Mise au point d'un détecteur de muons pour l'étalonnage de l'imageur de CAT

S. SANTRAN, DEA Instrumentation et Mesures
Directeur de stage : D.A. SMITH
21 Juin 1996

Remerciements

- Je remercie D.A. Smith pour ce stage trés enrichissant, passionant, et pour son dévouement total pour moi.
- Je remercie J. Québert pour m'avoir accueilli dans ce brillant et sympathique groupe de recherche.
- Je remercie Berry pour son aide précieuse au laboratoire.
- Je remercie C. Ghesquière pour l'aide remarquable qu'ils nous a donné quant à la construction et la mise au point du bidon à muons.

Couverture : Trajectoires de photons Čerenkov émis par un muon passant dans le bidon

Résumé

L'étude en astrophysique des phénomènes les plus violents de l'univers nécessitent d'autres instruments que ceux de l'astronomie “classique”. Ces instruments utilisent des techniques de physique nucléaire. Le but de l'expérience présentée ici est de mettre au point un détecteur de muons pour l'imageur de CAT (Čerenkov Array at Thémis). On trouvera dans ce rapport une étude sur les gains des photomultiplicateurs et une mesure du taux de muons relevée à Thémis.

Abstract

Studies of violent phenomena in the universe in astrophysics need to use other instruments than the ones used in ”classical” astronomy. These instruments use nuclear physics techniques. Here, the aim of the experiment is to develop a muon detector for the CAT (Čerenkov Array at Thémis) telescope. In this report we present a study of the phototube gain and a measurement of the muon rate at Themis.

Table des matières

1 Introduction

Les rayons cosmiques sont des particules de haute énergie qui se déplacent dans l'espace. Ils sont composés de particules stables élémentaires : protons, électrons, neutrinos et leurs antiparticules. On y trouve aussi tous les noyaux atomiques stables et radioactifs de durée de vie assez longue pour parcourir les distances galactiques, et enfin les rayons γ qui résultent de la décomposition des π_0 ($\pi_0 \rightarrow \gamma + \gamma$) produits dans les collisions nucléaires à haute énergie, et de collisions d'électrons de haute énergie avec les photons. Ce sont ces derniers qui permettent de faire de l'astronomie γ .

La gamme d'énergie du rayonnement cosmique observée s'étend de moins d'un keV à 10^{12} GeV [1]. Les rayons cosmiques qui arrivent au voisinage de la terre sont décelés soit de façon directe par leurs interactions avec un détecteur de particules (satellites et ballons), soit de façon indirecte par la détection des particules secondaires qu'ils produisent dans l'atmosphère terrestre (gerbes).

1.1 Les gerbes

Lorsqu'une particule cosmique pénètre dans l'atmosphère terrestre, elle entre en collision avec un noyau des constituants de l'air. Si celle-ci est un hadron, cette collision produit un certain nombre de particules secondaires qui elles même en génèrent d'autres; c'est la formation d'une Grande Gerbe de l'Air (figure page suivante). Cette gerbe comprend trois composantes : une hadronique (π^0, $\pi^\pm$ et p), une muonique ($\mu^\pm$) et une électromagnétique ($e^\pm$ et γ) qui fait l'objet d'étude en astronomie γ .

L'observation de ces gerbes se fait soit avec des détecteurs de particules au sol, soit par observation du rayonnement Čerenkov émis par les particules secondaires relativistes allant plus vite que la vitesse de la lumière dans l'air (c/n_{air}) [2].

Le but des expériences à Thémis est d'explorer la région inconnue du spectre entre 10 et 400 GeV en énergie de γ , soit à la limite de détection des satellites : l'expérience CAT devrait fonctionner au-delà de 200 GeV et CELESTE entre 20 et 200 GeV. A ces faibles énergies, l'utilisation de la technique "Čerenkov " est nécessaire, car les particules secondaires de la gerbe n'arrivent pas jusqu'au sol.

1.2 L'expérience CAT

L'expérience CAT [8] (Čerenkov Array at Thémis) est développée sur le site de Thémis (Pyrénnées Orientales) à partir des dispositifs THEMISTOCLE (18 miroirs de 0,5 m^2, seuil à 3 TeV) et ASGAT (7 miroirs de 38 m^2, seuil à 600 GeV) associant l'échantillonage du front d'onde. Cette expérience est complétée par un télescope pour l'imagerie Čerenkov dont le seuil devrait être de 200 GeV (Construction terminée en juillet 1996) [3].

La signature dans la caméra de l'imageur de CAT de la lumière Čerenkov d'un muon est un anneau ou une partie d'anneau dont la forme et l'intensité sont bien connues. L'étude de ces anneaux va servir à la calibration de l'ensemble miroir et photomultiplicateurs de l'imageur, à mesurer l'efficacité de déclenchement et à une caractérisation du bruit de fond dû aux muons. Pour signaler le passage de ces muons, des bidons à muons ont été construits. Dans la première partie de ce rapport seront étudiés quelques caractéristiques des photomultiplicateurs (PM) puis, dans la deuxième partie seront discutés les résultats sur la mesure du taux de muons effectuée à Thémis après une description du bidon.

2 Etudes de quelques caractéristiques du photomultiplicateur XP2020 en vue de la mise au point d'un détecteur de muons

Un photomultiplicateur (PM) est un tube électronique qui convertit par effet photoélectrique un rayonnement incident situé dans le domaine de longueurs d'onde s'étendant de l'UV à l'IR, en un signal électrique.

Ces éléments essentiels sont :

- une photocathode en bialkali (SbKCs) qui convertit les photons incidents en photoélectrons;
- une électrode de focalisation pour faire converger les photoélectrons sur la 1^{er} dynode;
- une électrode accélératrice;
- un multiplicateur d'électrons constitué d'électrodes servant à l'émission secondaire;
- une anode collectrice qui renvoie le signal de sortie.

La génération d'un signal électrique à partir du rayonnement se fait de la manière suivante : la haute tension entre la photocathode et la première dynode du PM donne à chaque électron l'énergie suffisante pour donner lieu à l'émission de plusieurs électrons secondaires (en moyenne 3 à 6). Ceux-ci sont accélérés vers une deuxième dynode et ainsi de suite jusqu'à la n^{me} dynode (12 pour le XP2020) où l'on récupère le signal [4]. Cela nous amène à définir une valeur importante pour un PM qui est le rapport entre le nombre d'électrons collectés par l'anode sur le nombre de photoélectrons produits par la photocathode. Cette quantité est le gain d'un PM.

2.1 Mesure du gain d'un PM

2.1.1 Technique de mesure

Au laboratoire, on a effectué des mesures de gains de deux XP2020 Philips qui sont le type de PM utilisé pour le bidon. Pour cela on utilise une chambre noire où l'on dispose nos PMs et notre source de lumière. Celle-ci est émise par une diode électroluminescente (LED) émettant en continue dans le domaine du visible (vert). Les signaux électriques (fig 2) sont traités par une électronique basée sur CAMAC qui est un standard utilisé pour l'acquisition des données (fig 1).

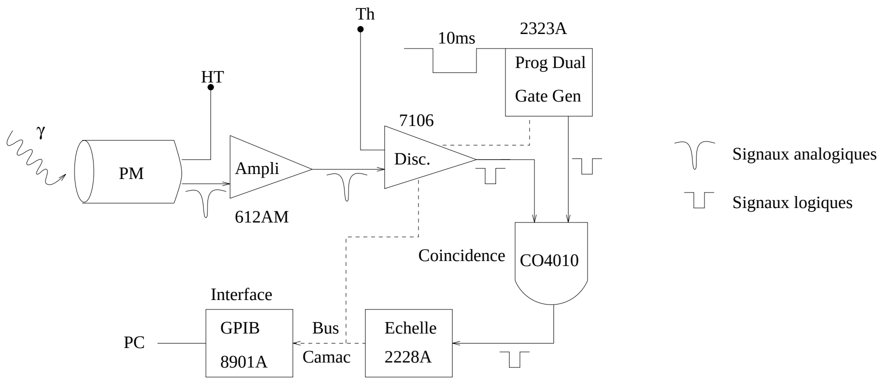

FIG. 1 - *Chaine électronique de mesure du gain du PM.*

Les modules prennent place dans un chassis CAMAC [10] (sauf les modules de coïncidence et d'amplification qui sont dans un chassis NIM) connecté à l'ordinateur par l'interface GPIB. Un programme écrit avec le logiciel d'acquisation LabWindows [11] permet de commander les modules de discrimination, de génération de portes logiques, de lecture de l'échelle et d'interface GPIB pour les transferts de données sur le PC.

Fonctionnement du programme [11] :

- initialisation de l'échelle de comptage;
- application d'un seuil V_s au discriminateur et attendre 2s pour sa stabilité;
- envoi de la durée programmée (10ms) dans le générateur de porte;
- lecture sur l'échelle du taux de comptage délivré par le discriminateur[1] moyenné sur la durée de la porte (10ms);
- division du taux par la durée de la porte pour l'avoir en hertz;
- écriture du taux en Hz et du seuil en mV dans un fichier de résultat;
- incrémentation du seuil de 2mV ($V_s \rightarrow V_s + 2$);
- retour à l'initialisation.

1. Le discriminateur fonctionne en front de montée et délivre une porte logique de largeur réglée à 40ns lorsque le signal d'entrée dépasse le seuil V_s.

On obtient le spectre du signal de l'anode du PM en taux de comptage (Hz) en fonction du seuil (mV) (fig 3).

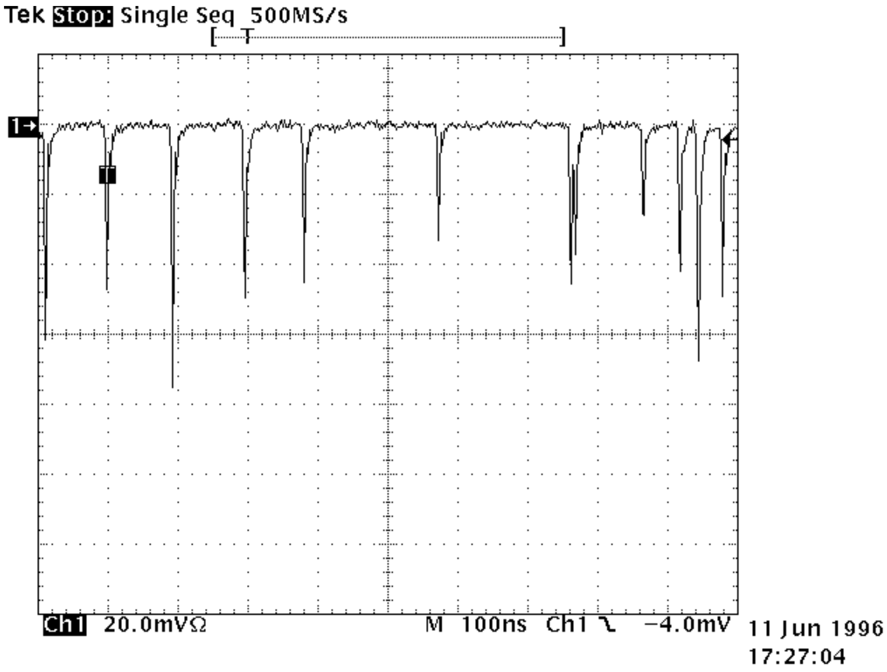

FIG. 2 - *Impulsions à la sortie d'un PM.*

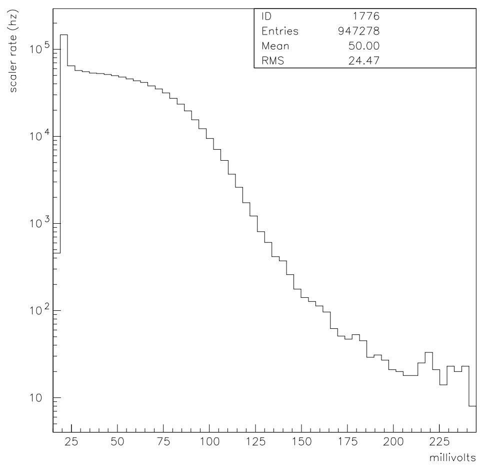

FIG. 3 - *Spectre intégral d'un XP2020 à 1900 V.*

Le spectre de la figure 3 comporte trois composantes : le "piédestal" du à l'amplificateur (seuil = 19-23 mV), le signal de l'anode (25 mV < seuil < 180 mV) et "l'after-pulse" [2]

2. L'after-pulse : ce sont des impulsions parasites qui peuvent apparaître à l'anode du PM à la suite du

(seuil > 180 mV).

Ce spectre est facilement explicable si l'on applique mentalement un seuil sur le signal de la figure 2. Pour un seuil de 20 mV, le discriminateur déclenche tout le temps; on a un fort taux de comptage. Pour un seuil supérieur à 20 mV, le discriminateur déclenche essentiellement sur les impulsions à un photoélectron, ce qui nous donne un taux de comptage stable. Au delà d'une certaine tension, le taux chute brutalement car on est au dessus des impulsions à un photoélectron, et comme on est à faible éclairement, les impulsions à 2, 3,... photoélectrons sont assez rares.

2.1.2 Calcul du gain

La différentiation de ce spectre fait apparaître le pic à un photoélectron (fig 4) dont le centroïde correspond à la hauteur d'un signal provenant de l'émission d'un photoélectron par la photocathode[3]. A l'aide du pic à un photoélectron, on peut écrire le gain du PM de la manière suivante : $G = \frac{Q}{eA}$ où Q est la charge totale du signal de l'anode et A le gain de l'amplificateur. En modélisant le signal du PM (fig 5) par un triangle de hauteur V et de largeur à mi-hauteur τ, la charge devient :

$$Q = \int i(t)dt = \frac{V\tau}{R} \qquad (R = 50\Omega)$$

$$\Rightarrow G = \frac{V\tau}{ReA} \qquad (\tau \sim 2 - 5ns)$$

où V est le seuil à un photoélectron.

Les gains des deux XP2020 ont été mesurés pour des tensions allant de 1700 à 2100 V (fig 6). Dans notre cas, il s'est avéré qu'à tension égale, un PM avait un gain environ 20 fois plus important que l'autre.

Il est aussi possible de mesurer le gain d'un PM à l'aide un codeur de charge ADC. Le codeur ADC intègre le signal du PM et nous avons pu avoir directement le spectre différentiel de celui-ci.

2.2 Utilisation des PMs en coïncidence

2.2.1 Montage

Deux PMs et une diode électroluminescente variable modulée à une fréquence variant de 50 Hz à 950 kHz sont placés dans la chambre noire. Le but de l'expérience est de mesurer la fréquence des impulsions de la LED, comme on le fera à Thémis pour les photons Čerenkov rayonnés par les muons.

Pour cela on utilise un circuit de coïncidence (fig 7). Il permet de réduire le bruit de fond inhérent à l'utilisation d'un seul PM en ne gardant que les évènements cohérents. Néanmoins, un certain nombre d'évènements non cohérents sont quand même comptés; ce sont les coïncidences fortuits.

---

signal utile qui leur a donné naissance.

3. Théoriquement, il serait possible d'observer les pics à 2, 3,... photoélectrons. Or l'expérience se déroule à faible éclairement pour plus de facilité. Cela entraine que la population de signaux à un phe$^-$ est beaucoup plus importante que les signaux à 2 ou 3 phe$^-$ pendant le même interval de temps.

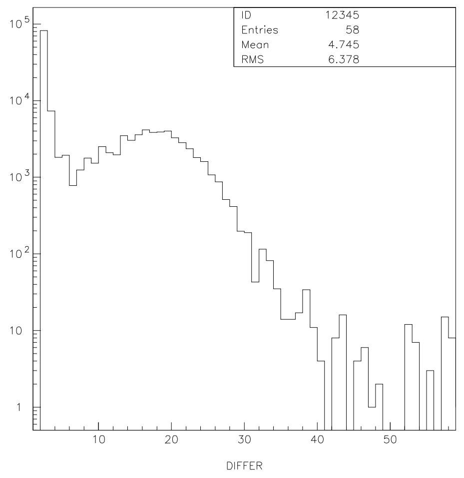

FIG. 4 - *Spectre différentiel du XP2020 à 1900 V; 1 canal = 2mV, piédestal = 2 canaux,* $V = (17 - 2) * 2 = 30mV$.

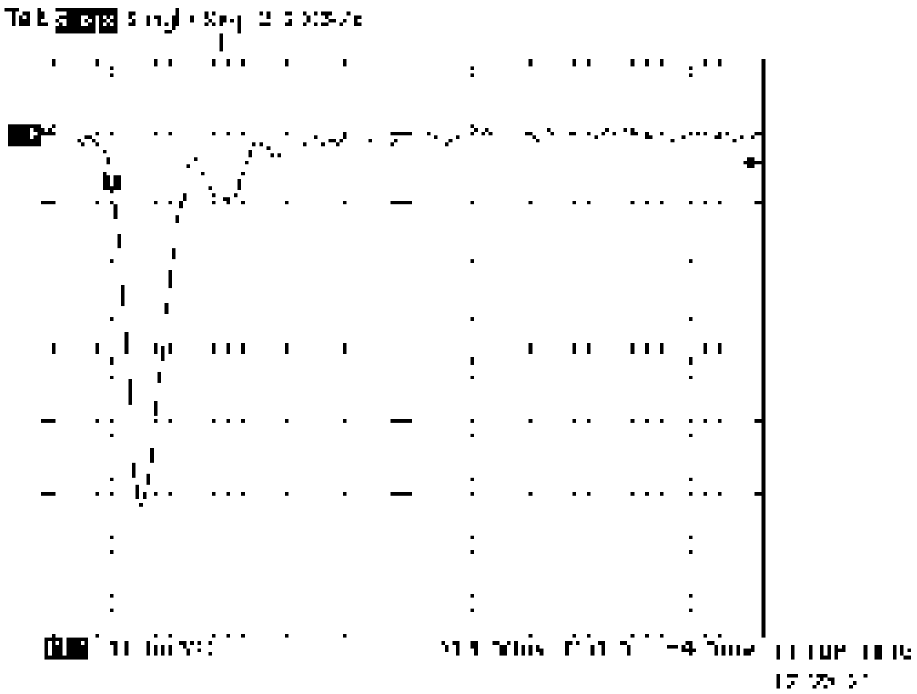

FIG. 5 - *Impulsion d'un photoélectron à la sortie d'un PM.*

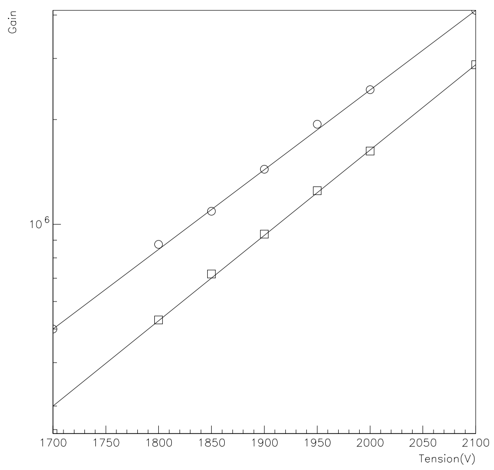

FIG. 6 - *Gains de deux PM en fonction de leur tension de fonctionnement.*

Dans notre cas, le nombre de coups aléatoires est égale à $2\, f_1\, f_2\, \tau$ où f_1 et f_2 sont les taux de comptage de chacun des PMs et τ est la largeur de la porte logique délivrée par le module de coïncidence.

Les deux signaux électriques délivrés simultanément par les PMs doivent arriver en même temps dans le circuit de coïncidence. Or, ce n'est pas le cas car les cables coaxiaux véhiculant les signaux des PMs n'ont pas la même longueur. On est donc obligé de rajouter un retard pour compenser cette différence de longueur. On peut déterminer ce retard en effectuant des mesures de taux de coïncidence à seuil fixé (fig 8). On obtient la valeur du retard quand les signaux arrivent en même temps c'est à dire quand le taux de comptage est maximum : retard = 61 ± 5 ns.

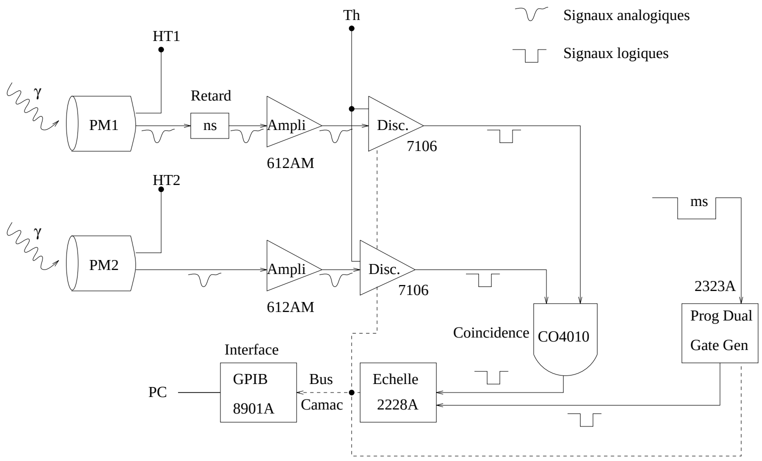

FIG. 7 - *Chaine électronique de mesure de coincidences utilisée au laboratoire.*

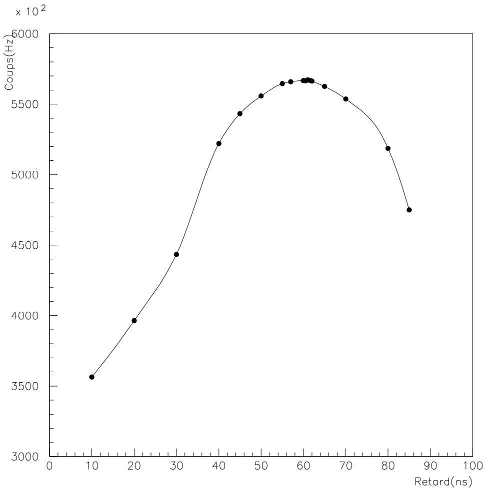

FIG. 8 - *Mesure du taux de coïncidence entre les deux signaux provenant des PM (seuil = 70 mV).*

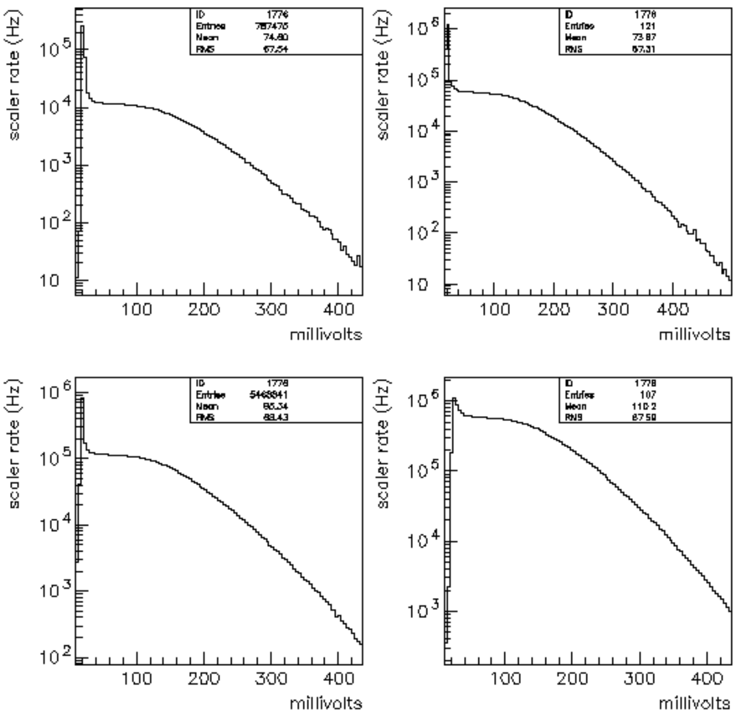

FIG. 9 - *Spectres intégrals du signal d'un PM pour des fréquences de 10, 50, 100 et 500 kHz.*

2.2.2 Mesure de la fréquence des impulsions de la LED

Des mesures de taux de coïncidence ont été effectuées pour des fréquences de la LED de 10, 50, 100 et 500 kHz (fig 9). Elles révèlent que le nombre de coups comptés par l'échelle est bien corrélé avec la fréquence de pulsation de la LED. Néanmoins, une étude plus détaillée de ces spectres fait apparaître un léger surplus de coups par rapport à la fréquence de pulsation. Cela est vraisemblablement dû à un effet capacitif de la LED qui allonge l'impulsion lumineuse. Ce phénomène n'aura plus aucune importance dans le cas des muons à cause de la brièveté des impulsions Čerenkov. Enfin, on pourra remarquer que la statistique s'améliore nettement pour des fréquences de pulsation élevées.

3 Taux de muons à Thémis

3.1 Les muons

Les muons sont le produit de la décroissance de pions chargés et dans une moindre mesure de kaons chargés.

$$\begin{array}{rcl} \pi^{\pm} & \longrightarrow & \mu^{\pm} + \nu_{\mu} \\ K^{\pm} & \longrightarrow & \mu^{\pm} + \nu_{\mu} \end{array}$$

Le seuil d'émission Čerenkov est donné par $\beta_{min} = 1/n$ où n est l'indice de réfraction de l'air [2]. A l'altitude de Thémis on a :

$$n = 1.000221 \;\Rightarrow\; \gamma_{min} = \frac{1}{\sqrt{1-(1/n)^2}} \sim 48 \quad (E_{\mu} = \gamma_{min} m_{\mu} c^2 = 5GeV)$$

Les muons sont des particules instables qui se désintègrent en électrons et positrons avec un temps de vie de 2,2 μs. La gerbe se formant à une altitude moyenne de 12 km, les muons ont le temps d'atteindre le sol avant de se désintégrer[4] même si l'on prend en compte leurs pertes d'énergie dans l'atmosphère.

3.2 Description du Bidon à muons

3.2.1 Construction du bidon

Il consiste en un cylindre fermé (chambre noire) de 2.2 m de haut et 0.9 m de diamètre. A l'intérieur se trouve deux miroirs paraboliques (de Thémistocle) et deux PMs placés à leurs foyers (fig 10).

Chaque miroir a un diamètre de 80 cm, une focale de 40.4 cm, une surface utile de 0.44 m^2 (compte tenu de l'ombre du PM et de son armature de support) et une réflectivité de 90% aux longueurs d'onde qui nous intéressent.

Le bidon a un poids totale d'environ 130 kg et sera fixé au contre-poids du télescope CAT par l'armature en aluminium (fig 11) [5].

4. Phénomène de dilatation du temps en relativité restreinte. $\gamma c \tau \sim 32\ km$

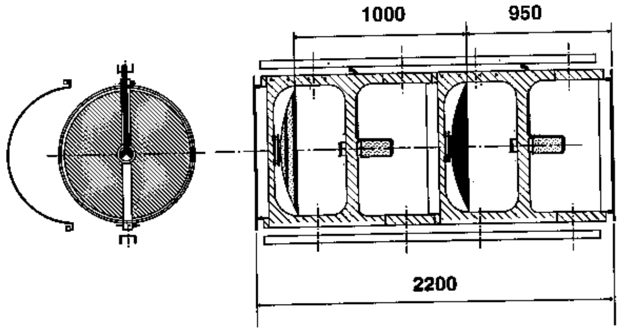

Fig. 10 - *Bidon à muons.*

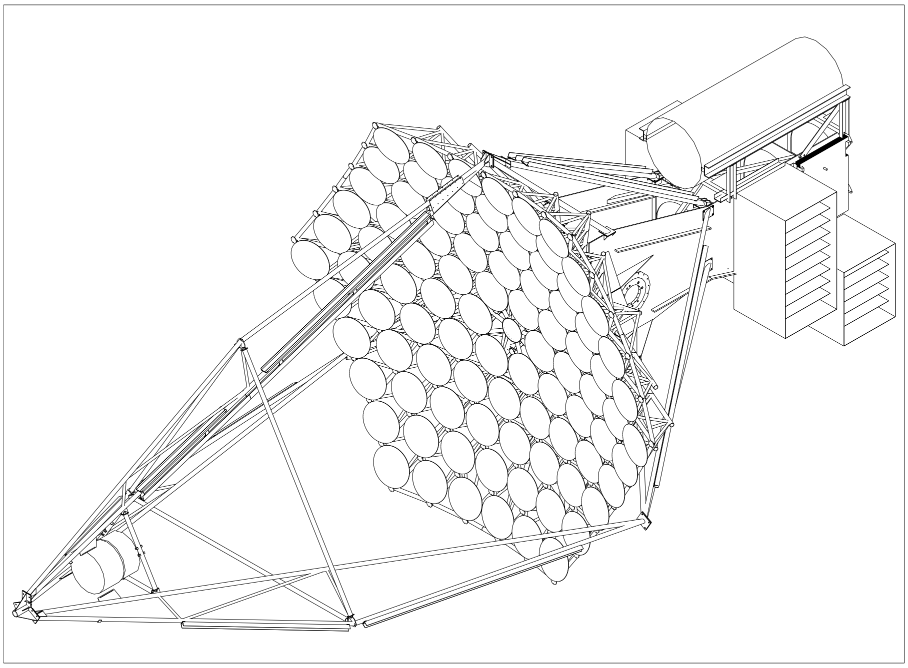

Fig. 11 - *Vu du télescope avec son bidon à muons.*

3.2.2 L'électronique

Elle est basée sur un chassis NIM qui prendra place dans le contre poids de CAT (fig 11). Le PM du haut du bidon est un XP2020Q neuf[5] avec une base amplificatrice qui a un piédestal de -20 mV. Le PM du bas est un vieux XP2020 de Thémistocle avec une base neutre (pas d'amplification du signal et piédestal à 0 mV). Les signaux des deux PM sont traités par un discriminateur à front de montée (délivrant des portes de 50 ns) puis mis en coïncidence (fig 12). A la sortie, une échelle de comptage permet de lire simultanément les taux de comptage (taux de simple) de chaque PM et le taux de coïncidence.

Pour la version finale du bidon, un module spéciale comprenant à la fois les parties discrimination et coïncidence, a été développé à l'université de Paris VI et Paris VII (Jussieu).

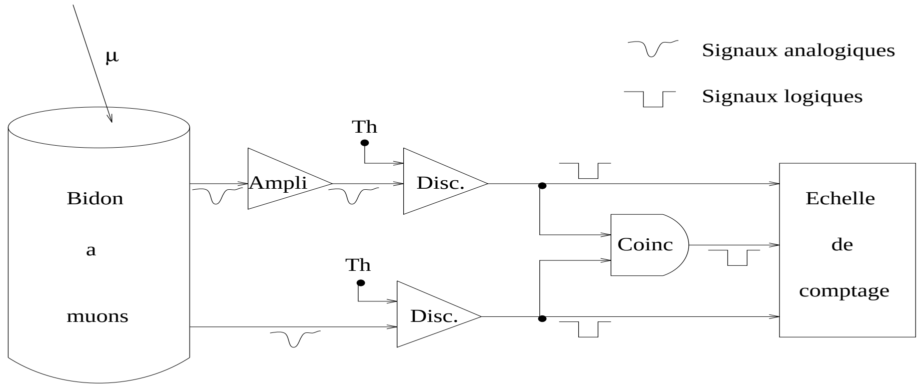

FIG. 12 - *Chaine électronique de mesure du taux de muons utilisée à Thémis.*

3.3 Mesure du taux de muons à Thémis

3.3.1 Réglage des seuils

Les tensions du 2020Q et du 2020 sont réglées respectivement à 1650 et 2350 V. La différence de tension est importante parce qu'un signal provient d'un PM neuf avec amplificateur et l'autre d'un vieux PM sans amplificateur.

Le réglage des seuils s'est effectué à l'aide d'un oscilloscope numérique. Il est réalisé grâce aux fuites de lumière dans le bidon qui procurent un faible éclairement. En déclenchant sur la voie 1, on mesure les hauteurs des impulsions de la voie 2 qui sont aléatoires et inversement. On obtient que le pic à un photoélectron se situe à -16.2 $\pm$ 7.7 mV pour le 2020 et -30.8 $\pm$ 14.8 mV pour le 2020Q (fig 13).

Dans le but d'avoir des seuils à 2 photoélectrons, on a réglé les canaux du discriminateur du 2020 et du 2020Q à respectivement -35 mV et -60 mV.

5. Le XP2020Q est plus efficace qu'un XP2020 car sa fenêtre d'entrée en quartz est plus transparente sur une plus grande gamme de longueurs d'onde

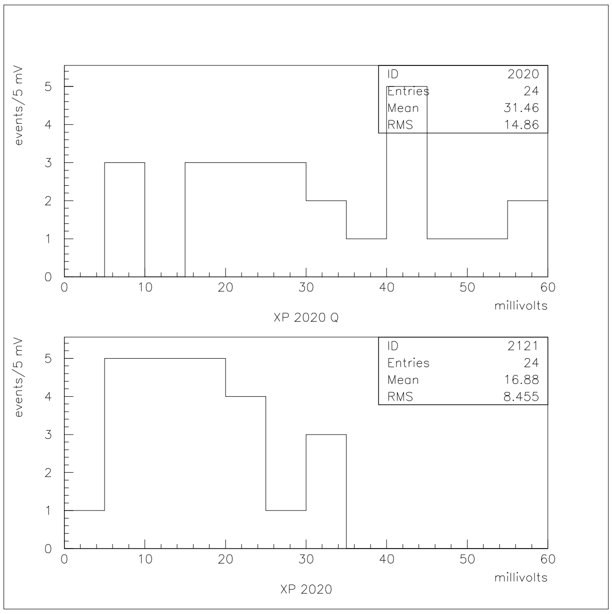

FIG. 13 - *Nombre d'impulsions comptés en fonction de leurs hauteurs par pas de 5 mV.*

3.3.2 Taux de muons

Les taux de simple mesurés du 2020 et du 2020Q sont respectivement de 2,8 kHz et 64 Hz. La fenêtre du module de coïncidence ayant une largeur de 50 ns, on en déduit un taux de fortuits de 64 coups à l'heure. Mais, ce taux est trés sensible aux fluctuations importantes des taux de simple en fonction de la luminosité de la salle (le bidon n'étant pas complètement étanche à la lumière) et des seuils du discriminateur. D'ailleurs, il est possible de l'éliminer complètement en augmentant encore les seuils.

Pendant une heure, nous avons compté les coïncidences et noté pour chacune d'elle le retard d'un signal d'un PM par rapport à l'autre dans les limites [-50ns,50ns] réglées sur l'oscilloscope numérique (fig 14). La figure 15 représente le nombre de coïncidences mesuré en fonction du retard. Sur les 261 coïncidences comptées au total, 134 ont un retard nul ou inférieur à 2 ns, 122 ont un retard non nul et 5 ont un retard inconnu. Donc, on peut penser que le pic de la figure 15 représente le signal des muons passant dans le bidon.

Mais, est ce bien des muons? Outre les muons, le spectre des particules pénétrantes de l'atmosphère [7] comporte aussi des électrons, des protons, des neutrons et des noyaux. Si la contribution des protons, des neutrons et des noyaux est négligeable, celle des électrons représente environ 10% du flux de muons (voir spectre des électrons en fonction de l'altitude en annexe). Donc notre taux de comptage dans le bidon est d'environ 120 muons/h.

4 Taux attendu de muons et discussion

4.1 Nombre de photoélectrons produit par un muon

L'énergie émise par rayonnement Čerenkov d'un muon relativiste est :

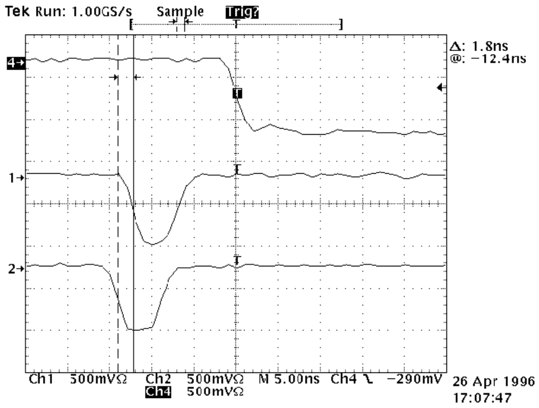

FIG. 14 - *Exemple de mesure d'un retard entre deux impulsions en coïncidence. Attention, sur ce graphe les impulsions ont une largeur de 5 ns alors que durant notre manipulation, on utilise des portes de 50 ns.*

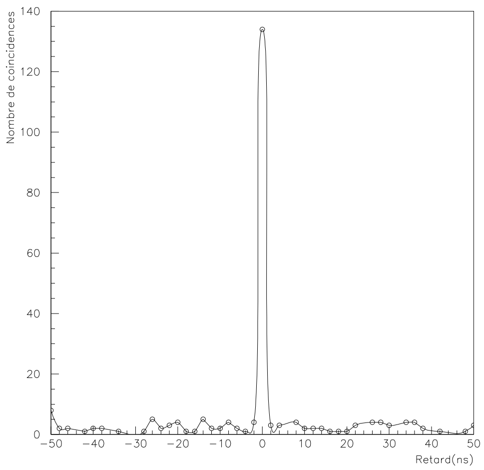

FIG. 15 - *Nombre de coïncidences en fonction du retard entre les deux signaux. Le pic des muons apparaît pour un retard nul.*

$$\frac{d^2E}{dxd\omega} = \frac{Z^2 r_0 m_0 c^2}{c^2} \sin^2\theta_c \omega \quad (Z=1)$$

où $r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$, m_0 est la masse du muon, $\theta_c = \cos^{-1}\frac{1}{\beta n}(\beta \to 1) \sim 20mrd$ est l'angle d'émission Čerenkov à l'altitude de Thémis, x est la distance parcourue par la particule et $\omega = 2\pi c/\lambda$ où λ est la longueur d'onde du rayonnement émis.

$$\Rightarrow \frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\alpha \sin^2\theta_c \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1\lambda_2}$$

où $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ et $200 < \lambda < 550nm$

$$N_\gamma = 58,4\ photons/m$$

Pour avoir le nombre de photoélectrons effectivements visibles par un PM, il faut convoluer cette valeur par l'efficacité quantique (QE), la réflectivité (R) du miroir et la distance parcourure (L) dans le bidon (fig 10). Celle du XP2020Q est de 20% et celle du XP2020 de 12% (fig 16). Le nombre de photoélectrons visibles par un PM est :

$$N_{phe^-} = N_\gamma \cdot L \cdot R \cdot QE$$

Comme le XP2020 utilisé à Thémis est un vieux PM, son efficacité a été comparée à un XP2020 en bon état. On a mesuré que la dégradation de la photocathode est au maximum de 16%. Nous prendrons une efficacité de 10% pour le XP2020.

Finalement, le nombre de photoélectrons produit par un muon et vu par chaque PM est de :

- XP2020Q : 11,1 phe^-
- XP2020 : 5,8 phe^-

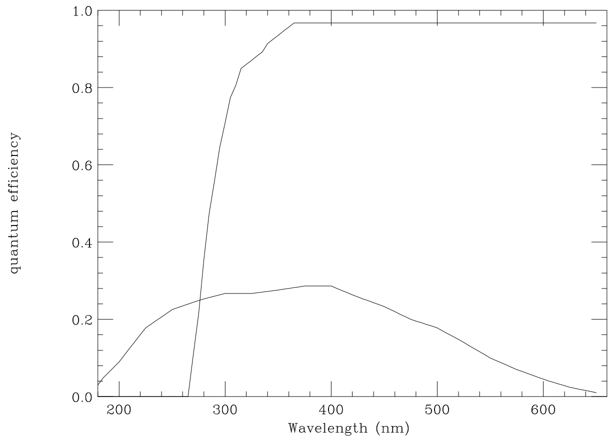

FIG. 16 - *Efficacité quantique de la photocathode bialkali du XP2020, et transmission du verre du PM.*

4.2 Taux de muons attendu dans le bidon

Le but de ce paragraphe est de calculer (connaissant le nombre de photoélectrons par muon que peut voir chaque PM) le nombre effectif de muons que peut détecter le bidon en une heure. Outre l'efficacité quantique des PMs (vu précédemment), ce taux dépend de deux paramètres qui sont la superficie du miroir, l'angle solide d'acceptance des PMs et les seuils appliqués au discriminateur. Tous ces paramètres sont intégrés dans le programme **flux.f** (voir annexe) qui calcule le taux de muons arrivant à Thémis [6] à partir de leur spectre différentiel au niveau de la mer donné dans la table en annexe [7]. Une interpolation linéaire du spectre a été effectuée pour avoir plus de précision aux énergies voisines de 5 GeV : Programme **diffinterpol.f** (voir annexe).

Dans la suite de ce paragraphe sera étudié le taux de muons en fonction des paramètres géométriques et électroniques du bidon. Tout cela afin de voir si le nombre de 120 muons par heure que nous avons mesuré expérimentalement est vérifié. La figure 17 nous montre le flux intégral de muons arrivant dans le bidon compte tenu de la géométrie de celui-ci.

4.2.1 Angle solide d'acceptance du bidon

La géométrie du bidon est la suivante : le diamètre des photocathodes des PMs est de 44 mm et la focale des miroirs est de 404 mm. Un calcul simple [7] donne une acceptance angulaire de 54,4 mrd soit un angle solide de 0,0093 sr. En faisant tourner le programme avec des seuils à deux photoélectrons et les mêmes efficacités quantiques que dans le paragraphe précédent, on obtient un taux de 356 muons/h. Ce qui est énorme par rapport à notre taux expérimental (120 muons/h).

On a recalculé l'angle solide d'acceptance du bidon en prenant en compte les aberrations des miroirs paraboliques. Pour cela, un programme de simulation en optique géométrique [9] a permis de calculer l'acceptance du bidon pour différentes parties d'un miroir. On a reporté sur un graphique le pourcentage de photons Čerenkov recueilli en fonction de l'angle d'incidence des muons par rapport à la normale (fig 18).

Les parties du mirroir étudiées sont :

- un carré de 2 cm de côté au centre du miroir (Center)
- un anneau, diamètre interne = 10cm, diamètre externe = 54cm (Medium)
- le miroir entier de diamètre 80cm (Mirror)
- la couronne externe, diamètre interne = 54cm (Outer)

L'acceptance angulaire du bidon est calculée pour une transmission de 50% des photons Čerenkov :

	Outer	Mirror	Medium	Center
Acceptance angulaire (mrd)	38,1	44,2	49,2	54,4

6. Le programme prend en compte un surplus sur le flux de muons de 50% à l'altitude de Thémis [6] par rapport au niveau de la mer. Les fluctuations gaussiennes sur les hauteurs des impulsions en sortie du PM ont été négligées, donc les taux donnés par le programme sont un peu plus forts qu'ils ne devraient l'être.

7. Acceptance (mrd) $A = tan\frac{r}{f}$, angle solide (sr) $d\Omega = \pi(\tan\frac{r}{f})^2$ où r est le rayon de la photocathode du PM et f la focale du miroir.

La vue de ce tableau nous indique clairement que les aberrations optiques sont plus importantes au bord du miroir qu'au centre. D'ailleurs, au centre du miroir, on retrouve la valeur de l'acceptance angulaire calculée. Statistiquement, on peut considérer qu'un muon tombe la plupart du temps dans la zone "Medium"; on prendra comme angle solide d'acceptance du bidon la valeur de 49 mrd.

Un calcul du taux de muons avec cette acceptance angulaire nous donne 290 muons/h ce qui est encore beaucoup. Il semble à priori qu'il puisse y avoir une dégradation plus importante de l'efficacité quantique de notre vieux 2020. Mais le plus probable est que l'on ne connait pas les gains de nos PMs, c'est à dire les seuils en photoélectrons que l'on régle sur le discriminateur (fig 13).

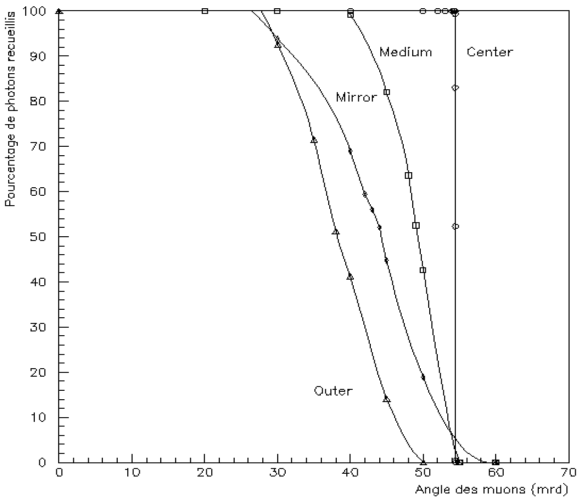

FIG. 17 - *Pourcentage de photons Čerenkov recueilli en fonction de l'angle d'incidence des muons pour différentes parties du miroir.*

4.2.2 Taux de muons en fonction des seuils

Afin de voir si l'on peut retrouver notre résultat expérimental, on a fait plusieurs runs du programme en fonction des seuils en photoélectrons du discriminateur. On conserve les efficacités quantiques et les réflectivités précédemment calculées, car ces paramètres ne varient pas beaucoup et n'ont pas de grandes influences sur le taux de muons. Les résultats sont les suivants :

Taux (muons/h)		Seuil du XP2020Q (phe^-)			
		2	3	4	5
Seuil	2	291	280	261	243
du XP2020	3	240	234	223	209
(phe^-)	4	184	181	175	165
	5	131	129	126	120

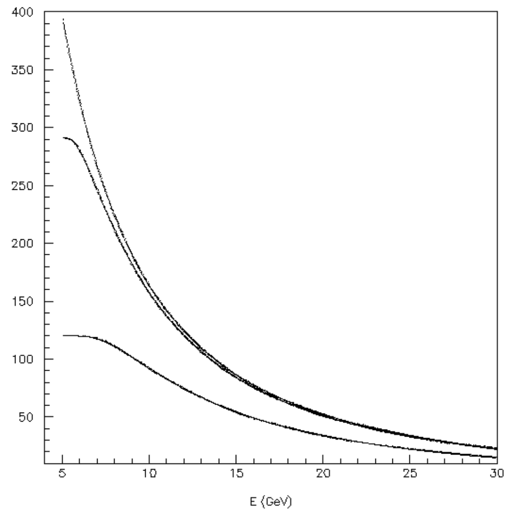

FIG. 18 - *Spectre du taux de muons par heure en fonction de l'énergie.*

Les taux de muons sont aussi tracés en fonction de l'énergie pour des seuils de deux et de cinq photoélectrons (fig 17).

Dans le programme, les fluctuations gaussiennes sur les hauteurs des impulsions en sortie des PMs ont été négligées, ce qui donne des taux un peu plus fort qu'ils ne devraient l'être dans la réalité. Malgré cela, il semble que l'on se soit trompé sur les gains de nos photomultiplicateurs. Ce n'est pas étonnant au regard des mesures des pics à un photoélectron effectuées avec trés peu de statistique (fig 13). Nos seuils supposés être réglés à deux photoélectrons pour les deux PMs semblent être égaux au moins à quatre photoélectrons.

5 Conclusion

Comme on vient de le voir une erreur dans les mesures de gains de nos photomultiplicateurs a entrainé que les seuils de notre discriminateur devaient être réglés à quatre photoélectrons au lieu de deux comme on le désirait initialement. De toute manière on vient de montrer ici que notre bidon à muons est capable de détecter ces particules efficacement (120 muons par heure) et c'est une bonne chose.

Pour une prochaine mesure, il sera indispensable de connaître assez précisemment les gains des photomultiplicateurs. Il est aussi nécessaire de reécrire un programme de calcul de taux de muons en y incluant les fluctuations gaussiennes par simulation Monte-Carlo.

Ce bidon sera trés utile pour la calibration du télescope de CAT et pour mesurer son efficacité de déclenchement quand l'imageur sera prèt à faire des observations en astronomie γ . Un deuxième bidon à muons placé à quelques mètres de l'imageur de CAT sera fixé au sol. Il sera utilisé pour l'étude des gerbes γ .

Références

[1] J. Procureur, Cours d'Astronomie γ du DEA de Physique, 1996

[2] A. Djannati, Thèse, Paris VII, LPNHE, *28*, 1995

[3] Rapport de projet sur CAT, 1993

[4] Photomultiplicateurs, Philips, 1990

[5] D.A. Smith, C. Ghesquière, Projet du bidon à muons, 1995

[6] R. Bellotti et al., A Measurement of the Negative Muon Spectrum between 0.3 and 40 GeV/c in the Atmosphere, Submitted to Journal of Geophysical Researches, 1995

[7] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, Physics Data, Cosmics Rays on Earth, Fachinformations-zentrum, Energie Physik Mathematik GmbH, Karlsruhe, **25-1**, 1984

[8] CAT sur internet : http://polhp5.in2p3.fr:8000/u1/data/www/cat.html

[9] Beam Optical Ray Tracer, Stellar Software, P.O. BOX 10183, Berkeley CA 94709 USA

[10] Nuclear Products Catalog, LeCroy Corporation Research Systems Division, 1989

[11] B. Giebels, Participation aux expériences de détection au sol de rayons γ cosmiques de trés haute énergie, Rapport de DEA, 1995

ANNEXES