



Ecole des Mines de Nantes
4 rue Alfred Kastler
44300 Nantes



CEA / SACLAY
DSM / DAPNIA / SEDI
91191 Gif-sur-Yvette

Projet de fin d'étude et projet de recherche MR2M2

Etude et caractérisation d'un nouveau concept de détecteur : le compteur proportionnel sphérique

7 février – 8 août 2005

Tuteur école :
Vincent Métivier

Maître de stage :
Yannis Giomataris

Auteur : Jérôme Donnard

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement mon tuteur Yannis Giomataris pour m'avoir accueilli sur sa nouvelle expérience : la sphère, pour le temps qu'il a passé à m'expliquer le fonctionnement de cette nouvelle machine de « Jules Verne ».

Je remercie également Pierre Salin pour l'aide qu'il m'a apportée dans la compréhension du fonctionnement électronique et de la physique en général.

Merci à Michel Boyer qui a su déchiffrer mes petits croquis « industriels » et les retranscrire en pièces mécaniques.

Je souhaite remercier aussi Stephan Aune, Igor Irastorza, Paul Colas et Esther Ferrer pour leur accueil dans l'équipe.

Merci enfin à mon tuteur école Vincent Métivier de m'avoir suivi pendant ces six mois.

Sommaire

Synthèse en anglais	4
Présentation générale et contexte	5
1. Introduction aux notions générales	6
1.1. La physique du neutrino	6
1.1.1. Les oscillations de neutrinos	6
1.1.2. Le moment magnétique des neutrinos	6
1.1.3. L'interaction cohérente – la détection de supernovae	7
1.2. La théorie des détecteurs gazeux	8
1.2.1. L'électrostatique théorique de la sphère	8
1.2.2. Ionisation et création de paires	8
1.2.3. Dérive des électrons dans le champ	9
1.2.4. Amplification et coefficient de Townsend	9
1.2.5. Le mélange gazeux	10
2. Le détecteur sphérique.....	10
2.1. Les avantages d'une sphère	10
2.2. Présentation du prototype sphérique	11
2.3. Le champ réel dans la sphère	13
3. Le dégradeur de champ	14
3.1. Un dégradeur en anneau	14
3.2. Le cône résistif	16
3.2.1. Résistivité du matériau	16
3.2.2. Forme de la résistance	17
3.2.3. Résistance théorique – résistance du cône	18
3.2.4. Validation de la forme conique	19
3.2.5. Modélisation des équipotentielles dans la sphère	20
3.3. Le dégradeur de champ dans le futur	20
4. Performance du détecteur	20
4.1. Basse énergie	20
4.2. Gain du détecteur	22
4.3. Haute énergie	22
4.4. Résolution en énergie	23
4.5. Résolution radiale	24
4.6. Linéarité de la réponse	24
4.7. Campagne de test à Modane	25
5. Perspectives de réalisation.....	27
5.1. Expérience ^3He	28
5.2. ^{241}Am avec coïncidence des alpha	28
5.3. Banc laser	28
5.4. Détecteur de supernovae	29
6. Conclusion.....	29
Bibliographie	30
Annexe	31

Synthèse en anglais

The Sphere is a new concept of proportional counter for particle detection. This detector is actually very simple. It consists of a hollow copper sphere of 1.3 meter in diameter surrounding a small stainless ball of 1.4 centimeter in diameter. The copper sphere is filled with gas at a pressure around 1 bar. The ball is maintained in the centre of the sphere by a stainless steel rod. The potential is held on the central ball at a few kilovolts. This thus creates a $1/r^2$ electric field. But, the electric field is modified due to the rod and only a small part of the volume can be used for the detection. Actually, the field is distorted but an appropriate field shaping system is being developed to improve the electric field in this part.

The aim of the sphere is to detect neutrinos. Indeed, this novel apparatus has an interesting potential in different domains of neutrino detection. The prototype is used as a demonstrator to show the validity of the spherical geometry. The middle-term project is the development of a bigger sphere 4 meters in diameter to detect supernovae. The detection of supernovae will be done by detecting the neutrino coherent interaction with gas atoms. One of the purposes is to create a European network of several such spheres which will be in different underground laboratory such as Modane or Canfranc to improve the sensitivity. However, this sphere could be used to monitor nuclear reactors by detecting antineutrinos produced during fission process.

The long-term project is to build a sphere 10 meters in radius containing an intense tritium source to develop neutrino physics like oscillation, magnetic moment. This long term project is called NOSTOS (Neutrinos Oscillation Tritium Outgoing Source).

The present prototype, with an addition of a small fraction of Helium-3 gas, becomes an efficient neutron detector that could be able to measure neutron energy spectrum at underground laboratories.

During my training period, I had to study the detector, its response to low energy particle like X photons emitted by a radioactive source of iron-55 or in higher energy with the gamma ray emitted by a radioactive source of americium-241 and to study its behaviour in different experimental conditions by changing the pressure, the voltage, the source position. Another part of my job consisted in improving the electric field that is to say giving back to the field its spherical shape in order to use the whole volume to detect particles. This part consisted in building and studying different field shaping system and finding which one is the best to use.

This project is actually an European project because other laboratories in France, in Spain, in Germany, in Greece, in Great-Britain are involved in the collaboration. They are working in different Physics domain like theory on neutrino or simulation of the sphere.

Présentation générale et contexte

J'ai effectué mon projet de fin d'étude au sein d'un grand centre de recherche français : le CEA de Saclay. Ce projet marque l'aboutissement de la quatrième année de l'Ecole des Mines de Nantes mais également du Master de Recherche deuxième année Matériaux et Matière option physique subatomique au sein de la faculté des sciences de l'université de Nantes. Suivant le cahier des charges imposé par l'école et la master, ce stage est donc orienté vers la recherche. Durant ces six mois j'ai intégré une équipe de recherche de 7 personnes au sein du SEDI (Service d'Electronique, des Détecteurs et Informatique) et travaillé sur un projet innovant très récemment développé, le détecteur sphérique de particules.

Le but premier du prototype est de mettre en évidence la possibilité d'utiliser cette nouvelle géométrie de manière fiable et d'avoir un seuil de détection suffisamment bas pour détecter des particules de faible énergie (d'environ quelques centaines d'eV). Le prototype est d'ores et déjà opérationnel et va prochainement servir aux mesures de bruit de fond en neutron thermique du Laboratoire Souterrain de Modane (LSM). Il sert de point de départ à la réalisation d'une sphère plus grande.

L'objectif à moyen terme est la construction d'une sphère plus grande (de 4 mètres de diamètre) dans le but d'étudier plus en détail la physique du neutrino notamment dans l'exploration des supernovae. Ce détecteur aura également comme objectif de servir au monitoring des réacteurs nucléaires en mesurant le flux d'antineutrinos issus du réacteur permettant ainsi de remonter à la température du cœur et au taux de combustion de crayons d'Uranium.

Le projet à long terme (d'ici 7-9 ans) est la réalisation d'une sphère de 10 mètres de rayon contenant une intense source de tritium. Ce projet dénommé NOSTOS (Neutrinos Oscillation Tritium Outgoing Source) permettra d'étudier la physique du neutrino tels que les oscillations ou le moment magnétique de plus près.

L'objectif du projet industriel et de recherche consistait en l'étude, la caractérisation et la participation au développement du nouveau détecteur sphérique de particules. C'est-à-dire étudier la réponse du détecteur à basse énergie pour détecter des particules tel que les photons X émis par le Fer-55 (5.9 keV), étudier sa réponse à plus haute énergie de l'ordre de 60 keV avec une source d'Américium-241 et d'énergie intermédiaire avec le Cadmium-109 qui émet des photon X de 22 keV. Le développement du détecteur, et donc une partie de mon travail, passe par l'amélioration du champ électrostatique interne en vue d'une meilleure collection des charges déposées et une meilleure exploitation du détecteur (utiliser 100% du détecteur et non pas uniquement 40%).

Ce projet met actuellement en jeux diverses collaborations entre différents laboratoires européens en France, en Grèce, en Allemagne, en Grande-Bretagne et en Espagne qui travaillent dans différents domaines de la physique, tel que la physique théorique de l'oscillation de neutrinos ou la modélisation du détecteur. Une demande à l'Europe a été effectuée en vue d'obtenir un financement adéquat pour le développement et l'installation du projet à moyen et long terme.

1. Introduction aux notions générales

1.1. La physique du neutrino

1.1.1. Les oscillations de neutrinos

Il y a aujourd'hui de solides preuves de l'existence d'oscillation des neutrinos au travers des expériences de détection de neutrinos solaires ou atmosphériques. Les résultats de KamLAND [1] et de Super-Kamiokande confirment bien l'existence de ces oscillations. Le fait que les neutrinos passent ainsi d'une famille à une autre lors de leur propagation montre bien qu'ils ne sont pas strictement sans masse. Les données issues des expériences d'oscillation de neutrinos atmosphériques suggèrent que la différence de masse au carré entre les neutrinos τ et e est $\delta m_{23}^2 = 3 \times 10^{-3} eV^2$. D'autre part les résultats obtenus sur les expériences de neutrinos solaires et d'autres expériences sur la disparition de neutrinos électroniques donne $\delta m_{12}^2 = 6 \times 10^{-5} eV^2$.

Les autres angles de mélanges étant déjà mesurés le défi est aujourd'hui de mesurer précisément l'angle de mélange θ_{13} qui a une valeur faible ($\sin^2 \theta_{13} < 0.2$).

La probabilité de transition associée aux petites longueurs d'oscillation est de la forme :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \pi \frac{L}{L_{23}}$$

où L est la distance entre la source et l'interaction observée et L_{23} est un paramètre lié à l'énergie du neutrino par $L_{23} = 2\pi E_\nu / \delta m_{23}^2$ (ici E_ν représente l'énergie du neutrino). Dans le cas supposé de neutrinos émis par une source de tritium (c'est-à-dire des neutrinos de très basse énergie), la longueur d'oscillation est de seulement 13 mètres. C'est-à-dire que ces oscillations sont contenues et observables par une TPC sphérique de 10 mètres de rayon entourant la source de tritium. C'est de cette idée de base que part le projet NOSTOS [2,3]. La difficulté est d'assurer un seuil faible en énergie de l'ordre de 100 eV en maintenant le bruit de fond à un faible niveau. C'est la clé pour d'autres études de dans le domaine de neutrino de basse énergie.

1.1.2. Le moment magnétique des neutrinos

Le moment magnétique du neutrino est une hypothèse qui date de longtemps. Cependant, s'il existe sa valeur prédite par le modèle standard est extrêmement faible, de l'ordre de $10^{-19} \mu_B$. Si le neutrino possède un moment magnétique alors il y a une composante électromagnétique dans l'interaction faible $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$. La contribution électromagnétique s'écrit alors [4,5]:

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{EM} = \sigma_0 \left(\frac{\mu_l}{10^{-12} \mu_B}\right)^2 \frac{1}{T} \left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)$$

T est l'énergie de recul de l'électron. A cause de la proportionnalité inverse en T, la sensibilité est plus grande à faible énergie de recul. Aujourd'hui l'expérience MUNU a établi que le moment magnétique était plus petit que $10^{-10} \mu_B$ [6]. La sphère pourra permettre d'améliorer de deux ordres de grandeur la sensibilité.

1.1.3. L'interaction cohérente – la détection de supernovae

Lorsque le cœur d'une supernova s'effondre sur lui-même, il y a production massive de neutrinos de toutes espèces. En effet, il est estimé que 99% de l'énergie gravitationnelle se transforme en neutrinos. Le flux de ces neutrinos se décompose en deux parties : une impulsion très brève (de l'ordre de 10 ms) de neutrinos électroniques dus au processus de neutronisation de la matière de la supernova ($e+p \Rightarrow \nu+n$) et une deuxième impulsion plus longue (de l'ordre de 10 s) de neutrinos et antineutrinos de toutes espèces. Seulement 1% des neutrinos produits sont directs, c'est-à-dire que le signal de neutrinos résultant d'une supernova monte rapidement puis décroît exponentiellement en environ 10 s. Il est attendu que les énergies moyennes des neutrinos non directs sont : $\nu_e = 11 \text{ MeV}$; $\bar{\nu}_e = 16 \text{ MeV}$ et $\nu_{\tau,\mu} = 25 \text{ MeV}$. L'idée est d'utiliser l'interaction cohérente des neutrinos avec la matière pour détecter ce type d'événements cosmiques. L'interaction cohérente se produit lorsque le neutrino interagit avec l'ensemble des constituants du noyau, dans ce cas les amplitudes de transition s'additionnent. Cela a pour conséquence une augmentation significative de la section efficace d'interaction proportionnelle au carré du nombre de neutrons de la cible selon la formule :

$$\sigma \approx \frac{G^2 N^2 E^2}{4\pi}$$

Où G est la constante couplage faible, N le nombre de neutrons de la cible et E l'énergie du neutrino.

Par exemple, pour un gaz tel que le Xénon et pour une énergie de 25 MeV la section efficace d'interaction est grande ($\sigma = 1.5 \times 10^{-38} \text{ cm}^2$) et l'énergie de recul du noyau est de $E_{\text{max}} = 9 \text{ keV}$. Même si la section efficace est fonction de l'énergie au carré, pour des neutrinos de 11 MeV la section efficace reste de $\sigma = 2.5 \times 10^{-39} \text{ cm}^2$ et l'énergie de recul de $E_{\text{max}} = 1.5 \text{ keV}$. Le challenge est donc la détection de faible reculs nucléaires avec des seuil de l'ordre de 100 eV.

Pour une sphère de 4m de diamètre, il y aurait environ 100 événements détectés avec 1 bar de Xénon pour une supernova à 10 kpc¹ (environ la distance du centre galactique). De plus, dans ce cas la saveur du neutrino importe peu et donc la détection est maximale. Le challenge à relever est pour la sphère d'avoir un seuil de détection le plus bas possible afin de pouvoir détecter le recul des noyaux.

¹ 1 parsec (pc) = 3.26 a.l. = $3,09 \times 10^{16}$ mètres

1.2. La théorie des détecteurs gazeux

1.2.1. L'électrostatique théorique de la sphère

Le dispositif que nous utilisons est une bille placée au centre d'une grande sphère creuse en cuivre mise à la masse. La bille est portée à un haut potentiel ce qui crée un champ électrique sphérique au sein de la sphère. Le champ est de la forme :

$$E = \frac{V_0}{r^2} \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}$$

V_0 est le potentiel appliqué à la bille, R_1 représente le rayon de la bille centrale et R_2 le rayon de l'enceinte sphérique. A partir du champ E , nous pouvons, par intégration, remonter au potentiel électrique au sein de la sphère :

$$V = \frac{V_0 R_1}{R_2 - R_1} \left(\frac{R_2}{r} - 1 \right)$$

Les courbes de champ et de potentiel sont présentées en Annexe A et Annexe B. La valeur choisie pour V_0 pour les courbes est de 10 kV.

1.2.2. Ionisation et création de paires

L'énergie perdue par les particules chargée dans un gaz est transférée aux électrons de 2 manières différentes : l'excitation ou l'ionisation.

Dans le cas de l'ionisation, un ou plusieurs électrons sont arrachés au cortège électronique, c'est l'ionisation primaire. S'ils ont suffisamment d'énergie (énergie supérieure au potentiel d'ionisation du gaz rare), ils pourront à leur tour arracher des électrons sur leur passage. Ceci est le phénomène d'ionisation secondaire.

L'ionisation totale est la somme des ionisations primaire et secondaire. Le nombre total de paires électron-ion créés s'exprime ainsi :

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i}$$

où ΔE est l'énergie perdue et W_i le potentiel d'ionisation du gaz (c'est-à-dire l'énergie moyenne qu'il faut dépenser pour créer une paire électron-ion). Pour l'argon $W_i = 26$ eV et pour le xénon $W_i = 16$ eV.

Dans le cas de l'excitation, un électron du cortège électronique atomique se retrouve à un niveau d'énergie plus élevé que son niveau fondamental. L'atome va revenir à son état fondamental par réarrangement du cortège électronique en émettant généralement un photon. Dans le cas d'un mélange d'un gaz rare (Ar, Ne, Xe...) et d'un quencher (gaz polyatomique absorbeur de photon tel que l'isobutane, le méthane ou le CO_2) le photon émis par le gaz noble peut à son tour ioniser le quencher si son énergie est supérieure au potentiel d'ionisation du gaz quencher.

1.2.3. Dérive des électrons dans le champ

Une grande partie de la sphère fonctionne en chambre de dérive, c'est-à-dire que les électrons ne sont pas amplifiés mais dérivent juste sous l'action du champ électrique.

Les calculs qui suivent présentent des ordres de grandeur et n'ont pas vocation à décrire précisément le phénomène de dérive des électrons. Le champ électrique est faible dans la sphère sauf au voisinage de la bille. Donc, nous pouvons faire l'approximation que la vitesse est proportionnelle au champ :

$$v = \mu E$$

Avec μ la mobilité des électrons. Cette loi est valable pour des champs inférieurs à environ 30 V/cm. L'Annexe C présente la variation de vitesse des électrons dans le mélange gazeux Argon et 2% d'Isobutane. Cette courbe est issue du logiciel GARFIELD et permet de simuler la vitesse de dérive des électrons dans un gaz en fonction de la valeur du champ électrique. D'après la valeur du champ dans la sphère (cf. Annexe A), la loi est valable jusqu'à 9 cm autour de la bille.

En tenant compte de cette formule de vitesse nous obtenons un temps de dérive pour les électrons de la forme :

$$t_d = \frac{r^3 - R_2^3}{3\mu V_0 R_1}$$

Le temps de dérive des électrons est d'une centaine de microseconde (en supposant qu'ils ont été créés en périphérie). Ceci n'est qu'une estimation du temps de dérive. En effet, il n'a, pour l'instant pas été mesuré directement mais estimé par la longueur temporelle maximale des événements cosmiques. Cependant, des tests vont être effectués afin de caractériser au mieux ces temps de dérive (cf.5.3) et ainsi permettre une calibration plus fine du détecteur.

1.2.4. Amplification et coefficient de Townsend

Un fort champ électrique règne dans la zone proche de la bille. Les électrons gagnent alors suffisamment d'énergie sous l'effet du champ pour ioniser d'autres atomes du gaz qui sont à leur tour suffisamment accélérer pour créer d'autre pair électron-ion. Ce processus conduit à un phénomène d'avalanche qui permet une amplification proportionnelle à l'énergie déposée.

Le coefficient de Townsend, α , correspond à l'inverse du libre parcours moyen pour l'ionisation. Il représente le nombre de paires secondaires électron-ion produite dans l'espace d'avalanche par unité de longueur de dérive. La formule suivante décrit empiriquement le coefficient de Townsend:

$$\alpha = PAe^{\left(\frac{BP}{E}\right)}$$

Où A et B sont des constantes déterminées par l'expérience, P la pression du gaz (en Torr) et E le champ électrique en V/cm.

Le processus d'ionisation par collisions est la base de la multiplication par avalanche dans les compteurs proportionnels.

Considérons un électron libéré dans un champ électrique. Après un libre parcours moyen α^{-1} , une paire ion-électron est produite et deux électrons continuent à dériver pour générer, encore après un libre parcours moyen, deux autres paires ion-électron etc.

Soit n , le nombre d'électrons à une position donnée. Le nombre d'électrons dn produits sur une longueur dx s'écrit :

$$dn = n\alpha dx$$

Le nombre d'électrons total au bout d'une longueur d est :

$$n = n_0 \exp\left(\int_0^d \alpha(x) dx\right)$$

On définit le gain effectif G du détecteur comme le rapport $\frac{n}{n_0}$.

1.2.5. Le mélange gazeux

Les phénomènes d'avalanche apparaissent pour des champs électriques plus faibles dans les gaz nobles que dans les gaz polyatomique. En effet, il n'existe pas de mode rotationnel ou vibrationnel dans lesquels l'énergie peut être transférée. C'est pour cela qu'ils sont utilisés dans les détecteurs gazeux.

Pendant le phénomène d'avalanche, les atomes du gaz sont excités, voire ionisés. Les atomes excités du gaz noble retournent dans l'état fondamental par transition radiative; il y a donc émission de photons. Ces derniers ont une énergie minimale bien supérieure au potentiel d'ionisation des éléments constituant le détecteur (cathode). Ainsi, des photoélectrons peuvent être émis et induire une nouvelle avalanche. Les ions créés sont quant à eux neutralisés sur les éléments du détecteur, produisant ainsi d'autres électrons qui engendrent eux aussi une autre avalanche.

Pour éviter ces avalanches parasites, on utilise des mélanges de gaz nobles et de gaz polyatomique. Ces derniers ont de nombreux états excités en dessous de leur potentiel d'ionisation. Les photons émis par le gaz noble et par la neutralisation des ions sont absorbés par ces gaz polyatomique. Ceux-ci sont appelés coupeurs ou quenchers.

Le choix du mélange gazeux est essentiel pour le bon fonctionnement d'un détecteur et de son électronique.

2. Le détecteur sphérique

2.1. Les avantages d'une sphère

Le détecteur sphérique comporte de nombreux avantages. D'une part de grands volumes peuvent être instrumentés facilement avec une surface de lecture relativement faible et peu (ou une seule) de voies d'électronique. Cela permet donc de concentrer les efforts sur

une bonne amélioration de la chaîne électronique de lecture. De plus, des informations sur la position radiale de l'interaction sont mesurables en regardant la dispersion du signal. En effet, la diffusion temporelle du cluster d'électron est corrélée à la distance qui le sépare du détecteur. A bas champ (ce qui est le cas dans une grande partie de la sphère) la vitesse de dérive est proportionnelle au champ et le coefficient de diffusion longitudinal D est inversement proportionnel à la racine du champ. Il en résulte que la dispersion temporelle est :

$$\sigma^2_t \propto \int D^2 dr \propto r^3$$

Il s'agit en fait d'un condensateur sphérique de grand diamètre. La capacité² du détecteur est donc très faible (de l'ordre de 0.78 pF) ce qui permet d'avoir un bon rapport signal sur bruit et donc l'obtention d'un seuil faible de l'ordre de 100 eV ce qui est indispensable pour les expériences de neutrinos. De plus ce bas seuil permettra d'ouvrir de nouvelles perspectives comme l'étude de l'interaction cohérente des neutrinos. La géométrie sphérique offre également l'avantage d'avoir une bonne résistance mécanique à la pression.

De plus, la sphère est la forme optimisant le rapport volume sur surface et elle est composée de peu de matériaux qui peuvent donc être optimisés pour un faible taux de radioactivité contribuant ainsi à faire diminuer le bruit de fond.

La robustesse de la sphère est un élément clé car contrairement aux détecteurs plans type Micromégas il peut supporter des décharges électriques continues sans en être perturbé et il peut également être transporté sans difficulté à la différence des chambres à fils.

2.2. Présentation du prototype sphérique

Ce nouveau concept de détecteur, extrêmement simple, repose sur une géométrie sphérique. Il est composé d'une enceinte sphérique en cuivre de 6 mm d'épaisseur et de 1.27 m de diamètre (Figure 1). Le détecteur est actuellement constitué d'une bille en acier inoxydable de 7 mm de rayon qui est portée à une tension positive de l'ordre de quelque kV (dépendant de la pression et du gain souhaités). Il est supporté par une tige métallique de 4 mm de diamètre placée à l'intérieur de la sphère. La sphère est un détecteur scellé rempli de gaz, un mélange d'Argon + 2% Isobutane, à une pression généralement comprise entre 0.3 et 1.5 bar. La tenue mécanique de la sphère autorise à la remplir à une pression maximale de 5 bars. Le gaz est dans ce cas utilisé comme cible active. Des tests ont montré qu'il pouvait tenir au moins 2 mois et demi sans renouvellement de gaz et sans altérer le gain du détecteur ni sa résolution en énergie.

Le champ créé par le détecteur est radial³ et a ainsi une dépendance en $1/r^2$. Ce champ a deux objectifs :

- Faire dériver les électrons créés par l'interaction avec le gaz jusqu'au détecteur.
- Produire une avalanche dans les 2 derniers millimètres près de la bille pour amplifier le signal.

² La capacité d'un condensateur sphérique s'exprime : $C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}$ avec $\epsilon_r=1$ pour l'Argon

³ Cf. 1.2.1

La sphère est une ancienne cavité accélératrice du LEP. Une des ouvertures est occupée par la tige couplée à la haute tension destinée à alimenter le détecteur et l'autre (à l'opposé) est occupée par un support de source radioactive de ^{55}Fe rétractable. Ce support peut bouger depuis le centre de la cavité jusqu'à la bride et être ainsi écranté par une vanne. Les deux autres ouvertures sont équipées par l'alimentation en gaz et le pompage. Le système de pompage (ensemble pompe primaire + turbopompe) permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-5} mbar. Avant d'être injecté dans la sphère le mélange gazeux traverse une cartouche d'Oxysorb afin d'éliminer toute traces d'oxygène qui sont très néfastes pour la dérive des électrons puisqu'ils les absorbent.



Figure 1. Photo du prototype sphérique dans le laboratoire du SEDI au CEA de Saclay

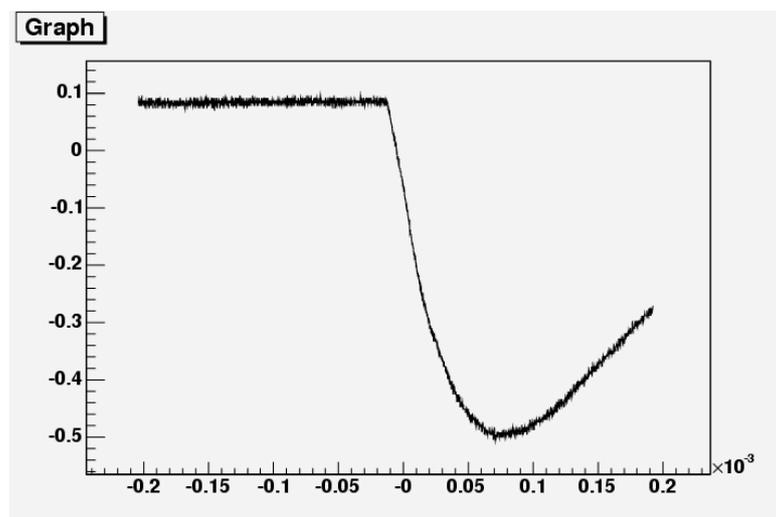


Figure 2. Impulsion enregistrée par l'oscilloscope avec une source de ^{55}Fe (photon X de 5.9 keV)

Le signal (Figure 2) est lu directement sur la tige à travers une capacité de découplage et envoyé dans un préamplificateur de charges (Canberra 2001A). Les données pour l'analyse on-line passent à travers un amplificateur formeur (Canberra 2026) et un analyseur multi

canal (Amptek MCA8000). Pour les analyses off line, l'impulsion est alors enregistrée par un oscilloscope à mémoire échantillonnant à 25 MHz. Cependant ce système d'acquisition ne permet pas une évaluation précise du signal du fait d'un échantillonnage sur 8 bits. Un nouveau système plus performant sur 14 bits est en train d'être mis en place.

Le temps de montée de l'ordre de 20 microsecondes représente le temps de dérive des ions positifs créés durant le processus d'avalanche dans les derniers millimètres près de la bille. La remontée du signal est due à la constante de temps RC du préamplificateur. Sans cette composante le signal continuerait à descendre pendant presque une milliseconde. La charge récoltée par la bille n'est donc pas la totalité de la charge créée dans le détecteur mais seulement un tiers. Pour ce détecteur le déficit balistique est donc de l'ordre d'un facteur 3 comme le montre la Figure 3.

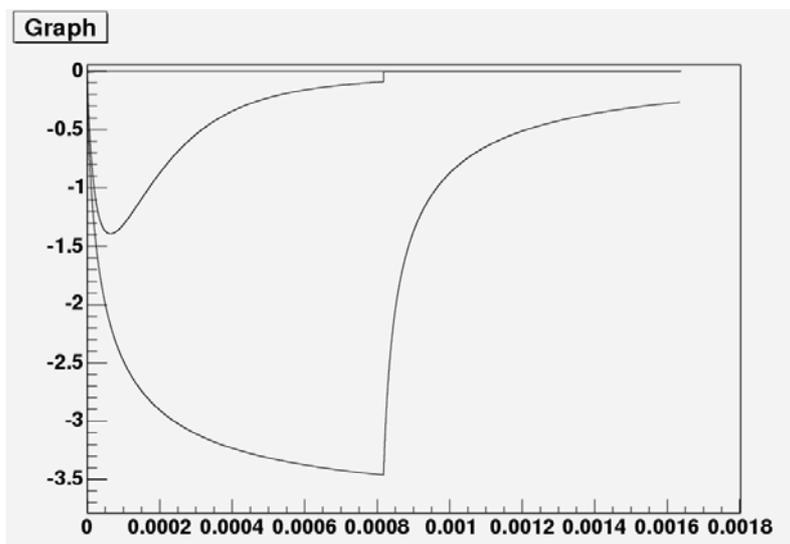


Figure 3. Représentation du déficit balistique. Le petit signal correspond à l'impulsion récoltée par la bille et le grand signal représente ce qui devrait être obtenu sans la constante de temps RC du préamplificateur

Pour réaliser ces courbes, la charge induite sur l'électrode a été calculée grâce au théorème de Ramo. La grande courbe représente l'évolution de cette charge induite au cours du temps. Celle-ci tend asymptotiquement vers une valeur finie. La remontée à partir de 0.0008 ne correspond à rien de physique et ne coupe que très légèrement la valeur finale de la courbe. La petite courbe représente la charge induite convoluée à une exponentielle pour simuler la constante de temps RC du préamplificateur.

2.3. Le champ réel dans la sphère

Le champ électrique réel dans la sphère n'est pas tout à fait comme celui décrit par la théorie. En effet, la bille centrale est maintenue au potentiel par la tige métallique qui la supporte. Celle-ci conductrice, est au potentiel de la bille et amène donc des perturbations (cf. Figure 4) assez conséquentes au niveau de la forme du champ. Or un mauvais champ dans la sphère entraîne une mauvaise collection des charges sur le détecteur. Le but est donc de construire un dispositif qui corrige les équipotentielles afin de leur redonner une forme sphérique. Sans le dispositif correcteur dénommé « dégradeur de champ » seulement un tiers de la sphère est exploitable et permet de donner des signaux corrects. La présence de ce dégradeur permettra donc d'exploiter la totalité de la sphère.

La simulation présentée en Figure 4 a été effectuée avec le logiciel de simulation de champ électrique MAXWELL. La bille centrale et la tige sont portées à un potentiel de 10 kV.

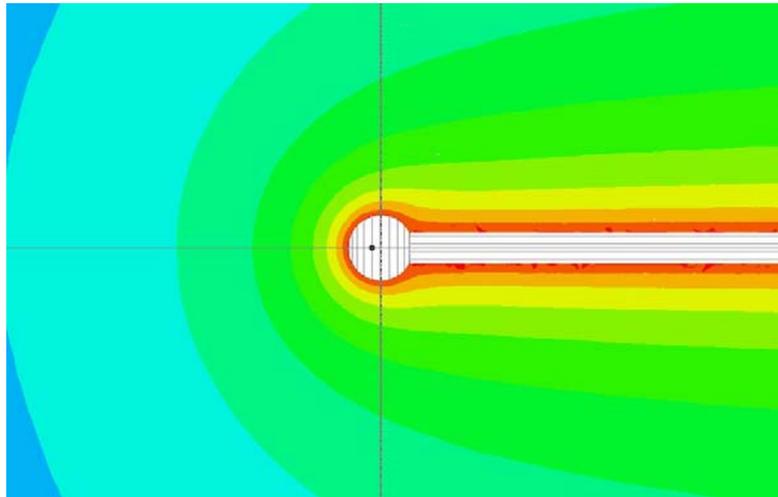


Figure 4. Modélisation des équipotentielles au voisinage de la bille perturbée par la présence de la tige métallique.

C'est à proximité de la bille que la forme du champ est la plus importante. En effet, c'est dans cette zone que se produit l'amplification. Si l'amplification n'est pas uniforme, le détecteur ne répondra pas de la même façon en fonction de l'endroit où s'est produit l'événement et le gain ne sera pas uniforme. L'objectif est donc de corriger au mieux le champ dans cette partie. Tout l'enjeu du bon fonctionnement de la sphère se situe à ce niveau.

3. Le dégradeur de champ

Pour recréer des lignes de champ sphérique il faut donc amener artificiellement un potentiel correspondant à la valeur du potentiel théorique (cf. Annexe B) qu'aurait eu le champ dans le cas évoqué au 1.2.1.

Deux pistes différentes ont été explorées pour la réalisation du dégradeur de champ : l'une consistait en une série d'anneaux et l'autre en un dégradeur continu.

3.1. Un dégradeur en anneau

Le dégradeur en anneaux est constitué de 8 anneaux placés à différentes positions sur la tige. Le premier anneau est alimenté par une alimentation externe, et une chaîne de résistances relie les différents anneaux entre eux afin d'obtenir le potentiel voulu. Les anneaux permettent de reformer assez grossièrement les lignes de champ. La photo en Figure 5 montre le dégradeur en anneau.

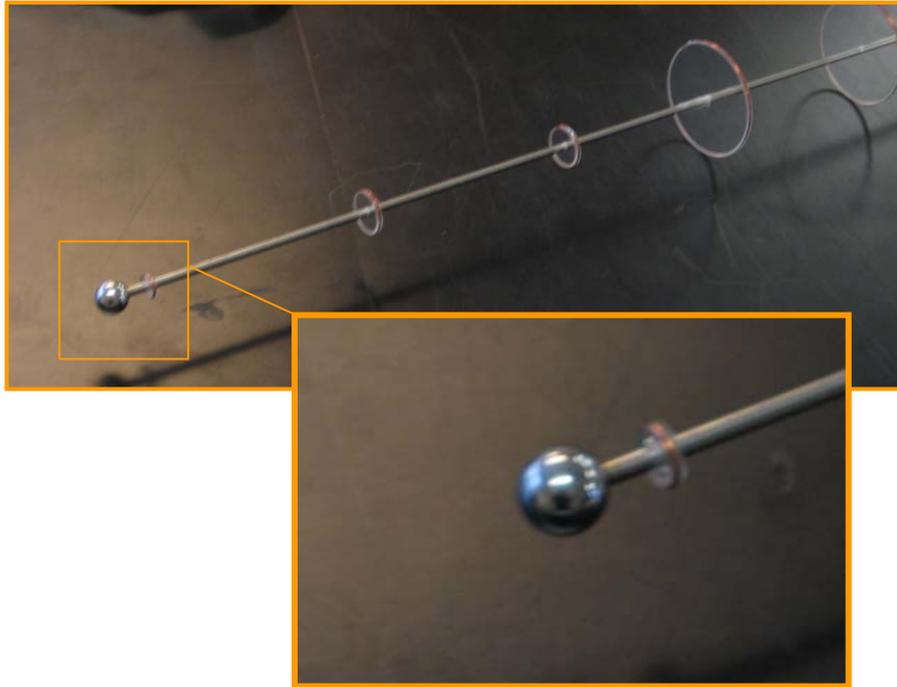


Figure 5. Photographie du dégradeur de champ en anneaux

Des modélisations ont été effectuées afin de savoir si cette solution était utilisable. La Figure 6 présente les équipotentielles aux alentours de la bille. On voit nettement que la présence de l'anneau permet au champ de retrouver sa sphéricité dans la partie arrière de la bille.

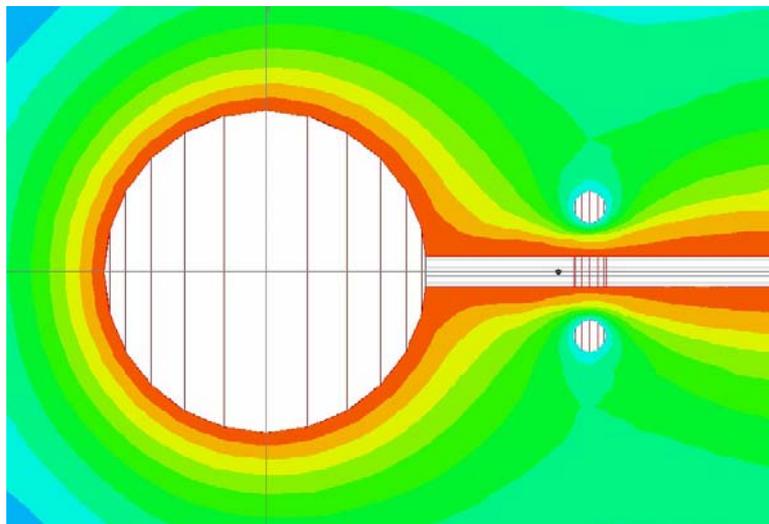


Figure 6. Modélisation du potentiel électrostatique en présence d'un anneau métallique porté à un potentiel différent.

Le défaut du dégradeur en anneaux est d'être discontinu. En effet, les lignes de champs ne sont bien rétablies que par endroit seulement. La sphéricité des lignes n'est donc pas assurée avec cette technique. En revanche, elle permet une bonne approche dans un premier temps car c'est une méthode simple et peu coûteuse.

3.2. Le cône résistif

La partie proche de la bille est la zone la plus critique pour le champ électrique. C'est dans cette partie que le champ doit être le plus radial possible. Pour cela, il faut mettre en place un dégradeur de champ continu qui permette une approximation continue et non plus discrète du potentiel. Une pièce résistive où la résistance est fonction de la distance par rapport à la bille permet d'avoir un potentiel continu sur la surface.

Le dégradeur se compose de deux parties : une partie proche de la bille (entre 0 et 5 cm de la bille) où l'approximation du potentiel doit être la meilleure possible, et une partie plus éloignée (5 cm jusqu'au bord) où l'approximation du champ n'a pas besoin d'être parfaite en raison de la dérive des électrons. La précision des lignes de champ influe sur le temps de dérive des électrons car ceux-ci les suivent. Si celles-ci sont déformées, la trajectoire des électrons ne sera pas rectiligne. Cela aura une influence sur la résolution radiale du détecteur, en revanche cela ne gênera pas la collection et l'avalanche au niveau de la bille.

3.2.1. Résistivité du matériau

Le cône résistif est composé d'un mélange d'araldite (colle isolante) et de poudre de graphite (conducteur) à hauteur de 5%. Après polymérisation ce mélange devient ainsi résistif. La Figure 7 présente la loi de variation de la résistance du cône en fonction de la tension. Le protocole expérimental est le suivant : une tension est appliquée sur le cône et nous mesurons l'intensité du courant débitée par l'alimentation haute tension. Les différentes courbes montrent la résistivité du mélange à des dates différentes (09, 10, 11 et 14 février 2005). L'évolution pourrait provenir de la polymérisation du mélange, de l'humidité et la température de la pièce au moment des tests.

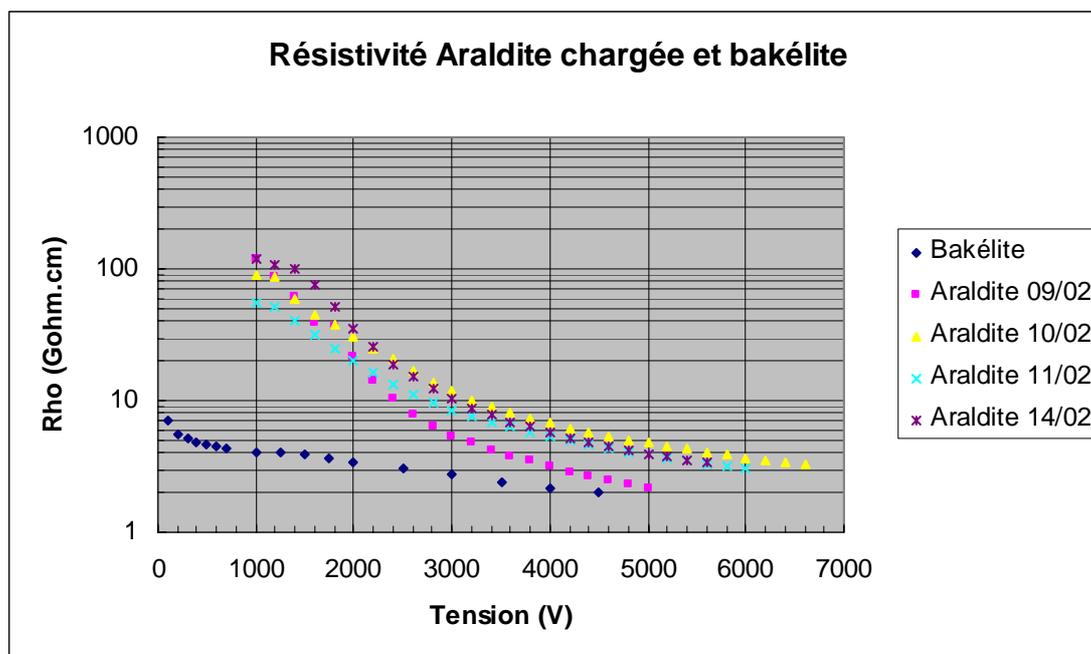


Figure 7. Résistivité ρ du mélange (rose, jaune, bleu ciel et mauve) et résistivité de la bakélite (bleu marine) en fonction de la tension.

La pièce qui a servi pour effectuer ces test était un cylindre de 4.8 cm de long et 3.46 cm² de section.

Des tests ont également été effectués sur un autre matériau : la bakélite. Les losanges bleus sur la Figure 7 représentent la résistivité de la bakélite en fonction de la tension. Ce matériau peut être un très bon candidat pour réaliser le dégradeur car il est beaucoup plus stable que l'araldite.

3.2.2. Forme de la résistance

Lors des calculs utilisés pour modéliser la résistance, la pièce utilisée avait la forme d'un double cône comme présenté dans la Figure 8.

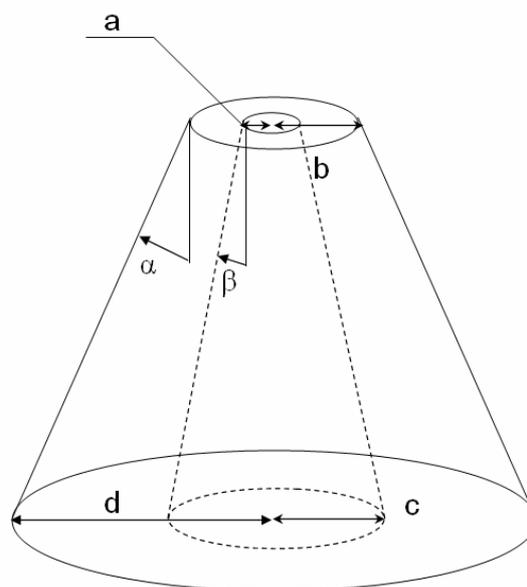


Figure 8. Schéma de la pièce utilisée pour la modélisation

La petite surface du cône est en contact avec la bille et est donc portée au même potentiel que celle-ci. La grande surface quant à elle est portée à un potentiel différent par une seconde alimentation. Le cône mesurant 50 mm ce qui équivaut à environ 7 fois le rayon, le potentiel à appliqué est 7 fois plus petit que le potentiel de la bille.

En faisant la supposition que les lignes de champ sont parallèles entre la surface haute et la surface basse (surface sur lesquelles les tensions sont appliquées) et que le cône est une somme de cylindres infinitésimaux [7], la résistance globale a pour expression :

$$R_{globale} = \frac{\rho L}{\pi(d-b)(r_1-r_2)} \left(\ln\left(\frac{d-r_1}{d-r_2}\right) - \ln\left(\frac{b-r_1}{b-r_2}\right) \right)$$

Avec

$$r_{1,2} = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}$$

Où

$$\begin{cases} A = 1 - \left(\frac{c-a}{d-b}\right)^2 \\ B = 2b\left(\frac{c-a}{d-b}\right) - 2a\left(\frac{c-a}{d-b}\right) \\ C = 2ab\left(\frac{c-a}{d-b}\right) - a^2 - b^2\left(\frac{c-a}{d-b}\right)^2 \end{cases}$$

Cette approximation est assez grossière mais elle sans doute assez proche de la réalité pour donner une estimation et une idée de la forme de la résistance. Les résultats escomptés ne demandent pour l'instant pas une précision importante.

3.2.3. Résistance théorique – résistance du cône

Dans la région qui nous intéresse (entre 0 et 50 mm à partir de la bille ce qui correspond à une distance comprise entre 7 et 57 mm à partir du centre de la sphère) le potentiel a la forme présenté sur la Figure 9.

Nous obtenons donc d'après les valeurs de la courbe de tendance la formule suivante :

$$V = 7.64V_0x^{-1.04} \text{ pour } 7 \leq x \leq 57 \text{ mm}$$

La formule ci-dessus représente le potentiel en fonction de la distance. Or pour calculer la résistance nous avons besoin de la tension (différence de potentiel) pour un élément dx . La tension dU s'exprime donc de la manière suivante :

$$dU(x) = V(x) - V(x + dx) \approx -\frac{d}{dx}V(x)dx = \frac{V_0R_1R_2}{(R_2 - R_1)x^2}dx$$

D'où d'après la loi d'ohm $U = RI$

$$R = \frac{7.94V_0}{I \times x^{2.04}} \propto \frac{1}{x^2}$$

La résistance que nous voulons dépend donc de la valeur du courant que nous souhaitons faire passer dans le cône. Le courant admis maximum est de l'ordre de $10\mu\text{A}$.

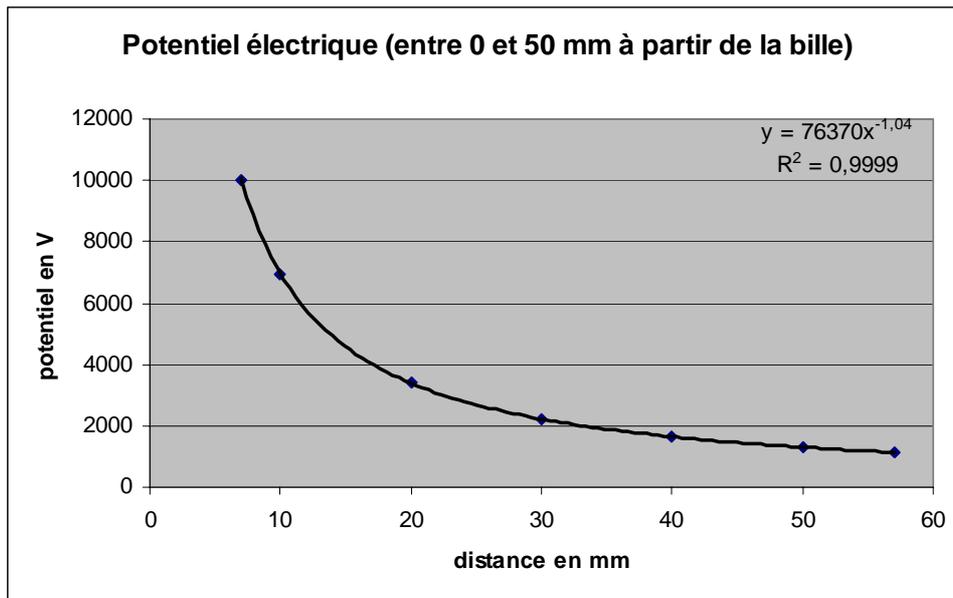


Figure 9. Forme du potentiel dans la zone 0-50 mm à partir de la bille avec sa courbe de tendance

3.2.4. Validation de la forme conique

L'idée de base était de faire une résistance de forme conique car la section varie en $1/r^2$ (avec r rayon du disque). Cependant aucune étude n'avait été réalisée pour vérifier que cette forme était réellement adéquate. La Figure 10 ci-dessous présente un comparatif entre la forme de la résistance théorique (courbe rouge) et la forme de la résistance du cône (courbe bleu) en fonction de la distance par rapport à la bille centrale.

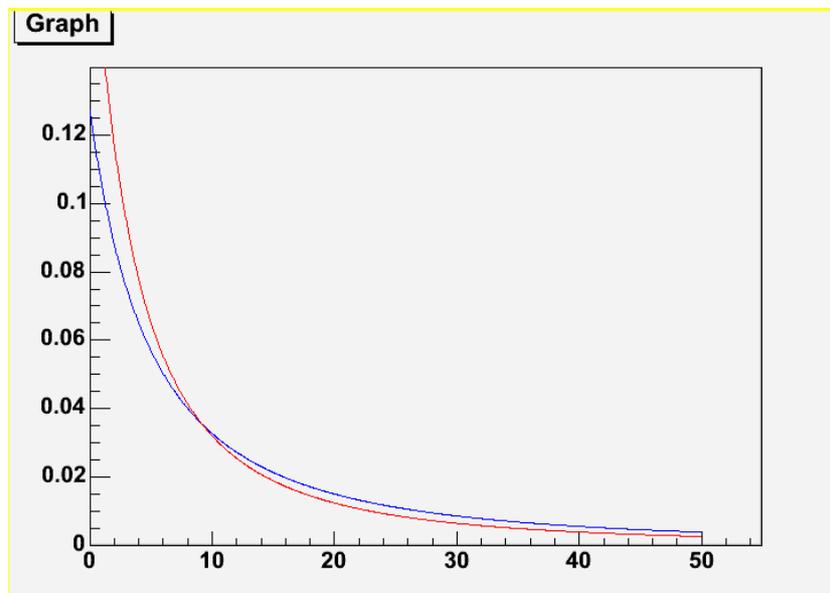


Figure 10. La courbe bleue montre la résistance ($G\Omega$) du cône installé dans la sphère et la rouge la résistance théorique en fonction de la distance (mm) par rapport à la bille.

$$a=1 \text{ mm} ; b=1.5 \text{ mm}$$

$$\alpha=11.5^\circ ; \beta=10^\circ$$

La résistance globale est de $22 G\Omega$.

Le coefficient de corrélation entre les deux courbes est de 0.9912. La forme conique fournit donc une très bonne approximation de la résistance à avoir pour reproduire le potentiel théorique. La valeur de ρ a été fixée à 36 G Ω .mm (moyenne de valeurs trouvées⁴ pour une tension de 4000V).

Pour toute valeur de a et de b on peut trouver des valeurs de α et β pour lesquelles l'approximation est correcte. En revanche, plus a et b sont proches l'un de l'autre, plus l'angle α doit être petit pour conserver une bonne approximation. L'angle β est lui ajusté pour coller au mieux à la courbe théorique.

3.2.5. Modélisation des équipotentielles dans la sphère

L'Annexe D présente les résultats de simulations informatiques réalisées sous Femlab (logiciel de calcul en éléments finis). On peut clairement voir que le cône résistif remplit bien son rôle de dégradeur de champ. En effet, les équipotentielles ont retrouvé leur sphéricité dans la région proche de la bille. Le champ dans le reste de la sphère a été dégradé en utilisant un système d'anneaux comme présenté au 3.1 ce qui donne une approximation assez correcte dans cette zone.

3.3. Le dégradeur de champ dans le futur

Le futur dégradeur est pour l'instant en discussion cependant l'idée principale qui se dégage des réunions est une déposition de Bore sur un cône de quartz (matériau très peu radioactif). La résistivité du Bore est de 1.8 M Ω .cm. Cela est un peu faible mais compte tenu des épaisseurs qui vont être réalisées (entre 300 nm et 3 μ m) la valeur de la résistance sera suffisamment grande. La déposition va s'effectuer par une méthode CVD (déposition sous vide en phase vapeur). Cette opération va être réalisée au CERN.

4. Performance du détecteur

4.1. Basse énergie

L'objectif de la sphère est de détecter des événements de très basse énergie issus de l'interaction des neutrinos avec le gaz. Cela crée des reculs de noyaux de l'ordre d'une centaine d'eV pour les neutrinos de basse énergie et de l'ordre de quelques keV pour les neutrinos issus de supernovae.

Les tests préliminaires sur la petite sphère visent à caractériser la réponse du détecteur pour des événements de si basse énergie. En travaillant aux gains les plus hauts possibles des seuils de l'ordre de la centaine d'électron-volt ont été facilement atteints. La calibration du détecteur est donnée par une source de ⁵⁵Fe qui émet des photons X de 5.9 keV. L'argon donne lui un pic d'échappement de 3 keV. La Figure 11 présente un spectre de ⁵⁵Fe obtenu

⁴ Cf. Figure 7

avec la sphère. Plus la pression est élevée dans la sphère plus la tension à appliquer pour rester à gain identique est élevée.

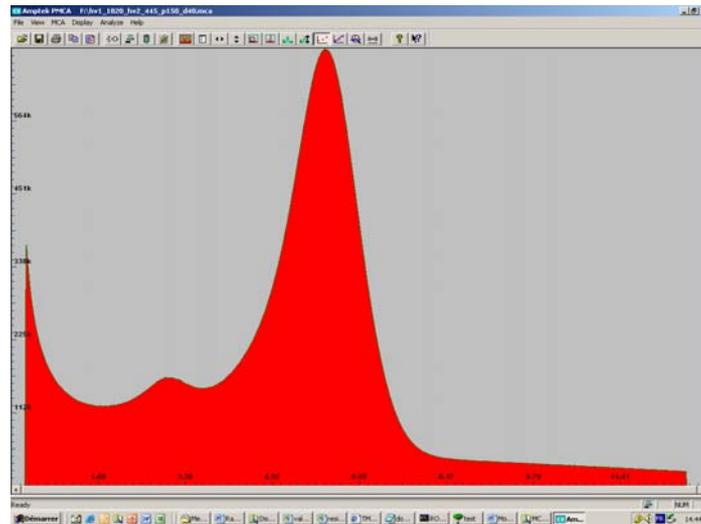


Figure 11. Spectre de ^{55}Fe pris à Saclay pendant 63h avec la sphère à une pression de 150 mbar. Le grand pic correspond au ^{55}Fe avec 5.9keV et le petit à l'échappement de l'Ar avec 3 keV.

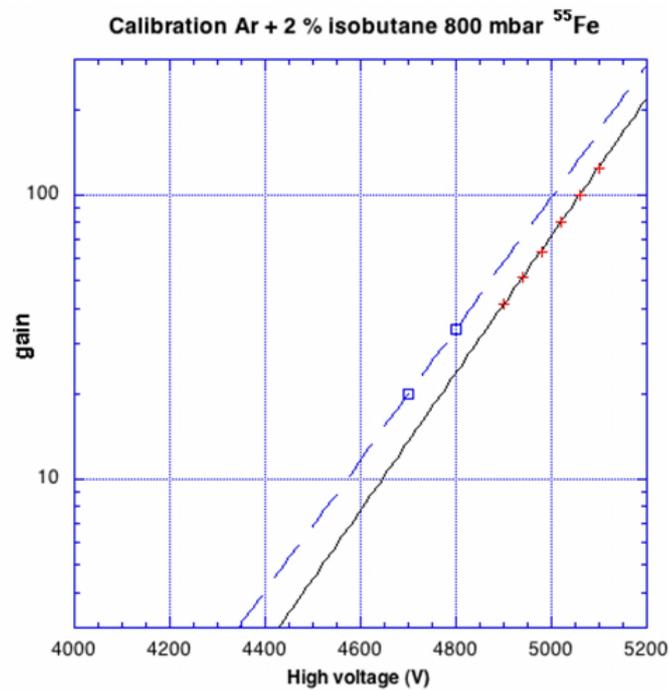


Figure 12. Courbe de calibration à 800 mbar. Les deux autres points ont été pris 1 heure plus tard après des instabilités.

Des difficultés pour monter en tension ont été rencontrées avec le dégradeur. La Figure 12 représente la courbe de gain à une pression de 800 mbar avec le dégradeur.

A 800 mbar la tension maximale atteinte était de 5300V (ce qui correspond à un gain d'environ 300). Au-delà de cette tension, des décharges électriques apparaissent et brouillent le signal.

Des progrès sont à faire dans l'électrostatique de la sphère pour faire totalement disparaître les décharges et ainsi pouvoir atteindre des gains plus élevés. De plus des variations dans la position du pic de l'ordre de 10% ont été observées dus à des instabilités électriques. Variations représenté dans la Figure 12 par les deux points excentrés de la courbe.

4.2. Gain du détecteur

La Figure 13 présente des courbes de gains à différentes pressions et avec deux gaz différents. Il s'agit du gain effectif vu par l'électronique, le gain réel est en réalité trois fois plus élevé. Sans dégradeur de champ donc sans source potentielle de perturbation électrique, des gains de l'ordre de 10000 ont pu être atteints sans trop de difficultés. C'est la source de ^{55}Fe qui a servi à établir cette calibration.

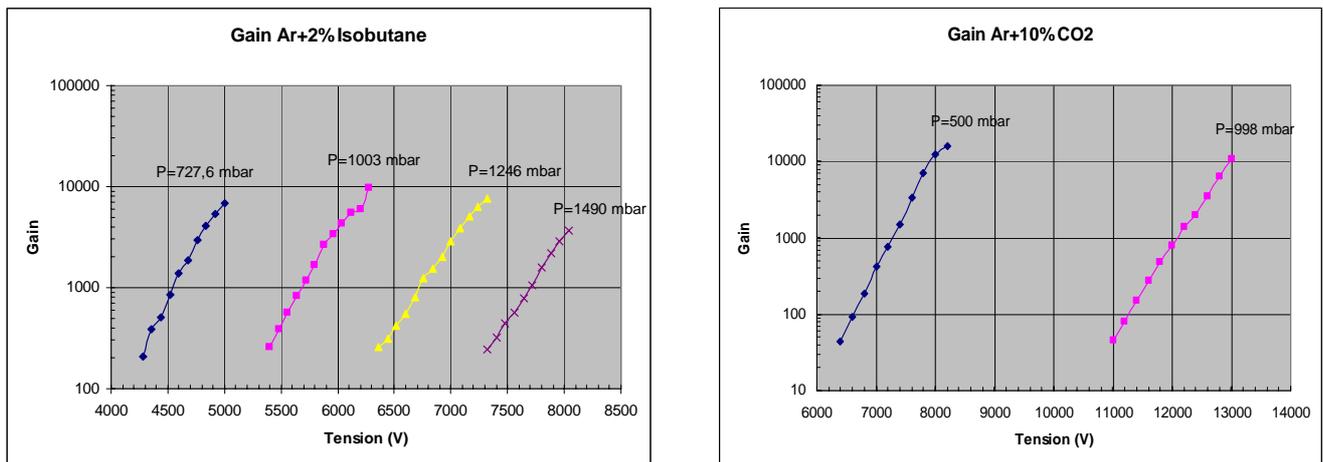


Figure 13. Courbes de gain obtenues avec deux gaz différents à différentes pressions Ar+2%Isobutane pour la figure de gauche et Ar+10%CO₂ pour la figure de droite.

Pour avoir des gains similaires avec le mélange Argon et 10% de CO₂ les tensions à appliquée doivent être plus élevées. Le risque d'avoir des décharges électriques est donc accru. Cependant on peut constater que la forme des courbes est similaire quelque soit le gaz et la tensions.

4.3. Haute énergie

En utilisant le détecteur à des gains beaucoup plus bas, une gamme d'énergie de 3.4 keV jusque 700 keV a pu être explorée. Afin de calibrer le détecteur dans cette zone la source utilisée est une source d' ^{241}Am qui émet, outre des alphas, des rayonnements gamma de 59.5 keV. On peut également distinguer la raie L du ^{237}Np (produit issu de l'Américium après désintégration alpha) qui est de 14 keV. La Figure 14 présente le spectre de l' ^{241}Am auquel a été retranché le bruit de fond.

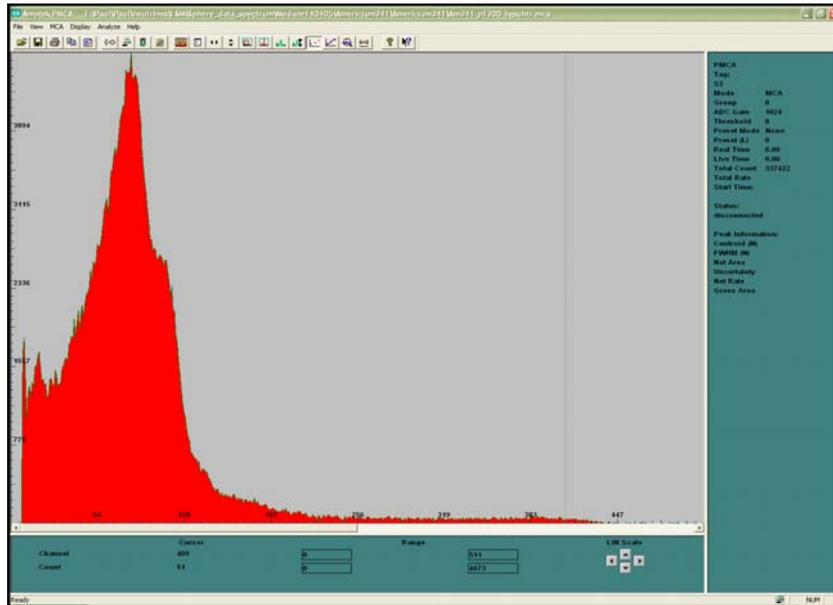


Figure 14. Spectre de ^{241}Am bruit de fond soustrait

En dessous d'un bar (pression à laquelle la sphère est étudiée pour le moment) le libre parcours moyen des photons de 59.5 keV est beaucoup plus grand que le diamètre de la sphère. Les photons vont donc interagir avec le gaz dans toute la sphère. La résolution en énergie n'est donc pas très bonne.

4.4. Résolution en énergie

Les spectres de ^{55}Fe et de ^{109}Cd sont également destinés à mesurer la résolution en énergie du détecteur. Pour les photons X de 5.9 keV la résolution à mi hauteur est de l'ordre de $\sigma=7.7\%$ et pour les photons X de 22 keV du Cadmium $\sigma=6\%$ comme le montre la Figure 15.

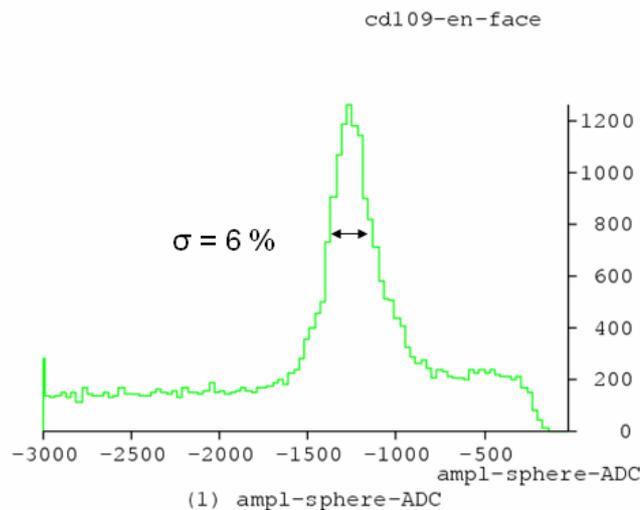


Figure 15. Spectre du ^{109}Cd . Il est inversé car le signal est négatif et a été pris tel quel

4.5. Résolution radiale

Comme vu au 2.1, il y a une dépendance entre la diffusion temporelle et la distance à laquelle a eu lieu l'interaction. Cela se traduit sur le signal par un temps de montée plus long lorsque l'événement a eu lieu loin de la bille. Les événements ayant eu lieu près de la bille ont un temps de montée rapide. La diffusion est extraite du signal par une méthode de déconvolution. C'est ensuite la largeur de l'impulsion déconvoluée qui représente la diffusion. La Figure 16 présente la largeur de diffusion en fonction de la distance.

Pour des valeurs de distance supérieures à 30 cm la résolution spatiale est meilleure que 10 cm. Ces résultats sont cependant largement améliorables car aujourd'hui les tests ont été effectués avec la source de ^{55}Fe positionnable. Or la production d'électrons par interaction des photons X avec le gaz ne se fait pas ponctuellement. Les photons ont en effet un libre parcours moyen de quelques centimètres dans le gaz. De plus, la source émet avec un cône de 45° d'angle total. La précision sur le point d'interaction n'est donc pas bonne. Une expérience⁵ va être mise en place pour améliorer ces premiers résultats.

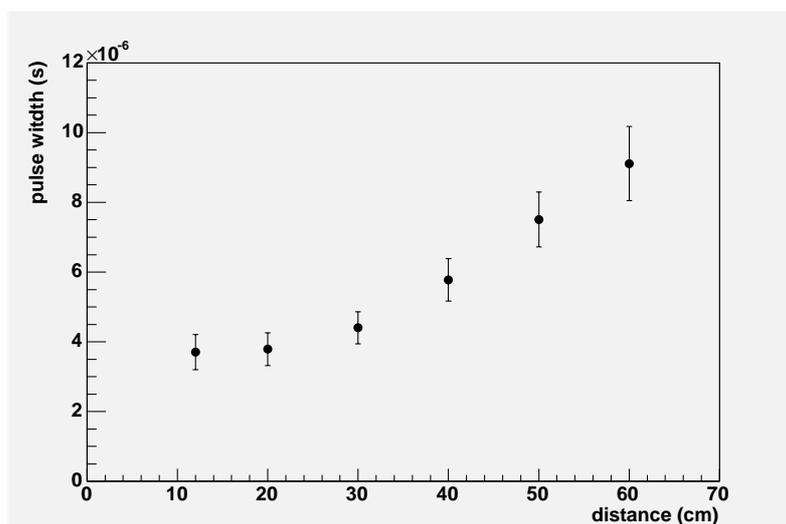


Figure 16. Largeur de l'impulsion déconvoluée en fonction de la distance à la bille. Les barres d'erreur montre la largeur r.m.s de la distribution.

4.6. Linéarité de la réponse

Des mesures ont été effectuées avec différentes sources radioactives dans le but tester la linéarité de la réponse du détecteur en fonction de l'énergie déposée dans le gaz. La Figure 17 représente l'amplitude du signal en fonction de l'énergie du photon X incident. Les sources radioactives utilisées pour la calibration étaient le ^{55}Fe , le pic d'échappement de l'Argon et le ^{109}Cd .

⁵ Cf. 5.3

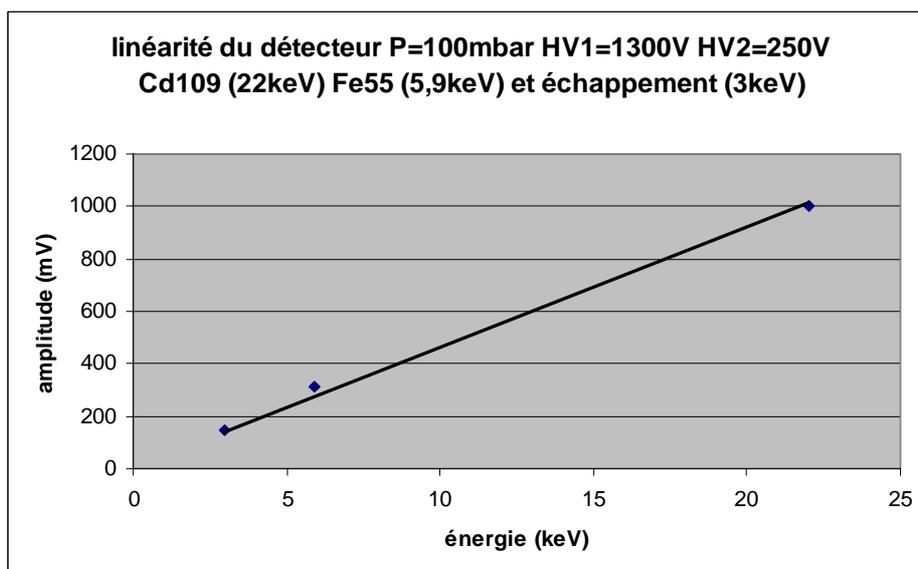


Figure 17. Courbe de linéarité de la réponse du détecteur

4.7. Campagne de test à Modane

Durant deux semaines, la sphère est partie avec l'équipe au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) pour y effectuer des mesures à bas bruit de fond cosmique. Les objectifs de cette mission étaient :

- De profiter d'un environnement à très bas bruit de fond cosmique
- D'étudier le bruit de fond à bas seuil
- De regarder le bruit de fond au dessus de 100 keV

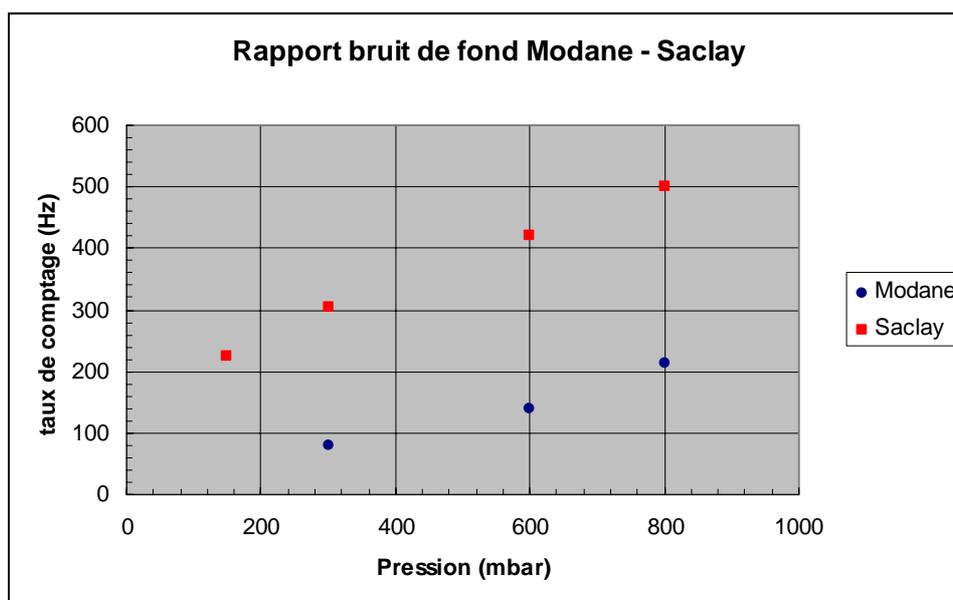


Figure 18. Taux de comptage du bruit de fond au dessus de 1 keV en fonction de la pression à Modane et à Saclay.

Le LSM bénéficie d'un facteur de suppression du rayonnement cosmique de 2.10^6 par rapport à la surface. Le taux de comptage d'événements cosmiques y est de l'ordre de 4 par jour et par m^2 .

A la surface de la Terre, le bruit de fond cosmique du aux muons est 10000 par m^2 et par minute soit 166 Hz par m^2 et possède une distribution spatiale en $\cos^2\varphi$ par rapport au zénith (φ étant l'angle azimutal).

Comme on peut le voir sur la Figure 18 le bruit de fond à Modane est trois plus faible que le bruit de fond à Saclay. Cela est du principalement à la suppression du bruit de fond cosmique. Le fond restant est certainement dû à la radioactivité ambiante venant de la roche ou encore des matériaux de la sphère elle-même.

Des mesures de bruit de fond ont été réalisées à Modane dans deux régions en énergie. L'une était à basse énergie dans une gamme de 230 eV à 79 keV et l'autre à plus haute énergie entre 5 keV et 2 MeV.

La Figure 19 représente le spectre du bruit de fond pris à basse énergie. Il ne semble pas y avoir de structure mais uniquement une longue descente exponentielle qui semble indiquer que le bruit est du à des gamma de haute énergie (quelques centaine de keV) qui dépose seulement une partie de leur énergie par interaction Compton avec les atomes du gaz. Le seuil utilisé (230 eV) pour prendre le spectre était suffisamment haut pour éliminer le bruit électronique. Cependant quelques décharges électriques internes ne sont pas à écarter, le détecteur n'étant pas parfaitement stable.

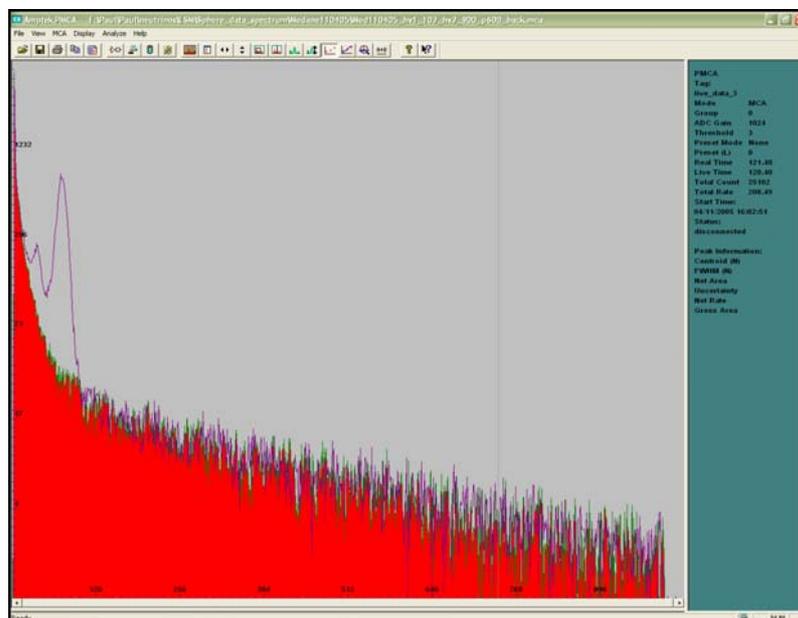


Figure 19. Spectre du bruit de fond (en rouge) en échelle logarithmique. Le pic est le ^{55}Fe placé avant pour calibrer.

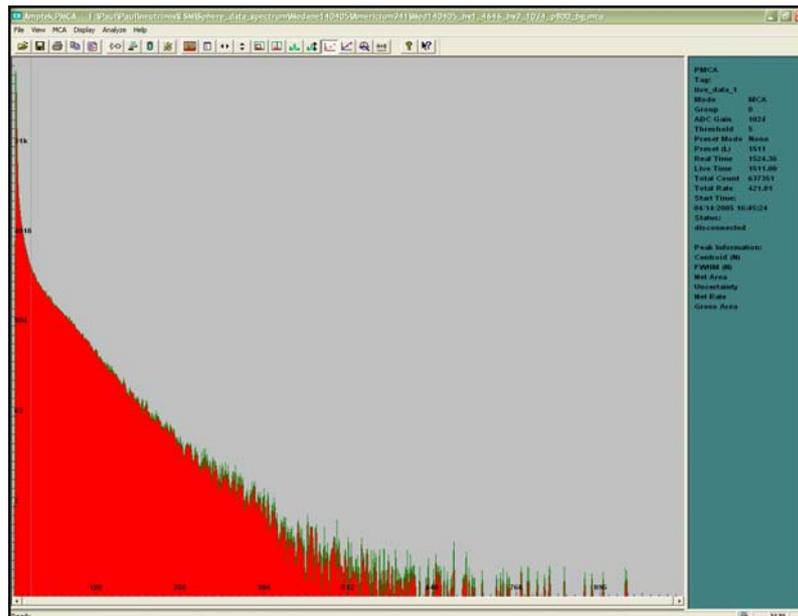


Figure 20. Spectre du bruit de fond entre 5 keV et 2 MeV en échelle logarithmique

L'étude du bruit de fond à haute énergie est destinée à regarder l'environnement dans lequel la sphère va évoluer lors des expériences avec l'Hélium-3. Le taux de comptage attendu avec l'Hélium étant faible, il faut pouvoir le distinguer du bruit de fond. La Figure 20 présente le spectre en énergie du bruit de fond pour des valeurs de 5 keV à 2 MeV. Le taux de comptage est évidemment beaucoup plus faible que pour la basse énergie. En effet, au dessus de 500 keV le taux est de 2.4 Hz et tombe à 0.5 Hz au dessus de 700 keV.

Ce niveau de bruit est le niveau brut obtenu. Des premières analyses off-line sont en cours et les résultats préliminaires montrent qu'un facteur de rejection supérieur à 10 est possible.

5. Perspectives de réalisation

Le développement du détecteur ne se cantonne pas uniquement au développement mécanique mais également à l'amélioration de l'électronique de lecture du signal. En effet, le but étant de détecter des événements de très faible énergie, il faut une électronique adaptée à ce très bas seuil notamment au niveau du bruit. Cela conduira à l'achat et l'utilisation d'un nouveau préamplificateur de charges à très bas bruit.

Un nouveau système d'acquisition de donnée informatique est en train d'être mis en place. Il se compose d'une carte d'acquisition, d'un ADC cadencé à 10 MHz et d'un logiciel d'acquisition nommé SAMBA. Ce système permet une bien meilleure résolution que celui utilisé actuellement notamment au niveau du codage en bit. De plus un logiciel de traitement de données baptisé TANGO permet de faire des analyses rapide et puissante du signal. Les coupures sont principalement basées sur la réjection des signaux multiples, des temps de montée du signal trop long.

5.1. *Expérience ^3He*

Le but de cette expérience est la mesure du bruit de fond neutronique et plus particulièrement la mesure du bruit de fond en neutron thermique du LSM.

L'interaction se fait par réaction nucléaire (n,p) ⁶ sur l'Hélium. L'Annexe F présente la section efficace élastique et d'absorption de l'interaction (n,p) avec l'Hélium-3.

Lorsque l'interaction a lieu avec un neutron thermique, le proton et le triton se partagent une énergie de 760 keV. Le bénéfice est le grand volume disponible et la bonne étanchéité de la sphère qui voit le taux de fuite de l'hélium négligeable. En raison de ce grand volume, le proton reste dans l'enceinte et y dépose toute son énergie. Le pic des 760 keV sera alors bien visible sur les spectres. Le wall-effect (perte du proton hors du détecteur) est minime avec ce type de détecteur contrairement aux compteurs proportionnel existants.

L' ^3He étant un gaz cher, l'idée est d'en rajouter 10g au mélange Argon – isobutane.

Comme le montre la Figure 20 le bruit de fond entre 700 keV et 900 keV est de l'ordre de 0.5 Hz ce qui autorise un faible flux de neutrons pour se démarquer du bruit.

5.2. *^{241}Am avec coïncidence des alpha*

Lorsque l'Américium-241 émet une particule α , il s'en suit immédiatement, dans 10% des cas, un rayonnement γ de 59.5 keV issu de la désexcitation du noyau. L'alpha est détecté par un détecteur au Silicium et donne ainsi le temps zéro de l'émission du gamma. Cette expérience est destinée à caractériser plus finement le temps de réponse du détecteur, notamment en ce qui concerne les temps de dérive des électrons. En mesurant la différence des temps entre la détection de l'alpha et du gamma (temps de dérive), on peut évaluer la distance radiale de l'interaction en tenant compte de la vitesse de dérive qui est connue.

5.3. *Banc laser*

Le banc laser est aujourd'hui en phase de conception dans le bureau d'étude du Sedi. La source de ^{55}Fe présente dans le détecteur sera remplacée par une photocathode. Les photons du laser heurtant la photocathode arrachent des électrons qui vont se mettre à dériver. Ce dispositif a l'avantage de créer des électrons en un point extrêmement localisés dans le détecteur. De plus la photocathode sera montée sur une tige coulissante ce qui permettra de la positionner avec précision par rapport au centre de la sphère. Le signal d'électron ainsi récolté permettra d'étalonner plus précisément qu'actuellement la réponse du détecteur en particulier en ce qui concerne la corrélation entre diffusion temporelle et distance.

⁶ $^3\text{He} + n \rightarrow p + ^3\text{H}$

5.4. Détecteur de supernovae

Le détecteur de supernovae représente l'aboutissement du projet à moyen terme. En effet, l'objectif de réalisation de ce projet est d'installer un détecteur sphérique de 4 mètre de diamètre dans un laboratoire souterrain et de détecter les neutrinos issus d'une supernova à la fin 2008. Afin de réduire au maximum le bruit de fond, la sphère équipée d'un blindage approprié pour réduire le bruit de fond ambiant.

L'objectif est de créer un réseau d'une dizaine de sphères implantées dans plusieurs laboratoires souterrains d'Europe notamment à Modane en France, à Canfranc en Espagne et en Finlande afin d'augmenter la sensibilité de détection.

6. Conclusion

Le détecteur sphérique n'en étant qu'à ses débuts, le travail consistait à l'améliorer pour augmenter ses capacités de réponses mais également à comprendre de façon plus précise son fonctionnement et sa réponse par rapport à la trace laissée par une particule. Contrairement au développement croissant de la miniaturisation et à la complexification de composants, ce détecteur reste d'une simplicité de mise en œuvre et de traitement. Son unique voie de lecture lui confère une grande souplesse d'utilisation et d'analyse des données.

Les résultats obtenus sur la réponse du détecteur sont très encourageants et prometteur pour le futur. En effet, ceci étant un nouveau concept rien n'a été fait dans ce domaine auquel nous puissions nous référer. De nombreux avantages sont à tirer de la géométrie sphérique telles que la robustesse, la tenue en pression, la forme du champ électrique et sa faible capacité.

L'amélioration de l'électronique de lecture par la réduction du bruit à un ordre de grandeur de 100 électrons est prévue, le système d'acquisition de donnée par une numérisation continue du signal est en train d'être mis en place et le positionnement dans un environnement à très bas bruit de fond lui permettra de baisser considérablement le seuil en énergie et donc de détecter des énergie de l'ordre de 100 eV.

Bibliographie

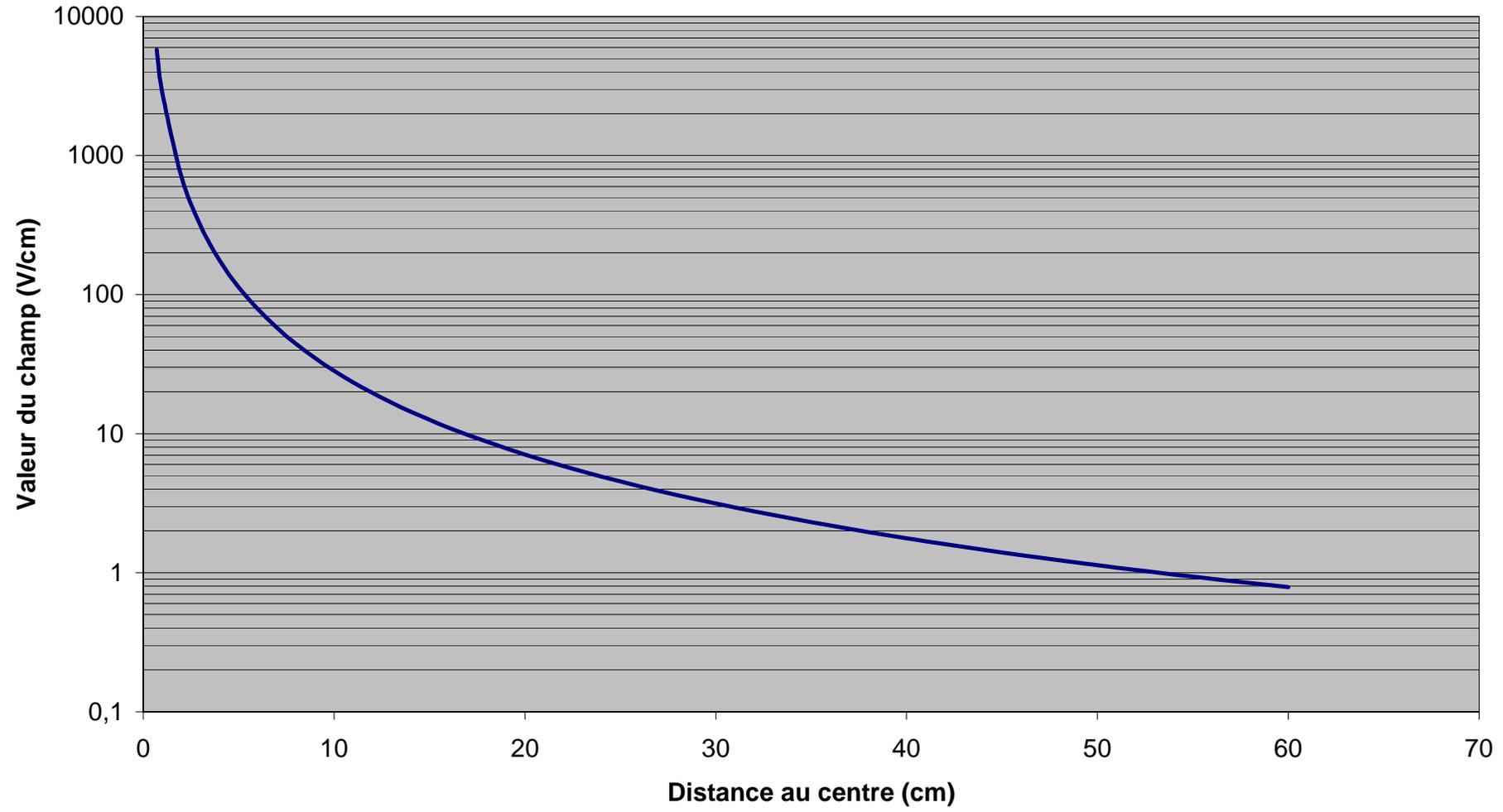
1. K. EGUCHI et al., The KamLAND Collaboration, *Phys. Lett* 90 2003, [arXiv:hep-exp/0212021]
2. Y. GIOMATARIS, J.D. VERGADOS, Neutrino properties studied with a triton source and a large spherical TPC, *Nucl. Instrum. Meth* A530, (2004) 330-358
3. S. AUNE, P. COLAS, P. SALIN, Y. GIOMATARIS, P. GORODETZKY, I. IRASTORZA. Nostos : a new low-energy neutrino experiment. Décembre 2004
4. G.C. MCLAUGHLIN and C. VOLPE, Prospects for Detecting a Neutrino Magnetic Moment with a Tritium Source and Beta-beams, *Phys. Lett.* B591:229-234, 2004, [arXiv:hep-ph/0312156]
5. J.I COLLAR and Y. GIOMATARIS. Possible low-background applications of MICROMEGAS detector technology, *Nucl. Instrum. Meth.* A469, 2000, [arXiv:hep-ex/0009063]
6. G. RAFFELT, *Annu. Rev. Nucl, Part. Sci.* 49 (1999) 163-216
7. C.J. EFTHIMIOU and R.A.LLEWELLYN. Adding resistances and capacitances in introductory electricity. 23 May 2001. [arXiv:physics/0103069]

Annexe

Annexe A.	Champ électrique.....	32
Annexe B.	Potentiel électrique.....	33
Annexe C.	Vitesse de dérive des électrons dans le mélange Ar + 2% Isobutane	34
Annexe D.	Modélisation informatique du potentiel électrique en présence du cône	35
Annexe E.	Schéma électronique	37
Annexe F.	Section efficace de l'interaction (n,p) avec l' ³ He	38

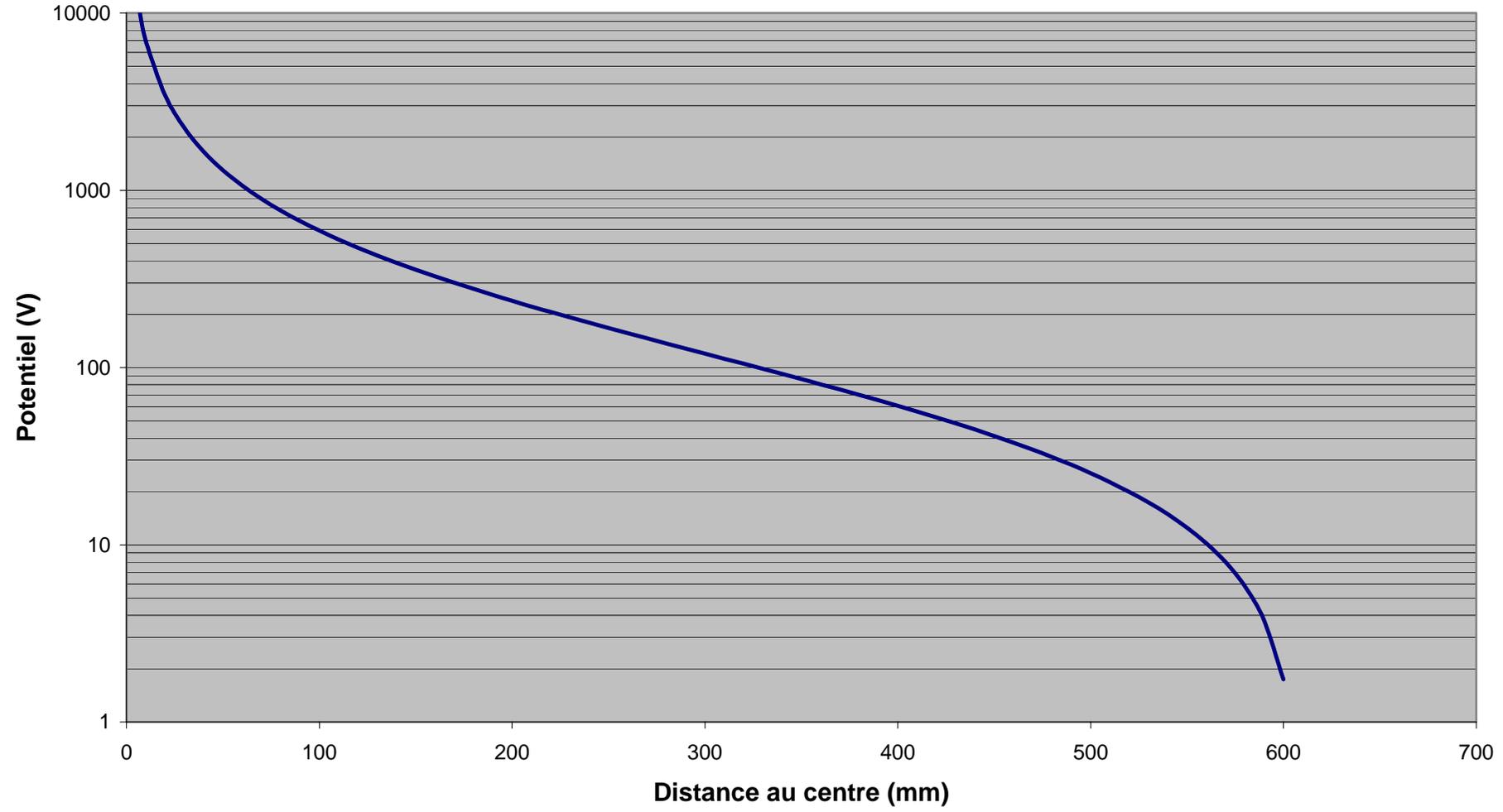
Annexe A. Champ électrique

Champ électrique en V/cm



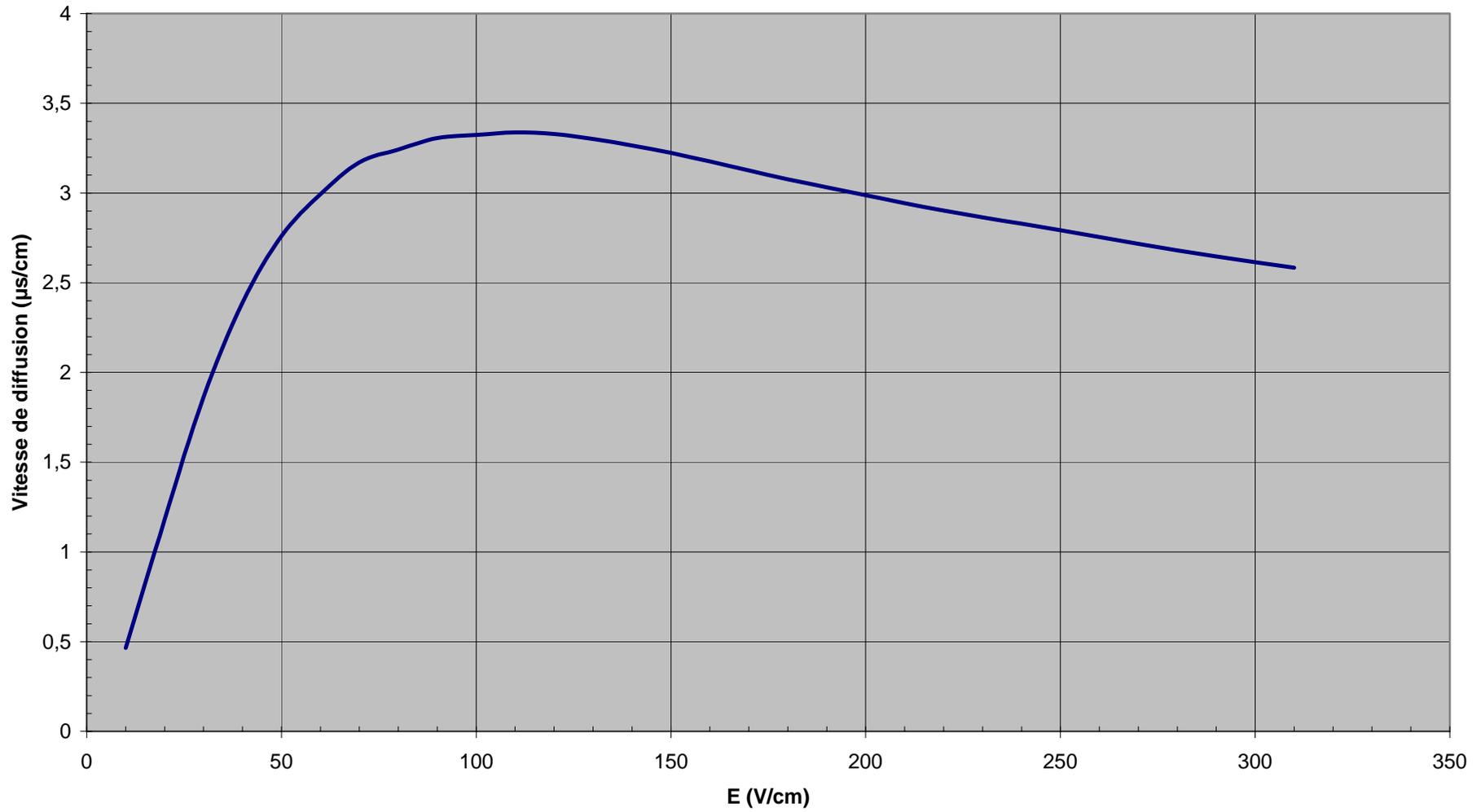
Annexe B. Potentiel électrique

Potentiel électrique

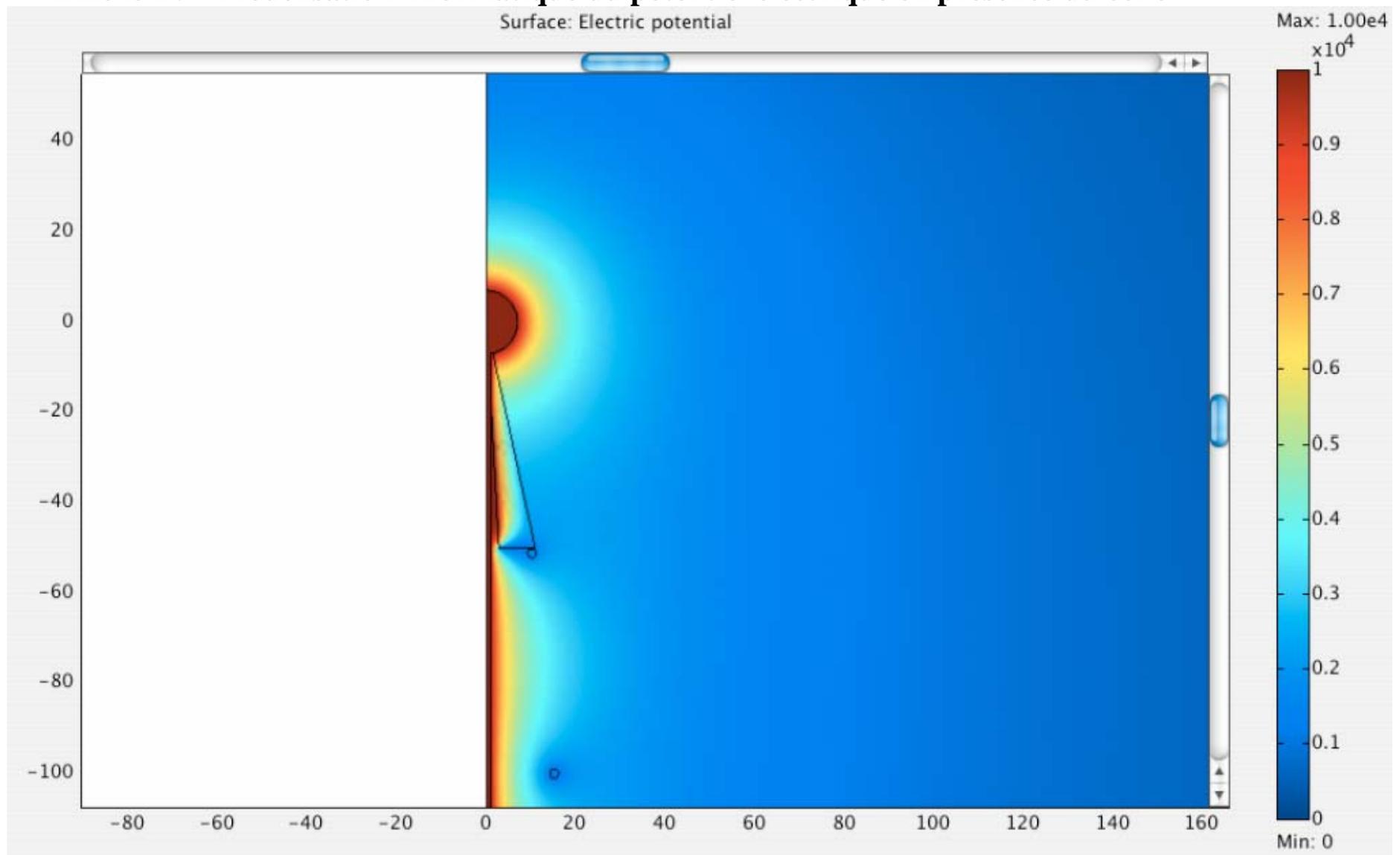


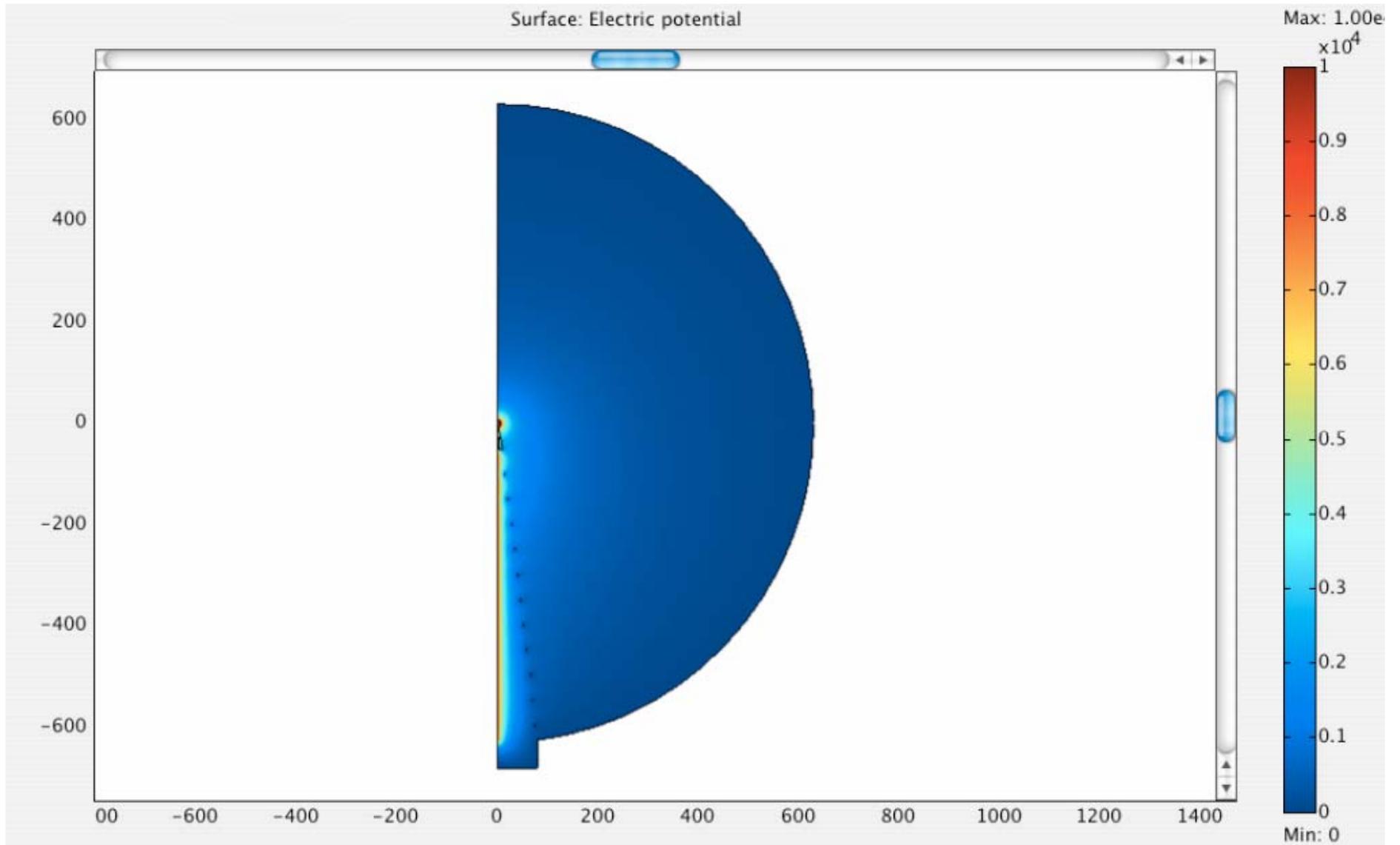
Annexe C. Vitesse de dérive des électrons dans le mélange Ar + 2% Isobutane

Argon + 2% Isobutane

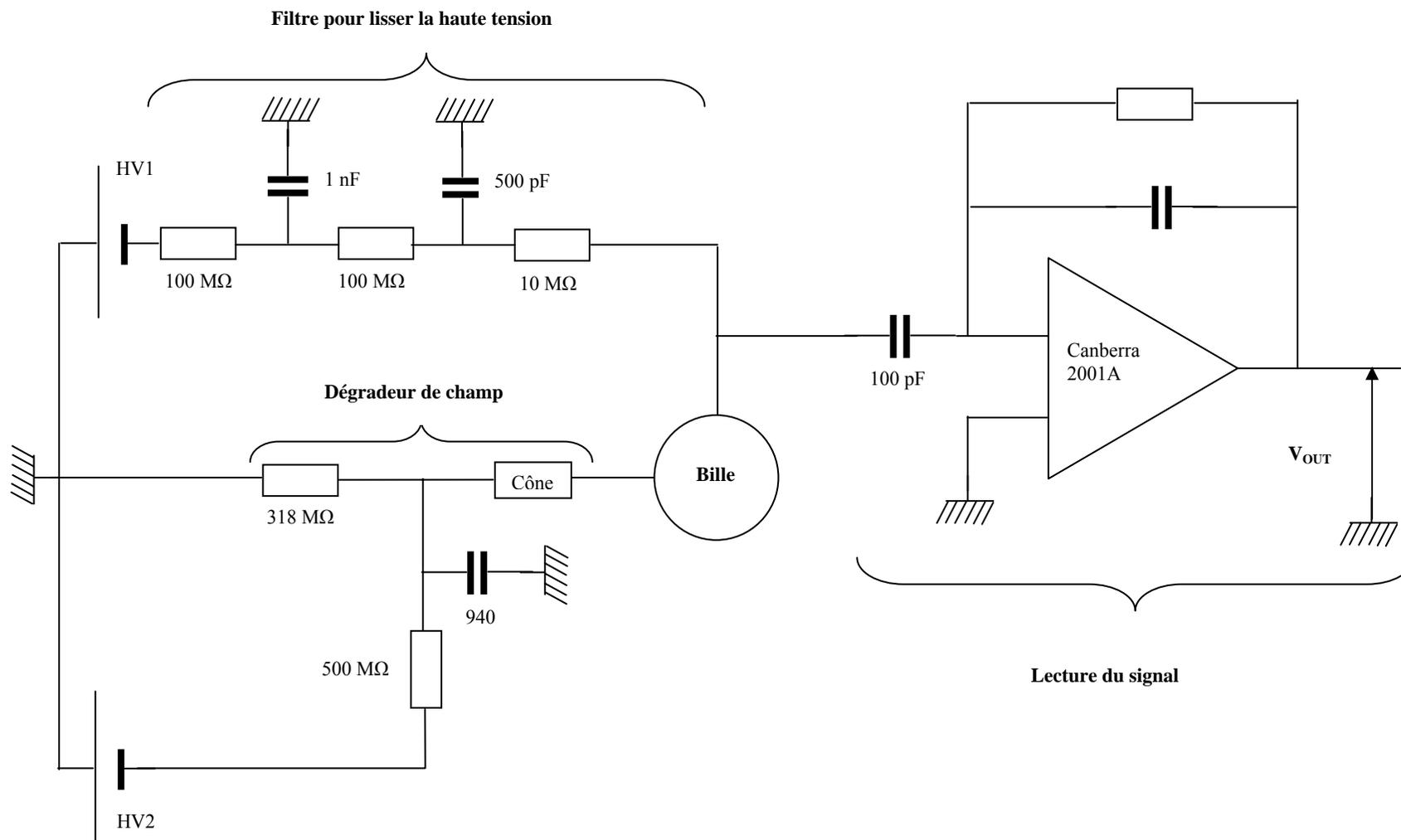


Annexe D. Modélisation informatique du potentiel électrique en présence du cône





Annexe E. Schéma électronique



Annexe F. Section efficace de l'interaction (n,p) avec l' ^3He

