

Fonctionnement et performances d'un prototype de détecteur TPC Micromegas

Ahmed FRADI et Xavier MOUGEOT

Rapport du stage Détection du DEA CPM effectué sous la direction de Paul COLAS et Vincent LEPELTIER

Mars 2005

Résumé

La mise en évidence du boson de Higgs et des particules supersymétriques nécessite des énergies proches du TeV. Le resserrement des jets à ces énergies requiert une grande qualité de séparation spatiale dans la détection des traces des particules. À cette fin, le SPP du CEA-Saclay et le LAL-Orsay développent des prototypes de TPC à lecture Micromegas.

1 La physique à l'ILC

Le principal enjeu actuel de la physique des particules est la mise en évidence expérimentale du boson de Higgs. La construction du LHC au CERN devrait le permettre à l'horizon 2008. Cependant, les collisionneurs $p - p$ ou $p - \bar{p}$ ne permettent pas des mesures de grande précision car l'état initial exact de la réaction, un mélange de trois quarks constituant le proton, ne peut être connu. C'est la raison d'être du projet ILC (International Linear Collider). Il s'agit d'un collisionneur $e^+ - e^-$ qui permettra d'obtenir des énergies dans le domaine du Higgs (autour de 800 GeV dans le centre de masse), ce qui nécessite deux accélérateurs linéaires (pour s'affranchir du rayonnement synchrotron) de 20 km chacun, pour un coût total estimé à 3,5 milliards d'euros. Il aura également une haute luminosité (1000 fois celle du LEP), en particulier grâce à une taille des paquets d'électrons de 5 nm en vertical contre $10 \mu\text{m}$ au LEP. En effet, avec l'augmentation du nombre de paquets, c'est un des moyens d'atteindre une si grande luminosité. Sa mise en fonctionnement pourrait se faire aux alentours de 2015 sur un site qui reste à déterminer.

L'ILC devrait permettre l'observation du Higgs standard ou des Higgs supersymétriques parmi les plus légers, à travers le processus de Björken. Une collision $e^+ - e^-$ à environ 500 GeV dans le centre de masse produit un Z^0 très virtuel, qui peut se désintégrer en un Z^0 réel et un Higgs. Des mesures de précision sur les voies de désintégration du Z^0 réel ($\mu^+ - \mu^-$ par exemple) permettent de déterminer le recul du Z^0 . Ainsi, quels que soient les modes de désintégration du Higgs, même indétectables, ce processus pourra

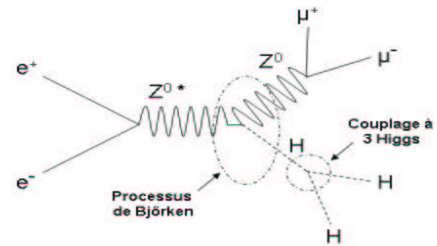


FIG. 1 – Processus de Björken et couplage à trois Higgs. La section efficace ZHH est beaucoup plus petite que celle de la réaction ZH .

être mis en évidence.

L'observation du couplage à trois Higgs devrait aussi pouvoir être faite. Si le processus de Björken a lieu à suffisamment haute énergie, le Higgs produit est assez lourd pour se désintégrer en deux Higgs. Ce couplage à trois Higgs est le mécanisme par lequel le Higgs se donne sa propre masse. Pour reconstruire ce processus, il faudra des mesures de très grande précision sur toutes les particules issues des désintégrations du Z^0 réel et des Higgs. De plus, l'importante énergie dans le centre de masse créera des jets de particules très resserrés dus à la focalisation cinématique, et il faudra une qualité de séparation des traces meilleure que dans les études précédentes.

C'est dans cette optique que le LAL et le SPP du CEA Saclay ont développé en collaboration R&D une TPC avec un nouveau système de lecture : Micromegas (Micro-mesh-gaseous detector). Actuellement sont réalisés plusieurs tests et développements visant à optimiser le détecteur et ses performances.

2 La TPC

Une TPC (Time Projection Chamber) est un détecteur gazeux, en général cylindrique, permettant de déterminer la charge, la trajectoire d'une particule chargée, et son identification. La quantité de mouvement est mesurée grâce à un champ magnétique. L'énergie laissée au passage par l'ionisation du gaz dépend à impulsion donnée de la nature

de la particule. La mesure de l'énergie déposée permet de déterminer son pouvoir d'ionisation ($\frac{dE}{dx}$). L'identification n'est donc possible que dans une certaine fenêtre en impulsion.

Lorsqu'une particule chargée traverse la TPC, elle ionise le gaz tout au long de sa trajectoire (environ 100 e^-/cm dans l'argon). Pour détecter sa trace, on fait dériver les électrons primaires, dus à l'ionisation, jusqu'à une extrémité de la TPC à l'aide d'un champ électrique longitudinal uniforme (entre 150 et 200 V/cm). Par suite des collisions avec les atomes du gaz, ces électrons subissent une diffusion gaussienne de $\sigma = D_T \sqrt{z}$ (où D_T est le coefficient de diffusion transverse, et z la coordonnée longitudinale en géométrie cylindrique). Ils dérivent dans le gaz à une vitesse constante, d'environ 4 à 8 $cm/\mu s$, et ne sont pas assez énergiques pour engendrer une ionisation secondaire. La diffusion est un problème pour la précision de localisation de la trace par le système de lecture collectant les électrons aux extrémités de la TPC. Il faut donc la réduire au maximum.

Cependant, une TPC est également plongée dans un champ magnétique de quelques teslas, nécessaire pour déterminer la quantité de mouvement des particules chargées. Ce champ magnétique avantage la détection des électrons primaires lorsqu'il est longitudinal. En effet, la vitesse de dérive d'un électron s'écrit :

$$\vec{v}_d = \frac{\mu}{1+\omega^2\tau^2}(\vec{E} + \omega\tau\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{|\vec{B}|} + \omega^2\tau^2\frac{\vec{E}\cdot\vec{B}}{|\vec{B}|^2}\vec{B}),$$

avec $\mu = \frac{e\tau}{m}$ et $\omega = \frac{eB}{m}$, où τ est le temps moyen entre deux collisions. L'effet $\vec{E} \times \vec{B}$ est quasi nul car les deux champs sont colinéaires. De plus, les électrons spiralant autour des lignes de champ magnétique, la diffusion transverse s'en trouve diminuée (d'un facteur 20 pour un gaz $Ar - CF_4$ à 4T).

Le choix du gaz d'ionisation est crucial. Les gaz monoatomiques sont privilégiés car les gaz moléculaires peuvent absorber une partie de l'énergie déposée par la particule ionisante dans des modes de vibrations et rotations des molécules. De plus, les gaz légers s'ionisent moins, mais les gaz monoatomiques lourds sont très chers. Le meilleur compromis est en général l'argon (Ar). Cependant, l'ionisation arrache des électrons des couches atomiques les plus profondes. Cela provoque, lors du réarrangement du cortège électronique, une émission de photons UV qui peuvent provoquer d'autres ionisations plus loin dans la TPC : le bruit de fond lors de la détection de la trace serait alors trop grand. La solution consiste à introduire un quencher : il s'agit d'un gaz moléculaire qui va absorber les UV sans libérer d'électrons en réponse (quelques pourcents du mélange gazeux). L'ionisation reste alors localisée. Dans les TPC classiques, on met en général du méthane (CH_4) ou de l'isobutane (C_4H_{10}). Lors des expériences au futur ILC, on s'attend à un flux de neutrons important. Du fait de la très grande section efficace proton - neutron et de la cinématique de cette réaction, les neutrons seraient rapidement ralentis par les protons du quencher, qui seraient éjectés et ioniseraient le gaz. Le bruit de fond serait alors

d'une intensité inacceptable. C'est pourquoi le choix se porte plutôt actuellement sur un mélange $Ar - CF_4$. Un dernier paramètre important à prendre en compte est le phénomène d'attachement : les atomes très électronégatifs, comme l'oxygène ou le fluor, ont tendance à attacher facilement des électrons. En absorbant des électrons primaires, ce phénomène va à l'encontre de la détection des traces et doit donc être quantifié rigoureusement.

Les prototypes de taille réduite reprennent une électronique déjà utilisée dans d'autres TPC, comme celle de l'expérience STAR. Cependant, l'électronique du prototype final de TPC comportera deux millions de canaux par détecteur Micromegas. Se posent alors deux problèmes : il faut minimiser la quantité de matière (i.e. l'électronique) que va traverser une particule entre la TPC et le calorimètre électromagnétique ; il ne faut pas que l'électronique chauffe de manière trop importante car cela pourrait chauffer le gaz de la TPC et ajouter plus de matière pour le refroidissement. Ces problèmes ne sont à l'heure actuelle pas pris en compte.

Le tableau suivant résume le cahier des charges de la TPC pour l'ILC. Les coordonnées indiquées sont les coordonnées traditionnelles dans une géométrie cylindrique.

Nombre de points par trace	~ 200
Résolution ponctuelle	100 - 140 μm ($r - \phi$) $\sim 1 mm$ (z)
Séparation de deux traces contiguës	2 - 3 mm ($r - \phi$) $\sim 1 cm$ (z)
Résolution en moment (TPC seule)	$\sigma_{p_t}/p_t^2 \sim 2 \times 10^{-4} GeV^{-1}$
Résolution en dE/dx	4 - 5 %

FIG. 2 – Résumé du cahier des charges de la TPC pour l'International Linear Collider.

La TPC développée pour l'ILC est cylindrique (environ 5 m de long et 1.60 m de rayon), ce qui permet une grande couverture angulaire des jets. Pour être détectables, les électrons primaires sont multipliés par avalanche. Le gain de la multiplication et l'électronique étant linéaires, le signal mesuré est proportionnel au nombre d'électrons reçus dans une région du détecteur. La détection plane et la mesure du temps de dérive des électrons primaires permettent la reconstruction tridimensionnelle point par point de la trajectoire de la particule ionisante. Comme des particules de natures différentes mais d'égale impulsion produisent une quantité d'ionisation différente, la mesure de l'amplitude permet l'identification.

L'élément principal, le classique système de collection à fils des électrons primaires de dérive, doit être remplacé. En effet, une chambre à fils comme celle du LEP a 4 mm d'espacement entre les fils. Il s'agirait ici de mettre un fil tous les millimètres, ce qui est compliqué techniquement et augmenterait la fragilité du système de collection (si un fil casse, il court-circuite tous ceux de sa section, et une région entière de la TPC devient inutilisable). Comme

nous l'avons vu, il faut aussi s'affranchir au maximum des effets $\vec{E} \times \vec{B}$, très importants autour des fils. Enfin, il faut également limiter au maximum la remontée des ions créés lors de l'avalanche : leur dérive, beaucoup plus lente que celle des électrons, a lieu en sens inverse de ces derniers, ce qui engendre un champ électrique qui, en s'ajoutant au champ électrique de dérive, dévie les électrons primaires et perturbe la détection de la trace. C'est dans cette optique qu'a été développé le système de lecture Micromegas.

3 Le détecteur Micromegas

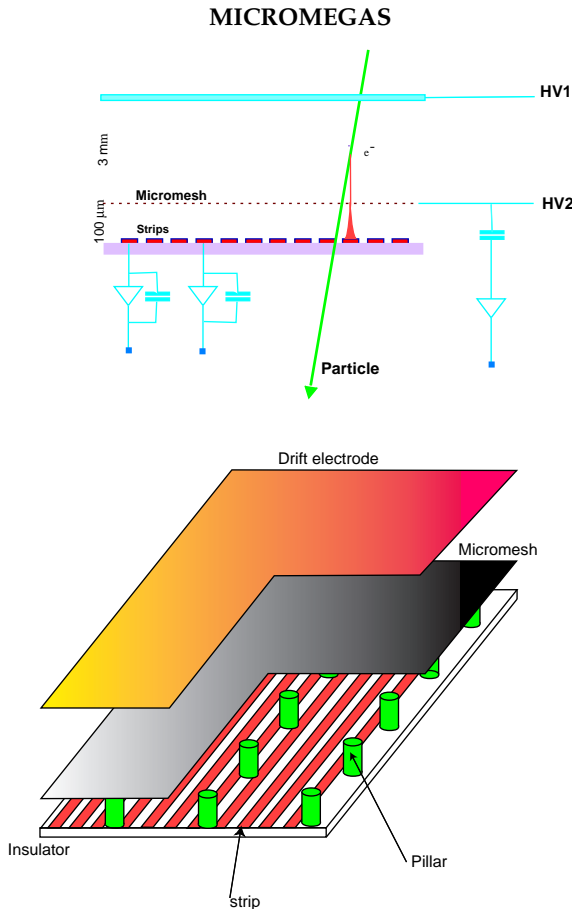


FIG. 3 – Schémas de structure et de fonctionnement du détecteur Micromegas.

Micromegas est un détecteur gazeux à micro-grille constitué de deux étages : l'étage de conversion et l'étage d'amplification séparés par une micro-grille métallique (au pas de $50 \mu m$ et d'épaisseur $5 \mu m$). L'espace de conversion est limité par l'électrode de dérive (la cathode) ; l'espace d'amplification, typiquement $50 - 100 \mu m$, est limité par l'anode constituée de micro-éléments en cuivre (pistes), de dimensions $2 mm \times 6 mm$. Dans chacune des deux régions règne un champ électrique uniforme : faible (de l'ordre de $200 V/cm$) dans l'espace de conversion et fort ($70 kV/cm$) dans l'espace d'amplification.

Lorsqu'une particule incidente traverse l'espace de conversion, elle y libère des électrons par ionisation. Les électrons dérivent vers la grille, sous l'action du champ électrique, passent à travers les trous de cette grille et sont multipliés par un processus d'avalanche qui crée de nombreuses paires électrons-ions dans l'espace d'amplification. Les électrons sont collectés par les pistes et la majorité des ions par la micro-grille. C'est le mouvement des électrons vers le plan de pistes et des ions vers la micro-grille induit le signal. L'amplification de ces signaux par des circuits électroniques adéquats permet leur détection.

4 Historique des tests

De 2000 à 2004, plusieurs séries de mesures de la remontée des ions, de gain et d'attachement, avec et sans champ magnétique ont été effectuées. Une étude a également été menée avec succès en 2002 quant à la stabilité en champ magnétique de ce système de détection.

Au cours des derniers mois, le détecteur a été testé dans une petite TPC ($50 cm$ de longueur, $50 cm$ de diamètre, 1024 canaux électronique) avec les traces laissées par des particules cosmiques. Il s'agissait d'une étude de faisabilité et de tests de performances.

En ce moment, plusieurs tests de résolution avec une feuille résistive sont en cours. L'un se déroule à l'université Carleton à Ottawa (Canada). Un second banc de test est en fin de préparation à l'IPN-Orsay avec une source de photoélectrons produits par un laser UV.

L'un des développements actuels est l'optimisation d'un nouveau procédé de fabrication des détecteurs Micromegas, dit bulk. Un support de cuivre où sont gravés les pads est recouvert d'une résine. Puis on place dessus une grille laminée, et on élimine la résine par un procédé de photolithographie. Cela permet de fabriquer un détecteur très rapidement (environ une demie-heure), pour un faible coût et une surface importante (environ $40 cm \times 40 cm$).

Enfin, de mai à octobre 2005, une série de tests avec faisceaux est prévue au KEK à Tsukuba (Japon). Le détecteur est actuellement en préparation. Les buts sont d'estimer les effets systématiques à haut flux et d'effets des ions pour connaître le comportement du détecteur dans un mode proche des conditions finales, de comparer les résultats avec les autres technologies concurrentes, et de travailler au sein d'une collaboration mondiale qui préfigure celle de l'ILC.

5 Propriétés et performances du détecteur

La variation très rapide de champ électrique entre l'espace de conversion et l'espace d'amplification crée un effet d'entonnoir au niveau des trous de la microgrille. Les électrons qui dérivent vers la grille la traversent tous, et entrent dans l'espace d'amplification. L'uniformité du champ électrique dans cet espace et le faible effet $\vec{E} \times \vec{B}$ (à

cause de la faible épaisseur de l'espace d'amplification), assurent une bonne stabilité dans le développement de l'avalanche. En conséquence, le détecteur peut travailler dans une très grande gamme d'amplification (jusqu'à des gains de quelques 10^6) avant le claquage.

Le signal induit sur les damiers (ou la grille) peut être détecté en mode intégré de type charge ou en mode rapide de type courant. Le signal en charge est principalement dû au mouvement des ions positifs vers la grille (~ 100 ns). Par contre, le signal en courant provient principalement du mouvement des électrons, car leur mobilité dans le gaz est de deux ordres de grandeur plus grande que celles des ions. Bien que très rapide (~ 1 ns), celui-ci reste détectable par les amplificateurs actuels, ce qui n'est pas le cas dans les détecteurs gazeux classiques à fils.

La mesure de la coordonnée z qui correspond à la direction des champs électrique et magnétique, se fait à partir de la mesure du temps de dérive. La particule incidente traverse un détecteur de micro-vertex au silicium, avant d'entrer dans la TPC. Le déplacement de la particule et l'ionisation étant considérés instantanés, le temps de dérive des électrons se calcule donc comme la différence du temps entre le signal de référence et le signal mesuré au niveau des damiers. La connaissance de la vitesse de dérive permet alors d'avoir la position z de la particule. Les coordonnées (r, ϕ) sont directement données par la position du damier ayant récolté le signal électrique.

En ce qui concerne la résolution spatiale sur le damier, elle est améliorée par le nombre d'électrons qui contribuent dans le signal. En effet, la résolution est divisée par la racine carré du nombre d'électrons primaires. Par exemple, on a : $\sigma = \frac{D_T \sqrt{z}}{\sqrt{N_{\text{electrons}} \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}} = 36.51 \mu\text{m}$, avec $D_T = 400 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ à $\vec{B} = \vec{0}$, $\omega\tau = 20$, $N_{\text{electrons}} = 30$ et $z = 1$ m. Encore faut-il que la largeur du damier soit du même ordre de grandeur, ce qui va beaucoup augmenter le nombre de canaux. Si l'étalement des électrons est inférieur à la largeur d'un damier, le signal peut alors être totalement récolté sur un seul damier, ce qui diminue fortement la résolution. Pour un damier de 2 mm de largeur, la résolution est : $\sigma = \frac{2}{\sqrt{12}} = 577 \mu\text{m}$, quel que soit le nombre d'électrons. Il faut donc augmenter la diffusion entre la micro-grille et le plan de damiers, d'où l'idée d'une feuille résistive qui étale la charge, ce qui permet la mesure sur 2 ou 3 électrodes. Plusieurs tests de résolution avec feuille résistive se déroulent actuellement à Carleton avec une grille de $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, un plan de 64 pistes de $2 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ et une source de rayons X. Il y a aussi un second test à l'IPN avec une source laser UV. On a atteint une résolution de $80 \mu\text{m}$. D'autres tests de résolutions ont été menés récemment avec des rayons cosmiques. On a essayé de reconstituer les particules cosmiques en sélectionnant celles qui sont verticales et d'impulsion supérieure à 2.5 GeV pour se débarrasser de la diffusion multiple. On a fait différentes mesures avec plusieurs mélanges de gaz. On a obtenu par exemple pour un mélange de gaz $Ar - CH_4$ à 5 % et dans un champ magnétique de 1 T, une résolution de $180 \mu\text{m}$. Sous le même champ magnétique et avec un mélange de gaz

$Ar - C_4H_{10}$ à 5 %, on a obtenu une résolution de $126 \mu\text{m}$. Donc on a bien besoin des feuilles résistives pour améliorer la résolution.

Ces tests ont été faits en sélectionnant des impulsions supérieure à 1.5 GeV pour éliminer la diffusion multiple. Ces résultats ont été trouvés avec des damiers de 1 mm et sous un champ magnétique de 1 T.

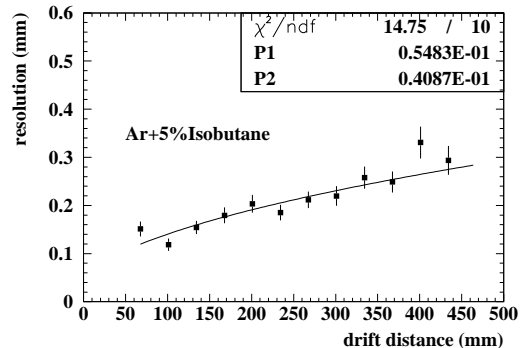


FIG. 4 – Résolution du détecteur Micromegas en fonction de la coordonnée longitudinale pour un mélange gazeux d' $Ar - C_4H_{10}$ à 5 %, sous 1 T de champ magnétique.

On peut voir que la résolution est liée à la diffusion pour le gaz $Ar - C_4H_{10}$ à 5 %. Dans ce cas l'épaisseur de la trace est $1240 \mu\text{m}$ qui est suffisante pour faire un barycentre.

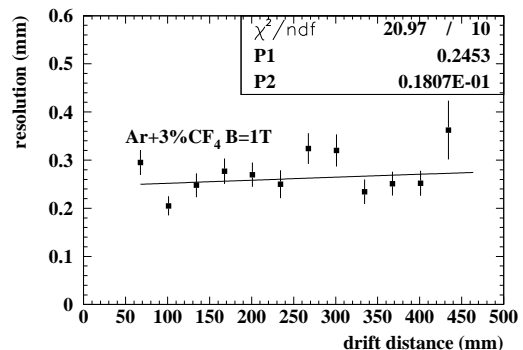


FIG. 5 – Résolution du détecteur Micromegas en fonction de la coordonnée longitudinale pour un mélange gazeux d' $Ar - CF_4$ à 3 %, sous 1 T de champ magnétique.

Pour le gaz $Ar - CF_4$, la résolution n'est pas limitée par la diffusion mais par la largeur du damier. On trouve une résolution de $244 \mu\text{m}$ pour un damier de 1 mm .

La micro-grille permet d'une part le passage de la totalité des électrons, créés dans l'espace de conversion par la particule incidente, vers l'espace d'amplification et d'autre part une collection rapide et efficace des ions qui remontent de l'anode.

6 La remontée des ions

Un des phénomènes importants intervenant dans les TPC est le retour des ions, c'est-à-dire la remontée dans l'espace de dérive des ions positifs créés lors des avalanches. Afin de ne pas créer d'effet de charge dans cet espace, il est souhaité qu'une grande partie des ions soit collecté par la micro-grille.

La différence de champ électrique entre la zone de dérive et la zone d'amplification est à l'origine du phénomène d'entonnoir.

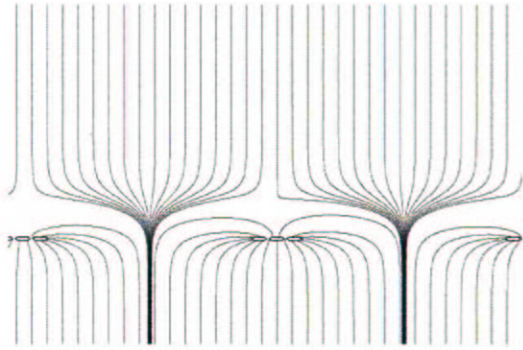


FIG. 6 – Lignes de champ de part et d'autres de la micro-grille.

Les ions qui vont remonter dans l'espace de dérive sont ceux qui vont être créés dans l'entonnoir, puisque à la différence des électrons, les ions suivent rigoureusement les lignes de champ. Grâce à la diffusion des électrons, qui vont dévier des lignes de champ, le phénomène d'avalanche se développe latéralement et une grande partie des ions créés va suivre des lignes de champ qui vont les amener à remonter vers la micro-grille. La remontée des ions dépend de E_a/E_d (E_a et E_d sont respectivement les champs électriques dans la zone d'amplification et dans la zone de dérive); quand E_a/E_d est grand, les ions remontent vers la grille plutôt que dans l'espace de dérive. Les effets de charge des ions dans l'espace de dérive sont supprimés. Toutefois d'autres paramètres sont également importants pour comprendre complètement le phénomène, tels que le pas de la grille (l) ou la diffusion transverse σ_t .

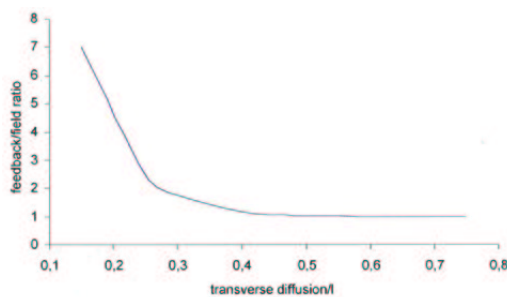


FIG. 7 – Retour des ions en fonction de σ_t/l .

D'après cette figure, il apparaît une valeur critique du rapport σ_t/l en dessous de laquelle la remontée des ions

est supérieure au rapport des champs. En conclusion, les calculs théoriques et les mesures nous montrent que pour avoir un retour des ions optimal, il faut que $\sigma_t/l \geq 0.5$ et que le rapport des champs soit le plus élevé possible. En choisissant un pas de la grille assez petit et en contrôlant le rapport des champs, on peut donc maîtriser ce phénomène et estimer le retour des ions à $2 - 3 \times 10^{-3}$. Enfin, des mesures faites à 2 T prouvent que le retour des ions est indépendant du champ magnétique.

7 Conclusion

Comme nous l'avons vu, la faible taille de la zone d'amplification (50 à 100 μm) permet une collection rapide du signal, ainsi qu'une limitation importante de la déviation due aux effets $\vec{E} \times \vec{B}$.

La géométrie particulière des lignes du champ électrique, dite en entonnoir, procure certains avantages. Ainsi, alors que la transparence optique d'une grille n'est que de 40 %, presque 100 % des électrons primaires la traverse et sont amplifiés. Cette géométrie permet également une évacuation rapide et efficace des ions.

Les récents développements liés à l'ajout d'une feuille résistive sur les pads laissent envisager pour le moment une résolution d'environ 80 μm . L'optimisation de cette technique pourrait permettre d'atteindre une résolution deux fois meilleure.

Grâce au procédé de fabrication en bulk, la construction de Micromegas semble aisée et peu coûteuse.

Micromegas est donc un détecteur présentant de nombreux avantages. Les tests prévus au cours des prochains mois au Japon permettront de mesurer la remontée des ions et la résolution du détecteur sous faisceau. Ils préfigurent la TPC finale à taille réelle.

Références

- [1] I. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P. Robert and G.Charpak, *Micromegas : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*, Nucl. Instr. and Meth. A 376 (1996) 29-35
- [2] Paul Colas, Ioannis Giomataris, Vincent Lepeltier, Michael Ronan, *First Tests of a Micromegas TPC in a Magnetic Field*, Nucl. Instr. and Meth. A 535 (2004) 181-185
- [3] Paul Colas, Ioannis Giomataris, Vincent Lepeltier, *Ion backflow in the Micromegas TPC for the future linear collider*, Nucl. Instr. and Meth. A 535 (2004) 226-230