work) in unprecedented details. The objective of this section is to determine the impact of the instrument basic accumulation time and angular resolution (1.5° or 3°) on the statistics of each elementary measurement (counts) given the geometric factor of the proposed design.

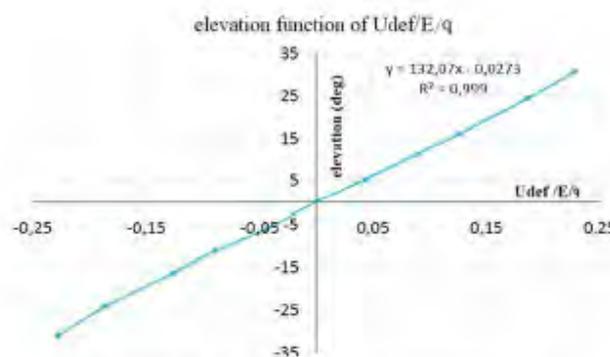


Figure 8. Deflection angle as a function of deflector potentials (per energy per charge).

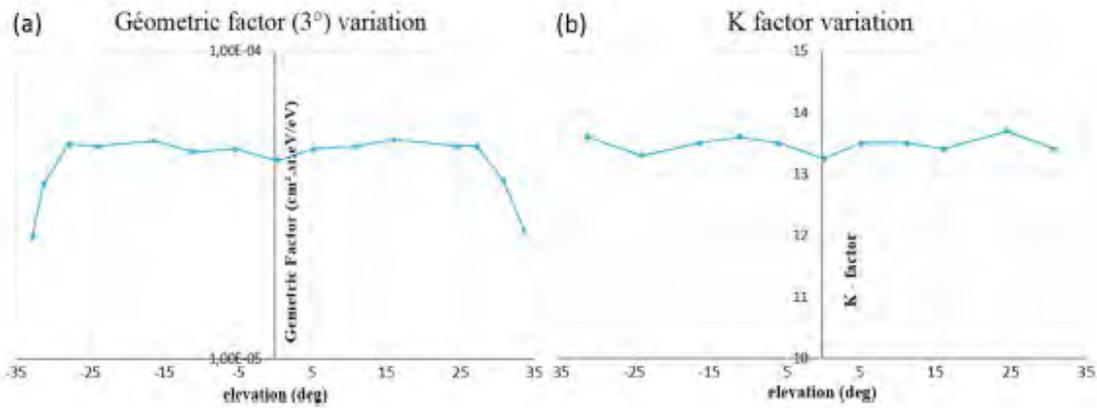


Figure 9. (a) GF and (b) K-factor variation as a function of the elevation angle.

### 3.1. Basic Solar Wind Modeling

As presented in section 2.2, the current design has a GF of  $4.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ sr eV/eV}$  for  $3^\circ$  resolution in azimuth. However, to ensure that the statistics is sufficient and that the CEM detectors do not saturate, an additional study must be done taking into account known fluxes of solar wind protons at 1AU. For that purpose, the distribution function of the solar wind proton beam is approximated as a drifting Maxwellian:

$$f(v) = N \cdot \left( \frac{m}{2\pi \cdot k_B \cdot T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\left[ \frac{v-v_0}{v_{th}} \right]^2} \quad \text{with } N \text{ the density and } T \text{ the temperature, } v_{th} = \sqrt{\frac{2 \cdot kT}{m}} \quad (4)$$

Then the count rate measured by the instrument is related to the distribution function through the geometric factor (with  $\tau$  as the elementary acquisition time) as follows:

$$C = f(\vec{E}) \cdot \frac{2\tau \cdot E_0^2}{m^2} \cdot GF_{jk} = f(\vec{v}) \cdot \frac{\tau \cdot v_0^4}{2} \cdot GF_{jk} \quad (5)$$

Figure 11 shows the count rate estimated for different types of solar wind, according to their density, speed, and temperature. Three sets of values are used in Figure 11, with speeds of 400 and 600 km/s and temperatures of 15 and 5 eV, respectively, for the slow and fast solar winds. An unusual case of hot (15 eV) and slow (400 km/s) solar wind is also shown for context. A typical density of  $5 \text{ cm}^{-3}$  is used in all cases. The maximal count rate for a  $3^\circ$  bin is near  $10^7 \text{ c/s}$  for a fast solar wind, which is essentially the saturation level of one CEM. By using 32 CEMs over the  $\pm 24^\circ$  FOV, our proposed design thus diminishes this saturation by a factor of 2 and at the same time increases the azimuth angular resolution to  $1.5^\circ$ .

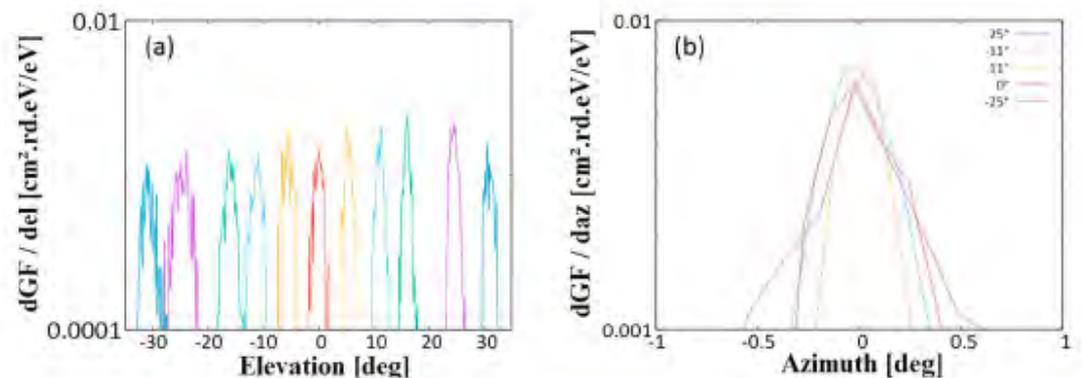
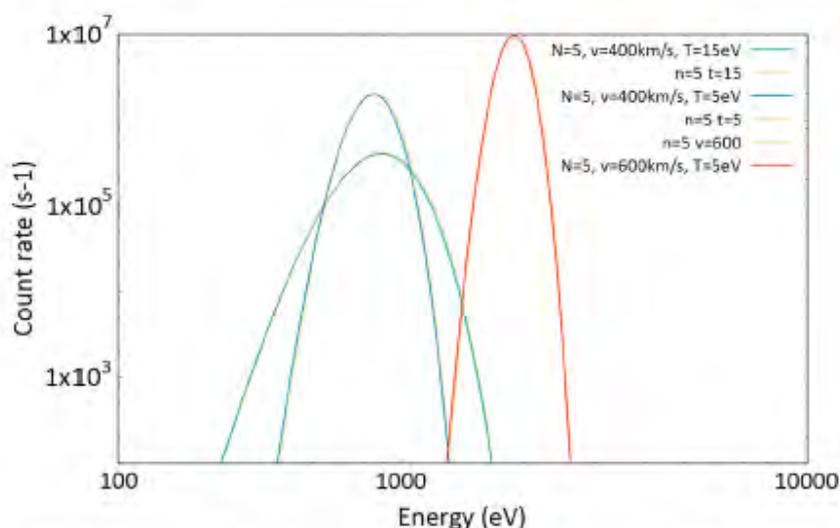


Figure 10. (a) Elevation and (b) azimuth response of the design.



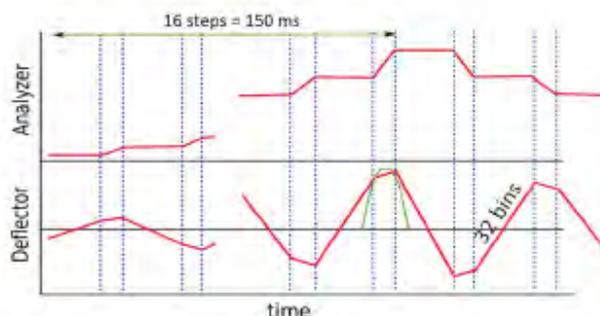
**Figure 11.** Count rate estimated for a 3° azimuthal angular sector in the present design. There are curves for three types of solar wind: typical slow ( $T = 5 \text{ eV}$  and  $V = 400 \text{ km/s}$ ) and fast ( $T = 15 \text{ eV}$  and  $V = 600 \text{ km/s}$ ) winds, as well as a very unusually hot and slow wind for context ( $T = 15 \text{ eV}$  and  $V = 400 \text{ km/s}$ ). For each type of wind, the count rates have been estimated by using both SIMION and Trace simulations.

### 3.2. Measurement Scheme

The next aspect of the present study deals with the choice of the energy-elevation stepping scheme and its impact on the accumulated counts measured by the instrument. As mentioned previously, one of the science requirements is to obtain a full 3-D distribution function in 150 ms. This measurement should be done with as many energies and elevations as possible, for science purposes, but this directly impacts the elementary accumulation time and thus the accumulated counts per bin. A trade-off must be found to obtain high time, energy, and angular resolutions, together with a good coverage of the 3-D distribution and a good statistic.

For that purpose the instrument design should use 96 basic energy bins of 7% each over a range of order of 20 eV–20 keV. Because the solar wind is a cold beam of variable peak energy (corresponding to the solar wind bulk speed), a beam tracking strategy will be implemented in order to focus the measurements only on the energy range where significant flux is present (e.g., Figure 11). Several modes will be implemented in order to measure the solar wind beams of variable temperatures, and some modes will be devised in order to measure both protons and alphas (with 16, 24, 32, or 46 energy bins, for instance).

To exemplify the measurement scheme only 16 steps in energy (and 32 elevation) are considered here. The corresponding chronogram is represented in Figure 12. Within each of the 16 steps in energy, the deflector



**Figure 12.** Chronogram with 16 steps in energy and 32 elevation bins. The highest energy step shown after the 150 ms arrow is only meant to show that the next sweep in energy may have a different energy range owing to the requirement for energy tracking of the solar wind proton beam (but this is not discussed in detail in the present paper). Note also that adjacent energy sweeps may be done in successive ascending/descending order so as to avoid dead times required for setting back the high voltages to low values.

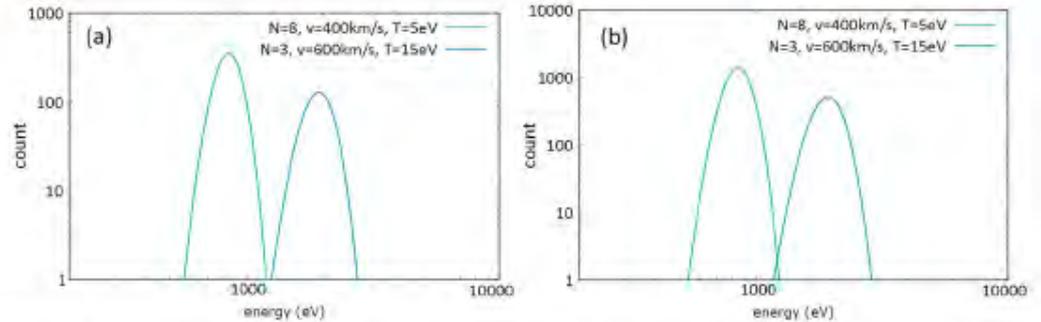


Figure 13. Accumulated counts estimated for a 16 energy step mode with (a) 1.5° and (b) 3° angular bins.

voltages are swept linearly (cf. Figure 8) in order to cover the required elevation range. The full deflection can typically be divided into 16 or 32 basic elevation bins (3° or 1.5°), and appropriate counters are implemented in the FPGA (Field Programmable Gate Arrays) by using the baseline accumulation time.

3.3. Detailed Scientific Performance

The statistic is given by the accumulated counts:

$$C_{acq} = f(\bar{E}) \cdot \frac{2 \cdot E_0^2}{m^2} \cdot G_{ijk} \cdot \frac{T_{3-D}}{n_{step_E} \cdot n_{step_\Omega}} \tag{6}$$

The counts that would be observed as a function of energy with the present instrument design are displayed in Figure 13 for two angular resolutions and solar wind properties (slow and fast solar winds). Figure 13a shows the counts expected for 16 steps in energy and the highest angular resolution (32 elevations and azimuths of 1.5° each). As can be seen, the statistics is reasonably high for such typical solar wind densities. In cases of tenuous solar wind (e.g., 1 cm<sup>-3</sup>), the statistics can be increased by a factor of 4 by summing angular bins 2 × 2 so that the distribution function is now made up of 16 elevations and azimuths of 3° each. The statistics obtained by such a summation process is illustrated in Figure 13b. This measurement scheme can easily be adapted to accommodate higher or lower temporal resolutions, pending further analysis in phase A and later.

The unprecedented high-resolution measurements that are expected from this design are illustrated in Figure 14. Figure 14a shows the proton velocity distribution from a hybrid Vlasov-Maxwell simulation [Valentini et al., 2007] of solar wind turbulence [Servidio et al., 2012, 2015; Valentini et al., 2014], displaying a complex structure in velocity space with the presence of a marked particle beam. The corresponding observations expected for the present design (THORCSW) and the PAS instrument on Solar Orbiter are respectively shown in Figures 14b and 14c (here the solar wind bulk speed is 500 km/s). This figure highlights the

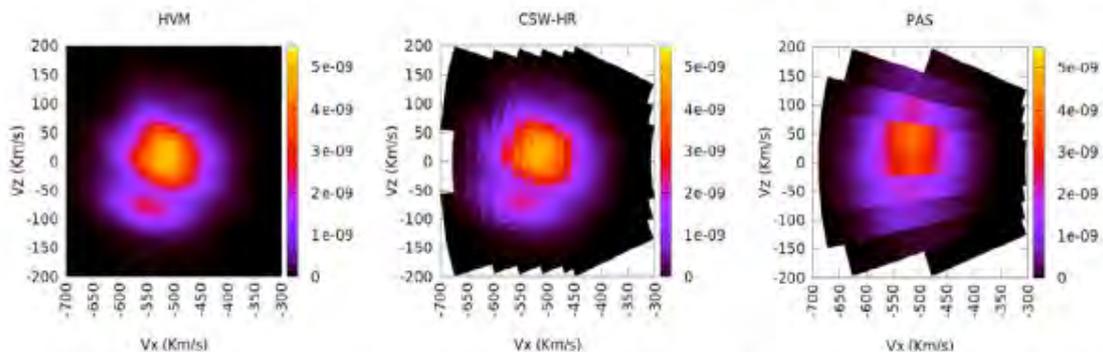


Figure 14. Illustration of the expected measurements of the proton distribution function on the basis of solar wind simulations described in DeMarco et al. [2016], respectively for the properties of (a) the simulation itself [Valentini et al., 2007], (b) the present design (THORCSW instrument), and (c) the Solar Orbiter PAS instrument. The data are represented in a system equivalent to geocentric solar equatorial coordinates.

capability of this design to isolate fine structures in the distribution function such as faint suprathermal beams [cf. also DeMarco *et al.*, 2016].

#### 3.4. Additional Comments

The proposed measurement scheme leads to high constraints for the electronic system of CSW. For instance, the slew rate of the deflector power supplies must be higher than 500 V/ms to measure the 2-D distribution of a 20 keV particle within about 8 ms (cf. Figure 12), but this is achievable with current HV systems. The front-end electronics also is a key for instrument performance. The electronic front-end must be able to detect particles with a count rate close to CEM saturation ( $\sim 10^7$  c/s). For that purpose, a multichannel application-specific integrated circuit is currently being designed. The FPGA counters must also be efficient enough to register all counts from the front-end.

Finally, the amount of data resulting from such a high resolution (time, energy, and angle) measurement scheme is very large ( $\sim 1800$  kbit/s or more). Although the instrument will be continuously operating in burst mode, the telemetry is not sufficient to downlink all data in burst. Burst data will thus only be downlinked in selected locations by using a "Scientist In The Loop" system akin to that used for the Magnetospheric Multiscale (MMS) mission [Baker *et al.*, 2016; Fuselier *et al.*, 2016; Phan *et al.*, 2016]. All these additional aspects are currently being studied and will be reported in future communications.

#### 4. Conclusions

This paper described an instrument design that permits unprecedentedly accurate measurements of the solar wind proton beam with high temporal, energy, and angular resolutions. These properties fulfill the requirements of the THOR mission, which aims at addressing collisionless turbulence in space plasmas. We first described the mechanical design of the proposed instrument. It is composed of a top-hat electrostatic analyzer for incident particle energy-per-charge selection, a collimator at its entrance for obtaining the appropriate high energy resolution, as well as deflectors for the elevation angle selection. A first analysis showed that microchannel plates (MCPs) cannot be used because of their low count rate saturation. Instead, channel electron multipliers (CEMs) were chosen. Simulations were performed to define an appropriate electrostatic analyzer. It was designed to have an analyzer constant  $K$  of 13.8, an energy resolution of 7%, an elevation resolution of  $1.7^\circ$ , and a transmission rate (geometric factor) of  $4.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{eV/eV}$  for  $3^\circ$  azimuthal bins. Deflectors were also designed through simulations to optimize the applied voltages, FOV, and angular resolution. The simulations show a deflector efficiency of  $132^\circ \cdot \text{V/V}$  for an elevation range larger than  $\pm 25^\circ$ , thus fulfilling the FOV requirements. Finally, the CSW response has been studied for typical solar wind conditions assuming Maxwellian distribution functions. With the proposed design, the count rate is about  $10^7$  c/s. This is consistent with the choice of CEMs as detectors, instead of MCPs, to avoid saturation. To further decrease the chance of saturation and at the same time increase the angular resolution by a factor of 2, we decided to design the instrument with 32 CEMs covering  $1.5^\circ$  each over the  $\pm 24^\circ$  azimuthal FOV. In summary, thanks to its high geometric factor and 32 CEMs, this design will provide the THOR CSW instrument with unprecedentedly fast (150 ms) and high angular ( $1.5^\circ$ ) resolution measurements of the solar wind protons and alphas. A direct comparison with realistic simulations of turbulent plasmas reveals that the proposed instrumentation will be crucial for the description of the fine dynamics of the solar wind.

#### References

- Baker, D. N., L. Riesberg, C. K. Pankratz, R. S. Panneton, B. L. Giles, F. D. Wilder, and R. E. Ergun (2016), Magnetospheric multiscale instrument suite operations and data system, *Space Sci. Rev.*, 199(1–4), 545–575, doi:10.1007/s11214-014-0128-5.
- Bruno, R., and V. Carbone (2013), The solar wind as a turbulence laboratory, *Living Rev. Solar Phys.*, 10, 2, doi:10.12942/lrsp-2013-2.
- Carlson, C. W., and J. P. McFadden (1998), *Design and Application of Imaging Plasma Instruments, Measurement Techniques in Space Plasmas: Particles, Geophys. Monogr.*, vol. 102, AGU, Washington D. C.
- Carlson, C. W., et al. (1982), An instrument for rapidly measuring plasma distribution functions with high resolution, *Adv. Space Res.*, 2(7), 67–70, doi:10.1016/0273-1177(82)90151-X.
- Collinson, G. A. (2012), The geometric factor of electrostatic plasma analyzers: A case study from the Fast Plasma Investigation for the Magnetospheric Multiscale mission, *Rev. Sci. Instrum.*, 83, 033303, doi:10.1063/1.3687021.
- DeMarco, R., M. F. Marcucci, R. Bruno, R. D'Amicis, S. Servidio, F. Valentini, B. Lavraud, P. Louarn, and M. Salatti (2016), Importance of energy and angular resolutions in top-hat electrostatic analysers for solar wind proton measurements, *J. Instrum.*, 11(08C08010).
- Fuselier, S. A., W. S. Lewis, C. Schiff, R. Ergun, J. L. Burch, S. M. Petrinec, and K. J. Trattner (2016), Magnetospheric multiscale science mission profile and operations, *Space Sci. Rev.*, 199(1–4), 77–103, doi:10.1007/s11214-014-0087-x.

#### Acknowledgments

The simulations were performed by using the SIMION software, available at <http://simion.com/>. The simulations' input and output data (available in the most part in the tables and figures provided) can be obtained by contacting the authors (acara@irap.omp.eu or blavraud@irap.omp.eu). Work at IRAP was supported by CNRS and CNES. We also acknowledge support from the SME BREMS in Flourens, France. Work at IASB-BIRA was supported by PRODEX THOR-CSW Development PEA 4000116805. Work at University of Calabria, Italy, and at IAP/INAF, Rome, has been supported by the Agenzia Spaziale Italiana under the contract ASI-INAF 2015-039-R.O. "Missione M4 di ESA: Partecipazione Italiana alla fase di assessment della missione THOR."

- Kasper, J. C., et al. (2016), Solar Wind Electrons Alphas and Protons (SWEAP) Investigation: Design of the solar wind and coronal plasma instrument suite for Solar Probe Plus, *Space Sci. Rev.*, 20(1), 131–186, doi:10.1007/s11214-015-0206-3.
- Lin, R. P., et al. (1995), A three-dimensional plasma and energetic particle investigation for the wind spacecraft, *Space Sci. Rev.*, 71(1), 125–153, doi:10.1007/BF00751328.
- Marsch, E. (2006), Kinetic physics of the solar corona and solar wind, *Living Rev. Solar Phys.*, 3, 1, doi:10.12942/lrsp-2006-1.
- McComas, D. J., S. J. Bame, P. Barker, W. C. Feldman, J. L. Phillips, P. Riley, and J. W. Griffee (1998), Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer, *Space Sci. Rev.*, 86(1), 563–612, doi:10.1023/A:1005040232597.
- Montgomery, M. D., S. P. Gary, D. W. Forslund, and W. C. Feldman (1975), Electromagnetic ion-beam instabilities in the solar wind, *Phys. Rev. Lett.*, 35, 667–670, doi:10.1103/PhysRevLett.35.667.
- Ogilvie, K. W., et al. (1995), SWE, a comprehensive plasma instrument for the WIND spacecraft, *Space Sci. Rev.*, 71, 55–77, doi:10.1007/BF00751326.
- Phan, T. D., M. A. Shay, J. P. Eastwood, V. Angelopoulos, M. Oieroset, M. Oka, and M. Fujimoto (2016), Establishing the context for reconnection diffusion region encounters and strategies for the capture and transmission of diffusion region burst data by MMS, *Space Sci. Rev.*, 199(1–4), 631–650, doi:10.1007/s11214-015-0150-2.
- Pollock, C., et al. (2016), Fast plasma investigation for magnetospheric multiscale, *Space Sci. Rev.*, doi:10.1007/s11214-016-0245-4.
- Rème, H., et al. (2001), First multispacecraft ion measurements in and near the Earth's magnetosphere with the identical Cluster Ion Spectrometry (CIS) experiment, *Ann. Geophys.*, 19(10–12), 1303–1354, doi:10.5194/angeo-19-1303-2001.
- Schwartz, S. J., et al. (2009), Cross-scale: Multi-scale coupling in space plasmas, *Exp. Astr.*, 23, 1001–1015, doi:10.1007/s10686-008-9085-x.
- Servidio, S., F. Valentini, F. Califano, and P. Veltri (2012), Local kinetic effects in two-dimensional plasma turbulence, *Phys. Rev. Lett.*, 108, 045001, doi:10.1103/PhysRevLett.108.045001.
- Servidio, S., F. Valentini, D. Perrone, A. Greco, F. Califano, W. H. Matthaeus, and P. Veltri (2015), A kinetic model of plasma turbulence, *J. Plasma Phys.*, 81, 325810107, doi:10.1017/S0022377814000841.
- Vaivads, A., et al. (2016), Turbulence Heating Observer—Satellite mission proposal, *J. Plasma Phys.*, 82, 5, doi:10.1017/S0022377816000775.
- Valentini, F., P. Travnicek, F. Califano, P. Hellinger, and A. Mangeney (2007), A hybrid-Vlasov model based on the current advance method for the simulation of collisionless magnetized plasma, *J. Comput. Phys.*, 225, 753, doi:10.1016/j.jcp.2007.01.001.
- Valentini, F., S. Servidio, D. Perrone, F. Califano, W. H. Matthaeus, and P. Veltri (2014), Hybrid Vlasov-Maxwell simulations of two-dimensional turbulence in plasmas, *Phys. Plasmas*, 21, 082307, doi:10.1063/1.4893301.

## PhD thesis summary

The Active Monitor Box of Electrostatic Risks (AMBER) is a double-head thermal plasma (positive ions and electrons) electrostatic analyser that was launched onboard the Jason-3 spacecraft in January 2016. By measuring the thermal plasma (in the energy range  $\sim 0 - 45$  keV) the instrument permits, on the one hand, to determine the spacecraft electrostatic charging and the populations at its origin with operational stakes, and, on the other hand, to characterize the magnetospheric plasma environments with scientific goals.

Reducing the physical resources (weight, electric consumption, and volume) of the AMBRE line of instrument is key to a potential systematic embarkation onboard various platforms (scientific or commercial), thereby augmenting the constellation of such measurements in near-Earth space.

The goal of the present thesis is to conceive, develop and build an AMBRE 2 instrument prototype that meets these goals while augmenting its scientific capabilities. This new generation of instrument relies on the use of a single head which alternatively measures ions and electrons.

Each AMBRE 2 sub-system was studied and designed using the best trade-off solution between overall resources and capabilities. A prototype has been built and tested in a vacuum chamber with ion and electron beams in October 2017 in order to validate its functionality.

## Résumé de thèse

L'instrument AMBRE 1 (Active Monitor Box of Electrostatic Risks) est un spectromètre de mesure du plasma (ions positifs et électrons) composé de deux têtes de mesure qui a été lancé à bord du satellite Jason 3 en Janvier 2016. A travers la mesure du plasma thermique (énergies comprises entre  $\sim 0$  et 35 keV) cet instrument permet, d'une part, de déterminer la charge électrostatique des satellites et les populations en étant à l'origine pour répondre à des enjeux opérationnels, et d'autre part, de caractériser les environnements plasma magnétosphériques avec des enjeux scientifiques.

La réduction des caractéristiques physiques (poids, consommation électrique et encombrement) des instruments AMBRE est un enjeu clé dans le but de rendre son embarquement systématique sur les plateformes satellites (scientifiques comme commerciales) et ainsi étendre le réseau de ce type de mesures dans l'environnement terrestre.

L'objectif de cette thèse porte sur la conception, le développement et la réalisation d'un prototype d'instrument AMBRE 2 répondant à ces enjeux, tout en améliorant les performances scientifiques. Cette nouvelle génération d'instrument repose sur l'utilisation d'une seule tête qui mesure les deux types de population de manière alternée dans le temps.

L'étude de chaque sous-système d'AMBRE 2 a permis de trouver les meilleurs compromis permettant de mesurer les deux types de population tout en minimisant les ressources allouées à l'instrument. Un prototype a été réalisé et testé sous vide avec un canon à ions et un canon à électron courant octobre 2017 afin de valider son principe de fonctionnement.