

# Résumé

A la fin de l'année 2007 est prévu le démarrage du LHC, l'anneau de collision p-p installé au CERN, et de quatre expériences-ATAS, CMS, ALICE et LHC-b- qui utilisent son faisceau de particules.

ATLAS est un détecteur de 44 m le long pour un diamètre de 22 m de long qui étudiera, entre autre, le Higgs, ce boson en vogue qui donne la masse aux particules, les limites et extensions possibles du Modèle Standard, SUSY, la SuperSYmétrie qui prévoit l'unification des interactions fondamentales-faible, forte et électromagnétique- aux énergies dépassant les  $10^{16}$  GeV...

Depuis peu, une nouvelle théorie sur les neutrinos intéresse les physiciens des particules. Elle prédit une variation de leur masse en fonction de la densité de matière qu'ils traversent, comme la Terre dont les couches-le coeur, le manteau et la croûte-ont des compositions et densités de matière distinctes. Cette théorie suggère également une masse des neutrinos inversement proportionnelle à leur densité dans l'Univers, amenant une nouvelle explication à l'énergie noire.

ATLAS effectuera des prises de données sur les rayons cosmiques pendant ses trois premiers mois de mise en service et pourrait s'intéresser à l'étude de cette nouvelle théorie à travers l'interaction des neutrinos atmosphériques dans sa calorimétrie.

# Abstract

At the end of the year 2007 is provided the starting of the LHC, the collision p-p ring installed in CERN, and of four experiments-ATAS, CMS, ALICE and LHC-b- which use its beam.

ATLAS is a 44 m length and 22 m length diameter detector which will study Higgs, this boson which gives the mass to the particles, the limits and possible extensions of the Standard Model, SUSY, the SuperSYmmetry which provides the unification of the fundamental interactions-weak, strong and electromagnetic- around  $10^{16}$  GeV...

Recently, a new neutrinos theory interests the physicists of the particles. It predicts a variation of their mass according to the density of matter which they cross, like the Earth which has different compositions and densities of matter in it heart, coat and crust. This theory also suggests a mass of the neutrinos inversely proportional to their density in the Universe, bringing a new explanation to black energy.

ATLAS will take data on the cosmic rays during its first three months of startup and could be interested in the study of this new theory through the interaction of the atmospheric neutrinos in its calorimetry.

# Remerciements

Je tiens à remercier Pascal Debu pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, le LPNHE.

Je voudrais également remercier toutes les personnes de l'équipe ATLAS du LPNHE, qui m'ont montré bien plus qu'un travail d'équipe sur un projet en physique des particules. En assistant aux réunions de groupe, j'ai pu voir quelques nouveaux aspects de la science, qu'il s'agisse de l'activité des chercheurs ou bien du budget dont ils disposent pour une expérience.

En premier lieu, je tiens particulièrement à remercier M. Philippe Schwemling, mon responsable de stage, pour le dynamisme et la rigueur dont il a fait preuve. Il m'a permis de retirer autant de plaisir que de satisfaction dans mon travail, cherchant continuellement à exploiter mes capacités.

Je souhaite aussi remercier Frédéric Derue pour sa gentillesse et sa disponibilité, merci pour m'avoir souvent conseillé et sauvé de mes périples informatiques. Un grand merci à Didier Lacour pour la visite du CERN et d'ATLAS, un souvenir inoubliable....

Merci également à M. Vannucci pour ses nombreuses réponses (et disgrétions) sur les neutrinos. Enfin, je voudrais remercier Thomas Patzak, chercheur à l'APC, de relire ce rapport et de m'avoir dirigé vers Philippe Schwemling pour mon stage de M1.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Le Modèle Standard et le LHC</b>	<b>7</b>
1.1 Les particules élémentaires du MS . . . . .	7
1.1.1 Les fermions . . . . .	7
1.1.2 Les bosons de jauge . . . . .	8
1.2 La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs . . . . .	9
1.3 Les enjeux du LHC . . . . .	9
1.4 La géométrie d'ATLAS . . . . .	10
<b>2 Les neutrinos et ATLAS</b>	<b>16</b>
2.1 Au-delà du MS : l'oscillation des neutrinos . . . . .	16
2.2 Oscillation des neutrinos dans la matière et récentes théories . . . . .	18
2.3 Les possibilités d'ATLAS . . . . .	18
<b>3 Nuance et son application à notre projet</b>	<b>20</b>
3.1 La calorimétrie : quelles simplifications requises par Nuance ? . . . . .	20
3.2 Validité de nos hypothèses . . . . .	22
<b>4 Estimation du nombre d'interactions des neutrinos atmosphériques avec la calorimétrie d'ATLAS</b>	<b>24</b>
4.1 Les rayons cosmiques à l'origine des neutrinos atmosphériques . . . . .	24
4.2 Les sections efficaces . . . . .	25
4.3 Modèles des flux de neutrinos atmosphériques dans Nuance . . . . .	26
4.4 Efficacités de détection des différents sous-détecteurs de la calorimétrie . . . . .	27
4.5 Nombre d'événements attendus et incertitudes . . . . .	29
<b>5 Conclusion et perspectives</b>	<b>30</b>
5.1 Les limites physiques et techniques de la génération d'événements . . . . .	30
5.2 Les résultats de la simulation . . . . .	34
<b>Conclusion</b>	<b>36</b>
<b>6 Annexes</b>	<b>37</b>
6.1 Exemple d'une géométrie de détecteur accessible à Nuance . . . . .	37
6.2 Calcul du nombre d'événements attendus pour trois mois de prises de données . . . . .	38

6.3	Analyse des quelques données de la simulation . . . . .	40
-----	---	----

# Introduction

Tandis que les physiciens des particules attendent impatiemment le démarrage du LHC prévu pour la fin 2007 (Large Hadron Collider), le grand collisionneur de hadrons installé au CERN, une nouvelle théorie sur les neutrinos est en vogue. Quelques astrophysiciens et physiciens, parmi lesquels R. Fardon et D. Kaplan, ont récemment émis l'idée selon laquelle les neutrinos seraient à l'origine de l'énergie noire de l'Univers. Leur masse serait inversement proportionnelle à la densité de neutrinos présents dans l'Univers et dépendrait de la densité de matière qu'ils traversent, ajoutant un nouveau paramètre dans l'oscillation de ces particules mal connues. Parmi les quatre expériences qui utilisent l'anneau de collision proton-proton du LHC, qui emmagasine une énergie de 14 TeV dans le centre masse, se trouve ATLAS, un détecteur à l'allure cylindrique de 44 m de long pour un diamètre de 22 m. Son principal objectif est la recherche du Higgs, le boson qui dans le Modèle Standard (MS) est à l'origine de la brisure de symétrie de la théorie électro-faible et donne la masse aux autres particules. ATLAS étudiera également la SUPERSYMÉTRIE, qui prévoit l'unification des interactions fondamentales (la gravitation mise à part) à haute énergie (l'échelle de la « Grande Unification » se situe à des énergies au delà des  $10^{16}$  GeV), La physique des quarks de troisième génération b et t. Le LHC succédant au LEP, ATLAS réalisera aussi de nouvelles mesures sur les paramètres du MS afin d'en affiner les valeurs et explorer une physique au delà du MS. Or, pendant les trois premiers mois de mises en service du LHC, ATLAS effectuera des prises de données permanentes sur les rayons cosmiques, principalement constitués de protons qui, en interagissant avec les noyaux de l'atmosphère, engendrent des neutrinos atmosphériques. L'enjeu de ce stage est double :

- Comprendre s'il serait ou non possible de vérifier la théorie de variation de masse des neutrinos à travers leur interaction dans ATLAS et donc déterminer le nombre de ces interactions attendus pendant la période de trois mois.
- Vérifier si, une fois nos interactions simulées, les leptons engendrés par interaction des neutrinos sont bien détectés dans la calorimétrie d'ATLAS.

Après une brève description de la géométrie et des caractéristiques des sous-détecteurs d'ATLAS, nous aborderons le phénomène d'oscillation des neutrinos et l'impact du nouvel effet prédit par la théorie. Nous verrons ensuite quelles approximations sur la géométrie d'ATLAS ont été requises pour permettre au programme Nuance de générer nos interactions de neutrinos avec la matière contenue dans la calorimétrie d'ATLAS et quels calculs nous fournissent le nombre d'événements attendus pendant les trois mois de prises de don-

nées sur les rayons cosmiques. Finalement, nous comprendrons à travers ces chiffres et les calculs d'efficacité de reconstruction de la calorimétrie après simulation les limites d'un tel projet.

# Chapitre 1

## Le Modèle Standard et le LHC

Le modèle Standard (MS) est né dans les années 60 avec la compréhension de l'interaction électromagnétique et de l'électrodynamique quantique. Il s'agit d'une théorie comportant une description de l'interaction électrofaible et du mécanisme de Higgs, capable de décrire le comportement des particules élémentaires. Les prédictions de ce modèle maintes fois vérifiées par l'expérience ont su souligner sa justesse, bien que quelques failles, que nous énumérerons par la suite, aient conduit les physiciens vers une remise en question.

### 1.1 Les particules élémentaires du MS

Le MS scinde les particules élémentaires en deux catégories distinctes que sont les fermions élémentaires et les bosons de jauge. Les fermions sont caractérisés par un spin demi-entier et constituent la matière tandis que les bosons, qui ont un spin entier, véhiculent les interactions fondamentales : faible, forte et électromagnétique<sup>1</sup>.

#### 1.1.1 Les fermions

Les fermions (figure 1.1) se divisent en deux familles de particules :

- La première est composée de six leptons, répartis en trois couples : chaque couple est représenté par un lepton chargé et son neutrino associé :  $(e^-, \nu_e)$ ,  $(\mu^-, \nu_\mu)$  et  $(\tau^-, \nu_\tau)$ , l' $e^-$  étant le seul lepton chargé stable. A ces trois couples s'ajoutent bien sûr les trois couples constitués des anti-leptons.
- La seconde est composée de quarks, au nombre de six dans la nature (plus les six anti-quarks). Ils représentent la matière hadronique, divisée elle aussi en deux sous-familles : les mésons composés d'un couple  $q - \bar{q}$  et les baryons, composés de trois quarks. Les baryons et mésons les plus connus sont respectivement les protons et neutrons, et les  $\pi^\pm$  et  $\pi^0$ .

---

<sup>1</sup>La quatrième et dernière interaction fondamentale est la gravitation, dont le boson de jauge, nommé graviton, n'a encore jamais été observé directement.

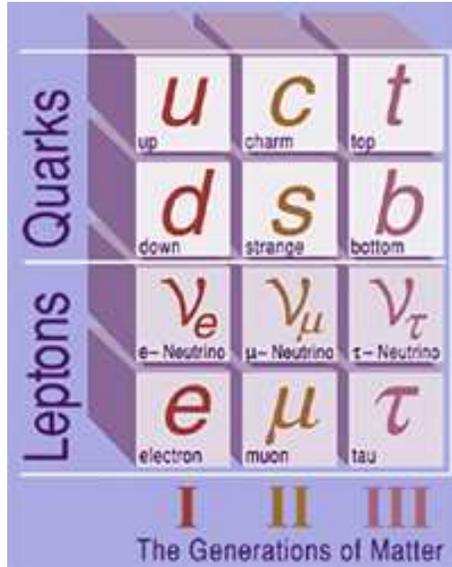


FIG. 1.1 – Schéma représentant les briques élémentaires du Modèle Standard : les 6 leptons et 6 quarks des trois générations

Les quarks sont la seule famille de particules à subir les trois interactions fondamentales, possédant la charge électrique de l'interaction électromagnétique, l'isospin faible de l'interaction faible et la couleur de l'interaction forte. Cette dernière est une analogie aux couleurs de notre spectre visible : elle peut être rouge, verte ou bleue. Une particule doit toujours avoir une couleur « blanche » (à cause de la liberté asymptotique) soit par exemple posséder un quark de couleur rouge, un autre de couleur verte et un dernier de couleur bleue dans le cas des baryons, ou un quark rouge et un anti-rouge dans le cas des mésons. Les leptons, par contre, ne subissent pas l'interaction forte. Les neutrinos, qui ont une charge nulle, sont également privés de l'interaction électromagnétique. Ils ne peuvent donc être sujets qu'à l'interaction faible, comme son nom l'indique de faible couplage, rendant la probabilité d'interaction des neutrinos avec la matière faible. Nous donnerons un ordre de grandeur de ces sections efficaces dans la partie consacrée à leur oscillation.

### 1.1.2 Les bosons de jauge

Les bosons véhiculent l'interaction entre deux particules :

- Le photon  $\gamma$ , de masse nulle, est le médiateur de l'interaction électromagnétique.
- Les  $W^\pm$  et le  $Z^0$  véhiculent l'interaction faible et sont assez massifs, impliquant une courte portée de l'interaction, de l'ordre de  $10^{-17} m$  (l'interaction EM a une portée infinie et son potentiel décroît en  $\frac{1}{r}$ ).
- Enfin, les 8 gluons véhiculent l'interaction forte et forment une sorte de « colle » au sein des hadrons, couplant les couleurs des quarks et des autres gluons entre elles. L'interaction forte possède également une faible portée, de l'ordre de  $10^{-15} m$ .

## 1.2 La théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs

Nous avons vu que les fermions élémentaires interagissent entre eux par l'intermédiaire des bosons de jauge. On les nomme ainsi car les interactions du MS dont ils sont les médiateurs reposent sur le concept d'invariance de jauge. L'électromagnétisme a été la première théorie de jauge, en obtenant une invariance locale de jauge grâce au champ vectoriel  $(V, \vec{A})$  véhiculé par le boson de masse nulle : le photon. En revanche, l'étude de l'interaction faible et les efforts pour lui donner le titre de théorie de jauge a nécessité une plus grande symétrie (en étendant  $U(1)$  à  $SU(2) \times U(1)$ ) et le mécanisme de Higgs. Puisque les trois bosons médiateurs de cette interaction sont assez massifs (leur masse avoisine les  $80\text{-}90 \text{ GeV}/c^2$ ), cela impose une brisure de symétrie, contraire au principe de théorie de jauge. Cependant, Higgs, en 1964, a proposé que la symétrie existe bel et bien mais qu'elle soit brisée pour une certaine échelle d'énergie, autorisant des bosons massifs mais incluant une plus grande symétrie. Le champ scalaire de Higgs a ainsi été introduit en tant que médiateur de la masse des particules, n'interagissant pas avec le photon (de masse nulle) mais fortement avec les bosons faibles.

## 1.3 Les enjeux du LHC

Le MS, qui repose sur un (trop!) grand nombre de constantes (17) présente tout de même des failles : par exemple, il ne peut expliquer la hiérarchie des masses existante entre les leptons (et les quarks) des trois générations. De même, le MS valide l'existence des trois saveurs de neutrino, chacun de ces leptons étant associé aux leptons chargés de chaque génération, mais ne se prononce pas sur leur masse.

Le MS n'explique pas non plus la victoire de la matière sur l'anti-matière dans l'Univers. En effet, peu après le Big Bang, matière et anti-matière devaient être présentes en proportions égales jusqu'à ce que survienne un déséquilibre inconnu qui fasse prédominer la matière.

De prochaines expériences vont tenter d'élucider ses failles, se penchant vers une physique des particules au-delà du modèle standard. A la fin de l'année 2007 est en effet prévu l'achèvement tant attendu de la construction du LHC (Large Hadron Collider) installé au CERN, à Genève, qui succède au LEP. Cet anneau de 27 km de circonférence générera des collisions proton-proton d'une énergie pouvant atteindre les 14 TeV dans le centre de masse. Quatre expériences utiliseront cet anneau :

- ATLAS et CMS, qui fonctionneront à la luminosité nominale ( $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) du LHC et étudieront les extensions du MS.
- ALICE qui s'intéressera à la formation de plasma quark-gluon dans les collisions d'ions lourds. Elle fonctionnera à une luminosité de  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

- LHC-B qui se consacrera à l'étude de la violation CP, fonctionnant à une luminosité de  $10^{27} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

ATLAS focalisera ses recherches sur la découverte du Higgs, mais également sur la mise en évidence de SUSY, la théorie de SUPERSYMÉTRIE, dont les sparticules pourraient représenter l'énergie noire et/ou la masse sombre. Il s'agit d'une extension du MS qui rassemble dans plusieurs mêmes multiplets les particules de matière et les quanta des interactions. Dans le cadre de l'extension minimale au MS, elle prévoit l'existence de 5 bosons de Higgs plus ou moins lourds, trois neutres et deux chargés. Même si SUSY prévoit l'existence de nombreuses particules, puisque celles connues refusent de s'associer deux à deux, elle ouvre la voie vers une unification des interactions électromagnétique, faible et forte à des énergies atteignant les  $10^{16}$  GeV (échelle de la Grande Unification).

## 1.4 La géométrie d'ATLAS

ATLAS est un système de détecteurs de forme cylindrique dont les éléments (sous-détecteurs) sont empilés en « couches d'oignon » autour du point de collision p-p du LHC. Ce gigantesque cylindre de 44 m de long, pour un diamètre de 22 m et dont la masse dépasse les 7000 tonnes, réunit plus de 150 instituts du monde pour un coût de construction s'élevant à 310 millions d'euros. Les différents sous-détecteurs s'organisent de la façon

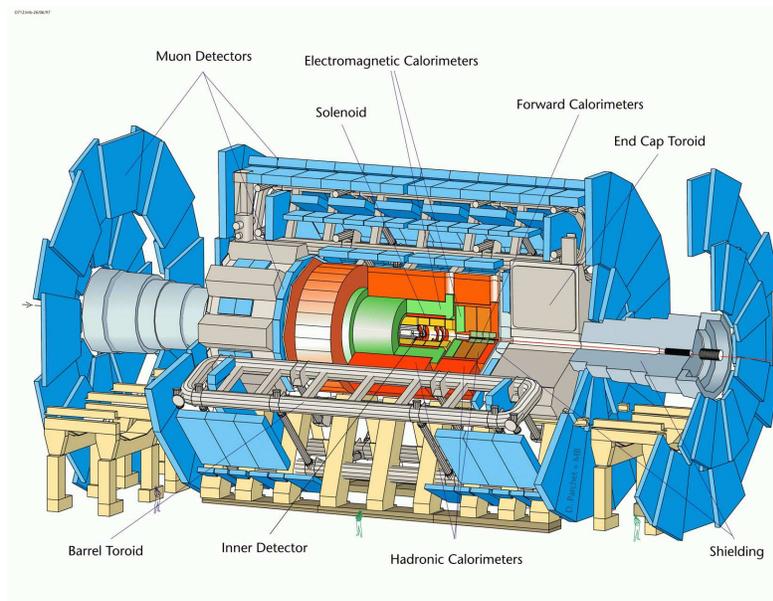


FIG. 1.2 – Vue d'ensemble du système de détecteurs ATLAS : la forme cylindrique suggère l'empilement en couches d' « oignon » des sous-détecteurs

suivante : en son centre se trouve classiquement le détecteur interne ID (Inner Detector), entouré par le calorimètre électromagnétique (EM) puis le calorimètre hadronique. Des bobines toroïdales sont également présentes, et le spectromètre à muons constitue la couche la plus externe.

**Le détecteur interne,** nommé aussi détecteur de trace, est séparé en trois compartiments, et a pour dimensions un diamètre de 2,3 m pour une longueur de 7 m. Il est placé dans un solénoïde supraconducteur qui crée un champ magnétique axial de 2 Tesla. Il renferme le point d'interaction des protons du LHC et mesure la quantité de mouvement des particules chargées, à l'intérieur duquel le Higgs devrait être produit. Etant donnée l'importante masse de ce boson<sup>2</sup>, sa découverte ne pourra se faire qu'à travers la reconstruction des produits de désintégration de ces propres produits de désintégration, parmi lesquels se trouveraient les six couples de leptons et d'anti-leptons.

Outre une bonne détection et reconstruction de la trajectoire des particules chargées, ses caractéristiques sont l'identification des e- avec une bonne efficacité (afin de les différencier des photons et particules hadroniques) et une bonne mesure de la position des vertex. En effet, l'identification des e- est essentielle car la couche suivante d'ATLAS est le calorimètre EM et plus la quantité de matière traversée par les électrons et photons est importante, plus l'annihilation des photons dans la matière en une paire électron-positron est favorisée, ainsi que l'émission de rayonnement de freinage, i.e perte d'énergie des électrons par émission d'un photon. Cette perte d'énergie rend alors plus complexe la reconstruction des particules chargées et dégrade les performances du calorimètre EM dont l'utilité première est la mesure d'énergie et de la direction des gerbes électromagnétiques qui s'y forment. Le détecteur interne pourrait aussi étudier les particules de courte durée de vie comme le lepton  $\tau$  ou encore les hadrons contenant les quarks b ou c.

**Le calorimètre EM** Le ID est entouré par le calorimètre EM, lequel précède le calorimètre hadronique (comme représenté sur la figure 1.4), plus volumineux car sa taille est régie par la longueur d'absorption nucléaire qui est plus importante que la longueur de radiation des e-.

Le calorimètre EM est un détecteur composé de trois éléments majeurs que sont :

- La partie centrale en forme de tonneau, ou barrel, d'un rayon interne  $R_{int} = 1,5 m$  pour un rayon externe  $R_{ext} = 2,03 m$  et une demi-longueur de  $\frac{l}{2} = 3,2 m$ .
- Les deux parties avant que sont les bouchons ou EM End Cap, d'un rayon externe  $R_{ext} = 2,03 m$  pour une longueur de  $l = 0,512 m$  chacun.

Il s'agit d'un détecteur à échantillonnage qui est fait de l'alternance de plaques de Plomb, dites absorbeurs, entre lesquelles se trouvent des électrodes et des couches d'Argon liquide. Les plaques de Plomb constituent le milieu passif du détecteur et permettent un freinage (perte d'énergie) des particules chargées issues des collisions proton-proton, qui vont ensuite ioniser l'Argon liquide soumis au champ électrique (la différence de potentiel entre les plaques de plomb reliées à la masse et électrodes est de l'ordre de 2000 Volts),

---

<sup>2</sup>Pour une valeur centrale de la masse du Higgs  $m_{Higgs} \approx 300 GeV$ , celle-ci pouvant théoriquement prendre des valeurs comprises entre 60 et 1000 GeV, le principe d'incertitude d'Heisenberg  $\Delta E \Delta t \approx \hbar$  lui impose un temps de vie :  $\Delta t \approx \frac{6,62 \cdot 10^{-27} MeV}{300 \cdot 10^3 MeV} \approx 2 \cdot 10^{-27} s$ , soit un temps 1000 fois plus court que la durée vie des particules se désintégrant par interaction forte, laissant une trace de son existence au mieux de l'ordre du millimètre dans l'ID

généralisant les gerbes EM attendues.

Il est intéressant de remarquer que les 1024 plaques absorbantes qui constituent le barrel

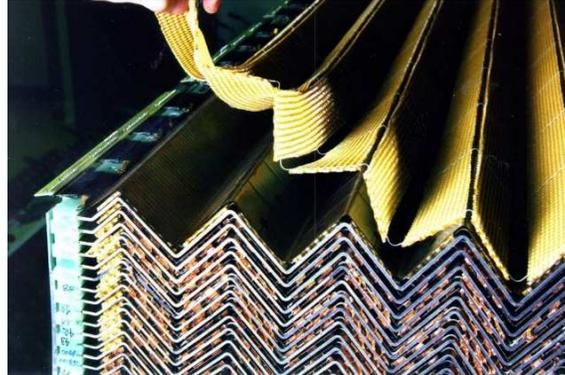


FIG. 1.3 – Photo de l’empilement en forme d’« accordéon » des plaques de Plomb du barrel EM, recouvertes d’acier Inox et séparées par des électrodes baignant (pas encore !) dans l’Argon liquide

sont empilées radialement et que l’ensemble plaques + électrodes a une forme ondulée, ou comme les physiciens d’ATLAS aiment à la désigner une forme d’ « accordéon ». En fait, cet étonnant empilement, combiné à l’utilisation d’Argon sous forme liquide, présente des avantages certains :

- l’espacement entre les plaques de plomb et les électrodes est constant selon la composante radiale et longitudinale, d’où une « facilité » accrue pour les mesures.
- Cette forme ondulée permet, outre une uniformité et une herméticité du calorimètre, un minimum de câblage et une lecture de l’ensemble des électrodes par des cartes disposées sur les rayons interne et externe du barrel.
- Cette forme ondulée assure une bonne stabilité et solidité de la structure ainsi qu’une herméticité azimutale totale, essentielle à la mesure de l’énergie transverse. Les plaques de Plomb, d’une épaisseur moyenne  $e_{Pb} = 1,33 \text{ mm}$  sont d’ailleurs renforcées par de fines couches d’acier inoxydable prévues à cet effet.

l’Argon n’existe cependant pas sous sa phase liquide dans des conditions normales de température et de pression mais nécessite au contraire la présence de nombreux cryostats capables de le refroidir (et le liquéfier) à 89,3 K sous une pression de 1,3 atm.

Le calorimètre EM est enfermé dans un cryostat de rayon interne  $R_{int} = 1,15 \text{ m}$  pour un rayon externe  $R_{ext} = 2,26 \text{ m}$  et une demi-longueur  $\frac{l}{2} = 3,45 \text{ m}$ .

Les End Cap sont également constitués d’une alternance de plaques de Plomb et gap d’Argon liquide comportant trois électrodes, mais l’espacement entre ces dernières et les plaques absorbantes n’est plus constant selon la composante radiale, au contraire, elle varie en fonction du rayon.

L'objectif premier du calorimètre EM est l'observation du boson de Higgs dans les canaux :

$$H^0 \rightarrow \gamma \gamma \text{ et } H^0 \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow 4e^\pm$$

L'étude de ces canaux est tributaire de la résolution en énergie paramétrée de la façon suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + \frac{b}{E} + c$$

Où  $a$  représente le terme d'échantillonnage (ou terme stochastique) relié aux fluctuations statistiques du développement de la gerbe EM dans l'Ar liquide.

$b$  est le terme de bruit, principalement dû au propre bruit de l'électronique et aux effets d'empilements d'événements via des collisions parasites (nous reparlerons de l'importance de cet effet dans notre projet).  $b \approx 300 \text{ MeV}$  à basse luminosité et peut atteindre 500 MeV à haute luminosité (on ajoute des événements parasites).

Enfin,  $c$  est un terme constant de résolution du calorimètre EM qui dépend de l'herméticité du détecteur (absence de fuite au bilan calorimétrique), de l'uniformité électronique, de l'homogénéité de la structure mécanique (tel l'épaisseur des gaps d'Argon liquide) et aux effets dû à la matière en amont (Le LHC produit  $10^5$  fois plus de jets hadroniques que d'électrons isolés). Cette caractéristique de la non uniformité du calorimètre doit toujours être inférieure à 0,7% et est actuellement estimée à 0,6%.

**Le calorimètre hadronique**, plus volumineux, détecte les gerbes et les jets hadroniques, permet la mesure de l'énergie transverse manquante, la reconstruction des jets et la détermination de leur énergie et l'identification des particules.

Il est constitué d'un calorimètre central à tuiles scintillantes (plastiques) insérées dans des blocs de fer, d'où son nom de TileCal (Tile Calorimeter) et de deux bouchons HEC (hadronic End Cap). Le TileCal est lui-même composé d'un barrel central, d'un rayon interne  $R_{int} = 2,28 \text{ m}$  pour un rayon externe  $R_{ext} = 4,25 \text{ m}$  et une longueur  $l = 5,64 \text{ m}$ , entouré de deux « extended barrel » (le gap les séparant est de 60 cm) de 2,65 m de long. Sur les plaques (d'une épaisseur de 14 mm) des blocs de Fer, qui constituent la partie passive, sont insérées les tuiles scintillantes qui ont une épaisseur de 3 mm et la forme d'un trapèze. Elles existent sous 11 coupes différentes, variant ainsi de surface et de volume. Environ 46000 tuiles, d'un volume moyen  $V_{moy} = 1,194 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3$ , sont contenues dans TileCal, pour un poids total de 58,5 tonnes.

Les HEC sont quant à eux constitués de Cuivre et le milieu actif est une fois de plus de l'Argon liquide, plaçant ses bouchons dans le même cryostat que celui contenant ceux de la partie EM. Les bouchons sont constitués de deux roues :

- La plus proche du point de collision a une longueur  $l = 816,5 \text{ mm}$ , ses 25 plaques de Cuivre ont une épaisseur  $e_{Cu} = 25 \text{ mm}$  et sont séparées par des gaps d'Argon de 8,5 mm (trois électrodes et 4 gaps d'Argon de 1,194 mm séparent en réalité deux plaques de Cuivres).
- La plus éloignée a une longueur  $l = 969 \text{ mm}$  et ne contient plus que 17 plaques de Cuivre pour une épaisseur cependant doublée.

La figure 1.4 résume la position des différents éléments de la calorimétrie, les barrels et leurs bouchons qui entourent le point de collision p-p. Nous considérerons par la suite que

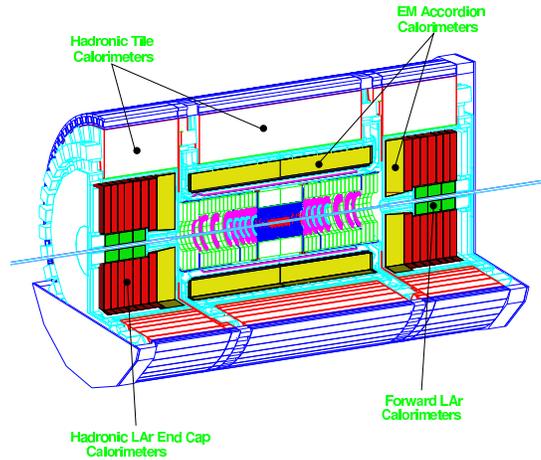


FIG. 1.4 – Coupe transversale de la partie calorimétrie

ces deux roues ont même rayon externe que la partie EM et que leur rayon interne est nul, comme pour les EM End Cap, alors qu'en réalité le faisceau de protons traverse ceux-ci<sup>3</sup>. Les performances attendues pour le calorimètre hadronique sont, outre une bonne résolution de l'énergie, une bonne capacité à fournir des informations précises sur l'énergie transverse manquante  $E_T^m$  qui joue un rôle important dans le processus faisant intervenir les particules supersymétriques et les bosons de Higgs lourds se désintégrant en  $\tau$  ou  $\nu$ .

**Les bobines supraconductrices et le spectromètre à muons** constituent la couche la plus externe d'ATLAS. Le spectromètre à muons a pour fonction de reconstruire la trajectoire des  $\mu^\pm$  qui le traversent en interagissant peu avec la matière. Les chambres à dérives donnent une trace de leur passage et permettent une mesure de l'impulsion de ces leptons, avec une bonne précision, par la courbure de leur trajectoire du fait de la présence d'un champ magnétique. Le spectromètre est également utile au déclenchement du système d'acquisition pour les événements muon, toujours dans l'optique d'éviter l'effet d'empilement de données par des événements parasites. Le champ magnétique est généré par quelques bobines toroïdales supraconductrices, au nombre de 8 dans la partie centrale, d'une longueur de 25 m pour des rayons interne et externe (resp.)  $R_{int} = 4,7 m$  et  $R_{ext} = 9,4 m$ , et 8 à l'avant du détecteur de 5 m de long pour des rayons interne et externe (resp.)  $R_{int} = 82,5 cm$  et  $R_{ext} = 5,35 m$ . Les caractéristiques de ce sous-détecteur sont :

- Une efficacité de reconstruction des muons atteignant les 97% (rapport du nombre d'événements reconstruits sur le nombre réel de muons ayant traversé les chambres).

<sup>3</sup>La figure 1.4 montre également la présence des Forward LAr Calorimeters précédant les bouchons. Leur milieu passif est le tungstène qui présente une longueur d'interaction deux fois plus faible que celle du Cu et réduit ainsi l'étalement des gerbes. Nous négligerons leur présence, leurs objectifs s'éloignant assez du notre et leur masse ne représentant qu'une faible fraction de la masse de la partie calorimétrique

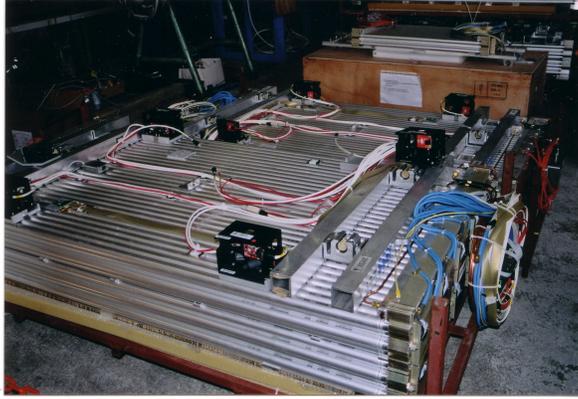


FIG. 1.5 – Photo des chambres (à dérive) qui constituent le spectromètre à muons

- Une faible probabilité de se tromper de « signe », i.e de confondre les muons avec leur anti-particule, de 1 à 2%, et pouvant atteindre au pire 4% pour les grandes impulsions.
- Une résolution de l'impulsion transverse de 2 à 3% quoique pouvant atteindre les 11% pour des impulsions de l'ordre du TeV.

# Chapitre 2

## Les neutrinos et ATLAS

Bien qu'ATLAS se concentre sur l'étude des extensions possibles du MS, pendant les trois premiers mois de fonctionnement devraient être prises des données sur les rayons cosmiques. Notre projet est de profiter de ces prises de données permanentes pour s'intéresser aux neutrinos atmosphériques issus de l'interaction de ces rayons cosmiques avec l'atmosphère.

### 2.1 Au-delà du MS : l'oscillation des neutrinos

Les neutrinos, connus comme les leptons neutres du MS, existent sous trois saveurs : électronique, muonique et tauonique. Bien que le MS prédise leur existence, il ne donne aucune information sur leur masse, amenant les physiciens à la considérer nulle. Or, l'expérience SuperKamiokande (un cylindre remplie de 50 ktonnes d'eau enfoui sous 1 km de roche) s'est intéressée aux flux de neutrinos atmosphériques, l'atmosphère ne produisant que des neutrinos de saveur muonique. Comme les neutrinos ne subissent que l'interaction faible, leur section efficace est si faible qu'ils ont une chance sur deux de traverser quelques centaines d'années-lumière d'eau sans interagir avec la matière. La section efficace des neutrinos, de l'ordre du milliardième de celle des électrons vaut en moyenne  $10^{-38} \text{ cm}^2$ . SK a comparé les flux de  $\nu_\mu$  arrivant au dessus du détecteur et ceux arrivant en dessous, i.e ayant traversé les différentes couches de la Terre ayant d'atteindre le détecteur. Les flux de rayons cosmiques qui créent des neutrinos avec des énergies de l'ordre de quelques GeV sont isotropes ce qui impose une distribution homogène de ces neutrinos tout autour de la Terre, laissant donc prévoir une égalité des flux arrivant avec un angle zénithal  $\theta_z$  et ceux avec un angle  $\pi - \theta_z$ . Mais les résultats donnés par SK pour des  $\nu_\mu$  multi-GeV de la forme :

$$\frac{Flux \text{ up}(-1.0 < \cos(\theta_z) < -0.2)}{Flux \text{ down}(0.2 < \cos(\theta_z) < 1.0)} = 0.54 \pm 0.04$$

sont en net désaccord avec l'égalité prédite.

Les mêmes désaccords ont été trouvés dans les flux de neutrinos solaires, le Soleil ne produisant que des neutrinos de saveur électronique, à raison de  $65 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  sur Terre. Un phénomène capable d'expliquer le changement des flux observés sur Terre de ceux créés à la source a été proposé : l'oscillation des neutrinos. Bien qu'on ait d'abord pensé que les neutrinos pouvaient se transformer en leur anti-particule, il s'est avéré que les neutrinos

oscillaient en changeant de saveur au cours de leur voyage. Si l'on s'inspire du modèle d'oscillation des systèmes quantiques à deux niveaux, on peut retrouver l'oscillation des neutrinos pour deux saveurs, soit les  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  par exemple.

Ainsi en considérant les états propres de saveur  $|\nu_\mu\rangle$  et  $|\nu_e\rangle$  et les états propres de masse (états stationnaires)  $|\nu_1\rangle$  et  $|\nu_2\rangle$ , nous pouvons écrire la matrice 2x2 de passage des états de saveurs aux états de masse :

$$M_{\text{mélange}} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

De sorte que les états de saveurs, qui ne sont pas états propres du hamiltonien, s'expriment en fonction des états de masse (qui le sont) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos(\theta)|\nu_1\rangle + \sin(\theta)|\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin(\theta)|\nu_1\rangle + \cos(\theta)|\nu_2\rangle \end{aligned}$$

Où  $\theta$  est l'angle de mélange des neutrinos, l'un des paramètres des probabilités d'oscillation. Les états stationnaires évoluent au fil du temps mais ne varient que d'une phase  $\alpha = e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$  où E est l'énergie propre de l'hamiltonien qui leur est associée. Ainsi, si l'on souhaite connaître à un instant t la probabilité de trouver un neutrino dans sa saveur initiale, par exemple électronique, on a l'expression suivante :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = |\langle \nu_e | \psi(t) \rangle|^2$$

Où

$$|\psi(t)\rangle = \cos(\theta)e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t}|\nu_1\rangle + \sin(\theta)e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t}|\nu_2\rangle$$

$E_1$  et  $E_2$  valent respectivement  $pc + \frac{m_1^2 c^4}{2pc}$  et  $pc + \frac{m_2^2 c^4}{2pc}$  étant donnée l'approximation  $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \approx pc + \frac{m^2 c^4}{2pc}$  valable pour la faible masse des neutrinos.

La probabilité qu'à une distance  $L^1$  on ait toujours un neutrino de même saveur est paramétrée par l'expression suivante :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 c^4}{2\hbar pc^2}L\right)$$

Où  $\Delta m^2 c^4$  est la différence des masses au carré des états propres de masses, directement liée à celle des états de saveurs.

Bien sûr, dans le cas des trois saveurs de neutrinos, le mélange est plus complexe et la matrice 3x3 laisse apparaître trois angle de mélange  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  et  $\theta_{23}$ , ainsi que des phases CP et de Majorana.

---

<sup>1</sup>comme la masse des neutrinos est assez faible, on peut considérer que le flux se déplace à la vitesse de la lumière de sorte que  $L = ct$

## 2.2 Oscillation des neutrinos dans la matière et récentes théories

Ceci étant, nous avons jusque là exprimé nos probabilités d'oscillation en considérant le voyage des neutrinos dans le vide et non dans la matière. La différence ne réside pas dans les calculs mais dans le fait que la matière génère un potentiel effectif qui s'ajoute au simple hamiltonien dans le cas du vide, modifiant l'expression des énergies associées aux états propres de masse et donc les probabilités d'oscillation (ou encore les angles de mélange). Cet effet, connu sous le nom d'effet MSW engendre une différence de phase entre les familles leptoniques : en effet, les diffusions cohérentes élastiques qui sont à l'origine d'une oscillation différente dans la matière, peuvent se faire par courant neutre, via l'échange du boson  $Z^0$ , indépendamment de la saveur du neutrino. Mais elles peuvent avoir lieu par courant chargé. Comme elles ne sont cohérentes qu'à la condition de ne pas modifier les particules, il faut que le lepton chargé crée ait été présent avant la réaction, ce qui ne peut être le cas que pour un  $e^-$ , seul lepton stable. Une différence de phase imposant un potentiel effectif différent pour la famille électronique est ainsi engendré.

Une récente théorie[1] propose un nouveau phénomène, différent de l'effet MSW, ce dernier ne s'appliquant qu'aux neutrinos solaires et ceux issus de l'Univers. Ce phénomène se traduirait par une variation de la masse des neutrinos en fonction de la densité de matière qu'ils traversent et pourrait expliquer le déficit des flux de  $\nu_\mu$  atmosphériques (malgré leur oscillation en  $\nu_\tau$ ) ayant traversé les différentes couches terrestres avant d'être détectés par rapport aux flux de  $\nu_\mu$  venant directement de l'atmosphère. En effet, il existerait une nouvelle interaction (en plus des quatre interactions fondamentales et du champ de Higgs) matérialisée par un champ scalaire couplant les particules élémentaires entre elles : les quarks et les leptons. Mais l'impact de cette interaction ne serait visible qu'au niveau des neutrinos du fait de leur masse faible, à l'instar des quarks ou des trois leptons chargés, de masse plus élevée.

Ainsi, les neutrinos, couplés notamment aux électrons de la matière, verraient leur masse croître avec la densité du milieu (contenant des électrons) qu'ils traversent. A cela s'ajoute l'idée que la masse des neutrinos serait inversement proportionnelle à la densité de neutrinos présents dans l'Univers de sorte que  $\frac{m\nu}{g\nu}$  serait une constante cosmologique, différente de la constante de Hubble, car constante dans le temps. Ainsi, après le Big Bang, la densité importante de matière aurait engendré des neutrinos peu massifs, dont la masse augmenterait avec l'expansion de l'Univers. Ces deux effets liés pourraient résoudre le problème de l'existence de l'énergie noire à travers une masse variable et/ou croissante des neutrinos.

## 2.3 Les possibilités d'ATLAS

ATLAS, à travers ses prises de données des rayons cosmiques, pourrait vérifier cette récente théorie et résoudre le problème de hiérarchie des masses<sup>2</sup>. En effet, SK qui possède

---

<sup>2</sup>Il existe actuellement deux possibilités pour l'ordre des trois masses et trouver la bonne permettrait une meilleure compréhension de l'origine des masses des neutrinos. La première, la hiérarchie normale, est liée au déficit enregistré sur le flux de neutrinos solaires et propose l'ordre  $m_1 < m_2 < m_3$ , la seconde, la hiérarchie inversée, provient du déficit dans les flux atmosphériques et propose l'ordre  $m_3 < m_1 < m_2$ .

une masse fiducielle (masse utile)  $M_{fid} = 22 \text{ ktonnes}$  a détecté par effet *Čerenkov*, que les  $\nu_e$  atmosphériques vus dans ce cylindre venaient de toutes les directions possibles, en accord avec les prédictions. En revanche, un déficit de  $\nu_\mu$  ayant traversé la Terre a été enregistré et interprété comme le signe de l'oscillation de  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$ . La mesure de l'impulsion du lepton produit par interaction des neutrinos avec l'eau de SK est cependant très limitée ainsi que la précision en énergie et la direction du neutrino initial. La partie calorimétrique d'ATLAS, dont le volume équivaut à peu de chose près au volume utile, présenterait une masse fiducielle de 4 ktonnes, soit de l'ordre de 20% de celle de SK (Une simple règle de trois nous conduit directement à ces calculs), nous amenant à une estimation de 200 interactions de  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_\mu$  par an dans la partie calorimétrique, pour seulement 10 interactions de  $\nu_e$ , la part d'interactions  $\bar{\nu}_e$  étant négligeable. Les caractéristiques de la calorimétrie permettraient une meilleure mesure de l'énergie et de la direction du neutrino initial et de l'impulsion du lepton généré par l'interaction du neutrino avec la matière. Une précision angulaire inégalée pourrait vérifier l'idée récente de variation de masse des neutrinos en fonction de la densité du milieu en comparant les  $\nu_\mu$  arrivant au dessus du détecteur de ceux ayant traversé les différentes couches terrestres.

La génération d'événements pondérée par les modèles de flux atmosphériques, comme les flux Honda ou Bartol (ou ceux donnés par SK[2] et ANTARES) et par notre modèle de détecteurs, devrait nous apporter une estimation plus réaliste du nombre d'événements à attendre pendant les trois mois de prises de données, ceci compte-tenu des efficacités de reconstruction des leptons pour chaque élément de la calorimétrie à une énergie donnée.

# Chapitre 3

## Nuance et son application à notre projet

Nuance est un programme informatique créé par Dave Casper[3] et qui s'intéresse aux propriétés des neutrinos, leur oscillation et leur masse, ainsi qu'à la désintégration des protons comme prédiction de la théorie de la Grande Unification, bien qu'elle n'ait jamais été observée. Une telle découverte serait une preuve de l'unification de trois des quatre interactions fondamentales : la faible, la forte et l'électromagnétique pour une certaine énergie (Cf SUSY). Ces deux études pourraient apporter une réponse à la question laissée en suspens par le MS, sur la victoire de la matière sur l'anti-matière.

Nuance calcule des sections efficaces, ou probabilités d'interaction des neutrinos avec la matière et génère des événements. Il peut être lancé sous une variété de modes et pour divers paramètres définis dans un fichier de configuration, comme la taille, la géométrie et la composition de certains détecteurs parmi lesquels se trouve SK, la description de bon nombre de réactions (diffusion élastique, quasi-élastique, deep-inélastique, les processus de résonance et les diffusions cohérentes) et la définition de matériaux et atomes utiles, leur densité, l'impulsion de Fermi et l'énergie de liaison de leurs nucléons. Ce fichier contient l'ensemble des paramètres par défaut dont l'utilisateur est libre de tenir compte ou pas en créant un nouveau fichier dans laquelle nous avons par exemple défini la géométrie de la calorimétrie d'ATLAS, la composition des tuiles scintillantes du TileCal, les atomes de Plomb et Argon présents dans le barrel Em et ses bouchons, et choisi les flux de neutrinos envoyés sur le détecteur.

### 3.1 La calorimétrie : quelles simplifications requises par Nuance ?

Il est à noter cependant que Nuance n'a pas été créé pour supporter une géométrie complexe mais plutôt pour générer des événements au sein d'une géométrie assez simplifiée comme ce peut être le cas pour SuperKamiokande, toujours de forme cylindrique mais uniquement constitué de cylindre d'eau ou de vide<sup>1</sup>. Ne pouvant supporter qu'une

---

<sup>1</sup>De plus, il est à noter que SK est placé verticalement sous 1 km de roche, alors qu'ATLAS sera couché et nettement moins enterré, nous permettant l'approximation de le considérer posé sur le sol. Le souci de positionnement se résout simplement en tournant nos flux de 90° pour l'angle polaire.



n'influe pas sur la bonne exécution du programme.

L'exemple d'un détecteur de géométrie cylindrique assez simple est exposé en annexe pour illustrer ce principe d'alternance et de jeu sur les fractions de masse. Ainsi, dans chaque élément de la calorimétrie, généralement fait d'une matière composée de deux atomes, 0,003% de la matière sera accordée aux trois atomes présents dans les autres sous-détecteurs, et il restera 99,997% à partager entre les deux atomes restants, par exemple le Plomb et l'Argon dans le cas du barrel EM, en tenant compte des rapports de volume et de masse, calculés par la suite.

Le schéma de la figure 3.1 illustre les quelques approximations prises en compte tandis que le schéma suivant (figure 3.2) montre la structure en empilement de cylindres qui définit ATLAS dans Nuance. Les cylindres remplis de vide correspondent aux régions qui ne nous intéressent pas, comme le ID ou le cryostat, bien qu'on ait dû introduire des couronnes très fines ( $\Delta R = R_{ext} - R_{int} = 1 \text{ cm}$ ) contenant du vide pour garder la succession périodique requise par Nuance.

## 3.2 Validité de nos hypothèses

Par ailleurs, quelques calculs de rapport de masses nous ont conforté dans l'idée que cette géométrie simplifiée ne fausserait pas nos simulations d'événements, ni même nos prévisions d'efficacité ou le nombre d'événements attendus pour une durée déterminée. Le tableau suivant résume les rapports en masse des éléments des différentes parties de la calorimétrie et leur masse grâce aux densité et volume occupé par chaque espèce d'atomes :

- Pour l'ensemble EM, nous ne considérons que le Plomb et l'Argon liquide, les plaques de Plomb ayant une épaisseur  $e_{Pb} = 1,33 \text{ mm}$  pour un gap d'Argon de 4,4 mm d'où les rapports de volume et de masse énoncés, compte tenu des densités de ces atomes qui sont respectivement pour le plomb et l'argon  $\rho_{Pb} = 11,4 \text{ g/ml}$   $\rho_{Ar} = 1,4 \text{ g/ml}$ .
- Pour les roues du HEC, ce sont les rapports d'épaisseur des plaques de Cuivre (respectivement  $e_1 = 25 \text{ mm}$  et  $e_2 = 50 \text{ mm}$  pour la première et deuxième roues) et des gaps d'Ar (dans les deux roues)  $g = 8,5 \text{ mm}$  qui fournissent les rapports calculés (le Cuivre a une densité  $\rho_{Cu} = 8,96 \text{ g/ml}$ ).
- Enfin, connaissant la masse totale des tuiles du TileCal, la densité de celles-ci (Nous les considérons faites de  $CH_3$  ce qui leur donne une densité moyenne  $\rho_{CH_3} = 0,2557 \text{ g/ml}$ ) nous fournit le volume qu'elles occupent. Nous pouvons ainsi en déduire le volume occupé par le Fer et sa masse dans TileCal (le Fer a une densité  $\rho_{Fe} = 7,86 \text{ g/ml}$ ).

Caractéristique	EM barrel	EM End Cap	TileCal barrel	TileCal Ext. Barrel	HEC 1 <sup>ere</sup> roue	HEC 2 <sup>ieme</sup> roue
volume passif ( $m^3$ )	Pb : 8,726	Pb : 3,061	Fe : 198,76	Fe : 187,52	Cu : 15,76	Cu : 21,25
volume actif ( $m^3$ )	Ar : 28,867	Ar : 10,127	Tile : 26,038	Tile : 23,733	Ar : 5,36	Ar : 3,61
masse du milieu passif (tonnes)	99,48	34,96	1562,25	1473	141,2	190,74
masse du milieu actif (tonnes)	39,259	13,77	6,659	6,069	7,289	4,909
masse totale (tonnes)	138,74	48,73	1568,91	1479,1	148,48	195,64

Pour indication, chaque demi-barrel qui constitue le tonneau EM est constitué de 16 modules, comportant 64 absorbeurs de 46 kg chacun, nous fournissant au total une masse de l'ordre de 94 tonnes. Ceci semble assez bien vérifié puisque nos approximations nous fournissent une masse avoisinant les 100 tonnes pour le Plomb contenu dans ce barrel. Au final, nous savons que la calorimétrie totalise une masse de l'ordre de 4000 tonnes et que nos calculs nous en approche raisonnablement. En effet nous obtenons  $M_{cal} \approx 3620$  tonnes.

Pour conclure, nous obtenons un nombre de nucléons par sous-détecteur compris entre  $10^{29}$  (pour les bouchons) et  $10^{32}$  (pour les barrells). Combiné aux flux de neutrinos atmosphériques donnés, nous pouvons envisager raisonnablement le nombre d'interactions dans la calorimétrie pour une période donnée. Compte tenu de nos calculs d'efficacité et de cette prévision, nous pouvons comprendre les enjeux et limites de notre projet.

# Chapitre 4

## Estimation du nombre d'interactions des neutrinos atmosphériques avec la calorimétrie d'ATLAS

Dans cette partie consacrée aux efficacités de détection des sous-détecteurs de la calorimétrie d'ATLAS et aux sections efficaces d'interaction des neutrinos (données par les modèles de flux), nous allons appréhender le nombre d'interactions de neutrinos ( $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$ ) avec la matière d'ATLAS pendant les trois mois consacrés aux prises de données sur les rayons cosmiques.

### 4.1 Les rayons cosmiques à l'origine des neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques sont produits lors de collisions des rayons cosmiques, principalement des protons, avec des noyaux de l'atmosphère<sup>1</sup>. Ces collisions engendrent de multiples désintégrations dont les produits sont principalement des pions et kaons chargés. En se désintégrant à leur tour, ils vont donner naissance aux neutrinos de saveurs muonique et électronique, d'une énergie moyenne de 1 GeV. Typiquement, les chaînes de réaction sont :

$$\begin{aligned} p_{\text{cosmique}} + p_{\text{atm}} &\rightarrow \pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \end{aligned}$$

Pour la gamme d'énergie qui nous intéresse (comprise entre 1 et 10 GeV), la désintégration des pions chargés est le processus dominant de production des neutrinos atmosphériques, le taux d'embranchement de la réaction  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$  est de 100% (2/3 sont des désintégrations de  $\pi^-$  et 1/3 de  $\pi^+$ ) mais celui des kaons avoisine les 63%, les  $K^\pm$  pouvant également se désintégrer en  $\pi^0$  et  $\pi^\pm$ . Ces considérations impliquent un rapport du nombre de neutrinos atmosphériques de saveur leptonique sur ceux de saveur électronique :

---

<sup>1</sup>50% sont des protons, le reste se partageant entre noyaux de Carbone, d'Oxygène et d'Azote, et entre photons et électrons

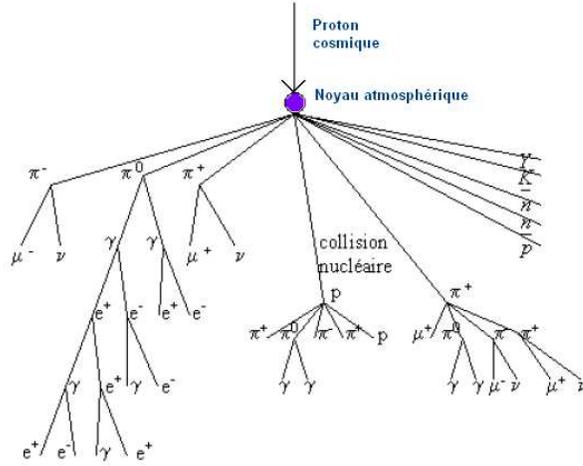


FIG. 4.1 – Schéma illustrant une gerbe atmosphérique engendrée par collision d’un proton cosmique avec un noyau atmosphérique : les pions produits se désintègrent en neutrinos muoniques et électroniques

$$R = \frac{N_{\nu\mu} + N_{\bar{\nu}\mu}}{N_{\nu e} + N_{\bar{\nu}e}} \approx 2$$

Ce rapport donné à 5% près pour les neutrinos muoniques n’est précis qu’à 20% près pour les neutrinos électroniques puisque dépendant des taux de production des neutrinos, directement liés aux différents modèles de flux atmosphériques. Ces flux dépendent des énergies des flux de rayons cosmiques, sont modulés par l’activité solaire et par le champ magnétique terrestre, plus fort au niveau de l’équateur qu’au niveau des pôles. Le champ magnétique terrestre empêche par exemple le passage dans l’atmosphère des particules cosmiques dont l’énergie est inférieure à 10 GeV, au niveau de latitude nulle. Comme le nombre de désintégrations des  $\pi^+$  est inférieur à celui des désintégrations des  $\pi^-$ , la production de  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  est supérieure à celle de leur anti-particule. Il convient d’ajouter à cela la notion de section efficace d’interaction ou probabilité d’interaction des neutrinos avec la matière, faible par définition et plus petite pour les anti-neutrinos que les neutrinos.

## 4.2 Les sections efficaces

Ces sections efficaces dépendent de l’énergie des neutrinos, mais il est possible de les exprimer en fonction du nombre de nucléons présents dans la matière qu’ils traversent nous amenant à considérer ces sections efficaces d’interaction comme spécifiques aux canaux de réactions définis dans Nuance<sup>2</sup>. Un  $\nu_\mu$  n’aura donc pas la même probabilité d’inter-

<sup>2</sup>Les différents canaux inclus dans notre fichier sont, en courant chargé et courant neutre, les réactions cohérentes, élastiques, quasi-élastiques, profondément inélastiques (deep-inelastic) et les processus de résonance. Nous nous affranchirons des réactions cohérentes dans la simulation et les calculs qui l’accompagnent : les codes donnés pour les noyaux cibles dans Nuance ne sont pas universels et empêchent une bonne exécution du programme. Outre ce problème technique, il est à noter que ces réactions, à l’origine

agir avec un nucléon d'un atome de Plomb qu'avec celui d'un atome de Fer, ni la même en interagissant par diffusion quasi-élastique que par un processus de résonance. Lors de l'étape de calcul des taux, qui précède celle de génération d'événements, Nuance calcule l'ensemble des sections efficaces de chaque saveur de neutrinos pour l'ensemble des canaux de réactions définis dans notre fichier et ce pour chaque proton et neutron (les cibles) des différents atomes qui composent la calorimétrie d'ATLAS. Un fichier de sortie nous fournit, en picobarn ( $10^{-36} \text{ cm}^2$ ), pour chaque nucléon la somme suivante :

$$Sec.eff_{totale} = \sum_{channel} N_{channel} * Sec.eff_{channel}$$

$Sec.eff_{totale}$  est la section efficace totale donnée pour un nucléon d'un atome particulier,  $N_{channel}$  le nombre de fois que chaque réaction est générée dans la seconde étape et  $Sec.eff_{channel}$  la section efficace d'interaction d'un type de neutrino avec le nucléon dans les différents canaux. Par exemple, la section efficace totale d'interaction, en courant chargé, d'un  $\nu_\mu$  avec un atome de Plomb vaut  $Sec.eff_{tot_{\nu_\mu \rightarrow Pb}} = 8.007935 \pm 0.007775$  picobarn. Les sections efficaces d'interaction du  $\nu_\mu$  avec un neutron ou un proton de cet atome valent respectivement  $Sec.eff_{tot_{\nu_\mu \rightarrow n_{Pb}}} = 0.047646$  picobarn et  $Sec.eff_{tot_{\nu_\mu \rightarrow p_{Pb}}} = 0.024150$  picobarn. On remarquera qu'en additionnant les produits des sections efficaces totales de ces nucléons par le nombre de ceux présents dans un atome de Plomb, on retrouve la probabilité d'interaction du  $\nu_\mu$  avec cet atome, intégrée sur l'ensemble des canaux de réactions possibles.

### 4.3 Modèles des flux de neutrinos atmosphériques dans Nuance

Il existe divers modes de génération d'événements dans Nuance, parmi lesquels se trouvent la génération à partir d'un « faisceau de neutrinos » d'une certaine saveur, pour une direction et une énergie données, et celle faite à partir d'un flux de neutrinos basé sur les modèles Honda ou Bartol, pour une gamme d'énergie sélectionnée par l'utilisateur. Ce dernier mode offre la possibilité de choisir un flux constitué d'une ou plusieurs saveurs de neutrinos ainsi que les angles de mélange et  $\Delta m^2$  de ces particules. Nous avons conservé ces paramètres mis par défauts dans le fichier de configuration et gardé uniquement les saveurs électroniques et muoniques afin de nous rapprocher du contexte réel : les  $\nu_\tau$  et leur anti-particule ne sont présents dans l'atmosphère que par oscillation des  $\nu_\mu$ . Ils ne pourraient pas être générés par les mêmes chaînes de désintégrations que leur confrères, la masse du  $\tau$  avoisinant les 2 GeV. Notre choix s'est porté sur le modèle Honda à 3 dimensions, celui-ci étant le seul à accepter des gammes d'énergie réduites à 2 MeV, pour nos générations d'événements à partir de flux d'énergie allant de 1 à 10 GeV par pas de 1 GeV. il est à noter cependant que les tables de flux sont plus rares pour le modèle Honda que le modèle Bartol, lui-même en bon accord avec le modèle de flux de neutrinos atmo-

---

d'un potentiel différent de l'effet MSW entre les familles de neutrinos électroniques et les deux autres, n'ont pas d'impact sur l'effet de variation de masse des neutrinos : l'oscillation des  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  est le principal processus capable de montrer cet effet. De plus les sections efficaces d'interaction des neutrinos avec la matière dans les réactions cohérentes et les taux d'embranchement de ces canaux sont suffisamment faibles pour que l'on puisse les négliger dans les simulations.

sphériques donné par l'expérience SK[2]. Nous nous sommes donc servi des tables de flux différentiels données par SK, les flux étant exprimés en  $cm^{-2}.sr^{-1}.s^{-1}.GeV^{-1}$  puis nous affranchi de l'unité d'angle solide en intégrant les flux sur les  $4\pi$  stéradian de la Terre et avons converti ces flux pour les trois mois de prises de données de façon à obtenir les flux différentiels, pour chaque type de neutrinos, sur la figure 6.2 présentée en annexe, exprimé en  $cm^{-2}.(3mois)^{-1}.GeV^{-1}$ . L'incertitude portée sur les valeurs de flux pour nos énergies (les courbes représentant les flux différentiels peuvent être considérées comme des histogrammes de pas égal à 1 GeV, nous donnant les flux correspondant aux 10 énergies, prises pour les sections efficaces totales) rentreront dans les incertitudes du nombre d'événements attendus dont nous reparlerons par la suite.

## 4.4 Efficacités de détection des différents sous-détecteurs de la calorimétrie

Chaque élément de la calorimétrie possède sa propre composition de matière et ses propres caractéristiques de détection. Il est question de volume fiduciel pour chacun d'eux, soit de volume réellement utilisable (par exemple pour retracer la trajectoire d'une particule comme celle des gerbes hadroniques ou du lepton lors de l'interaction de neutrino avec la matière du sous-détecteur) généralement moins important que le volume total qu'ils utilisent. Bien que cela réduise le nombre d'événements réellement détectables par la calorimétrie, la principale contrainte sur le nombre d'événements est la limite inférieure d'impulsion des leptons, propre à chaque sous-détecteur, en dessous de laquelle ils ne peuvent détecter ces particules, ni reconstruire leur trajectoire. Ces deux effets constituent l'efficacité de reconstruction des divers sous-détecteurs pour une énergie donnée, c'est-à-dire le rapport du nombre d'interactions réellement visibles au sein d'un élément sur le nombre total d'interactions qui y ont lieu. Les efficacités et volumes utiles des sous-détecteurs dépendent de leur géométrie interne, leurs caractéristiques et du bruit de fond, pouvant ainsi varier d'un endroit à l'autre ou d'un type de particule à un autre. Nos simplifications nous conduisent aux efficacités et volumes utiles des sous-détecteurs de la calorimétrie suivants :

- Le barrel et les deux « extended » barrels hadroniques (TileCal) ont pour volume utile leur volume total réduit de 50 cm de chaque côté de leur longueur, leurs rayons externe et interne sont inchangés. Seuls les muons et électrons (et leur anti-particules) d'une impulsion supérieure à 3 GeV peuvent être détectés.
- Le volume utile des bouchons hadroniques (HEC) est le même que leur volume total mais ils ne peuvent détecter les muons (et anti-muons) dont l'impulsion est inférieure à 5 GeV ni les électrons (et positrons) dont l'impulsion ne dépasse pas les 1 GeV.
- Le barrel EM a un volume utile correspondant à son volume total réduit de 10 cm de chaque côté de la longueur gardant ses mêmes rayons externe et interne comme pour TileCal. Il ne peut détecter que les muons dont l'impulsion dépasse les 3 GeV et les électrons dont l'impulsion dépasse les 500 MeV.

- Enfin, les End Cap EM ont mêmes volume fiduciel et volume total et portent les mêmes limites de détection sur les muons et électrons que les HEC.

Le tableau présenté en annexe illustre les efficacités calculés pour ces divers sous-détecteurs pour les  $\nu_\mu$  et la figure 4.2 représente l'évolution de l'efficacité de barrel EM pour chaque type de neutrinos. Les incertitudes sur les efficacités, de la forme  $\frac{\sqrt{\epsilon(1-\epsilon)}}{n}$  avec  $\epsilon$  la valeur

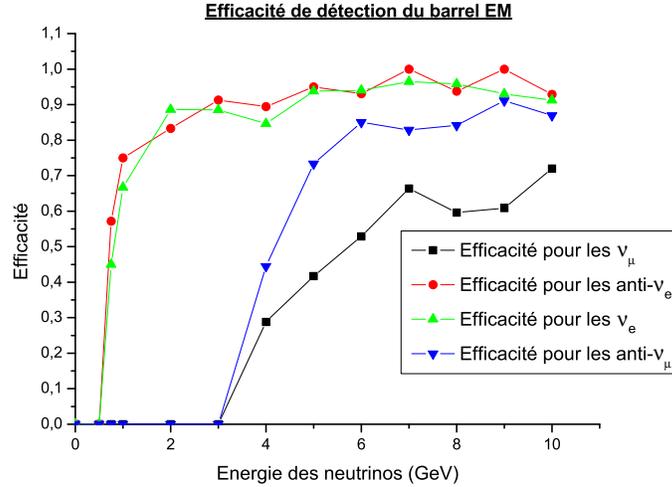


FIG. 4.2 – Graphique représentant les efficacités du barrel EM d’ATLAS pour les 4 types de neutrinos : Les  $\nu_\mu$  et leur anti-particule ne sont détectables que si leur impulsion dépasse les 3 GeV tandis que les  $\nu_e$  et leur anti-particule sont détectables dès lors que leur impulsion atteint les 500 MeV.

d’efficacité et  $n$  le nombre total d’événements, et celles sur les volumes utiles, directement liés à nos approximations faites sur la géométrie d’ATLAS, rentreront également dans les incertitudes statistiques.

A partir des différents paramètres énumérés précédemment, les sections efficaces, les modèles de flux de neutrinos, les efficacités et volumes utiles des sous-détecteurs, nous pouvons appréhender le nombre d’interaction attendus dans la calorimétrie d’ATLAS pendant ses trois premiers mois de fonctionnement. Un programme en langage C, dont les bases de calculs sont résumées en annexe nous permet une exécution rapide et sûre du nombre de neutrinos qui vont interagir, type par type, paramétré par l’expression suivante :

$$N_{\nu i} = \sum_{i=1}^{10} Flux_i * \left( \sum_{j=1}^5 N_j * CS_{ji} * \left( \sum_{k=1}^4 eff_{ki} * fm_{jk} \right) \right)$$

- $Flux_i$  correspond au nombre de neutrinos (pour un type donné) dont les énergies sont centrés sur  $i=1..10$  GeV pas par de 1 GeV.

- $N_j$  représente le nombre d'atomes  $j = \text{Pb, Fer, Cu, Ar, } CH_3$  présents dans la calorimétrie.
- $CS_{ji}$  est la section efficace totale, énoncée plus haut, pour une énergie donnée et un atome  $j^3$ .
- $eff_{ki}$  et  $fm_{jk}$  sont les efficacités des sous-détecteurs  $k$  pour une énergie donnée  $i$  et  $fm_{jk}$  la fraction de masse des atomes d'espèce  $j$  présents dans l'élément  $k$ .

## 4.5 Nombre d'événements attendus et incertitudes

Avant d'introduire le nombre d'événements que nous avons trouvé, il est important de revenir sur les incertitudes qui leur sont associées. Parmi les diverses barres d'erreur évoquées, nous pouvons simplement regrouper celles des flux, des efficacités, des volumes fiduciaux et du nombre d'atomes dans l'incertitude statistique, typiquement égale à la racine carrée du résultat, soit  $\sqrt{N_i}$ ,  $N_i$  étant le nombre de neutrinos, trouvé pour un type donné. L'incertitude sur les sections efficaces totales est en moyenne estimée à 10%, ces dernières étant mal connues des physiciens pour les neutrinos. Ainsi, l'incertitude finale sur notre nombre d'événements s'exprimera comme la racine carrée de la somme quadratique de ces deux valeurs :  $\Delta N = \sqrt{(\sqrt{N_i})^2 + (10\%N_i)^2}$ .

Nous obtenons finalement les résultats suivants :

Type de neutrinos	Nombre d'événements attendus
$\nu_\mu$	$31.63 \pm 6.45$
$\bar{\nu}_\mu$	$18.45 \pm 4.67$
$\nu_e$	$24.06 \pm 5.46$
$\bar{\nu}_e$	$9.57 \pm 3.23$

Ces nombres d'événements, en bon accord avec la prédiction de M. Vannucci<sup>4</sup> et les modèles de flux de neutrinos atmosphériques connus (le nombre de  $\nu_\mu$  est plus important que celui de son anti-particule et les neutrinos de saveur électronique sont environ deux fois moins nombreux que ceux de saveur muonique), restent cependant faibles pour espérer valider la théorie de variation de masse des neutrinos. En effet, la différence pour une direction donnée (avec un petit angle solide) entre le nombre de neutrinos ayant subi ce nouvel effet et ceux ayant simplement oscillé aurait de grande probabilité de rentrer dans nos incertitudes sur ces nombres d'événements calculés.

---

<sup>3</sup>Si un atome possède  $n$  neutrons et  $p$  protons la section efficace totale est donnée par  $CS_j = n * CS_{nj} + p * CS_{pj}$  avec  $CS_{nj}$  et  $CS_{pj}$ , respectivement, les sections efficaces totales des neutrons et protons de l'atome considéré

<sup>4</sup>Il prévoyait approximation 200 interactions de  $\nu_\mu$  et de  $\bar{\nu}_\mu$  par an dans la calorimétrie d'ATLAS, par la règle de trois énumérée dans la première partie, comparant le volume utile de SK avec celui de la calorimétrie d'ATLAS. Il prévoyait en revanche moins d'interactions de neutrinos de saveur électronique que le nombre calculé.

# Chapitre 5

## Conclusion et perspectives

### 5.1 Les limites physiques et techniques de la génération d'événements

Lors du calcul des efficacités des sous-détecteurs, les coupures sur les impulsions des leptons (i.e les limites inférieures en dessous desquelles nous avons supposé qu'ils ne pouvaient être détectés) et les volumes utiles ont été posé en considérant les caractéristiques des éléments de la calorimétrie. Ce ne sont que des approximations établies à partir de leurs capacités et fonctions réelles, qui nous ont permis d'estimer le nombre d'interactions des neutrinos atmosphériques attendus dans ATLAS<sup>1</sup>. La simulation, plus proche du contexte réelle, doit nous permettre d'estimer avec une bonne précision le nombre de leptons réellement détectables sans nécessiter de coupures sur leur impulsion ou de volume utiles, et ceux directement à partir du rapport du nombre d'événements détectables, i.e dont les positions des amas EM enregistrés coïncident avec celles des événements générés, sur le nombre total d'événements envoyés dans la simulation. Avant d'atteindre une telle étape, divers limites, physiques et matérielles, se sont imposées et nous ont ralenti dans l'aboutissement du projet.

**Alors qu'une journée** suffit à la génération d'événements pour une énergie donnée (90% du temps est pris par les calculs des sections efficaces d'interaction pour chaque chaîne de réaction) et pour un bin de 2 MeV, la simulation, qui requiert un format de fichier bien particulier et différent de celui de la génération, demande plus d'interventions et de temps, nous limitant sur le nombre d'événements simulés et donc sur la statistique de nos résultats<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup>les autres sous-détecteurs d'ATLAS, comme les bobines ou le détecteur interne, n'auraient pas servi à la détection des leptons. Le spectromètre à muon aurait permis de retracer la trajectoire des muons issus de ces interactions.

<sup>2</sup>L'incertitude sur les efficacités de la forme  $\frac{\sqrt{\epsilon(1-\epsilon)}}{n}$ , comme énoncée dans la partie précédente, est d'autant plus importante que le nombre d'événements  $n$  est faible.

**Le principal souci technique** que nous n'avons pu régler à temps a été la simulation des muons et de leur anti-particule, tandis que celle des électrons et positrons s'est déroulée sans encombre. A ce stade, un compromis est apparu clairement : sans reconstruction des muons, il devient impossible d'étudier l'interaction des neutrinos muoniques dans ATLAS et donc de s'intéresser à l'effet de variation de masse des neutrinos en fonction de la densité de matière qu'ils traversent<sup>3</sup>. Mais la reconstruction des électrons nous laisse toujours la possibilité de tester le bon fonctionnement de la calorimétrie d'ATLAS et estimer l'intérêt d'une étude des neutrinos atmosphériques dans cette expérience.

**Les données** obtenues à partir des fichiers de Nuance nous ont permis d'établir le profil d'évolution de l'angle entre la direction du (ou des) lepton(s) après interaction et celle du neutrino avant, en fonction de l'impulsion du (ou des) lepton(s)<sup>4</sup>. Les différents profils établis pour les 10 énergies de neutrino, variant de 1 à 10 GeV, représentés sur la figure 5.1(a), assez semblables d'une énergie à une autre, et le profil global pour l'ensemble des énergies représenté sur la figure 5.1(b) illustrent une dépendance de l'angle  $\theta_{\nu-l}$  en fonction de l'impulsion leptonique. Cette dépendance qui suit une loi polynomiale de degré 3 s'explique simplement : aux basses impulsions, les leptons sont engendrés par les neutrinos d'énergie comprises entre 1 et 10 GeV et apportent à part égale leur contribution au profil, alors qu'aux impulsions élevées, seules celles des leptons engendrés par les neutrinos de hautes énergies sont présentes. Ainsi, aux faibles impulsions, les leptons dont l'impulsion est éloignée de l'énergie des neutrinos ont une direction très différente de ces derniers et contribuent fortement aux angles élevés, tandis qu'aux grandes impulsions les leptons ont une direction proche de celle du neutrino qui a interagit pour les créer, emportant une importante fraction de son énergie. On retrouve la même dépendance pour les profils des angles  $\theta_{\nu-h}$  (angle entre la direction du neutrino incident et celle du système hadronique engendré) en fonction de l'impulsion totale du système hadronique, comme représenté sur les figures 5.2(a) et 5.2(b).

Ces profils nous montrent également que, toutes énergies de neutrino confondues, nous devons nous concentrer sur les énergies élevées pour estimer avec la meilleure précision la résolution angulaire des sous-détecteurs. En effet, indépendamment de l'énergie du neutrino, la résolution angulaire des éléments de la calorimétrie est directement liée aux angles  $\theta_{\nu-l}$  et  $\theta_{\nu-h}$  puisqu'elle correspond peu ou prou à l'angle entre la direction du lepton reconstruit et la direction réelle du lepton engendré. De plus, en s'intéressant uniquement aux impulsions élevées, on peut déterminer la direction du neutrino incident modulo une incertitude en angle solide d'autant plus faible que le lepton emporte une importante fraction de l'énergie du neutrino. A cela s'ajoute la figure 5.3 qui représente les profils pour les différentes énergies des neutrinos de l'angle  $\theta_{\nu-l}$  en fonction de l'angle  $\theta_{\nu-h}$ . Outre l'allure d'une exponentielle de type  $e^{a+bx}$ , on remarque que les coefficients a et b (négatifs) diminuent quand l'énergie des neutrinos  $E_\nu$  augmente laissant apparaître une dépendance en  $E_\nu$  de la forme  $e^{\frac{a}{E_\nu^b} + \frac{c}{E_\nu^d} x}$ .

Ces limites posées, nous pouvons dorénavant et déjà tirer quelques conclusions quant aux objectifs

---

<sup>3</sup>Nous l'aurions observé à partir des  $\nu_\mu$  provenant de différentes directions et qui oscillent en  $\nu_\tau$ .

<sup>4</sup>Plusieurs leptons peuvent être générés dans le cas des réactions deep-inelastic.

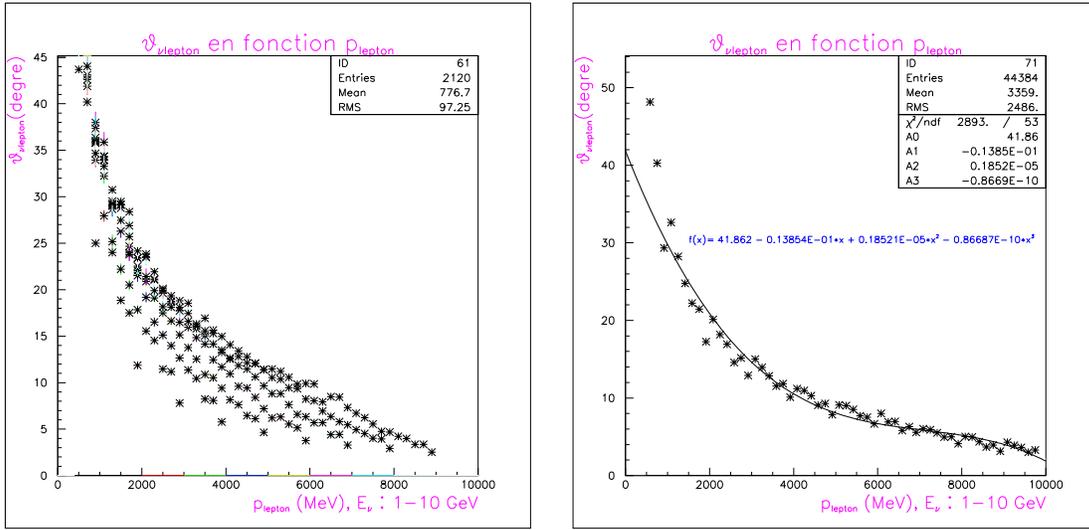


FIG. 5.1 – Graphique représentant le profil d'évolution de l'angle  $\theta_{\nu-l}$  en fonction de l'impulsion des leptons pour les différentes énergies des neutrinos (a) et pour l'ensemble des énergies (b) : l'angle diminue quand l'impulsion des leptons augmente, i.e quand la fraction d'énergie du neutrino cédée au(x) lepton(s) chute.

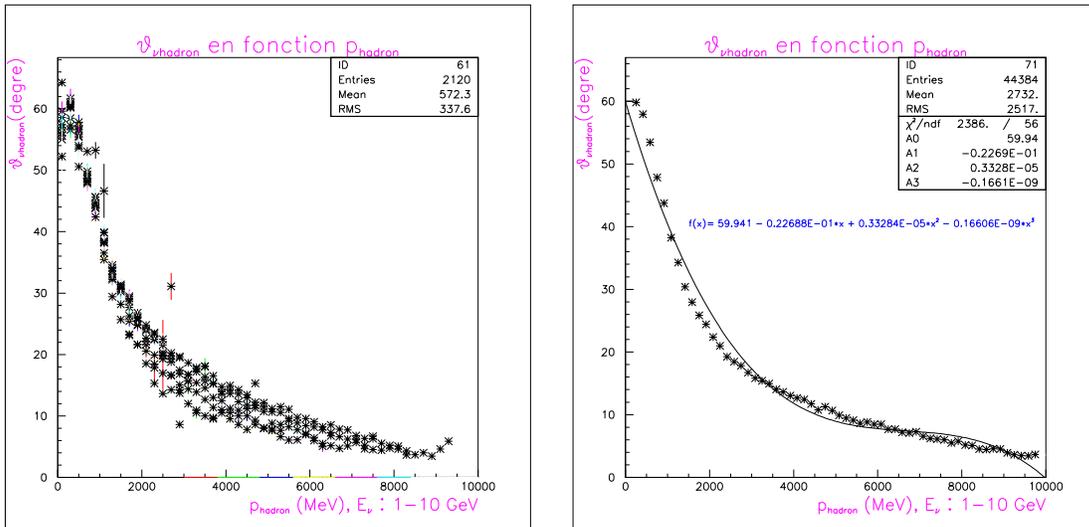


FIG. 5.2 – Graphique représentant le profil d'évolution de l'angle  $\theta_{\nu-h}$  en fonction de l'impulsion des hadrons pour les différentes énergies des neutrinos (a) et pour l'ensemble des énergies (b) : l'angle diminue quand l'impulsion des hadrons augmente, i.e quand la fraction d'énergie du neutrino cédée au(x) hadron(s) chute.

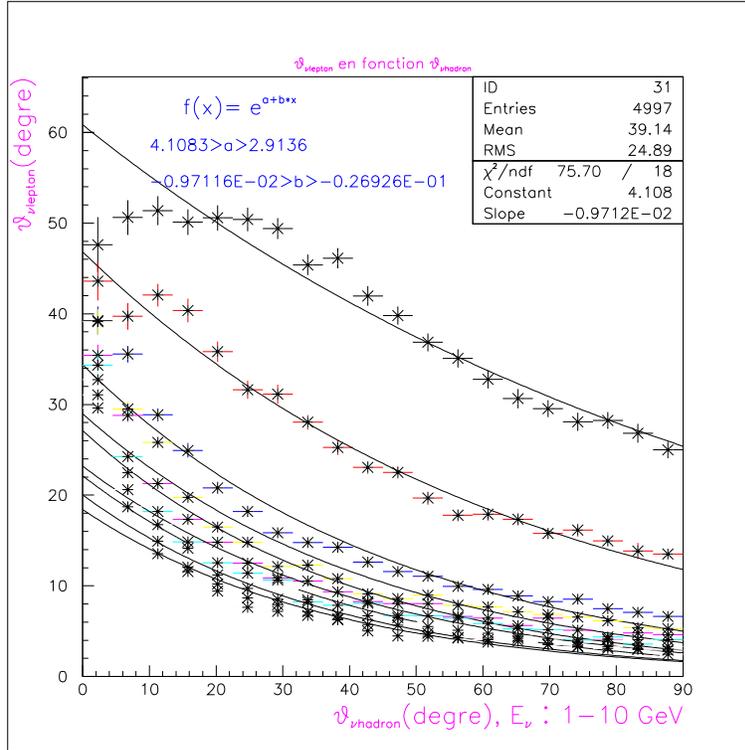


FIG. 5.3 – Graphique représentant le profil d'évolution de l'angle  $\theta_{\nu-l}$  en fonction de l'angle  $\theta_{\nu-h}$  pour les différentes énergies des neutrinos. Les différents profils traduisent une dépendance en  $E_\nu$

premiers de ce stage :

- Les nombres d'interactions attendues pendant les trois mois de prises de données sur les rayons cosmiques que nous avons trouvé (à partir des générations d'événements) sont trop faibles pour espérer étudier la théorie de variation de masse des neutrinos.
- L'impossibilité de reconstruire les muons après simulation nous éloigne définitivement de cette piste, ou du moins pour le moment. Une fois ce problème technique résolu, il serait intéressant de vérifier le nombre de  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_\mu$  attendus dans ATLAS et estimer les efficacités de détection des sous-détecteurs pour chaque saveur de neutrino.
- Une étude approfondie de la résolution angulaire nécessiterait de s'intéresser aux énergies des neutrinos atmosphériques avoisinant les 10 GeV, ceux-ci ne représentant approximativement que 0.4% du flux, les neutrinos d'énergie moyenne  $\langle E_\nu \rangle = 1 \text{ GeV}$  emportant environ 80% du flux. Combien d'événements contribueraient à un tel calcul ? Quelle serait l'incertitude statistique portée sur le résultat ?
- Bien que nous manquions de temps et que nous ne puissions étudier les neutrinos de saveur muonique, observer la présence d'électrons et positrons après simulation

reste un enjeu de taille puisqu'il illustre le bon fonctionnement de la calorimétrie d'ATLAS. Nous reparlerons de ce point par la suite.

Avant d'aborder les quelques résultats obtenus à travers la simulation, revenons sur les flux de neutrinos. Nous pouvons donc nous interroger sur les neutrinos produits autrement que dans l'atmosphère, comme par exemple les flux galactiques, les flux solaires ou les faisceaux de neutrinos produits sur Terre tel que le faisceau produit à Fermilab dans le cadre de l'expérience Minos. Permettraient-ils de vérifier la théorie [1] mieux que les flux atmosphériques ? Nos connaissances physiques et nos limites mécaniques les excluent un à un :

- En effet, le flux de neutrinos solaires, de l'ordre de 65 milliards par  $cm^2$  et par seconde sur Terre, est exclusivement composé de neutrinos de saveur électronique, qui oscillent principalement en  $\nu_\mu$  durant leur trajet vers la Terre. Nous pourrions nous poser la question d'étudier l'oscillation de ces  $\nu_\mu$  en  $\nu_\tau$  et observer ceux qui traversent les différentes couches terrestres, bien que ceci dépendent fortement de l'inclinaison du soleil et donc du moment de la journée, mais leur énergie moyenne, de l'ordre de 20 MeV, les rend « invisibles » pour un détecteur tel qu'ATLAS.
- Les flux de neutrinos galactiques dont les énergies sont comprises entre  $10^5$  et  $10^{10}$  GeV seraient facilement détectables, l'efficacité des sous-détecteurs à de telles énergies étant de 100%. Mais les connaissances actuelles sur ces flux sont limitées par celles des sources qui les produisent et il n'existent pas de modèle comme ceux donnés pour les neutrinos atmosphériques. Les expériences comme ANTARES qui étudient ces flux attendent au mieux un événement par an.
- Quant aux faisceaux de neutrinos produits sur Terre, ils n'atteignent pas (encore) des énergies suffisantes. A fortiori, un tel projet nécessiterait la mise en place de multiples détecteurs positionnés aux quatre coins du monde pour détecter des neutrinos à différents angles de leur lieu de production.

## 5.2 Les résultats de la simulation

La simulation se traduit par l'apparition de « clusters » ou d'amas EM lorsqu'un neutrino interagit dans la matière, les particules chargées (resp. neutres) issues de cette interaction pouvant interagir (resp. se désintégrer) et engendrer des gerbes EM. Si on suppose que les événements qui ont au moins un cluster dont l'angle  $\varphi$  est assez proche de celui de la génération sont bien détectés, l'efficacité de détection de la calorimétrie correspond au rapport du nombre d'événements détectés sur le nombre total soit 50 événements simulés par énergie. Nous obtenons en moyenne une efficacité de 10%, pour les énergies de 1, 5, 10 et 100 GeV (seule l'efficacité pour une énergie de 100 GeV diffère et est égale à 12%) avec une incertitude :

$$\Delta_{eff} = \frac{\sqrt{(\varepsilon)*(1-\varepsilon)}}{n} = 0.6\%$$

Où  $n$  est le nombre total d'événements et  $\varepsilon$  l'efficacité de détection. L'étude des données de la simulation à partir desquelles nous obtenons ces valeurs d'efficacité est expliquée en annexe. En remplaçant les valeurs d'efficacité posées lors de la génération pour chaque sous-détecteur de la calorimétrie par celles-ci, nous obtenons comme nombre d'événements attendus pour une période de trois mois :

$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$
$21.715 \pm 4.886$	$5.351 \pm 2.425$

Ces chiffres sont assez proches de ceux obtenus à partir de nos premières approximations portée sur les efficacités et volumes utiles des sous-détecteurs puisque nous avons prédit 24.13 interactions de  $\nu_e$  pour 10.75 interaction de  $\bar{\nu}_e$ . Les résultats de la simulation nous permettent donc de conclure que, même s'il apparaît impossible de vérifier la théorie de variation de masse des neutrinos, ATLAS pourrait détecter quelques interactions de neutrinos atmosphériques, la reconstruction des électrons et (bientôt) des muons illustrant le bon fonctionnement de sa calorimétrie.

# Conclusion

L'expérience ATLAS pourra-t-elle, en utilisant l'imposant collisionneur de protons et d'ions lourds du LHC, vérifier la récente théorie qui apporte une solution à la hiérarchie de masse des neutrinos et suggère une variation de la masse de ces particules en fonction de leur densité dans l'Univers et de la densité de matière des milieux qu'elles traversent ? Résolvera-t-elle la question de la victoire de la matière sur l'anti-matière, chacune ayant été présente en proportion égale au moment du Big Bang ?

Les divers calculs effectués durant ce stage semblent indiquer que les interactions de neutrinos atmosphériques dans la calorimétrie d'ATLAS ne seront pas suffisamment nombreuses pour permettre une telle étude. Se basant sur l'oscillation des  $\nu_\mu$  atmosphériques qui oscillent en  $\nu_\tau$ , un tel effet de variation de masse s'observerait par la différence du nombre d'interactions de  $\nu_\mu$  ayant traversé la Terre avec et sans cet effet, ce dernier modifiant les paramètres d'oscillation puisque tenant compte des densités des différentes couches terrestres-le coeur, le manteau, la croûte.

Les chiffres attendus ne permettent pas une mesure raisonnable pour des angles solides réduits, pour la période de trois mois pendant laquelle en permanence des prises de données sur les rayons cosmiques seront effectuées. Prolonger cette prise de données représenterait un investissement incertain, tant au niveau du stockage des données que dans la statistique des résultats.

Mais reconstruire les leptons issus de l'interaction des neutrinos illustrent le bon fonctionnement de la calorimétrie et confirme les chiffres obtenus lors de la génération d'événements, les incertitudes relatives de l'un rentrant dans celle de l'autre. Le projet de ce stage, qui mérite d'être approfondi, montre un intérêt limité de l'étude des neutrinos atmosphériques dans ATLAS et discrédite l'utilisation d'autres flux de neutrinos, comme les flux galactiques, solaires ou encore les faisceaux de neutrinos tel celui de Fermilab. Ce stage nous conforte cependant dans le bon déroulement de la simulation et ainsi dans la compréhension du fonctionnement de la calorimétrie. Enthousiaste et ravie de ces trois mois passés avec l'équipe ATLAS du LPNHE, des réunions de groupe qui illustrent les aspects financiers et politiques de la recherche scientifique, à la visite d'ATLAS au CERN, il me tarde d'entendre les conclusions de ce projet et suivre les découvertes d'ATLAS et du LHC.

# Chapitre 6

## Annexes

### 6.1 Exemple d'une géométrie de détecteur accessible à Nuance

Considérons par exemple que l'on souhaite créer un détecteur cylindrique avec une partie interne (cylindrique) remplie de vide, de rayon externe  $R_{ext} = 2 \text{ m}$  pour une longueur de 4 m, et une couche externe, de rayons interne et externe respectivement  $R_{int} = 2 \text{ m}$  et  $R_{ext} = 3 \text{ m}$ , composé de 20% de Fer et 80% de Plomb en fraction de masse.

Nuance ne peut comprendre une telle géométrie. Bien sûr, à partir des densités atomiques, des impulsions de Fermi et énergies de liaison des nucléons, définis dans le fichier de configuration, nous pouvons aisément attribuer la composition de matière énoncée plus haute au cylindre externe. Mais Nuance générera des événements dans un cylindre plein de même rayon externe que le second et de même composition de matière sans prendre en compte le vide présent dans la première couche.

La solution qui nous éloignera le moins de notre géométrie de départ est d'introduire un petit cylindre au centre du détecteur composé de matière (de Plomb et de Fer) et non de vide. Comme les précisions de Nuance sur les rayons et longueur sont le centimètre, nous pouvons attribuer à ce premier des trois cylindres un rayon externe  $R_{ext} = 1 \text{ cm}$  et longueur  $l = 2 \text{ cm}$  (en réalité, Nuance tient compte des rayons et des demi-longueurs). Ce procédé est d'autant plus astucieux que la matière présente dans ce premier cylindre doit être faite de Plomb et de Fer mais qu'aucune contrainte n'est posée sur leur proportion en masse.

Imaginons maintenant que l'on souhaite générer des événements dans un cylindre plein de 5 m de long, constitué d'une première couche de rayon externe  $R_{ext} = 3 \text{ m}$  composé de Plomb et d'Argon et d'une deuxième couche de rayon externe  $R_{ext} = 4 \text{ m}$  composé de Fer et de tuiles scintillantes :

- Dans un premier temps, on sépare ces deux couches par une fine couche de vide de rayon  $R \in [299; 301] \text{ cm}$ <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Les rayons externe et interne des deux couches initiales changent. Le cylindre central aura un rayon externe de 2,99 m tandis que le plus externe verra son rayon interne diminué de 1 cm et son rayon externe inchangé

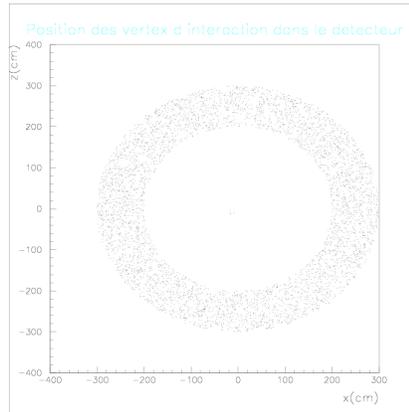


FIG. 6.1 – Vue de face des vertex d’interaction dans le détecteur cylindrique : les quelques points centraux représentent les interactions dans la fine couche de Fer et de Plomb introduite. Dans le couche remplie de vide, il n’y a pas d’interaction

- Dans un second temps, on définit la composition de matière des deux couches concernées : Bien que Nuance leur impose d’être fait des mêmes atomes, nous pouvons répartir 99,998% de la masse d’une couche aux atomes la constituant et 0,002% aux deux autres. Ainsi, dans le cylindre externe fait de Fer et de tuiles scintillantes, 99,998% de la masse sera partagée entre le Fer et les tuiles, Le Plomb et l’Argon seront présents à 0,001% chacun, et inversement pour le cylindre interne.

## 6.2 Calcul du nombre d’événements attendus pour trois mois de prises de données

Dans la partie consacrée aux nombres d’événements prévus pendant la prise de données sur les rayons cosmiques, nous avons énuméré les flux de neutrinos, leur section efficace d’interaction avec la matière dans ATLAS et les efficacités de détections des divers sous-détecteurs. Le programme en langage C qui a permis le calcul rapide et précis du nombre d’événements a utilisé de nombreux tableaux de données écrits à partir de ces différents paramètres :

**Dans un premier temps,** nous avons « ajusté<sup>2</sup> » les flux de neutrinos atmosphériques donnés par SK pour chaque saveur en exprimant ceux-ci dans les unités appropriées soit

---

<sup>2</sup>paramétrer la courbe par une fonction définie et de la forme  $\log_{10}y = a + b\log_{10}x$ .

en  $cm^{-2} \cdot (3\text{mois})^{-1} \cdot GeV^{-1}$ . A partir de ces flux différentiels, nous avons pu obtenir un tableau de valeurs de flux pour les énergies comprises entre 1 et 10 GeV par pas de 1 GeV (et ainsi nous affranchir de l'unité d'énergie). La figure 6.2 représente ses flux de neutrinos atmosphériques atteignant ATLAS pendant la période considérée de trois mois.

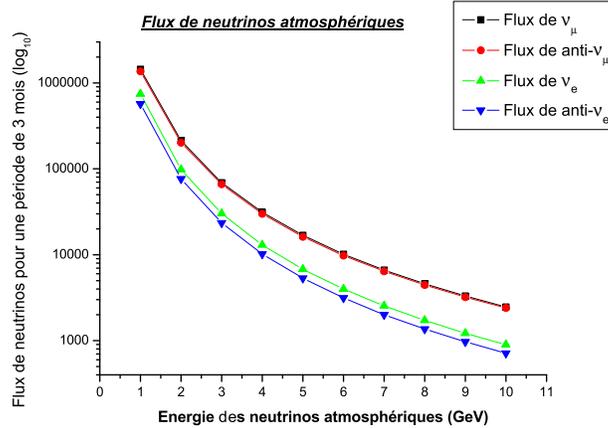


FIG. 6.2 – Graphique représentant les flux de  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  et  $\bar{\nu}_e$  atmosphériques atteignant la calorimétrie d'ATLAS pendant trois mois

**Les efficacités et volumes utiles** des différents sous-détecteurs ont conduit à deux tables, une par saveur (particule et anti-particule confondues) d'efficacités totales de détection des neutrinos pour chaque élément de la calorimétrie. Le tableau suivant illustre les efficacités des  $\nu_\mu$  et leur anti-particule dans les barrels et End Cap EM et hadroniques :

Energie des $\nu_\mu$ (GeV)	Efficacité du Barrel EM	Efficacité du End Cap EM	Efficacité de TileCal	Efficacité des HEC
1	0%	0%	0%	0%
2	0%	0%	0%	0%
3	0%	0%	0%	0%
4	28.80%	0%	34%	0%
5	41.74%	0%	48.13%	0%
6	52.89%	19.19%	51.50%	21.47%
7	66.37%	30.53%	62.28%	29.02%
8	59.63%	47%	64.92%	38.36%
9	60.87%	53.45%	70.97%	49.53%
10	71.96%	52.59%	73.67%	48.19%

**Les sections efficaces totales** données pour chaque type de neutrinos résultent de la somme sur le nombre de réactions par canaux des probabilités d'interactions des neutrinos avec les nucléons des divers atomes présents dans chaque sous-détecteurs. Compte-tenu du

nombre total de chaque espèce d'atomes et des fractions de masse de chacun présents dans les divers éléments, l'étape qui a suivi la lecture des tableaux a été de calculer les probabilités d'interaction (pour une énergie donnée) des neutrinos avec l'ensemble des atomes et pour les différentes réactions dans chaque sous-détecteurs, ces probabilités (pour une énergie  $i$  et un type de neutrino  $\nu_i$ ) étant paramétrées par l'expression suivante :

$$Proba_{\nu_i}(i) = \left( \sum_{j=1}^5 N_j * CS_{ji} * (\sum_{k=1}^4 eff_{ki} * fm_{jk}) \right)$$

**La somme sur les énergies** du produit des flux intégrés par ces probabilités nous ont fournit pour chaque saveur le nombre de neutrinos attendus pendant les trois mois :

$$N_{\nu_i} = \sum_{i=1}^{10} Flux_i * \left( \sum_{j=1}^5 N_j * CS_{ji} * (\sum_{k=1}^4 eff_{ki} * fm_{jk}) \right)$$

avec une incertitude paramétrée par l'expression suivante :

$$\Delta N_{\nu_i} = \sqrt{(\sqrt{N_i})^2 + (10\%N_i)^2}$$

## 6.3 Analyse des quelques données de la simulation

Les graphiques de la figure 6.3 représentent l'angle  $\varphi_{gen}$  en fonction de l'angle  $\varphi_{cluster}$  pour les 4 énergies différentes du neutrino incident (1, 5, 10 et 100 GeV). Seul l'angle  $\varphi$  du premier cluster (généralement le plus proche de  $\varphi_{gen}$ ) est considéré dans les profils<sup>3</sup>. Les événements simulés sont rares pour les faibles énergies et les valeurs des  $\varphi_{cluster}$  souvent éronnées (égales à -999.9999). Mais nous pouvons faire quelques remarques sur les valeurs des angles obtenus après simulation, ainsi que sur les énergies totales des particules générées qui, comparées aux énergies des différents custers de chaque événement, nous renseignent sur les processus responsables de ces amas EM. Les événements de 100 GeV sont générés à partir du mode TEST, soit d'un "faisceau" de  $\nu_e$  de 100 GeV dans la direction Ox ( $\theta = 90^\circ$ ;  $\varphi = 0^\circ$ ). Dans les événements 38 et 44 de ce fichier (qui correspondent resp. aux événements 39 et 45 du fichier .kin de génération), plusieurs clusters sont créés pour différentes valeurs de  $\varphi_{cluster}$  et  $\eta_{cluster}$  par événement (les graphes de la figure 6.4 illustrent également les profils d'évolution de  $\eta_{gen}$  en fonction de  $\eta_{cluster}$ , mais aucune dépendance linéaire n'est suggérée). Plusieurs remarques peuvent être faites sur les clusters de l'événement 38 :

- 9 clusters sont créés, 15 particules générées par interaction du  $\nu_e$  avec un neutron, dont 3 neutrons, 2 protons, 1 életron, 1 photon et 8 pions (dont un neutre).
- L'angle  $\varphi$  du deuxième cluster est le seul qui soit vraiment proche de  $\varphi_{gen}$ , en effet  $\Delta_\varphi = 0.0366$ . Ce second cluster englobe à lui seul 27.08% de l'énergie totale du neutrino incident, le premier en emportant 33% mais pour une différence  $\Delta_\varphi \approx 2$ .
- Parmi les 15 particules à l'état final, 5 (1 e- et 4 pions) emportent une part de l'énergie totale comprise entre 10 et 30% chacun, 7 (1  $\pi^-$ , 1  $\pi^+$ , 3 neutrons et 2 protons)

---

<sup>3</sup>Nous prenons les  $\varphi_{gen}$  et  $\varphi_{cluster}$  positifs : quelque soit les signes de  $x_{vertex}$  et  $y_{vertex}$ , nous prenons les valeurs absolues de ces angles.

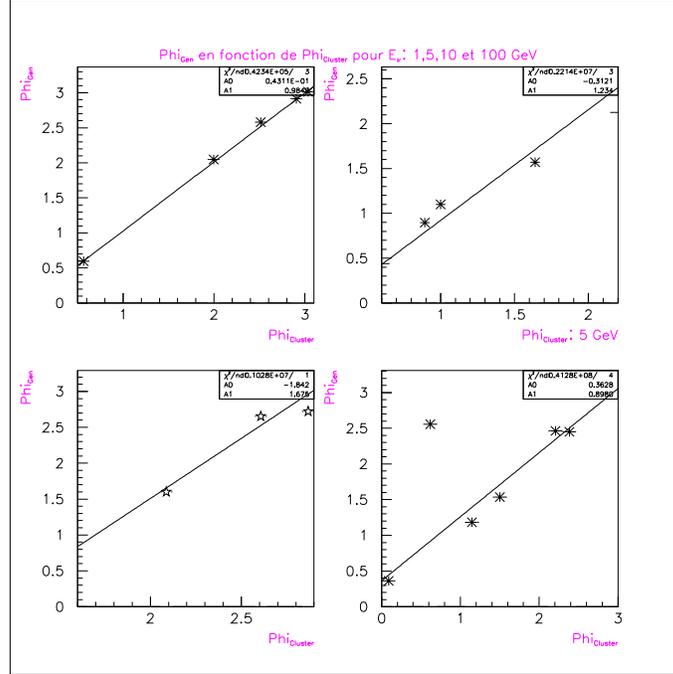


FIG. 6.3 – Graphique représentant le profil d'évolution de l'angle  $\varphi_{gen}$  en fonction de l'angle  $\varphi_{cluster}$  pour les différentes énergies des neutrinos : la dépendance linéaire suggère une bonne reconstruction des événements simulés

en emportent un part moins importante, comprises entre 1 et 5%, le reste de l'énergie se partageant entre les 2 photons et un  $\pi^-$ .

On peut envisager que les 4 premiers pions se désintègrent en photons et leptons, les photons pouvant à leur tour s'annihiler en une paire électron-positron, générant ainsi des gerbes EM, i.e des cluster EM. De même, l'électron (d'une énergie totale de 14.08 GeV) peut engendrer un photon par rayonnement de freinage, le photon contribuant une autre fois à la génération d'une gerbe EM, créant un autre cluster. Enfin, les pions et neutrons restant peuvent se désintégrer et engendrer à nouveau des clusters, d'où 11 clusters possibles pour 8 en tout. En excluant la désintégration des neutrons, les 8 gerbes EM engendrées par l'électron, les pions et photons retracent le passage du neutrino dans la calorimétrie d'ATLAS. Un même raisonnement porté sur l'événement 44 nous conduit aux remarques suivantes :

- Seul le premier cluster a un angle  $\varphi$  qui soit très proche de  $\varphi_{gen}$  ( $\Delta_\varphi = 0.0569$ ). Il emporte 68.69% de l'énergie totale, les trois autres clusters n'en emportant respectivement que 0.87, 0.39 et 0.33% pour des  $\varphi_{cluster}$  très différent de  $\varphi_{gen}$ .
- 10 particules sont générées, dont 2 photons, 1 électron, 1  $\pi^+$ , 3 protons et 3 neutrons.
- L'électron emporte 91.47% de l'énergie du neutrino et 91.42% de  $px_{\nu_e}$  avec  $px_{e^-} \gg py, pz$ . Tandis que le pion en emporte 8.13% et les n et p environ 1%.

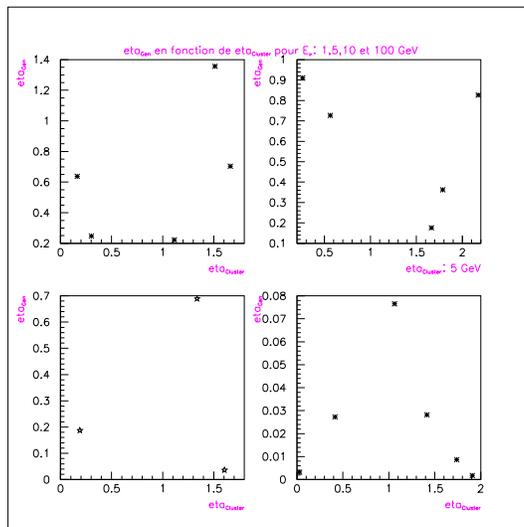


FIG. 6.4 – Graphique représentant l'évolution de l'angle  $\eta_{gen}$  en fonction de l'angle  $\eta_{cluster}$  pour les différentes énergies des neutrinos : l'absence de dépendance linéaire suggère une bonne reconstruction des  $\eta$  des événements simulés

Un cluster peut ainsi être issu de la désintégration du pion, un autre (ou peut être deux) par rayonnement de freinage de l'électron ou encore par annihilation du photon de 22 MeV. Des analyses semblables peuvent être réalisées sur les événements de plus basse énergie. Bien que le nombre de clusters soit grandement réduit, la présence d'un seul nous permet de rentrer l'événement dans les efficacités de reconstruction de la calorimétrie d'ATLAS. Par exemple, pour les événements générés à 5 GeV :

- Dans l'événement 26, le  $\varphi_{gen}$  est proche du  $\varphi$  de l'unique cluster qui emmagasine une énergie totale de 2,327 GeV. Parmi les 10 particules générées, seul l'électron possède une énergie supérieure à celle-ci. Ce cluster peut donc correspondre au rayonnement de freinage de l'électron libérant un photon qui peut s'annihiler en une paire électron-positron générant une gerbe EM.
- Il en est de même pour les événements 47 et 41. Pour l'événement 49, il peut s'agir de l'annihilation du photon qui engendre la gerbe EM car celui-ci emporte une énergie de 2.74 MeV, un électron et un neutron emportant chacun 1 GeV. Il est à noter qu'au delà de 20 MeV, le rayonnement de freinage reste le processus dominant de perte d'énergie de l'électron, les diffusions inélastiques sur les électrons atomiques et élastiques sur les noyaux dominant aux plus basses énergies, avec l'effet Cerenkov.

De même, pour les fichiers de génération à 10 GeV :

- Pour l'événement 17, l'angle  $\varphi$  du cluster est proche du  $\varphi$  généré. Parmi les 8 particules générées se trouvent un  $\pi^0$  qui possède une énergie de 5.231 GeV contre un  $K^0$

et un proton qui ont chacun une énergie de 1.25 GeV. L'énergie du cluster étant de 5.19 GeV, il peut correspondre à la désintégration du  $\pi^0$  en 2 photons qui s'annihilent en paire électronique.

- Pour l'événement 21, il y a 22 particules générées parmi lesquelles un électron de 7.6 GeV et de nombreux neutrons et protons d'une énergie moyenne de 1 GeV. Les deux clusters ont une énergie avoisinant les 2 et 0.8 GeV : le premier a un angle  $\varphi$  loin de  $\varphi_{gen}$  et l'angle du second est erroné. L'absence de valeur pour l'angle ou un  $\Delta_\varphi$  important exclue cet événement de l'efficacité de la calorimétrie.

Si on suppose que les événements qui ont au moins un cluster dont l'angle est assez proche de celui de la génération sont bien détectés, l'efficacité de détection de la calorimétrie correspond au rapport du nombre d'événements détectés sur le nombre total soit 50 événements simulés par énergie. Nous obtenons en moyenne une efficacité de 10% pour chacune d'elles (seul l'efficacité pour une énergie de 100 GeV diffère et est égale à 12%) avec une incertitude :

$$\Delta_{eff} = \frac{\sqrt{(\varepsilon)*(1-\varepsilon)}}{n} = 0.6\%$$

Où n est le nombre total d'événements et  $\varepsilon$  l'efficacité de détection. En remplaçant les valeurs d'efficacité posées lors de la génération pour chaque sous-détecteur de la calorimétrie par celles-ci, nous obtenons comme nombre d'événements attendus pour une période de trois mois :

$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$
$21.715 \pm 4.886$	$5.351 \pm 2.425$

# Bibliographie

- [1] *Atmospheric neutrinos in ATLAS detector*, F. Vannucci, *LPNHE, Université Denis Diderot-Paris 7*, 2007
- [2] *The FULKA atmospheric neutrino flux calculation*, G. Battistoni et al., *Université de Milano, Italy, Astroparticles physics*, 19(2003) 269-290
- [3] <http://nuint.ps.uci.edu/dcasper/>, Dave Casper, Assistant Professor, Department of Physics and Astronomy, University of California, Irvine
- [4] *ATLAS detectors and physics performance Technical Design Report*, Vol. I, II et Arl
- [5] *Test du modèle du petit Higgs dans ATLAS au HC. Simulation de la numérisation du calorimètre électromagnétique*, M. Lechowski, *Laboratoire d'accélérateur linéaire, Paris XI*, 18-04-2005
- [6] *Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointants dans le cadre du modèle supersymétrique GMSB*, D. Prieur, *Université Claude Bernard-Lyon I*, 14-04-2005
- [7] *Réalisation du pré-échantillonneur central d'ATLAS et étude de la séparation gamma/pi0 dans le calorimètre électromagnétique*, S. Saboumazrag, *Université Joseph Fourier-Grenoble I*, 06-02-2004
- [8] *Sensibilité du télescope ANTARES au flux de neutrinos galactiques*, F. Jouvenot, *Université Denis Diderot-Paris 7*, 20-06-2005
- [9] *Caractérisation des performances à basses énergies du futur télescope sous-marin à neutrinos ANTARES et leur application à l'étude des oscillations des neutrinos atmosphériques*, C. Carloganu, *Université de la Méditerranée-Aix-Marseille II*, 06-12-1999
- [10] *Recherche d'oscillation de neutrinos dans l'expérience MINOS par l'utilisation des interactions quasi-élastiques*, R. Piteira, *Université Paris VI*, 29-09-2005

