LPNHE-2003-
10 février 2004

Rapport de Stage de Maitrise

Simon ROCHEMAN

L'étalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS par la mesure de la masse invariante des particules J/Ψ et Υ.

LPNHE-Paris, Universités Paris 6-7, et IN2P3-CNRS

La première année de mise en service du LHC ne sera pas seulement consacrée à l'étude de nouvelle physique. Les résultats de physique sont espérés dès la première année, mais il sera d'abord nécessaire d'étudier le comportement des détecteurs dans les conditions réelles d'utilisation et d'étalonner les différents détecteurs et systèmes d'acquisition de données. Vu l'ampleur de l'expérience, il est impératif d'assurer le bon fonctionnement d'ATLAS dès l'acquisition des premièrres véritables données. C'est pourquoi, l'étalonnage du calorimètre électromagnétique doit être préparé longtemps avant le démarrage du LHC. Nous étudions ici comment les particules J/Ψ et Υ pourraient nous permettre de participer à cet étalonnage.

ATLAS
LPNHE Paris 6-7

Table des matières

1 Introduction

ATLAS étant une expérience importante qui implique beaucoup de physiciens et de laboratoires, la meilleurre précision possible du calorimètre (comme celle de tous ses éléments) doit être obtenue rapidement pour permettre de synthétiser le fonctionnement des différents élements à la même date. Les résultats attendus sont importants et ne doivent pas être faussés par un problème d'étalonnage profondement ancré dans les premiers calculs du détecteur. Voilà pourquoi cet étalonnage est étudiée avant la construction du détecteur et sa mise en place, 4 ans avant sa première prise de données.
Pour étalonner ce calorimètre, il existe plusieurs méthodes. En se basant sur différentes particules connues, nous pouvons chercher à retrouver leurs propriétés et ainsi étalonner le détecteur. Nous allons étudier ici s'il est possible d'utiliser la mesure de la masse des particules J/Ψ et Υ et comment construire un programme d'étalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS sur la mesure de la masse des particules J/Ψ et Υ. Nous étudierons d'abord la fréquence de production de telles particules et le rapport signal/bruit, puis nous chercherons à améliorer ce rapport pour enfin simuler l'étalonnage du calorimètre par un programme. Pour simuler la physique à 14TeV qui se déroulera au LHC, nous utiliserons un générateur d'événements (PYTHIA). Nous chercherons à améliorer la pureté du signal en effectuant des coupures de différentes natures sur les variables observées, cette étape sera effectuée sous le logiciel PAW. Puis nous utiliserons les meilleures coupures pour mettre en route deux étalonnages, basées indépendamment sur les particules J/Ψ et les particules Υ. Dans la section 2, nous commencerons par présenter le contexte de l'expérience et du travail de stage : Le LHC et ATLAS puis le programme de génération des événements PYTHIA. Dans la section 3, nous nous pencherons sur les modifications à porter sur ce programme pour l'adapter à notre travail. La section 4 sera consacrée à la détermination des lots d'événements que nous utiliserons pour l'étalonnage et la section 6 sera consacrée à la méthode d'étalonnage elle-même.

2 Présentation du contexte

2.1 Le LHC

Si le LEP a permis de confirmer le Modèle Standard et de préciser certaines valeurs numériques, il subsiste pourtant des problèmes. Les expériences D0 et CDF (en cours auprès du Tevatron pour une énergie au centre de masse de 1.96 TeV) continuent de rechercher la solution à ces problèmes, notamment d'infirmer ou confirmer la possible observation du boson de Higgs pour une masse de 115 GeV. Ces expériences appporteront les données préliminaires à l'ouverture du LHC qui commencera son activité en 2007. Le LHC est un collisionneur proton-proton qui fonctionnera à une énergie au centre de masse de 14TeV. La première année, la luminosité sera de l'ordre de $10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ puis les années suivantes, elle atteindra $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$.

2.2 ATLAS

Le détecteur ATLAS (cf. figure 1) est l'une des deux expériences "à large spectre" auprès du LHC (l'autre est CMS).

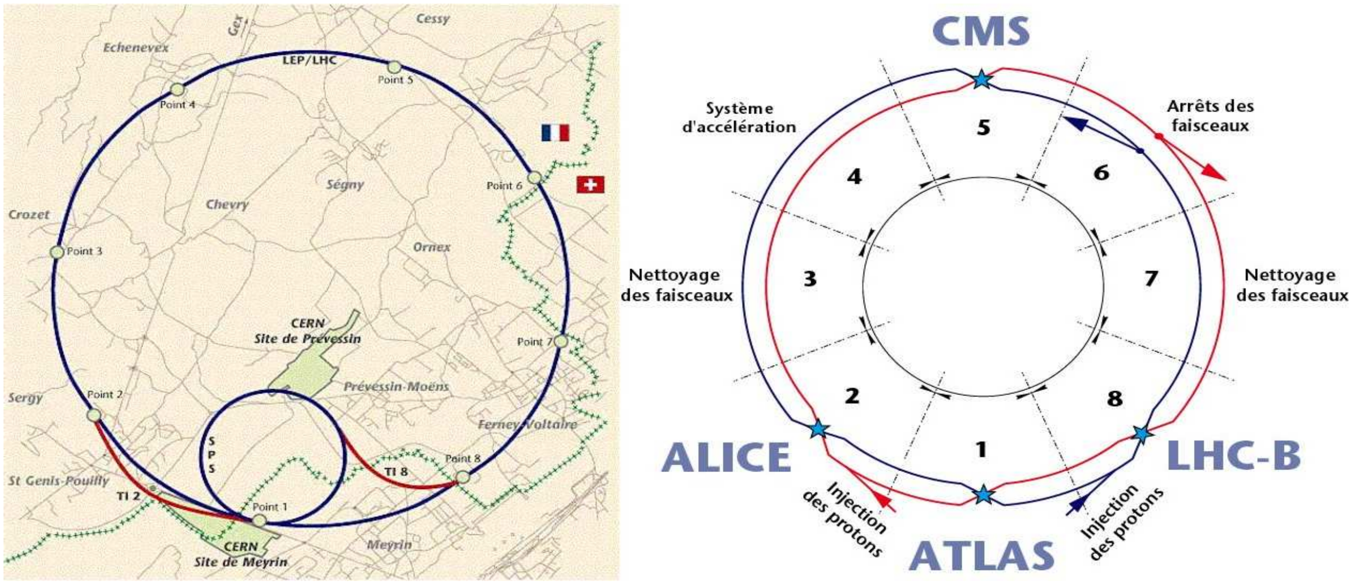


FIG. 1 – *représentation du détecteur ATLAS*

2.2.1 objectifs de l'expérience

ATLAS a été conçu de manière à ce que ses données puissent être utilisées dans des analyses relevant de multiples thèmes de physique :

- Physique du quark *top* (mesure de sa masse, caractérisation de ses désintégrations)
- Physique du quark *b* (étude de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons B, études des oscillations du Bs, recherche de désintégrations rares)
- Physique électrofaible : Mesure de précision de la masse et des couplages du boson W, étude de la production de paires Wγ ou WZ.
- QCD : caractérisation de la production de jets, production directe de photons, de W, de Z, de quarks lourds.
- Recherche de nouvelle physique, à la fois à travers la supersymétrie et de dimensions supplémentaires :
  - Recherche du boson de Higgs standard
  - Recherche de bosons de Higgs de la supersymétrie
  - Modèles exotiques (mise en évidence de dimensions supplémentaires, recherche de quarks excités, de leptoquarks, etc)

2.2.2 Le détecteur

Le détecteur se présente sous la forme d'un cylindre d'un diamètre de 20 mètres, de longueur 44 mètres (cf. figure 2). Il pèse 7000 tonnes. La collision s'effectue en son centre et les differents détecteurs spécialisés sont organisés dans une géométrie en "pelure d'oignons". Du centre à la périphérie le détecteur est donc constitué de :

- Le trajectographe (composé de trois sous-détecteurs) : Au plus proche du point de collision, c'est un ensemble de segments en couches de Silicium. Il mesure la trajectoire des particules chargées. Les trajectoires sont mesurées sur environ 36 points jusqu'à leur point d'impact sur le calorimètre. On peut constater sur la figure 3, représentant les couches successives que toutes les particules le traversent.
- Les calorimètres (électromagnétique et hadronique) : Ils mesurent respectivement

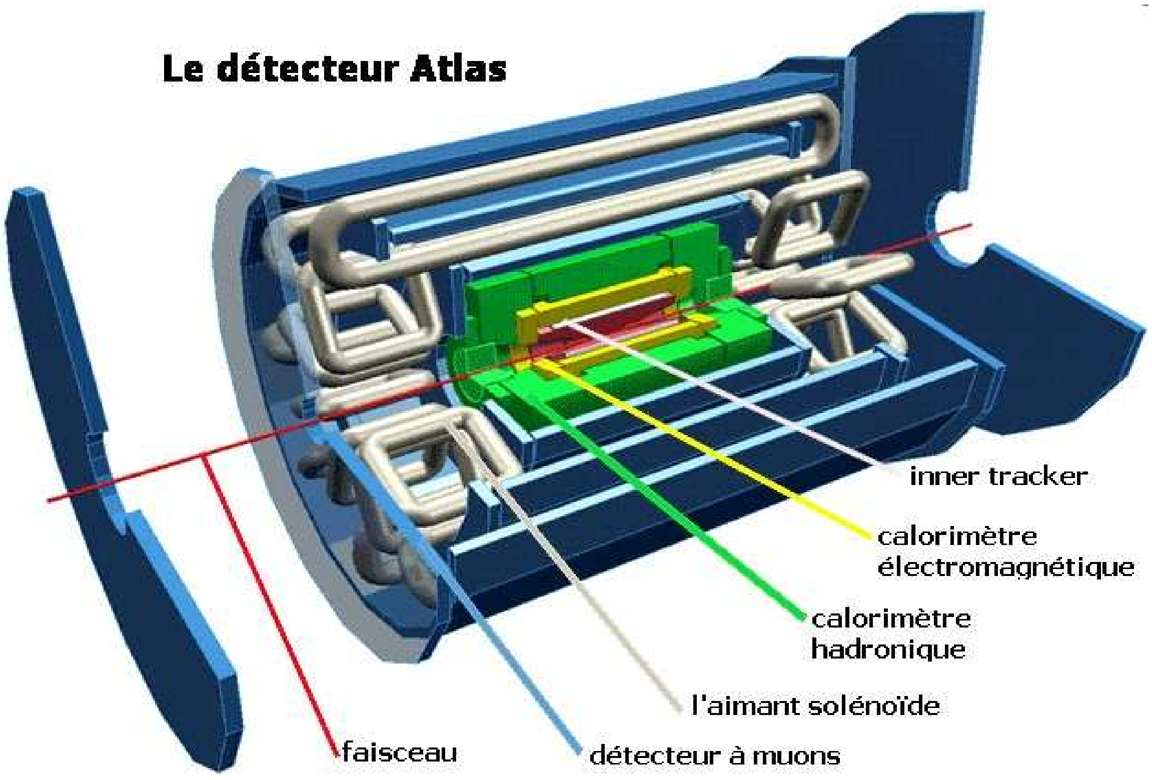


FIG. 2 – *coupe du détecteur ATLAS*

les énergies des électrons, positrons et photons d'une part et des hadrons d'autre part. Ils fonctionnent tout les deux sur un principe de cascade (que nous décrirons plus loin), chaque particule initiale donne une gerbe (ou cascade).

- L'aimant solénoïdal : Il instaure dans le détecteur un champ magnétique qui courbe les trajectoires des particules et permet ainsi d'obtenir des information telles que le signe de la charge et l'impulsion.
- Le détecteur à muon : Comme on peut le constater sur la figure 3, seuls les muons et les neutrinos arrivent à cette distance du point de collision. les muons interagissent alors avec le détecteur tandis que les neutrinos s'en échappent.

Toutes les particules émises lors de la collision peuvent donc être repérées par le détecteur. Seuls les neutrinos sont éjectés et on sait que l'énergie manquante correspond uniquement à ces particules. De cette façon, le système en couches permet de mesurer séparement toutes les grandeurs. Malheureusement, les couches internes ne sont pas toujours parfaitement permeables aux particules qu'elles sont censées ne pas mesurer et nous verrons plus tard dans quelle mesure ce phénomène peut jouer sur les mesures et en particulier sur le but de ce travail.

2.2.3 le calorimètre électromagnetique

Le calorimètre électromagnétique central (cylindrique) couvre les domaine de pseudo rapidité[1] $|\eta| < 1.45$ les parties "bouchons" couvrent le domaine $1.45 < |\eta| < 3.2$. Dans le cas des particules à haute énergie produites lors de la collision. Cette valeur nous servira de repère axial pour la direction des particules.
Le calorimètre électromagnétique est formé de plaques de plomb pliées en forme

[1]la pseudorapidité est définie par $\eta = -ln(tan(\frac{\theta}{2}))$.

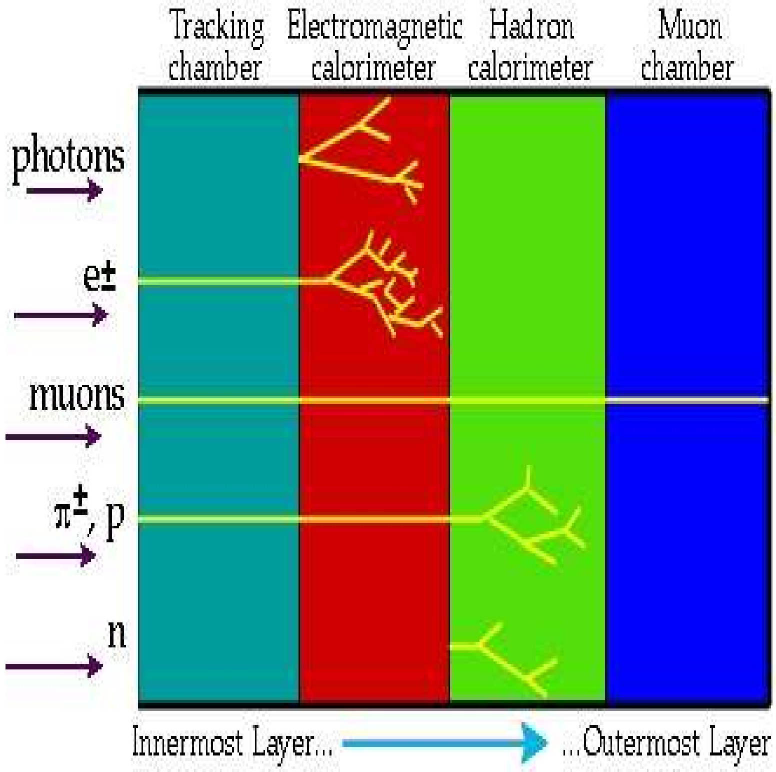


FIG. 3 – *représentation des couches successives du détecteur et de leur interaction avec les différentes particules.*

d'"accordéons" (environ 1.5 mm d´épaisseur) séparés par des couches d'Argon Liquide (environ 4 mm d'épaisseur) sous haute tension. Lorsque des électrons, positrons ou photons traversent le plomb, ils produisent une gerbe de particules encore très énergetiques. Celles-ci produisent de nouvelles gerbes en cascades jusqu'à parvenir à des particules de basse énergie dont le nombre est proportionnel à l´énergie de la particule incidente. Lorsque des particules de la cascade d'une énergie inférieure à l'énergie critique[2], traversent l'argon liquide, elles interagissent avec les atomes par ionisation(pour les particules chargées) et par effet Compton ou par effet photoélectrique (pour les photons). Les électrons issus de cette ionisation sont dirigés par le champ électrique sur les électrodes. L'intensité mesurée est alors propotionelle à l'énergie initiale.
On exprime la résolution du détecteur sous la forme suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \qquad (1)$$

- Le terme $a/\sqrt{E}$, où a est donné en % $\times GeV^{1/2}$, est appelé le terme d'échantillonnage ou stochastique. Il représente la contribution à la résolution provenant de l'ensemble des fluctuations intrinsèques physiques.
- b/E, où b est exprimé en $\%\times GeV$, constitue le terme de bruit. Il provient de la chaîne de traitement électronique, ainsi que des phénomènes d'empilement des événements.
- c, exprimé en %, est le terme constant. Il caractérise les non-uniformités résiduelles du détecteur, c'est-à-dire les non-uniformités qui n'ont pu être éliminées lors de la

[2]L'énergie critique est l'énergie en-dessous de laquelle la perte d'énergie par ionisation est le processus dominant pour une particule chargée. L'énergie critique est approximativement égale à $\frac{800\ MeV}{Z+1.2}$, où Z est le numéro atomique moyen du milieu considéré.

construction ou absorbées par l'étalonnage du détecteur. A haute énergie, au-delà d'une centaine de GeV, il domine la résolution du détecteur. Il est donc crucial pour les performances du détecteur que ce terme soit le plus faible possible.

2.3 PYTHIA

Pour concevoir et tester le système d'étalonnage, nous avons besoin de simuler le comportement du détecteur et les processus physiques en jeu après la collision. le rôle de PYTHIA est de générer les événements que nous utiliserons dans la simulation.

2.3.1 principe

PYTHIA génère les événements étape par étape, en commencant par la génération de l'état initial avec les premiers embranchements puis la collision qui fournit souvent une ou deux particules. Ces particules se désintègrent ensuite pour former un état intermédiaire où les particules initiatrices de jets sont formées. Puis ces jets se développent par fragmentation puis désintégration.
PYTHIA est un générateur du type Monte Carlo. Il possède un générateur de nombres aléatoire et s'en sert pour appliquer des algorithmes qui fournissent à la fois des événements et qui calculent les sections efficaces de production des particules.

2.3.2 défauts du simulateur

Les sections efficaces obtenues sont donc approchées car les règles utilisées pour les calculer ne sont pas parfaites. Ainsi, il est par exemple possible de comparer le comportement de PYTHIA dans des conditions correspondantes à des expériences déjà effectuées. En comparant avec D0, par exemple, on trouve un écart relatif de 4.5 pour la section efficace de production de particules J/Ψ. Le simulateur ne fournit donc qu'un comportement approché de la réalité.
De plus, de part la nature du fonctionnement de PYTHIA, les différents processus de physiques sont isolés dans des modules. Ces modules sont codés sous la variable MSEL [3] et les processus isolés sont codés sous la variable MSUB [4]. On peut ainsi choisir certains types d'événements en fixant le début de la réaction. Mais cela pose problème lorsqu'il faut synthétiser tous les modes de fonctionnements dans le but de simuler de façon la plus précise possible la physique réelle que nous pourrons observer, en prenant en compte tous les processus. Il est impossible de simuler tous les modes en même temps, il est donc obligatoire d'ajouter, morceau par morceau, les différents types d'événements et pour cela, nous ne pouvons nous baser que sur les sections efficaces calculées par PYTHIA.
Les défauts de la simulation se font donc sentir à la fois dans le calcul de sections efficaces d'un processus isolé et dans le calcul de sections efficaces globales du mode. Il est donc difficile de synthetiser pour simuler un fonctionnement réel de l'accelerateur de particules sur un temps donné.

[3] Par exemple, MSEL=1 correspond aux processus de QCD à haut-p_T, MSEL=4 correspond aux processus de production de quarks charmés ($c\bar{c}$)

[4] Par exemple, la ligne de commande “MSEL(86)=1”sélectionnera le processus $gg \rightarrow J/\Psi g$

3 Adaptation de Pythia

Mais si PYTHIA calcule les sections efficaces des processus de manière approchée, nous pouvons essayer de corriger ces sections efficaces et ce, en utilisant deux méthodes distinctes :

- La comparaison avec la théorie, car nous disposons de courbes représentant le comportement de la section efficace de production des particules J/Ψ et Υ en fonction de leur impulsion transverse.
- La comparaison avec l'expérience CDF, car même si celle-ci se situe dans un domaine d'énergie différent, elle nous fournit des facteurs correctifs que nous pouvons espérer étendre aux conditions du LHC.

Nous allons donc comparer les résultats obtenus grâce à PYTHIA et ces deux types de résultats. Cela nous fournira deux facteurs de corrections que nous pourrons utiliser pour corriger les sections efficaces prises en compte.

3.1 comparaison avec les résultats théoriques

L'étude de la QCD non relativiste (NRQCD) prévoit que la section efficace de production des particules $\Upsilon_{(1S)}$ et J/Ψ décroît avec l'impulsion transversale P_t [1]. Nous avons dû modifier PYTHIA pour être plus en accord avec les résultats théoriques. On utilise le même code [2] que celui qui a permis d'obtenir les données théoriques pour modifier le processus prépondérant dans la production des particules J/Ψ et Υ : le processus $gg \to J/\Psi g$ (processus codé MSEL=86 pour PYTHIA).

3.1.1 Les particules J/Ψ

Après modification, PYTHIA simule correctement le comportement des particules J/Ψ dans le domaine prévu par la théorie. On peut le constater dans le tableau 1 Les

Processus	MSUB(86)normal	MSUB(86)modifie
MSEL=5	$5,8.10^{-7}b$	$5,8.10^{-7}b$
MSEL=2	$2,104.10^{-6}b$	$2,104.10^{-6}b$
MSUB(86)	$3,2.10^{-7}b$	$4,16.10^{-5}b$
somme des processus	$3,04.10^{-6}b$	$4,42.10^{-5}b$
résultats théoriques	$2,4.10^{-5}b$	

TAB. 1 – Section efficace de production de J/Ψ, $5Gev < P_t < 50GeV$ et $|\eta| < 2.5$

résultats de PYTHIA et des courbes théoriques ne sont pas très éloignés. Ils nous donnent un rapport correctif k.

$$k = \frac{\sigma_{theorique}}{\sigma Pythia} = 0.54$$

3.1.2 Les particules Υ

Par contre (cf. tableau 2), cette nouvelle version de PYTHIA simule 25 fois trop de particules Υ (et contrairement à ce qui est indiqué dans la note de PYTHIA page 132 il est impossible de régler le paramètre de la fonction d'onde à l'origine $|R(0)|^2$ (carré de la fonction d'onde à l'origine codée PARP(38) pour PYTHIA) et $|R'(0)|^2/m^2$ (PARP(39) pour améliorer le comportement du processus $gg \to \Upsilon g$ (processus 86) dans PYTHIA) Nous obtenons ici un rapport k plus important... $k = \frac{\sigma_{theorique}}{\sigma Pythia} = 0.04$ Nous considérerons

Processus	MSUB(86)modifie
MSUB(86)	$5,2.10^{-6}b$
résultats théoriques	$2,104.10^{-7}b$

TAB. 2 – Section efficace de production de Υ , $10GeV < P_t < 50GeV$ et $|\eta| < 2.5$

donc par la suite que le processus 86 utilise pour les particules Υ a une section efficace 25 fois moindre que celle indiquée par PYTHIA.

3.2 comparaison avec CMS

Lei Xia, de l'équipe CMS a déjà effectué quelques travaux à propos de la section efficace de production des particules J/Ψ et Υ en vue de les utiliser pour l'étalonnage du calorimètre électromagnétique.
Pour cela, il a comparé les résultats de PYTHIA dans les conditions de l'expérience CDF et les résultats expérimentaux puis il utilise le rapport de ces résultats pour extraire un facteur de correction de la simulation.

3.2.1 Les particules Ψ

Nous commencons par considérer une section efficace obtenue expérimentalement sur CDF. Nous pouvons comparer cette valeur, la valeur obtenue par Lei Xia et la notre (cf. Eq 3).

$$\begin{aligned} S1 &= \sigma(p\bar{p} \to J/\Psi, E = 1.8TeV, P_t < 5GeV, |\eta| < 0.6) * Br(J/\Psi \to \mu^+\mu^-) \\ S1_{LeiXia} &= 3.77nb \qquad (2) \\ S1_{pythiamodifie} &= 56nb \\ S1_{CDF} &= 17.4nb \end{aligned}$$

Ces résultats fournissent des facteurs correctifs que l'on utilise pour améliorer la simulation dans la gamme d'énergie du LHC (cf. Eq 3).

$$\begin{aligned} k_{LeiXia} &= \frac{S1_{CDF}}{S1_{LeiXia}} = 4.61 \\ k_{pythiamodifie} &= \frac{S1_{CDF}}{S1_{pythiamodifie}} = 0.31 \qquad (3) \end{aligned}$$

Les résultats de la simulation à 14 TeV sont donnés dans l'équation 5

$$\begin{aligned} S2 &= \sigma(p\bar{p} \to J/\Psi, E = 14TeV) * Br(J/\Psi \to e^+e^-) \\ S2_{LeiXia} &= 8,53.10^{-6}b \\ S2_{pythiamodifie} &= 8,15.10^{-5}b \qquad (4) \\ S2_{pythianormal} &= 7,3.10^{-6}b \end{aligned}$$

$$(5)$$

Il semble que Lei Xia ait utilisé la version de PYTHIA non modifiée. C'est la raison pour laquelle nos résultats sont différents. Ensuite, on utilise les facteur k correspondant en supposant qu'ils restent constants entre 1.8TeV et 14 TeV ce qui donne les résultats de l'équation 6 :

$$\begin{aligned} S2_{LeiXia} &= 3,93.10^{-5}b \\ S2_{pythiamodifie} &= 2,52.10^{-5}b \end{aligned} \tag{6}$$

3.2.2 Les particules Υ

$$\begin{aligned} S1 &= \sigma(p\bar{p} \to \Upsilon, E = 1.8TeV, P_t < 16GeV, |\eta| < 0.4) * Br(\Upsilon \to \mu^+\mu^-) \\ S1_{LeiXia} &= 2,5.10^{-10}b \\ S1_{pythiamodifie} &= 4,17.10^{-8}b \\ S1_{CDF} &= 6,02.10^{-10}b \end{aligned} \tag{7}$$

Les résultats de Eq 8 fournissent des facteurs correctifs que l'on utilise pour améliorer la simulation dans la gamme d'énergie du LHC (cf. Eq 8).

$$\begin{aligned} k_{LeiXia} &= \frac{S1_{CDF}}{S1_{LeiXia}} = 2.41 \\ k_{pythiamodifie} &= \frac{S1_{CDF}}{S1_{pythiamodifie}} = 0.0144 \end{aligned} \tag{8}$$

La simulation à 14TeV nous donne les résultats de l'Eq 10

$$\begin{aligned} S2 &= \sigma(p\bar{p} \to \Upsilon, E = 14TeV) * Br(\Upsilon \to e^+e^-) \\ S2_{LeiXia} &= 6,73.10^{-8}b \\ S2_{pythiamodifie} &= 3.10^{-5}b \end{aligned} \tag{9}$$

Ensuite, on utilise les facteur k correspondant en supposant qu'ils restent constants entre 1.8 TeV et 14 TeV ce qui donne l'équation 10.

$$\begin{aligned} S2_{LeiXia} &= 1,62.10^{-7}b \\ S2_{pythiamodifie} &= 4,46.10^{-7}b \end{aligned} \tag{10}$$

3.3 Bilan

Nous disposons de deux jeux de sections efficaces des processus créateurs de particules $\Upsilon_{(1S)}$ et J/Ψ. Le choix entre ces deux systèmes peut modifier sensiblement la quantité de particules produites et influer sur la faisabilité de l'étalonnage.

4 Lot d'événement utilisé

Dans cette partie, nous allons nous pencher sur le problème du choix des événements à prendre en compte pour la simulation. Notre but est d'obtenir un nombre conséquent d'événements sans pour autant perdre en pureté du signal. On commencera par étudier le signal d'origine en prenant en compte toutes les paires d'électrons, puis nous détermineront les filtres qui pourront purifier le signal. Le calorimètre électromagnétique ne pouvant

détecter que les photons, les électrons et les positrons, nous détecterons les particules $\Upsilon_{(1S)}$ et J/Ψ qui se désintègrent en une paire e^+e^- soit 6.02% du total des particules J/Ψ et 2.5% des particules $\Upsilon_{(1S)}$. Mais nous détecterons ces paires parmi un grand nombre d'autres qui forment notre bruit de fond. Les électrons et positrons sont parfois confondus avec des pions, le filtrage est plus ou moins précis mais entraîne une perte de certains électrons. Il faut donc ajouter aux particules e^+ et e^- détectées (avec une probabilité de 0.8) un nombre conséquent de particules π^+ et π^- (1%) qui déposent une partie de leur énergie dans le calorimètre et sont prises respectivement pour des e^+ et des e^-. Dans ce bruit de fond, nous devons obtenir un signal le plus pur possible en $\Upsilon_{(1S)}$ et J/Ψ pour espérer étalonner le calorimètre sur leur masse invariante.
Pour purifier le signal et augmenter le rapport $\frac{signal}{bruit}$ nous pouvons selectionner les paires detectées suivant certains critères :

- La valeur de Pt minimum d'une des deux particules.
- La valeur de Pt minimum des deux particules.
- L'energie minimum d'une des deux particules.
- L'energie minimum des deux particules.
- La difference angulaire entre les deux particules (η ou θ)

4.1 les résultats initiaux

La première année, la luminosité sera de $L = 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$. Compte tenu de cette luminosité, nous pouvons calculer la fréquence des évennements correspondant à chaque gamme de processus. Nous effectuons ensuite une simulation equivalente à une durée de 0,15s. Cette durée prend en compte le temps de calcul du simulateuret correspond au maximum de statistique que nous pouvons espérer générer ici. On trouve la quantité d'événenents pur 0.15s par la formule 11

$$N = t * L * \sigma \tag{11}$$

4.1.1 Simulation normalisée par la théorie

Nous générons une quantité de statistique correspondant à une prise de donnée de 0.15 secondes (cf. table 3 et fig. 4). Pour cela, on se base sur les sections efficaces des différents processus. On finit la simulation en combinant les processus dans les quantités correspondantes. En prenant une fenêtre de largeur 500MeV autour de la masse des

Processus	section efficace	fréquence	N pour 0.15s
MSEL=2	$1,015.10^{-1}b$	$1,015.10^{8}s^{-1}$	$1,52.10^{7}$
MSEL=4	$1,88.10^{-2}b$	$1,88.10^{7}s^{-1}$	$2,82.10^{6}$
MSEL=5	$6,981.10^{-4}b$	$6,981.10^{5}s^{-1}$	$1,04.10^{5}$
MSUB(86) J/Ψ	$4,28.10^{-4}b$	$4,28.10^{5}s^{-1}$	$6,42.10^{4}$
MSUB(86) Υ	$2,4.10^{-5}b$	$2,4.10^{4}s^{-1}$	$3,6.10^{3}$

TAB. 3 – valeurs des sections efficaces et du nombre d'événements à génerer corrigées par la théorie

particules, on trouve les rapports :

$$\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit} = \frac{30}{173} = 0.17\,;\ \frac{Signal_{\Upsilon}}{Bruit} = \frac{3}{22} = 0.13$$

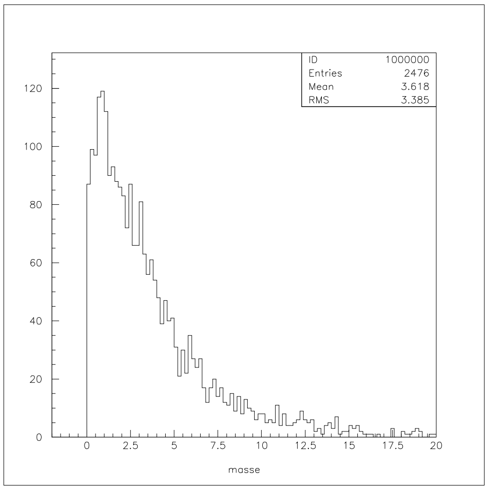


FIG. 4 – distribution de masse sur des statistiques équivalentes à 0.15s d'après la NRQCD

Ces valeurs ne sont pas suffisament élevées pour permettre le repérage du pic de résonance des particules. Si un pic est repérable à vu d'oeil sur le graphique, il le sera beaucoup moins une fois que nous aurons introduit les défauts de mesure du détecteur. Pour cette raison, il est indispensable d'améliorer le rapport entre signal et bruit.

4.1.2 Simulation normalisée par l'expérience CDF

On répète la même démarche avec les valeurs obtenues par l'expérience CDF pour se faire une idée de l'incertitude qui resulte de notre manque de connaissance de la physique à ces énergies (cf. table 4 et fig. 5). En prenant une fenêtre de largeur 500MeV autour de

distribution de masse sur des statistiques équivalentes à 0.15s d'après CDF :

Processus	section efficace	fréquence	N pour 0.15s
MSEL=2	$1,015.10^{-1}b$	$1,015.10^{8}s^{-1}$	$1,52.10^{7}$
MSEL=4	$1,88.10^{-2}b$	$1,88.10^{7}s^{-1}$	$2,82.10^{6}$
MSEL=5	$6,981.10^{-4}b$	$6,981.10^{5}s^{-1}$	$1,04.10^{5}$
MSUB(86) J/Ψ	$2,45.10^{-4}b$	$2,45.10^{5}s^{-1}$	$3,62.10^{4}$
MSUB(86) Υ	$8,4.10^{-6}b$	$8,4.10^{3}s^{-1}$	$1,26.10^{3}$

TAB. 4 – valeurs des sections efficaces et du nombre d'évènements à génerer corrigées par l'expérience CDF

la masse des particules, On trouve les rapports :

$$\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit} = \frac{16}{158} = 0.1\,; \; \frac{Signal_{\Upsilon}}{Bruit} = \frac{2}{20} = 0.1$$

Ces ordres de grandeurs pour les rapports $\frac{Signal}{Bruit}$ nous laissent à penser que l'étalonnage pourra effectivement utiliser ces particules.Mais, on constate un manque important de statistique, notamment dans le cas des particules Υ. Ce manque de statistique est surtout provoqué par notre difficulté à générer le bruit de fond. Mais ce qui nous importe le plus c'est le comportement des paires émises par les particules J/Ψ et Υ, notamment quelle coupures nous devons utiliser pour notre sélection dans le but de purifier le signal.

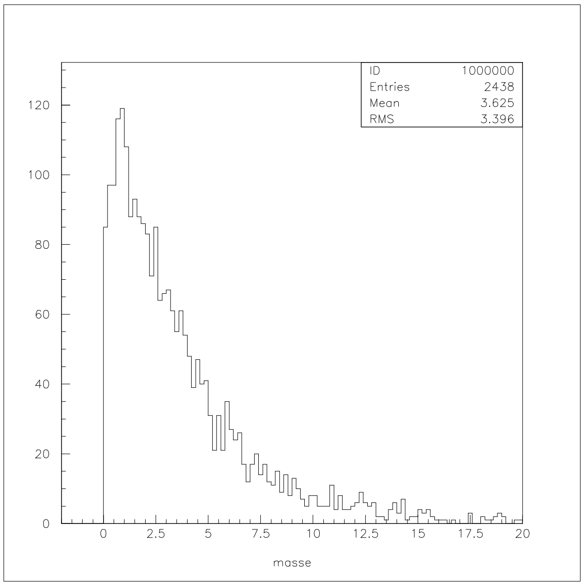


FIG. 5 – distribution de masse sur des statistiques équivalentes à 0.15s d'après CDF

4.2 Purification du signal

Pour améliorer le rapport $\frac{Signal}{Bruit}$, nous pouvons essayer de sélectionner les paires qui ont le plus de chances d'être issues d'une particule recherchée (J/Ψ ou Υ). Nous commencons donc par étudier le comportement angulaire du bruit de fond dans le but de repérer les domaines dans lesquels les paires du signal sont prépondérantes (cf. fig 6). Le bruit de fond est approximativement indépendant de $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}|$ mis à part un pic

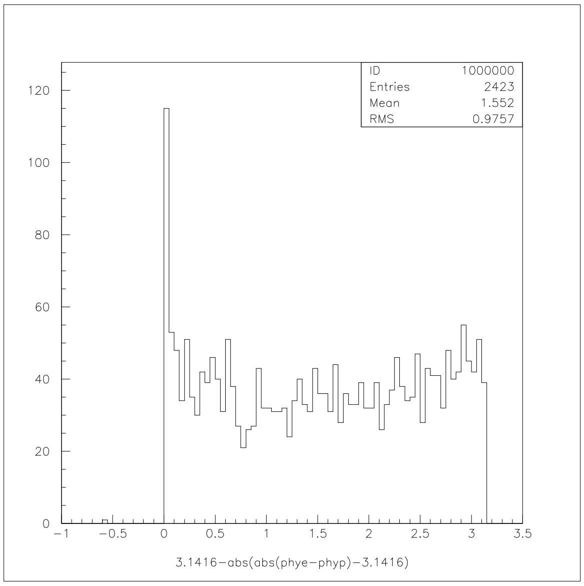


FIG. 6 – Distribution de l'écart angulaire $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}|$ de toutes les paires mesurées.

étroit en 0. Il nous suffit donc de trouver un domaine de $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}|$ préponderant pour le signal, en évitant d'y inclure le domaine $\Delta\phi$ proches de 0.

Nous pouvons étudier, de la même façon (cf. figure 4.2), le comportement du bruit de fond dans le sens axial du détecteur et tenter d'améliorer par ce biais la pureté du signal. On peut noter encore une fois la presence d'un pic étroit en zéro et on constate que le

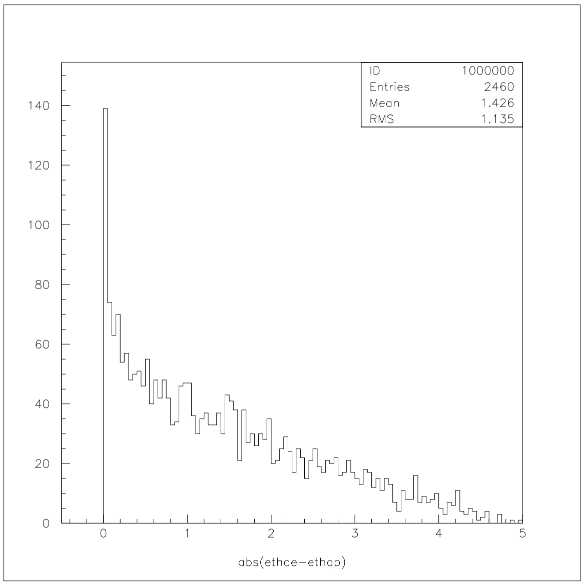


FIG. 7 – Distribution en écart de rapidité $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}|$ de toutes les paires mesurées.

bruit decroît lentement avec $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}|$.

4.2.1 les particules J/Ψ

Nous étudions maintenant le comportement des paires issues des particules que nous voulons repérer. Nous sélectionnerons les domaines où ce signal sera préponderant. On constate (cf. figure 4.2.1)) que les paires e^+e^- issues de J/Ψ sont principalement

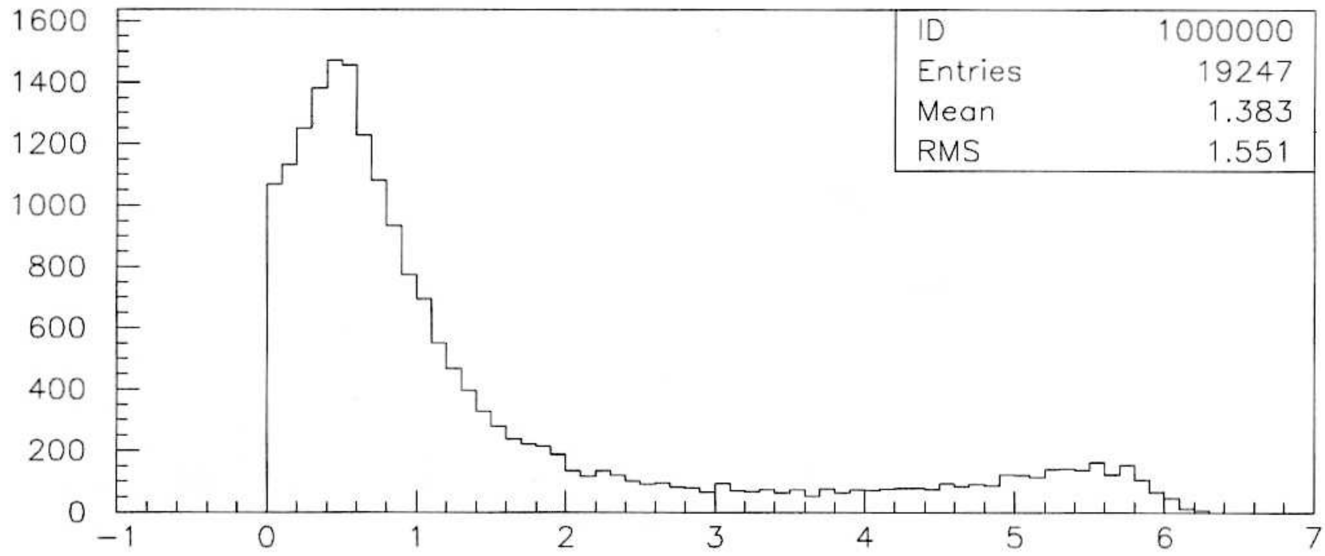


FIG. 8 – Distribution de l´écart angulaire $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}|$ des paires issues des particules J/Ψ.

regroupées dans la zone $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 1$. Pour augmenter le rapport $\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit}$ nous pouvons choisir les paires telles que $0.1 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 1$, ainsi nous choisissons une zone où le signal est plus important tout en évitant le pic de bruit en $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| = 0$. On

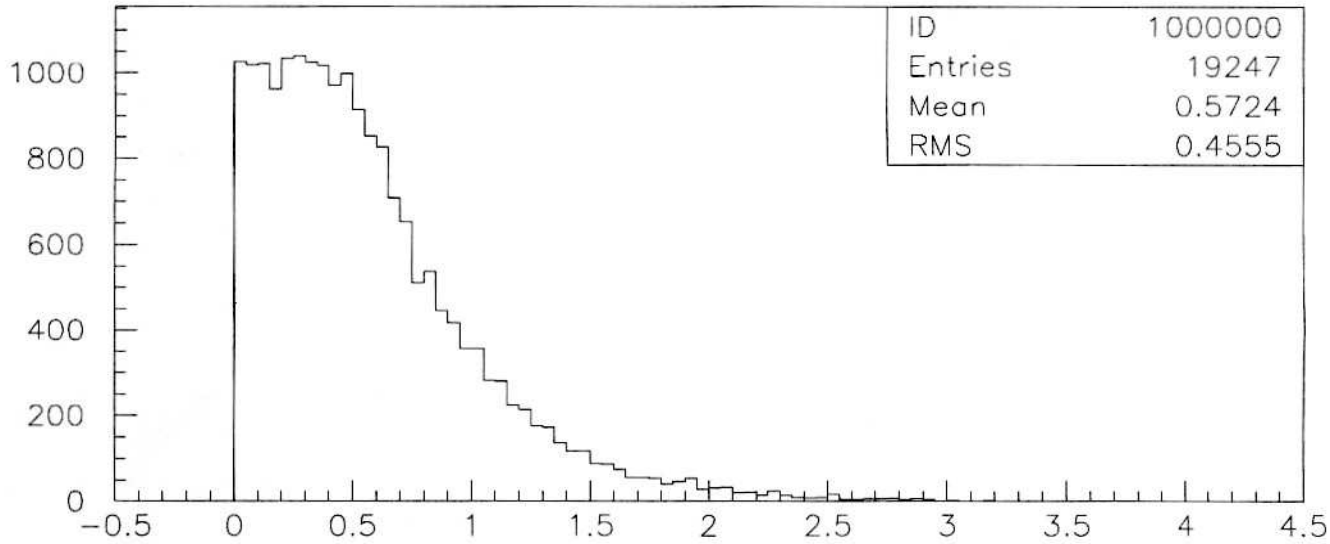


FIG. 9 – Distribution de l´écart de rapidité $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}|$ des paires issues des particules J/Ψ

constate (cf. figure 9) que les paires e^+e^- issues de J/Ψ sont principalement regroupées dans la zone $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$.Pour augmenter le rapport $\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit}$ nous pouvons choisir les paires telles que $0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$, ainsi nous choisissons une zone où le signal est plus important tout en évitant le pic de bruit en $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| = 0$.
Après la sélection en $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}|$ et en $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}|$ on étudie une éventuelle sélection en P_t minimum. Mais on s'aperçoit que le rapport $\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit}$ n'augmente pas de façon conséquente avec l'impulsion de déclenchement du trigger après 6 GeV, par contre le nombre d'événements diminue beaucoup et nous aurons besoin de beaucoup de mesures par la suite. On se contentera donc d'une coupure en P_t à 6GeV.

Nous sélectionnons les paires telles que : $0.1 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 1; 0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1; P_{t_{maximum}} > 6GeV$ Cela nous fournit un rapport $\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit} = 1.25^+_-0.14$ pour les valeurs obtenues par la theorie et un rapport $\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit} = 0.7^+_-0.08$ pour les valeurs obtenues par l'experience CDF.

4.2.2 les particules Υ

On constate (cf. figure 10) que les paires e^+e^- issues de J/Ψ sont principalement regroupées dans la zone $2 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 4$. Pour augmenter le rapport $\frac{Signal_{J/\Psi}}{Bruit}$ nous pouvons choisir les paires telles que $2 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 4$. On constate (cf. figure 11) que les paires e^+e^- issues de Υ sont principalement regroupées dans la zone $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$.Pour augmenter le rapport $\frac{Signal_{\Upsilon}}{Bruit}$ nous pouvons choisir les paires telles que $0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$, ainsi nous choisissons une zone où le signal est plus important tout en évitant le pic de bruit en $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| = 0$.

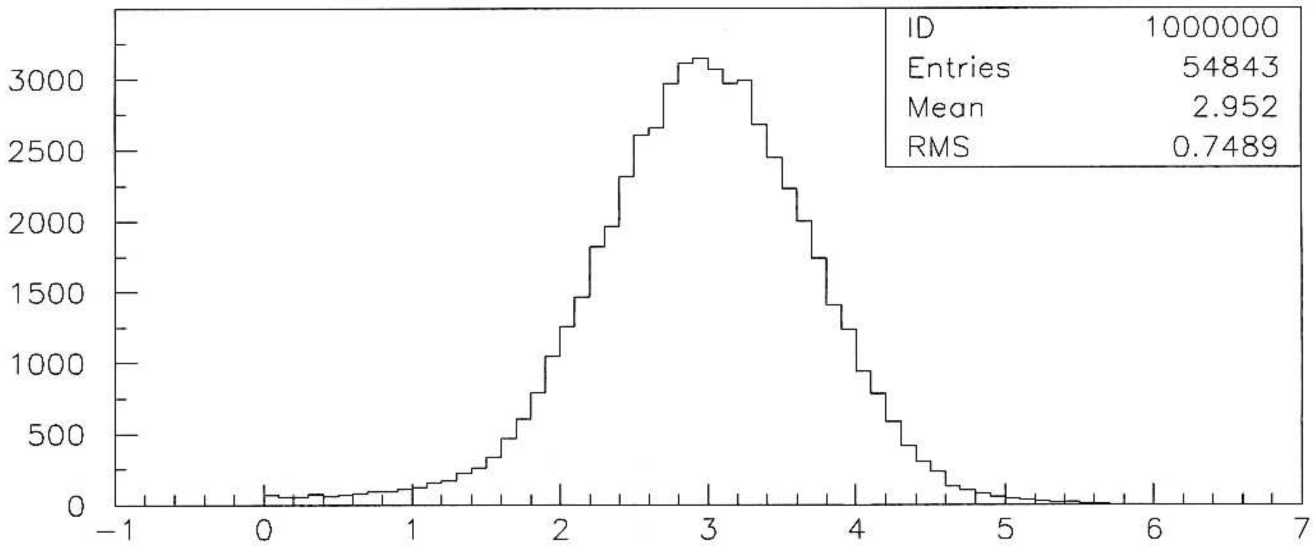


FIG. 10 – Distribution de l´écart angulaire $|\phi_{e^+} - \phi_{e^-}|$ des paires issues des particules Υ

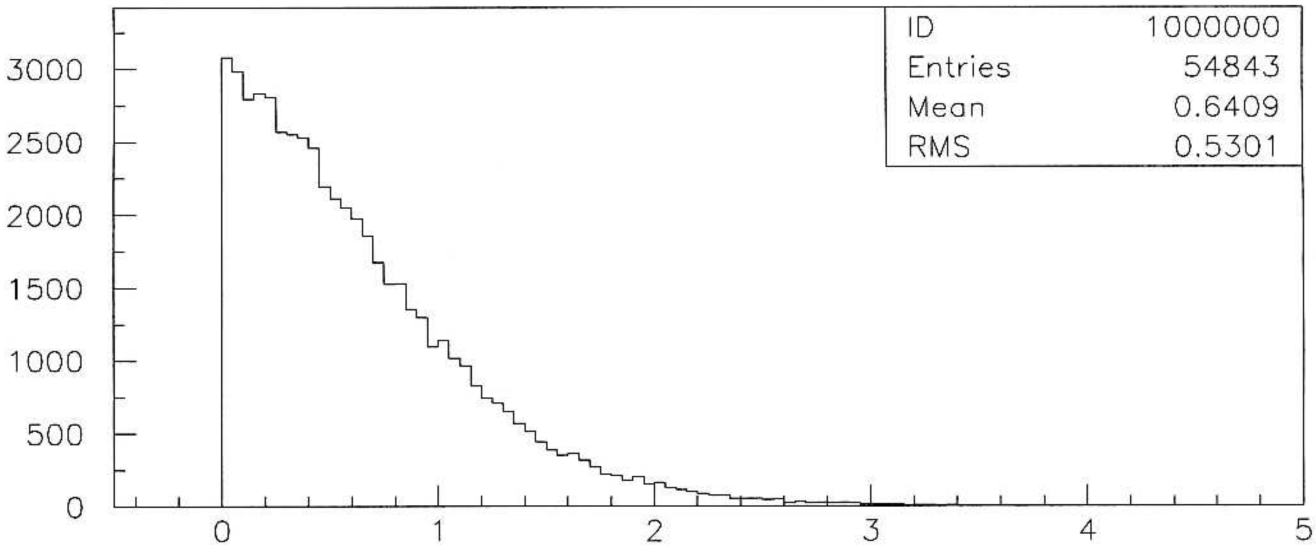


FIG. 11 – Distribution de l´écart de rapidité $|\eta_{e^+} - \eta_{e^-}|$ des paires issues des particules Υ)

On prendra ici aussi une valeur de P_t de coupure égale à 6GeV.

nous sélectionnons les paires telles que : $2 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 4; 0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1; P_{t_{maximum}} > 6GeV$ Cela nous fournit un rapport $\frac{Signal_\Upsilon}{Bruit} = 2.6^+_-0.75$ pour les valeurs obtenues par la theorie et un rapport $\frac{Signal_\Upsilon}{Bruit} = 0.9^+_-0.25$ pour les valeurs obtenues par l'experience CDF.

4.3 Les défauts du détecteur

On prend ici toutes les paires, sans faire de coupures angulaires, pour observer l'influence des défauts du détecteur sur le spectre de masse. En ne prenant aucun défaut du calorimètre en compte, on trouve la distribution de masse de la figure 12. On trouve

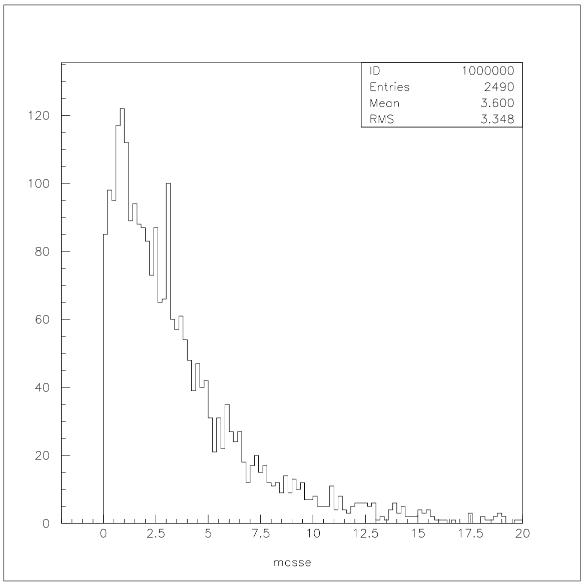


FIG. 12 – simulation des masses mesurées sans aucune incertitude (sans coupures angulaires).

facilement le pic de résonance correspondant aux particules J/Ψ pour la masse invariante de 3 MeV. Mais pour simuler l'expérience, nous devons à la fois nous pencher sur le générateur d'événements et sur la façon dont le détecteur mesure ces événements. Deux systemes peuvent mesurer la masse invariante calculée à partir de l'énergie des particules de la paire detectée : Le trajectographe et le calorimètre. Nous devons ici étalonner le calorimètre mais celui-ci a une résolution limitée. Il y a donc une fluctuation de la mesure autour de la valeur correcte événement par événement. Nous devons donc simuler cette résolution avant d'introduire des défauts d'étalonnage que notre programme devra corriger. l'étalonnage permettra ensuite au calorimètre de donner en moyenne la bonne valeur.

4.3.1 incertitude du trajectographe

Les défauts de la détermination de la masse invariante par la trace provoquent une incertitude de 500 MeV. La distribution des masses mesurées est simulée par une gaussienne centrée autour de la masse de la particule mère et de largeur 500 MeV (cf. figure 13). Le pic de résonance est difficilement décelable. On peut constater une légère bosse proche de la masse de J/Ψ mais celle-ci ne donnera pas une valeur de la masse invariante très précise.

4.3.2 incertitude du calorimètre

Les défauts de la determination de la masse invariante par la trace provoquent une incertitude sur la mesure de l'énergie détectée telle que $\frac{\sigma}{E} = \sqrt{(\frac{0.1}{\sqrt{E}})^2 + 0.01^2}$. L'incertitude

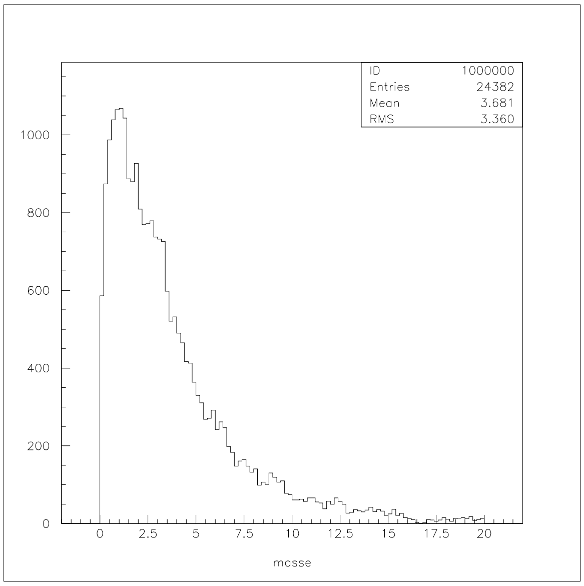


FIG. 13 – simulation des masses mesurées par la trace (sans coupures angulaires).

provoquée sur la détermination de la masse depend alors de l'energie des particules filles. Ceci modifie les données de la façon visible sur la figure 14.

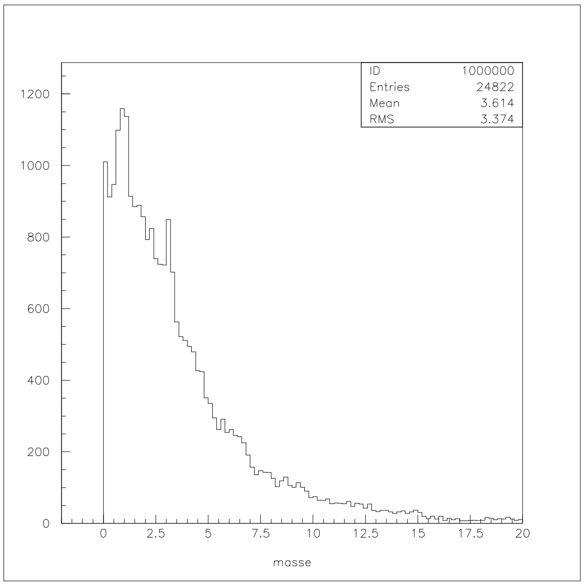


FIG. 14 – Simulation des masses mesurées par le calorimètre (sans coupures angulaires).

4.3.3 Ajustement de la masse moyenne

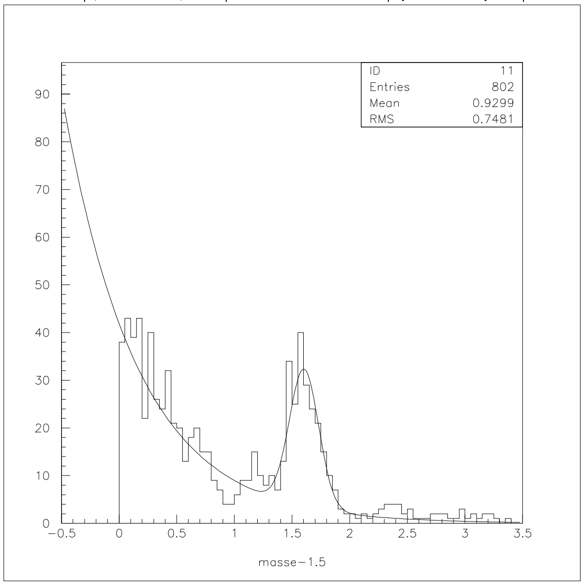
On doit calculer la masse moyenne des pics élargis par l'incertitude dans le but de corriger la determination de l'energie mesurée pour étalonner le calorimètre. On prend ici les événements déterminés dans la partie 4.2. Les coupures angulaires facilitent significativement le repèrage du pic de résonance. On ajuste ensuite la courbe de masse obtenue par la somme de :

– Une exponentielle descendante correspondant au bruit.

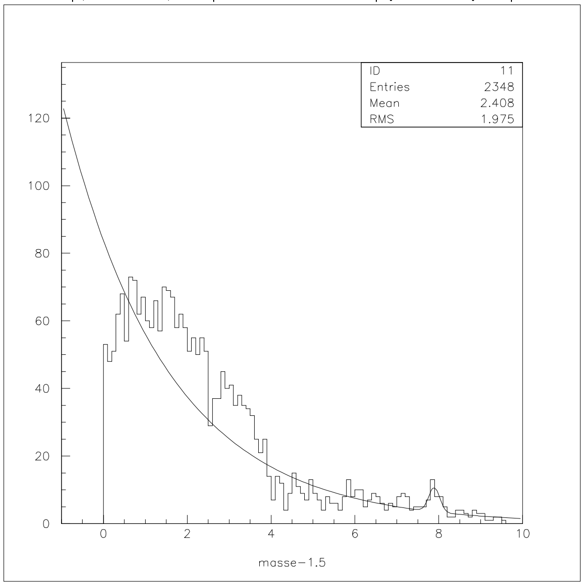
- Une gaussienne centrée à proximité de la masse correspondant aux particules recherchées.

On commence par ajuster une exponentielle decroissante à partir de valeurs correspondant approximativement à la forme du bruit de fond. Cette première courbe approchée nous donne la forme générale du bruit de fond. Puis on ajuste la courbe par la somme exponentielle et gaussienne, en utilisant pour valeurs de départ de l'exponentielle les valeurs trouvée au premier ajustement. Il est possible de mettre des limites aux paramètres pour favoriser la détermination du pic (cf. figure 4.3.3).

simulation de la détection de la masse des particules J/Ψ mesurée dans un domaine $0.1 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 1; 0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$



simulation de la detection de la masse des particules Υ mesurée dans un domaine $2 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 4; 0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$



On parvient à repérer les particules sans trop de difficultés mais nous avons besoin de plus de statistique pour pouvoir déterminer les masses moyennes précisement.

5 Etalonnage du calorimètre

5.1 Principe

Nous avons vu qu'il est possible de trouver une masse moyenne des particules J/Ψ et Υ. La masse correspondante à chacune des paires est obtenue par la mesure de l'énergie des deux particules de la paire, puis par la formule :

$$m = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (P_{e^+} + P_{e^-})^2} \tag{12}$$

Hors, les particules concernées sont très énergétiques. On peut considérer que la masse des électrons est négligeable devant leurs impulsions ce qui revient à dire que les électrons se comportent comme des particules de masse nulle. leur masse invariante est donc donnée par :

$$m = E_{e^+} * E_{e^-} * (1 - cos(\theta)), \tag{13}$$

où θ est l'angle formé entre électron et positron.
Elle prend donc en compte l'étalonnage de deux sections du détecteur : celles qui recoivent les particules filles e^+ et e^- . Nous devons donc étalonner les différentes sections du détecteur à partir de masses obtenues par corrélation de chaque paire de sections. Premièrement, nous devons trouver la masse moyenne mesurée pour chaque paire et deuxièmement, nous devons corriger chaque section à partir des masses moyennes obtenues dans les paires qu'elle forme avec d'autres sections.
On note α_i l'écart relatif entre la mesure et l'energie réelle de la section i du détecteur :

$$E_{i,exp} = (1 + \alpha_i) * E_{i,theorique} \tag{14}$$

L'impulsion et l'énergie étant mesurées de la même façon, elles sont influencées par la même valeur de α_i. La masse obtenue entre les section i et j est donc de :

$$M_{i,j,exp} = E_i * (1+\alpha_i) * E_j * (1+\alpha_j) * (1-cos(\theta)) M_{i,j,exp} = (1+\alpha_i+\alpha_j+\alpha_i*\alpha_j) * M_{i,j,theorique} \tag{15}$$

La mesure des masses moyennes obtenues entre deux paires de sections nous fournira alors un jeu d'équations duquel on peut sortir des valeurs des α_i.

5.2 Génération des événements

Pour simuler l'étalonnage, nous devons générer beaucoup de statistique car en considérant chaque paire de section, nous devons être capable de repérer une masse moyenne des pics avec précision. En considérant N sections, il existe N^2 paires de sections mais en réalité, nous n'aurons pas autant de paires de sections car la sélection angulaire que nous faisons sur les paires de particules filles nous en empèche (par exemple, impossible de comparer l'étalonnage de sections situées à des angles $\phi > 1$ pour les particules J/Ψ).
Nous devons pourtant augmenter considérablement la quantité de données calculées par PYTHIA. Malheureusement, pour générer assez de bruit, il nous faut beaucoup trop de temps. C'est pourquoi nous allons générer un bruit artificiellement en essayant d'être en accord avec les statistiques réelles. Pour cela, nous allons utiliser les particules π^+ et π^-. Elles sont générées en plus grand nombre par PYTHIA mais leur spectre en impulsion est proche des électrons et positrons.

En acceptant tout les π^+ et π^- du processus MSEL=2, on génère le bruit à peu près 1900 fois plus vite. C'est pourquoi, on peut générer 57,4 secondes avec 3000000 d'evenements. En choisissant de corriger les sections efficaces par la theorie, cela nous demande de générer 24 500 000 evennements du processus 86 de J/Ψ et 1 380 000 evennements de processus 86 de Υ. En choisissant de corriger les sections efficaces par l'experience CDF, il faut 13 800 000 événements de processus $gg \to J/\Psi g$ et 480 000 de $gg \to \Upsilon g$.

5.3 programme d'étalonnage

5.3.1 Les particules J/Ψ

Apres avoir fait fonctionner l'expérience pendant assez longtemps, nous obtenons assez de statistique pour évaluer les différentes masses $M_{i,j}$ pour les particules J/Ψ. Les coupures angulaires que nous avons utilisées pour améliorer le rapport signal/bruit nous imposent des contraintes sur les paires de sections de détecteur que nous pouvons prendre en compte. Ainsi dans le cas de J/Ψ où les coupures sont :$0.1 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 1; 0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$ Nous ne pouvons considérer que les paires e^+e^- qui tombent sur la même section de détecteur. Nous obtenons donc les masses $M_{i,i}$ soit $(1 + 2\alpha_i + \alpha_i^2) * M_{reelle}$ c'est à dire que $\alpha_i = \sqrt{\frac{M_{i,i}}{M_{reelle}}} - 1$
Nous obtenons alors un jeu de α_i qui nous permet de corriger le détecteur. Notre but est de parvenir à un réglage le plus parfait possible et nous disposons dans la réalité pour cela de beaucoup de mesures (un an de fonctionnement à une luminosité de $10^{33} cm^{-2} s{-}1$). Nous pouvons donc effectuer un étalonnage en plusieurs étapes en nous rapprochant de la valeur finale par des corrections inférieures à la valeur de α_i que nous trouvons, par exemple $\frac{\alpha_i}{2}$. Par cette méthode d'approximation successives, le dernier pas d'étalonnage sera beaucoup plus réduit que si nous corrigions directement de la valeur α_i Nous pouvons de cette manière éviter de tomber dans une alternance entre deux valeurs situées autour du réglage parfait.

5.3.2 Les particules Υ

De la meme façon que pour les particules J/Ψ, les coupures angulaires ont une influence sur les paires de section de détecteur que nous prenons en compte. La coupure utilisée pour les particules Υ est $2 < |\phi_{e^+} - \phi_{e^-}| < 4; 0.1 < |\eta_{e^+} - \eta_{e^-}| < 1$.On considère alors uniquement les paires de sections voisines (dans le sens de ϕ). Les valeurs de $M_{i,j}$ obtenues forment un systèmes duquel nous pouvons sortir les α_i. Par exemple, pour un détecteur découpé en deux portions dans le sens de η et en 4 dans le sens de ϕ, nous obtenons :
$M_{1,2} = M_{reelle} * (1 + \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_1 * \alpha_2)$
$M_{1,4} = M_{reelle} * (1 + \alpha_1 + \alpha_4 + \alpha_1 * \alpha_4)$
$M_{2,3} = M_{reelle} * (1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_2 * \alpha_3)$
$M_{3,4} = M_{reelle} * (1 + \alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_3 * \alpha_4)$
$M_{5,6} = M_{reelle} * (1 + \alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_5 * \alpha_6)$
$M_{5,8} = M_{reelle} * (1 + \alpha_5 + \alpha_8 + \alpha_5 * \alpha_8)$
$M_{6,7} = M_{reelle} * (1 + \alpha_6 + \alpha_7 + \alpha_6 * \alpha_7)$
$M_{7,8} = M_{reelle} * (1 + \alpha_7 + \alpha_8 + \alpha_7 * \alpha_8)$

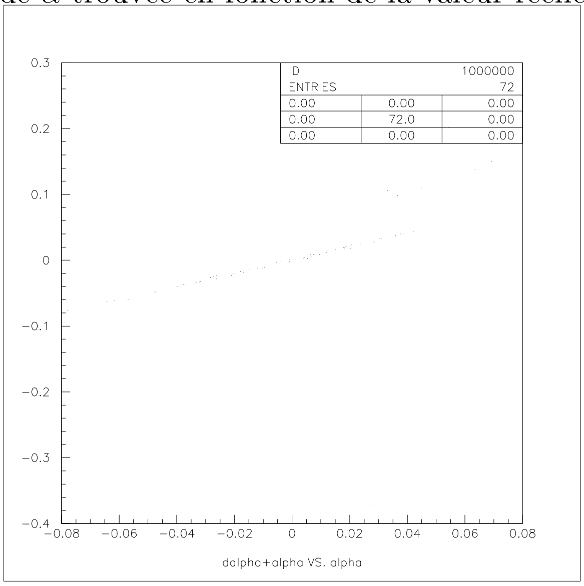
Les α_i étant de l'ordre du pourcent, on peut considérer les termes en $\alpha_i * \alpha_j$ comme négligeables. Ceci nous fournit un système linéaire dont on tire les solutions. Nous obtenons donc ici des valeurs α_i par corrélation entre différentes valeurs mesurées. La correction est de fait plus précise et normalement plus adaptée. Mais dans le cas des particules Υ, la statistique est moins favorable que dans le cas des particules J/Ψ. Le rapport $\frac{signal}{bruit}$ est sensiblement égal, mais le rapport $\frac{signal}{\sqrt{bruit}}$ Il faut donc plus de temps pour générer des pics de résonance qui soient nettement repérables au dessus des fluctuations statistiques du bruit de fond.

5.4 Résultats

5.4.1 Les particules J/Ψ

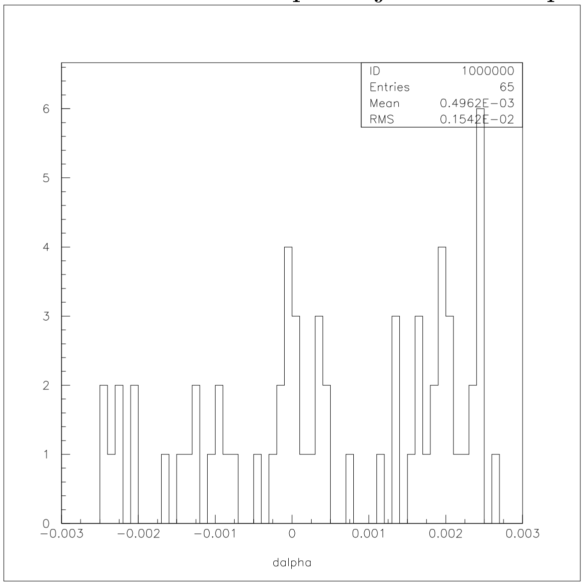
Pour les particules J/Ψ, les valeurs obtenues ne proviennent pas de sections différentes à cause des coupures angulaires. Les α_i mesurés ne dépendent que des α_i introduits et de la précision lors du fit de la masse moyenne. La precision de l'étalonnage ne dépend donc que de la faculté à ajuster la masse expérimentale des particules J/Ψ. Avec le programme PAW, et pour des statistiques correspondant à 57.4 secondes pour un détecteur coupé en 8 sections avec une normalisation basée sur la théorie (la plus favorable), nous pouvons trouver avec precision des α_i de l'ordre du pourcent. Mais à partir de 3%, il arrive que le programme manque le pic de résonance et la valeur de α_i trouvée est alors très éloignée de la valeur réelle :

valeur de α trouvée en fonction de la valeur réelle de α :



Dans les cas où le programme ajuste correctement le pic de résonance, la largeur sur la détermination de α_i est tout à fait acceptable :

ecart entre la mesure et la valeur réelle lorsque l'ajustement repère correctement le pic :

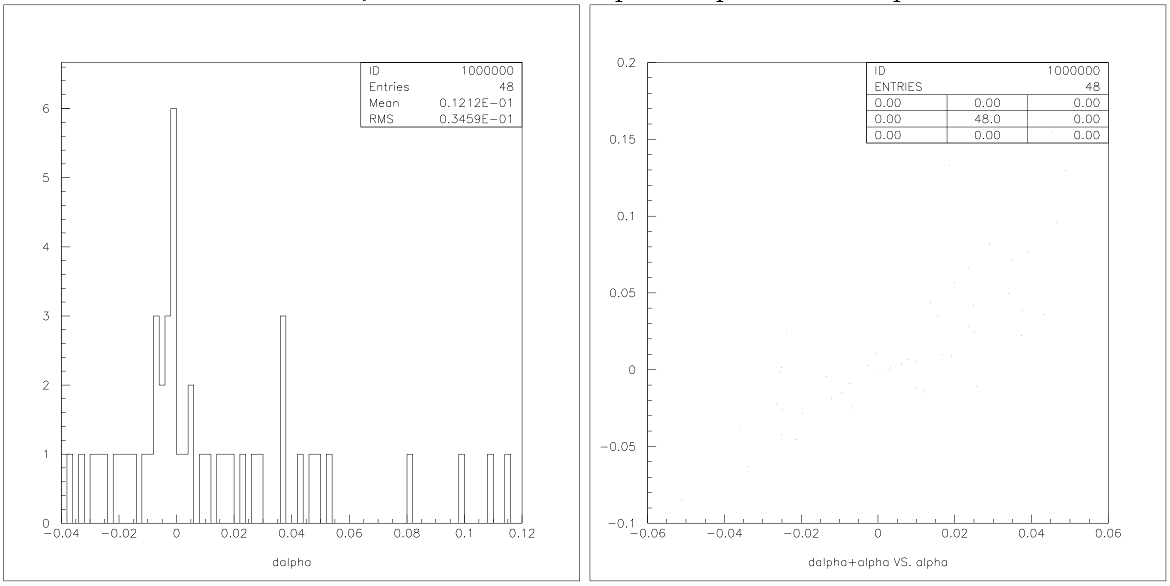


Dans le but d'améliorer la précision de la détermination de α_i et d'éviter des erreurs, il serait envisageable d'augmenter simplement les statistiques. Ainsi le rapport $\frac{signal}{\sqrt{bruit}}$ augmentant, le pic ressort mieux des variations statistiques du bruit de fond.
Après la détermination des α_i, il est possible de étalonner le détecteur par une méthode d'approximation successive. Pour un détecteur découpé en 8 sections, la précision maximale est vite atteinte : 5 boucles soit environ 5 minutes de statistique. Il est ainsi possible de diminuer de façon sûr l'erreur de 2% à 0.2% sans difficultés pour ce type de découpage. La quantité de statistique étant encore faible il est envisageable de étalonner le détecteur sur des portions plus petites et plus nombreuses.
Ainsi, sur un détecteur découpé en 16 parties (4 portions en η et 4 portions en θ) l'étalonnage à partir de 57 secondes de statistique ne fonctionne que si l'erreur de départ n'est pas supérieure à 1.5%. Dans le cas contraire, les ajustements manque parfois le pic de resonnance et fourni des valeurs absurdes qui font diverger l'étalonnage. Ne pouvant pas générer plus de statistique, il est difficile d'envisager la simulation d'un découpage plus précis du détecteur.

5.4.2 Les particules Υ

Dans le cas des particules Υ, les valeurs des α_i sont déterminées à partir de plusieurs ajustements. Les statistiques s'ajoutent alors pour déterminer des valeurs plus précises. Il est naturel d'attendre une valeur de la variance inférieure (l'erreur est linéairement répartie sur les différentes valeurs et l'écart relatif est déterminé par une valeur quadratique). Mais pour des raisons que nous avons déjà expliquées, ce gain de précision est contrebalancé par un manque de statistique. En définitive, les résultats obtenus avec les particules Υ sont très inférieurs aux résultats obtenus avec les particules J/Ψ. On constate qu'avec la même durée de prise de donnée (correspondant environ à 57 secondes réelles) avec une erreur initiale de 3% entre les coefficients de de mesure des énergies des 8 sections α_i, la détermintation des valeurs des α_i est beaucoup moins efficace.

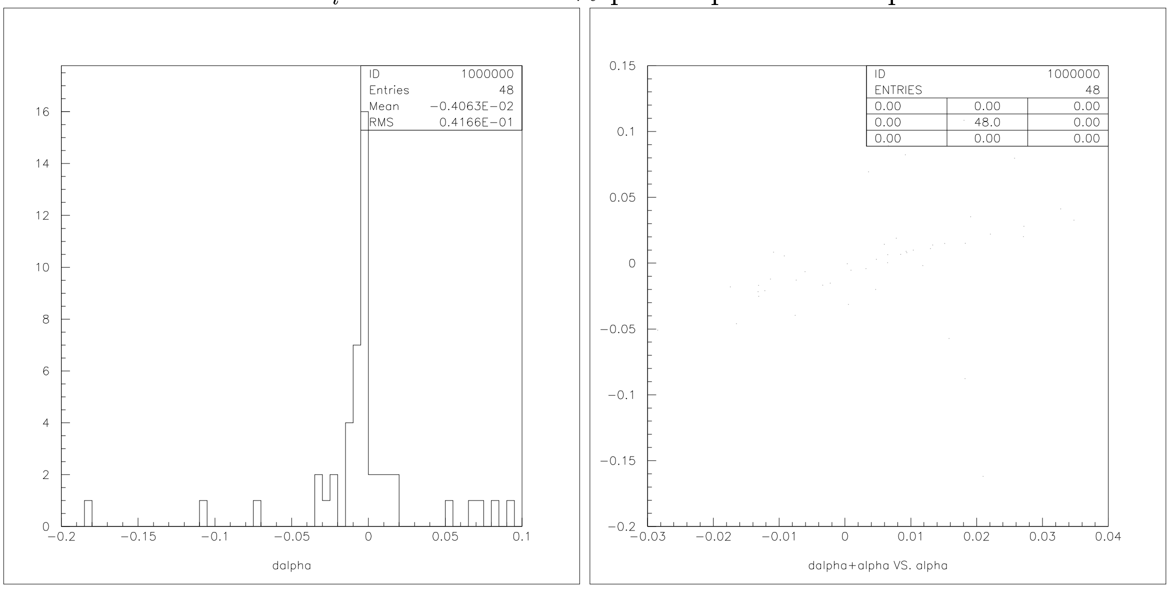
détermination des α_i de l'ordre de 3% par les particules Υ pour 8 sections :



A gauche, l'écart entre α_i mesuré et α_i réel ; A droite, α_i mesuré en fonctione de α_i réel.

On constate que l'écart entre α_i mesuré et α_i réel est parfois bien supérieur à 3%. Cela signifie que certains α_i entrent dans un mode divergent et ne tenderont pas vers zéro. Même en partant de valeurs de α_i moins grandes, on constate que l'étalonnage ne se fait toujours pas.

détermination des α_i de l'ordre de 1.5% par les particules Υ pour 8 sections :



Les ajustements "ratent" moins souvent le pic de résonance, mais l'écart ne diminue tout de même pas systematiquement. Le manque de statistique est trop important pour qu'on puisse obtenir un étalonnage valable en utilisant les particules Υ. Pourtant l'étalonnage par les particules Υ est possible, la pureté des signaux suffit pour espérer repérer les pics de résonnance. Mais sa simulation est problematique car nous ne disposons pas d'une quantité de statistique suffisante. Ni même de programme d'ajustement assez efficace.

6 Conclusion

Nous avons vu qu'il est possible de étalonner le calorimètre électromagnetique du détecteur ATLAS en utilisant la reconnaissance des masses des particules J/Ψ et Υ. A condition de faire une sélection dans les données, nous pouvons obtenir des rapports $\frac{signal}{bruit}$ assez élevés pour repèrer un pic de résonance. Tant que nous ne cherchons pas à trop augmenter le nombre de portions du détecteur, les statistiques d'une année seront largement suffisantes pour permettre d'ecarter tout problème provenant du rapport $\frac{signal}{\sqrt{bruit}}$. Ainsi le véritable étalonnage devrait être beaucoup plus efficace que notre simulation, notament dans le cas des particules Υ. Nous pouvons espérer à la fois la diminution des erreurs grossières d'ajustement (les variations statistiques du bruit de fond étant nettement inférieures à la taille des pics à détecter) et l'augmentation de la précision de la position de l'ajustement (car les pics seront plus lisses et donc plus proches de la fonction ajustée).
Mais pour supprimer définitivement les erreurs les plus grossières de l'ajustement, il est possible qu'on ait besoin de programmer un autre type d'ajustement qui reconnaîtrait le pic par des methodes plus intelligentes que celles qu'utilise PAW. Nous pourrions étudier la dérivée de la courbe moyennée pour repérer la montée du pic ou encore reconnaitre le maximum local par d'autres methodes. Quoi qu'il en soit, il est nécessaire de supprimer définitivement ces erreurs pour assurer sans aucun risque la détermination de la mesure moyenne de la masse pour des valeurs de α_i proches du pourcent. De plus, il est important de constater que des erreurs si grossières ont tendance à faire diverger le programme d'étalonnage. Malheureusement, il est difficile de concevoir dès maintenant un programme capable de repérer le pic de résonance de façon plus précise car nous ne pouvons pas nous placer dans les conditions réelles de l'expérience (statistiques, ordre de grandeur de l'erreur de départ).
En plus de ces considérations, il faut encore synthétiser les différents modes d'étalonnage pour les faire collaborer dans l'étalonnage effective du calorimètre électromagnétique. Ainsi, si cette étude a pu prouver que les particules J/Ψ et Υ peuvent être utiles à l'étalonnage du calorimètre, le programme d'étalonnage final est encore loin d'être achevé.

Références

[1] Quarkonium Production at High-Energy Colliders M.Kramer hep-ph/0106120

[2] B.Cano-Coloma, M.A Sanchis-Lozano/Nuclear Physics B 508 (1997)753-767