

# 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.

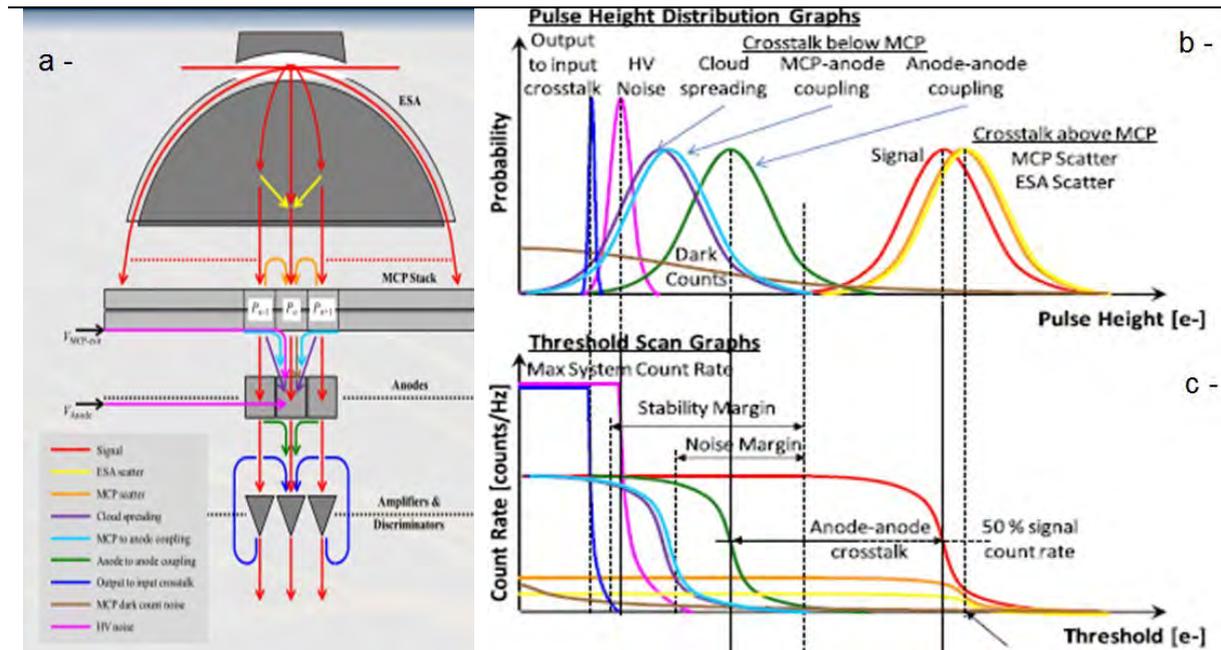


Figure 134 : illustrations des différentes sources de bruit et de leurs influences sur les mesures [19]

### 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 ».

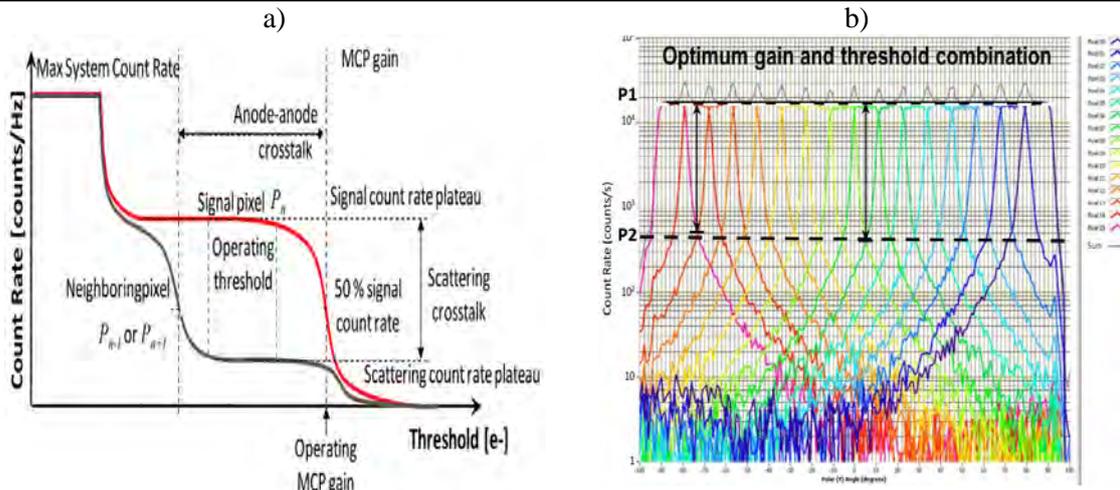


Figure 135 : (a) illustration plage de seuil du front end [20] / (b) illustration du point de fonctionnement optimal [19]

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.

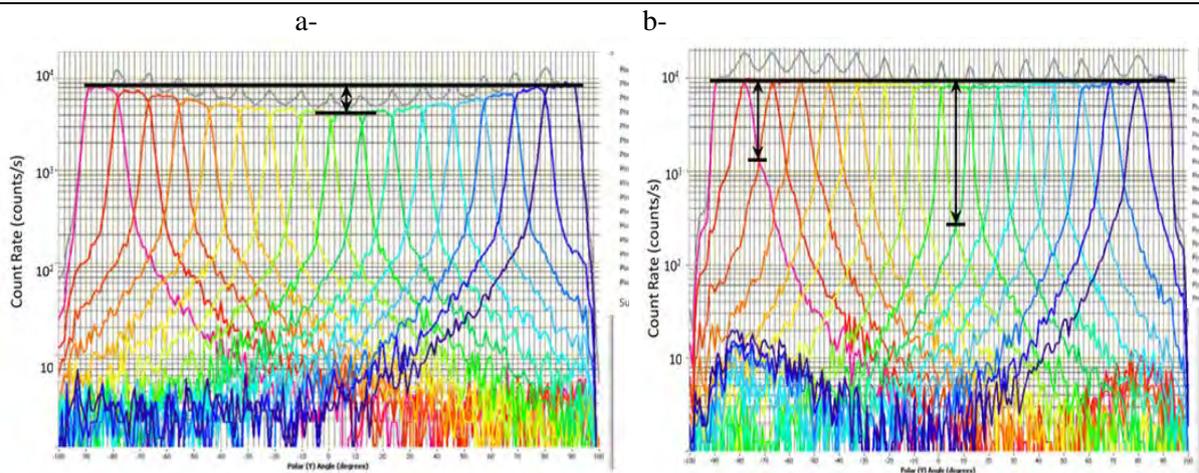


Figure 136 : Distributions du taux de comptage en fonction de l'azimut: (a) courbe obtenue lorsque le seuil est trop élevé ou le gain des MCP trop faible [19] / (b) courbe obtenue lorsque le seuil est trop faible ou le gain MCP trop important [19]

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.

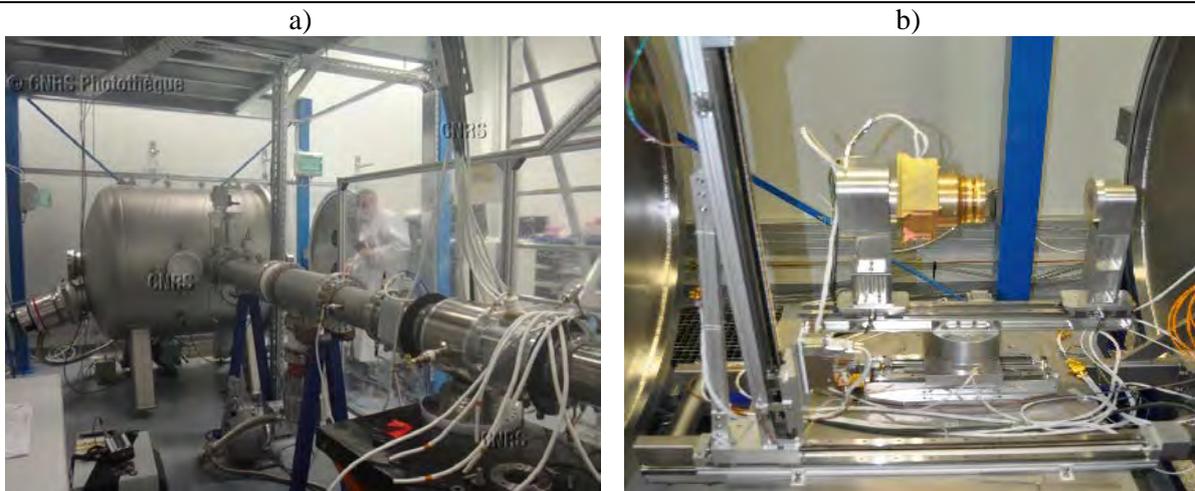


Figure 137: Photographie du banc de test CALIPSO 1 : avec une vue globale en a) et une vue de l'intérieur de la chambre à vide b)

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 azimut, une élévation et une énergie (vitesse) donnés, comme illustré sur la Figure 138.

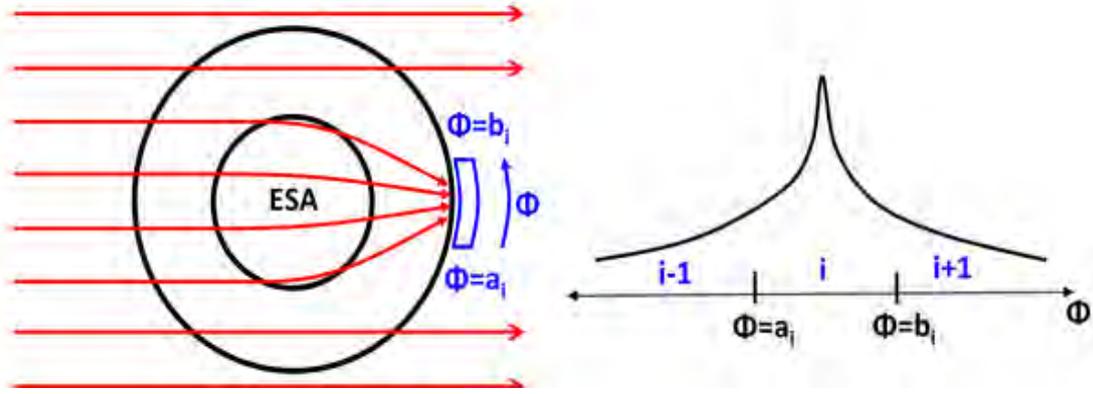


Figure 138 : illustration de la réponse de l'instrument pour un plasma froid [20]

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 azimut, 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 azimut 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).

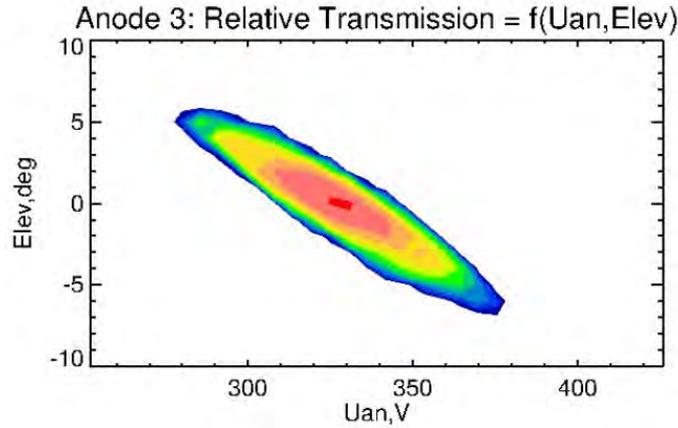


Figure 139 : Réponse en pseudo-énergie & élévation obtenue pour AMBRE 1

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:

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

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 :

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

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.

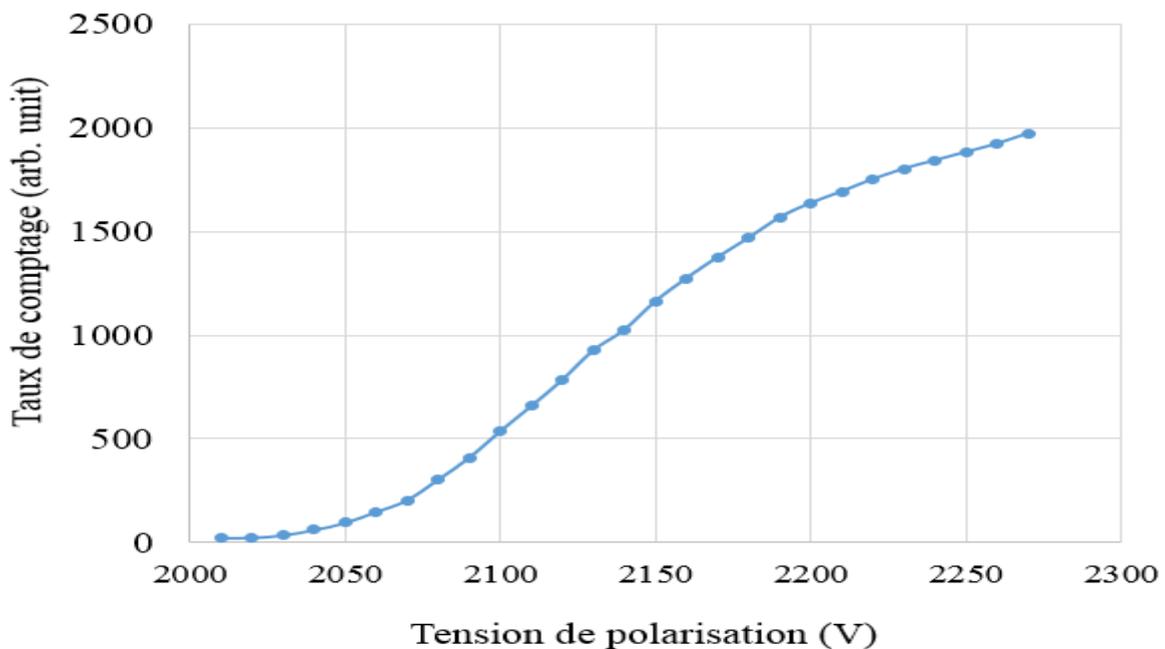


Figure 140 : Taux de comptage fonction de la tension de polarisation appliquée aux MCPs

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.

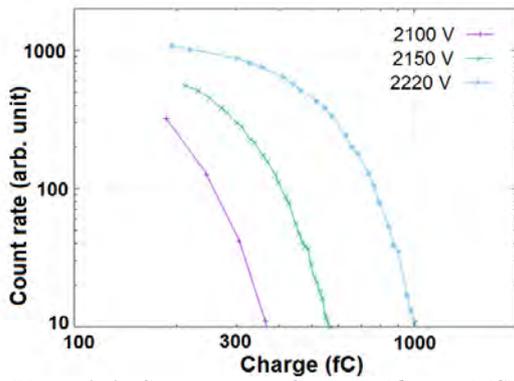


Figure 141 : S-curves mesurées sous vide avec MCP polarisation avec 3 niveaux de tensions

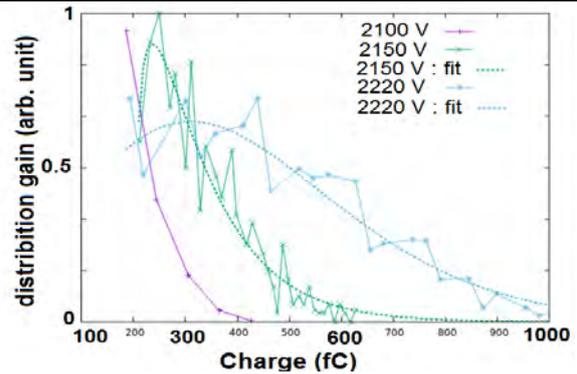


Figure 142 : distribution de charge délivrée par les MCP estimée à partir des S-curves

## 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.

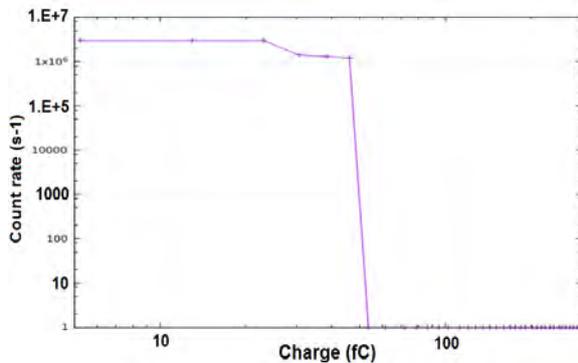


Figure 143 : S-curve mesurée pour la caractérisation du bruit électronique

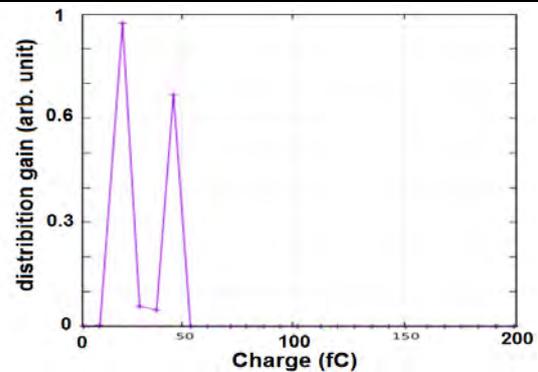


Figure 144 : distribution de charge du bruit électronique déduit à partir du S-curve

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.

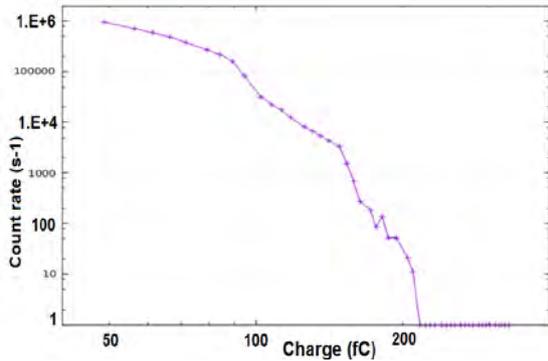


Figure 145 : S-curve mesurée pour la caractérisation du bruit des HT

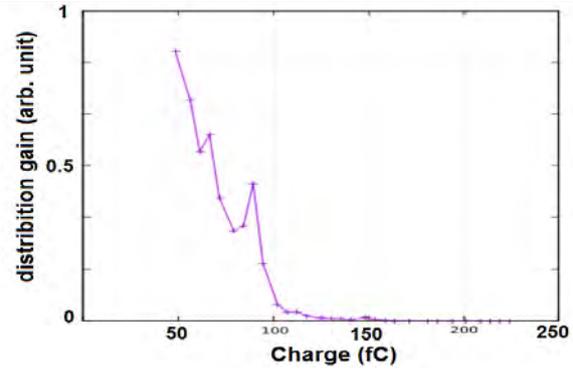


Figure 146 : distribution de charge du bruit des HT déduit à partir du S-curve

### 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.

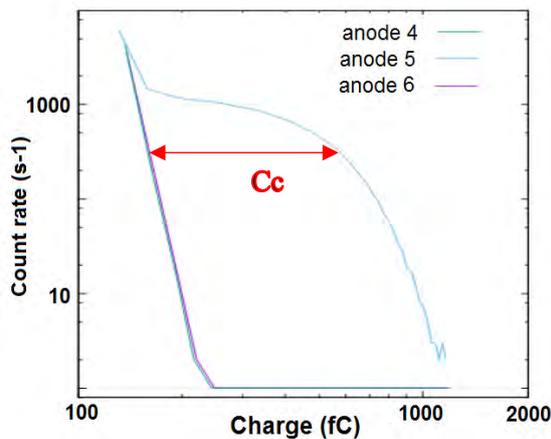


Figure 147 : S-curve pour caractérisation du crosstalk causé par l'anode 5

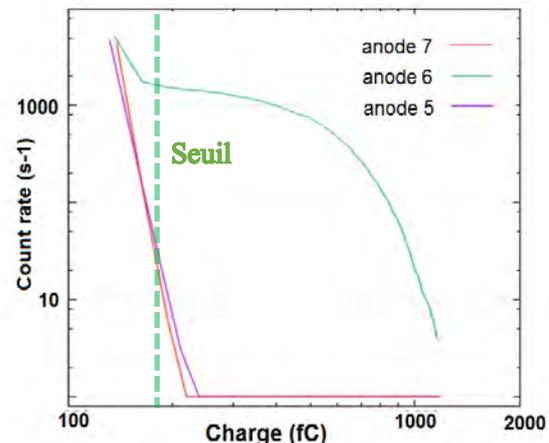


Figure 148 : S-curve pour caractérisation du crosstalk causé par l'anode 6

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.

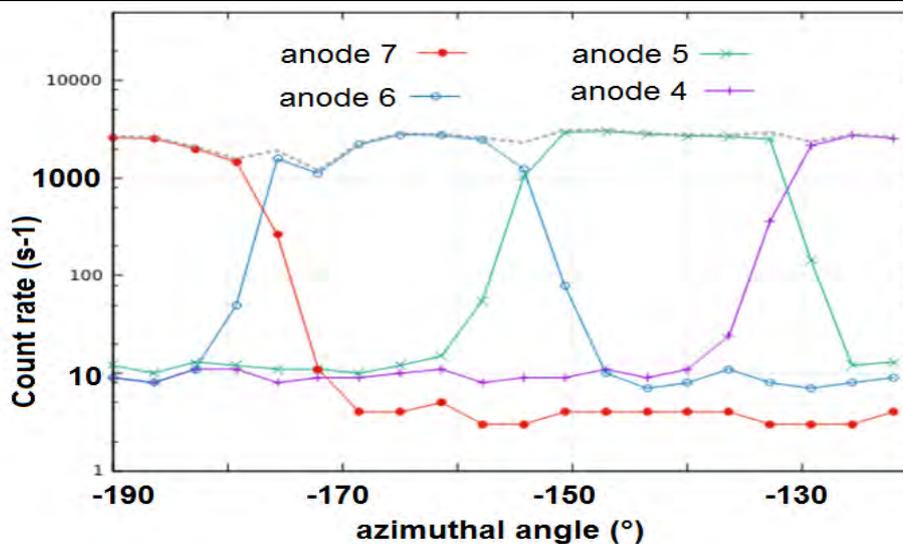


Figure 149 : Réponse azimutale de l'instrument AMBRE 2 sur  $70^\circ$

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  $He^+$  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.

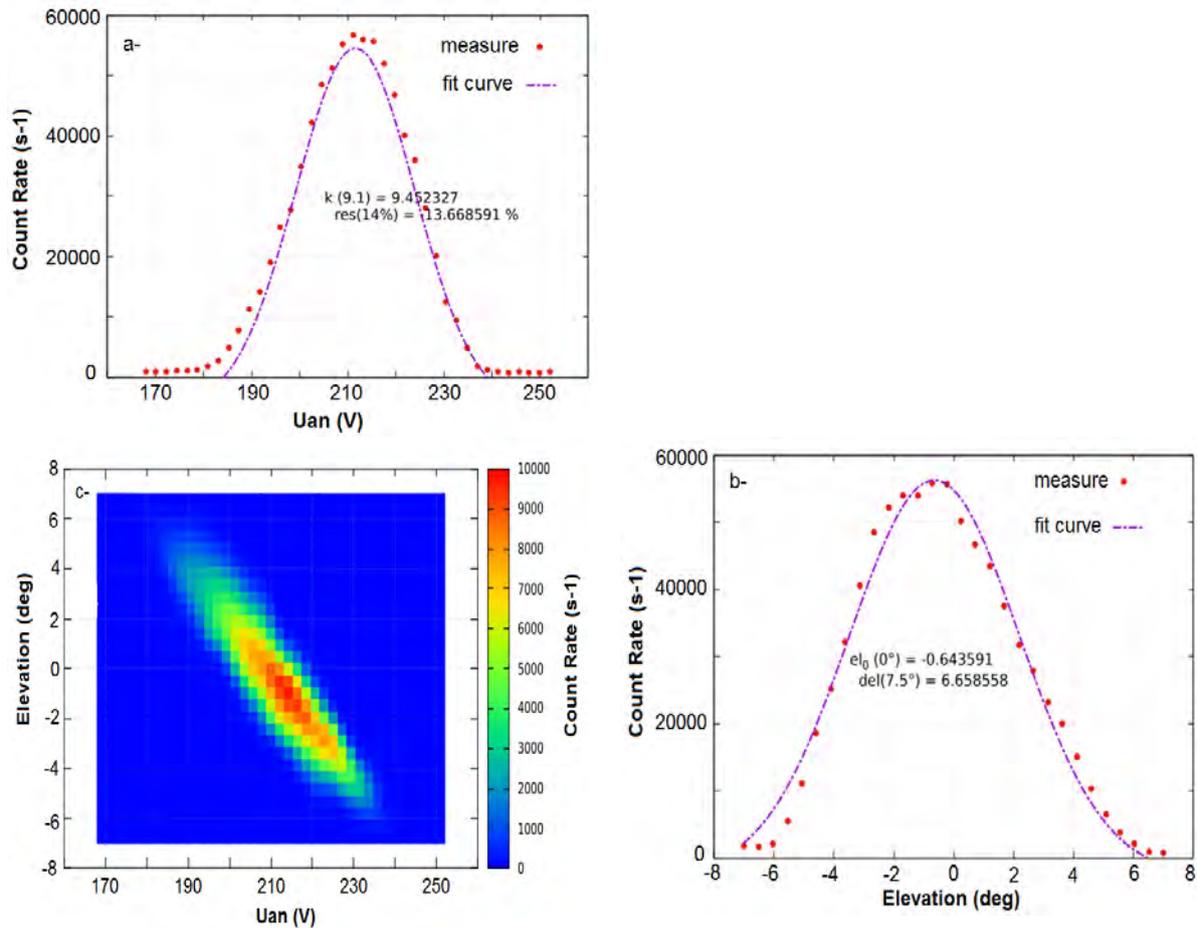


Figure 150 : Réponse en énergie (a), élévation (b) et énergie-élévation (c) déterminées en pratique pour  $U_{an} = U_{top}$

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-Uan/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).

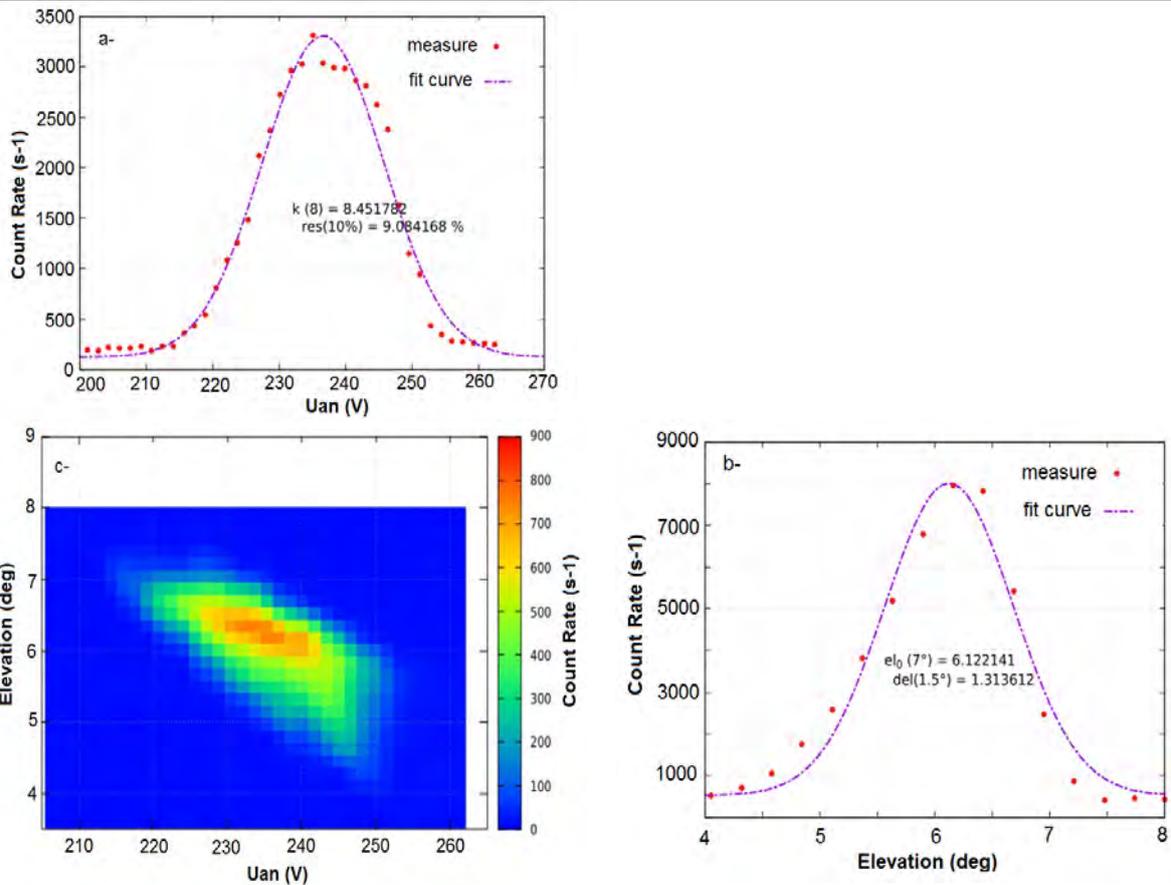


Figure 151: Réponse en énergie (a), élévation (b) et énergie-élévation (c) déterminées en pratique pour  $U_{top} = U_{an} / 3$

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).

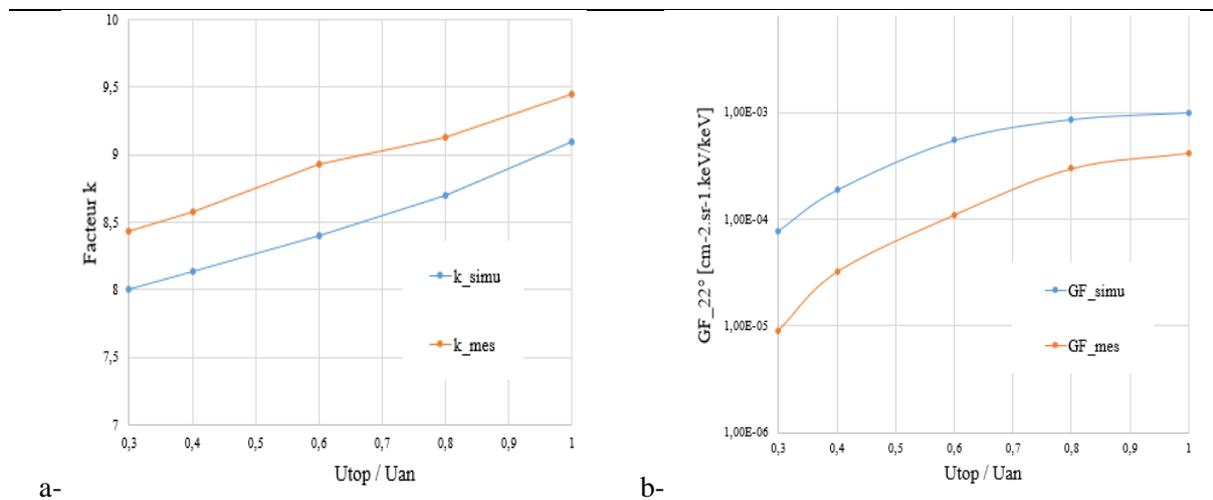


Figure 152 : Variation du facteur k (a) et du facteur de géométrie (b) en fonction du rapport  $U_{top} / U_{an}$

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

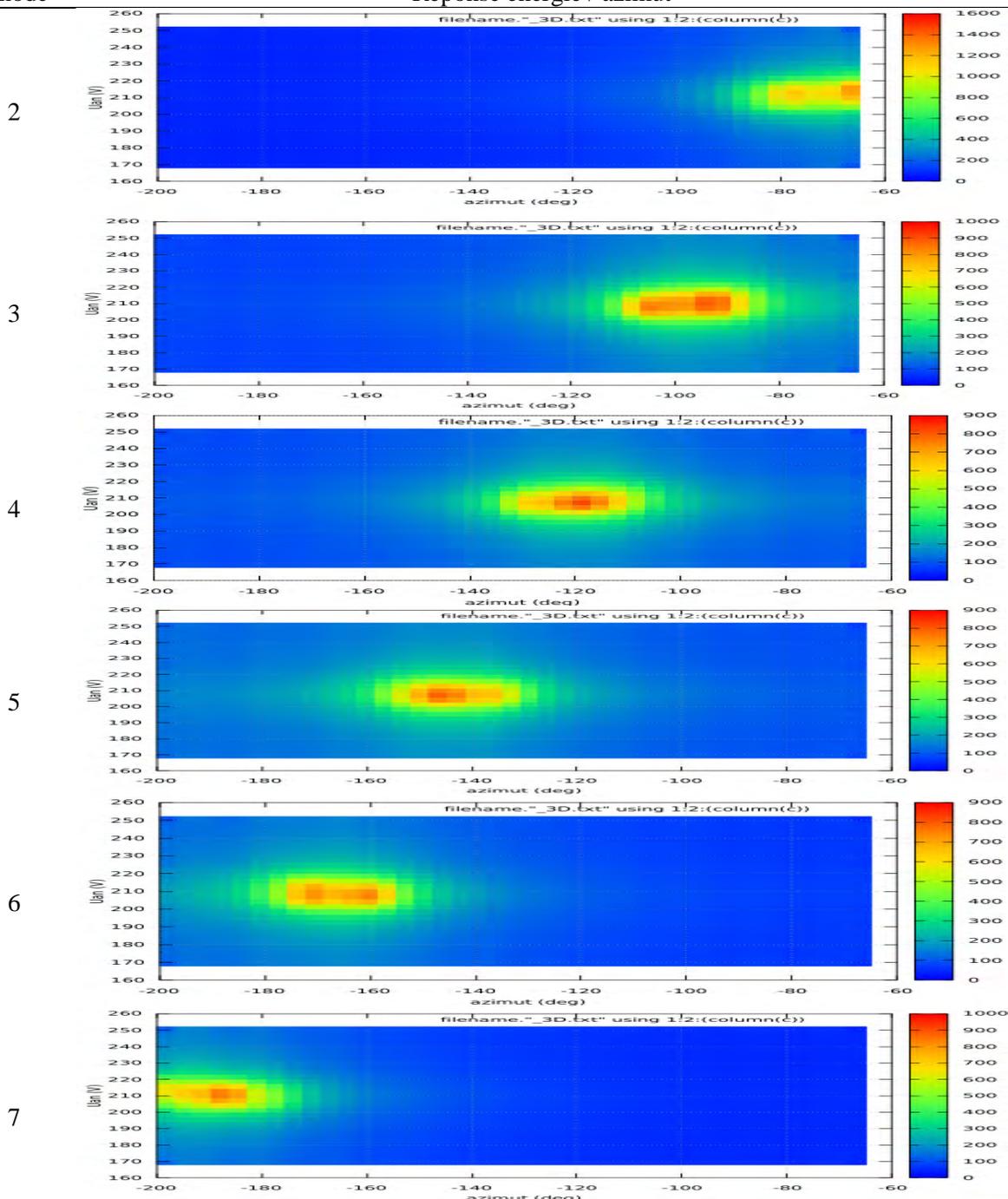


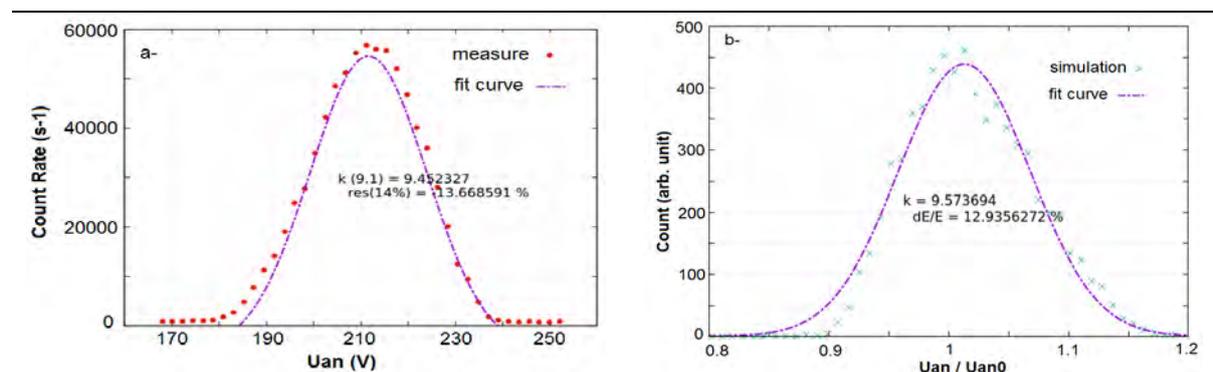
Figure 153 : Réponse en énergie azimuth pour les différentes anodes comprises entre -200° et -60°

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

Après avoir présenté les résultats de calibration, 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.

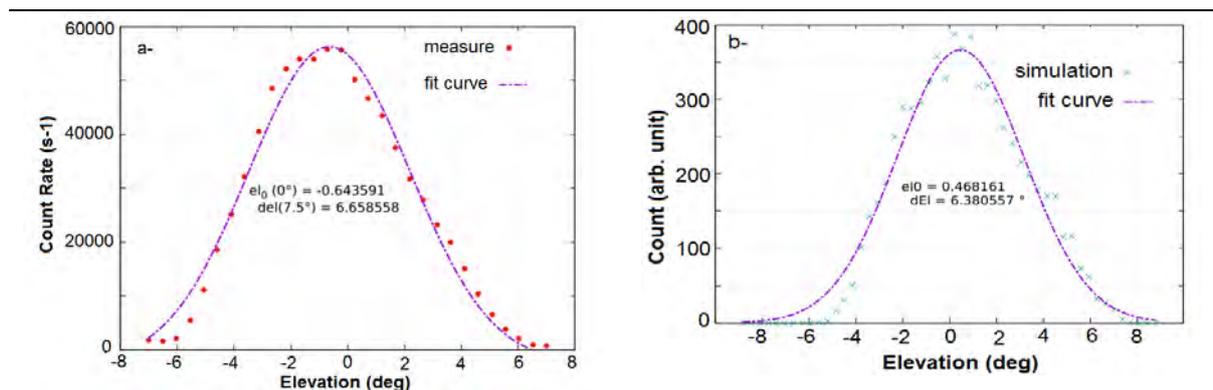


Figure 155 : Réponse en élévation de l'instrument AMBRE 2 obtenue en pratique (a) et en simulation (b)

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.

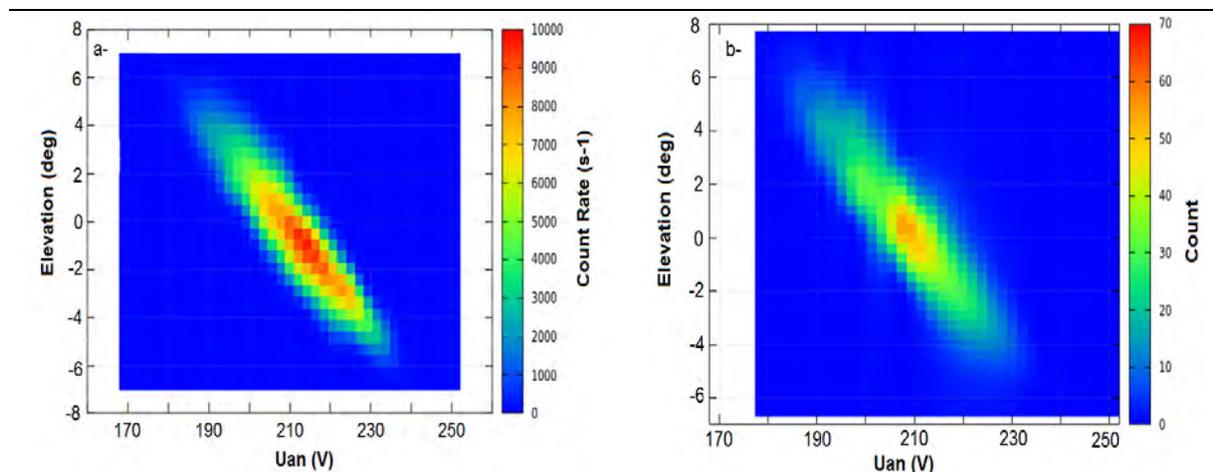


Figure 156 : Réponse en énergie - élévation de l'instrument AMBRE 2 obtenue en pratique (a) et en simulation (b)

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.

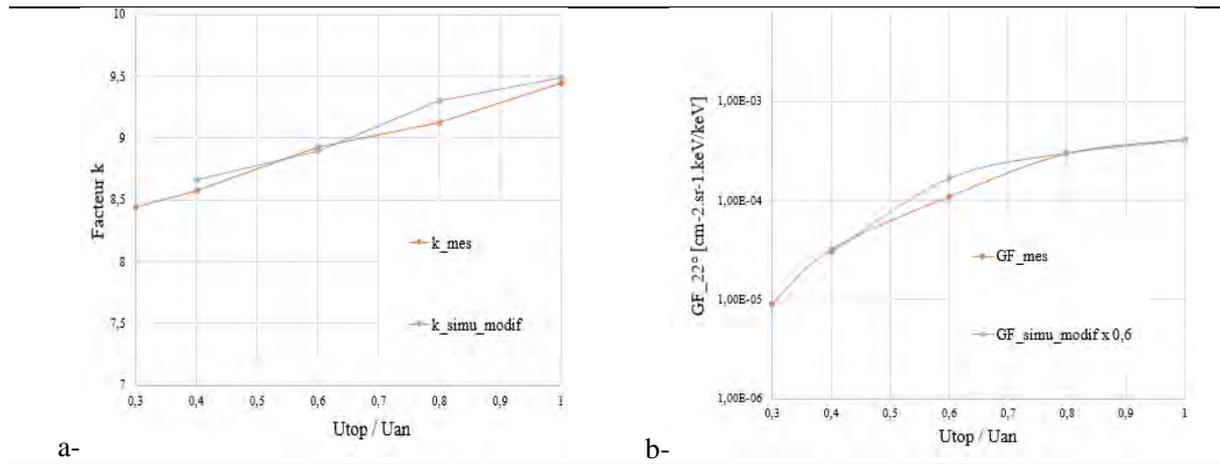


Figure 157 : Comparaison de la variatio du facteur k (a) et de GF (b) entre les simulations et les mesures

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.

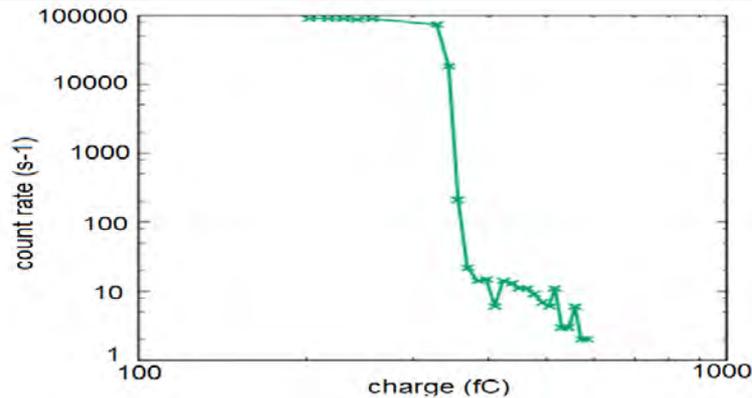


Figure 158 : S-curve obtenue pour le mode électron

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.

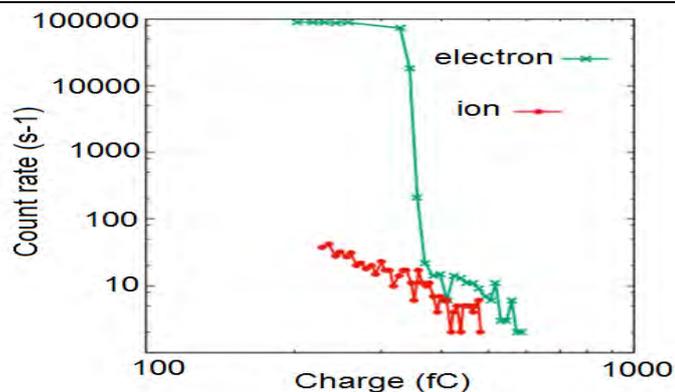


Figure 159 : S-curves obtenues pour des UV avec les modes ions (rouge) et électron (vert)

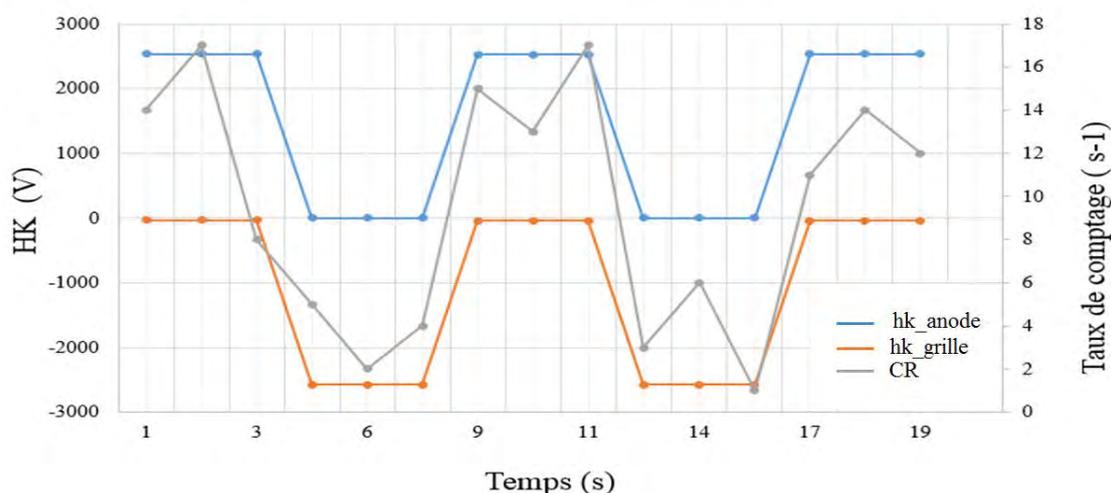


Figure 160 : Mesures des HK et des taux de comptage après passage d'ion à électron et électron à ion des MCP

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.

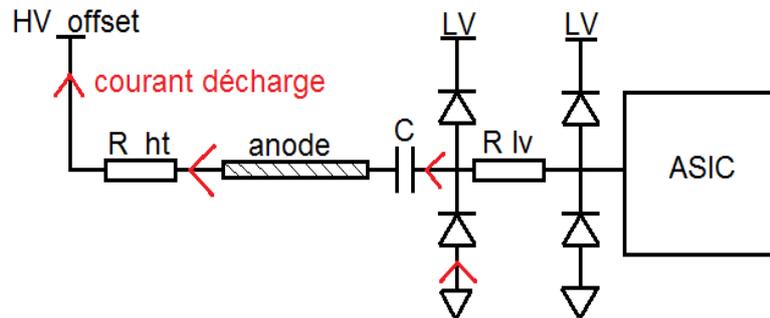


Figure 161 : schéma entre l'ASIC et l'anode avec représentation du courant de décharge de changement de configuration

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 multiplieurs 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 multiplieurs 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).

