THESE

présentée par

Laurent VACAVANT

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de la Méditerranée
Aix-Marseille II

Faculté des Sciences de Luminy

Spécialité: Physique des Particules, Physique Mathématique et Modélisation

Etiquetage des quarks *b* par un détecteur de vertex à pixels dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

Soutenue le 13 Juin 1997, devant le jury composé de:

M. E.ASLANIDES
M. M.BAUBILLIER
M. P.DELPIERRE
M. D.FROIDEVAUX
M. S.TISSERANT
M. L.ROSSI
M. A.ROZANOV

Ce travail a bénéficié du soutien financier et matériel du Ministère de l'Education Nationale, de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (contrat d'allocataire de recherche n° 942115) et du Centre de Physique des Particules de Marseille.

A mes parents.

Mes remerciements vont tout d'abord à Alexandre Rozanov, qui a encadré mon travail pendant plus de deux ans. Il a été un guide précieux et j'ai énormément appris sous sa tutelle. J'ai particulièrement apprécié sa maîtrise et sa grande culture en physique qui ont été pour moi sources d'enseignements. Je le remercie aussi pour sa grande disponibilité, la confiance qu'il m'a accordée et pour sa gentillesse.

Pierre Delpierre a assuré la co-direction de cette thèse et je lui en suis très reconnaissant. Il a su m'intéresser à un aspect essentiel de la physique des hautes énergies qui m'était peu familier, les techniques de détection, et son expertise dans le domaine des détecteurs à pixels a été pour moi très enrichissante. Je lui sais gré également de sa confiance et de son attention lors de la rédaction de ce manuscrit.

Je suis extrêmement reconnaissant à Thierry Mouthuy pour son aide constante et efficace tout au long de ce travail. Que ce soit en physique comme en informatique, j'ai toujours trouvé auprès de lui explications et conseils pertinents et je l'en remercie. D'autre part, ce travail n'aurait sans doute pas vu le jour s'il ne m'avait ”initié” aux joies du ”pattern-recognition”. Je le remercie beaucoup enfin pour avoir corrigé maintes fois ce manuscrit.

Je remercie les personnes qui ont accepté d'être membre de mon jury: Elie Aslanides, Michel Baubillier, Daniel Froidevaux, Sylvain Tisserant et Leonardo Rossi. Je remercie particulièrement Michel Baubillier et Daniel Froidevaux qui ont accepté la lourde tâche d'être les rapporteurs de ce travail, ainsi qu'Elie Aslanides qui a présidé ce jury.

Tout au long de ce travail, j'ai beaucoup apprécié de pouvoir m'adresser aux différents membres de l'équipe Pixels. Ces discussions m'ont beaucoup appris sur les différents aspects d'un tel projet. Je remercie plus spécialement Aboud Fallou, Vincent Bonzom, Laurent Blanquart, Danièle Laugier et Jean-Claude Clemens pour les nombreuses explications, en particulier au cours des périodes ”intenses” des prises de données en faisceau.

Je voudrais également remercier tout ceux qui, au CERN, m'ont aidé à mener à bien ce travail. Les conseils et remarques de Daniel Froidevaux m'ont été extrêmement profitables, et je l'en remercie ainsi que pour son soutien et ses encouragements. Pavel Nevski a été un interlocuteur de choix pour tout ce qui concerne la simulation, je dois beaucoup à nos nombreux échanges. Enfin les discussions avec Igor Gavrilenko ont été très intéressantes et je le remercie de m'avoir permis d'utiliser une partie de son algorithme.

Mes remerciements vont à l'ensemble du personnel du CPPM grâce auquel les conditions de travail dans ce laboratoire sont excellentes et très motivantes. Je remercie spécialement Jacques Raguet et Michel Ricard du service informatique qui m'ont très souvent dépanné.

Je suis enfin très reconnaissant à Claude Joseph, directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lausanne, et à Minh-Tam Tran, responsable du groupe Nomad dans cet institut, de m'avoir permis de terminer la rédaction de ce mémoire dans les meilleures conditions.

Finalement j'adresse un salut amical à mes compagnons de thèse, Ali, Axel et Karim, ainsi qu'aux plus anciens, David, Fred et Stéphane. Je remercie tout particulièrement Karim pour son aide indéfectible.

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

Le Modèle Standard est le cadre théorique de la physique des particules actuelle. Il a à son actif d'impressionnants résultats. Toutefois, la clé de voûte de ce modèle, la particule de Higgs, n'a toujours pas été découverte.

Sa recherche, comme la mise en évidence attendue à haute énergie d'une nouvelle physique non-décrite par le Modèle Standard, a suscité la construction au CERN d'un nouvel accélérateur, le LHC.

Parmi les signatures expérimentales pertinentes pour ces recherches, l'identification des jets issus de quark b joue un rôle important. Sa mise en oeuvre exige des détecteurs de bonnes performances en particulier au plus près du point de collision.

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard décrit les particules élémentaires constituant la matière et leur interactions. Hormis l'interaction gravitationnelle, responsable de la pesanteur, les trois interactions fondamentales régissant l'ensemble des phénomènes physiques observables sont incluses dans ce modèle: l'interaction faible responsable de la radioactivité β, l'interaction forte qui assure la cohésion des noyaux atomiques et l'interaction électromagnétique qui régit les phénomènes électriques, magnétiques, et qui de ce fait est la plus perceptible pour l'être vivant.

Le formalisme mathématique de ce modèle s'appuie sur la théorie des champs quantiques où les interactions sont médiées par des particules élémentaires. Les particules de matière comme celles véhiculant les forces peuvent être classées selon des symétries fondamentales.

Outre son caractère éminemment esthétique, ce formalisme confère à la théorie une grande puissance prédictive.

Le Modèle Standard [1, 2, 3, 4] comprend 12 particules élémentaires de matière (fermions) réparties en deux grandes catégories: les quarks et les leptons, eux-mêmes classés en trois familles. La première famille comprend les quarks u et d qui composent les protons (uud) et neutrons (udd), et l'électron et le neutrino électronique. Les deux autres familles sont des réplications à des masses plus élevées: leurs constituants chargés ont des temps de vie limités et ne participent donc pas à la matière qui nous entoure.

1.1.1 L'interaction électro-faible

Le modèle de Glashow, Salam et Weinberg [1, 2, 3] décrit de façon similaire les interactions électromagnétique et faible en termes de nombres quantiques d'isospin faible (groupe de symétrie $SU(2)_L$) et d'hypercharge (groupe $U(1)_Y$).

La violation de la parité dans les interactions faibles [5] est décrite par la chiralité: les particules de matière (fermions) ont deux composantes , gauche et droite (notées respectivement L et R), qui ne se subissent pas les mêmes interactions. Seules les particules gauches peuvent être affectées par l'isospin faible: les particules de chiralité droite sont donc des singlets de $SU(2)_L$. De plus, les neutrinos étant supposés de masse nulle, ils n'existent que dans l'état d'hélicité gauche.

Le classement ainsi obtenu des 12 fermions est indiqué en table 1.1.

	Famille 1	Famille 2	Famille 3	T_3	Y_W	Q
Leptons	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}1/2\\ -1/2\end{pmatrix}$	-1	0 -1
	e_R	μ_R	τ_R	0	-2	-1
Quarks	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}1/2\\ -1/2\end{pmatrix}$	$1/3$	$2/3$ $-1/3$
	u_R	c_R	t_R	0	$4/3$	$2/3$
	d_R	s_R	b_R	0	$-2/3$	$-1/3$

TABLEAU 1.1: *Classification électro-faible des particules de matière. T_3 est la troisième composante d'isospin faible, Y_W l'hypercharge faible et Q la charge électrique, reliée aux deux autres par le relation de Gell-Mann-Nishijima $Q = T_3 + Y_W/2$.*

Les bosons de jauge qui véhiculent l'interaction électro-faible sont au nombre de quatre, associés aux générateurs des groupes $SU(2)_L$ ($W^i(x), i = 1,3$) et $U(1)_Y$ ($B(x)$).

Les champs physiques, correspondant aux particules observables, s'expriment en fonction des champs de jauge.

Particules chargées: les bosons W^+ et W^- sont les médiateurs des interactions faibles par courants chargés qui interviennent dans la désintégration β, la désintégration du muon ($\mu^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$) ou encore les désintégrations de hadrons lourds.

$$W^\pm_\mu = \frac{W^1_\mu \pm iW^2_\mu}{\sqrt{2}}$$

Particules neutres: le photon (champ A_μ) est le vecteur de l'interaction électromagnétique et le boson Z^0 celui des interactions faibles par courant neutre.

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z^0_\mu \end{pmatrix} = \mathcal{R}(\theta_W) \begin{pmatrix} B_\mu \\ W^3_\mu \end{pmatrix}$$

où $\mathcal{R}(\theta_W)$ est une rotation d'angle θ_W (angle de Weinberg).

1.1.2 L'interaction forte

L'interaction forte, décrite par la Chromo-dynamique Quantique (QCD), est médiée par huit bosons de jauge, les gluons, qui échangent une charge dite de couleur entre les quarks, seules particules de matière sensible à cette interaction.

Chaque quark d'une saveur donnée existe en trois états de couleur (a, b, c), mais les états liés de quarks observables (mésons et hadrons) doivent être des combinaisons non-colorées (hypothèse de confinement): par exemple $q_a^1 \bar{q}_{\bar{a}}^2$ pour un méson et $q_a^1 q_b^2 q_c^3$ pour un baryon, où les indices supérieurs correspondent à la saveur.

A la différence de l'interaction électromagnétique où le photon ne porte pas de charge électrique, les gluons sont colorés $(g_{a\bar{b}})$ et de ce fait peuvent se coupler entre-eux, reflétant ainsi la nature non-abélienne du groupe $SU(3)$ qui sous-tend la QCD.

La constante qui décrit l'intensité du couplage par les gluons, α_s, est faible à petite distance (ou à grand transfert d'énergie q^2) (liberté asymptotique), et augmente à grande distance (petit q^2) reproduisant ainsi le confinement des quarks au sein des hadrons. Lorsque $\alpha_s(q^2) \gg \mathcal{O}(1)$, le calcul perturbatif en QCD n'est plus possible et il faut faire appel à d'autres techniques dont le potentiel prédictif est à l'heure actuelle plus limité: théories effectives (basées sur la symétrie chirale de QCD par exemple) ou calculs sur réseaux.

1.1.3 Les masses et la brisure spontanée de symétrie

En l'état, toutes les particules du modèle sont de masse nulle, ce qui est en contradiction avec l'expérience.

Ainsi, les bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z^0 sont massifs mais il n'est pas possible d'introduire un terme de masse explicite dans le lagrangien sans briser l'invariance de jauge.

De même, tous les fermions (hormis les neutrinos) ont des masses qui ne peuvent être insérées dans la théorie du fait de la chiralité de l'interaction d'isospin faible.

La solution à ce problème, connue sous le nom de mécanisme de Higgs [6, 7, 8], confère une masse au bosons de jauge comme aux fermions en brisant spontanément la symétrie électro-faible.

1.1.3.1 Mécanisme de Higgs et masses des bosons de jauge

Un doublet d'isospin faible de champs complexes est introduit (4 champs scalaires donc):

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien correspondant est:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

où $\lambda > 0$ et où les deux derniers termes décrivent le potentiel de Higgs $V(\Phi)$. La valeur moyenne Φ_0 du champ dans le vide doit minimiser la densité d'énergie et conduire à un minimum stable. Pour $\mu^2 > 0$, le potentiel $V(\Phi)$ est parabolique (fig. 1.1) avec un minimum en $\Phi = 0$ et les quatre champs sont dégénérés en masse. Par contre, pour $\mu^2 < 0$, le potentiel présente deux minima en $\Phi = \pm\sqrt{-\mu^2/2\lambda}$ (figure 1.1). L'énergie du vide est dégénérée et une infinité d'états propres sont possibles, obtenus à partir des générateurs σ_k du groupe $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$: $\sigma_0 = 1$ pour $U(1)$, les autres étant les matrices Pauli:

$$\Phi_0 \longrightarrow e^{-i\frac{\alpha^k \sigma_k}{2}} \Phi_0$$

Le choix d'une valeur moyenne dans le vide

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$$

avec $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda} = 246$ GeV brise la symétrie de l'état fondamental en préservant celle du lagrangien.

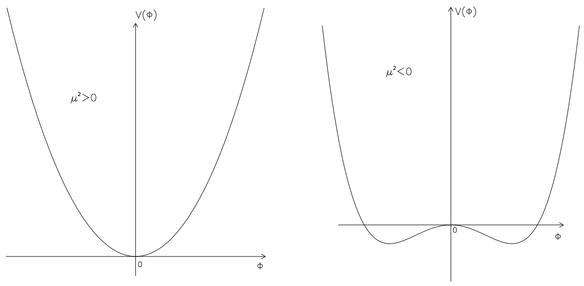


FIGURE 1.1: *Forme du potentiel de Higgs selon le signe de μ^2.*

Seule la combinaison $(1+\sigma_3)/2$ laisse l'état Φ_0 invariant. Cette combinaison correspond en fait à la charge électrique: $Q = \sigma_3/2 + Y_W/2$, avec $Q\Phi_0 = 0$ car la deuxième composante du doublet de champs de Higgs est neutre. Ainsi le boson associé à cette symétrie non-brisée restera de masse nulle: le photon de l'interaction électromagnétique.

C'est en ce sens que la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est brisée en $U(1)_{em}$.

Par invariance de jauge locale, on montre que les trois champs scalaires restant [9] sont absorbés pour donner leur masse aux bosons $W^\pm$ et Z^0 et qu'il reste un champ scalaire fossile du mécanisme, le boson de Higgs.

1.1.3.2 Masses des fermions

Le doublet de champs de Higgs est alors mis à profit pour construire un lagrangien invariant de jauge qui après brisure de la symétrie donne des masses aux fermions.

Pour les leptons:

$$\mathcal{L} = -\kappa_{ij}(\bar{L}^i_L \Phi) l^j_R + \kappa^*_{ij} \bar{l}^j_R (\Phi^\dagger L^i_L)$$

où L^i_L est le doublet gauche de la famille i, l^i_R le singlet droit de la famille i (table 1.1) et κ_{ij} les couplages de Yukawa, non déterminés par la théorie.

Après brisure, il apparaît des termes de masse de la forme $\kappa_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}^i_L l^j_R$.

Pour les quarks, le mécanisme est assez analogue. Toutefois, la variété observée dans leurs masses autorise la désintégration d'un quark de la famille i vers un quark plus léger de la famille j. Ces couplages entre familles doivent donc être permis au niveau du lagrangien. Il est caractérisé par la matrice unitaire de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [10, 11] V^{CKM} qui exprime les états propres de masse en termes de mélange des états propres d'interaction, par exemple pour les quarks bas ($T_3 = -1/2$):

$$d'^i = V^{CKM}_{ij} d^j$$

Ce type de mélange ne se produit pas pour les leptons car les neutrinos sont dégénérés à une masse nulle. Le lagrangien est de la forme:

$$\mathcal{L} = -\kappa_{ij}(\bar{Q}^i_L \tilde{\Phi}) u^j_R - \kappa'_{ij}(\bar{Q}^i_L \Phi) V^{CKM}_{ij} d^j_R + h.c.$$

avec Q^i_L les doublets de quarks gauches, u^i_R et d^i_R les singlets de quarks hauts et bas et $\tilde{\Phi} = i\sigma_2\Phi^*$. Comme pour les leptons, les termes de masse apparaissent après brisure de la symétrie.

La matrice V^{CKM} peut être paramétrisée par trois angles et une phase qui rend compte de la violation de la symétrie CP (conjugaison de charge+parité). Historiquement, c'est la nécessité de cette phase pour expliquer la violation de CP observée dans le système des kaons neutres qui a conduit à supposer [11] l'existence d'une troisième famille, découverte quelques années plus tard.

1.1.4 Les paramètres libres du modèle

Plusieurs paramètres ne sont pas déterminés par la théorie et doivent donc être mesurés. Par le jeu de re-formulations, différents ensembles de paramètres peuvent être définis, qui sont bien sûr tous équivalents.

Une liste possible des 18 paramètres libres du Modèle Standard des interactions électrofaibles est:

- les neuf masses de fermions (6 quarks + 3 leptons)
- la masse du boson Z^0
- la constante de Fermi $G_F = -\lambda/\sqrt{2}\mu^2$
- la masse du boson de Higgs $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$
- la constante de couplage électromagnétique α
- la constante de couplage forte α_s
- les quatre paramètres de la matrice V^{CKM}

1.1.5 Succès et faiblesses du Modèle Standard

Toutes les particules du modèle[1] ont été observées expérimentalement à l'exception du boson de Higgs. Véritable clé de voûte du modèle, sa recherche constitue l'un des objectifs majeurs de la physique des particules aujourd'hui (LEP-II) et avec le futur accélérateur LHC.

Les prédictions du Modèle Standard ont été testées dans de nombreuses expériences, et jusqu'à présent aucune contradiction fermement établie n'est apparue. Parmi les grands succès, notons la prédiction des interactions faibles par courant neutre [4], qui fut mise en évidence trois ans plus tard en 1973 au CERN [13] dans les interactions de neutrinos observées dans la chambre à bulles Gargamelle; et l'observation [14, 15, 16, 17] des bosons vecteurs $W^{\pm}$ et Z^0 en 1983 auprès du collisionneur proton-antiproton SPS (CERN). Le collisionneur LEP mis en service au CERN en 1989 a permis de vérifier [12] qu'il n'existait effectivement que trois types de neutrinos[2] et donc trois types de familles de fermions; et a mesuré avec une précision inégalée la plupart des paramètres libres du Modèle Standard. Le quark *top*, inclus dans la théorie depuis 1973 [11], a finalement été observé en 1994 par deux expériences [18, 19] auprès du collisionneur proton-antiproton Tévatron au FNAL, à une masse proche de celle prédite par les mesures indirectes faites par le LEP.

En dépit de ses incontestables succès, certains arguments [20] laissent à penser que le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime de la physique des particules, mais bien une approximation (excellente aux énergies sondées jusqu'à ce jour) d'un modèle plus fondamental. Les principales insatisfactions à l'égard du Modèle Standard proviennent du fait que, s'il décrit correctement les observations, il ne les explique pas souvent. La lacune majeure du modèle est en effet le nombre trop important de paramètres libres. Parmi les questions sans réponse, notons:

- Quelle est l'origine des masses des particules?
- Sont-elles élémentaires ou formées de sous-constituants?

---

[1] l'existence du ν_τ n'a été établie qu'indirectement [12]

[2] de masse ≤ 45 GeV/c^2

- Quelle est l'origine de la violation de CP observée dans le système des kaons neutres?
- Existe-t-il une théorie "du Tout", incluant la gravitation?

1.1.6 Au-delà du Modèle Standard

Aussi diverses extensions [21] ont-elles été proposées: théories de grande unification, super-symétrie ou modèles composites.

Ces derniers supposent que certaines des particules du Modèle Standard ne sont pas élémentaires, mais composées d'autres constituants que lie une nouvelle interaction. A des énergies inférieures à l'échelle naturelle de cette interaction, la compositivité des quarks par exemple peut se révéler par une augmentation des sections efficaces de production de jets par rapport aux prédictions QCD.

Les théories de grande unification unifient les forces électro-faible et forte à une échelle d'environ 10^{15} GeV en introduisant, par des mécanismes de brisure spontanée de symétrie analogues à celui du Higgs, de nouveaux bosons de jauge très massifs.

La super-symétrie (SUSY), au contraire de toutes les autres symétries en théorie des champs, instaure une symétrie entre bosons et fermions, qui procèdent d'un même multiplet. A chaque fermion usuel correspond un nouveau boson super-symétrique et inversement.

SUSY résoud un certain nombre de problèmes théoriques [21] et en particulier celui de la hiérarchie ou naturalité: les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs standard présentent des divergences quadratiques dans l'énergie de coupure λ de la théorie. Pour de grande valeur de λ, la soustraction de ces divergences nécessite un ajustement des masses nue et re-normalisée sur plus de 28 décimales ce qui n'est pas du tout naturel. Les nouveaux partenaires super-symétriques compensent exactement[3] les corrections divergentes.

Une caractéristique intéressante est que lorsque l'invariance locale de SUSY est requise, la gravitation est automatiquement incluse dans la théorie (super-gravité).

Le Modèle Super-Symétrique Minimal (MSSM) est la version la plus simple de SUSY, avec deux doublets de champs de Higgs. Après brisure spontanée de la symétrie, le secteur de Higgs comprend 5 champs physiques:

- 2 bosons neutres scalaires, h^0 et H^0 $(m_{h^0} < m_{H^0})$,
- 1 boson neutre pseudo-scalaire, noté A^0,
- 2 bosons chargés, H^+ et H^-.

A l'approximation en arbres, deux paramètres déterminent le spectre en masse du secteur de Higgs. On choisit généralement la masse du boson pseudo-scalaire m_A et $\tan\beta$, le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets.

La super-symétrie a toutefois deux inconvénients: elle n'a encore aucune assise expérimentale, et elle double immédiatement le spectre des particules élémentaires ce qui n'en fait pas un très bon candidat pour une théorie fondamentale.

---

[3] la compensation est exacte si SUSY est une symétrie exacte, ce qui impliquerait que les partenaires super-symétriques auraient les mêmes masses que les particules standards. Comme ceci n'a pas été observée, la super-symétrie est en fait brisée.

1.2 Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC)

La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard comme l'étude d'extensions de ce modèle nécessite d'explorer une région de masse proche du TeV, donc hors de portée des accélérateurs existants. Le Laboratoire Européen de Physique des Particules (CERN) a approuvé en 1994 la construction d'un nouvel accélérateur susceptible de répondre à de tels besoins: le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) [22]. Sa mise en service est prévue pour l'année 2005.

1.2.1 L'accélérateur

Dans son mode principal de fonctionnement, le LHC produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

Il sera construit dans le tunnel du LEP et bénéficiera de la chaîne d'accélérateurs existant (fig. 1.2) au CERN pour l'injection: le LINAC2 accélèrera les protons jusqu'à 50 MeV, puis le BOOSTER jusqu'à 1 GeV, le PS jusqu'à 26 GeV, et enfin le SPS jusqu'à 450 GeV.

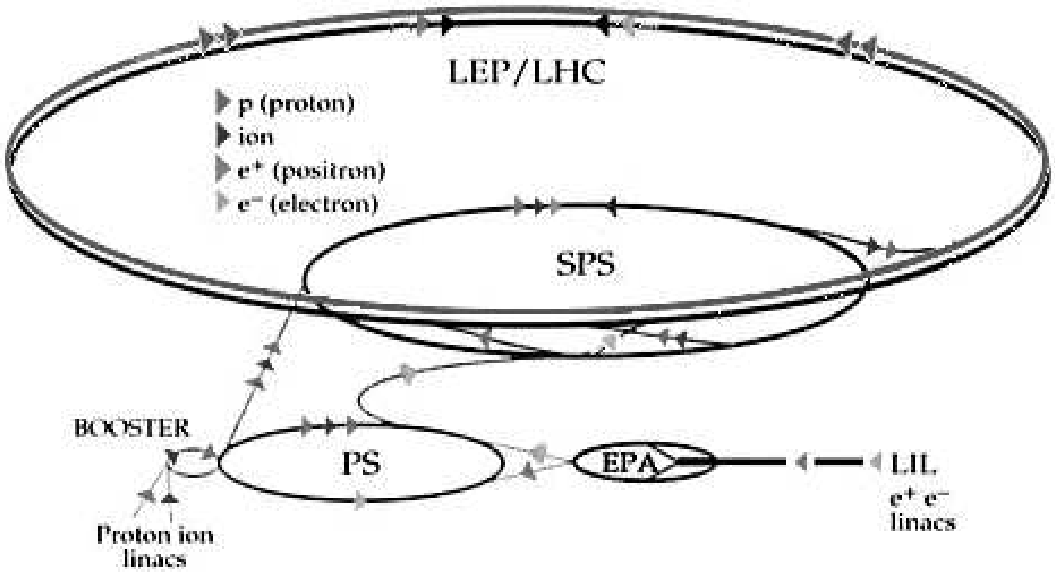


FIGURE 1.2: *Le complexe d'accélérateurs du* CERN.

Le choix des protons s'est imposé car les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron pour un accélérateur circulaire d'électrons de même énergie seraient rédhibitoires. D'autre part, les sources d'antiprotons n'étant pas assez intenses pour satisfaire une luminosité élevée, les deux faisceaux sont de même nature (protons). Ceci explique la configuration particulière des aimants (figure 1.3): deux bobines entourant deux tubes à vides partagent la même culasse magnétique.

Une luminosité élevée est en effet indispensable pour l'observation de phénomènes rares et pour compenser la diminution en $1/s$ de la section efficace des collisions parton-parton. La luminosité nominale du LHC est fixée à $\mathcal{L} = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}. Elle est obtenue grâce à un grand nombre (table 1.2) de paquets denses de protons dont la période de croisement est très faible: 25 nano-secondes. Ce régime ne devrait être atteint toutefois qu'après une période de trois ans au cours de laquelle la luminosité augmentera de $\mathcal{L} = 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1} à la luminosité nominale.

Circonférence	(m)	26659
Energie par faisceau	(TeV)	7
Champ magnétique	(T)	8.4
Luminosité	(cm^{-2}s^{-1})	10^{34}
Nombre de paquets		2835
Particules par paquet		10^{11}
Durée de vie du faisceau:		
Durée de vie du faisceau	(h)	10
Taille de la zone d'interaction:		
$\sigma_x = \sigma_y$	(μm)	16
σ_z	(cm)	5.4
Angle de croisement	(μrad)	200

TABLEAU 1.2: *Principaux paramètres du Grand Collisionneur de Hadrons (*LHC*) [23, 24].*

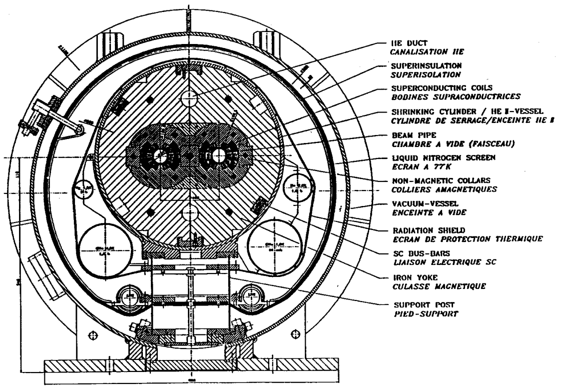


FIGURE 1.3: *Schéma d'un dipôle magnétique pour le* LHC *[23].*

Si une haute luminosité est indispensable, elle induit un certain nombre de contraintes. Tout d'abord les détecteurs devront avoir des temps de réponses courts. D'autre part plusieurs événements seront superposés (répartis selon z) à chaque collision (cf. ci-après). Ce phénomène d'empilement peut être assez délicat à traiter.

Enfin, la production abondante de particules au point d'interaction est une source importante de radiations. Les technologies employées pour les détecteurs doivent par conséquent présenter une bonne tenue en radiations: la plupart des composants doivent en effet être opérationnels durant toute la durée prévue de l'expérience, soit environ dix ans.

1.2.2 Les expériences

Deux expériences généralistes ont été approuvées pour étudier les collisions proton-proton: ATLAS [25] et CMS [26]. Le détecteur ATLAS est décrit au chapitre suivant.

Une troisième expérience, LHC-B [27], dédiée à la physique des B, est en passe d'être approuvée.

D'autre part, un quatrième point d'interaction sur l'anneau LHC est réservé au détecteur ALICE [28] qui étudiera la physique des ions lourds lorsque le LHC sera utilisé pour produire des collisions d'ions Pb à une énergie dans le centre de masse de 1312 TeV.

1.2.3 Les collisions pp à 14 TeV

Pour une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV, la section efficace totale des collisions proton-proton est estimée par extrapolation des résultats existants ($\sigma_{tot} \propto \log^2 s$) à $\sigma_{tot} = 110 \pm 20$ mb [29, 30]. Environ 26% de ces collisions sont purement élastiques et ne présentent donc pas d'intérêt pour la production de particules massives. Après soustraction des événements diffractifs, la section efficace "utile" est $\sigma \sim 70$ mb.

1.2.3.1 Evénements de biais minimum

L'événement typique au LHC n'est pas utile pour la recherche de nouvelles particules: il s'agit d'un événement de basse impulsion transverse, avec en moyenne 7.5 (respectivement 9) traces chargées (resp. neutres) par unité de pseudo-rapidité. Il est dit "de biais minimum", car il ne présente pas de caractéristiques susceptibles de déclencher les expériences.

Les événements recherchés au contraire résultent d'un processus de diffusion dure entre partons caractérisé par de grandes impulsions transverses.

A chaque croisement de faisceau, plusieurs événements de biais minimum sont superposés. Leur nombre est décrit par une distribution de Poisson autour de la valeur moyenne déterminée par $\sigma \times \mathcal{L}$. Lors du fonctionnement à la luminosité nominale, le nombre moyen d'événements de biais minimum par croisement de faisceau est alors de 23, en tenant compte du fait qu'environ 20% des paquets délivrés par le LHC seront vides.

A basse luminosité, leur nombre est de 2.3, ce qui conduit à un bruit peu important, du même ordre que le bruit résultant de la fragmentation des partons spectateurs du processus de diffusion dure.

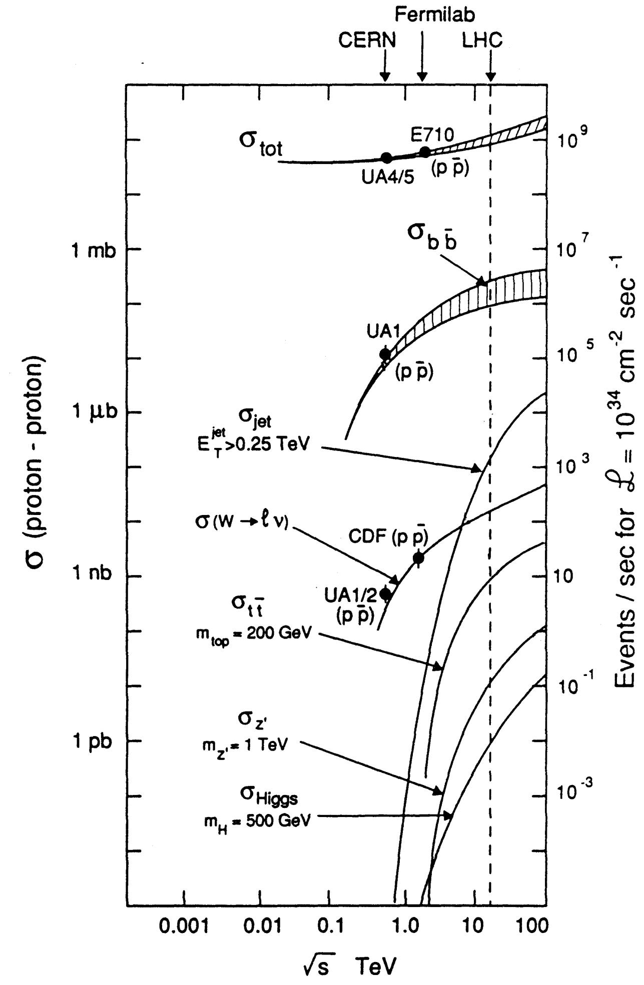


FIGURE 1.4: *Sections efficaces proton-proton typiques [29] en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Le cas du LHC est indiqué en ligne pointillée. L'échelle de gauche indique la section efficace alors que celle de droite exprime le nombre d'événements produits par seconde à la luminosité nominale du LHC.*

1.2.3.2 Diffusions dures

La figure 1.4 permet de situer les ordres de grandeur des sections efficaces des différents signaux recherchés pour des processus du Modèle Standard.

La plupart de ces processus sont initiés au LHC par des paires de gluons du fait de la nature proton-proton des collisions et de l'énergie élevée dans le centre de masse.

1.2.3.3 Des partons aux hadrons

Les partons produits (quarks et gluons) ne peuvent être observés isolément et se manifestent sous forme de hadrons. Cette transformation est modélisée au niveau de la simulation en deux temps: cascade de radiations et hadronisation proprement dite.

Au cours de la première phase, les partons initiaux irradient des gluons qui produisent à leur tour des quarks ou des gluons. L'énergie des partons initiaux est suffisamment élevée pour que les calculs puissent être menés en QCD. Toutefois ils sont complexes et l'on a plutôt recours à des modèles de gerbes de partons qui reproduisent bien les données expérimentales. Le comportement des gerbes ressemble assez à celui des gerbes électromagnétiques, avec ici trois processus de base: $q \to qg$, $g \to gg$ et $g \to q\bar{q}$. La probabilité d'occurrence de chacun de ces processus est proportionnelle à la fonction de branchement d'Altarelli-Parisi correspondante $P_{a \to bc}$. La cascade se poursuit jusqu'à ce que l'énergie des partons finals soit inférieure à environ 1 GeV. En deçà de cette limite, la constante α_s de couplage de l'interaction forte devient supérieure à 1 et l'approche perturbative n'est plus valable: les diagrammes à tout ordre en α_s peuvent produire des corrections aussi importantes que la contribution des diagrammes en $\mathcal{O}(\alpha_s)$.

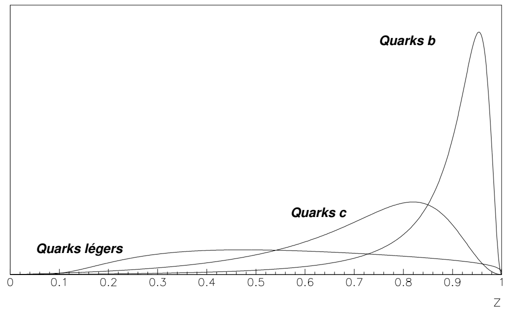


FIGURE 1.5: *Fonction de fragmentation des différentes saveurs de quarks. Pour les quarks légers, la dépendance en impulsion transverse modifie le spectre.*

Dans la phase d'hadronisation, les partons se transforment en hadrons. Les modèles phénoménologiques sont ici requis vu l'aspect non-perturbatif de cette phase. Le plus couramment utilisé est le modèle des cordes (dit de Lund). Le couplage par gluons qui confine les quarks y est représenté par une corde ou tube de flux de couleur. Pour un tube uniforme en longueur, l'énergie potentielle accumulée dans la corde croît linéairement avec sa longueur. Les deux partons s'éloignant, la corde se rompt et une nouvelle paire $q\bar{q}$ est créée. Chaque paire est un singlet de couleur, donc peut se matérialiser directement en méson. La production des baryons est modélisée par la rupture d'une seule des trois lignes de couleurs qui engendre deux objets *ad hoc*, les diquarks, qui se recombinent avec les quarks des bouts de la corde. Deux aspects doivent être soulignés dans l'optique de l'identification des jets b.

1. L'énergie potentielle accumulée dans la corde doit être suffisante pour à la fois générer la masse m_q du nouveau quark et lui céder de l'impulsion. Les quarks lourds ont de ce fait une probabilité faible d'être créés par ce mécanisme:

   $$P_{u,d} : P_s : P_c : P_b \sim 1 : 0.3 : 10^{-11} : 0$$

   Ceci signifie que la probabilité qu'un jet de quark léger soit contaminé par un quark c ou b est négligeable. Pour les jets de gluons toutefois, on a vu que la phase perturbative de développement de la gerbe autorisait $g \to c\bar{c}$ et $g \to b\bar{b}$.

2. La fraction d'énergie z du quark que le hadron emporte est modélisée par deux fonctions de probabilité. Pour les quarks légers, la fonction utilisée est symétrique et la paramétrisation ne dépend quasiment pas de la nature du quark. Au contraire, la masse élevée des quarks b et c imposent une dépendance en saveur pour la fragmentation: plus le quark est lourd, plus la fraction z d'énergie qu'emporte le hadron est élevée (le quark lourd "domine" le processus). Les fonctions utilisées sont respectivement la fonction symétrique de Lund et la fonction de Peterson, représentées en figure 1.5.

1.2.3.4 Les jets

Les hadrons ainsi formés constituent des jets. Un jet a typiquement la direction du parton initial puisque la gerbe de partons est confinée par les flux de couleurs. Une radiation assez dure de gluons peut initier toutefois une gerbe suffisamment énergétique pour modifier cette direction ou même pour constituer un nouveau jet.

Cette notion de jet correspond à ce qui est observé expérimentalement où une collision produit des jets de particules. Néanmoins la définition d'un jet est assez ambiguë tant du point de vue théorique qu'expérimental. La difficulté survient parce que la relation parton-jet n'est pas univoque: typiquement deux partons proches peuvent engendrer un ou deux jets. Les radiations de gluons induisant des mini-jets rendent le problème encore plus aigu. La méthode généralement utilisée pour les collisionneurs hadroniques a été introduite par l'expérience UA1 [31] et a été clairement définie afin de permettre la comparaison entre les sections efficaces inclusives de jets calculées par les théoriciens et celles observées par les expérimentateurs (accords de Snowmass [32]). Sa mise en oeuvre est décrite en § 5.4.2.1.3, page 112. Pour une collision au LHC, les jets sont engendrés par les partons du processus de diffusion dure, par les radiations de gluons et par la fragmentation des partons spectateurs (jets vers l'avant surtout).

Le contenu en particules d'un jet a plusieurs sources: les particules produites lors de la désintégration des hadrons formés autour du quark initial, les particules accompagnant la fragmentation et enfin des contaminations dûes par exemple à l'empilement.

1.3 Les quarks beaux au LHC

Un collisionneur hadronique comme le LHC offre une grande variété de types d'événements: il est donc exclu de dresser une liste exhaustive des processus où des quarks b sont produits. Néanmoins, trois grandes classes d'événements peuvent être dégagées: la production QCD, la production faible et finalement la production de processus rares.

La mise en évidence expérimentale d'événements de chacune de ces classes est susceptible de tirer grand bénéfice de bonnes capacités d'identification des jets de quarks b.

Les grandes lignes caractérisant la production et la physique associée à ces classes sont rappelées ci-dessous.

1.3.1 Production QCD et physique de la beauté

La production QCD comprend l'ensemble des événements induits par des processus de diffusion dure entre partons qui conduisent à des quarks b. C'est bien sûr la production la plus abondante pour un collisionneur hadronique. Les processus de bas ordre sont $q\bar{q} \to b\bar{b}$ et $gg \to b\bar{b}$, ce dernier étant favorisé au LHC.

Les estimations de la section efficace $\sigma_{b\bar{b}}$ souffrent d'une incertitude importante [29] liée à la méconnaissance de la fonction de structure du gluon à très petit x ($x \sim 5 \cdot 10^{-4}$) d'une part (avec toutefois les améliorations qu'apportent les données prises auprès d'HERA [33]) et d'autre part aux difficultés prédictives de QCD dans un domaine d'énergie ($2m_b/\sqrt{s} \ll 1$) à la limite de validité des calculs perturbatifs. La valeur utilisée usuellement est $\sigma_{b\bar{b}} = 500\ \mu$b. Il s'agit donc d'une production très importante avec environ $5 \cdot 10^{12}$ événements par an à basse luminosité.

Aussi un vaste programme d'étude de la beauté est envisagé au LHC [34]. Il s'agira de compléter les connaissances acquises auprès des accélérateurs actuels (LEP, SLC, CESR) et des usines à B en construction (PEP-II, KEK-B). La violation CP est l'un des objectifs privilégiés, avec par exemple la mesure des angles β ($B_d^0 \to J/\psi K_s^0$), α ($B_d^0 \to \pi^+\pi^-$) et de η ($B_s^0 \to J/\psi\phi$). Un autre objectif majeur est l'observation des oscillations $B_s^0 - \bar{B}_s^0$. Les deux expériences généralistes du LHC, ATLAS [25] et CMS [26], vont se consacrer à ces études durant la phase initiale du LHC à basse luminosité. Une expérience dédiée à la physique de la beauté au LHC, LHC-B [27], a également été proposée.

De telles études nécessitent la reconstruction exclusive des états finals et des vertex en trois dimensions pour les mesures de précision sur les temps de vie. Les hadrons beaux de ces événements sont caractérisés par des impulsions transverses modérées ($\sim$ 10 GeV/c).

Les expériences sont déclenchées par la présence d'un lepton. Dans ATLAS, un muon de $p_T > 6$ GeV/c et $|\eta| < 2.2$ est requis au premier niveau du déclenchement. Le taux d'événements ainsi sélectionnés est alors de 8 kHz et présente une pureté en $b\bar{b}$ de 60% [35]. Les niveaux suivants affinent cette sélection.

1.3.2 Production faible via les quarks *top*

Une autre source importante de quarks b provient de la désintégration du quark *top*: $t \to W^+b$. Dans le Modèle Standard, le taux de branchement de cette désintégration est d'environ 99.8%. Les quarks t sont produits par paire ($t\bar{t}$) ou par singlet ($\sim$ 30% de la production totale [36]).

1.3.2.1 Physique du *top* au LHC

Après la découverte du quark *top* au Fermilab par les collaborations CDF [18] et D0 [19], de nombreuses études précises de ce quark pourront être menées [36, 37, 38, 39] au LHC où sa production sera abondante: $\sigma_{t\bar{t}} \sim 700$ pb.

Ainsi, durant les premières années de fonctionnement du LHC à basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}), près de 60000 paires $t\bar{t}$ seront produites par jour.

1.3.2.1.1 Intérêt

Du fait de sa masse, élevée ($\sim$ 175 GeV/c^2) par rapport aux autres particules et proche de l'échelle naturelle électro-faible (v = 246 GeV), le quark *top* occupe une place à part dans le Modèle Standard. Les principaux pôles d'intérêt sont la mesure de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$, l'amélioration de la mesure de la masse du *top*, l'étude de ses couplages et la recherche de désintégrations exotiques dans le modèle standard (e.g. $t \to Zc$) où dans le cadre du MSSM ($t \to H^+b$).

Toutes ces études nécessitent une identification des quarks b performante. Ceci est illustré dans le cas de la mesure de la masse du top.

1.3.2.1.2 Mesure de m_t

La masse m_t est un paramètre fondamental , relié en particulier au secteur de Higgs. Le LHC étant une véritable "usine à top", l'incertitude sur la détermination de la masse m_t sera dominée par les erreurs systématiques. Une précision de 2 GeV semble être un objectif raisonnable [39] pour ramener les incertitudes sur m_t à un niveau comparable à celui des autres paramètres électro-faibles. Une meilleure précision ($\sim$ 1 GeV) peut néanmoins aider [40] par exemple à éliminer certains modèles parmi les extensions du Modèle Standard.

Le canal présentant la statistique la plus importante est le mode lepton+jets des événements $t\bar{t}$: l'un des quarks t se désintègre selon $t \rightarrow W(\rightarrow l\nu)b$, le lepton servant au déclenchement, alors que l'autre t devient $t \rightarrow W(\rightarrow jj)b$. La masse est directement mesurée en reconstruisant la masse invariante des trois jets m_{jjb}. Le bruit de fond vient de mini-jets pris pour des électrons, des événements $b\bar{b}$+jet et surtout des événements W+jets. Différentes coupures sur l'impulsion du lepton et son isolation permettent de réduire le bruit de fond $b\bar{b}$ [41]. Le bruit de fond W+jets peut être réduit en demandant un lepton avec $p_T > 40$ GeV/c et au moins trois jets de $p_T^j > 40$ GeV/c dans l'hémisphère opposé au lepton.

L'étiquetage des jets b permet de réduire le bruit de fond combinatoire sous le pic en masse invariante. Ceci est illustré sur la figure 1.6. La procédure consiste à former, dans des événements $t\bar{t}$ comportant au moins quatre jets, la masse invariante $M_{j_1 j_2}$ où chaque jet vérifie $p_T^{jet} > 40$ GeV/c et a plus de la moitié de ses traces dans l'hémisphère opposé au lepton. Si $|M_{j_1 j_2} - m_W| < 13$ GeV/c, un troisième jet vérifiant les mêmes critères est ajouté. L'amélioration apporté par un triple étiquetage ($j_1, j_2 \neq$ b-jet et j_3 =b-jet) est représentée en sombre sur la figure 1.6, et correspond à un gain en S/B sous le pic de 4 environ.

La réduction de ce bruit de fond combinatoire peut ainsi permettre un meilleur contrôle des erreurs systématiques, qui dominent l'incertitude sur la mesure.

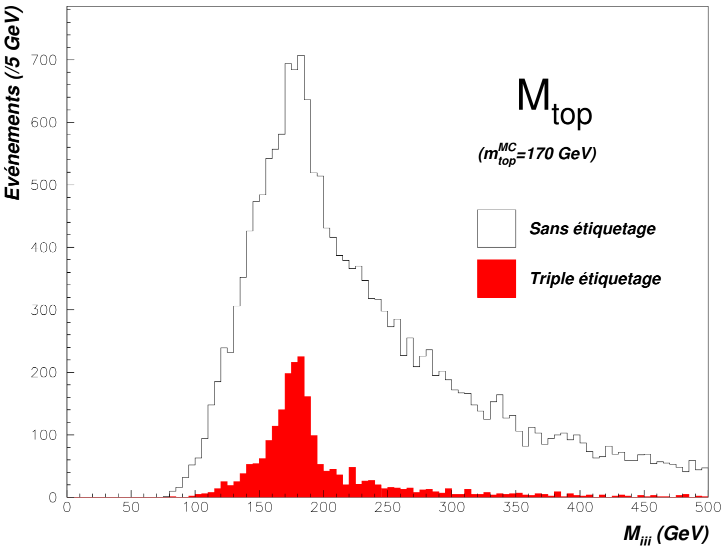


FIGURE 1.6: *Masse invariante M_{jjj} dans des événements $t\bar{t}$ (voir texte).*

Notons toutefois que c'est dans un autre canal que la meilleure résolution est attendue [41]: $\Delta m_t \leq \pm 2$ GeV pour le canal utilisant trois leptons. L'un des leptons sert au déclenchement, alors que les deux autres viennent de la désintégration du même quark top ($W \rightarrow l\nu$ et $b \rightarrow lX$).

1.3.2.2 Bruits de fond

Il convient de noter que si cette production importante de quarks *top* permet d'accéder à une physique très intéressante, elle gêne aussi l'observation d'autres phénomènes, en particulier dans les secteurs de Higgs du Modèle Standard et du MSSM.

Le bruit de fond $t\bar{t}$ est toutefois en général réduit convenablement par des coupures cinématiques appropriées. L'utilisation de l'identification des jets b issus du *top* pourrait éventuellement s'avérer intéressante pour rejeter ce bruit de fond, en permettant par exemple de relâcher certaines coupures.

1.3.3 Boson de Higgs du Modèle Standard

C'est dans la mise en évidence de processus rares que l'étiquetage des jets b peut s'avérer très pertinent, comme l'a montré la découverte du quark *top* par la collaboration CDF [18].

Au LHC, la compréhension du secteur de brisure spontanée de la symétrie est un objectif majeur. Dans le cas d'un boson de Higgs standard ou supersymétrique (h^0) de faible masse (~ 100 GeV$/c^2$), la désintégration en quarks beaux est dominante : figure 1.7. L'objectif est alors d'identifier les jets issus de ces quarks b avec une grande efficacité compte-tenu de la rareté du signal, tout en limitant sévèrement le nombre de mauvaises identifications qui peuvent survenir au sein des nombreux événements de bruit de fond riches en quarks légers et gluons.

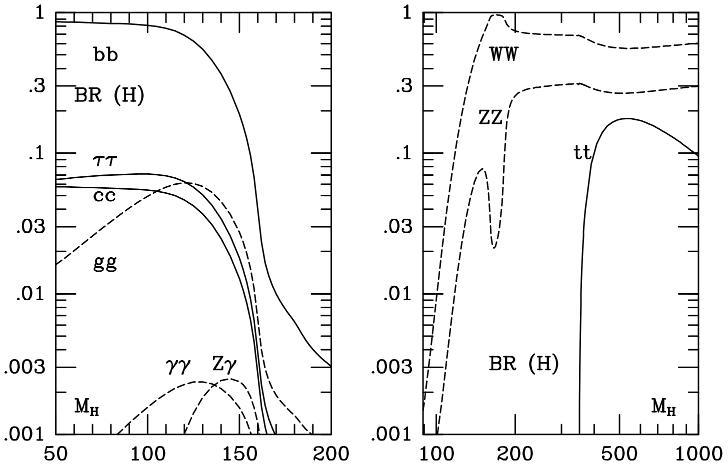
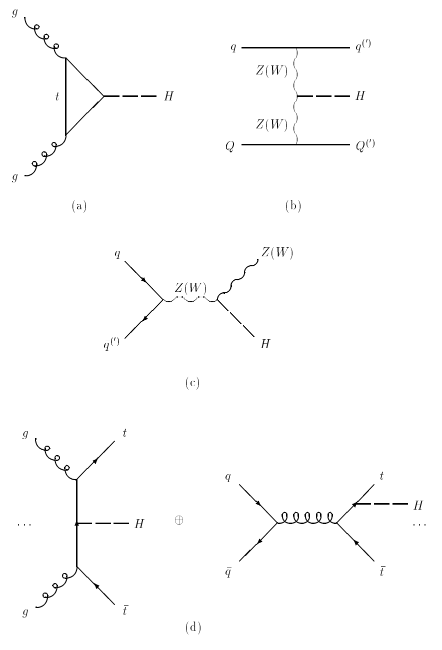


FIGURE 1.7: *Taux de branchements du Higgs en fonction de sa masse (GeV/c^2) pour $m_{top} = 174$ GeV/c^2 [42].*



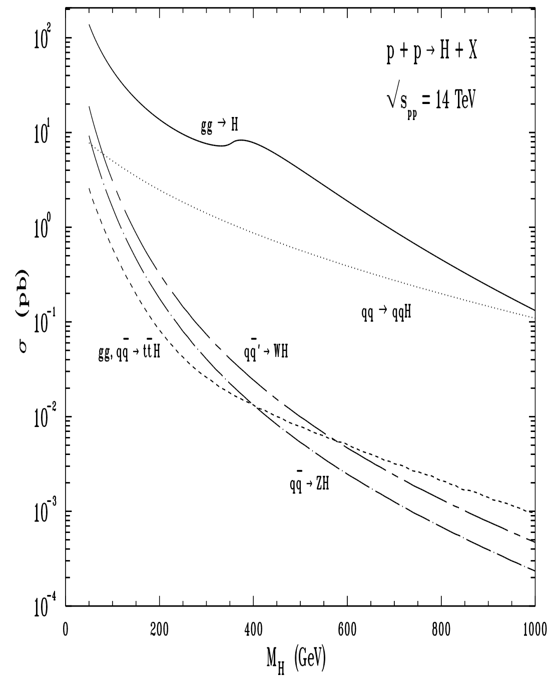


FIGURE 1.8: *Principaux diagrammes de production du Higgs au* LHC: *fusion de gluons (a), fusion de bosons Z ou W (b), production en association avec un boson (c) ou une paire $t\bar{t}$ (d).*

FIGURE 1.9: *Sections efficaces de production du Higgs au* LHC *[43] pour les mécanismes de production représentés ci-contre (évaluées à l'ordre au-delà des logarithmes dominants sauf pour $t\bar{t}H$).*

Les principaux mécanismes de production du Higgs au LHC sont illustrés en figure 1.8. La production principale s'effectue par fusion de gluons (diagramme *a*) via une boucle de quarks lourds (*t* essentiellement).Toutefois, la recherche du mode exclusif $H \to b\bar{b}$ ne peut être envisagée car le bruit de fond $b\bar{b}$ et QCD est rédhibitoire. Afin de pouvoir déclencher l'expérience et pour réduire le bruit de fond, un lepton est requis. Aussi seule la production du Higgs en association avec un partenaire se désintégrant semi-leptoniquement est intéressante pour la recherche dans le mode $H \to b\bar{b}$: boson W ou Z (diagramme *c*), ou paire $t\bar{t}$ avec l'un des quarks *t* se désintégrant selon $t \to bW \to bl\nu$ (diagrammes *d*). Le chapitre 7 illustre les potentialités auprès du LHC pour la recherche de ces canaux.

1.4 L'identification des jets de quark *b*

L'identification des jets de quark *b* est donc très importante pour mettre en évidence des phénomènes recherchés auprès du LHC, en particulier dans le secteur de la brisure de la symétrie électro-faible. Une revue de ce domaine est exposée en [44].

1.4.1 Principe de l'étiquetage

L'identification de jets issus de quark *b* peut exploiter plusieurs propriétés spécifiques des hadrons beaux:

1. leur masse est plus élevée que celle des autres hadrons,
2. la fragmentation est dure: ils emportent une fraction importante de l'énergie,
3. leur temps de vie (de l'ordre de la pico-seconde) combinée avec une énergie importante leur fait parcourir une distance significative (quelques millimètres) dans le détecteur avant de se désintégrer. De plus, les hadrons beaux se désintègrent pour l'essentiel en hadrons charmés qui ont également un temps de vie ce qui accroît la distance de vol.

1.4.1.1 Etiquetage leptonique

L'étiquetage leptonique s'appuie sur les deux premières propriétés des hadrons beaux: le lepton issu de la désintégration semi-leptonique $B \to Dl\nu$ du hadron beau a en effet une impulsion transverse assez importante. Par conséquent requérir un lepton vérifiant $p_T > p_T^{min}$ permet de mener l'étiquetage.

Pour un collisionneur hadronique où l'environnement est dominé par des processus QCD, c'est une signature intéressante: par exemple, 90% des électrons avec $p_T > 12$ GeV/*c* dans CDF [45] proviennent de hadrons beaux (après soustraction des productions par *W* et *Z*).

La méthode est toutefois peu efficace, d'une part car $Br(b \to l) \sim 18\%$ et surtout parce que le lepton doit être identifié, ce qui n'est pas facile a mettre en oeuvre expérimentalement: pour obtenir une efficacité acceptable, le seuil p_T^{min} doit être assez bas.

Elle est appropriée pour l'étiquetage des événements produits en abondance (physique de la beauté) mais doit plutôt être utilisée en complément pour la recherche d'événements rares.

1.4.1.2 Etiquetage topologique

La troisième propriété des hadrons beaux, leur temps de vie notable, est plus intéressante pour l'étiquetage: le hadron se déplaçant de quelques millimètres par rapport au point d'interaction, ses produits de désintégration ne vont plus pointer vers le vertex commun. Un événement avec un jet b aura donc une structure en vertex plus riche.

C'est cette structure qui doit être reconnue (au moins partiellement) pour identifier les événements recherchés. Il existe essentiellement deux façons de procéder. La première consiste à reconstruire effectivement tous les vertex de l'événement (difficile au LHC) ou au moins du jet. Le jet est identifié comme jet b s'il présente au moins un vertex distinct du vertex primaire. C'est une méthode difficile à mettre en oeuvre, qui exige une excellente reconstruction des paramètres des traces pour être efficace.

La seconde méthode est plus simple et en général plus efficace: il s'agit de repérer des traces inconsistantes avec le vertex primaire. La variable utilisé est le paramètre d'impact, ou distance de plus proche approche au point d'interaction. C'est cette méthode qui sera utilisée tout au long de ce travail.

1.4.2 Mise en oeuvre de l'étiquetage topologique

Pour exploiter le paramètre d'impact des traces chargées, il est bien évidemment nécessaire de reconstruire les-dites traces. Le détecteur doit être à même de fournir les informations pertinentes pour accomplir cette tâche avec efficacité et précision.

1.4.2.1 Reconstruction des traces

Il est indispensable que la procédure de recherche et reconstruction de traces soit très performante. En effet, les erreurs de reconstruction entraînent des distorsions dans les paramètres des traces: beaucoup d'entre-elles présentent alors de grand paramètre d'impact, ce qui met en péril la capacité d'étiquetage des jets b.

La reconstruction des traces chargées au LHC est réputée difficile du fait de la multiplicité importante des traces et de leur densité. Les solutions mises en oeuvre au niveau des systèmes de détection pour permettre la reconstruction sont détaillées dans le cadre du détecteur interne d'ATLAS au chapitre suivant.

La figure 1.10 représente un événement typique $H \to b\bar{b}$ selon une coupe transversale du tonneau du détecteur interne d'ATLAS. Les points reproduisent la densité de points d'impact dans les sous-détecteurs du tonneau. La complexité de l'événement est déjà notable bien qu'il s'agisse d'une simulation pour laquelle la luminosité du LHC est basse.

La mise au point d'un algorithme de recherche et reconstruction des traces chargées dans des événements de ce type a constitué la partie principale de ce travail de thèse, et est exposée au chapitre 5.

1.4.2.2 Résolution en paramètre d'impact

La résolution en paramètre d'impact est déterminante pour la qualité de l'étiquetage. Elle dépend principalement du point de mesure le plus près du point d'interaction.

Aussi un modèle simple de détecteur avec deux couches de mesure permet de comprendre quels sont les paramètres fondamentaux pour atteindre la meilleure résolution possible sur le paramètre d'impact. Le dessin 1.11 représente un tel détecteur. Dans ce modèle, la matière avant la première couche (tube à vide) est projetée sur la première couche.

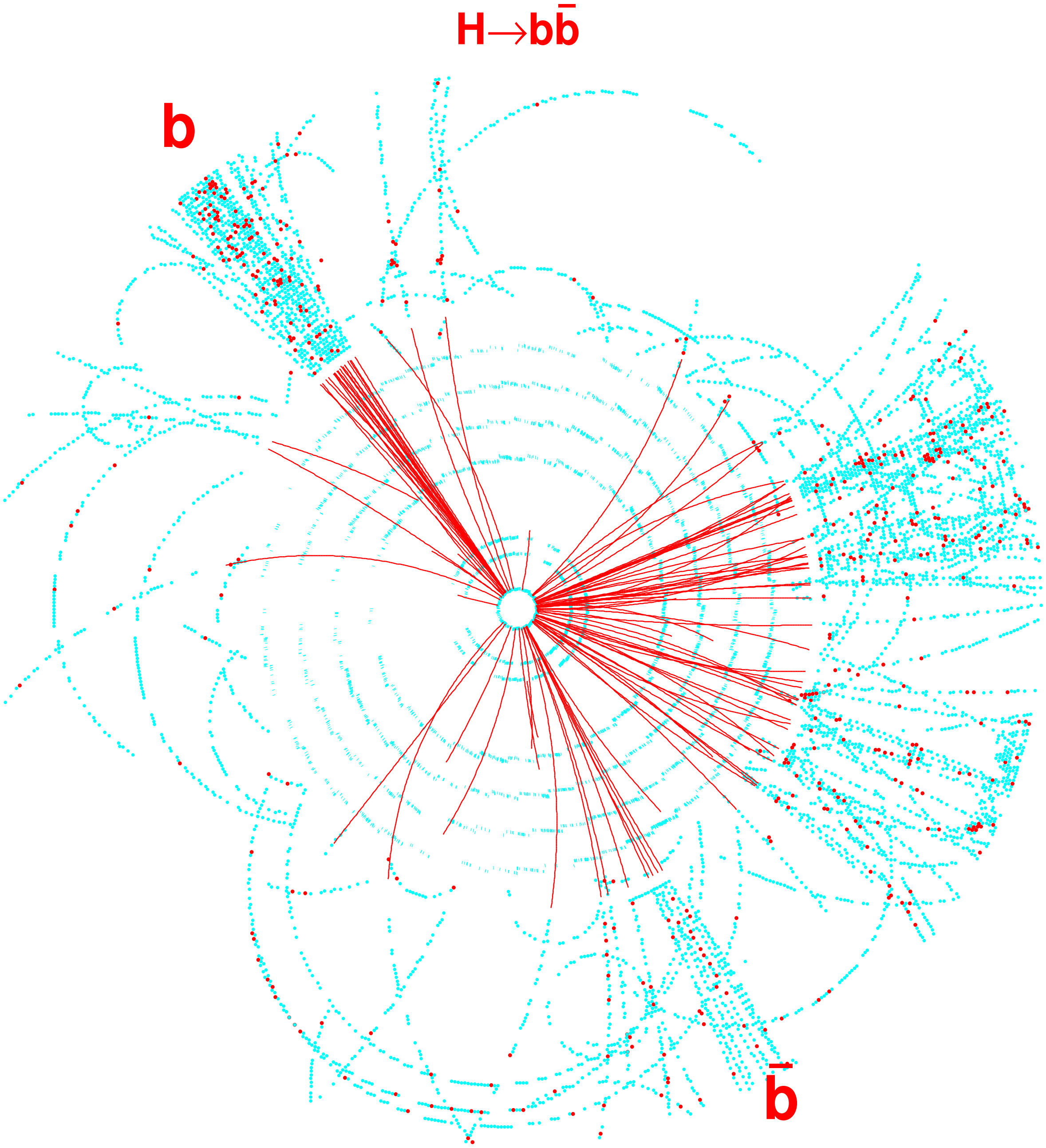


FIGURE 1.10: *Représentation d'un événement $H \rightarrow b\bar{b}$ simulé dans le détecteur interne d'*ATLAS *[46] pour une luminosité $\mathcal{L} = 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1} et pour $m_H = 400$ GeV/c^2. En partant du centre sont traversés trois couches de détecteurs à pixels, quatre couches de détecteurs à micro-pistes au silicium et le* TRT*, détecteur à pailles (cf. chap. 2). Seules les traces reconstruites de $p_T > 1$ GeV/c sont représentées en trait plein, sans prolongation vers le* TRT *pour ne pas altérer la lisibilité.*

La résolution sur le paramètre d'impact dans le plan transverse peut se paramétriser sous la forme:

$$\sigma_{a_0} = A \oplus \frac{B}{p_T}$$

Le terme A est indépendant de l'impulsion et correspond à la résolution asymptotique pour les traces de grande impulsion qui ont peu d'interactions avec la matière. Il reflète donc essentiellement la résolution intrinsèque du détecteur et la disposition des couches. En négligeant les termes de corrélation entre les deux couches, on obtient en effet:

$$A = \frac{R_1\sigma_2(\theta)}{\Delta R} \oplus \frac{R_2\sigma_1(\theta)}{\Delta R}$$

où $\Delta R = R_2 - R_1$. Les résolutions spatiales σ_1 et σ_2 des deux couches sont en micro-mètres.

Le terme B caractérise les déviations qu'entraînent les interactions des particules avec la matière du tube à vide et du détecteur:

$$B = 13.6\sqrt{d}(1 + 0.038\ln(d))R_1$$

où d est l'épaisseur de matière traversée en unités de longueurs de radiation, soit $d = D/X_0 \sin\theta$ pour une couche uniforme d'épaisseur D d'un matériau de longueur de radiation X_0. Le rayon R_1 est en millimètres.

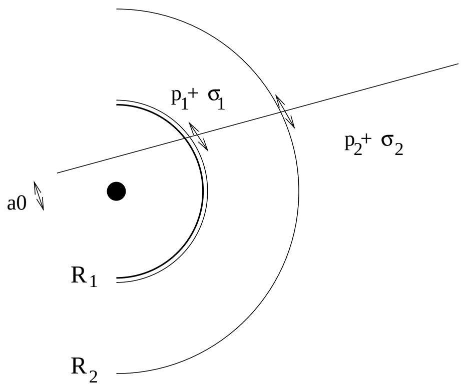


FIGURE 1.11: *Schéma d'un détecteur à deux couches.*

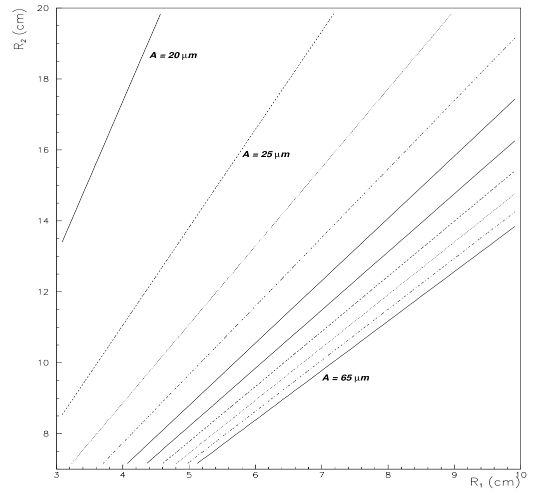


FIGURE 1.12: *Terme A en fonction du rayon des deux premières couches. La résolution spatiale des deux couches est fixée à 15μm. Les courbes à résolution constante sont séparées de 5μm.*

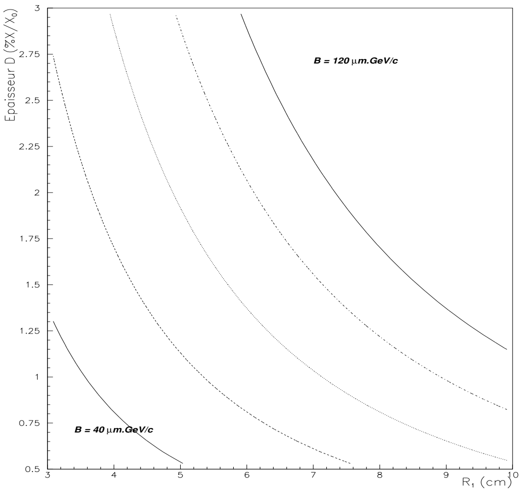


FIGURE 1.13: *Terme B en fonction du rayon de la première couche et de son épaisseur en longueur de radiations. L'incidence est normale. Les courbes à résolution constante sont séparées de 20μm.*

Les courbes 1.12 et 1.13 montrent les variations des termes A et B selon les deux paramètres principaux: R_1 et R_2 pour A; R_1 et D pour B.

Il apparaît donc clairement que la minimisation de B nécessite de placer la première couche de mesure au rayon le plus bas possible. L'optimisation du terme A pour R_1 fixé est moins critique: la deuxième couche doit préferentiellement être placée loin de la première , mais au-delà d'une valeur raisonnable de $\Delta R \sim 5$ cm, le gain est limité.

En résumé, une bonne résolution en paramètre d'impact est possible avec un détecteur placé près du point d'interaction, possédant une bonne résolution spatiale et présentant une quantité de matière faible.

Les solutions mises en oeuvre pour répondre à ces exigences au LHC sont exposées dans les deux chapitres suivants, décrivant le détecteur ATLAS et les détecteurs à pixels.

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

Compte-tenu du vaste programme de physique envisagée au LHC et de la grande variété de signatures, la collaboration ATLAS se propose de construire un détecteur polyvalent [38], représenté sur la figure 2.1.

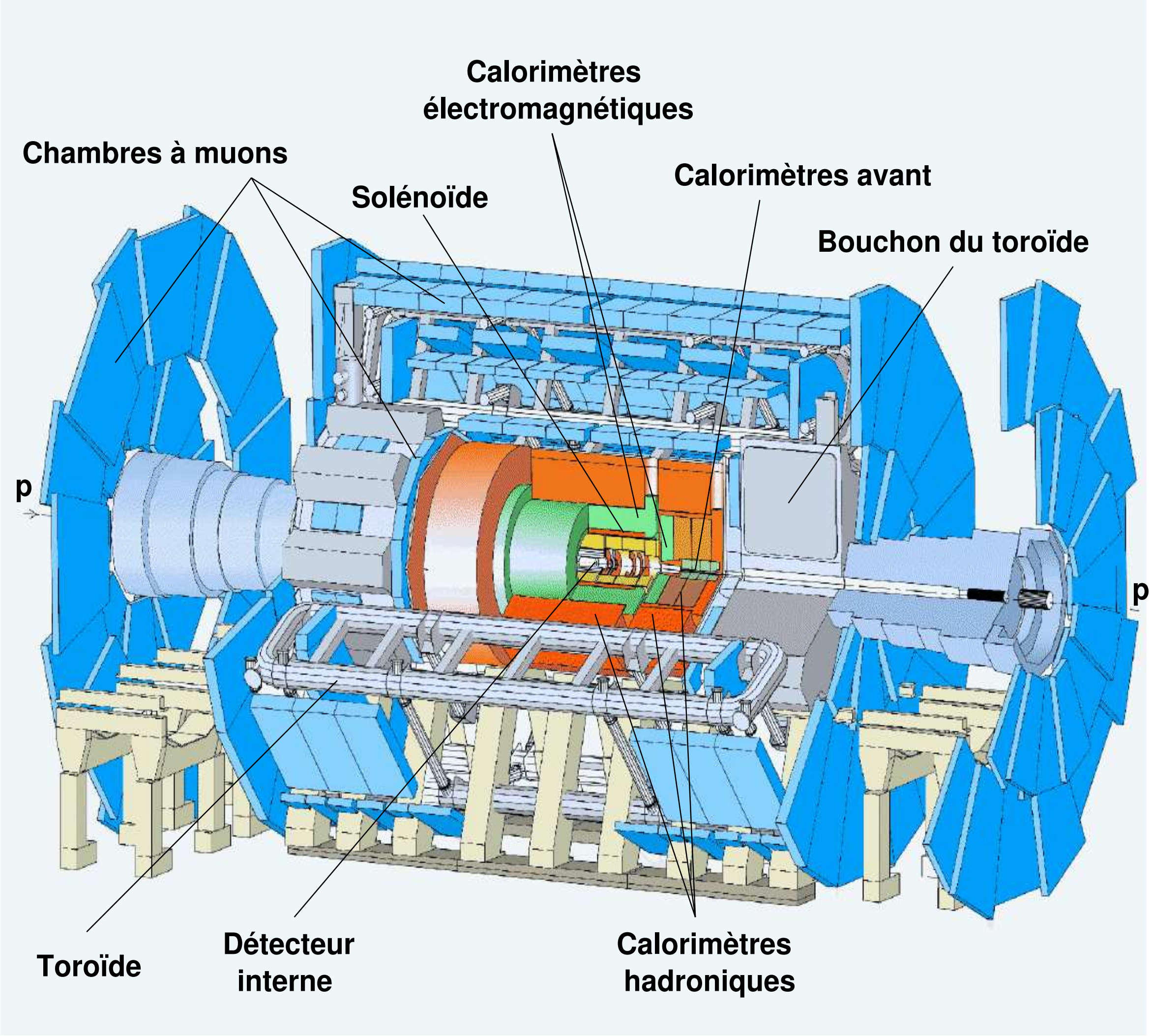


FIGURE 2.1: *Vue éclatée du détecteur* ATLAS.

Depuis le point de collision, situé au centre du détecteur, les particules traversent successivement le détecteur interne entouré par sa bobine supra-conductrice, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et enfin le toroïde à air et le spectromètre à muons.

Après une revue des principales signatures guidant la conception et l'optimisation du détecteur, chacun de ses sous-systèmes sera décrit de façon succincte. Le détecteur interne fera l'objet d'une description plus détaillée puisqu'il s'agit d'un élément-clé pour notre étude.

2.1 Principales signatures

Si le domaine de physique à explorer qu'ouvre le LHC est très vaste, l'étude de l'origine des masses est toutefois le pôle d'intérêt privilégié par ATLAS. Aussi le détecteur a-t-il été optimisé afin d'offrir la meilleure sensibilité pour la recherche du boson de Higgs prévu par le Modèle Standard.

Ainsi, la recherche d'un boson de Higgs léger ($80 \leq m_H \leq 120$ GeV) se désintégrant dans le canal $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ nécessite une excellente capacité d'étiquetage des quarks b. Pour un Higgs légèrement plus lourd ($90 \leq m_H \leq 150$ GeV), le canal $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ est à l'origine de sévères contraintes sur la calorimétrie électromagnétique, tant au niveau de l'acceptance et de l'identification des photons que de la résolution en position et en énergie. Au-delà de $m_H \simeq 130$ GeV, les canaux $H^0 \rightarrow 4l^{\pm}, 2l^{\pm}2\nu, 2l^{\pm}2jets$ imposent différentes contraintes sur la reconstruction et l'identification des leptons, l'herméticité et les calorimètres.

Les manifestations prévues des extensions du Modèle Standard (Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM), techni-couleur ou autres modèles composites) forment également toute une palette de signatures auxquelles le détecteur doit être sensible. Très caractéristique, la non-détection de la particule super-symétrique stable la plus légère (LSP) dans les modèles super-symétriques impose une bonne herméticité du détecteur pour la mesure de l'énergie transverse manquante. Outre les signatures précédentes , la recherche de Higgs du MSSM nécessite pendant la phase à basse luminosité la reconstruction de vertex secondaires permettant d'identifier les canaux $H^{\pm} \rightarrow \tau^{\pm}\nu$ et $A^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$. La plupart des autres modèles nécessitent de bonnes performances dans des gammes d'énergie/impulsion élevées (quelques TeV).

2.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS assure la reconstruction des traces des particules chargées, la mesure de leur impulsion et de la position des vertex et participe à l'identification des électrons.

2.2.1 Objectifs

La prise en considération des différentes caractéristiques des événements de physique attendus, pondérée par les contraintes de faisabilité et de coût, a conduit à l'établissement d'une liste d'objectifs que le détecteur interne doit satisfaire [38, 47]. Ce cahier des charges est résumé ci-après pour les deux phases de fonctionnement du LHC.

A la luminosité nominale du LHC, les objectifs sont les suivants:

- Reconstruction des traces des particules chargées avec une acceptance de $|\eta| < 2.5$.
- Mesure de l'impulsion transverse avec une précision meilleure que 30 % à $p_T = 500$ GeV et $|\eta| < 2$, et d'au moins 50 % jusqu'à $|\eta| = 2.5$.

- Mesure des angles polaires avec une précision d'au moins 2 mrad.
- Reconstruction des traces isolées de plus de 5 GeV d'impulsion transverse avec une efficacité $>$ 95 % et moins de 1 % de fausses traces.
- Reconstruction de toutes les traces dans un cône de $\Delta R < 0.25$ autour d'un candidat de trace isolée de grand p_T, et ce avec une efficacité $>$ 90 % et un taux de fausses traces inférieur à 10 %.
- Etiquetage des jets beaux avec une efficacité $>$ 30 % à la luminosité maximale, pour une réjection des jets légers d'au moins 10.
- Mesure de la position en z du vertex primaire avec au moins quatre traces et une précision meilleure que le millimètre.
- Identification des électrons de grand p_T avec une efficacité $>$ 90 % au niveau du déclenchement comme au niveau de la reconstruction complète.
- Identification des électrons de $p_T > 0.5$ GeV proche d'un autre candidat électron de grand p_T avec une efficacité $>$ 90%, afin de rejeter les conversions de photons et les désintégrations de Dalitz.
- Identification combinée avec le calorimètre électromagnétique des photons de $p_T \simeq 60$ GeV avec une efficacité $>$ 85 % et des réjections $R_{e^\pm} > 500$ et $R_{\pi^0\ isolés} > 3$.
- Possibilité d'un déclenchement de niveau 2 sélectionnant les traces isolées de $p_T > 20$ GeV avec une efficacité $>$ 90% et un taux de fausses traces $<$ 10% dans un cône de $\Delta R = 0.25$ autour d'un amas de grande énergie dans le ECAL.

Pendant les premières années de fonctionnement du LHC à basse luminosité, les contraintes sont moins sévères et des objectifs plus ambitieux peuvent être envisagés:

- Reconstruction des traces chargées de l'événement, avec une efficacité sur toute l'acceptance supérieure à 95 % pour les traces de $p_T > 0.5$ GeV.
- Reconstruction et identification des électrons de $p_T > 1$ GeV avec une efficacité supérieure à 70 %.
- Reconstruction des produits de désintégration des K_s^0 de $p_T \simeq 5$ GeV avec une efficacité supérieure à 90 % pour un rayon de production inférieur à 50 cm.
- Etiquetage des jets issus de quarks b avec une efficacité supérieure à 30% et une réjection des jets légers supérieure à 50.
- Reconstruction des vertex secondaires des b et des τ.

2.2.2 Configuration générale

Afin d'atteindre ces objectifs, le détecteur interne combine deux types d'éléments de détection: un nombre limité de points de mesure de haute précision est assuré par la partie la plus interne du détecteur, alors que la partie externe offre la possibilité d'un suivi des traces quasi-continu grâce à un grand nombre de points de mesure moins précis.

Des détecteurs à semi-conducteurs (pixels et micro-pistes) permettent de répondre au besoin de mesures très précises. Leur granularité élevée s'accommode très bien de la grande densité de traces, y compris près du point d'interaction. Néanmoins, le nombre de ces détecteurs doit rester limité: une quantité de matière trop élevée serait le siège de nombreuses interactions, rendant la mesure précise des paramètres des traces difficile. De plus, le coût pour instrumenter de grandes surfaces avec de tels détecteurs est prohibitif.

La technologie des tubes à dérive, qui équipent le détecteur à rayonnement de transition (TRT), ne présente pas ces inconvénients: avec moins de matière par point de mesure, un large volume peut être instrumenté, fournissant un nombre important de point par trajectoire ce qui facilite la reconnaissance des traces. La détection des photons de transition émis dans les tubes est un autre avantage de ce détecteur, autorisant ainsi l'identification des électrons. Toutefois la précision de chaque point est moindre.

L'ensemble du détecteur interne est contenu dans un cylindre de 6.9 m de long et 1.15 m de rayon (figure 2.2). Il est entouré par un solénoïde supra-conducteur générant un champ magnétique axial de 2 T, suffisant pour obtenir la résolution en impulsion requise.

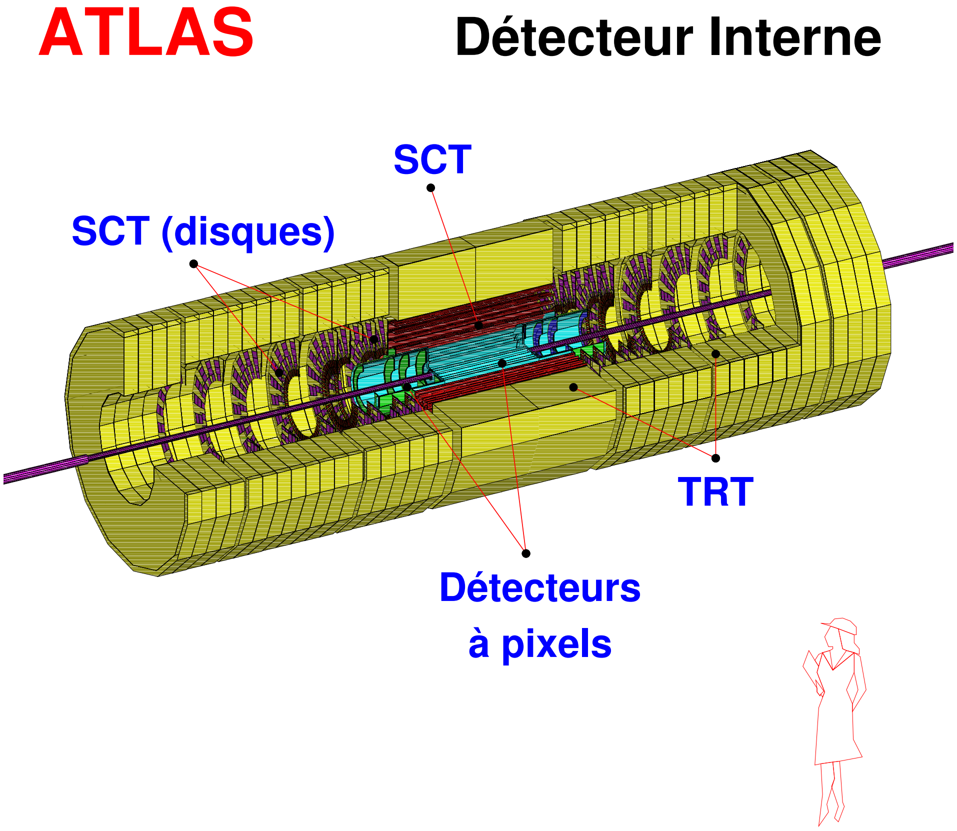


FIGURE 2.2: *Vue en perspective du détecteur interne.*

La disposition générale choisie reflète le souci de minimiser la quantité de matière rencontrée par les particules tout en maintenant une structure mécanique relativement simple: les différents éléments de détection s'agencent en couches co-axiales pour la partie centrale complétées de part et d'autre par des disques. (fig. 2.3).

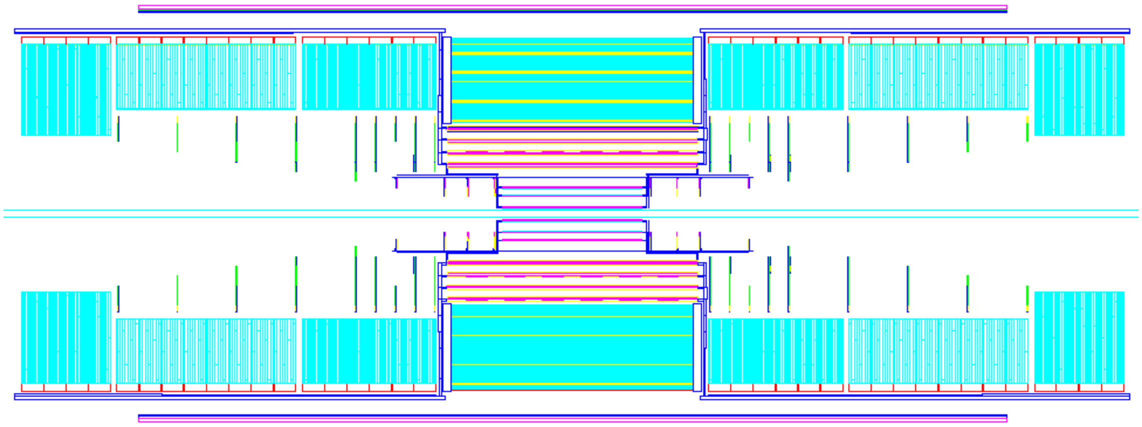


FIGURE 2.3: *Coupe longitudinale du détecteur interne. Le solénoïde n'enclos pas complètement le détecteur ce qui implique une dégradation d'environ 20 % de la résolution en impulsion [48] aux extrémités* ($1.9 < |\eta| < 2.5$)*.*

En partant du point de collision, sont traversés successivement:

- les détecteurs à pixels
- les détecteurs à micro-pistes au silicium (SCT)
- le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Ces systèmes sont décrits ci-après, avec pour chacun d'eux une attention particulière portée sur leurs atouts respectifs en vue de la reconstruction précise des traces que nécessite notre étude.

2.2.3 Détecteurs à pixels

2.2.3.1 Géométrie

Le détecteur de vertex à pixels [38, 49, 50, 51] est constitué de deux couches cylindriques pour la partie centrale, et de huit disques pour la partie avant (figure 2.4). Pour la phase initiale de fonctionnement du LHC à des luminosités modérées, une troisième couche est placée près du tube faisceau afin d'améliorer sensiblement les performances pour la mesure précise des positions des vertex. Cette couche pourrait être maintenue [52] lors du fonctionnement du LHC à sa luminosité nominale: toutefois les dommages par radiations nécessiteraient alors son remplacement presque chaque année.

Le positionnement des couches de pixels est résumé dans la tableau 2.1. Le choix du rayon de la couche interne résulte d'un compromis entre performances et durée de vie du détecteur. La couche externe est placée de façon à permettre une bonne extrapolation vers les détecteurs suivants (SCT).

Couche	R (cm)	$l/2$ (cm)	# échelles	β (deg)	# modules	η
B	4.0	38.40	16	10.5	13	±2.50
1	11.0	38.40	44	9.5	13	±1.50
2	14.2	33.82	58	9.5	11	±1.25

TABLEAU 2.1: *Géométrie des couches de pixels. Pour chaque couche sont indiqués le rayon moyen, la demi-longueur active, le nombre d'échelles, l'inclinaison azimuthale de l'échelle, le nombre de modules par échelle et la couverture en pseudo-rapidité.*

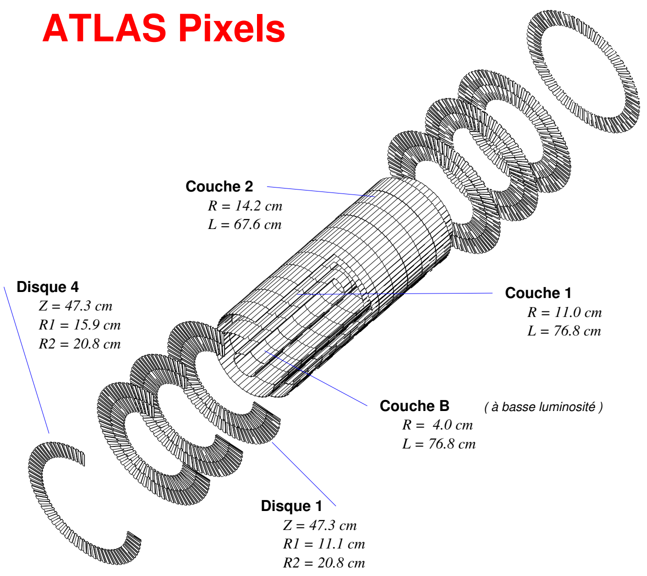


FIGURE 2.4: *Le système de détecteurs à pixels dans l'expérience* ATLAS.

Chaque couche est constituée d'échelles supportant une ligne de modules. Outre cette fonction de support, les échelles acheminent le fluide de refroidissement.

Dans le plan R-ϕ, les échelles sont inclinées par rapport au rayon d'un angle β: le léger chevauchement en ϕ ainsi permis (environ six pixels, figure 2.5) garantit l'herméticité du détecteur pour les traces d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV et facilite l'alignement. De plus, le sens de cette inclinaison est choisi de façon à accentuer le déplacement des charges produites dans le substrat de silicium (angle de Lorentz dû au champ magnétique), permettant un étalement de la charge sur environ deux pixels qui peut améliorer la résolution.

Le long d'une échelle, les modules sont décalés alternativement en rayon de ± 300 μm pour permettre également un recouvrement en Z. Celui-ci est projectif (non-constant selon Z) et tient compte de la dimension longitudinale importante de la zone d'interaction ($2\sigma_z = \pm 11.2$ cm).

FIGURE 2.5: *Disposition des échelles dans le plan R-ϕ.*

De part et d'autre des couches centrales, quatre disques sont disposés de façon à compléter l'acceptance du détecteur (table 2.2). Les trois premiers disques sont constitués d'une roue interne et d'une roue externe alors que seule la roue externe est nécessaire pour le disque le plus éloigné (fig. 2.4). Des secteurs angulaires (modules trapézoïdaux) sont fixés en alternance de chaque côté des roues, ces dernières assurant le support mécanique et l'évacuation de la chaleur.

Le recouvrement en ϕ d'un secteur à l'autre est d'environ 200 μm, soit quatre pixels, et celui en R d'une roue sur l'autre de 700 μm (environ deux pixels).

Disque	Z (cm)	R_{min} (cm)	R_{max} (cm)	# secteurs internes	# secteurs externes
1	47.3	11.10	20.84	108	144
2	63.5	11.10	20.84	108	144
3	77.6	11.10	20.84	108	144
4	107.2	15.94	20.84		144

TABLEAU 2.2: *Géométrie des disques de pixels. Sont indiqués la position longitudinale moyenne, la zone radiale active et le nombre de secteurs des roues internes et externes.*

2.2.3.2 Module

Le module est l'élément de base de la géométrie. Son architecture s'articule autour du milieu de détection, un plan de silicium de 150 μm d'épaisseur pour une surface d'environ 2×6 cm^2, où sont implantées les matrices de cellules élémentaires (pixels). Sur ce plan sont rapportées les seize puces de l'électronique de lecture, la connection étant assurée par des microbilles. Un processeur supplémentaire (MCC) contrôle l'ensemble et gère l'acheminement des données vers l'extérieur via un kapton (fig. 2.6).

2.2.3.3 Caractéristiques

Le système de détecteurs à pixels d'ATLAS présente plus de 10^8 cellules (pixels). La taille d'un pixel est de 50 μm sur 300 μm. Le petit côté est selon l'axe R-ϕ dans les couches centrales et selon ϕ dans les disques. La grande granularité du système conduit à un taux d'occupation très faible: environ un pixel sur dix mille est touché par événement à la luminosité nominale du LHC.

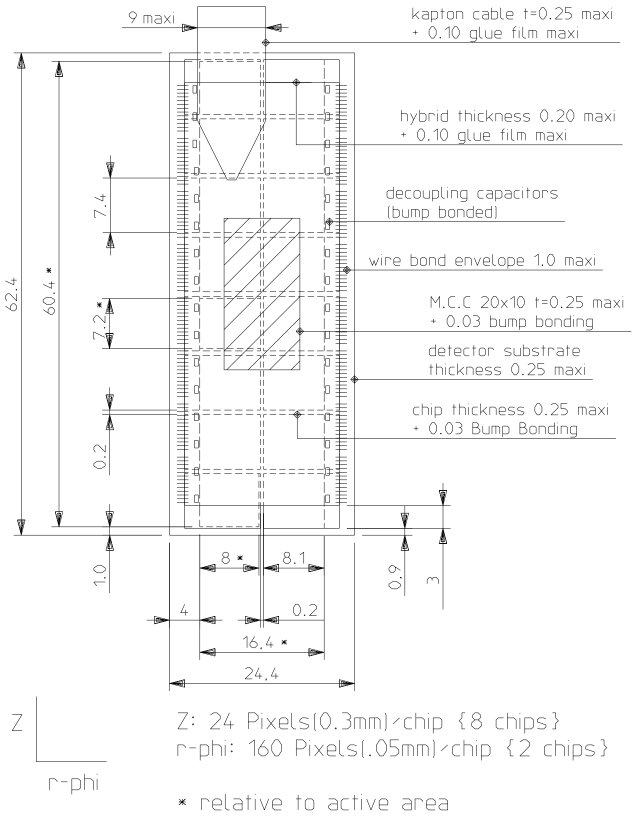


FIGURE 2.6: *Schéma d'un module équipant les échelles de la partie centrale.*

2.2.3.3.1 Couverture en espace

Une trace traverse au moins trois détecteurs à pixels sur toute l'acceptance (fig. 2.7). Du fait des recouvrements, la moyenne est de 3.3 dans la région centrale ($0 < \eta < 1.5$).

La figure 2.8 montre le nombre de points obtenus dans les pixels en fonction de la pseudo-rapidité. Dans la zone centrale, en moyenne deux pixels sont touchés, du fait du champ magnétique qui favorise le partage de charge en R-ϕ. Ce nombre augmente avec η car alors une trace traverse plusieurs pixels selon z.

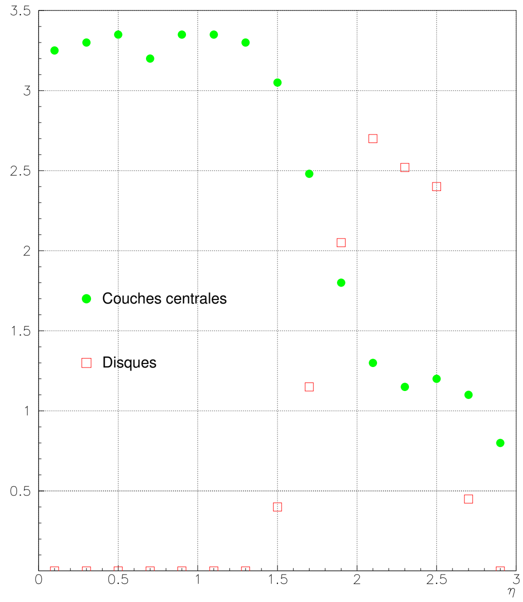


FIGURE 2.7: *Nombre de détecteurs à pixels touchés en fonction de la pseudo-rapidité, pour des muons de p_T = 50 GeV produits dans la zone d'interaction ($2\sigma_z$) et sans inefficacité des détecteurs.*

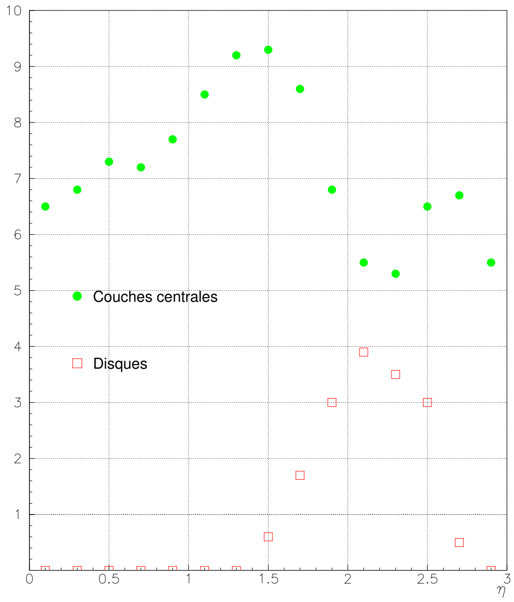


FIGURE 2.8: *Nombre de pixels touchés en fonction de la pseudo-rapidité, pour des muons de p_T = 50 GeV produits dans la zone d'interaction ($2\sigma_z$) et sans inefficacité des détecteurs.*

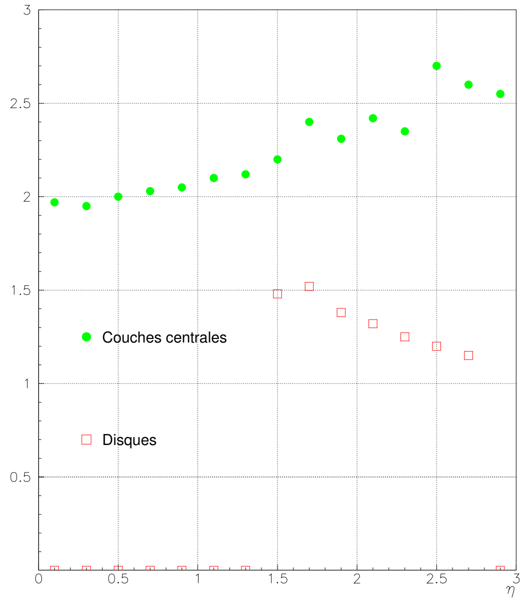


FIGURE 2.9: *Taille des amas de pixels touchés en R-ϕ en fonction de la pseudo-rapidité (en nombre de pixels i.e. 50 μm).*

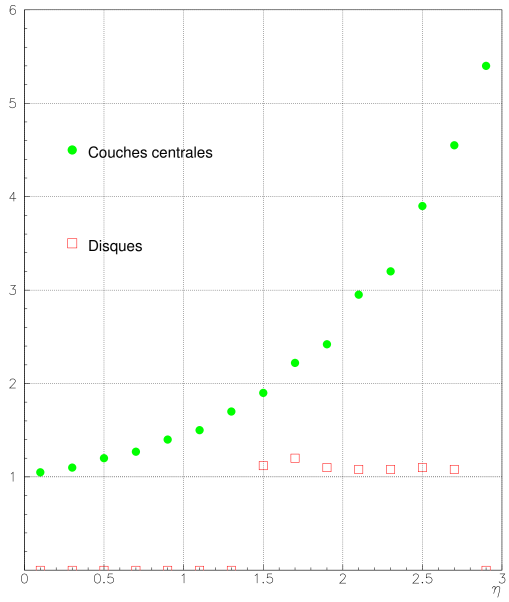


FIGURE 2.10: *Taille des amas de pixels touchés en z en fonction de la pseudo-rapidité (en nombre de pixels i.e. 300 μm).*

Ces deux effets sont visibles sur les figures 2.9 et 2.10 qui représentent la taille moyenne des amas de pixels touchés (en nombre de pixels) en fonction de la pseudo-rapidité.

2.2.3.3.2 Système de lecture

Celui-ci sera décrit plus en détail au chapitre suivant (§3.1.2.2.1). Notons simplement que la lecture de la charge des pixels se fait par comparaison à un seuil, et que la réponse est donc binaire.

2.2.3.3.3 Résolution spatiale

Pour une taille de cellule de 50μm $\times 300\mu$m, la résolution en position est alors typiquement $\sigma_{r\phi} \simeq 14\mu$m et $\sigma_z \simeq 87\mu$m. Grâce au partage de charges entre pixels voisins, cette résolution en position peut être améliorée. Les figures 2.11 et 2.12 montrent les résolutions en position en R-ϕ et en z obtenues par simulation.

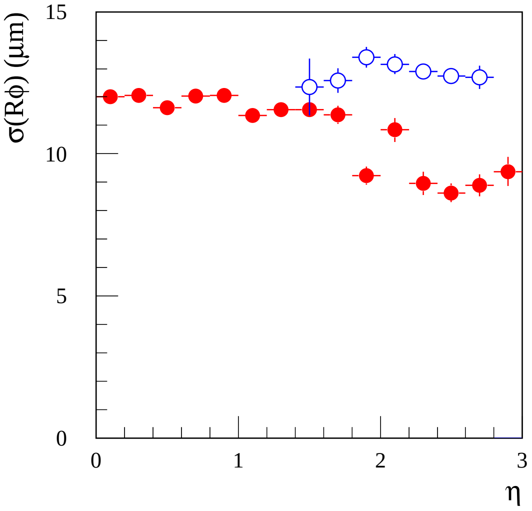


FIGURE 2.11: *Résolution en position R-ϕ (ϕ) pour les couches centrales en noir (les disques, en blanc) en fonction de la pseudo-rapidité η.*

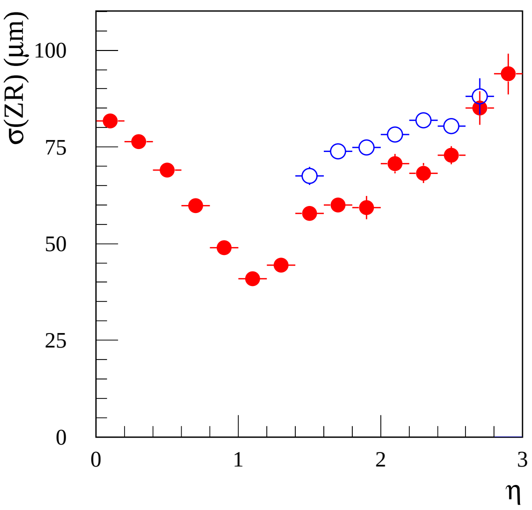


FIGURE 2.12: *Résolution en position z (R) pour les couches centrales en noir (les disques, en blanc) en fonction de la pseudo-rapidité η.*

2.2.3.3.4 Efficacité et bruit

Le traitement de la réponse des détecteurs à pixels dans la simulation est décrit en détail en [51]. Rappelons que la diffusion dans le substrat est simulée ainsi que les fluctuations du seuil du discriminateur (2000 $e^- \pm 400 e^-$). Typiquement une particule au minimum d'ionisation traversant sous incidence normale les 150 micro-mètres du substrat de silicium induit une charge d'environ 13000 électrons. Les cas où la charge recueillie est inférieure au seuil (incidence telle que le parcours dans le silicium est faible ou fluctuations du seuil) représente donc l'inefficacité de base. Dans la simulation, une inefficacité additionnelle de 3% est introduite pour tenir compte d'effets résiduels: pixels inactifs ou masqués.

D'autre part, après avoir masqué les pixels bruyants, le bruit résiduel est simulé bien qu'extrêmement faible (10^{-5}).

2.2.4 Le détecteur à micro-pistes (SCT)

2.2.4.1 Description

La configuration géométrique du détecteur de traces à micro-pistes au silicium [38, 53, 54, 51] est analogue à celle du détecteur à pixels: la partie centrale est constituée de quatre couches co-axiales que viennent compléter neuf disques de chaque côté.

Le tableau 2.3 mentionne les principaux paramètres géométriques des couches centrales.

Couche	R (cm)	$l/2$ (cm)	# échelles	β (deg)	# modules
1	30.0	37.25	32	-10.0	12
2	37.3	37.25	40	-10.0	12
3	44.7	37.25	48	-10.0	12
4	52.0	37.25	56	-10.0	12

TABLEAU 2.3: *Géométrie des couches de micro-pistes. Pour chaque couche sont indiqués le rayon moyen, la demi-longueur active, le nombre d'échelles, l'inclinaison azimuthale de l'échelle et le nombre de modules par échelle.*

Le recouvrement inter-modules en ϕ qui représente environ 1 % de la surface active est optimisé pour les traces d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV. Le recouvrement en Z est également obtenu en étageant en rayon de ± 1 mm les modules le long d'une échelle. Les échelles de 149 cm de longueur supportent 12 modules.

Un module est formé d'un assemblage de deux paires de détecteurs simple-face collés dos-à-dos et de leur électronique de lecture. Les pistes des deux côtés ne sont pas tout à fait parallèles (angle stéréo de 40 mrad). Chaque paire de détecteurs représente une surface d'environ 6×13 cm^2, obtenue par juxtaposition selon Z de deux détecteurs. L'emplacement nécessaire pour connecter les deux détecteurs se traduit par une zone morte de 2.2 mm. L'épaisseur du substrat de silicium est de 300 μm.

Les caractéristiques des dix-huit disques figurent dans le tableau 2.4. Sur chaque disque sont assemblées de part et d'autre deux ou trois couronnes concentriques, avec un recouvrement entre deux couronnes de 4 mm. Les modules des couronnes sont trapézoïdaux et agencés en quinconce.

Disque	Z (cm)	R_{min} (cm)	R_{max} (cm)	Couronnes
1	83.5	25.9	56.1	$I+C+E$
2	92.5	33.3	56.1	$C+E$
3	107.2	25.9	56.1	$I+C+E$
4	126.0	25.9	56.1	$I+C+E$
5	146.0	25.9	56.1	$I+C+E$
6	169.5	25.9	56.1	$I+C+E$
7	213.5	33.3	56.1	$C+E$
8	252.8	39.8	56.1	$C'+E$
9	277.8	43.7	56.1	E

TABLEAU 2.4: *Géométrie des disques du* SCT. *Sont indiqués la position longitudinale moyenne du disque (Z), sa couverture radiale ainsi que les types de couronnes qui le constituent (Interne,Centrale ou Externe). Les couronnes internes (I) et centrales (C) comprennent 40 modules alors que les couronnes externes (E) en comprennent 52.*

2.2.4.2 Principales caractéristiques

Pour le tonneau, les pistes de la première paire de détecteurs sont alignées selon l'axe Z (coordonnée ϕ), alors que celles de la seconde sont inclinées par rapport à cet axe de ± 40 mrad (coordonnées u et v). Le pas des pistes est de 80 μm dans chaque plan. La lecture est binaire, et conduit à des résolutions de $\sigma_{r\phi} \sim 16\mu$m et $\sigma_z \sim 550\mu$m. Dans les disques, les coordonnées mesurées sont également ϕ et $u(v)$.

L'occupation est de l'ordre de 10^{-2}. Le nombre d'ambiguïtés est réduit par le choix du faible angle stéréo (40 mrad): à un rayon de 30 cm, un point d'impact dû à une trace issue d'un jet b induit 0.4 point supplémentaire dans le même module [53].

La couverture spatiale est telle qu'en moyenne une trace traverse quatre plans de détecteurs micro-pistes au silicium.

Outre les inefficacités dûes au seuil ($3.5\sigma_{bruit}$), une inefficacité globale de 3% par plan de pistes est appliquée dans la simulation.

2.2.5 Le détecteur à pailles (TRT)

2.2.5.1 Géométrie

Le détecteur à pailles [38, 55] est constitué de trois blocs: deux bouchons dont les pailles sont radiales et une partie centrale où l'orientation des pailles est axiale. Entre les pailles, de la mousse à base de polypropylène sert de radiateur produisant des rayons X lors du passage de particules ultra-relativistes.

Chaque paille est un petit tube à dérive de 4 mm de diamètre rempli avec un mélange gazeux (70 % Xe + 20% CF_4 + 10% CO_2) qui permet une dérive rapide et absorbe bien les rayonnements de transition. L'avalanche est recueillie par un fil d'anode en cuivre/béryllium plaqué or de 50 μm de diamètre. Le temps de dérive maximum dans le champ magnétique de 2 T est de 38 ns.

Chaque bouchon est un bloc de dix-huit disques juxtaposés en z. Afin d'optimiser la couverture en pseudo-rapidité tout en minimisant la quantité de matière, un bloc est divisé en trois zones de rayon actif et de densité différents (table 2.5).

Zone	Disques	Z_1 (cm)	δZ (cm)	R_{min} (cm)	R_{max} (cm)	Tubes/cm
1	1-6	83.0	14	64	103	1.2
2	7-14	168.7	14	64	103	0.6
3	15-18	281.8	14	48	103	1.2

TABLEAU 2.5: *Géométrie des bouchons du* TRT.

La partie centrale du TRT est formée de 75 couches concentriques de pailles. Chaque fil d'anode est scindé en deux en $z = 0$, réduisant ainsi de moitié l'occupation. A petit rayon ($r < 63$ cm, soit 10 couches), seule la partie extrême des pailles (40 cm $< z <$ 74 cm) est active: ainsi la zone de transition vers les disques ($\eta \sim 1$) est bien couverte et l'occupation des tubes réduite. Pour les 65 couches restantes, la longueur totale des pailles est active.

2.2.5.2 Principales caractéristiques

L'information apportée par un tube est uni-dimensionnelle: les tubes du tonneau mesurent $R\phi$ et ceux des bouchons ϕ et z. Toutefois le grand nombre de points par trace et l'utilisation du temps de dérive permettent de résoudre rapidement les problèmes d'ambiguïtés et de d'obtenir les coordonnées manquantes (par exemple les bouchons peuvent mesurer indirectement R en utilisant le premier et le dernier tube qu'intercepte la trajectoire).

Une trace produit en moyenne 36 points dans le TRT. S'il s'agit d'un électron, environ 6 de ces points correspondent à des tubes où une grande charge par radiation de transition ($>$ 5 keV) aura été recueillie.

L'occupation est assez élevée, du fait de la longueur des pailles: la probabilité qu'une paille soit touchée est d'environ 20%. La prise en compte de la trajectoire comme indiqué précédemment réduit le taux d'occupation à environ 8%.

La résolution par tube est de 170 (200) micro-mètres à basse (haute) luminosité. La dégradation à haute luminosité est dûe aux traces additionnelles d'empilement qui viennent fausser la mesure du temps de dérive. Si l'on représente les mesures du TRT par un point global (c.a.d. après la recherche fructueuse de traces), la résolution sur ce point est de 30-40 μm.

2.2.6 La matière du détecteur interne

L'un des soucis majeurs lors de la conception d'un détecteur de traces est la minimisation de la quantité de matière que rencontrent les particules.

En effet celle-ci est le siège d'inévitables interactions qui d'une part distordent les trajectoires et d'autre part génèrent des particules secondaires. La diffusion multiple est la source principale de distorsion des traces chargées (pour des impulsions de l'ordre du GeV): les déplacements qu'elle entraîne d'une couche à l'autre des détecteurs de précision sont de l'ordre de 100 micro-mètres. Les électrons sont particulièrement pénalisés car ils perdent beaucoup d'énergie par rayonnement de freinage, ces pertes étant de plus très fluctuantes.

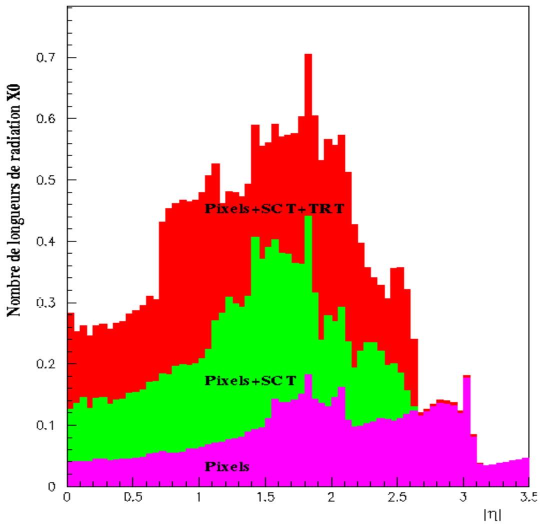


FIGURE 2.13: *Distribution du nombre de longueurs de radiation X_0 en fonction de la pseudo-rapidité, pour les différents sous-ensembles du détecteur interne [56].*

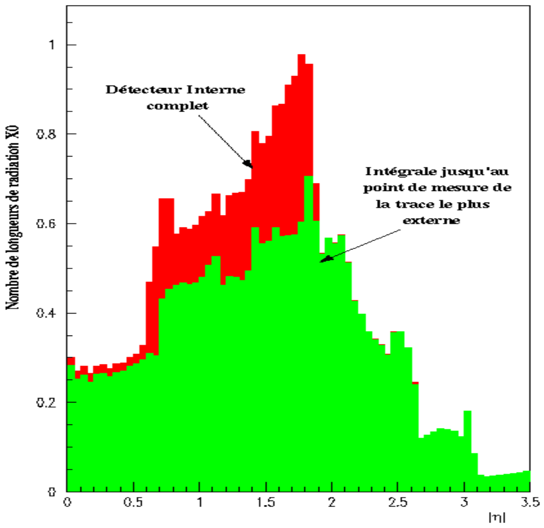


FIGURE 2.14: *Nombre de X_0 en fonction de la pseudo-rapidité jusqu'au dernier point de mesure du détecteur interne, et également telle que vue par le calorimètre [56].*

D'autre part, une quantité de matière trop importante avant le calorimètre dégrade ses performances [57] car elle favorise la conversion des photons. Une gerbe ainsi amorcée dans le détecteur interne devient très large sous l'effet du champ magnétique. Typiquement, 2 à 3 longueurs de radiation avant le calorimètre sont considérées comme la limite maximale [58].

La figure 2.13 montre la distribution [56] du nombre de longueurs de radiation X_0 qu'engendre chaque sous-détecteur du détecteur interne. Pour $0 < \eta <$ 1-1.5, l'effet de l'augmentation de l'angle d'incidence sur les couches centrales (tonneau) est visible. La zone $\eta \sim 1.5$ correspond à la zone de transition tonneau-disques où les services sont importants.

Sur la figure 2.14 est représentée la contribution à l'épaisseur de matière jusqu'au point de mesure de la trace le plus externe, c'est-à-dire la matière qui influe sur la reconstruction des traces dans le détecteur interne. Egalement sur cette figure, la contribution totale du détecteur interne montre la quantité de matière vue au niveau du calorimètre électromagnétique.

Bien qu'acceptable, des études sont en cours pour minimiser la quantité de matière dans le détecteur interne. Il s'agit essentiellement d'optimiser la région $\eta > 0.6$.

2.3 Calorimétrie

Le système calorimétrique d'ATLAS [57, 59, 60] a pour objectifs la mesure précise de l'énergie et de la position des électrons et des photons (partie électromagnétique), la mesure de l'énergie et de la directions des jets (partie hadronique) et de l'énergie transverse manquante de l'événement. Il doit également participer à l'identification des particules (séparation électrons, photons *vs* hadrons, jets) et au déclenchement de l'expérience.

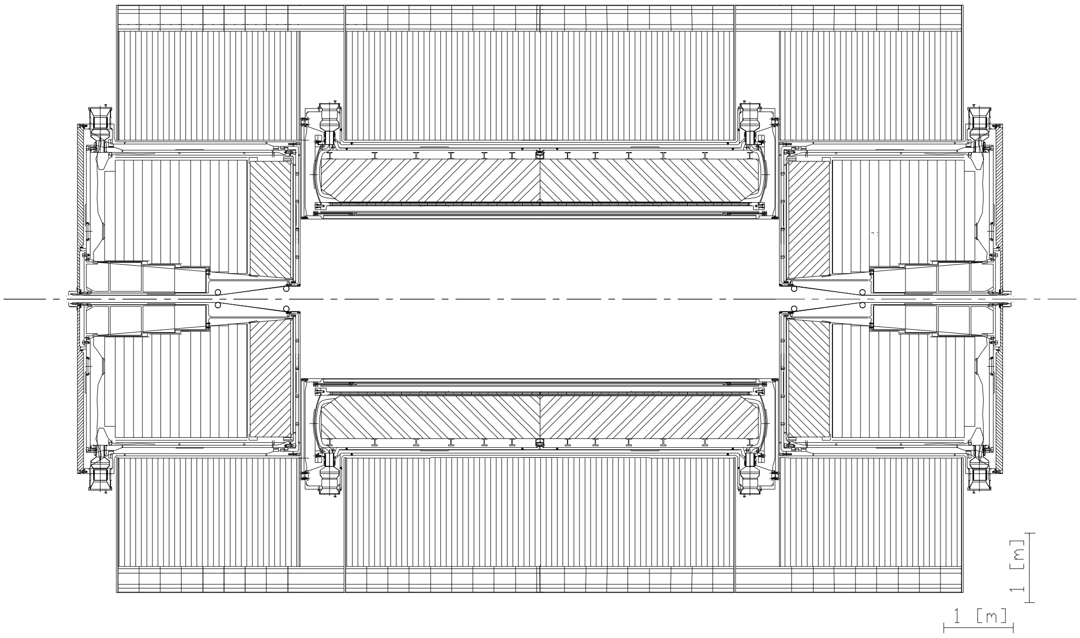


FIGURE 2.15: *Coupe longitudinale du système calorimétrique d'ATLAS. Verticalement en partant du centre se trouvent le solénoïde, le pré-échantillonneur, le calorimètre électromagnétique à argon liquide avec son détecteur de pieds de gerbes intégré et le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes. Horizontalement on trouve les calorimètres électromagnétique, hadronique et avant; tous trois utilisant l'argon liquide.*

Tout ceci doit être réalisé dans les conditions difficiles qu'imposent les paramètres du LHC, avec en particulier des phénomènes d'empilement d'événements et des niveaux de radiations élevés nécessitant des technologies adéquates.

2.3.1 Description

La figure 2.15 présente une coupe longitudinale de l'ensemble calorimétrique d'ATLAS. Un cryostat cylindrique central contient la bobine supra-conductrice générant un champ axial de deux teslas dans la cavité du détecteur interne, un pré-échantillonneur et le calorimètre central à argon liquide. De chaque côté, les bouchons électromagnétiques et hadroniques ainsi que le calorimètre avant sont disposés dans un même cryostat. L'ensemble est entouré par le calorimètre hadronique à tuiles, et forme un volume de plus de huit mètres de diamètre et douze mètres de long, pour une masse approchant les quatre mille tonnes.

2.3.1.1 Pré-échantillonneur

Dans la partie centrale, le calorimètre électromagnétique est précédé par un pré-échantillonneur afin de maintenir une excellente résolution en énergie comme en position après la traversée du détecteur interne, du cryostat et du solénoïde. Il s'agit d'un système d'électrodes collectant la charge produite dans les dix premiers millimètres d'argon liquide. Sa segmentation fine (table 2.6) permet une bonne mesure de l'angle polaire des photons.

2.3.1.2 Calorimètre électromagnétique

Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage dont le milieu actif est de l'argon liquide et l'absorbeur du plomb. La structure géométrique des plaques d'absorbeurs et des électrodes est en accordéon, ce qui minimise les angles morts de module à module et permet également une propagation rapide du signal vers les pré-amplificateurs, limitant ainsi la contribution de l'empilement au bruit.

PRE-ECHANTILLONNEUR	**Tonneau**	**Bouchons**	
Couverture	$\lvert\eta\rvert < 1.52$		$1.5 < \lvert\eta\rvert < 1.8$
Segmentation longitudinale	1 étage	1 étage	
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.025×0.1	0.025×0.1	
ECAL ARGON LIQUIDE	**Tonneau**	**Bouchons**	
Couverture	$\lvert\eta\rvert < 1.475$		$1.375 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Segmentation longitudinale	3 étages	3 étages	$1.5 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
		2 étages	$1.375 < \lvert\eta\rvert < 1.5$
			$2.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$			
Etage 1	0.003×0.1	0.025×0.1	$1.375 < \lvert\eta\rvert < 1.5$
		0.003×0.1	$1.5 < \lvert\eta\rvert < 1.8$
		0.004×0.1	$1.8 < \lvert\eta\rvert < 2.0$
		0.006×0.1	$2.0 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Etage 2	0.025×0.025	0.025×0.025	$1.375 < \lvert\eta\rvert < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \lvert\eta\rvert < 3.2$
Etage 3	0.05×0.025	0.05×0.025	$1.5 < \lvert\eta\rvert < 2.5$

TABLEAU 2.6: *Principaux paramètres du calorimètre électromagnétique d'*ATLAS.

Les principales caractéristiques de ce calorimètre sont indiquées dans le tableau 2.6. Le premier étage, plus finement segmenté en pseudo-rapidité, sert de détecteur de pied de gerbes.

2.3.1.3 Calorimètre hadronique

Les calorimètres hadroniques d'ATLAS s'étendent jusqu'à une pseudo-rapidité de 5, utilisant différentes techniques pour répondre aux différentes exigences. Une solution fer/tuiles scintillantes est utilisée jusqu'à $|\eta| \leq 1.6$. Au-delà, les niveaux de radiation imposent l'utilisation de l'argon liquide pour les bouchons et le calorimètre avant.

2.3.1.3.1 Calorimètre à tuiles

Il est composé d'une partie centrale et de deux extensions, dont les caractéristiques figurent dans le tableau 2.7. Des tuiles scintillantes de 3 mm d'épaisseur sont placées perpendiculairement aux faisceaux et étagés en profondeur selon une structure périodique en z. L'épaisseur d'absorbeur entre deux tuiles est de 14 mm. Les deux côtés des tuiles scintillantes sont lus par des fibres à décalage de longueur d'ondes et deux photo-multiplicateurs.

2.3.1.3.2 Calorimètres à argon liquide

Les bouchons hadroniques utilisent du cuivre comme absorbeur qui permet d'obtenir une épaisseur de 12 λ_i dans un volume compact. Les électrodes sont des plaques empilées dont les cellules sont projectives en ϕ et quasi-projectives en η.

Le calorimètre avant qui est soumis à un haut niveau de radiation est constitué d'un premier bloc en cuivre et de deux blocs en tungstène. Les électrodes sont des tiges portées à de hautes tensions qui sont positionnées longitudinalement au centre de trous forés dans les blocs. La zone intersticielle entre la tige et l'absorbeur ($\sim 300\mu$m) est remplie par le milieu actif, l'argon liquide.

HCAL TUILES	**Tonneau**	**Extensions**
Couverture	$\|\eta\| < 1.0$	$0.8 < \|\eta\| < 1.7$
Segmentation longitudinale	3 étages	3 étages
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$		
Etage 1 et 2	0.1×0.1	0.1×0.1
Etage 3	0.2×0.1	0.2×0.1
HCAL ARGON LIQUIDE		**Bouchons**
Couverture		$1.5 < \|\eta\| < 3.2$
Segmentation longitudinale		3 étages
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$		
		0.1×0.1 $1.5 < \|\eta\| < 2.5$
		0.2×0.2 $2.5 < \|\eta\| < 3.2$
CALORIMETRE AVANT		**Bouchons**
Couverture		$3.1 < \|\eta\| < 4.9$
Segmentation longitudinale		3 étages
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$		$\sim 0.2 \times 0.2$

TABLEAU 2.7: *Principaux paramètres du calorimètre hadronique d'*ATLAS. *Le calorimètre avant est mixte: électromagnétique et hadronique.*

2.3.2 Performances

Les performances de la calorimétrie d'ATLAS sont décrites en détail en [57].

2.3.2.1 Résolution en énergie

Le tableau 2.8 indique les résolutions en énergie , selon la paramétrisation (E en GeV):

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

Le terme a est le terme d'échantillonnage lié aux fluctuations du nombre de processus primaires détectés et à la technologie de détection, b est le terme de bruit dominé par le bruit électronique et l'empilement; et c est le terme constant, dominant à haute énergie et dû surtout à la non-uniformité du calorimètre, aux fuites (gerbes non-contenues) et à la matière avant le calorimètre.

Calorimètre	a (%)	b (%)	c (%)
ECAL	10	< 0.5	0.7
HCAL	50	3.0	3.0

TABLEAU 2.8: *Résolutions en énergie des calorimètres d'*ATLAS.

2.3.2.2 Résolution en position et angle

La résolution en ϕ du ECAL est de l'ordre de $\sigma_\phi \sim 10 \;\; \mathrm{mm}/\sqrt{E \text{ (GeV)}}$. La position ϕ mesurée par le calorimètre ECAL pour des électrons peut permettre d'améliorer la reconstruction de l'impulsion des électrons ayant subi des pertes d'énergies par bremsstrahlung [61].

La résolution sur l'angle polaire θ est $\sigma_\theta \sim 70 \;\; \mathrm{mrad}/\sqrt{E \text{ (GeV)}}$. Elle doit permettre de reconstruire la masse invariante $H \to \gamma\gamma$ avec précision malgré l'incertitude sur la position en z du point d'interaction.

2.3.2.3 Identification des π^0 et jets b

La réjection des π^0 pour une efficacité pour les photons de 90 % est de l'ordre de 3.

Grâce à la bonne séparation électrons/hadrons, basée essentiellement sur la différence de forme des gerbes dans le ECAL, il est possible d'utiliser les électrons de bas p_T issus de $b \to e$ pour étiqueter les jets b. Pour une efficacité de 10% (incluant les taux de branchement), la réjection des jets légers est d'environ 75 [62].

De même le HCAL en séparant muons et hadrons peut être utilisé pour l'étiquetage [63].

2.4 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [38] doit mesurer de façon autonome avec une grande résolution l'impulsion des muons dans une large gamme (5 GeV $\leq p_T \leq$ 1 TeV et 10 GeV $\leq p \leq$ 3 TeV), et ce jusqu'aux plus hautes luminosités. Il joue également un rôle très important pour le premier niveau du déclenchement et son acceptance doit être grande ($|\eta| \leq 3$).

2.4.1 Description

Le champ magnétique est généré par un toroïde supra-conducteur à air (figure 2.16). Le toroïde permet de maintenir une résolution en impulsion constante quelle que soit la pseudo-rapidité, car les dégradations dûes à l'augmentation de matière à grande pseudo-rapidité sont compensées par l'augmentation de la circulation $\int Bdl$ du champ magnétique. Par rapport à une culasse en fer plus classique, la solution retenue ("air-core") offre une meilleure résolution sur p du fait de la moindre quantité de matière.

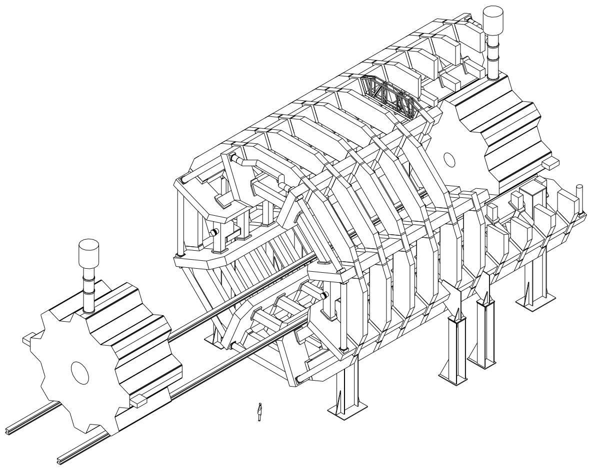


FIGURE 2.16: *Vue du système d'aimant toroïdal supra-conducteur. Les huit bobines de la partie centrale sont clairement visibles. Les bouchons coulissent pour permettre l'accès aux autres détecteurs.*

L'absorption des hadrons avant les chambres à muons repose sur les calorimètres qui présentent une épaisseur de près de onze longueurs d'interactions (λ_i) quelle que soit la rapidité. A l'avant ($|\eta| >1.4$), l'épaisseur est portée à 14 λ_i par un blindage approprié. Les taux de comptage résiduels au niveau des premières chambres varient entre 20 Hz/cm^2 ($\eta \sim 0$) et 5 kHz/cm^2 ($\eta \sim 3$) à la luminosité nominale lorsque tous les mécanismes de production sont inclus.

Trois couches de détecteurs (figures 2.17, 2.18) couvrent toute l'acceptance ($|\eta| \leq 3$). Les deux fonctionnalités du détecteur sont assurées par deux types distincts de détecteurs: d'une part des détecteurs rapides avec une résolution spatiale de quelques millimètres pour le déclenchement et d'autre part des chambres de précision ($\sigma \sim 50\mu$m) pour les mesures.

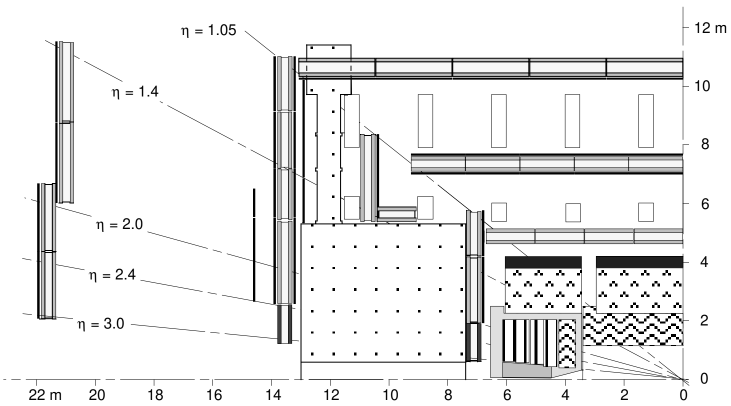


FIGURE 2.17: *Vue dans le plan R-Z des chambres à muons. Les chambres de précision sont représentées en gris foncé, et les chambres pour le déclenchement en noir.*

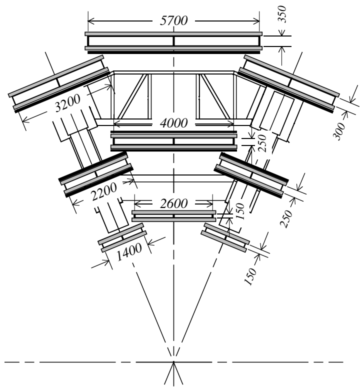


FIGURE 2.18: *Vue dans le plan transverse d'un secteur central de chambres à muons.*

2.4.2 Performances

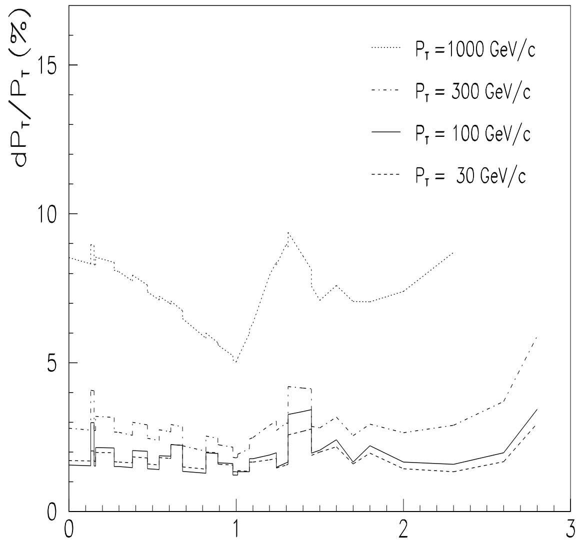


FIGURE 2.19: *Résolution en impulsion transverse en fonction de la pseudo-rapidité η.*

En ce qui concerne le déclenchement, la couverture géométrique du spectromètre est telle que l'acceptance pour des muons isolés de grand p_T est d'environ 92%. Le déclenchement sur des muons de bas p_T ($\simeq$ 6 GeV/c) est efficace à 90%.

L'efficacité de reconstruction des muons en mode autonome (spectromètre seul) est d'environ 95 % pour des traces de $|\eta| < 2.8$.

Quant à la résolution en impulsion, elle dépend de nombreux paramètres: outre la résolution des chambres et leur alignement, la circulation du champ magnétique le long de la trajectoire et la quantité de matière rencontrée influencent la résolution. La figure 2.19 montre la résolution en impulsion transverse en fonction de la pseudo-rapidité. Notons que la carte du champ magnétique est complexe, et induit notamment une dépendance azimuthale légère des résolutions.

2.5 Déclenchement et acquisition

La fréquence élevée des collisions au LHC (40 MHz) est justifiée par les faibles sections efficaces des signaux recherchés. Le rôle du système de déclenchement est de sélectionner en ligne selon des critères physiques les collisions susceptibles de présenter un intérêt parmi l'ensemble des collisions qui constitue un volume de données impossible à gérer ($\sim$ 1 TB/s !). Typiquement, un événement sur cent mille est potentiellement intéressant, ce qui illustre l'importance et la difficulté de la tâche du système de déclenchement.

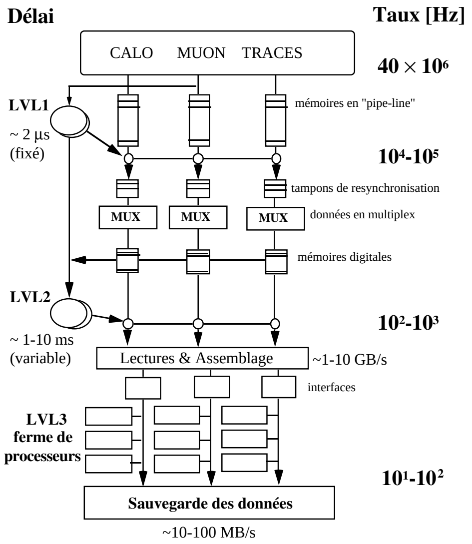


FIGURE 2.20: *Architecture du système de déclenchement du détecteur* ATLAS.

2.5.1 Organisation du déclenchement

Le système de déclenchement d'ATLAS [38] est organisé en trois niveaux, représentés sur le schéma 2.20.

2.5.1.1 Niveau 1

Le premier niveau de déclenchement (LVL1) est chargé de réduire la fréquence nominale des événements au LHC (40 MHz) de façon rapide en exploitant des signatures simples.

Seuls les calorimètres et le spectromètre à muons sont utilisés à cette fin. Afin de gagner du temps, les informations qu'ils ont recueilli n'exploitent pas toutes les potentialités des détecteurs (granularité grossière pour les calorimètres, chambres de déclenchement seules pour le spectromètre), et sont traitées localement par des processeurs dédiés. Les signatures recherchées sont des muons, des amas calorimétriques ou de l'énergie manquante (E_T^{mis}), avec des seuils différents et éventuellement des critères d'isolation.

Chacune de ces signatures (sauf E_T^{mis}) définit une région d'intérêt dont la nature fera l'objet d'investigations au niveau suivant (LVL2). La table 2.9 illustre quelques unes des signatures recherchées.

Le temps de traitement pour la recherche de ces signatures est d'environ 2 μs. Toutefois, le système ne présente pas de temps mort car l'ensemble des données des sous-détecteurs s'accumule dans des registres dont le décalage est cadencé à 40 MHz ("pipelines" d'environ 70 événements de profondeur). Lorsque la décision positive du premier niveau survient, les données correspondantes au bon croisement de faisceaux et concernant les régions intéressantes sont transférées. Ceci se produit pour environ un événement sur 400.

Processus	**Critères LVL1**
$H \to \gamma\gamma$	2 amas e.m. de $E_T > 20$ GeV
$H \to ZZ^* \to 4l$	2 amas e.m. $E_T > 20$ GeV 2 muons $p_T > 6$ GeV/c 1 amas e.m. $E_T > 30$ GeV 1 muon $p_T > 20$ GeV/c
$(W \to l\nu) + X$	1 muon $p_T > 20$ GeV/c 1 amas e.m. $E_T > 30$ GeV
$t\bar{t} \to l^{\pm}\nu + jets$	1 muon $p_T > 20$ GeV/c 1 amas e.m. $E_T > 30$ GeV
SUSY $\to$ *jets*	1 jet $p_T > 150$ GeV/c énergie manquante E_T^{mis}

TABLEAU 2.9: *Quelques processus physiques et leurs critères de sélection au niveau 1. Un seul des critères indiqués doit être satisfait.*

2.5.1.2 Niveau 2

Le second niveau considère les régions intéressantes définies en LVL1 et exploite toutes les potentialités des détecteurs (spectromètre, calorimètres, détecteur de pieds de gerbe et détecteur interne) pour reconstruire certaines traces, identifier électrons et photons. Ces informations sont ensuite combinées pour sélectionner des processus complexes (par exemple des sélections sur la masse invariante de deux leptons).

Le temps de latence est variable (1-10 ms) et le facteur de réduction du nombre d'événements est d'environ 100.

2.5.1.3 Niveau 3

Lorsqu'un événement est accepté par le niveau LVL2, l'ensemble des données afférentes à cet événement est transféré vers une ferme de processeurs. Il est alors possible d'utiliser des algorithmes détaillés de reconstruction et de sélectionner des signatures complexes pour les processus physiques recherchés. A la différence de la plupart des expériences pré-LHC, les algorithmes de reconstruction sont ici très complets et le niveau LVL3 inclut la plupart des opérations effectuées auparavant hors-ligne.

Le niveau 3 réduit encore d'un facteur 10 le taux d'événements, soit une fréquence finale de 10-100 Hz. Chaque événement ($\sim$ 1 MB) est alors stocké.

2.5.2 Déclenchement sur les jets b

Dans ce schéma de déclenchement, la sélection d'un événement contenant des jets b est possible au niveau LVL3.

Toutefois, compte-tenu de l'importance accordée à la recherche des bosons de Higgs (SM ou SUSY) dans les canaux impliquant des quarks beaux [64], ce schéma sera très vraisemblablement modifié [65] pour permettre un déclenchement sur les jets *b* dès le niveau LVL2. Dans ce cas, une reconstruction rapide des traces dans un jet devra être effectuée, vraisemblablement par une méthode d'histogrammes débutant dans le TRT et utilisant les détecteurs de précision (micro-pistes et pixels). L'étiquetage serait alors mené [66] selon une méthode simple du type de celle décrite au chapitre 6(page 119).

2.6 Niveaux de radiations

La source principale de radiations au LHC émane simplement du grand nombre de particules produites au point d'interaction à une fréquence extrêmement élevée [38]. Les autres sources sont négligeables en comparaison (pertes de faisceau ou interactions avec des molécules résiduelles dans le tube à vide).

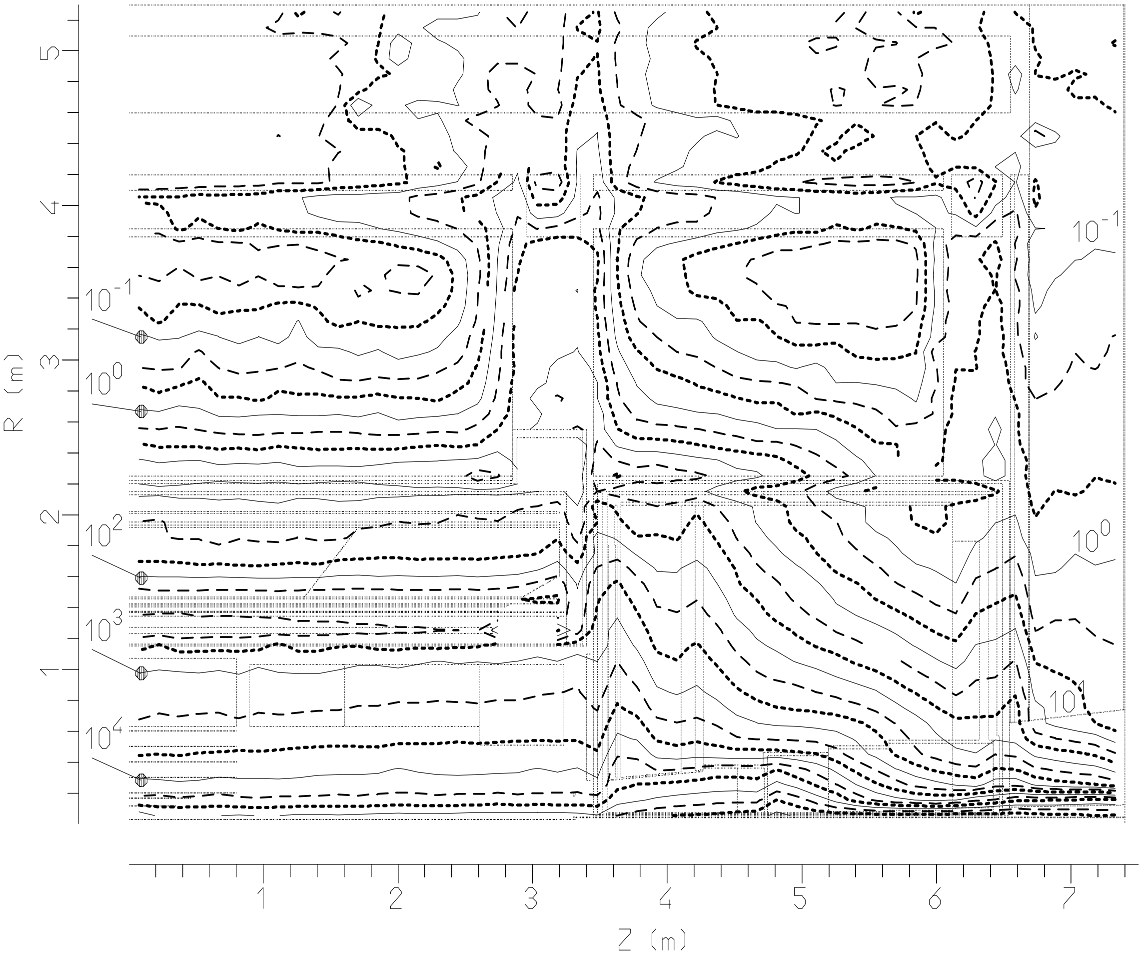


FIGURE 2.21: *Dose annuelle intégrée (Gy/an) dans le détecteur interne et les calorimètres.*

La figure 2.21 présente les doses intégrées sur une année pour le détecteur interne et les calorimètres. L'impact de telles doses au niveau des détecteurs à pixels est discuté succinctement au chapitre 3.

Chapitre 3

Les détecteurs à pixels

Les détecteurs à micro-pistes au silicium sont aujourd'hui largement répandus en physique des particules, où ils répondent aux besoins de localisation des particules avec précision (jusqu'à 3μm), rapidité (≤ 20 ns) et efficacité (~ 98 %). Utilisés comme détecteurs de vertex, leur rôle s'est en particulier avéré essentiel pour l'étude des saveurs lourdes auprès du LEP, du SLC et au Tévatron. Les techniques n'ont cessé d'évoluer [67] tant au niveau des détecteurs eux-mêmes que de leur électronique de lecture, bénéficiant en cela des investissements et progrès réalisés par une industrie de la micro-électronique partie à l'assaut de gigantesques marchés (informatique, électronique grand-public, télécommunications).

Toutefois, de nouveaux besoins émergent en physique des particules auxquels les détecteurs à micro-pistes n'apportent pas de réponse entièrement satisfaisante. Ainsi sera-t-il essentiel pour une expérience auprès du LHC de mesurer les positions des traces au plus près du point d'interaction (chap. 1). Or les conditions de fonctionnement seront telles (très haute luminosité) qu'un détecteur traditionnel à micro-pistes au silicium n'y survivrait que quelques mois. Parallèlement la grande densité de traces attendue dans les événements au LHC a mis l'accent sur la nécessité de disposer de détecteurs mesurant de façon non-ambiguë des points dans l'espace.

Les détecteurs à pixels peuvent répondre à ces attentes. Après un rappel du principe de fonctionnement de ces détecteurs et de leur principales caractéristiques, les exigences qu'ils devront satisfaire pour fonctionner au LHC sont abordées. Des solutions développées pour ATLAS sont présentées, introduisant ainsi le chapitre suivant consacré aux résultats des tests en faisceaux de prototypes. Finalement, les principaux résultats concernant la tenue aux radiations des détecteurs à pixels sont rappelés.

3.1 Généralités

Le terme de détecteurs à pixels fait référence à un système détecteur semi-conducteur constitué par une matrice d'éléments sensibles contigus (pixels) de petite taille (entre 10μm et 500μm).

Deux classes peuvent être distinguées: les détecteurs à pixels à couplage de charge (Charge-Coupled Device) et les détecteurs à pixels actifs (Active Pixel Sensors). Ces derniers ont la caractéristique d'avoir chacune de leurs diodes (pixels) connectée à son propre système de lecture électronique du signal. Une architecture globale de lecture permet de connaître les pixels touchés à un temps donné. Au contraire, les détecteurs à CCD [67] ont moins de canaux de lecture que de cellules: les charges des cellules sont transférées de proche en proche vers un registre de sortie. La lecture n'est donc pas extrêmement rapide et induit un temps mort. De plus, ils sont assez peu résistants aux radiations ($\leq$ 1 Mrad). Aussi leur utilisation au LHC est-elle exclue. Néanmoins, pour d'autres applications, ils présentent certains avantages: petites cellules (jusqu'à 3 μm $\times$ 3 μm), faible quantité de matière et faible puissance dégagée. Ainsi ils équipent le nouveau détecteur de vertex de SLD en cours d'installation au SLAC ($\sim 3 \cdot 10^8$ pixels).

Dans ce qui suit, par détecteurs à pixels il sera toujours fait référence aux détecteurs à pixels actifs.

3.1.1 Statut des détecteurs à pixels

La recherche sur les pixels a débuté au milieu des années 80 en Europe et aux Etats-Unis dans le cadre du groupe RD19 [68] et du projet SSC. A l'heure actuelle, deux expériences utilisent des pixels.

Quatre plans de détecteurs à pixels sont en service depuis 1994 dans l'expérience WA97 [69, 70]. Ils participent à la reconstruction des nombreuses traces ($\sim$ 35) produites lors de la collision d'ions lourds de Pb à 33 TeV sur une cible de Pb. Le détecteur est formé de quatre plans et présente une surface totale de 120 cm^2. Les pixels ont comme dimension $75 \times 500 \mu\text{m}^2$. Les performances du détecteur sont très bonnes [71].

Le détecteur de micro-vertex de l'expérience DELPHI a été amélioré [72] pour le fonctionnement du LEP à plus haute énergie (LEP-II). En particulier son acceptance angulaire a été augmentée par l'ajout de couronnes coniques de détecteurs aux extrémités. Quatre de ces couronnes utilisent des détecteurs à pixels ($330 \mu\text{m} \times 330 \mu\text{m}$). Un système de lecture [73] approprié permet de ne lire que les pixels touchés.

Enfin, au LHC les deux expériences généralistes, ATLAS [25] et CMS [26] ont choisi d'instrumenter une surface importante (quelques mètres carrés) près du point d'interaction avec des pixels. L'expérience ALICE pour étudier les collisions d'ions lourds a fait le même choix.

3.1.2 Principe

Le fonctionnement d'un pixel peut être scindé en deux étapes: la formation du signal dans la diode et la lecture de ce signal par une électronique locale au pixel.

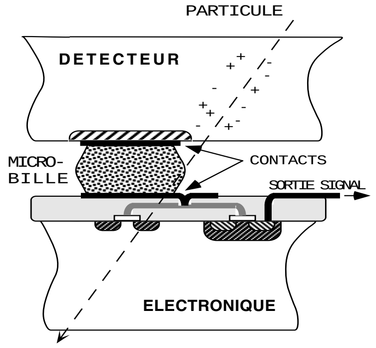


FIGURE 3.1: *Schéma d'un détecteur à pixels de type hybride.*

Ces deux fonctions sont soit intégrées au sein d'un même élément de silicium (pixel monolithique) soit réalisées individuellement sur deux éléments qui sont ensuite inter-connectés au niveau de chaque pixel (pixel hybride).

Les pixels monolithiques font l'objet de développements intéressants [49]. Toutefois leur fabrication est très complexe et ne devrait pas être maîtrisée suffisamment tôt pour envisager leur utilisation au LHC.

Aussi les efforts de recherche-développement se sont concentrés sur la mise au point des pixels hybrides.

Le concept d'un tel détecteur est illustré sur le schéma 3.1: une particule traversant le milieu de détection y crée par ionisation un signal qui est analysé par une électronique locale connectée au détecteur par une micro-bille.

3.1.2.1 Le milieu de détection

La formation du signal dans le détecteur exploite le principe de la jonction de deux matériaux semi-conducteurs. Pour introduire les paramètres importants pour le fonctionnement des détecteurs dans ATLAS, ce principe est rappelé très rapidement ci-après. Pour un exposé complet, on pourra se reporter à [74] et aux références qui s'y trouvent.

3.1.2.1.1 Principe d'une jonction

Le silicium est l'élément le plus couramment utilisé pour la réalisation de jonctions. Il a quatre électrons de valence qui forment des liaisons covalentes avec les électrons des atomes voisins. Au zéro absolu, les liaisons sont figées: la bande de valence est vide et séparée de la bande de conduction (bande interdite, d'une largeur de 1.1 eV pour le silicium). A une température non-nulle, les liaisons covalentes peuvent être rompues: les électrons rejoignent alors la bande de conduction induisant un courant. La place ainsi libérée (trou) peut alors être occupée par un autre électron. A température ambiante la densité d'électrons ainsi libérés thermiquement est d'environ 10^{11} cm^{-3} pour du silicium intrinsèque.

Un certain nombre d'impuretés sont introduites dans le réseau cristallin en substituant des atomes de silicium par des atomes ayant un nombre différent d'électrons de valence. Les impuretés du type p (groupe III: bore, gallium, indium, ...) conduisent à des trous alors que l'électron supplémentaire des impuretés du type n (groupe IV: phosphore, arsenic, ...) peut devenir facilement libre. Conventionnellement, les concentrations croissantes en impuretés sont notées p^- (π), p, p^+ et n^- (ν), n et n^+.

La jonction est formée par deux types différents de semi-conducteurs, typiquement p^+-n. En l'absence de champ électrique externe, les électrons (trous) dérivent vers la zone p (n) de niveau d'énergie moins élevé jusqu'à ce qu'une situation d'équilibre s'instaure. Autour de la jonction s'est créée une zone désertée par les porteurs de charges libres du fait du champ électrique restaurant l'équilibre. L'application d'une tension externe V négative ($V = V_p - V_n$) rompt l'équilibre: la zone déplétée s'étend dans la partie quasi-intrinsèque (n pour une jonction p^+-n). La traversée d'une particule chargée engendre par ionisation des paires électrons-trous dans la zone déplétée qui sont évacuées de part et d'autre. Ce phénomène est à la base de la détection puisque le courant ainsi créé est la manifestation du passage de la particule dans la jonction.

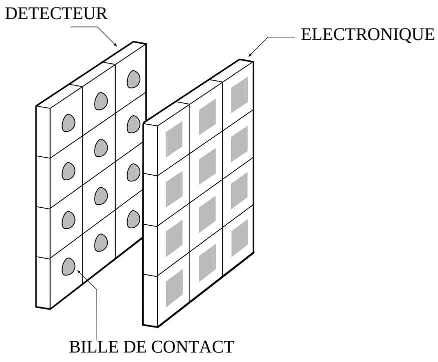


FIGURE 3.2: *Segmentation des détecteurs à pixels.*

Les paires électrons-trous générées thermiquement autour de centres de génération (impuretés ou défauts du cristal) engendrent également un courant dit de fuite, qui bien sûr doit rester faible.

3.1.2.1.2 Segmentation

Pour déterminer la position de passage d'une particule, la surface de collection des charges est segmentée. Dans le cas de détecteurs à pixels la segmentation est bi-dimensionnelle (fig. 3.2) et fournit ainsi un point de mesure non-ambigu dans le plan.

De ce fait, la lecture de chaque diode n'est pas facile: le plus simple est de répéter la structure matricielle des diodes au niveau des cellules électroniques et de superposer les deux structures. La connexion des cellules électroniques à leur diode respective n'est pas aisée compte-tenu des petites dimensions des cellules: on dénombre plusieurs milliers de points de contacts par cm^2. Elle est assurée par des micro-billes de soudure formées sur chaque pixel du circuit électronique. Le diamètre des billes varie entre 100 μm (DELPHI) et moins de 30 μm (ATLAS). Le circuit ensuite retourné et positionné avec précision ($\sim 5\mu$m) sur son détecteur. La soudure s'effectue alors par fusion des billes. Les technologies sont assez bien maîtrisées dans l'industrie (IBM,Boeing) ou dans des laboratoires en micro-électronique (LETI).

3.1.2.1.3 Principaux paramètres

Les différents paramètres liés au détecteur (caractéristiques du matériau et géométrie) font l'objet d'une optimisation dont quelques point-clés sont passés en revue ci-dessous.

- **Nature du substrat:**

  Le semi-conducteur le plus approprié à la réalisation d'un détecteur est le silicium. En effet, la largeur de sa bande interdite est suffisamment petite (1.1 eV) pour que le passage d'une particule libère un nombre significatif de paires électron-trous, sans pour autant être trop faible auquel cas la génération thermique des paires devient rédhibitoire. Ainsi le passage d'une particule au minimum d'ionisation libère environ 85 paires électron-trous par micro-mètre traversé. Le silicium possède d'autre part des propriétés de conduction thermique et d'élasticité tout à fait adéquates pour ce genre d'applications.

  Le type du dopage (p ou n) du substrat ne modifie à priori pas fondamentalement le fonctionnement de la jonction. Pourtant, au LHC où les substrats seront exposés longuement à des flux hadroniques intenses, son choix est important car les différents types n'évoluent pas identiquement (cf. § 3.4).

  Enfin, la concentration en dopants joue également un rôle. Il est souhaitable d'opter pour une faible concentration (haute résistivité) car ainsi la désertion totale du substrat est possible sans recourir à des tensions de déplétion très élevées susceptibles de provoquer un claquage de la jonction. Typiquement, une tension de 20-30 V est nécessaire pour dépléter complètement 150 μm de silicium de type n et de résistivité $\rho = 5$ kΩ m. Cette haute résistivité correspond à une concentration en impuretés d'environ 10^{13} cm^{-3}, soit un atome dopant pour 10^{10} atomes de silicium. Toutefois, compte-tenu de l'évolution sous radiations (cf. § 3.4), il peut être intéressant d'opter pour une résistivité plus basse.

- **Surface de la diode:**

  La taille d'une diode élémentaire conditionne la résolution spatiale du détecteur: il est donc intéressant de réaliser de petites cellules. C'est en fait l'électronique associée à chaque pixel qui impose la limite inférieure en surface: il semble actuellement impossible d'intégrer les fonctionnalités nécessaires au LHC dans un circuit dont la surface serait inférieure à environ 0.015 mm^2. Le choix du pas des pixels est lui essentiellement limité par le diamètre de la bille de contact.

  C'est de cette petite surface que les détecteurs à pixels tirent la plupart de leurs avantages. Outre la bonne résolution spatiale et le faible taux d'occupation, le bruit intrinsèque est très faible. En effet la capacité comme le courant de fuite sont limités. Le bruit pour un tel détecteur équivaut à une charge de moins de 100 électrons (1σ) contre plus de 1500 pour une piste typique (50 μm × ∼ 10 cm). Le signal étant par ailleurs le même pour une épaisseur identique de la zone déplétée, les pixels présentent donc un rapport signal sur bruit 15 fois plus élevé qu'un détecteur à micro-pistes classique. Par conséquent ils peuvent s'accommoder plus facilement d'une diminution du signal ce qui en fait de bons candidats pour rester opérationnels longtemps dans un environnement radiatif (cf. § 3.4).

- **Epaisseur du substrat:**

  Il est avantageux d'avoir un substrat aussi fin que possible.

  Tout d'abord, cela minimise la quantité de matière rencontrée par les particules et limite ainsi les perturbations de leur trajectoire principalement dûes à la diffusion multiple.

  La production d'électrons secondaires (δ) dans le silicium est également très dommageable à une mesure précise du point de passage d'une particule: les paires électron-trous générées le long de la trajectoire de ces électrons vont déplacer le dépôt de charge.

  Toutefois, le nombre de paires électron-trous créées est directement proportionnel à l'épaisseur déplétée traversée. Celle ci doit donc rester raisonnable afin que le détecteur ait une bonne efficacité. Les détecteurs à pixels présentant un niveau de bruit très bas peuvent s'accommoder d'un signal moindre: une épaisseur de 100-150 μm est envisageable (signal entre 8000 et 14000 e^-). Cependant, un détecteur trop fin est fragile ce qui augmente le risque de casse, en particulier lors de la connexion par billes.

3.1.2.2 Electronique

L'électronique implantée au niveau de chaque pixel a deux objectifs: déterminer si le pixel a été touché et le cas échéant communiquer cette information à l'extérieur.

3.1.2.2.1 Electronique frontale

Le premier volet est assuré par l'électronique frontale: chaque pixel comporte une cellule analogique qui amplifie la charge collectée dans la diode et met en forme le signal. Comme pour les détecteurs à micro-pistes, deux schémas principaux de lecture sont alors possibles selon la nature des informations désirées.

Le plus simple est le schéma de lecture binaire : si la charge collectée dans la diode est supérieure à un seuil, le pixel est dit touché. La résolution est typiquement $w/\sqrt{12}$ où w est la longueur du côté considéré du pixel. Elle peut s'améliorer localement au voisinage des bords du pixel grâce au partage de charge.

Dans le schéma analogique, l'amplitude et la forme du signal sont transmises. Ainsi il est possible lorsque plusieurs pixels voisins sont touchés (à grand angle polaire par exemple) de calculer le barycentre de l'amas en pondérant par les charges, ce qui améliore la résolution spatiale. Cette information peut également être utile pour limiter les effets des électrons δ en supprimant les pixels où la charge est très supérieure à celle attendue pour une particule au minimum d'ionisation. L'information est donc beaucoup plus riche, mais a un coût en termes de complexité et de taille du circuit.

3.1.2.2.2 Electronique logique

La partie logique est architecturée de façon à fournir à l'utilisateur les informations relatives aux pixels touchés à un croisement de faisceau donné. Elle est par nature très spécifique aux conditions de fonctionnement d'un accélérateur. Une solution à l'étude pour le LHC est décrite au paragraphe 3.2.1.2.2.

3.2 Les pixels dans ATLAS

Le projet de détecteurs à pixels pour ATLAS est décrit en détails en [49, 38] et [75]. Dans ce qui suit, quelques aspects essentiels pour la compréhension des résultats expérimentaux sont indiqués.

3.2.1 Les objectifs

Les objectifs de physique que s'est fixé ATLAS ont été rappelés au chapitre 2, de même que le cahier des charges du détecteur interne pour y parvenir. Au sein du détecteur interne, le détecteur à pixels est un élément essentiel pour la reconstruction des traces chargées près du point d'interaction. Il doit répondre à deux attentes:

1. permettre la recherche-reconstruction des traces;
2. améliorer la précision sur les paramètres de ces traces, en particulier sur le paramètre d'impact.

L'ensemble du détecteur est donc défini pour satisfaire ces deux points et ce dans les conditions spécifiques au fonctionnement auprès du LHC.

3.2.1.1 Les conditions LHC

Au LHC la fréquence des collisions est très élevée: un croisement de faisceau toute les 25 ns. Ceci impose un temps de réponse rapide pour la cellule analogique: un signal dont la formation et la transmission mettrait plus de 25 ns serait attribué au croisement de faisceau suivant.

D'autre part, du fait du grand nombre de pixels ($\sim 10^8$) et de leur faible occupation, il n'est pas intéressant d'interroger tous les pixels mais seulement ceux qui sont touchés. Chaque pixel doit pour ce faire être équipé d'une électronique faisant interface entre le signal de sortie de la cellule analogique et l'extérieur. La décision de lire les pixels touchés est prise lorsque l'événement satisfait les critères du niveau de déclenchement LVL1 (§2.5). Or ce niveau de déclenchement présente un temps de latence d'environ 2 μs pendant lequel le signal est formé. L'acquisition étant continue, 80 nouveaux croisement de faisceaux se sont produits durant cet intervalle de temps. Par conséquent, l'architecture de lecture doit satisfaire deux points essentiels: gérer les données en "pipe-line" pour s'accommoder du temps de latence sans perdre d'événement et étiqueter temporellement les informations avec précision pour interroger seulement les pixels touchés au croisement de faisceau correct.

Enfin les détecteurs doivent résister au niveau élevé de radiations. Leurs effets ainsi que des résultats expérimentaux récents sont décrits au paragraphe 3.4.

3.2.1.2 Implications de l'objectif de recherche des traces

La recherche de traces peut avoir lieu dans de bonnes conditions si:

- la proportion de pixels bruyants est minime;
- l'efficacité de chaque pixel est excellente.

Les principaux critères de mérite pour l'électronique par rapport à ces exigences sont rappelés ci-après.

3.2.1.2.1 Electronique frontale

Le premier paramètre important est le seuil en amplitude de la cellule analogique.

Par exemple sur la figure 3.3 le seuil est de 1000 e^-. L'efficacité de 100 % est atteinte pour une charge supérieure à 1150 électrons.

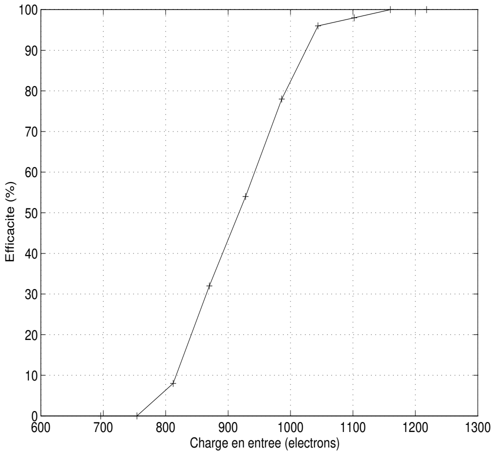


FIGURE 3.3: *Efficacité d'une cellule analogique* (DMILLPIX*1) en fonction de la charge en entrée [76].*

L'uniformité du seuil de cellule à cellule est aussi un paramètre important, car il conditionne le seuil minimum de fonctionnement d'une matrice complète. En effet, l'ajustement du seuil se fait au niveau de la matrice. Ainsi, pour limiter le nombre de pixels bruyants (seuil plus bas que la moyenne) par matrice à moins de 1 pour 1000, le seuil doit être au-dessus de $4\sigma_{Th}$ où σ_{Th} est l'écart-type des seuils. Il est envisagé [77] de calibrer les seuils des pixels individuellement en injectant des charges de références à certaines périodes du cycle du LHC.

D'autre part, le signal n'est visible que s'il est largement au-dessus du bruit. Si la contribution au bruit de la capacité liée au détecteur est faible (petite surface du pixel), le terme dépendant des caractéristiques de l'amplificateur doit être également bien maîtrisé.

Enfin, le seuil effectif est en fait le seuil en temps, c'est-à-dire la plus petite charge telle que la réponse de la cellule se produise pendant le croisement de faisceau associé (25 ns). En effet, le temps de réponse de la cellule est plus long pour les petites charges. Ce comportement est schématisé sur la figure 3.4 qui représente le temps de réponse de la cellule selon la charge en entrée: alors que le seuil est d'environ 1500 e^- (asymptote $\tau \to \infty$), la charge minimale pour une réponse en moins de 25 ns est d'environ 3000 e^-. Les signaux entre 1500 et 3000 e^- donneront une réponse hors-temps (en général au croisement suivant). L'efficacité en temps doit donc être maximale.

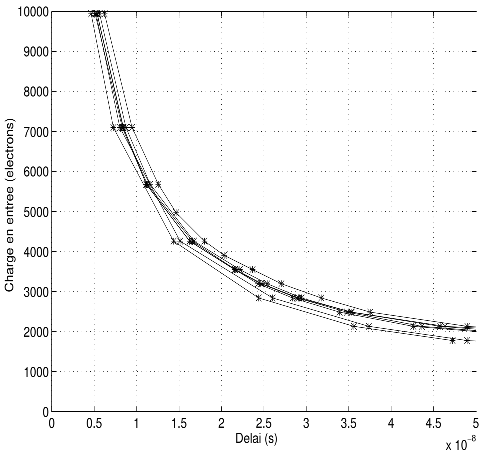


FIGURE 3.4: *Evolution du temps de transit dans la cellule en fonction de la charge en entrée, pour huit cellules [76].*

Notons que tous ces paramètres peuvent évoluer en environnement radiatif (§ 3.4).

3.2.1.2.2 Architecture de lecture

Les deux sources potentielles d'inefficacité au niveau de la lecture sont le temps mort lorsqu'un pixel est occupé et une profondeur insuffisante des registres du "pipe-line". La gestion de ces deux exigences est directement liée au choix de l'architecture de lecture.

3.2.1.3 Implications pour la résolution spatiale

La résolution spatiale est fonction essentiellement de:

- la taille du pixel, et donc de la surface occupée par l'électronique frontale;
- le schéma de lecture (binaire ou analogique).

Comme la surface de l'électronique est limitée vers le bas par les possibilités technologiques, c'est surtout le rapport entre les deux dimensions du pixel qui fait l'objet d'optimisation. Dans ATLAS, l'accent a été mis sur la résolution en r-ϕ: la largeur du pixel est de 50μm. L'autre dimension (direction z pour les couches centrales et r pour les disques) est de 300μm.

Le schéma de lecture retenu est binaire: en effet, les résolutions obtenues semblent suffisantes pour la physique et l'électronique est plus simple que celle requise pour un fonctionnement analogique. La possibilité d'obtenir une information sur la charge est toutefois envisagée: il s'agit de la mesure du temps passé par le signal au-dessus du seuil, qui est proportionnel à la charge.

3.2.1.4 Critères pour l'électronique

L'ensemble de ces considérations a conduit à l'élaboration de critères [75, 78] que devra satisfaire l'électronique pour ATLAS, résumés en table 3.1.

Paramètres	**Requis**	**Objectif**
Résolution en r-ϕ	$< 15\mu$m	
Résolution en z	$< 100\mu$m	
Efficacité globale	$> 95\%$	$> 97\%$
Efficacité en temps	$> 98\%$	$> 99\%$
Tenue aux radiations	> 25 Mrad	> 100 Mrad
Taille d'un pixel	$50\ \mu$m $\times 400\mu$m	$50\ \mu$m $\times 300\mu$m
Bruit après irradiation	$< 200e^-$	
Seuil en entrée	$2000\ e^-$	$1000\ e^-$
Seuil effectif en temps	$< 3000\ e^-$	$< 2000\ e^-$
Dispersion du seuil	$< 200\ e^-$	$< 100\ e^-$
Niveau du bruit	$< 10^{-6}$ pixel/croisement	$< 10^{-7}$ pixel/croisement
Puissance consommée	$40\ \mu$W/pixel, 250 mW/chip	
Courant de fuite toléré	50 nA/pixel	100 nA/pixel
Temps mort d'un pixel touché	$< 2\mu$s	$< 1\mu$s

TABLEAU 3.1: *Critères à satisfaire par l'électronique des détecteurs à pixels pour* ATLAS.

La première colonne correspond au niveau minimum d'exigences pour le fonctionnement dans ATLAS. La plupart de ces critères sont d'ores et déjà satisfaits par les prototypes. La dernière colonne précise les objectifs que l'on aimerait atteindre.

3.3 Les prototypes pour ATLAS

Différentes voies ont été explorées dans ATLAS, menées en parallèle par principalement trois groupes [49] qui ont produit plusieurs prototypes. Cette approche a permis d'étudier la faisabilité de certains aspects critiques du détecteur et de progresser dans la maîtrise des technologies.

Aujourd'hui deux directions sont retenues pour lesquelles des démonstrateurs devront être construits en 1997, avant de converger vers le prototype final pour ATLAS qui devrait voir le jour en 1998:

A- Lecture par registre à décalage: Pour l'essentiel les caractéristiques de la cellule analogique comme de l'architecture de lecture sont des évolutions des solutions proposées par le CPPM. Les nouveaux développements sont menés par le CPPM et l'Université de Bonn.

B- Lecture par marquage du numéro de croisement de faisceau: Cette voie est étudiée par le groupe du LBL [75].

Les principales caractéristiques des prototypes réalisés au CPPM sont décrites dans ce qui suit. Ce sont certains d'entre-eux qui ont été testés en faisceau au CERN: les résultats expérimentaux sont exposés au chapitre suivant.

3.3.1 Bref historique

Le CPPM a fait le choix d'optimiser l'électronique directement dans une technologie résistante aux radiations. Par conséquent, les développements ont fait appel à deux technologies résistantes aux radiations: HSOI (Thomson TCS) et DMILL, un consortium dont l'IN2P3 est membre. Ce dernier est aujourd'hui seul en lice du fait de l'abandon de ce domaine de recherches par Thomson.

Les premiers résultats sur des circuits DMILL simples datent de 1993. En parallèle, la résistance aux radiations de ces circuits et des composants élémentaires a été étudiée [49]. Une première matrice de 32×8 pixels (FERMION) était réalisé en 1994 et permettait de tester deux prototypes de cellules analogiques. La matrice HADRON(16×8 pixels) incluait en plus une architecture de lecture compatible LHC. Dans les prototypes suivants (LEPTON et MUON), la taille des matrices a été augmentée. Les principales caractéristiques de ces circuits sont indiquées dans le tableau 3.3.

Enfin de nouvelles fonctionnalités de la cellule frontale ont été mises en oeuvre sur un prototype réalisé en technologie non-résistante aux radiations, en collaboration avec l'Université de Bonn: Beer&Pastis.

3.3.2 Partie analogique

Les prototypes conçus depuis 1994 sont réalisés autour d'une cellule analogique développée pour répondre aux exigences du fonctionnement dans ATLAS (radiations, temps de réponse).

Cette cellule exploite toutes les potentialités de la technologie DMILL. Ses principales caractéristiques sont indiquées dans la table 3.2. Pour une description complète, on se réferera à [76].

Caractéristiques	DMILLPIX1	B&P
Dispersion du seuil *	210 e^-	200 e^- / 10 e^- ‡
Seuil en temps	3000 e^- *	2200 e^- * / 3200 e^- †
Bruit	80 e^- *	60 e^- * / 130 e^- †
Consommation	40 μW	40 μW
Taille	50μm×240μm	50μm×145μm

TABLEAU 3.2: *Principales caractéristiques mesurées des cellules analogiques* DMILLPIX*1 et Beer&Pastis.*

La cellule introduite dans le prototype Beer&Pastis est une évolution de DMILLPIX1. Elle inclut notamment un nouveau système de compensation dynamique au niveau du préamplificateur qui stabilise mieux son point de fonctionnement. Ainsi les fluctuations dûes en particulier à l'augmentation du courant de fuite sont corrigées: pour une variation de courant de 0 à 100 nA, le seuil ne se déplace que de 400 électrons [79]. Un autre perfectionnement est un ajustement individuel et automatique des seuils qui permet de réduire les fluctuations de seuil inter-cellules à un niveau extrêmement bas ($\sim 10e^-$).

3.3.3 Partie logique

Le système de lecture développé [49] au CPPM est basé sur l'utilisation de registres à décalage. Les pixels sont agencés en colonne (selon la longueur). Au sein d'une colonne, chaque pixel a un numéro unique (ligne) et une mémoire locale. Si le pixel est touché, il inscrit son numéro dans cette mémoire.

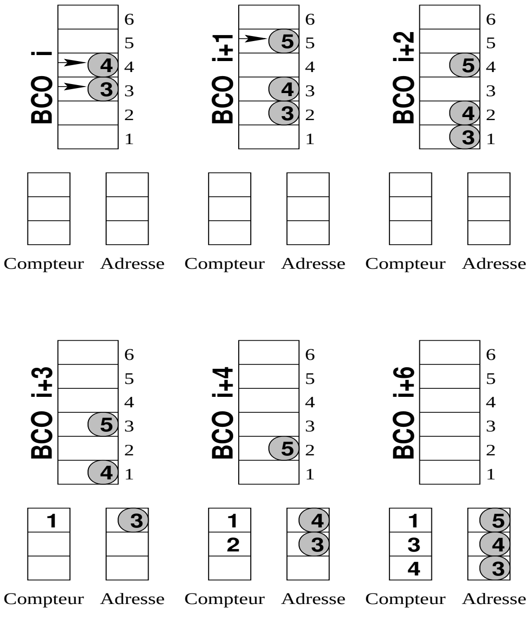


FIGURE 3.5: *Exemple d'évolution des données dans les registres (cf. texte).*

Les mémoires d'une colonne forment un registre à décalage qui est cadencé à la fréquence de croisement des faisceaux, soit 40 MHz. L'adresse d'un pixel touché descend donc progressivement dans ce registre. En fin de colonne (hors de la zone active des pixels), elle est stockée dans un autre registre où un compteur lui est associé.

La figure 3.5 illustre le fonctionnement de ce système. Au croisement de faisceau (BCO) i, les pixels 3 et 4 sont touchés et inscrivent leur adresse dans leur mémoire. Vingt-cinq nanosecondes plus tard (BCO $i+1$) les adresses sont décalées vers le bas. Le pixel 5 est touché au même moment. Au BCO $i+3$, l'adresse du pixel 3 entre dans la mémoire périphérique et un compteur est déclenché, cadencé lui aussi à 40 MHz. De même pour les pixels 4 et 5 aux BCO $i+4$ et $i+6$. Au BCO $i+8$ la décision de garder l'événement du BCO i est reçue (déclenchement niveau LVL1): une comparaison est initiée pour chaque position du registre périphérique (figure 3.6). Si la somme de l'adresse et du compteur associé est égale au temps de latence du déclenchement, le pixel a été touché au BCO i. Dans cet exemple, le temps de

---

[*] sans détecteur connecté

[†] avec détecteur connecté (21800 μm^2)

[‡] après ajustement individuel automatique

latence est de 9 BCO (en réalité il sera de l'ordre de 80). Par conséquent il apparaît que seul le pixel 5 n'a pas été touché au BCO i $(5+3 \neq 9)$.

Ce système de lecture est robuste et modulaire: la valeur de temps de latence utilisée pour la comparaison (9 dans l'exemple) peut être facilement changée. Il est aussi envisageable de faire plusieurs comparaisons avec des temps différents pour lire les pixels touchés de plusieurs croisements de faisceau consécutifs.

L'utilisation du temps au-dessus du seuil est aussi possible: l'adresse du pixel est envoyée deux fois dans les registres, sur les fronts montant et descendant du signal. Après avoir sélectionné les adresses des pixels touchés en temps, une deuxième comparaison est faite avec ces adresses. La valeur est récupérée (en unités de BCO) en faisant la différence des deux compteurs.

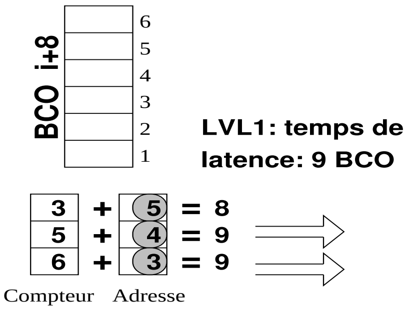
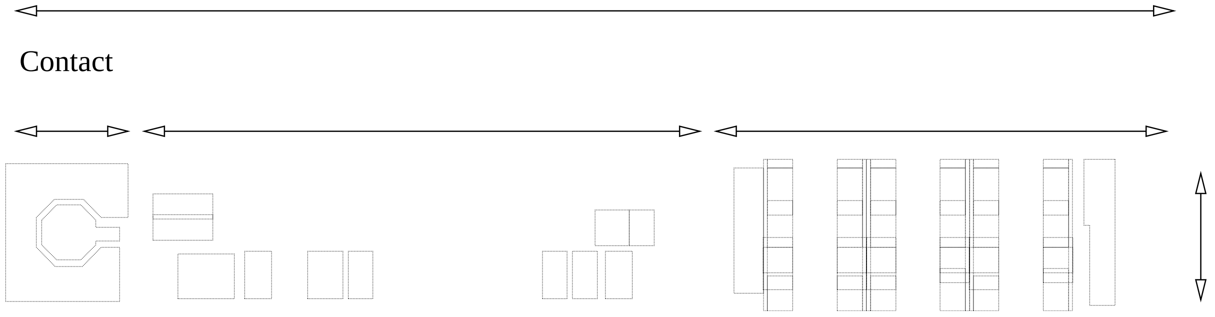


FIGURE 3.6: *Comparaison après la décision du* LVL*1 (cf. texte).*

La seule faille connue de ce système se produit lorsqu'un pixel essaie d'écrire son adresse dans une mémoire déjà occupée. Dans l'exemple précédent, si au BCO $i+4$ le pixel 2 est touché, il ne pourra pas inscrire son adresse dans la mémoire car elle est occupée par l'adresse 5 en cours de descente. Cette source d'inefficacité est limitée du fait de la faible occupation des pixels. Toutefois elle sera corrigée dans les prochains prototypes (FE-A). Le principe de la correction est le suivant (en reprenant l'exemple): la position 2 étant occupé, l'inscription de l'adresse est différée au coup d'horloge suivant. Si la position est à nouveau occupée, encore deux essais sont possibles. Le retard est enregistré au côté de l'adresse pour une correction ultérieure.

3.3.4 Programme de prototypes

Les différentes caractéristiques des prototypes réalisés au CPPM sont résumées en table 3.3. La figure 3.7 montre le dessin de l'électronique d'un pixel de la matrice LEPTON qui est caractéristique de cette génération de prototypes. On note la place importante qu'occupe le système de lecture, justifiée par la nécessité absolue de ne lire que les pixels touchés.



Enfin, le tableau 3.4 indique les principales caractéristiques des prochains prototypes pour la filière lecture binaire. FE-A est le démonstrateur pour la filière de lecture par registre à décalage.

Caractéristiques	HADRON	LEPTON	MUON	BEER&PASTIS[*]
Technologie	DMILL	DMILL	DMILL	AMS
Opérationnel en	1995	1996	1996	1996
Tests radiations	1995	1996	-	-
Tests faisceau	1995	1996	-	1997
Cellule analogique	DMILLPIX1 +DMILLPIX2	DMILLPIX1	DMILLPIX1	B&P
Matrice				
Lignes	16	63	156	63
Colonnes	4+4	12	13+1	12
Dimensions d'un pixel (μm^2)	50×400 50×280	50×432	50×480 50×360	50×365 [†]
Fin de colonne	4/8	oui	oui	non
Masque individuel[‡]	non	non	oui	oui
Détecteur				
Type	p^+/n	p^+/n	-	p^+/n
Epaisseur (μm)	280	280	-	280

TABLEAU 3.3: *Prototypes de matrice de pixels réalisés au CPPM.*

Caractéristiques	MAREBO[*]	FE-A version 1 [*]	FE-A version 2 [*]
Technologie	DMILL	AMS	DMILL
Prévu pour	1997[§]	1997	1998
Matrice			
Lignes	63	160	160
Colonnes	12	18	18
Dimensions d'un pixel (μm^2)	50×397 [†]	$50\times \sim 400$	50×300
Fin de colonne	non	oui	oui
Masque individuel[‡]	oui	oui	oui
Essais de ré-écriture si occupé	1	4	4
Détecteur			
Surface (mm^2)	30	1000	1000
Type	p^+/n	n^+/n	n^+/n
Epaisseur (μm)	280	280, 150	280, 150

TABLEAU 3.4: *Prochains prototypes de matrice de pixels.*

---

[*] en collaboration avec l'Université de Bonn

[†] taille de l'électronique

[‡] dispositif permettant de supprimer un pixel bruyant

[§] ce prototype est prêt

3.4 Tenue aux radiations

Les collisions au LHC vont créer un environnement radiatif sévère pour l'instrumentation du détecteur (chap. 2). Les détecteurs à pixels, placés au plus près du point de collision, seront exposés à des doses extrêmement élevées: il est donc primordial d'évaluer la tenue aux radiations de ce type de détecteur. Ce domaine d'étude est très vaste et relativement complexe. On trouvera une description de ces phénomènes dans [80, 81, 82, 83]. Sont présentés ci-après seulement les point-clés et quelques résultats marquants obtenus récemment.

3.4.1 Niveaux de radiation attendus

La source dominante de radiations est la production des particules au point d'interaction. L'estimation des flux de particules est basée sur des programmes de simulation: il s'agit d'une part de générer des événements standards du LHC (événements de biais minimum) et de simuler les interactions des particules produites avec la matière composant le détecteur. Les différentes études menées dans le cadre d'ATLAS [38, 84, 85] avec plusieurs programmes de simulation sont en assez bon accord [38].

La table 3.5 présente les résultats obtenus par l'une de ces simulations [84] pour une couche de détecteurs au silicium de 300 μm d'épaisseur placée à 11.5 cm de rayon. Le champ magnétique de 2 T est pris en compte, la section efficace inélastique est $\sigma_{inel} = 71$ mb et la luminosité est de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}. La structure mécanique et les services sont représentés par 600 μm de silicium additionnels, soit une épaisseur moyenne par couche de 0.01 X_0.

Flux	γ	$e^\pm$	$\pi^\pm$	$K^\pm$	K_L^0	p	n	n (albédo)	$\mu^\pm$
10^{13} cm^{-2}an^{-1}	6.09	0.98	4.69	0.38	0.19	0.41	0.49	0.3	0.38

TABLEAU 3.5: *Flux de particules attendus pour une couche placée à un rayon R=11.5 cm.*

Ces flux varient approximativement en $1/R^2$, sauf pour les particules pour lesquelles les mécanismes de production secondaires sont importants: photons (par rayonnement de freinage), électrons (production de paires) et muons (désintégration du pion). Les neutrons d'albédo proviennent d'interactions dans le calorimètre. Leur énergie est d'environ 1 MeV, et le flux correspondant est relativement homogène.

Les interactions de ces particules avec le silicium se caractérisent par des pertes d'énergie sous deux formes:

- les pertes ionisantes, qui résultent des interactions des particules chargées avec les électrons des atomes du réseau cristallin;
- les pertes non-ionisantes (NIEL), caractérisées principalement par les déplacements que subissent les noyaux du réseau.

Les valeurs de ces pertes ont été évaluées expérimentalement et par des simulations [86]. Leur convolution avec les flux attendus conduit à la quantité d'énergie déposée par unité de masse dans le silicium (dose). Dans le cas des pertes non-ionisantes, il est usuel de rapporter l'ensemble des contributions à un flux de neutrons de 1 MeV qui produirait les mêmes dommages par déplacements. Les résultats sont indiqués dans le tableau 3.6.

Rayon	**Dose ionisante**	**Dose non-ionisante**
11.5 cm	2.25 Mrad/an	15.3 Krad/an 6.4 10^{13} n(1 MeV)/cm^2/an
4 cm[*]	$\sim$ 19 Mrad/an	$\sim$ 127 Krad/an

TABLEAU 3.6: *Doses reçues par une couche de pixels pendant un an (10^7 s) à la luminosité nominale (100 rad = 1 Gy).*

Les erreurs communément admises [38] sur ces doses sont d'environ 20-30 %, et correspondent aux incertitudes liées à la simulation, à l'extrapolation de σ_{inel} et aux modèles de pertes.

3.4.2 Effets des radiations

Les radiations ont un impact différent pour le détecteur à proprement parler (substrat) et pour l'électronique associée.

3.4.2.1 Au niveau du détecteur

Dans le cas du détecteur, les principaux dommages sont causés par les pertes non-ionisantes [87, 88]. Les déplacements d'atomes induisent des lacunes et des atomes interstíciels dans le réseau cristallin, qui peuvent se recombiner avec les autres atomes (silicium ou dopants). Le dopage du substrat est donc modifié, et des niveaux donneurs et accepteurs additionnels apparaissent formant des pièges.

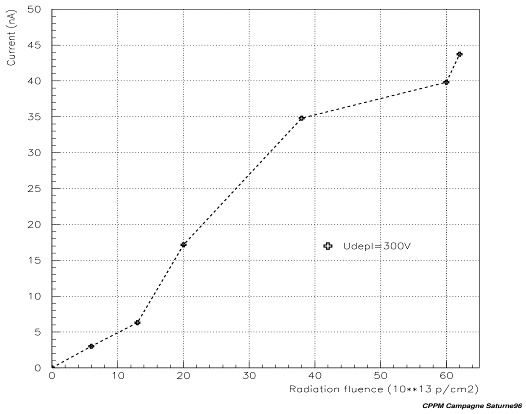


FIGURE 3.8: *Courant de fuite en fonction de la dose (protons de 300 MeV). La taille d'un pixel est de 400 μm $\times$ 50 μm, pour une épaisseur de 300 μm. La tension de déplétion est de 300 V.*

Après irradiation, une amélioration apparaît rapidement (quelques jours à 20 °C): on parle de recuit ou d'annihilation.

Cette évolution positive est provisoire: une phase de contre-annihilation fortement dépendante de la température suit alors. A température ambiante, la concentration effective de défauts actifs croît inéluctablement, rendant de plus en plus difficile l'utilisation du détecteur (voir ci-dessous). A -20 °C, cette phase de contre-annihilation est d'une portée beaucoup plus limitée.

Par conséquent, la température des détecteurs au silicium est un paramètre critique: non seulement la température d'opération des détecteurs doit être basse (-10° C), mais les périodes de réchauffement (pour maintenance par exemple) doivent être très limitées en durée comme en nombre.

D'un point de vue pratique, deux phénomènes caractérisent le comportement d'un détecteur irradié: une augmentation de son courant de fuite et une augmentation de la tension nécessaire pour le dépléter.

---

[*] extrapolé d'après les résultats à $R = 11.5$ cm.

La densité volumique de courant de fuite augmente linéairement avec la fluence reçue par la diode (figure 3.8). Ceci peut être problématique car le détecteur est couplé directement à l'amplificateur.

Toutefois, la petite taille des pixels conduit à des courants de fuites assez faibles (50-100 nA/pixel après 10 ans de fonctionnement). Pour les détecteurs à micropistes de silicium, l'effet est 100 fois plus importants simplement à cause de la surface des pistes. De plus, les variations que ces courants induisent sur le point de fonctionnement de l'amplificateur peuvent être compensées automatiquement dans la dernière génération de cellules analogiques développée pour ATLAS. Enfin, à basse températures, les courants de fuites sont réduits [67].

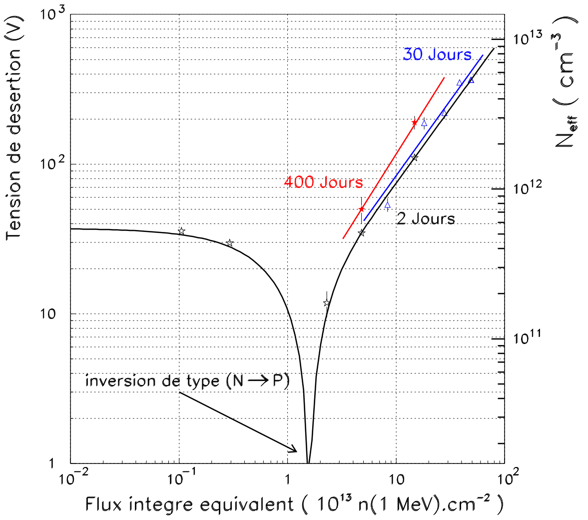


FIGURE 3.9: *Tension de désertion (ou concentration en impuretés N_{eff}) en fonction de la dose (à 20 °C). La dégradation dûe à la contre-annihilation est clairement visible (400 jours plus tard, toujours à 20 °C)[87].*

L'augmentation de la tension de déplétion est en revanche un problème sérieux. Elle est liée [49] directement à la concentration effective de dopants N_{eff}. Ainsi, un détecteur courant de type n va devenir de plus en plus compensé (fig. 3.9) jusqu'à atteindre une compensation complète (N_d = N_a) à des fluences équivalentes à $\sim 10^{13}$ n(1MeV)/cm^2. Il y a alors inversion de type $n \rightarrow p$, et la tension nécessaire pour dépléter complètement le détecteur augmente rapidement (figure 3.9).

L'évolution de la tension de déplétion au cours du fonctionnement du LHC [49] est indiquée sur la figure 3.10. Comme mentionné précédemment, la température et ses variations sont capitales: dans ce scénario, la température est de 0 °C sauf durant un mois (maintenance à 20 °C) pendant les deux premières années et ensuite un mois tous les deux ans. La luminosité augmentera progressivement de $5 \cdot 10^{32}$ cm^{-2}s^{-1} à 10^{34} cm^{-2}s^{-1} durant les trois premières années. Elle sera ensuite constante (10^{34} cm^{-2}s^{-1}).

La tension de fonctionnement d'un détecteur protégé par des anneaux de garde peut être de 300 V au maximum. Pour une épaisseur de 150 μm, il apparaît que le fonctionnement en mode non-complètement déplété doit être envisagé après environ huit ans de fonctionnement. Ceci est délicat pour deux raisons. Tout d'abord la réduction de la zone déplétée engendre une diminution proportionnelle du signal: néanmoins pour les détecteurs à pixels cette diminution de signal est acceptable car le bruit est toujours à un niveau très bas. La seconde difficulté vient du fait que, pour les détecteurs classiques (p^+/n), la déplétion commence par le côté de l'électronique. Après inversion de type, la zone déplétée se trouve de l'autre côté. On a longtemps pensé que cette situation serait rédhibitoire. Cependant, des résultats récents [89] montrent que l'on collecte encore 30 à 40% de la charge pour un détecteur à demi-déplété. Tout se passe comme si les charges du côté déplété étaient entièrement collectées et que du côté non-déplété les charges s'arrêtaient à la limite de la zone de déplétion. Cette hypothèse est confortée par le fait que les charges sont réparties sur une large zone de pixels ($\sigma \sim 200\mu$m).

D'autres matériaux que le silicium pourrait être utilisé comme substrat à terme [49]: la structure hybride permet en effet d'adapter un substrat de nature quelconque aux matrices d'électronique. A l'heure actuelle, les matériaux envisagés ne donnent pas encore toute satisfaction mais font l'objet de nombreuses recherches qui pourrait déboucher rapidement. Ainsi le diamant [90] déposé par vaporisation (CVD), qui est le meilleur candidat en terme de tenue aux radiations (l'efficacité de collection s'améliore après irradiation [91]) est pénalisé par un signal assez faible, typiquement de l'ordre de 2000 électrons pour 150 μm d'épaisseur [92].

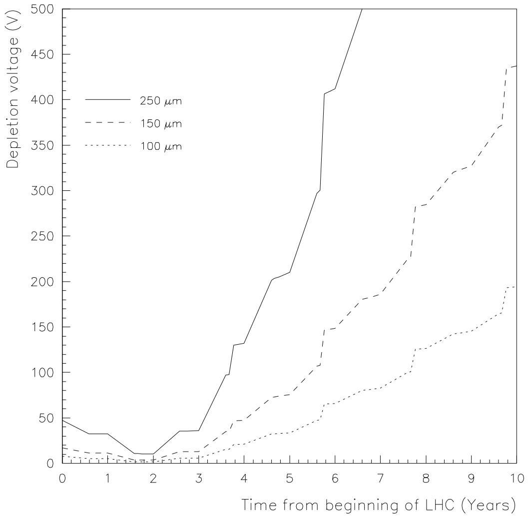


FIGURE 3.10: *Tension de déplétion en fonction du temps de fonctionnement du* LHC *pour différentes épaisseurs de substrats [49].*

En conclusion, la petite taille des diodes des détecteurs à pixels leur permet d'affronter les conditions de radiations sévères rencontrées près du point de collision dans les meilleures conditions qui soient car leur courant de fuite est minime et leur très bon rapport signal/bruit autorise un fonctionnement avec un détecteur fin et/ou non-complètement déplété.

Toutefois, une température basse (-5/-10 ^{o}C) est requise. La durée de vie estimée de la couche B placée à un rayon de 4 cm est de 3 ans à basse luminosité plus 1 an à la luminosité nominale. Pour la couche à 11 cm, la durée de vie estimée est de 10 ans, avec un fonctionnement durant les deux dernières années en déplétion partielle ($\sim$ 100μm).

Pour le fonctionnement en mode partiellement déplété, de nouveaux tests sont requis pour déterminer si la combinaison implant/substrat retenue actuellement (n^+/n) est nécessaire bien que coûteuse.

3.4.2.2 Effets sur l'électronique

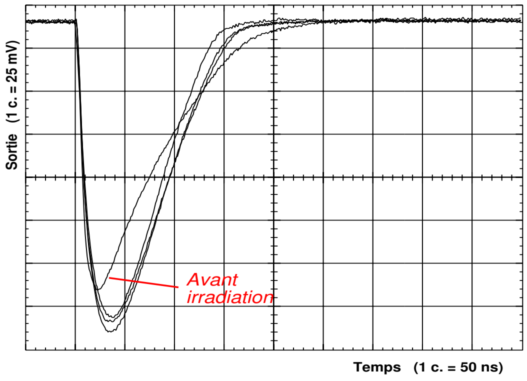


FIGURE 3.11: *Réponse de l'amplificateur suivant la dose reçue (0, 0.5, 5 et 15 Mrad).*

L'électronique des détecteurs à pixels étant connectée directement aux détecteurs, elle est exposée aux même niveau de radiation. Toutefois l'impact est différent car dans ce cas le volume actif où les dommages par déplacements peuvent porter à conséquence est beaucoup plus limité. Il s'agit essentiellement [93] d'effets d'accumulation de charge dans les oxydes et sur les interfaces.

Actuellement, trois technologies [92] peuvent répondre aux besoins requis par les détecteurs à pixels auprès du LHC: Harris, Honeywell et DMILL [94, 95]. Cette dernière technologie a fait l'objet d'études nombreuses et approfondies [96, 97, 98]. Le comportement des composants élémentaires a été caractérisé, ainsi que les propriétés des cellules analogiques et de la partie digitale de lecture. Les derniers résultats (campagne CPPM Saturne 1996) sont résumés ci-après.

La figure 3.11 montre la variation du signal de sortie de l'amplificateur de charge selon la dose accumulée.

L'irradiation a été menée au Laboratoire National Saturne avec des protons de 300 MeV et à environ -10 °C. Trois doses sont représentées: 10^{13} p/cm^2 (500 krad), 10^{14} p/cm^2 (5 Mrad) et 3 10^{14} p/cm^2 (15 Mrad). Le temps de montée du signal, qui est le paramètre important, ne s'est décalé à mi-amplitude que de quelques nano-secondes. Qui plus est, la dégradation se produit essentiellement au début de l'irradiation [96], ce qui est très encourageant pour extrapoler vers des doses élevées, 25 Mrad ou plus.

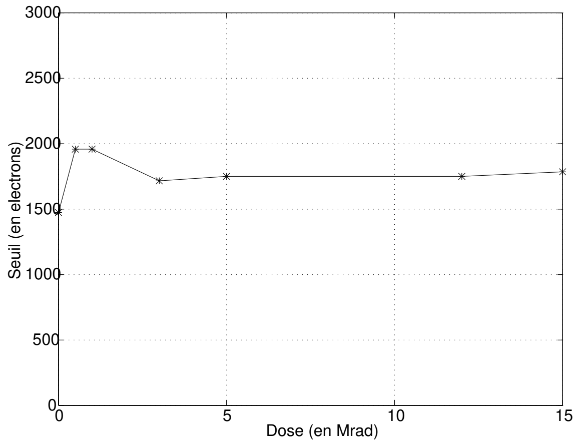


FIGURE 3.12: *Evolution du seuil du discriminateur en fonction de la dose reçue.*

Le même comportement apparaît pour le seuil du discriminateur (fig. 3.12): après les premiers kilorads, il n'évolue que très lentement et reste stable. Le comportement de l'ensemble de l'étage analogique (amplificateur + mise en forme + discriminateur) a également été étudié. La courbe 3.13 présente les variations du temps de réponse de l'étage pour une charge donnée en entrée (~ signal), et ce pour différentes doses.

Pour que la cellule réponde dans la fenêtre de temps impartie à un croisement de faisceaux (25 ns), on note que le seuil du comparateur doit être augmenté d'environ 1000 électrons par rapport au fonctionnement sans irradiation. Les résultats obtenus avec une matrice complète (LEPTON) irradiée jusqu'à 30 Mrad sont compatibles avec le comportement décrit précédemment.

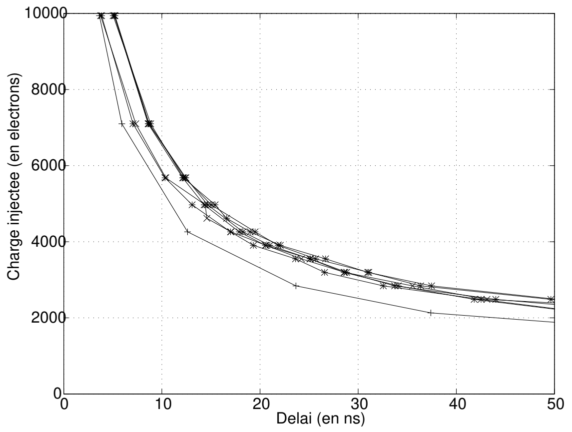


FIGURE 3.13: *Evolution de la réponse temporelle de la cellule analogique pour différentes doses. La courbe inférieure est avant irradiation. Les doses sont ensuite 1, 3, 5, 10, 12 et 15 Mrad.*

Enfin le dernier aspect relatif à l'irradiation de l'électronique concerne la partie logique: des fragments secondaires issus de réactions nucléaires p-Si peuvent occasionnellement faire basculer l'état d'un registre. Les résultats de tests [99] sur des registres en technologie DMILL ont montré que pour la couche de pixels à 11 cm, un basculement de ce type par bit se produisait toutes les 139 heures à la luminosité nominale. Dans les conditions attendues de fonctionnement, ceci se traduit par la perte de 8.1 10^{-8} pixel (pixel non vu, bascule 1 → 0) par événement ayant déclenché le niveau 1; et par l'apparition de 1.8 10^{-5} faux pixel (0 → 1).

En définitive, le comportement de l'électronique DMILL sous radiations est excellent: après une légère dégradation, il n'y a plus d'évolution en fonction de la dose. Il serait intéressant de poursuivre ces études en irradiant l'électronique à des doses plus élevées (100 Mrad) afin de trouver les limites de résistance de cette technologie.

Certains des prototypes décrits dans ce chapitre ont été testés en faisceau de particules. Les résultats sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Tests en faisceau des détecteurs à pixels

La validation des prototypes lors de tests dans des faisceaux de particules énergétiques est fondamentale car les conditions de fonctionnement sont alors proches des conditions réelles d'utilisation et permettent ainsi de compléter les caractérisations menées en laboratoire.

Après une description rapide du dispositif expérimental, la partie 4.2 est consacrée au premier test en faisceau d'un prototype de matrice réalisé en technologie DMILL: HADRON. Les méthodes d'alignement des détecteurs, de sélection des événements et d'analyse sont exposées dans cette partie.

Les résultats du dernier test effectué avec la matrice LEPTON sont décrits en 4.3 et permettent de relever les performances d'ores et déjà atteintes par les prototypes ainsi que les améliorations à apporter pour leur utilisation au LHC.

4.1 Dispositif expérimental

Les tests ont eu lieu dans la zone Nord du CERN (Prévessin) sur la ligne de faisceau H8 extraite du SPS.

Le principe des tests est le suivant: le prototype est solidaire d'un ensemble de détecteurs indépendants qui mesurent la position de passage des particules (télescope). L'analyse consiste à confronter ces mesures à celles données par le prototype.

Dans ce qui suit, le dispositif utilisé pour LEPTON est succinctement décrit. La configuration employée pour HADRON présentait les mêmes fonctionnalités.

4.1.1 Télescope

Le télescope est représenté en figure 4.1. Les différents composants sont fixés sur une table optique en marbre qui est positionnée dans le faisceau (axe Z).

La partie centrale est le support du détecteur à pixels. Des moteurs pas-à-pas de précision télécommandés permettent de positionner le détecteur verticalement (Y), horizontalement (X) et de modifier son inclinaison azimuthale (rotation dans le plan X-Z).

De part et d'autre sont disposés deux détecteurs à micro-pistes au silicium. Chaque détecteur est constitué de deux plans de 384 pistes dont le pas est de 50 μm. Les deux plans sont croisés à 90°, mesurant ainsi X et Y.

Enfin trois scintillateurs utilisés en coïncidence servent au déclenchement de l'expérience.

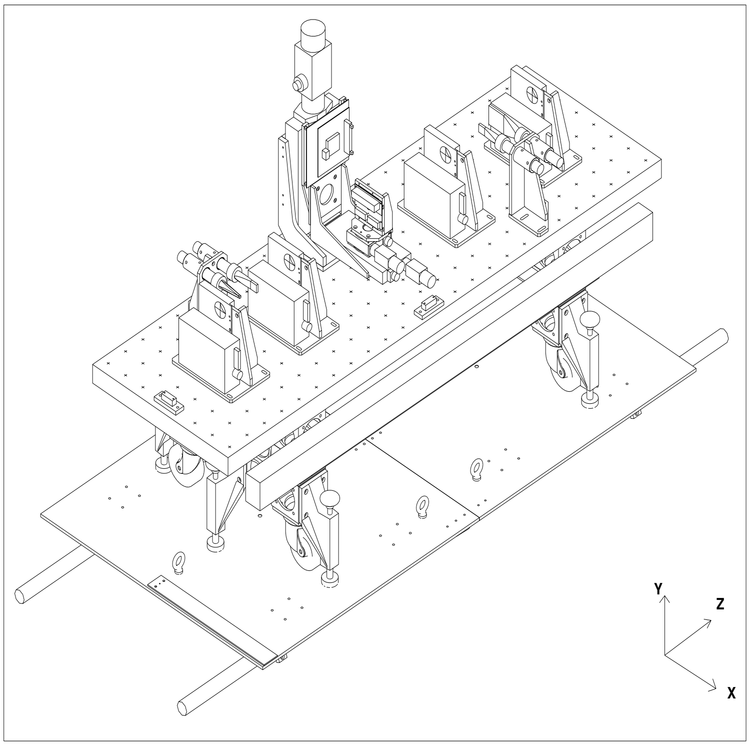


FIGURE 4.1: *Vue du télescope.*

4.1.2 Déclenchement et acquisition

Le système d'acquisition utilisé est une adaptation pour les tests en faisceau du protocole de gestion des flux de données développé par le groupe RD13 [100] pour l'acquisition de l'ensemble du détecteur ATLAS.

4.1.2.1 Déclenchement

Le déclenchement est basé sur la coïncidence des trois scintillateurs. Il peut également être aléatoire pour la calibration hors-faisceau des détecteurs à micro-pistes (mesures des piédestaux).

La logique suit le cycle du SPS: la durée d'un cycle est de 14 s, pour une durée d'extraction de 2.4 s. Pendant cette courte période les déclenchements physiques peuvent avoir lieu. Elle est repérée par un signal au début et à la fin. Le signal de coïncidence des scintillateurs n'est accepté qu'entre ces deux signaux, et seulement si l'acquisition n'est pas déjà occupée à traiter un événement.

4.1.2.2 Acquisition

Ce système d'acquisition est décrit en détails en [100]. Les différentes tâches qu'il doit gérer sont les suivantes: lecture des données brutes de chaque composant (ici pixels et micro-pistes), formatage, échantillonnage pour contrôler en ligne le déroulement de la prise de données et enfin écriture sur support magnétique des données. Ces tâches sont exécutées sur un processeur local (carte RAID) à l'exception du contrôle qui fait appel à une station HP. Le nombre typique d'événements enregistrés dans cette configuration est de 75 par extraction.

4.2 Tests de la matrice Hadron

Les tests de la matrice HADRON ont été menés sur quatre jours en Août 1995 à l'issue des tests de qualification d'une raquette de pixels pour DELPHI.

Il s'agissait du premier test en faisceau d'un prototype pour ATLAS réalisé en technologie DMILL. Aussi l'objectif assigné était de vérifier que le comportement global de la matrice était satisfaisant. Une caractérisation très précise de ce comportement ne pouvait être espérée car un problème sérieux au niveau de la fabrication du prototype avait été identifié.

4.2.1 Description de la matrice

La matrice HADRON est la première matrice réalisée en technologie DMILL à incorporer un système de lecture compatible LHC. Il s'agit d'une matrice de huit colonnes comportant chacune quinze pixels.

4.2.1.1 Cellules analogiques

Deux types de cellules analogiques sont présentes: DMILLPIX1 et DMILLPIX2. La cellule DMILLPIX1 est au coeur de la plupart des prototypes réalisés au CPPM (cf.§ 3.3.1). C'est une cellule qui intègre un amplificateur de charge et un discriminateur sur une surface de 50μm$\times$240μm. Quant à DMILLPIX2, il s'agit d'une cellule de test qui possède les mêmes fonctionnalités que DMILLPIX1 mais sur une surface très réduite: 50μm$\times$130μm.

4.2.1.2 Détecteur

La matrice est connectée à un détecteur en silicium du type p^+/n de 280 μm d'épaisseur. La disposition des implants et de la métallisation est schématisée sur la figure ci-contre. Deux tailles de diode sont présentes, correspondant aux deux cellules analogiques: 50μm $\times$400μm et 50μm $\times$285μm.

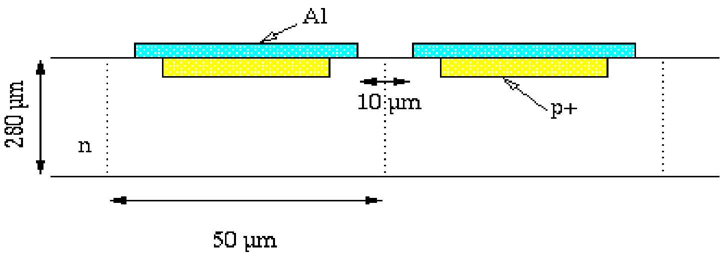


FIGURE 4.2: *Disposition des implants et de la métallisation sur le détecteur. Les épaisseurs ne sont pas à l'échelle.*

4.2.1.3 Architecture de lecture

L'architecture de lecture de ce prototype est mixte: s'agissant du premier test en faisceau, le système de lecture du type LHC n'a été intégré que sur la moitié des colonnes, afin de pouvoir exploiter les autres colonnes au cas où il ne fonctionnerait pas.

Pour toutes les colonnes, le décalage dans la colonne tel qu'il a été décrit au § 3.2.1.2.2 est valable. Par contre, en fin de colonnes, deux cas de figure sont possibles:

1. si la colonne dispose d'une fin de colonne du type LHC (notée EoC par la suite), les adresses sont réceptionnées dans un registre à trois positions en profondeur avec un compteur individuel.

2. dans le cas contraire (colonne simple), la colonne est prolongée virtuellement (au niveau de la carte d'acquisition) par un registre à 17 positions dans lequel les adresses poursuivent leur descente. Le temps de réponse du pixel touché est défini immédiatement par $dT = A - P$ où A est l'adresse du pixel et P sa position dans le registre. En effet, le système de lecture est conçu pour que le pixel n touché mette exactement n coups d'horloge pour sortir de la colonne. Les pixels en temps ont donc $dT = 0$.

4.2.1.4 Structure de la matrice

La structure de la matrice DMILL HADRON est assez complexe car elle est dessinée pour permettre de tester plusieurs configurations cellule-système de lecture. Les caractéristiques de ses huit colonnes sont résumées dans le tableau ci-contre.

Colonne	Diode	Cellule	Lecture
A,D	50μm×400μm	DMILLPIX1	Simple
B,C	50μm×400μm	DMILLPIX1	EoC
E,H	50μm×285μm	DMILLPIX2	Simple
F,G	50μm×285μm	DMILLPIX2	EoC

TABLEAU 4.1: *Caractéristiques de* HADRON.

4.2.2 Prises de données

Les particules incidentes sont des pions de 180 GeV/c. Leur incidence est toujours quasi-normale par rapport à la matrice qui est disposée selon le schéma 4.3.

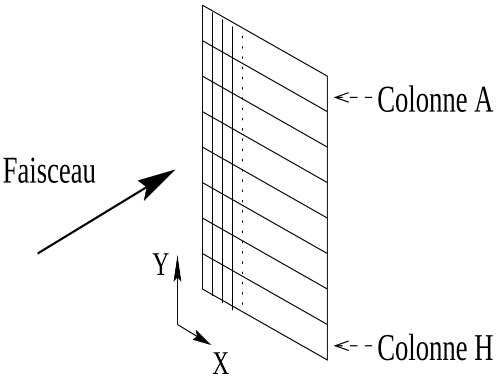


FIGURE 4.3: *Position de la matrice* HADRON *par rapport au faisceau.*

Deux configurations de la matrice ont été testées:

Lot A: (configuration à bas seuil) le seuil en temps des grandes cellules (DMILLPIX1) est ajusté à 4000 e^- et celui des petites (DMILLPIX2) à 8000 e^-.

Lot B: (configuration à haut seuil) le seuil en temps des deux types de cellules est proche de 10000 e^-.

Dans les deux cas, la fréquence de décalage des registres est de 20 MHz (contre 40 MHz en situation LHC). Cette limitation est dûe au circuit de lecture externe (XYLINX).

4.2.3 Sélection des événements

Parmi les événements ayant déclenché l'acquisition, seuls sont exploitables ceux pour lesquels:

1. il est possible de prédire à partir des informations données par les détecteurs à micro-pistes un point dans le plan des pixels;

2. le point prédit est dans l'acceptance géométrique du détecteur à pixels.

4.2.3.1 Extrapolation

Pour reconstruire les traces, au moins deux plans de micro-pistes dans chaque direction (X et Y) doivent avoir été touchés.

Les candidats sont alors ajustés sur une droite: les traces peu compatible avec cette hypothèse (grand χ^2/ν) sont rejetées. Enfin l'incidence normale des traces est vérifiée. Cette sélection permet d'obtenir un lot assez uniforme en terme d'incidence, ce qui est important pour les études de multiplicité et de résolution et limite également la contamination des traces ayant interagi de façon significative avec la matière du télescope.

Les résultats de cette sélection sont indiqués en table 4.2.

Nombre d'événements	**Lot A**	**Lot B**
Evénements initiaux	123192	88612
Extrapolation impossible: ($<$ 2 plans X ou Y)	4453	3396
Extrapolation de mauvaise qualité (χ^2 ou incidence)	40699	29278
Restent	78040	55938
Bonne extrapolation	78040	55938
Hors acceptance	71555	51345
Soumis à l'analyse	6485	4593

TABLEAU 4.2: *Nombre d'événements soumis à l'analyse pour les deux lots.*

4.2.3.2 Prédiction du pixel touché

Une fois la position extrapolée, il s'agit de vérifier que cette position correspond à un pixel. En effet, la surface du photo-multiplicateur utilisé pour le déclenchement étant supérieure à la surface active des pixels, un certain nombre d'événements ont été enregistrés alors que la particule n'a pas traversé le plan de pixels. La surface du scintillateur étant de 5mm×5mm et celle des pixels de 2 mm^2, seuls 8 % des événements enregistrés ont potentiellement un pixel touché.

A partir de la position géométrique extrapolée, il est possible de calculer les numéros de colonne et de ligne du pixel qui devait être touché. Lorsque ces positions ne correspondent pas à un pixel "physique" ($1 \leq I_{ligne} \leq 15$ et $1 \leq J_{col} \leq 8$) la particule est passée à côté des pixels. Ainsi, la table 4.2 confirme le taux de 8 % attendu.

4.2.4 Alignement

La procédure d'alignement est délicate compte-tenu de la petite taille des pixels. Une très grande statistique est requise.

Les événements satisfaisant les critères de la sélection initiale sont utilisés. Pour augmenter la statistique, les données de plusieurs lots (A,B et autres) pour lesquels la position du télescope était identique ont été cumulées. La compatibilité de chaque lot avec les résultats de l'ensemble a été vérifiée.

4.2.4.1 Procédure

Les différents plans de micro-pistes sont tout d'abord alignés entre-eux. Le premier plan sert de plan de référence. Puis le plan de pixels est aligné par rapport à cette référence.

4.2.4.2 Alignement des micro-pistes

4.2.4.2.1 Correction de l'angle des pistes

Avant inter-alignement les coordonnées fournies par les micro-pistes doivent être corrigées. En effet, les coordonnées X et Y ne sont pas fournies par un plan de micro-pistes double-face mais par deux plans simple-faces juxtaposés. Or il s'est avéré que ces deux plans n'étaient pas rigoureusement orthogonaux. Les corrections sont déterminées en cherchant à ajuster les rotations (pente des corrélations X-Y entre deux plans différents). Par exemple, la corrélation entre $X_1 - X_4$ et Y_4 présente une pente de 2% avant correction (fig. 4.4). Après correction (fig. 4.5), elle est de 4 $^o/_{oo}$.

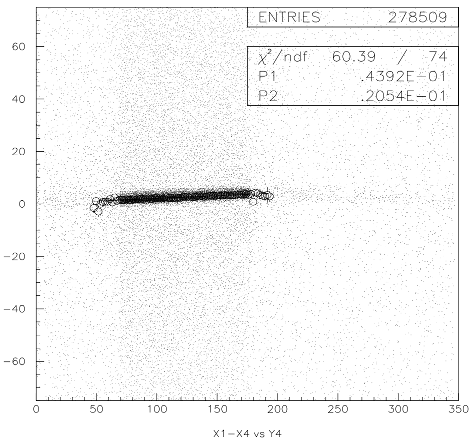


FIGURE 4.4: *Corrélations entre $X_1 - X_4$ et Y_4 avant correction des rotations.*

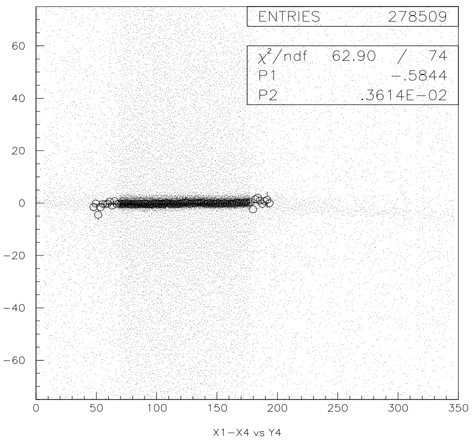


FIGURE 4.5: *Corrélations entre $X_1 - X_4$ et Y_4 après correction des rotations.*

4.2.4.2.2 Inter-alignement

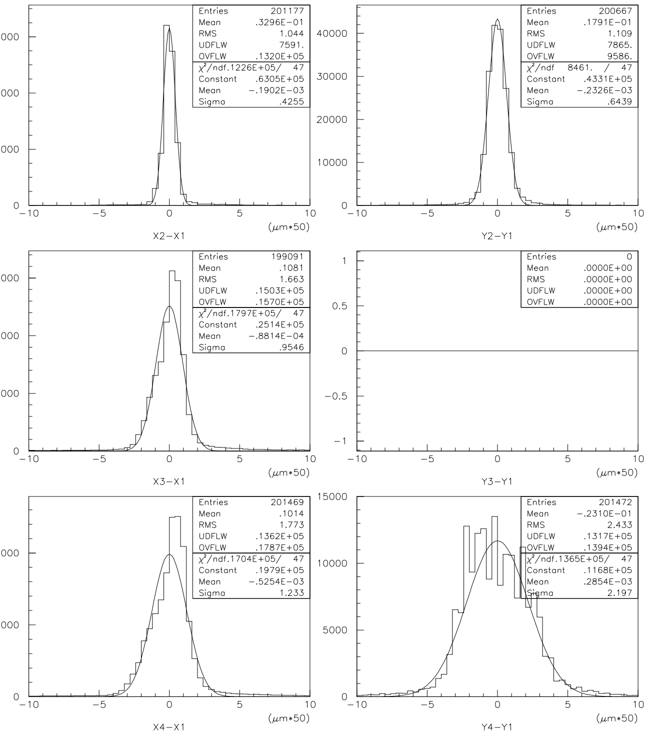


FIGURE 4.6: *Alignement des plans de micro-pistes entre-eux. Le plan 3 en Y ne fonctionne pas.*

Les résultats de l'alignement par rapport au plan de référence sont représentés sur la figure 4.6.

Le désalignement résiduel est complètement négligeable ($< 1\mu$m). L'augmentation de la largeur des distributions lorsque l'on s'éloigne du premier plan (référence) reflète la légère divergence du faisceau.

4.2.4.3 Plan de pixels

Enfin le plan de pixels est aligné par rapport au plan de référence en corrigeant les éventuelles rotations.

4.2.4.3.1 Rotation en X-Y

La rotation dans ce plan est la plus délicate: les deux coordonnées X et Y sont mélangées ce qui se traduit par des déformations aux bords de l'image reconstruite de la matrice.

La procédure de correction est itérative: les coordonnées sont corrigées (contre-rotation) en essayant plusieurs valeurs d'angle. Les événements sélectionnés sont tels que:

- un seul pixel est touché,
- l'extrapolation pointe vers un pixel actif,
- l'extrapolation pointe vers le centre de ce pixel: $|X_{extrap} - X_{centre}| < 10\mu m$

Du fait de la rotation, l'extrapolation ne pointera pas toujours vers le pixel vraiment touché: si les coordonnées du pixel touché sont (I_{hit}, J_{hit}), pour un certain nombre d'événements les coordonnées extrapolées seront $(I_{extrap}, J_{extrap}) = (I_{hit}, J_{hit}) + (\delta I, \delta J)$. I indice les lignes (pas de 15μm) et J les colonnes. Pratiquement, δJ est quasiment toujours nul ($>$ 96 % des cas) et ne varie pas de façon significative avec l'angle, compte-tenu de la taille importante en Y des pixels (280 à 400 μm). L'angle choisi est donc celui qui maximise la fraction d'événements vérifiant $I_{hit} = I_{extrap}$. Cette fraction F_{OK} est représentée en fonction de l'angle sur la figure 4.7. L'extrapolation doit pointer vers un pixel qui fonctionne et se situer à plus de 15 μm de ses bords.

L'angle de rotation dans ce plan ainsi déterminé est donc $\varphi = 7 \pm 2$ mrad.

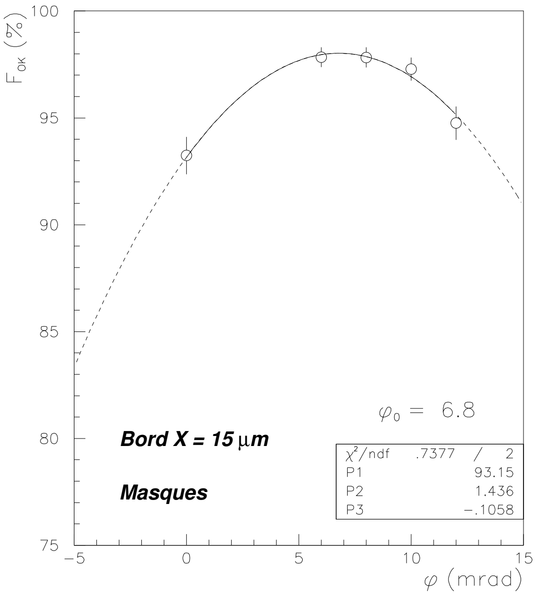


FIGURE 4.7: *Fraction des événements vérifiant $I_{hit} = I_{extrap}$ en fonction de l'angle.*

4.2.4.3.2 Rotations dans les plans X-Z et Y-Z

Une rotation dans l'un de ces plans se traduit par une diminution de la taille effective d'un pixel vue par les micro-pistes:

- Rotation X-Z: $X_{eff} = X \cos\theta$
- Rotation Y-Z: $Y_{eff} = Y \cos\phi$

Il apparaît que l'angle requis pour une diminution de 1% de la taille effective est de 2.5^o. Or ces deux plans correspondent à des plans de référence du télescope et sont donc parfaitement positionnés: le positionnement X-Z est fixe (plan horizontal) et le positionnement Y-Z est ajusté par un moteur pas-à-pas dont la précision est de l'ordre du degré.

Par conséquent il n'y a pas lieu de corriger d'éventuelles rotations dans ces deux plans.

4.2.4.3.3 Résultat de l'alignement

La figure 4.8 montre la différence entre la coordonnée extrapolée par les micro-pistes et celle donnée par les pixels à l'issue de cette procédure d'alignement. Les pixels qui ne fonctionnent pas ont été masqués et seuls les événements à un seul pixel touché sont utilisés. Le décalage résiduel est de 2 μm en X et 7 μm en Y.

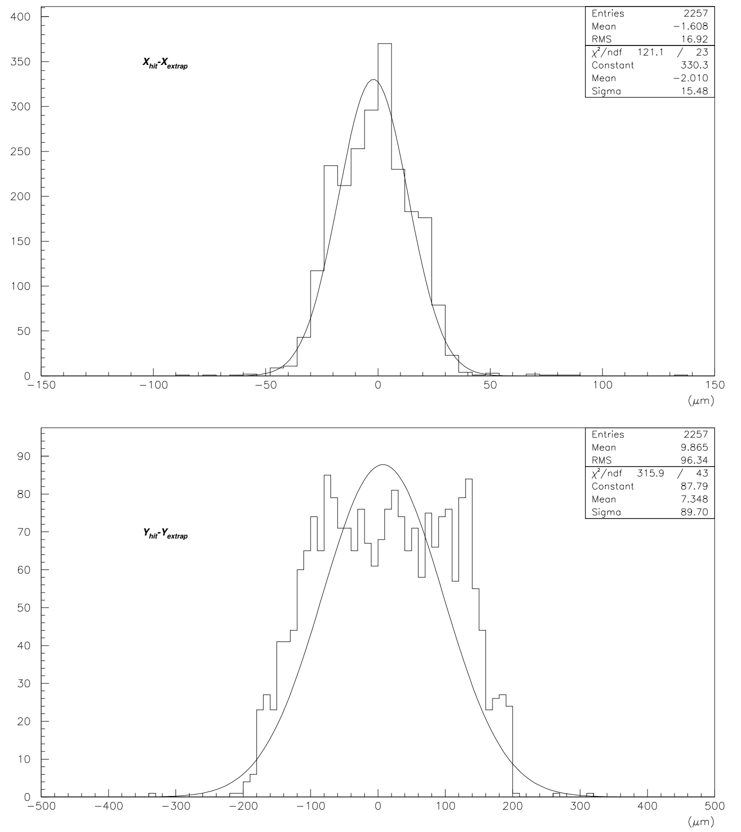


FIGURE 4.8: *Alignement du plan de pixels.*

4.2.5 Asynchronisme du déclenchement

Par construction, la différence entre l'adresse d'un pixel et sa position dans le registre doit être constante: c'est le principe même du système de lecture (§ 3.2.1.2.2), où le décalage dans le registre intervient à chaque croisement de faisceau (BCO).

Au LHC, l'horloge qui effectue les décalages sera parfaitement synchronisée avec le déclenchement: une particule du BCO arrivera au début d'une période d'horloge et pour une charge déposée standard induira un signal en temps. Pour ce test en faisceau, ce n'est pas le cas: le déclenchement peut intervenir à n'importe quelle moment t par rapport au début t_0 d'une période T d'horloge. Lorsque $t \sim 0$, la situation est analogue au cas LHC. Par contre, si $t \sim \frac{T}{2}$, le signal peut apparaître comme étant en retard dans le BCO ou en avance par rapport au BCO+1. Ce mode asynchrone complique l'analyse des résultats.

4.2.5.1 Incidence pour les colonnes simples

Pour les colonnes simples, cette incertitude de 25 ns peut se traduire pour les pixels par un retard ou une avance apparente de 1 BCO: ainsi pour les pixels effectivement en temps, $dT = 0$ ou $dT = -1$ ou $dT = +1$ (alors que seul $dT = 0$ est possible en mode synchrone).

Pour illustrer ceci, des événements où l'extrapolation pointait vers un pixel non-masqué d'une colonne simple et où un seul pixel a répondu sont sélectionnés. La figure 4.9 montre le retard dT pour ce pixel selon les colonnes. L'étalement du retard sur 3 BCO est très net.

Les retards de plus d'un BCO (dT = autre) sont en général le fait de petites charges pour lesquelles la cellule analogique met effectivement plus de 25 ns à répondre. D'autre part, on remarque une certaine dispersion en temps de réponse entre les colonnes.

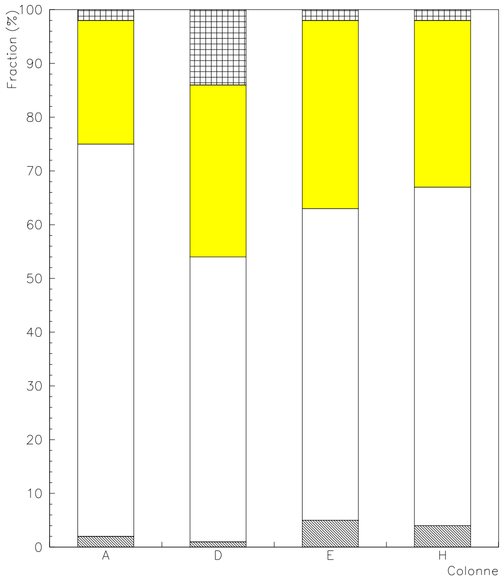


FIGURE 4.9: *Lot A. Temps de réponse selon la colonne. De bas en haut: dT =-1, 0, 1, autres.*

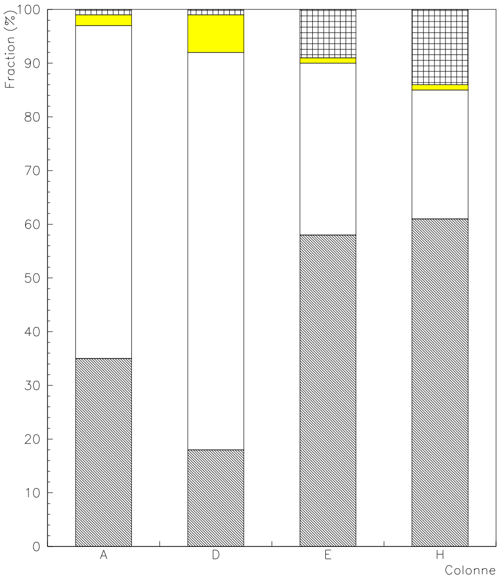


FIGURE 4.10: *Lot B. Temps de réponse selon la colonne. De bas en haut: dT =-1, 0, 1, autres.*

La figure 4.10 est analogue pour le lot d'événements B où les seuils des quatre colonnes sont identiques ($\sim 10000e^-$). On constate que les petites cellules (col. E&H) fonctionnent moins bien car elles présentent une fraction importante ($\sim$ 10%) de pixels très en retard.

D'un point de vue pratique, tous les résultats pour les colonnes simples seront donc intégrés sur $dT = -1, 0, 1$.

4.2.5.2 Incidence pour les colonnes avec EoC

Pour les colonnes EoC, une re-synchronisation est faite au niveau de la carte d'acquisition. Le fonctionnement de ces colonnes n'est donc pas affecté. Toutefois comme précédemment, aux données typiques LHC sont ajoutés des événements décalés en temps. En pratique, un pixel est touché si son adresse est trouvée dans le registre de sortie EoC.

4.2.6 Efficacités

4.2.6.1 Efficacité par pixel

L'efficacité du pixel (i, j) est définie comme la fraction d'événements pour lesquels le pixel (i, j) répond alors que l'extrapolation pointe vers ce pixel:

$$\epsilon_{ij} = \frac{N_{ij}^{hit}}{N_{ij}^{extrap}}$$

où i indice les lignes (pas de 50μm) et j les colonnes.

Toutefois, il est apparu que la carte des efficacités ainsi obtenue présentait localement des fluctuations importantes lorsque l'alignement était légèrement modifié. Les diverses tentatives d'améliorations de l'alignement ont échoué, la statistique étant beaucoup trop faible au regard de la grande hétérogénéité de la matrice (pixels de différentes tailles, nombreux pixels morts, seuils différents). En effet, pour affiner l'alignement il est nécessaire de diviser chaque pixel en plusieurs petites zones à partir desquelles il est possible d'inférer quelles sont les combinaisons de transformations géométriques à corriger. Or un pixel a été touché en moyenne environ 40 fois seulement: il est difficile de le subdiviser en plus de 4 zones.

4.2.6.2 Efficacité dans une boîte

Une solution pour stabiliser les efficacités est d'utiliser une boîte autour de la position extrapolée. La direction la plus délicate étant celle correspondant au petit côté des pixels (50μm), la boîte choisie a pour taille 3 pixels en X (150μm) et 1 pixel en Y (400μm ou 285μm selon le cas). Ainsi une erreur de ± 1 pixel est tolérée selon le petit côté des pixels: lorsque l'extrapolation pointe vers le pixel (i,j), il est dit efficace si l'un des pixels $\{(i-1,j),(i,j),(i+1,j)\}$ répond.

Les efficacités obtenues sont stables et représentatives, bien que légèrement surestimées.

4.2.6.2.1 Colonnes à lecture simple

n^o	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Lot A: seuil des colonnes A&D: 4000 e^- / E&H: 8000 e^-															
A			100		98		100			99		99	100		96
D	100	91					100	100	98				100		
E		100	100	95		95	88	98	93		97	100	97	91	
H		97	94	100	100	94	97	100	97	100	92	97	95	93	
Lot B: seuil des colonnes A,D,E,H: 10000 e^-															
A			94		100		100			100		97	97		
D		100	97				100	100	100				93		
E		82	73	88		86	89	69	97		100	100	96	81	
H		77	62	91	86	71	92	86	76	89	88	90	78	71	

TABLEAU 4.3: *Colonnes simples. Efficacité (en %) dans une boîte 3×1.*

Les cases vides correspondent aux pixels masqués. Les moyennes (sur les pixels actifs) sont de 97% et 88% pour les lots A et B. A bas seuil (lot A, colonnes A&D), l'efficacité moyenne est de 98.5%, alors qu'on s'attendrait à obtenir 100% puisque la valeur la plus probable de la charge déposée par les particules incidentes est de 25000 e^-, soit 7 fois plus que le seuil. On note également qu'à haut seuil (lot B), les petites cellules (col.E&H) fonctionnent moins bien que les grandes.

4.2.6.2.2 Colonnes avec EoC

Pour les colonnes équipées du EoC, les efficacités moyennes sont plus faibles: 91% pour le lot A et 78% pour le lot B.

n^o	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Lot A: seuil des colonnes B&C: 4000 e^- / F&G: 8000 e^-															
B		90						88					100		98
C	54		94	30	98		100	100		100	100				
F	96	98	94	98	98	95	93		94	96		96	100	100	100
G	83	78	78		92	78	83		74	86	45	86	100	100	86
Lot B: seuil des colonnes B,C,F,G: 10000 e^-															
B		75						74					98		83
C	34		64	61	81		98	95		98	56				
F	77	86	72	97	96	91	88		88	81		61	77	68	50
G	55	52	76		93	73	55		82	74	34	96	100	90	44

TABLEAU 4.4: *Colonnes avec EoC. Efficacité (en %) dans une boîte 3×1.*

4.2.7 Réponses multiples, partage de charge et résolutions

Lorsqu'une particule traverse le plan de pixels dans une région localisée autour de la frontière entre deux pixels adjacents, les charges créées sont collectées au niveau des deux pixels et génèrent donc deux réponses. Ceci peut donc améliorer localement la résolution spatiale.

Toutefois, un tel phénomène est assez délicat à mettre en évidence pour le présent test, dans la mesure où de nombreux pixels sont inactifs et la statistique disponible est assez faible. De plus, les efficacités ne sont pas excellentes ni très uniformes, ce qui biaise de façon certaine les résultats de multiplicité. Par conséquent, seuls quelques aspects qualitatifs sont présentés ci-après.

La figure 4.8 représente les résidus entre l'extrapolation calculée d'après les plans de micro-pistes et la coordonnée dans le plan de pixels, lorsqu'un seul pixel a répondu.

L'écart-type de ces distributions est compatible avec ce que l'on attend pour un système de lecture binaire: $\sigma = \frac{w}{\sqrt{12}}$ où w est la longueur du côté du pixel (tableau 4.5).

	Attendue	**Mesurée**
σ_X	$50/\sqrt{12} = 14.4\mu$m	15.5μm
σ_Y	$(400 + 285)/2\sqrt{12} = 98.9\mu$m	96.3μm

TABLEAU 4.5: *Comparaison des résolutions attendues et mesurées en X et Y. En Y, les deux tailles de pixels sont combinées.*

Les améliorations attendues grâce au partage de charge n'ont pu être mises en évidence dans ce test du fait des incertitudes sur la multiplicité, elle-même dûe aux pixels inopérants.

4.2.8 Conclusions

Du fait du problème technologique rencontré à la fabrication de la matrice HADRON, il n'a pas été possible de mener une analyse conduisant à des résultats quantitatifs très précis.

Néanmoins, pour un premier test en faisceau, les résultats sont assez encourageants. En premier lieu, les pixels épargnés semblent fonctionner assez bien: les efficacités ne sont pas tout à fait aussi élevées qu'espéré, mais sont très correctes. Le comportement des amas de pixels semble également correct, même si leur nombre est faible du fait des pixels inutilisables. Enfin, les résolutions mesurées sont compatibles avec ce qui était attendu.

Tirer des conclusions à propos des différentes configurations de cellules et de systèmes de lecture est plus délicat. Il semble que d'une part les petites cellules (DMILLPIX2) fonctionnent moins bien que les grandes, et que d'autre part les colonnes avec le système EoC soient un peu moins efficaces. De nouveaux tests sont nécessaires pour confirmation.

Enfin, en ce qui concerne la mise en oeuvre du test, il convient de noter que ce genre de test requiert de très grandes statistiques car l'alignement est extrêmement délicat à réaliser et des analyses fines doivent s'appuyer sur un comptage élevé au niveau de chaque pixel. Or accumuler une statistique importante sur un prototype dont la surface est de 2 mm^2 n'est pas chose aisée: le comptage lors de cette prise de données était au mieux de 15 coups par pixel et par heure, alors que 100 coups par pixel seraient souhaitables. Des améliorations sont possibles au niveau du déclenchement (surface du scintillateur identique à celle du prototype) et de la vitesse d'acquisition.

4.3 Tests de la matrice Lepton

La matrice LEPTON est une évolution de HADRON (§3.3.4): le nombre de pixels par matrice est plus élevé et le système EoC est généralisé à toutes les colonnes.

Les résultats exposés ci-après ont été obtenus lors du dernier test de LEPTON, en Septembre 1996. Le même type d'études que celles menées pour HADRON étaient prévues: détermination de l'efficacité de la matrice et mesures des résolutions spatiales.

4.3.1 Description

La matrice LEPTON est formée de 12 colonnes de 63 pixels. Toutes les cellules sont du même type: DMILLPIX1 (§ 4.2.1.1). Le détecteur connecté à la matrice est comme pour HADRON du silicium p^+/n de 280μm d'épaisseur. Les diodes ont comme dimensions 50μm et 432μm.

Toutes les colonnes sont équipées d'un système EoC dont la profondeur est de 10. La matrice est représentée sur la figure 4.12.

4.3.2 Prise de données

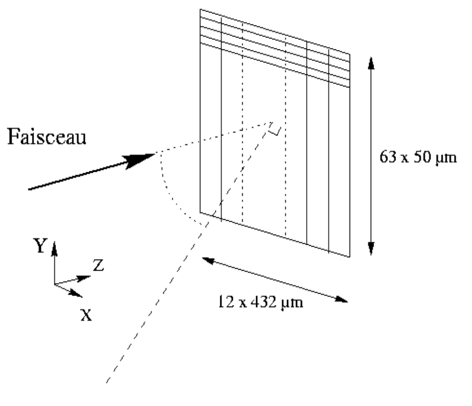


FIGURE 4.11: *Position de la matrice* LEPTON *par rapport au faisceau.*

La nature et l'énergie des particules incidentes étaient variables lors de ces prises de données: alternance pion/électron, avec une impulsion entre 60 et 100 GeV/c.

La matrice a été testée sous deux angles d'incidence, correspondant à deux situations typiques rencontrées dans ATLAS: pour ($\theta = 0^o$), il s'agit du cas où la particule traverse normalement ($\eta = 0$) une couche centrale de pixels, alors que $\theta = 70^o$ est représentatif d'une particule touchant l'extrémité de la première couche de pixels ($\eta \sim 1.8$). La prise de données à 70^o est environ trois fois plus lente du fait de la réduction de la surface apparente. Le nombre d'événements analysés est de 68800 en incidence normale et de 3394 à 70^o.

Dans les deux cas, les réglages de la matrice étaient identiques: cadence de l'horloge de 40 MHz (comme au LHC) et seuil en temps d'environ 7000 e^-.

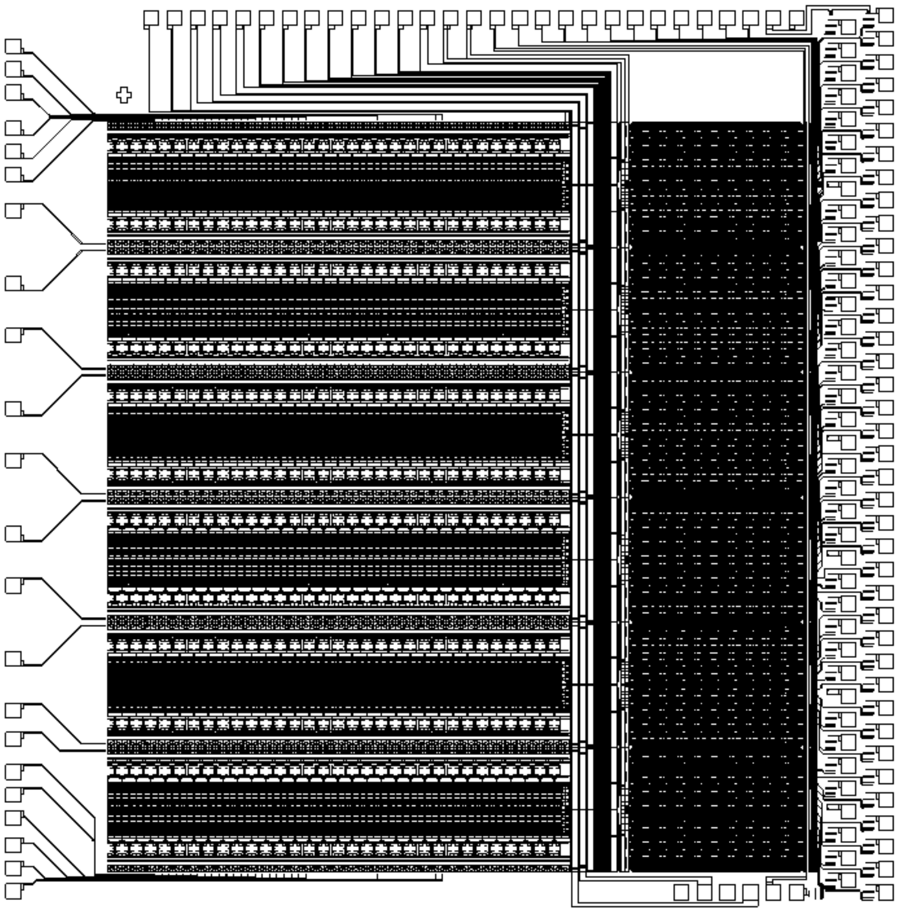


FIGURE 4.12: *Représentation de la matrice* DMILL LEPTON.

4.3.3 Pixels masqués

Un défaut mineur est apparu dans le fonctionnement de la matrice. Le compteur associé à l'adresse qui arrive en fin de colonne doit se remettre à zéro par un signal logique de saturation. C'est ce dernier qui n'était pas généré. La solution a été d'empêcher les compteurs de saturer en envoyant des impulsions sur la ligne du bas après le déclenchement. La fréquence d'injection a été ajustée (200 kHz) pour vider correctement le registre sans pour autant que l'occupation artificielle des colonnes ainsi induite n'affecte la physique (en empêchant un pixel effectivement touché d'écrire son adresse dans la colonne). De ce fait, les pixels servant à l'injection répondaient constamment et ont été supprimés pour l'analyse. Finalement, en incluant toutes les sources de mauvais fonctionnement, les pixels suivants ont été supprimés: les lignes 1 et 63 et les colonnes 1, 11 et 12; soit 207 pixels (25% de la matrice).

4.3.4 Asynchronisme

La situation concernant la synchronisation du déclenchement avec l'horloge de décalage d'un registre était identique à celle décrite pour la matrice HADRON (§ 4.2.5, p. 70).

Toutefois, pour faciliter l'analyse, le temps écoulé entre le passage d'une particule (scintillateur) et le front de montée de l'horloge des registres à décalage était mesuré par un convertisseur TDC. Ainsi il est possible en sélectionnant une fenêtre sur les valeurs TDC de se placer dans des conditions quasi-analogues à celles qui seraient rencontrées au LHC (période de l'horloge synchrone avec l'arrivée de la particule). Ceci est illustré au §4.3.5.1.

4.3.5 Incidence normale

Le nombre de pixels touchés par événement est indiqué dans la table 4.6 lorsque l'incidence des particules est quasi-normale et que l'extrapolation de la trajectoire est dans l'acceptance de la matrice. Deux cas sont distingués: la multiplicité dans toute la matrice (qui inclut des perturbations: bruit, électrons δ) et dans une boîte de 3×3 pixels centrée sur l'extrapolation. Cette dernière est plus représentative des effets locaux influant sur les dimensions des amas de pixels (partage de charge essentiellement).

Multiplicité	0	1	2	3	4	5	6+
dans la matrice	5144	21170	1901	308	130	95	52
près de l'extrapolation	5326	21679	1712	67	12	4	0

TABLEAU 4.6: *Distribution des multiplicités dans la matrice et dans une boîte de* 3×3 *pixels autour de l'extrapolation.*

La majorité des événements ont une multiplicité de 1, ce qui est cohérent en incidence normale. Aucune sélection en temps avec le TDC n'a encore été effectuée.

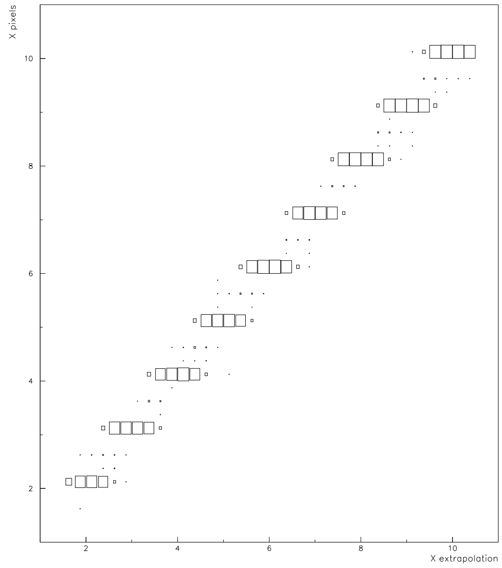


FIGURE 4.13: *Corrélations entre la coordonnée X extrapolée d'après les micropistes et la coordonnée du pixel (ou de l'amas de pixels) répondant (en unités de pixels).*

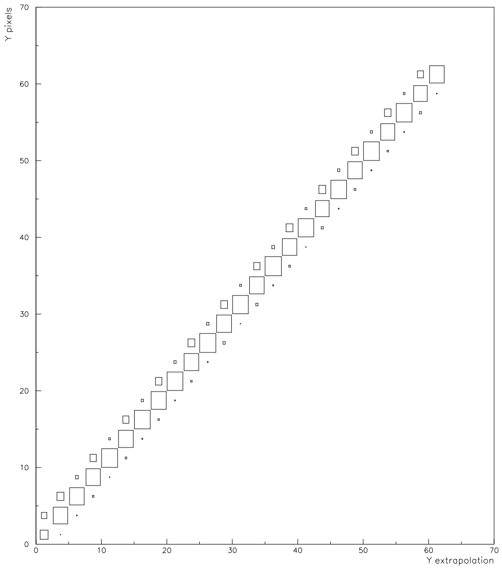


FIGURE 4.14: *Corrélations entre la coordonnée Y extrapolée d'après les micropistes et la coordonnée du pixel (ou de l'amas de pixels) répondant (en unités de pixels).*

Les figures 4.13 et 4.14 montrent la bonne corrélation entre les coordonnées prédites avec les plans de micro-pistes et les coordonnées du pixel qui répond effectivement. Les coordonnées sont rapportées au numéro de pixel (ligne,colonne).

4.3.5.1 Sélection en temps et efficacités

Grâce au décalage en temps mesuré par le TDC entre le passage de la particule et le front de l'horloge cadençant les registres, il est possible de sélectionner les particules représentatives des conditions de fonctionnement au LHC. C'est ce qui est illustré sur la figure 4.15 qui représente l'efficacité de réponse d'un pixel visé par l'extrapolation en fonction du temps mesuré par le TDC. Cette distribution est périodique (on note le raccordement des deux extrémités), la période étant celle de l'horloge de la matrice soit 25 ns. Une unité TDC correspond à 0.05 ns.

Deux zones sont identifiables. La zone où l'efficacité est minimale correspond aux particules qui produisent des signaux hors-temps, c'est-à-dire celles qui surviennent alors que l'horloge est environ à mi-période. Lorsque au contraire le temps d'arrivée de la particule est en phase avec l'horloge ($t = kT$, $k \in \mathbb{N}$), l'efficacité est maximale.

Pour se placer dans cette configuration, les événements sont sélectionnés avec le temps mesuré par le TDC:

$$550 < TDC < 700$$

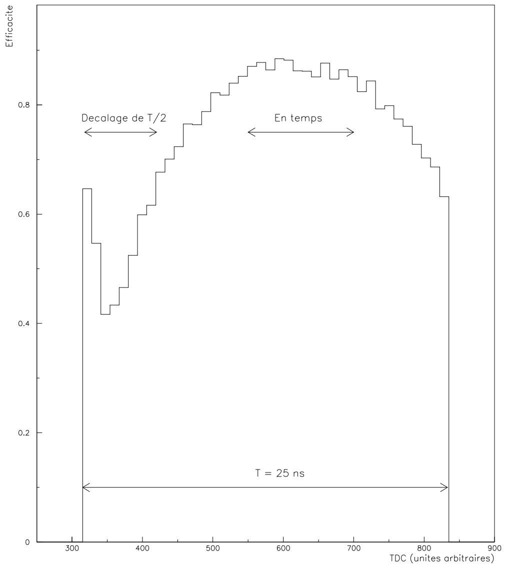


FIGURE 4.15: *Efficacité du pixel visé par l'extrapolation en fonction du décalage en temps mesuré par le* TDC *entre le passage de la particule et le début d'une période d'horloge ($\theta = 0^o$).*

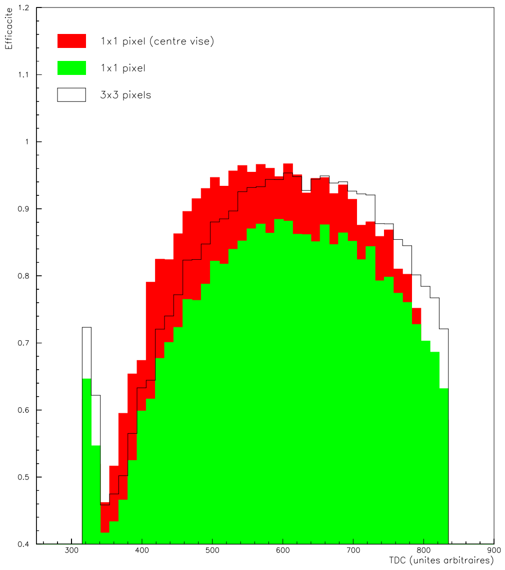


FIGURE 4.16: *Efficacité dans différents cas (voir texte) en fonction du décalage en temps mesuré par le* TDC *entre le passage de la particule et le début d'une période d'horloge ($\theta = 0^o$).*

L'efficacité varie selon le mode d'opération choisie: figure 4.16. Si par exemple elle est normalisée au nombre d'événement où le centre du pixel était visé (1/9 du pixel), l'efficacité est plus haute car les phénomènes de partage de charge, de dispersion des seuils et de désalignement résiduels sont atténués. La courbe correspondant au cas où l'on prend un boîte (3×3) est également légèrement décalée en temps par rapport au cas où un seul pixel est visé (1×1) pour les mêmes raisons: les charges n'étant pas divisées sur plusieurs pixels, la cellule analogique est plus rapide.

Finalement le cas où l'efficacité est calculée dans une boîte de 3×3 pixels autour du pixel visé par l'extrapolation est également représenté sur la figure 4.16. On note que l'amélioration de l'efficacité ainsi obtenue est d'environ 6%.

C'est cette efficacité qui est utilisée pour vérifier que la matrice présente un comportement uniforme de colonne à colonne (fig. 4.17).

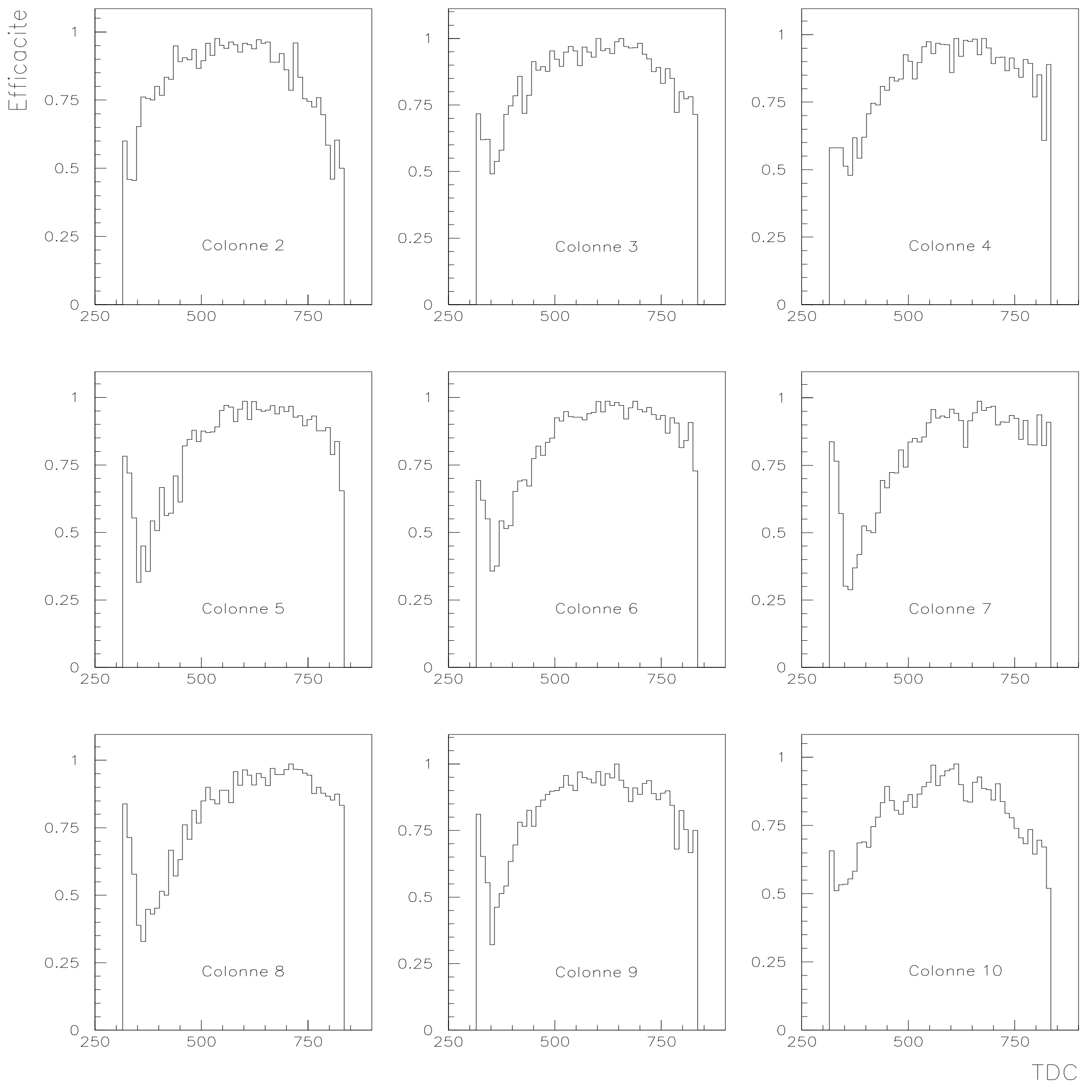
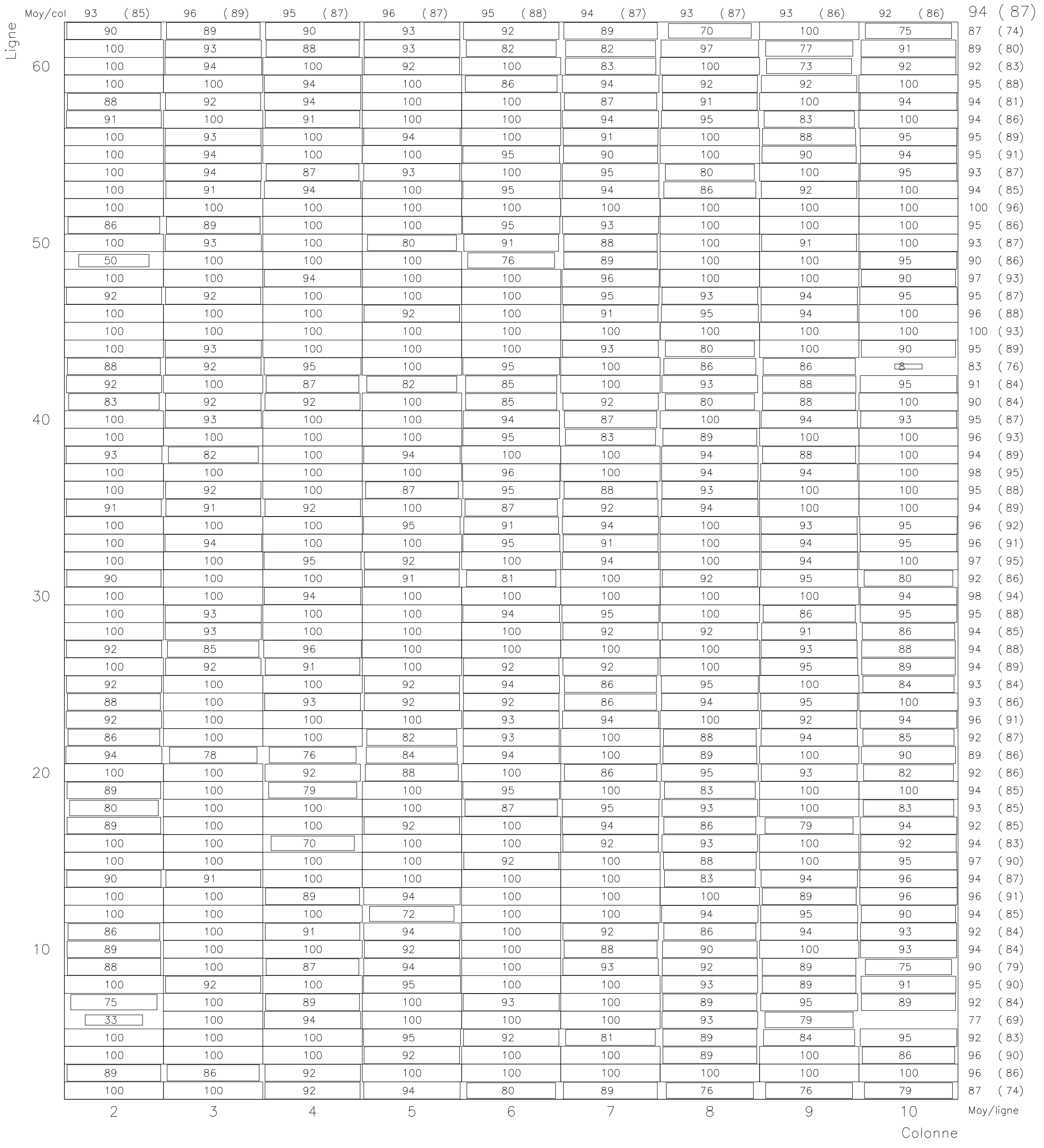


FIGURE 4.17: *Efficacité en fonction du temps* TDC *pour les colonnes de la matrice* ($\theta = 0^o$).

Le comportement de ligne à ligne est analogue. L'uniformité est suffisamment correcte pour utiliser les coupures sur le temps TDC présentées précédemment pour toute la matrice: la dispersion en temps du premier minimum est d'environ 5 ns. La table 4.18 présente les efficacités obtenues pour la matrice en incidence normale.



Ligne	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Moy/ligne
Moy/col	93 (85)	96 (89)	95 (87)	96 (87)	95 (88)	94 (87)	93 (87)	93 (86)	92 (86)	94 (87)
	90	89	90	93	92	89	70	100	75	87 (74)
	100	93	88	93	82	82	97	77	91	89 (80)
60	100	94	100	92	100	83	100	73	92	92 (83)
	100	100	94	100	86	94	92	92	100	95 (88)
	88	92	94	100	100	87	91	100	94	94 (81)
	91	100	91	100	100	94	95	83	100	94 (86)
	100	93	100	94	100	91	100	88	95	95 (89)
	100	94	100	100	95	90	100	90	94	95 (91)
	100	94	87	93	100	95	80	100	95	93 (87)
	100	91	94	100	95	94	86	92	100	94 (85)
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100 (96)
	86	89	100	100	95	93	100	100	100	95 (86)
50	100	93	100	80	91	88	100	91	100	93 (87)
	50	100	100	100	76	89	100	100	95	90 (86)
	100	100	94	100	100	96	100	100	90	97 (93)
	92	92	100	100	100	95	93	94	95	95 (87)
	100	100	100	92	100	91	95	94	100	96 (88)
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100 (93)
	100	93	100	100	100	93	80	100	90	95 (89)
	88	92	95	100	95	100	86	86	8	83 (76)
	92	100	87	82	85	100	93	88	95	91 (84)
	83	92	92	100	85	92	80	88	100	90 (84)
40	100	93	100	100	94	87	100	94	93	95 (87)
	100	100	100	100	95	83	89	100	100	96 (93)
	93	82	100	94	100	100	94	88	100	94 (89)
	100	100	100	100	96	100	94	94	100	98 (95)
	100	92	100	87	95	88	93	100	100	95 (88)
	91	91	92	100	87	92	94	100	100	94 (89)
	100	100	100	95	91	94	100	93	95	96 (92)
	100	94	100	100	95	91	100	94	95	96 (91)
	100	100	95	92	100	94	100	94	100	97 (95)
	90	100	100	91	81	100	92	95	80	92 (86)
30	100	100	94	100	100	100	100	100	94	98 (94)
	100	93	100	100	94	95	100	86	95	95 (88)
	100	93	100	100	100	92	92	91	86	94 (85)
	92	85	96	100	100	100	100	93	88	94 (88)
	100	92	91	100	92	92	100	95	89	94 (89)
	92	100	100	92	94	86	95	100	84	93 (84)
	88	100	93	92	92	86	94	95	100	93 (86)
	92	100	100	100	93	94	100	92	94	96 (91)
	86	100	100	82	93	100	88	94	85	92 (87)
	94	78	76	84	94	100	89	100	90	89 (86)
20	100	100	92	88	100	86	95	93	82	92 (86)
	89	100	79	100	95	100	83	100	100	94 (85)
	80	100	100	100	87	95	93	100	83	93 (85)
	89	100	100	92	100	94	86	79	94	92 (85)
	100	100	70	100	100	92	93	100	92	94 (83)
	100	100	100	100	92	100	88	100	95	97 (90)
	90	91	100	100	100	100	83	94	96	94 (87)
	100	100	89	94	100	100	100	89	96	96 (91)
	100	100	100	72	100	100	94	95	90	94 (85)
	86	100	91	94	100	92	86	94	93	92 (84)
10	89	100	100	92	100	88	90	100	93	94 (84)
	88	100	87	94	100	93	92	89	75	90 (79)
	100	92	100	95	100	100	93	89	91	95 (90)
	75	100	89	100	93	100	89	95	89	92 (84)
	33	100	94	100	100	100	93	79		77 (69)
	100	100	100	95	92	81	89	84	95	92 (83)
	100	100	100	92	100	100	89	100	86	96 (90)
	89	86	92	100	100	100	100	100	100	96 (86)
	100	100	92	94	80	89	76	76	79	87 (74)

FIGURE 4.18: *Efficacité (en %) des pixels de la matrice* LEPTON *dans une boîte de* 3×3 *pixels. Les pixels morts ne sont pas comptés dans les moyennes qui figurent autour de la matrice. Les efficacités entre parenthèses correspondent à une boîte de* 1×1 *pixel* ($\theta = 0^o$).

L'efficacité du pixel (i, j) de la matrice est calculée dans une boîte de 3×3 pixels. Lorsque la taille de la boîte est réduite au pixel visé, l'efficacité moyennée sur la matrice diminue de 94% à 87%.

4.3.5.2 Partage de charges

Pour une incidence normale des particules, les charges créées dans le détecteur ne peuvent guère être partagées par plus de deux pixels. Géométriquement, ce partage est plus fréquent le long des petits côtés des pixels, ce que les résultats confirment: figures 4.19 et 4.20.

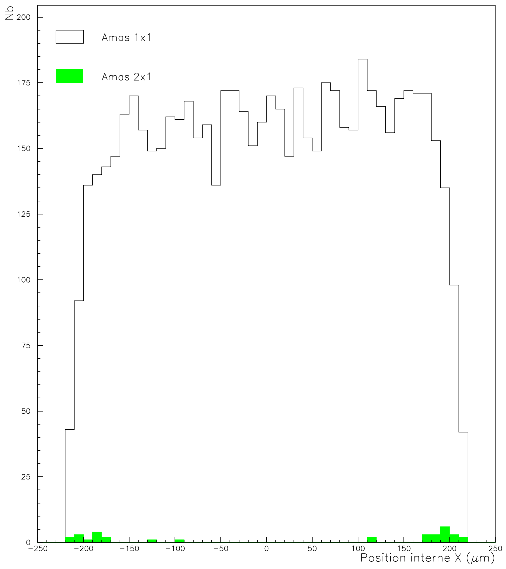


FIGURE 4.19: *Distribution de la position X de l'extrapolation à l'intérieur du pixel lorsque la taille de l'amas est de 1 ou 2 pixels selon X (grand côté) ($\theta = 0^o$).*

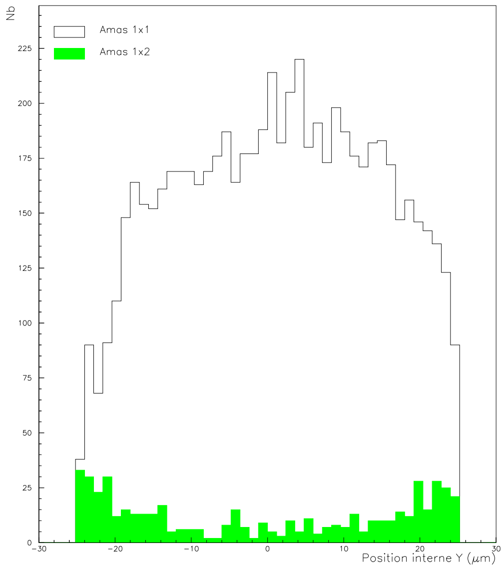


FIGURE 4.20: *Distribution de la position Y de l'extrapolation à l'intérieur du pixel lorsque la taille de l'amas est de 1 ou 2 pixels selon Y (petit côté) ($\theta = 0^o$).*

Sont représentées sur ces figures la distribution spatiale au sein du pixel de la trace extrapolée, selon les deux côtés du pixel. En X, quelle que soit la position de passage de la particule (au centre comme aux bords), seul le pixel visé répond. On note sur les bords toutefois quelques événements où deux pixels ont répondu: le pixel et son voisin en X. Le partage de charges en Y est beaucoup plus manifeste: le nombre de doubles réponses s'accroît sur les bords.

L'importance du partage de charge dépend du seuil des cellules: à bas seuil, une cellule sera plus sensible à une charge même faible produite à proximité de la cellule voisine. En Y, la fraction de double-pixels est d'environ $D = 4\%$ ce qui est faible compte-tenu du seuil théorique de la matrice de 7000 e^-. Il semble que le seuil effectif soit donc plus haut.

4.3.5.3 Résolutions

Les résidus entre la position extrapolée et la position de l'amas de pixels répondant permettent d'estimer la résolution spatiale.

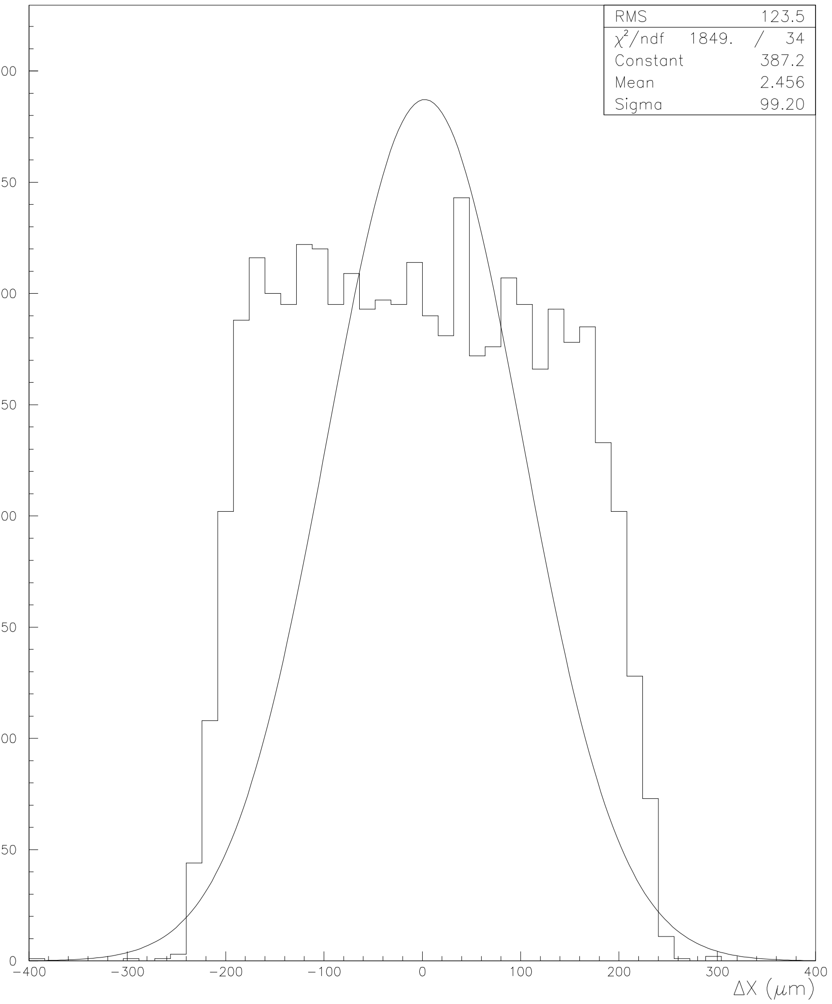


FIGURE 4.21: *Résolution en* X *($\theta = 0^o$).*

La distribution en X (figure 4.21) est carrée et reflète la taille du pixel dans cette direction (432μm). L'écart-type de la distribution est de 124μm, donc en accord avec la résolution attendue de $432\mu\text{m}/\sqrt{12} = 125\mu$m, du fait de la lecture binaire.

Selon l'autre direction (Y, figure 4.22) la résolution (14.7μm) est aussi compatible avec $50\mu\text{m}/\sqrt{12} = 14.4\mu$m. Le partage de charge étant plus important qu'en X, sa contribution est indiquée sur la figure. Pour les double-pixels, le gain en résolution est net puisque la gaussienne centrale a pour largeur 5μm. Toutefois la fraction de doubles est insuffisante pour améliorer sensiblement la résolution moyenne.

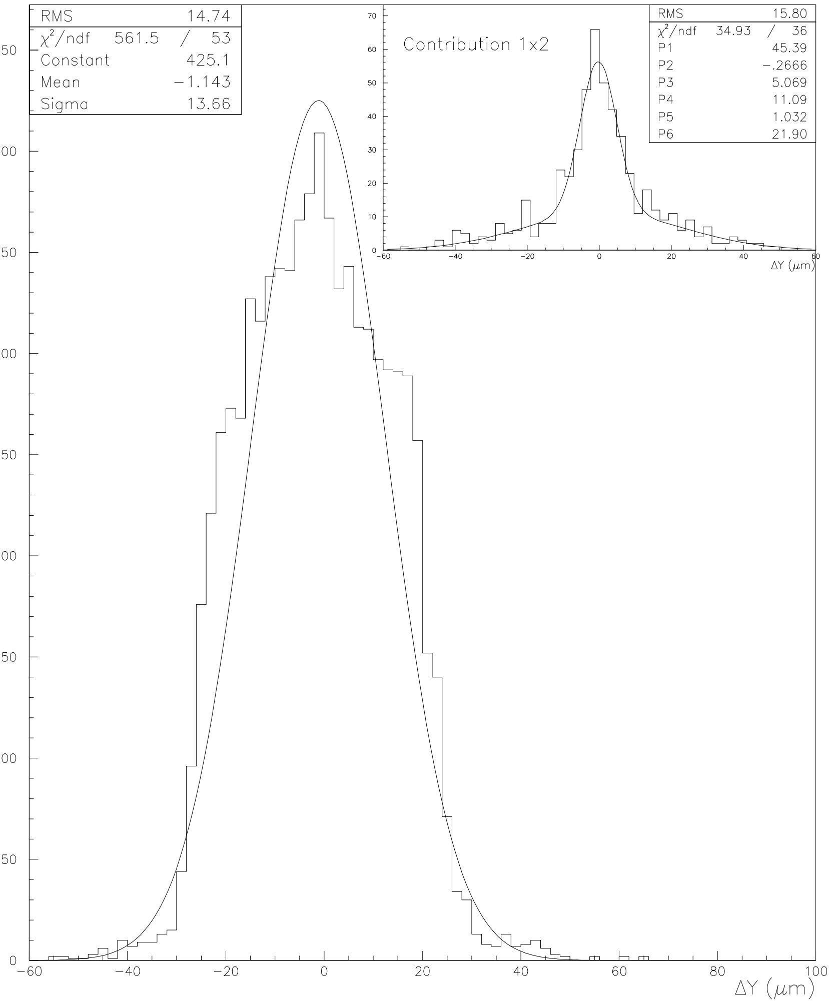


FIGURE 4.22: *Résolution en Y* $(\theta = 0^o)$.

4.3.6 Incidence à 70^o

Les résultats suivants concernent la prise de données effectuée avec un angle de 70^o entre le faisceau et le plan (X, Y) (figure 4.23).

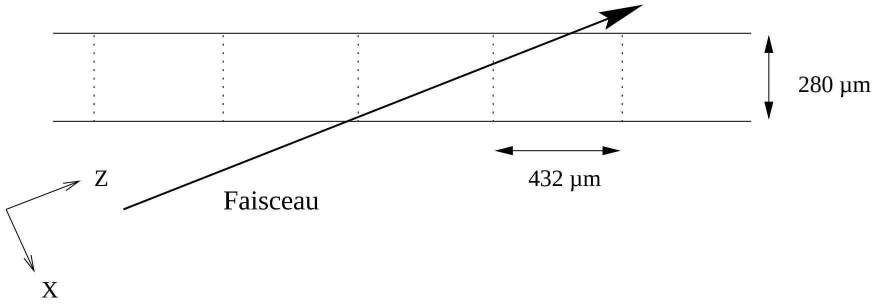


FIGURE 4.23: *Incidence* à $\theta = 70^o$.

L'augmentation de l'angle d'incidence a deux conséquences (figure 4.23): le nombre de pixels que traverse la particule augmente (multiplicité en X plus élevée) ainsi que la longueur parcourue dans chaque pixel (signal plus important).

Par des considérations géométriques, la multiplicité moyenne en X attendue pour $\theta = 70^o$ est de 1.8 pixel et la longueur parcourue dans un pixel est d'environ 460μm ce qui peut induire un signal d'environ 37000 e^-. Les résultats expérimentaux confirment cette hypothèse: la table 4.7 indique les multiplicités avant sélection en temps TDC.

Multiplicité	0	1	2	3	4	5	6	7	8+
dans la matrice	277	826	1468	519	181	64	26	14	19
près de l'extrapolation	309	859	1541	503	156	22	3	1	0

TABLEAU 4.7: *Distribution des multiplicités dans la matrice et dans une boîte de* 3×3 *pixels autour de l'extrapolation.*

4.3.6.1 Sélection en temps et efficacités

L'efficacité en fonction du temps TDC est représentée sur la figure 4.24. Du fait de l'angle important et de ses conséquences, la courbe est différente de celle obtenue en incidence normale: l'allure est plus abrupte, avec un plateau où l'efficacité vaut 100%.

La zone d'efficacité plus restreinte (cas 1×1 pixel) peut s'expliquer en partie du fait que les charges sont produites sur une plus courte distance selon l'épaisseur du détecteur.

Comme pour l'incidence normale, l'efficacité est meilleure lorsque le centre du pixel est visé et lorsque l'on utilise une boîte de 3×3 pixels autour de l'extrapolation.

La sélection pour cette incidence est la suivante:

$$350 < TDC < 650$$

La plage est plus importante que précédemment grâce au plateau en efficacité. La figure 4.25 montre les efficacités pour les pixels de la matrice (boîte 3×3).

Comme cela était escompté, les résultats sont meilleurs qu'en incidence normale, du fait de l'augmentation du signal collecté dans chaque pixel et de l'augmentation de la multiplicité qui influe par le biais de la boîte : la moyenne sur la matrice est 99%, après suppression des pixels morts.

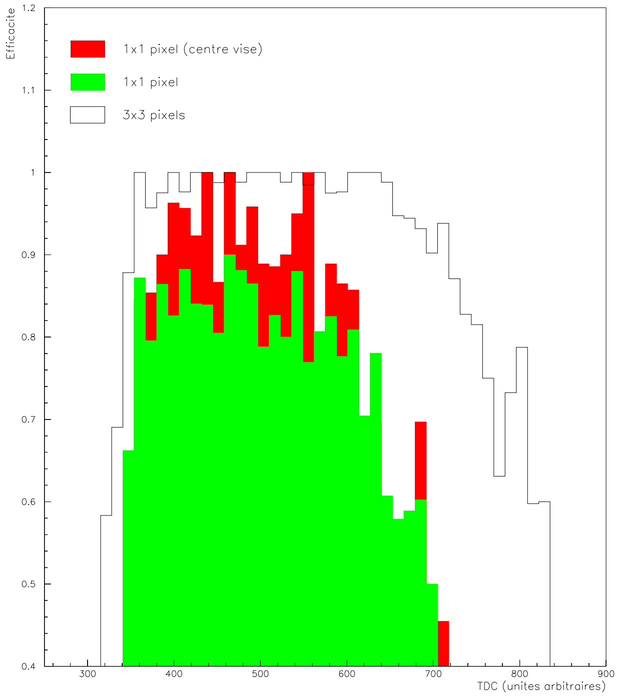
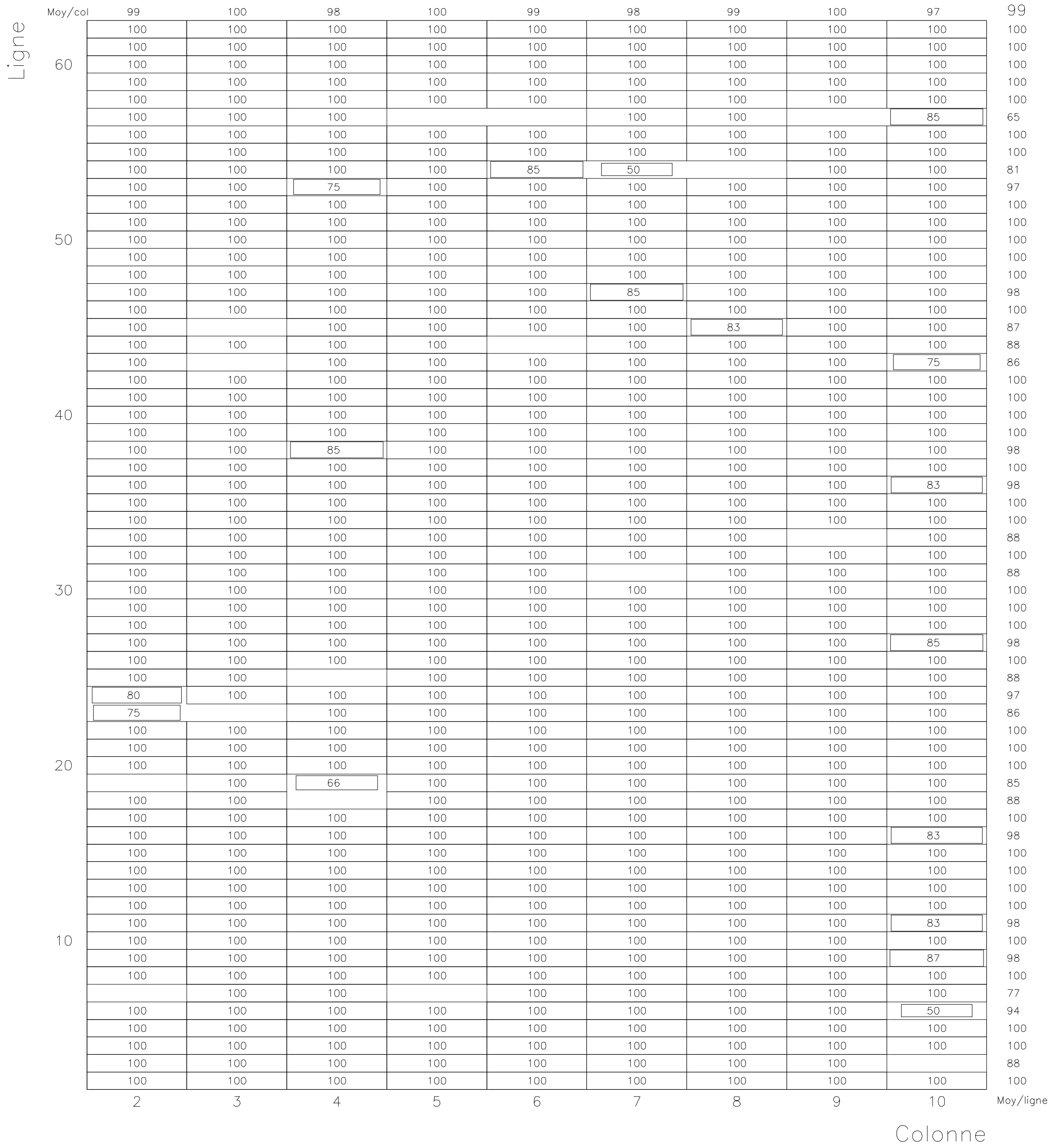


FIGURE 4.24: *Efficacité en fonction du temps* TDC *($\theta = 70^o$). Voir texte.*



Ligne	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Moy/ligne
Moy/col	99	100	98	100	99	98	99	100	97	99
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
60	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100			100	100		85	65
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	85	50		100	100	81
	100	100	75	100	100	100	100	100	100	97
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
50	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	85	100	100	100	98
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100		100	100	100	100	83	100	100	87
	100	100	100	100		100	100	100	100	88
	100		100	100	100	100	100	100	75	86
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
40	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	85	100	100	100	100	100	100	98
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	83	98
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100		100	88
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100		100	100	100	88
30	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	85	98
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100		100	100	100	100	100	100	88
	80	100	100	100	100	100	100	100	100	97
	75		100	100	100	100	100	100	100	86
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
20	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
		100	66	100	100	100	100	100	100	85
	100	100		100	100	100	100	100	100	88
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	83	98
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	83	98
10	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	87	98
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
		100	100		100	100	100	100	100	77
	100	100	100	100	100	100	100	100	50	94
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
	100	100	100	100	100	100	100	100		88
	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100

FIGURE 4.25: *Efficacité (en %) des pixels de la matrice* LEPTON *pour une boîte de* 3×3 *pixels* $(\theta = 70^o)$.

4.3.6.2 Partage de charges

A l'inverse du cas à incidence normale, la multiplicité selon le grand côté des pixels est ici élevée. La multiplicité en fonction de la position de passage de la particule dans le pixel visée (fig. 4.26) reflète bien les trois cas de figures: lorsque un seul pixel répond, la particule est passée au centre de ce pixel, comme lorsque 3 pixels répondent. Si la particule est passée près du bord du pixel, alors lui et son voisin immédiat répondent.

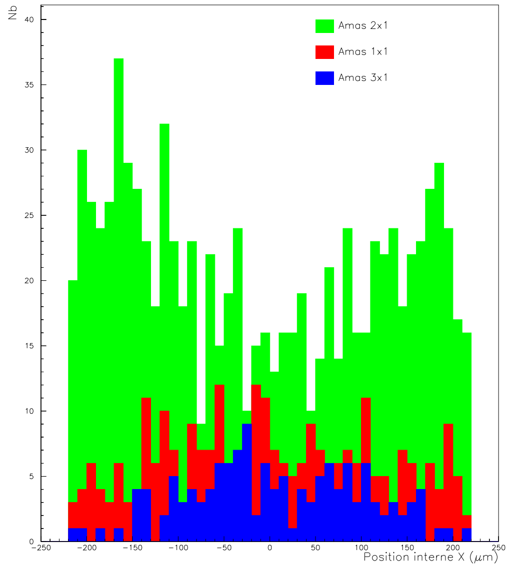


FIGURE 4.26: *Distribution de la position X de l'extrapolation à l'intérieur du pixel lorsque la taille de l'amas est de 1 ou 2 pixels selon X (grand côté) ($\theta = 70^o$).*

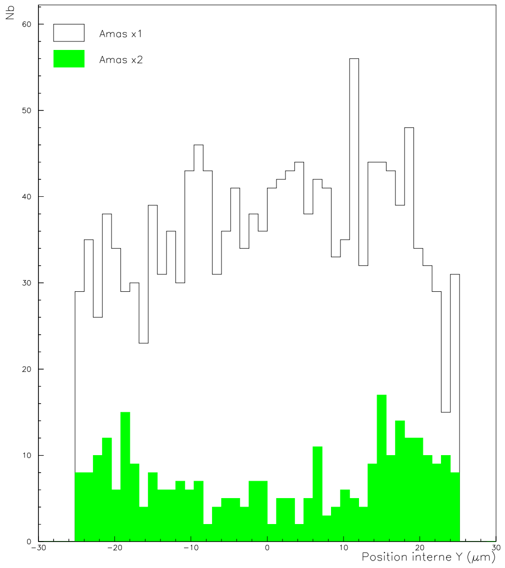


FIGURE 4.27: *Distribution de la position Y de l'extrapolation à l'intérieur du pixel lorsque la taille de l'amas est de 1 ou 2 pixels selon Y (petit côté) ($\theta = 70^o$).*

Le comportement selon le petit côté du pixel est analogue à celui observé en incidence normale, si ce n'est que la fraction de doubles est ici plus élevée (17%): le parcours moyen dans le détecteur étant plus long, plus de charges peuvent être partagées et passer le seuil des deux pixels.

4.3.6.3 Résolutions

Les résolution sont estimées comme précédemment par les résidus entre la position extrapolée et le barycentre de l'amas de pixels qui répondent.

Du fait de la multiplicité en pixels élevée de ces amas, différents cas sont étudiés. La figure 4.28 représente la résolution selon la direction X, en moyenne et pour trois valeurs de multiplicité en X.

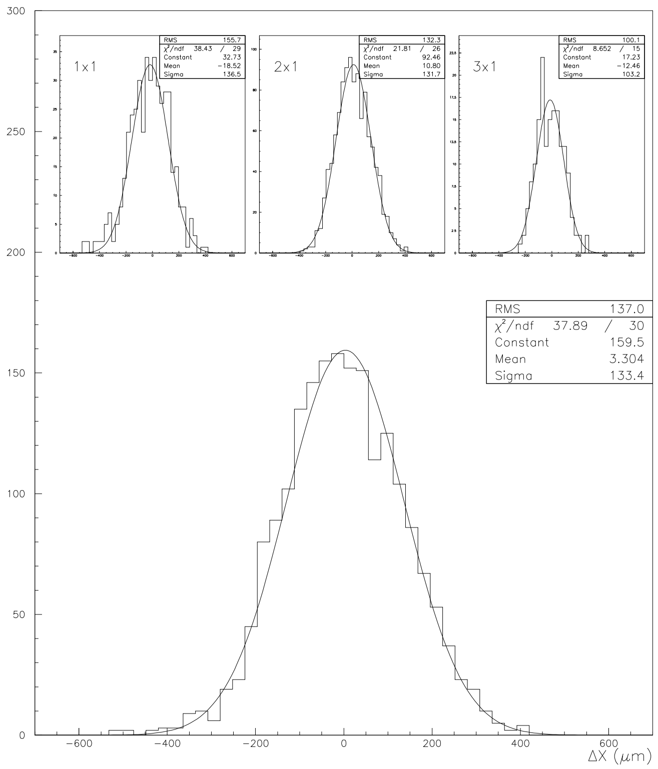


FIGURE 4.28: *Résolution en X ($\theta = 70^o$).*

L'amélioration de la résolution avec le nombre de pixels touchés est notable: la résolution est de 100 μm lorsque trois pixels adjacents sont touchés en X contre 156 μm lorsqu'un seul pixel est touché. La résolution obtenue est moins bonne que celle en incidence normale alors qu'au contraire une amélioration légère était attendue.

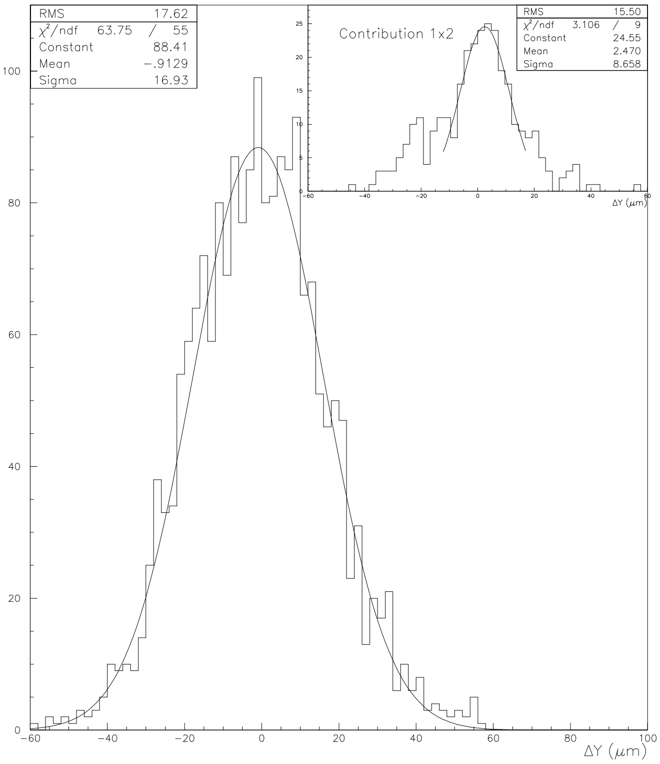


FIGURE 4.29: *Résolution en* Y $(\theta = 70^o)$.

Il est vraisemblable que cela soit dû à la multiplicité qui n'est pas tout à fait correcte: la charge dans le pixel le plus excentré doit être au-dessous du seuil, ce qui dégrade la position reconstruite de l'amas.

La résolution en Y est représentée sur la figure 4.29. Là aussi on note une légère dégradation par rapport au cas où l'incidence était normale. La contribution des amas de 2 pixels selon Y est indiquée sur la même figure. Si la gaussienne centrale a une largeur de 9μm, la distribution présente des anomalies aux bords qui correspondent à un décalage d'un demi-pixel environ, ce qui corrobore l'idée que la multiplicité dans les amas de pixels n'est pas tout à fait correcte.

4.3.7 Conclusion

Les résultats obtenus montrent que la matrice DMILL LEPTON fonctionne correctement et ce à la fréquence nominale au LHC (40 MHz). L'efficacité moyenne varie entre 94% $(\theta = 0^o)$ et 99% $(\theta = 70^o)$. Les résolutions sont compatibles avec ce qui est attendu pour une lecture binaire. Les performances globales sont donc très satisfaisantes, d'autant qu'il s'agit du premier prototype de cette taille réalisé en technologie durcie (DMILL) et dont les caractéristiques s'approchent de celles exigées pour ATLAS.

Toutefois, de nouvelles études sont nécessaires pour comprendre les petites déviations observées par rapport à ce que l'on pourrait appeler un comportement "idéal": pas d'amélioration nette de la résolution par partage de charge, inefficacité un peu élevée en incidence normale, dégradation des résolutions à $\theta = 70^o$. Tout ceci semble être relié à une sensibilité trop faible aux petites charges, mais qui en l'état est difficile à expliquer.

Chapitre 5

La reconstruction des traces

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, la mise en oeuvre de la recherche et reconstruction des traces chargées dans le détecteur interne d'ATLAS est exposée. Les potentialités en matière d'identification des jets *b* dépendent en effet fortement des performances de la reconstruction.

5.1.1 Objectifs dans ATLAS

Les objectifs que la collaboration ATLAS s'est fixée [47, 38, 51] pour la reconstruction des traces sont basés sur quelques canaux de physique majeurs et des considérations relatives à des domaines précis où la reconstruction des traces est un ingrédient essentiel.

Selon la luminosité, les objectifs sont plus ou moins ambitieux. Ainsi, s'il est souhaitable de reconstruire toutes les traces de $p_T \geq 0.5$ GeV/c de l'événement à basse luminosité, à haute luminosité l'approche est plus pragmatique: les traces les plus significatives devront être reconstruites (traces isolées ou au voisinage de traces isolées), ce qui n'exclut pas une reconstruction plus complète si elle s'avère possible.

5.1.2 Approches de reconstruction

Chacune des trois composantes du détecteur interne (TRT, SCT et PIXELS) a donné lieu à une approche de reconstruction mettant à profit ses spécificités pour initier la recherche des traces.

Cette approche plurielle de la reconstruction reflète le souci de complémentarité et de robustesse qui a prévalu lors de la conception du détecteur interne.

Elle est d'autant plus nécessaire dans la phase d'optimisation du détecteur qu'il est difficile de faire la part des choses entre d'une part les performances réelles du détecteur et d'autre part l'algorithme de reconstruction qui a permis de les évaluer.

Après une description brève des algorithmes de reconstruction disponibles dans la collaboration ATLAS, l'un d'entre-eux (PIXLREC) est décrit en détails.

5.1.2.1 XKALMAN

L'approche de reconstruction retenue pour l'algorithme XKALMAN [101, 102] est d'identifier rapidement dans le TRT des trajectoires plausibles et de les extrapoler vers les détecteurs de précision. Le nombre important de points par trace dans le TRT ($\sim$ 36) permet d'utiliser une méthode rapide de reconnaissance des trajectoires par histogramme: ainsi les nombreuses mauvaises combinaisons de points, en particulier à haute luminosité, sont rapidement éliminées. L'extrapolation vers les détecteurs de précision utilise le formalisme du filtre de Kalman. Finalement les traces sont re-extrapolées vers le TRT pour exploiter la meilleure résolution spatiale qu'apporte la mesure du temps de dérive dans les pailles. La capacité d'identification des électrons du TRT est également mise à profit par l'algorithme qui peut ainsi leur appliquer un traitement particulier afin de limiter les effets du bremsstrahlung.

5.1.2.2 IPATREC

La recherche des traces avec IPATREC [103, 104] est initiée dans les détecteurs de précision. Elle est menée dans des régions autour d'objets intéressants (muons, dépôts calorimétriques, etc...), selon une méthode combinatoire au sein de routes reliant les points de mesures les plus internes et les plus externes. Les points sont associés par interpolation locale d'une hélice. Des paramètres additionnels permettent de rendre compte des interactions avec la matière. La trace est ensuite extrapolée vers le TRT, une méthode d'histogramme effectuant la sélection des points de mesure.

5.1.2.3 PIXLREC

Avec PIXLREC, l'accent est mis sur l'exploitation des potentialités des pixels pour la recherche des traces. L'objectif est de valider une approche de reconstruction pouvant être mise à profit dans des régions difficiles (typiquement au coeur d'un jet) où une reconstruction précise est nécessaire, permettant par exemple l'étiquetage des jets. PIXLREC est décrit plus en détail ci-après puisque sa réalisation constitue l'essentiel de ce travail de thèse.

5.2 PIXLREC

PIXLREC est un programme de recherche et reconstruction des traces chargées opérant dans le détecteur interne d'ATLAS. La recherche est effectuée dans les détecteurs de précision et s'appuie essentiellement sur les détecteurs à pixels. Leurs caractéristiques permettent en effet une bonne séparation de trajectoires voisines grâce à la très haute granularité et une reconstruction simple du fait de la nature non-ambiguë des points de mesures (véritables points dans l'espace). La recherche débute par les détecteurs de pixels les plus internes, et se poursuit vers l'extérieur.

Deux aspects méritent une attention particulière lorsque l'on envisage une telle méthode de reconstruction.

Tout d'abord, le nombre de points de mesure fourni par les détecteurs de précision est limité (6 à 7). Aussi les inefficacités de chaque élément de détection, bien que faibles ($\epsilon \geq 97\%$) doivent faire l'objet de beaucoup d'attention afin de ne pas induire de grandes inefficacités de reconstruction. Le problème est encore plus aigu pour les détecteurs à pixels où est initiée la recherche de traces puisqu'ils fournissent au plus trois points de mesure. Le paragraphe 5.2.2.1 explique comment le concept d'hyperplans, introduit pour simplifier la recherche, permet également de s'affranchir de ce risque d'inefficacité.

Le second point crucial réside dans le contrôle des combinaisons. En effet, compte-tenu des grandes multiplicités rencontrées, la recherche combinatoire bien qu'ayant le mérite de la simplicité peut s'avérer très longue et même rédhibitoire. Les différentes méthodes mises en oeuvre pour éliminer rapidement les mauvaises combinaisons sont exposées en 5.3.1.4.

Soulignons enfin une limitation intrinsèque de la méthode: la reconstruction débutant aux plus petits rayons, les traces dont l'origine est à grand rayon ($R \geq 12$ cm) ne peuvent être trouvées. Il s'agit principalement des électrons de conversion et surtout des traces issues de désintégrations secondaires ($K_s^0 \to \pi^+\pi^-$). L'impact de cette perte sur l'étiquetage des b est discuté au chapitre suivant.

La description de l'algorithme fait l'objet du paragraphe 5.3.

Au préalable, le cadre de fonctionnement de l'algorithme est détaillé. En particulier, le concept d'hyperplan est explicité.

5.2.1 Cadre de fonctionnement de l'algorithme

5.2.1.1 Représentation des traces

Le champ magnétique axial de 2 Teslas est assez homogène dans le volume actif du détecteur interne d'ATLAS. Une particule de charge q y décrit une hélice dont le rayon de courbure est proportionnel à son impulsion transverse:

$$R_c = \frac{p_T}{qB}$$

Une telle trajectoire peut être décrite par deux angles, la courbure et la position par rapport au point d'interaction, soit cinq paramètres (représentation du périgée):

1. ϕ_0, l'angle azimuthal ($[0, 2\pi]$),
2. $dz/dR = \cot\theta$ où θ est l'angle polaire,
3. p_T^{-1}, l'inverse de l'impulsion transverse, signé par la charge,
4. a_0, la distance de plus proche approche au point d'interaction dans le plan transverse,
5. z_0, la coordonnée z du point de plus proche approche dans le plan transverse.

5.2.1.2 Interactions avec le détecteur

Bien que l'un des soucis majeurs lors de la conception d'un détecteur de traces soit la minimisation de la quantité de matière que rencontrent les particules, les interactions sont inévitables, et affectent les trajectoires qui ne sont plus parfaitement hélicoïdales.

Deux classes principales d'interactions entrent en jeu: la diffusion coulombienne multiple et, dans une moindre mesure, les pertes d'énergies par rayonnement de freinage.

La diffusion multiple affecte à la fois la direction des traces de basse impulsion et leur courbure. Pour une couche des détecteurs de précision d'ATLAS qui représente presque 2 % d'une longueur de radiation, la déviation angulaire pour une trace de 1 GeV/c d'impulsion est d'environ 2 mrad. Ainsi la déviation latérale de la couche B à la couche 1 de pixels est de l'ordre de 150 microns, soit trois pixels en R-ϕ. Il convient donc de tenir compte de ces déplacements.

Les pertes d'énergies par ionisation sont minimes (quelques MeV) pour les traces qui nous intéressent (particules au minimum d'ionisation). Notons que pour les électrons, la perte d'énergie par rayonnement (bremsstrahlung) est importante et peut représenter à la sortie du détecteur interne jusqu'à 50 % de leur énergie initiale.

La prise en compte de ces phénomènes intervient à deux niveaux. Tout d'abord, au niveau de la recherche des traces proprement dite, des tolérances sont introduites afin de ne pas perdre les traces ayant subi des déviations dûes à la diffusion multiple. D'autre part, ces phénomènes peuvent être inclus au niveau de l'ajustement des paramètres des traces (filtre de Kalman local, page 98).

5.2.1.3 Points de mesure

Les points tels que les utilise Pixlrec recouvrent plusieurs entités.

En premier lieu, il peut s'agir de vrais points de mesure, fournis par les pixels. Dans ce cas, il est possible de regrouper les pixels touchés adjacents en amas selon une ou les deux directions (cf. page 32). L'attribution des erreurs correspondant à de tels amas n'est pas triviale et a fait l'objet d'une simulation séparée. Ces erreurs influent sur l'ajustement des paramètres des traces et donc sur les résolutions obtenues.

Pour les détecteurs à micro-pistes, l'ensemble des paires de pistes qui se croisent dans le module est utilisé. Pour ces paires, un point de mesure est donc également défini. A l'issue de la procédure d'appariement, les pistes touchées qui n'ont pas de partenaire sont utilisées telles quelles, avec de ce fait une position en z connue à la longueur de la piste près.

5.2.2 Géométrie et hyperplans

La géométrie des détecteurs de précision est relativement complexe (chapitre 2) et rend la tâche de reconstruction difficile. La figure 5.1 illustre la grande variété des cas de figures ($\sim$ 20) selon la position de la trace à reconstruire.

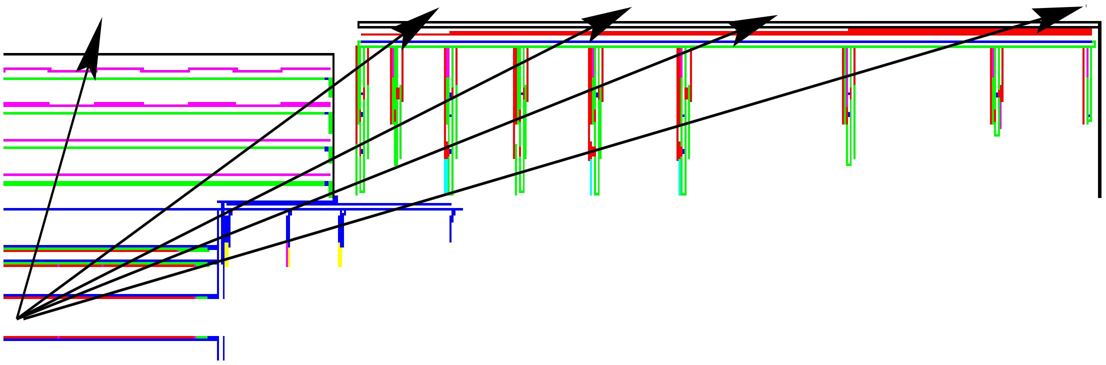


Figure 5.1: *Coupe longitudinale des détecteurs de précision. Quelques uns des différents cas de figures possibles pour une trace sont illustrés. A priori chaque cas nécessite un traitement spécifique pour la reconstruction.*

Qui plus est, la géométrie actuelle du détecteur interne est susceptible d'évolutions qui, même mineures, peuvent mettre en péril un algorithme de reconstruction. Il est donc apparu indispensable de réaliser un algorithme flexible et le plus indépendant possible de la géométrie du détecteur.

C'est dans ce but qu'ont été introduits les hyperplans, qui regroupent des parties de différents sous-détecteurs.

5.2.2.1 Principe de la recherche de traces avec les hyperplans

Les hyperplans sont définis de façon à systématiser la procédure de recherche progressive.

Tout d'abord, il est fait abstraction de la géométrie complexe du détecteur, l'algorithme traitant simplement des points dans des hyperplans. Ainsi, la recherche de trajectoire dans une région donnée du détecteur ne nécessite pas de traitement particulier. De plus une modification dans la géométrie ne compromet pas la pérennité de l'algorithme: seule la définition des hyperplans doit alors être revue.

D'autre part, les hyperplans sont tels que toute trace devant être reconstruite les traverse tous, toujours dans le même ordre et produit au moins un point dans chacun. Ainsi la séquence de recherche est figée, ce qui simplifie l'algorithme (fig. 5.2).

A l'évidence, ce schéma de recherche est très exigeant pour la définition des hyperplans. En fait, la complexité de la géométrie du détecteur qui usuellement se reflète dans l'algorithme de recherche lui-même est ici transférée vers la définition des hyperplans. Ceci est avantageux car la définition des hyperplans est faite une seule fois pour une géométrie donnée, qui plus est de façon automatique.

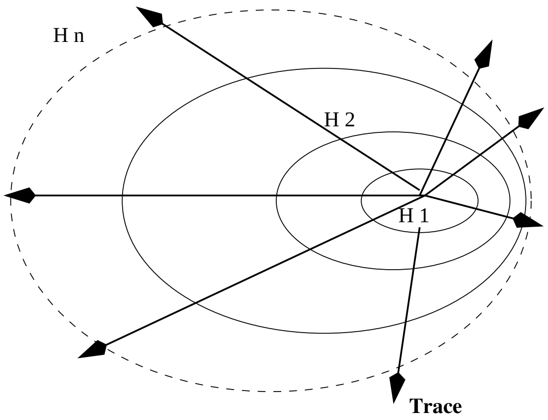


FIGURE 5.2: *Agencement des hyperplans $\mathcal{H}$. La recherche des trajectoires est systématisée.*

En premier lieu, une hermiticité totale des hyperplans est requise sur toute l'acceptance du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$). En combinant plusieurs éléments de détection au sein d'un même hyperplan, cet objectif est atteint (voir section 5.2.2.2). Une séquence toujours identique est obtenue en adoptant un agencement imbriqué des hyperplans.

Quant à la production systématique d'un point dans chaque hyperplan, elle évite d'introduire le concept de trou ou point manquant pour une trace, qui nuit inévitablement à la généralité de l'algorithme. Bien qu'excellente, l'efficacité des détecteurs au silicium n'est pas suffisante pour garantir la production systématique d'un point par plan de détection. Pour ce faire, là aussi plusieurs éléments de détection redondants sont combinés au sein d'un même hyperplan (section 5.2.2.2). L'inefficacité résiduelle, inévitable du fait du nombre limité de couches de détection, provoque la perte d'un nombre minime de traces ($\leq 5\,‰$).

5.2.2.2 Définition des hyperplans

D'un point de vue pratique, un hyperplan est une collection de diverses parties des détecteurs de précision du détecteur interne d'ATLAS. Il est par exemple possible de définir un hyperplan constitué par la deuxième couche centrale de pixels et la roue interne du troisième disque de détecteurs à micro-pistes.

Au cours de la procédure de recherche, il doit alors être possible d'accéder aux informations relatives aux points d'impacts mesurés par les éléments de cet hyperplan. Les programmes de simulation d'ATLAS, DICE95 [105] et ATLSIM [106, 107], ont développé ces méthodes d'accès aux signaux simulés, basées sur une paramétrisation de la géométrie du détecteur telle que décrite dans Geant. Pixlrec exploite pleinement cette description géométrique et les puissants outils qui lui sont associés [108].

D'un point de vue formel, un hyperplan est en effet une collection d'objets génériques décrivant la géométrie d'Atlas.

Chacun de ces objets représente un jeu de détecteurs élémentaires (modules par exemple) satisfaisant certaines règles de symétrie: répétition selon ϕ, positionnement périodique selon z ou réflexion par rapport au plan $z = 0$. Ce sont ces symétries qui permettent une description simple du détecteur, et ainsi un accès aisé et rapide aux informations qu'il contient. Les symétries ne sont pas rigoureusement exactes et de petites déviations sont tolérées: ainsi les détails de la géométrie (angle de tilt, recouvrement projectif,...) ne conduisent pas à un trop grand nombre d'objets qui rendraient la paramétrisation vaine. A plus long terme, cette tolérance permettra également l'introduction des désalignements.

Ce mécanisme est illustré ci-après avec la couche centrale de pixels placée à $R = 11$ cm, décrite au chapitre 2. Rappelons que cette couche est formée de 44 échelles inclinées de 9.5 degrés et comportant chacune 13 modules agencés en z selon un schéma de recouvrement projectif: le long de l'axe z, les modules sont alternativement décalés en rayon de ± 300 μm, et leur positionnement en z n'est pas strictement périodique. La géométrie de cette couche est décrite par quatre objets, comme indiqué en table 5.1. Ainsi le premier objet décrit la répétition en ϕ et Z d'un module de rayon $R = 10.91$ cm: en ϕ, le module positionné en $\phi_0 = 0.165$ rad, avec $\phi_{min} = 0.07$ rad, $\phi_{max} = 0.217$ rad et une inclinaison de 0.165 rad est répété 22 fois avec un pas de répétition $\delta\phi = 0.286$ rad. En z, le module positionné en $Z_{min} = -32.38$ cm, $Z_{max} = -26.20$ cm est répété 6 fois avec un pas $\delta Z = 11.7$ cm. Ici le recouvrement projectif est suffisamment petit pour ne pas nécessiter de paramétrisations supplémentaires.

Objet	R	N_ϕ	ϕ_{min}	ϕ_{max}	$\delta\phi$	ϕ_0	$Tilt$	N_Z	Z_{min}	Z_{max}	δZ
1	10.91	22	0.07	0.217	0.286	0.165	0.165	6	-32.38	-26.20	11.70
2	10.91	22	0.212	0.361	0.286	0.165	0.165	6	-32.38	-26.20	11.70
3	10.97	22	0.070	0.217	0.286	0.165	0.165	7	-38.40	-32.22	11.72
4	10.97	22	0.213	0.360	0.286	0.165	0.165	7	-38.40	-32.22	11.72

Tableau 5.1: *Les quatre objets décrivant la couche de pixels à $R = 11$ cm dans la paramétrisation d'*Atlsim. *Les angles sont en radians et les longueurs en centimètres.*

Soulignons que cette paramétrisation de la géométrie est utilisée uniquement pour faciliter l'accès aux informations enregistrées par les différents sous-détecteurs: les coordonnées mesurées rendent compte bien sûr de la vraie géométrie du détecteur.

5.2.2.3 Choix de la configuration d'hyperplans

L'attribution des plans génériques aux hyperplans est cruciale pour le bon fonctionnement de la reconstruction. Du fait des règles simples qui régissent les hyperplans (§ 5.2.2.1), il est possible d'automatiser cette attribution. La procédure consiste à simuler un lot de N traces isolées dans le détecteur. Aux impacts produits correspondent des plans génériques, et donc chaque trace induit une séquence de plans bien précise, ordonnés par distance au point d'interaction croissante:

$$\mathcal{S}_i = \{\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \ldots, \mathcal{P}_{n_i}\}$$

Selon des critères géométriques simples, la séquence est divisée en six sous-séquences correspondant à chaque hyperplan:

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_i &= \{\{\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2 \ldots\}, \ldots\} \\ &= \{s_1^i, s_2^i, s_3^i, s_4^i, s_5^i, s_6^i\} \end{aligned}$$

Chaque hyperplan $\mathcal{H}_k$ est alors défini par l'ensemble des sous-séquences associées:

$$\mathcal{H}_k = \bigcup_{i=1}^{N} s_k^i$$

Une détermination correcte de la configuration des hyperplans nécessite bien sûr un nombre N de traces relativement élevé. En pratique, deux lots de 20 000 muons chacun distribués uniformément en η avec $p_T = 1$ GeV/c et $p_T = 500$ GeV/c donnent déjà de bons résultats ($\epsilon > 99.5$ % sur un lot de 100 000 muons d'impulsion transverse $p_T > 1$ GeV/c).

Comme la procédure suit la chaîne complète de simulation, les inefficacités sont automatiquement prises en compte pour la définition des hyperplans.

5.2.2.4 Exemple de configuration

Afin d'illustrer la définition des hyperplans, le tableau 5.2 montre la configuration utilisée pour la plupart des études de ce travail. La géométrie est celle décrite en 2, avec les niveaux de bruits et efficacités nominaux. La correspondance entre hyperplan, plans génériques et parties du détecteur est indiquée. Les notations PIXB, PIXE, SCTT et ZSCT désignent respectivement les couches centrales de pixels, les disques de pixels, les couches centrales de micro-pistes et les disques de micro-pistes.

$\mathcal{H}$	Nombre de plans		Description sommaire
1	PIXB:	8	couches B et 1 de pixels
2	PIXB:	8	couches 1 et 2 de pixels
	PIXE:	14	disques 1,2,3 de pixels
	ZSCT:	8	roues internes des disques 3,6
3	PIXB:	4	couche 2 de pixels
	PIXE:	14	disques 1,2,3 de pixels
	SCTT:	6	couches 1,2 de micro-pistes
	ZSCT:	44	certaines roues de micro-pistes
4	PIXE:	14	disques 1,2,3 de pixels
	SCTT:	12	couches 1,2,3 de micro-pistes
	ZSCT:	52	certaines roues de micro-pistes
5	SCTT:	16	couches 1,2,3,4 de micro-pistes
	ZSCT:	78	certaines roues de micro-pistes
6	SCTT:	12	couches 2,3,4 de micro-pistes
	ZSCT:	76	certaines roues de micro-pistes

TABLEAU 5.2: *La configuration de base des hyperplans $\mathcal{H}$. On note la redondance pour atteindre une très haute efficacité dans chaque hyperplan. La description exacte des parties relatives aux disques de détecteurs à micro-pistes (*ZSCT*) est trop longue pour figurer ici.*

5.3 Description de l'algorithme

La recherche des traces avec Pixlrec débute dans le premier hyperplan, c'est-à-dire au plus près du point d'interaction. L'ensemble des points qui y sont trouvés initient la procédure de recherche combinatoire. Schématiquement, trois étapes se succèdent alors (figure 5.3).

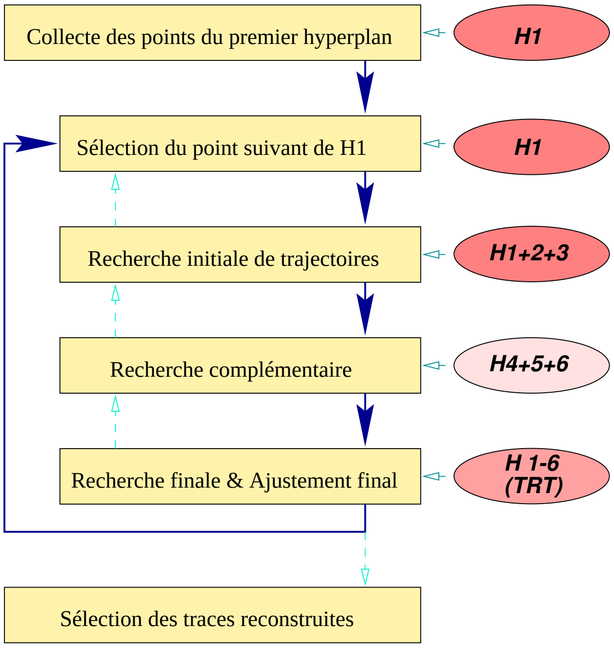


Figure 5.3: *Schéma général de la procédure de recherche et de reconstruction de traces avec* Pixlrec.

La première étape est dévolue à l'extraction des trajectoires intéressantes. La recherche initiale de trajectoire exploite les potentialités des détecteurs à pixels pour isoler des triplets de points susceptibles de représenter une trajectoire vraisemblable.

Lorsqu'un tel triplet est trouvé, la recherche est poursuivie afin de déterminer les sextuplets intéressants (recherche complémentaire).

Ces derniers constituent des ébauches de traces, que la procédure de recherche finale transforme le cas échéant en véritables candidat-traces, en y incorporant des points additionnels.

A l'issue de la procédure combinatoire, les traces reconstruites sont triées et sélectionnées.

5.3.1 Recherche de trajectoires

La multiplicité élevée des traces (en particulier de basse impulsion) induit un grand nombre d'impacts dans le détecteur interne, auxquels s'ajoutent de faux impacts dûs aux bruits intrinsèques générés par chacun des sous-détecteurs.

La recherche de trajectoires a pour objectif de repérer parmi ces nombreux impacts les combinaisons susceptibles de représenter une trajectoire plausible. Il s'agit donc de l'élément-clé de la stratégie de recherche et reconstruction des traces. Le cas échéant, une recherche plus fine (§ 5.3.1.3) est conduite afin de reconstruire la ou les traces correspondant à cette trajectoire.

5.3.1.1 Principe

La recherche de trajectoires est basée sur une approche progressive simple: les détecteurs sont groupés en sous-ensemble (hyperplan, § 5.2.2.1) qu'un mécanisme d'extrapolation permet de parcourir. La recherche débute par les points dans le premier hyperplan (géométriquement le plus interne) et se poursuit de proche en proche vers l'extérieur. Dans un premier temps, seuls les trois premiers hyperplans sont utilisés: c'est la recherche initiale.

5.3.1.2 Recherche initiale des trajectoires

Chaque point du premier hyperplan initie une recherche combinatoire dans les trois hyperplans les plus internes. Du fait de la configuration d'hyperplans choisie (§ 5.2.2.4), cette recherche repose principalement sur les détecteurs à pixels.

La trajectoire est tout d'abord représentée dans les projections R-ϕ et R-Z par une ligne droite reliant le point de $\mathcal{H}_1$ au vertex primaire (figure 5.4).

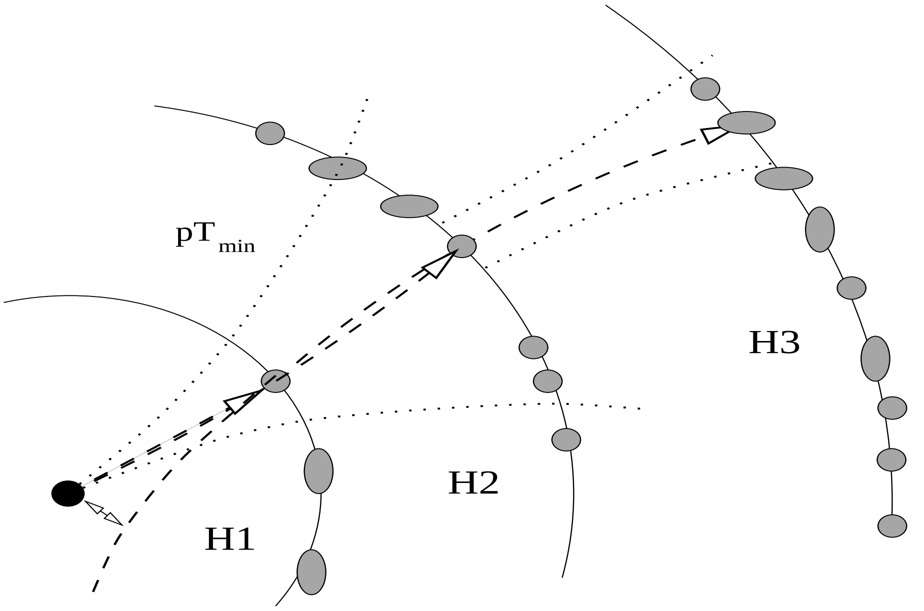


FIGURE 5.4: *La recherche initiale des trajectoires. Vue schématique dans le plan R-ϕ. Dans un souci de simplification, chaque hyperplan est réduit à un seul détecteur cylindrique. Les lignes tiretées représentent les extrapolations vers l'hyperplan suivant, alors que les lignes pointillées figurent les tolérances autour de l'extrapolation (routes).*

Cette hélice dégénérée est alors extrapolée vers le second hyperplan. Parmi les points trouvés, seuls les plus proches de l'extrapolation sont conservées. Toutefois, le critère de proximité est ici assez souple. En effet, la précision des paramètres de l'hélice à ce niveau est médiocre, puisqu'en particulier l'impulsion transverse est supposée infinie (ligne droite en R-ϕ). Par conséquent l'ouverture de la route dans le plan transverse doit être suffisamment grande pour autoriser $p_T \in [p_T^{min}, \infty[$, soit:

$$\delta\phi \simeq \frac{\sqrt{{R_c^{min}}^2 - R_1^2} - \sqrt{{R_c^{min}}^2 - R_2^2}}{R_1 + R_2}$$

où R_c^{min} est le rayon de courbure correspondant à l'impulsion transverse minimale à reconstruire p_T^{min}, et R_i la position radiale moyenne de l'hyperplan $\mathcal{H}_i$. En incluant également une tolérance pour d'éventuelles distorsions dûes à la diffusion multiple dans le tube à vide et dans la matière des systèmes composant le premier hyperplan, ceci conduit à une valeur typique de $\delta\phi \sim 70$ mrad pour $p_T^{min} = 1$ GeV/c. Dans la mesure où la position longitudinale du vertex primaire n'est pas connue ($\sigma_z = 5.6$ cm), aucune contrainte n'est appliquée à ce niveau dans le plan R-Z. Notons qu'une mesure même médiocre de cette position par les chambres à muons, le TRT voire les calorimètres pourrait permettre d'exploiter la bonne résolution en z des pixels dès ce stade en réduisant le nombre de combinaisons à tester.

Avec le point trouvé en $\mathcal{H}_2$, les paramètres de l'hélice sont recalculés. En particulier la connaissance de l'impulsion transverse est améliorée en calculant le rayon de courbure de la trajectoire que définissent l'origine et les deux points $(\mathcal{H}_1 + \mathcal{H}_2)$. La route définie pour l'extrapolation vers l'hyperplan $\mathcal{H}_3$ devient alors plus étroite: la tolérance en ϕ est approximativement donnée par $\delta\phi \sim R_3^{-1}$, où R_3 est le rayon (en cm) du point extrapolé dans le troisième hyperplan. En Z, la définition de la taille de la route est plus complexe car les détecteurs ont des résolutions extrêmement différentes selon leur type (pixels *vs* micro-pistes).

Enfin les paramètres de l'hélice sont ajustés en utilisant le point dans le troisième hyperplan. L'origine des coordonnées n'est plus utilisée, autorisant ainsi des paramètres d'impact non-nuls. L'ajustement des paramètres est obtenu par une méthode rapide de moindre carrés. Si le résultat de cet ajustement est relativement satisfaisant (typiquement $\chi^2/ndl \leq 100$), la recherche de trajectoire est poursuivie (section 5.3.1.3). Dans le cas contraire, la combinaison suivante de trois points est examinée.

5.3.1.3 Amélioration de la détermination de la trajectoire

La phase précédente de recherche initiale de trajectoire permet de dégager les directions les plus prometteuses. Toutefois, la détermination de la trajectoire doit être améliorée en utilisant les hyperplans restants qui, situés à plus grand rayon, contribuent notamment à la détermination précise de la courbure des trajectoires.

Pour ce faire, l'hélice initiale est extrapolée simultanément vers les détecteurs des trois derniers hyperplans. La route autour de la trajectoire extrapolée est relativement semblable à celle définie précédemment (§ 5.3.1.2). Toutes les combinaisons de points sont successivement essayées, et celles vérifiant les conditions décrites en 5.3.1.4 et telles que l'ajustement de la trajectoire obtenue soit correct sont conservées et constituent autant de traces candidates.

A l'issue de cette étape, une trajectoire est donc définie par:

- un ensemble de points (un par hyperplan, soit six actuellement),
- les cinq paramètres de l'hélice ajustée sur ces points,
- la matrice de covariance associée aux paramètres de l'hélice, encore diagonale à ce niveau.

5.3.1.4 Réduction de la combinatoire

La recherche de trajectoires est menée selon une approche purement combinatoire: pour un nombre moyen n_0 de points par hyperplan, il existe n_0^6 combinaisons potentielles. Au LHC où $n_0 \sim 10^2$-10^3, il est absolument indispensable de réduire le nombre de combinaisons.

La méthode la plus efficace est illustrée sur la figure 5.4: une route est définie autour de l'extrapolation et seuls les points situés à l'intérieur sont conservés. L'extrapolation s'affinant au fur et à mesure de la recherche, l'ouverture de la route est réduite progressivement: l'inflation de la combinatoire est ainsi contenue.

D'autre part, le niveau élevé de redondance dans la définition des hyperplans (§ 5.2.2.2), justifié pour garantir une bonne efficacité, peut accroître considérablement le nombre de combinaisons et paralyser la recherche. Ceci est évité en restaurant au niveau des points la relation d'ordre qui a été relâchée au niveau des hyperplans: un point de l'hyperplan $\mathcal{H}_i$ est utilisé seulement si sa distance d_i au point d'interaction est strictement supérieure à celle d_{i-1} du point incorporé au niveau de l'hyperplan précédent $\mathcal{H}_{i-1}$. Une certaine flexibilité est toutefois introduite au niveau du dernier plan, où $d_6 = d_5$ est permis.

A partir du troisième hyperplan et après chacun des suivants, la vraisemblance des combinaisons est systématiquement vérifiée: si l'ajustement des paramètres n'est pas correct ($\chi^2/ndl > 100$), la combinaison est rejetée.

Enfin la ressemblance de la trace courante avec les traces préalablement reconstruites est surveillée: s'il apparaît qu'une trace très similaire a déjà été reconstruite, la recherche est reprise au niveau de l'arborescence des combinaisons où est apparue la convergence en utilisant le point suivant. Le critère de similitude est basé sur le nombre de points partagés n^p par la trace en cours de reconstruction et les traces reconstruites. Les types de détecteur où ont été produits les points sont différenciés. Typiquement, lorsque $n^p_{pixels} \geq 2$ et $n^p_{pistes} \geq 2$, les deux traces sont jugées trop similaires.

Notons enfin que par construction Pixlrec recherche les traces dans tout le détecteur interne. Toutefois, il est possible de limiter la recherche à une région précise en η et ϕ, ce qui est plus rapide (cf. p. 112).

5.3.2 Recherche finale

Le but de la recherche finale est de compléter les ébauches de traces obtenues précédemment afin d'obtenir des candidat-traces exploitants l'ensemble des informations du détecteur interne.

Le nombre d'hyperplans étant inférieur au nombre de points moyen que génère une trace dans les détecteurs de précision, les points résiduels doivent être ajoutés. Une technique de filtrage simple est utilisée à cette fin (pré-filtre). Elle peut être complétée par une procédure plus puissante et complexe (filtre de Kalman).

D'autre part, les mesures effectuées par le TRT n'ont jusqu'à présent pas été utilisées. La qualité de la reconstruction des traces peut être améliorée en les prolongeant dans le détecteur à pailles.

Enfin, il est possible pour la détermination finale des paramètres des traces de substituer à la méthode simple qu'utilise massivement Pixlrec un ajustement beaucoup plus fin qui notamment prend correctement en compte la diffusion multiple des particules avec la matière qui compose le détecteur interne.

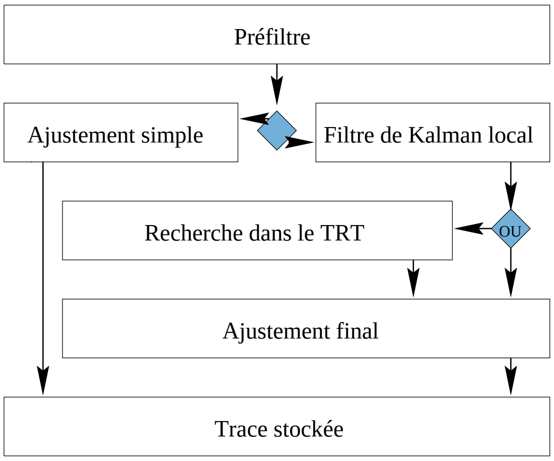


Figure 5.5: *Schéma de fonctionnement de la recherche finale avec* Pixlrec.

Les différents choix possibles pour la recherche finale sont schématisés sur la figure 5.5 et sont décrits ci-après.

5.3.2.1 Pré-filtre

Le pré-filtre ajoute des points aux esquisses de traces, selon un critère géométrique. Les points susceptibles d'être incorporés à une pseudo-trace sont en nombre relativement limité, puisqu'ils appartiennent au corridor défini pendant la procédure de recherche. Ils sont attribuées à de fines couches radiales centrées sur les six points de l'ébauche qui forment des positions de référence.

Le pré-filtre additionne à une pseudo-trace les points restants suffisamment proches en ϕ et en Z des positions de référence. La tolérance est ajustée pour récupérer la plupart des points créés par la trace tout en minimisant la contamination par les autres traces ou le bruit.

Le critère de proximité dépend essentiellement des erreurs affectées aux points mesurés. Dans le cas d'une couche définie autour de pixels, le rayon de la couche et l'angle longitudinal de la trace sont également pris en compte, car une trace de pseudo-rapidité élevée traverse plusieurs pixels des couches centrales: les tolérances doivent être élargies en conséquence.

Le pré-filtre vérifie également qu'aucun point de mesure n'est utilisé plusieurs fois. Lorsque seul le pré-filtre est utilisé, l'ensemble des points est ajusté. Si le résultat n'est pas satisfaisant, les nouveaux points sont rejetés et c'est donc l'ébauche qui est promue trace.

5.3.2.2 Le filtre de Kalman local

Le pré-filtre utilisé seul donne des résultats assez satisfaisants. Toutefois, son critère purement géométrique d'addition de points n'exploite pas au mieux toute l'information déjà disponible sur la trace candidate.

Le formalisme du filtre de Kalman est en fait le candidat idéal pour effectuer cette tâche d'addition de points. Le filtre de Kalman discret, développé dans les années 1960 [109], est utilisé dans les situations où un processus continu est échantillonné à des intervalles discrets de temps. Il s'agit d'une technique récursive permettant de prédire les paramètres d'un modèle grâce à une estimation initiale des paramètres et à la prise en compte d'un certain nombre de mesures successives. Plus précisément, le filtre de Kalman estime l'état instantané d'un système dynamique linéaire perturbé par un bruit gaussien. Cette estimation est réalisée en incorporant progressivement un nombre fini de mesures reliées linéairement à cet état mais entâchées elles-mêmes d'erreurs dûes au bruit.

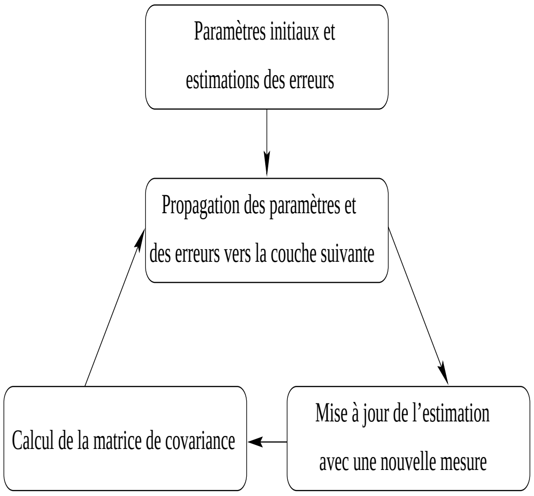


FIGURE 5.6: *Itérations du filtre de Kalman.*

C'est de fait la situation rencontrée lors de la recherche de trajectoires, où l'on souhaite mettre à jour progressivement les informations relatives à la trace candidate (paramètres de l'hélice et surtout matrice de covariance associée) au fur et à mesure que de nouveaux points sont ajoutés, en tenant compte d'éventuels bruits (diffusion multiple essentiellement). Ainsi la précision des extrapolations est accrue, ce qui facilite le choix du point suivant à incorporer.

Le schéma 5.6 illustre la procédure itérative de l'algorithme. Soit T une paramétrisation de l'hélice [1], par exemple $T = (a_0, \phi_0, z_0, 1/p_T, dz/dr_0)$. Les paramètres initiaux T_0 et la diagonale de la matrice

---

[1] en fait deux paramétrisations doivent être utilisées: une à r fixe (couches centrales de détection) et une à z fixe (disques). De plus, le formalisme est toujours valable si l'on mesure plutôt des fonctions des paramètres locaux pouvant être localement linéairement développées.

d'erreur sont fournis par l'ajustement au niveau du pré-filtre. Chaque itération correspond à l'inclusion d'un point de mesure sur une nouvelle couche de détection, la nouvelle paramétrisation de la trajectoire en couche $i+1$ étant obtenue à partir de l'hélice à la couche i:

$$T^i_{i+1} = f(T^i_i)$$

- La propagation des erreurs est basée sur le Jacobien $J_{i+1} = \partial T_{i+1}/\partial T_i$ de la transformation, la matrice de covariance devenant:

  $$C^i_{i+1} = J_{i+1} C^i_i J^T_{i+1}$$

- L'inclusion d'un nouveau point de mesure est obtenue en résolvant un système linéaire. Par exemple si le point mesuré à la couche $i+1$ est $M_{i+1} = (\cdot, \phi_m, z_m, \cdot, \cdot)$ avec comme matrice d'erreur $U_{i+1} = \mathrm{Diag}(0, \sigma^2_\phi, \sigma^2_z, 0, 0)$, la matrice de covariance C^i_{i+1} est ré-évaluée après ajout du point et devient:

  $$C^{i+1}_{i+1} = (\mathbb{1} + C^i_{i+1} U_{i+1})^{-1} C^i_{i+1}$$

  alors que les nouveaux paramètres de l'hélice vérifient:

  $$T^{i+1}_{i+1} = T^i_{i+1} + C^{i+1}_{i+1} U_{i+1} (M_{i+1} - T^i_{i+1})$$

- La prise en compte du bruit au niveau de la couche i est effectuée grâce à une matrice P de covariance additionnelle intervenant dans la propagation:

  $$C^i_i \to C^i_i + P_i \quad \text{donc} \quad C^i_{i+1} = J_{i+1}(C^i_i + P_i) J^T_{i+1}$$

  Dans le cas de la diffusion multiple, la direction de la trajectoire et sa courbure sont modifiées par des éléments de P dont la forme dépend de la paramétrisation choisie mais font intervenir la déflection θ_0 [110]:

  $$\theta_0 = \left(\frac{13.6\ \mathrm{MeV}}{p_T}\right)^2 S(1 + 0.038 \ln S)^2$$

  où S est la longueur parcourue par la trace dans la couche considérée en unités de longueurs de radiation. La description de la matière rencontrée est toutefois un peu simplifiée [102] par rapport à celle introduite dans la simulation.

Ce formalisme est désormais très employé en physique des particules (DELPHI [111, 112, 113], ALEPH,ZEUS). Il est également utilisé pour la recherche des traces dans le détecteur interne d'ATLAS par le programme XKALMAN [101, 102].

PIXLREC utilise directement le module de filtre développé pour XKALMAN. L'approche choisie est toutefois différente: comme la recherche de traces est déjà effectuée, le filtre est appliqué seulement aux points contenus dans la route définie par le pré-filtre. En d'autres termes, le filtre de Kalman est utilisé localement par PIXLREC dans le but de rejeter les plus mauvais points, et non comme outil de recherche de traces à part entière.

5.3.2.3 La recherche dans le TRT

Toutes les procédures de recherche de PIXLREC exploitent les détecteurs de précision. Il est toutefois intéressant d'extrapoler les trajectoires trouvées vers le TRT, même si ses potentialités de recherche de traces ne sont pas exploitées.

La recherche de traces dans le TRT fait appel aux routines développées pour XKALMAN [102]. La méthode est assez proche de celle utilisée lors du pré-filtrage des traces, puisqu'un fin corridor est défini autour de l'extrapolation de la trace dans le TRT. A l'intérieur du corridor, la recherche de la meilleure prolongation est basée sur une méthode de transformation dans le plan conforme, où la trace est représentée par une ligne droite (fig.5.7). Les ambiguïtés gauche-droite pour chaque tube sont levées à ce niveau.

La meilleure prolongation de la trace est celle dont la droite dans le plan conforme traverse le plus grand nombre de tubes. La trace est alors réajustée en poursuivant la procédure du filtre de Kalman de l'intérieur du TRT vers l'extérieur.

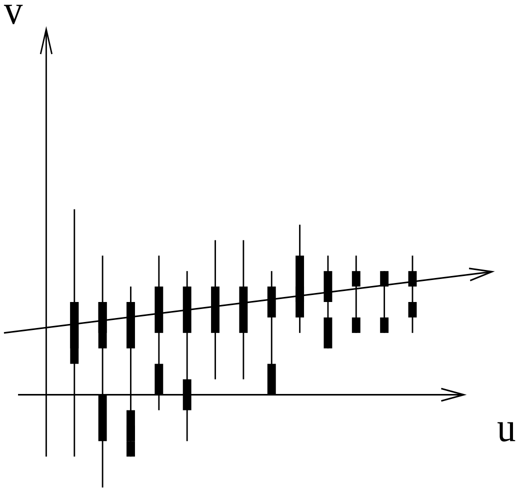


FIGURE 5.7: *Représentation dans le plan conforme d'une trace dans le* TRT. *Les ambiguïtés qu'induit la mesure du temps de dérive sont indiquées (d'après [102]).*

5.3.3 Sélection des traces reconstruites

Lorsque l'ensemble de la procédure combinatoire est terminé, un lot de traces candidates est disponible et fait l'objet d'une sélection plus fine.

En premier lieu, des critères de qualité de reconstruction plus exigeants peuvent être requis pour chaque trace reconstruite. Il s'agit d'une part de la qualité de l'ajustement des paramètres de la trace (χ^2), et d'autre part du nombre de points constituant la trace (nombre total N et nombre provenant de pixels n_p). Les traces telles que $\chi^2 > 20$ ou $N < 7$ ou $n_p < 1$ sont rejetées.

L'étape suivante vise à éliminer les traces ou segments de traces reconstruits plusieurs fois. Différents mécanismes peuvent engendrer la reconstruction de traces très similaires. Tout d'abord l'association des six points de base de la recherche de trajectoire à une trace n'est pas univoque: en effet, une trace induit en moyenne sept points de mesures et donc autant de combinaisons de six points. La redondance dans la définition des hyperplans augmente encore ce nombre de combinaisons. De plus, des points quasi-identiques multiplient le nombre de combinaisons: c'est typiquement le cas avec les paires de mesures des détecteurs à micro-pistes.

Préalablement, l'ensemble des traces reconstruites est ordonné par ordre décroissant de qualité, selon une procédure de tri multi-critères. La "meilleure" trace est celle dont le nombre de points provenant des pixels est le plus élevé, puis dont le nombre de points total est le plus élevé, et enfin dont l'ajustement des paramètres est le meilleur. Au sein de chaque groupe que génère cette double partition selon le nombre de pixels et le nombre de points total, la similitude des traces est testée. L'estimateur de la similitude de deux traces est basé sur le nombre de points qu'elles partagent et sur la comparaison de leurs paramètres issus de l'ajustement. Le nombre de points partagés N_{pp} est pondéré selon le type de détecteur: le poids est plus élevé pour les pixels car leur surface est plus faible. La comparaison des paramètres fait appel à une méthode de χ^2: soit y_{i_j} les paramètres de la trace i ($j = 1, \ldots 5$), et σ_{i_j} les erreurs associées. On définit:

$$\chi^2_S = \frac{1}{5} \sum_{j=1}^{5} \frac{(y_{1_j} - y_{2_j})^2}{\sigma^2_{1_j} + \sigma^2_{2_j}}$$

Deux traces sont supposées identiques sur tout ou partie de la longueur si $\chi^2_S < 300$ et $N_{pp} \geq 4$ ou si $N_{pp} \geq 6$. Dans ce cas, la dernière des traces (la plus mauvaise) est supprimée.

L'estimateur de similitude est ensuite également appliqué d'un groupe à l'autre de traces. L'ensemble des traces conservées est alors sauvegardé.

5.4 Performances

L'évaluation des performances d'un algorithme de reconstruction est basée schématiquement sur deux aspects: sa capacité à reconstruire les traces et la qualité de reconstruction obtenue. Notons que distinguer les performances de la reconstruction des performances du détecteur proprement dit est très difficile, et justifie en soi la nécessité de disposer de plusieurs algorithmes de reconstruction.

La première série de résultats concerne la reconstruction de traces isolées dans le détecteur interne. Dans ce cas, les problèmes de recherche de trajectoire proprement dits sont limités: il s'agit donc essentiellement de vérifier que l'algorithme ne présente pas d'inefficacité systématique majeure, et d'estimer la résolution que l'on peut attendre sur les paramètres des traces reconstruites.

La seconde série est plus pertinente en termes de recherche de trajectoire, puisqu'il s'agit du cas le plus difficile de recherche et de reconstruction des traces au sein d'un jet.

Rappelons que toutes ces études sont réalisées dans un scénario à basse luminosité, ce qui signifie que la couche de pixels à 4 cm est présente et que les phénomènes d'empilement d'événements sont négligeables.

5.4.1 Performances sur des traces isolées

Les études sur des traces isolées sont réalisées en simulant le passage de muons dans le détecteur. Le choix des muons est justifié par leurs interactions limitées avec la matière du détecteur (pertes par ionisation et diffusion multiple): ainsi leur trajectoire est altérée mais qu'exceptionnellement interrompue.

Au contraire, les hadrons peuvent être absorbés dans la matière du détecteur ou plus fréquemment donner lieu à de mini-gerbes qui rendent difficile la reconstruction.

Quant aux électrons, leur propension à émettre des photons par rayonnement de freinage peut modifier significativement leur rayon de courbure: l'algorithme d'ajustement peut corriger partiellement cet effet en utilisant le point d'impact dans le calorimètre électromagnétique (contrainte $E/p \simeq 1$) comme cela est fait dans XKALMAN. PIXLREC n'exploite pas encore cette possibilité.

5.4.1.1 Procédure

Cinq lots de 20 000 muons chacun d'impulsion transverse $p_T = 1, 5, 20, 100, 500$ GeV/c ont été utilisés. La couverture en pseudo-rapidité est $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$. La position du vertex d'origine des muons est aléatoire suivant une loi gaussienne dont les largeurs sont $\{\sigma_{X,Y}, \sigma_Z\} = \{15\,\mu\text{m}, 5.6\,\text{cm}\}$.

La simulation dans GEANT [114] est complète: tous les processus physiques sont activés. La carte détaillée du champ magnétique généré par le solénoïde d'ATLAS est employée, décrivant ainsi les zones de champ non-uniforme.

Au niveau de la reconstruction, les niveaux de bruits et d'inefficacités nominaux sont également reproduits. Les pixels touchés voisins sont regroupés en amas selon les deux directions (r-ϕ et Z pour le baril) et les erreurs attribuées sont calculées en conséquence. Enfin la contrainte de faisceau n'est jamais utilisée.

5.4.1.2 Efficacité

Dans le cas de traces isolées, la définition de l'efficacité de reconstruction est simple, puisque une trace est soit reconstruite soit perdue.

Le fait que les traces soient isolées et soient des muons limitent les sources d'inefficacités potentielles quasiment aux seuls effets de la reconstruction: en pratique une trace peut être perdue si la configuration des hyperplans n'est pas adéquate (inefficacité locale), si les routes de recherche ne sont pas assez larges ou si certaines coupures de sélection sont trop strictes. Il s'agit donc d'un test important avant la reconstruction d' événements plus complexes (jets par exemple).

Sur l'ensemble des lots, l'efficacité de reconstruction est de 99.5 %. La figure 5.8 indique la dépendance en pseudo-rapidité de l'efficacité de reconstruction selon l'impulsion transverse du muon. La reconstruction est réalisée avec PIXLREC et le filtre de Kalman local.

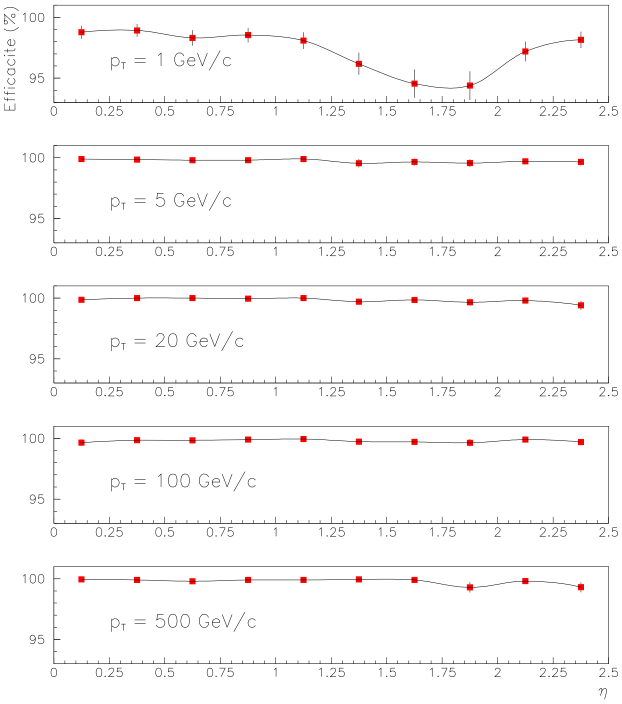


FIGURE 5.8: *Efficacité de reconstruction d'un muon en fonction de sa pseudo-rapidité pour différentes impulsions transverses.*

L'efficacité de reconstruction n' est pas excellente pour les traces de très basse impulsion autour de la région $\eta \sim 1.75$ qui correspond à la région du détecteur interne où la matière est la plus importante (§ 2.2.6).

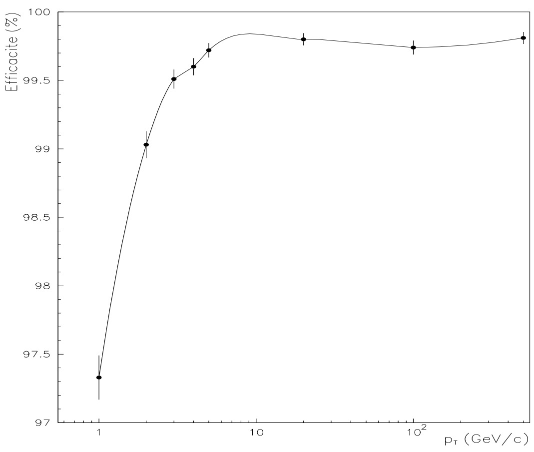


FIGURE 5.9: *Efficacité de reconstruction d'un muon en fonction de son impulsion transverse.*

Au-dessus de $p_T = 2$ GeV/c (fig. 5.9), les performances sont très bonnes avec une efficacité de reconstruction supérieure à 99%. Ces valeurs sont obtenues avec une recherche finale avec filtre de Kalman local. Les résultats sont similaires lorsque le TRT est inclus.

Par contre, sans filtre de Kalman, l'efficacité est plus faible: 93% pour $p_T =$ 1 GeV/c, puis au-delà une inefficacité systématique d'environ 2 $^o\!/_{oo}$ par rapport au cas avec filtre de Kalman. A basse impulsion, un traitement correct des erreurs dûes à la diffusion multiple grâce au filtre de Kalman est donc important.

5.4.1.3 Qualité

Juger de la qualité de la reconstruction n'est pas chose aisée car du fait des diverses interactions, la trace réelle et donc la trace reconstruite diffèrent légèrement de la trace originelle. Par conséquent le degré de divergence au-delà duquel une trace est sans doute mal reconstruite est difficile à définir.

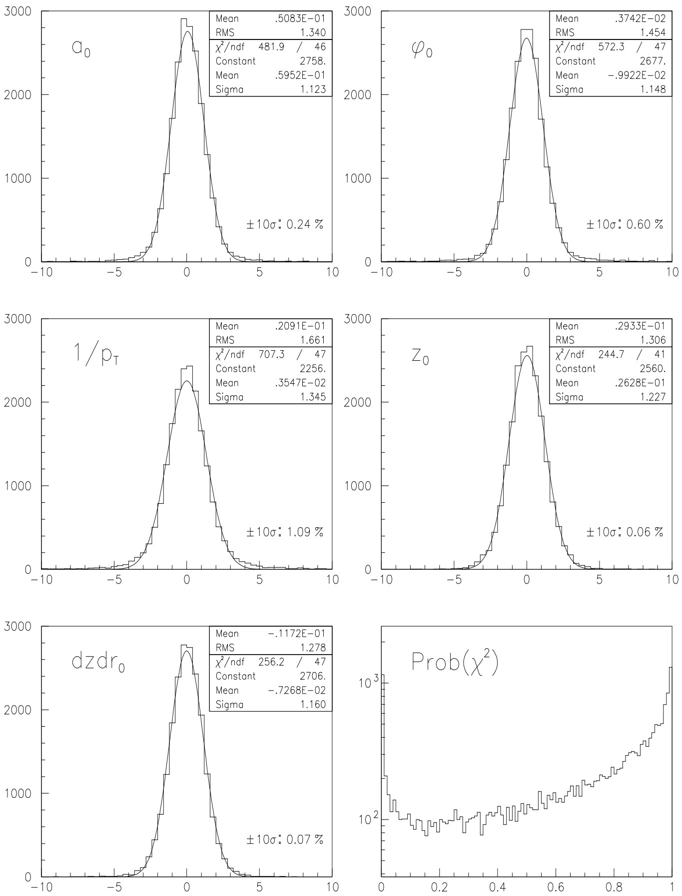


FIGURE 5.10: *Distribution des résolutions normalisées $\mathcal{S}_\alpha$ avec $\alpha = \{a_0, \phi_0, 1/p_T, z_0, dzdr_0\}$ pour des muons de $p_T = 5$ GeV/c reconstruits avec* PIXLREC *et le filtre de Kalman local. Les pourcentages correspondent à la fraction d'événements hors de la fenêtre $\pm 10\sigma$. La dernière figure représente la probabilité de vraisemblance de la trace reconstruite par rapport à la trace d'origine (cf.texte).*

Une variable permettant la comparaison entre traces reconstruites et originales pour le paramètre α est sa résolution normalisée:

$$\mathcal{S}_\alpha = \frac{\alpha_{origine} - \alpha_{reconstruit}}{\sigma_\alpha}$$

où σ_α est l'erreur sur α pour la mesure. La variable $\mathcal{S}_\alpha$ mesure donc la déviation par rapport à un comportement gaussien de la résolution: dans le cas idéal, la distribution $\mathcal{S}_\alpha$ est une gaussienne de variance unité.

Outre les réserves précédentes, notons que cette variable $\mathcal{S}$ dépend de façon sensible de la méthode d'ajustement qui calcule σ_α. Cette variable $\mathcal{S}_\alpha$ est représentée pour les 5 paramètres des traces de muons de $p_T = 5$ GeV/c en figure 5.10. Les distributions $\mathcal{S}$ présentent une largeur légèrement supérieure à 1, mais qui provient d'avantage de l'attribution non-optimale des erreurs aux points de mesures que d'un problème de résolution. En particulier, il faut souligner que le filtre de Kalman actuel ignore les détails fins de la géométrie.

Les vraisemblances individuelles des paramètres peuvent être combinées en un seul paramètre par une méthode de χ^2.

La dernière figure ci-contre représente la probabilité de vraisemblance de la trace reconstruite par rapport à la trace d'origine:

$$Prob(\chi^2) = \frac{1}{4\sqrt{2}\,\Gamma(5/2)} \int_{\chi^2}^{\infty} e^{-\frac{t}{2}} t^{\frac{3}{2}} dt \quad \text{avec} \quad \chi^2 = \sum_{i=1}^{5} \frac{\left(\alpha_i^{origine} - \alpha_i^{reconstruit}\right)^2}{\sigma_{\alpha_i}^2}$$

La distribution du χ^2 n'est pas complètement correcte, la procédure d'ajustement étant perfectible. La fraction d'événements vérifiant $Prob(\chi^2) > 0.01$ est de 94%. Par conséquent, la qualité des traces reconstruites est satisfaisante, bien que l'estimateur ne soit pas parfait.

5.4.1.4 Résolution en impulsion

La résolution en impulsion transverse pour une trace de basse impulsion est dominée par un terme lié à la diffusion multiple ce qui induit une dépendance en pseudo-rapidité. A grande impulsion, c'est effectivement la résolution sur la courbure de la trace qui est prépondérante: $\Delta p_T/p_T$ croît avec p_T, mais la dépendance en pseudo-rapidité s'atténue si le nombre de points de mesure est fixe (c'est pratiquement le cas dans Atlas).

Notons que la mesure effective réalisée dans le champ solénoïdal est la mesure de l'inverse de la courbure, donc de l'inverse de l'impulsion transverse. C'est donc cette mesure qui est susceptible d'avoir un comportement gaussien: toutes les résolutions indiquées ci-après sont donc en fait les résolutions en $1/p_T$.

5.4.1.4.1 Résolution en fonction de l'impulsion transverse

La figure 5.11 résume les caractéristiques de la résolution en impulsion transverse: dépendance en p_T, uniformité en pseudo-rapidité sauf à bas p_T où la diffusion multiple domine, et enfin gain sensible apporté par les mesures nombreuses et à grand rayon qu'apporte le TRT.

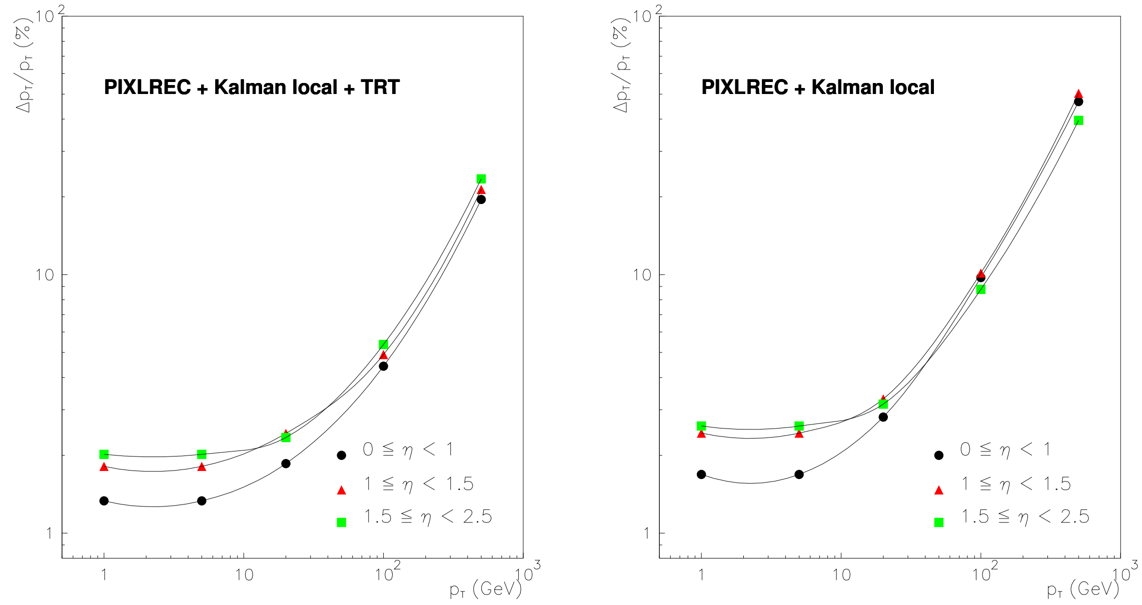


FIGURE 5.11: *Résolution en impulsion transverse p_T en fonction de p_T et pour différentes régions en pseudo-rapidité. La courbe de gauche correspond au détecteur interne complet et celle de droite montre la dégradation lorsque le* TRT *n'est pas utilisé.*

5.4.1.4.2 Résolution en fonction de la pseudo-rapidité

La figure 5.12 représente la résolution en impulsion transverse en fonction de la pseudo-rapidité.

A basse impulsion, l'évolution avec η est caractéristique, bien qu'à très grand η la résolution spatiale dans les pixels est meilleure ce qui améliore la résolution en impulsion. Le TRT apporte un gain en résolution et en uniformité.

A grande impulsion transverse, la dépendance en pseudo-rapidité est minime et le gain qu'apporte le TRT notable.

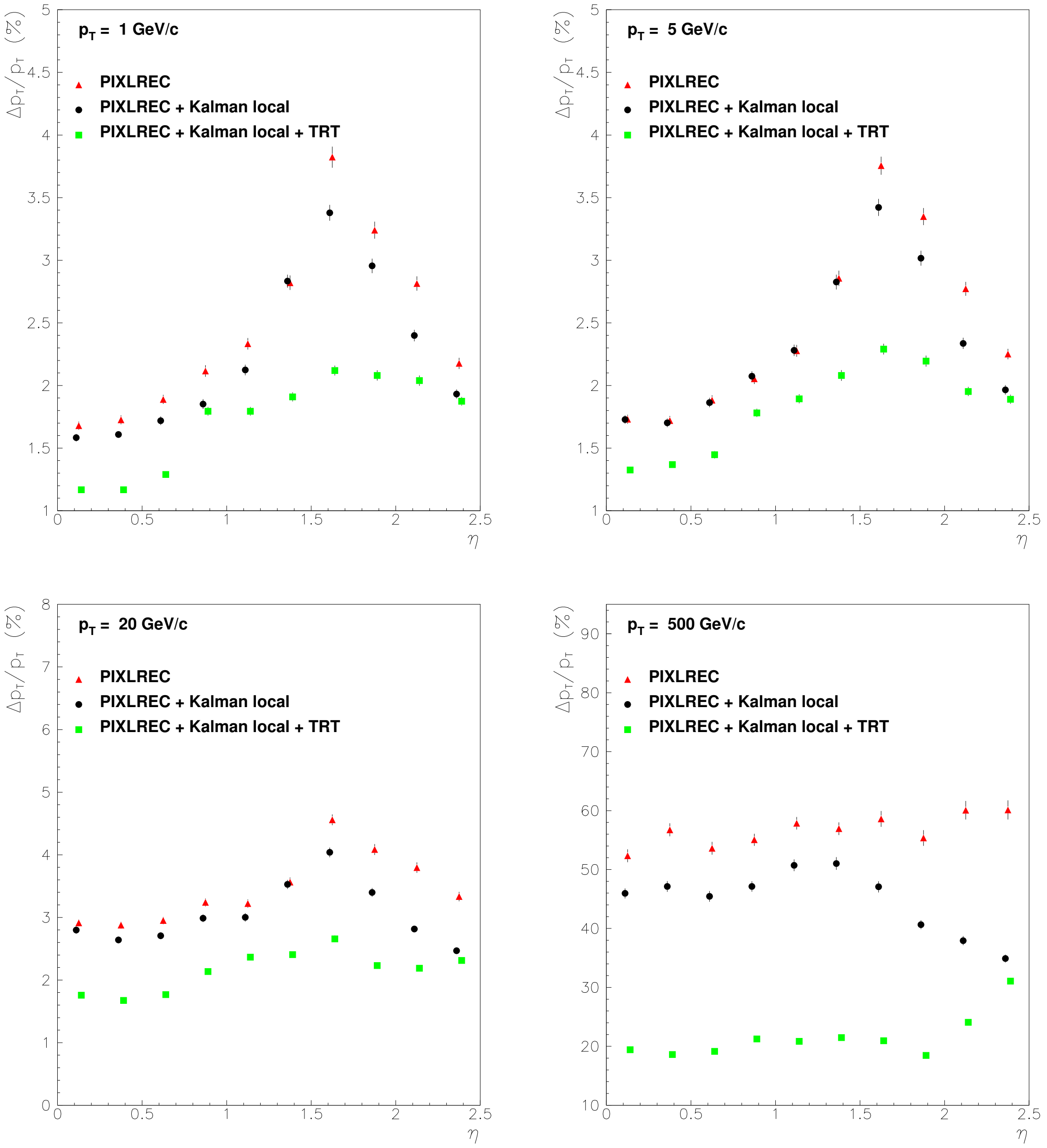


FIGURE 5.12: *Résolution en impulsion transverse p_T en fonction de la pseudo-rapidité η. Trois modes de fonctionnement de* PIXLREC *sont utilisés: mode autonome, avec filtre de Kalman et avec filtre de Kalman et extrapolation vers le* TRT.

5.4.1.5 Résolutions angulaires

Les résolutions sur l'angle azimuthal et l'angle polaire sont représentées en figure 5.13.

Dans les deux cas la résolution s'améliore avec l'impulsion transverse (la courbure étant moindre). Pour l'angle polaire, la résolution présente un plateau vers $p_T = 10$ GeV/c: la courbure dans le plan R-ϕ n'est alors plus visible dans la projection R-z (trace parfaitement rectiligne). Enfin, l'amélioration de la résolution sur l'angle polaire θ avec la pseudo-rapidité η est dûe au facteur $\sin^2\theta$: $\sigma(\theta) = \sin^2\theta\ \sigma(dzdr_0)$.

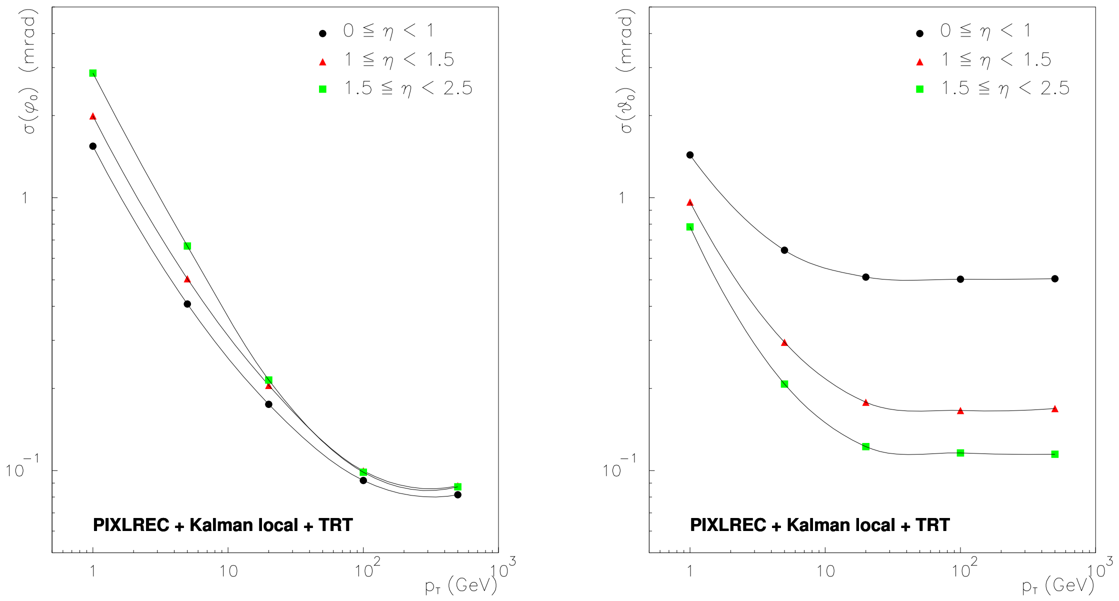


FIGURE 5.13: *Résolutions angulaires en fonction de p_T et pour différentes régions en pseudo-rapidité. A gauche, résolution sur l'angle azimuthal ϕ_0 et à droite sur l'angle polaire θ.*

5.4.1.6 Résolution en paramètre d'impact transverse

La résolution en paramètre d'impact transverse est certainement la plus importante pour notre étude puisque c'est cette variable qui permet d'identifier les traces issues de la désintégration d'un hadron B.

5.4.1.6.1 Résolution en fonction de la pseudo-rapidité

Les grandes lignes évoquées au chapitre 1 sont visibles sur les courbes de la figure 5.14:

- à basse impulsion la résolution est dominée par la diffusion multiple dans la matière (terme B page 22).
- à grande impulsion la résolution s'améliore: le terme A de résolution spatiale domine , la diffusion multiple (terme $B \propto 1/p_T$) est négligeable et il n'y a donc plus de dépendance en η de ce fait. L'amélioration à grand η est dûe là encore à la plus grande multiplicité des amas de pixels.

D'autre part, à basse impulsion transverse, on note que le filtre de Kalman local améliore beaucoup la résolution car l'ajustement qu'il effectue rend compte correctement de la diffusion multiple. A grande impulsion, celle-ci n'est plus significative et le filtre de Kalman n'apporte plus qu'une légère amélioration grâce à sa capacité à rejeter le(s) plus mauvais point(s) de mesure.

Enfin, le gain en résolution sur l'impulsion transverse qu'apporte le TRT se reflète sur la résolution en paramètre d'impact (de 5% à 20%).

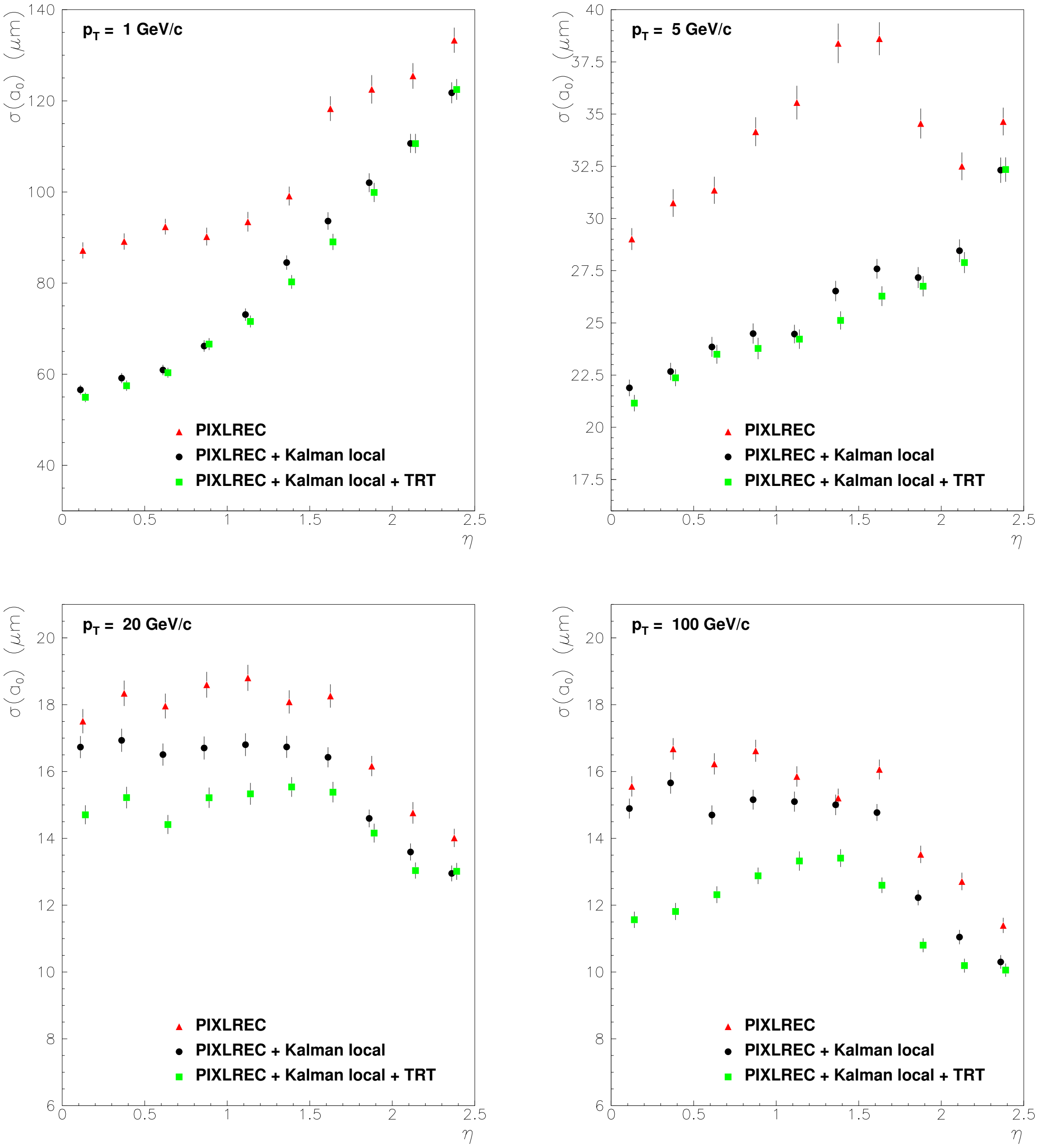


FIGURE 5.14: *Résolution en paramètre d'impact transverse* a_0 *en fonction de la pseudo-rapidité* η*. Trois modes de fonctionnement de* PIXLREC *sont utilisés: mode autonome, avec filtre de Kalman et avec filtre de Kalman et extrapolation vers le* TRT.

5.4.1.6.2 Effets des inefficacités et du bruit

Les valeurs nominales d'inefficacités (3%) et de niveaux de bruits introduites dans la simulation conduisent à une légère dégradation des performances par rapport au cas idéal.

Pour la résolution en paramètre d'impact, c'est au niveau des pixels que les dégradations portent le plus à conséquence, que ce soit parce que la couche la plus interne manque (inefficacité) ou parce que les amas de pixels sont déformés (inefficacité et dans une faible mesure bruit) ce qui déplace les coordonnées reconstruites.

La figure 5.15 illustre ces effets. La dégradation en résolution est limitée mais néanmoins sensible ($\sim 5\%$).

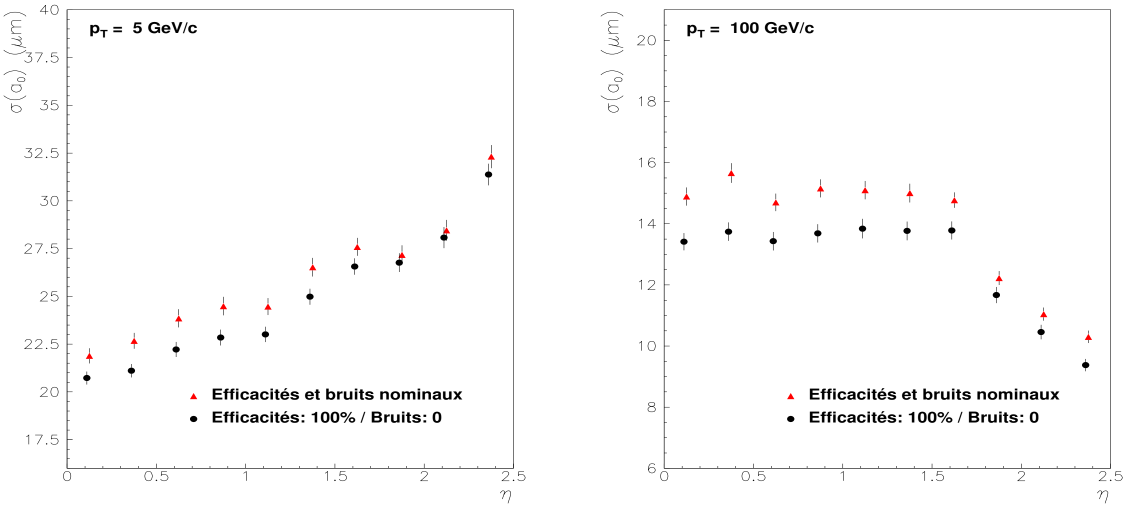


FIGURE 5.15: *Effets du bruit et des inefficacités sur la résolution en paramètre d'impact transverse a_0, pour deux valeurs de p_T.*

5.4.1.6.3 Résolution en fonction de l'impulsion transverse

Finalement, les résolutions en paramètre d'impact transverse obtenues sont résumées en figure 5.16 en fonction de p_T.

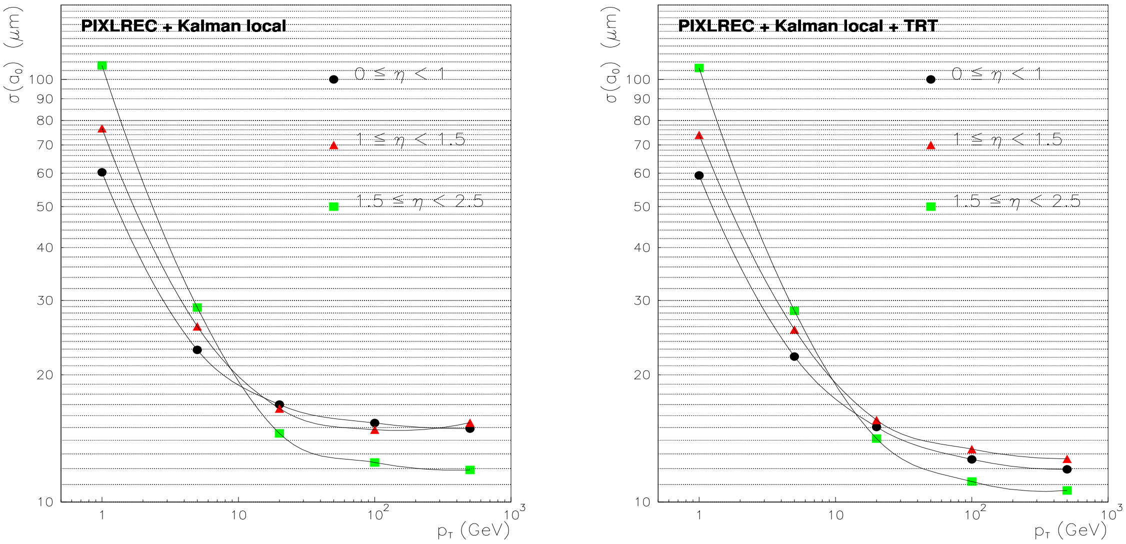


FIGURE 5.16: *Résolution en paramètre d'impact a_0 en fonction de p_T et pour différentes régions en pseudo-rapidité. Les deux courbes correspondent respectivement au cas où le* TRT *n'est pas et est utilisé.*

5.4.1.6.4 Paramétrisation de la résolution

Il est intéressant d'avoir une paramétrisation de la résolution pour des programmes de simulation rapide. L'ensemble des données a donc été ajusté sur la paramétrisation du modèle à deux couches:

$$\sigma(a_0) = A \oplus \frac{B}{p_T\sqrt{\sin\theta}}$$

Les valeurs de A et B ainsi que la qualité de l'ajustement sont indiqués dans le tableau 5.3.

	A (μm)	**B** (μm GeV/c)	χ^2/ν
PIXLREC	15	80	8.4
PIXLREC+ Kalman local	14	64	6.6
PIXLREC+ Kalman local + TRT	12	65	5.6

TABLEAU 5.3: *Résultats de l'ajustement des résolutions sur un modèle à deux couches.*

Le détecteur interne d'ATLAS étant complexe, la description par ce modèle n'est pas pleinement satisfaisante. En particulier, la résolution spatiale est supposée fixe dans un tel modèle alors qu'il apparaît qu'elle dépend fortement de la taille des amas de pixels. Aussi l'ajustement n'est pas excellent.

5.4.1.6.5 Comparaison avec Ipatrec et Xkalman

La comparaison entre les trois algorithmes, XKALMAN, IPATREC et PIXLREC est représentée en figure 6.11.

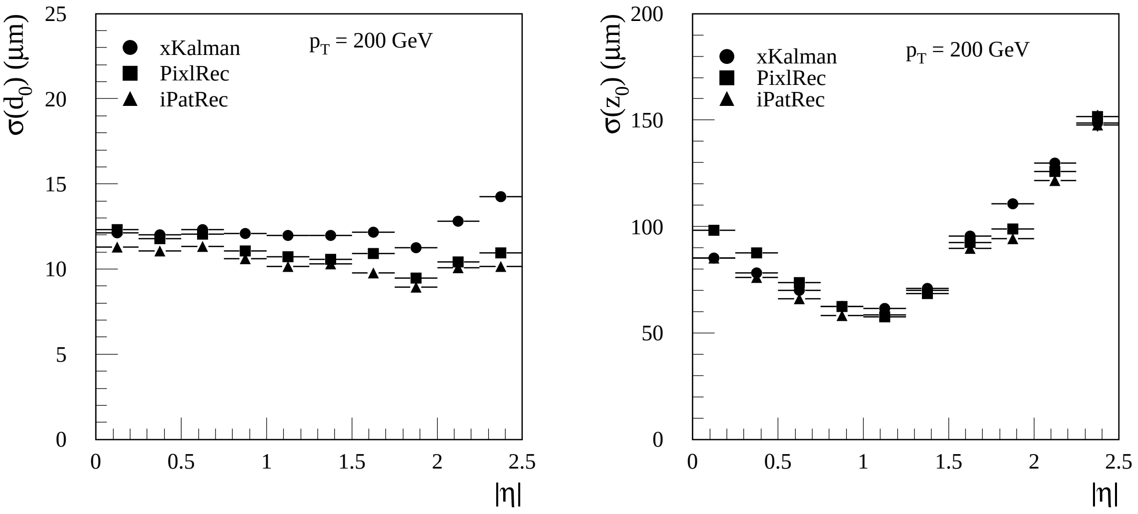


FIGURE 5.17: *Comparaison [51] indicative des résolutions en paramètre d'impact transverse ($d_0 \equiv a_0$) et longitudinal obtenues par les trois algorithmes de reconstruction pour des traces de p_T = 200 GeV/c. Le TRT est inclus dans tous les cas.*

Les résolutions obtenues par les trois algorithmes sont en bon accord: les distributions sont assez similaires et reflètent donc vraiment les performances du détecteur. Les variations sont dûes à des approches différentes, entre autres au niveau de la reconstruction des amas et des erreurs qui leurs sont affectées. Ceci est visible à grande pseudo-rapidité où les amas de pixels sont grands. Notons que IPATREC réalise un traitement très poussé à ce niveau, ce qui s'avère payant.

5.4.1.7 Résolution en Z

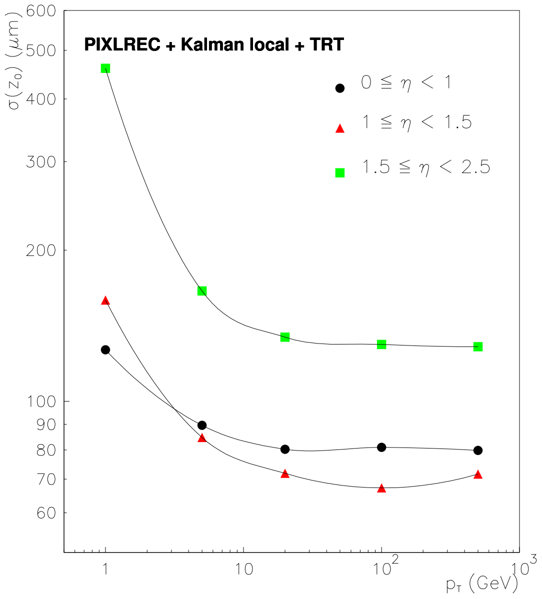


FIGURE 5.18: *Résolution en paramètre d'impact longitudinal z_0 en fonction de l'impulsion transverse p_T.*

La résolution en paramètre d'impact longitudinal z_0 est importante pour les études nécessitant la reconstruction de vertex en trois dimensions (mesure de temps de vie essentiellement). Nous n'utiliserons pas cette information pour l'étiquetage.

Les performances sont indiquées sur la figure 5.18. Elles ne dépendent quasiment pas de la méthode de recherche finale, sauf à basse impulsion où le filtre de Kalman apporte un gain d'environ 10% par le traitement correct de la diffusion multiple.

5.4.2 Performances au sein de jets

L'algorithme est ici testé sur un cas de figure beaucoup plus difficile et plus réaliste: la recherche/reconstruction des traces au sein d'un jet. Les performances sont illustrées avec des jets de quarks b issus de la désintégration du Higgs. La même procédure a été suivie au chapitre suivant avec des jets issus de quarks légers ou de gluons pour estimer le taux de mauvaise identification des jets b.

5.4.2.1 Procédure

La procédure pour cette étude est en quatre temps: les événements complets de physique sont simulés dans le détecteur interne, puis les jets sont reconstruits et la recherche de traces est effectuée autour de ces jets.

5.4.2.1.1 Génération des événements

Les jets utilisés sont issus de la désintégration du Higgs. La génération d'événements $p + p \to H + W + X$ avec $W \to l\nu$ et $H \to b\bar{b}$ a été réalisée avec PYTHIA [115], pour une masse du Higgs de $m_H = 100$ GeV/c^2. Le déplacement du vertex primaire est introduit comme pour les traces isolées (§5.4.1).

5.4.2.1.2 Simulation

L'ensemble de l'événement est simulé dans la simulation complète du détecteur interne. Tous les processus simulant la physique dans Geant sont activés.

5.4.2.1.3 Reconstruction des jets

Un algorithme de recherche des jets dans l'événement est ensuite appliqué. Le système calorimétrique d'Atlas n'a pas fait l'objet d'une simulation complète pour cette étude. Les calorimètres sont donc simulés par une paramétrisation rendant compte des acceptances, granularités et résolutions (Atlfast [116]). L'algorithme de reconstruction des jets est basée sur une méthode de maillage, classique auprès des collisionneurs hadroniques: le pseudo-calorimètre est divisé en cellules correspondant à la granularité du calorimètre hadronique d'Atlas. L'énergie transverse déposée par les particules stables est corrigée pour les effets de résolution et sommée dans chacune des cellules. Les cellules avec $E_T > 1$ GeV sont ordonnées par énergie décroissante et servent de source pour un candidat jet. Si l'énergie sommée des cellules dans un cône de $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ est supérieure à 15 GeV, l'amas ainsi formé est accepté comme jet.

5.4.2.1.4 Reconstruction des traces

Pour des raisons de temps de calcul, la reconstruction des traces n'est effectuée que dans une région limitée du détecteur interne, autour des jets trouvés précédemment: seuls les impacts dans une boîte pyramidale tronquée disposée autour du jet sont conservés (voir figure 5.19).

La boîte de reconstruction est symétrique en ϕ et η et intercepte le plan (Oxz) de façon à englober la zone d'interaction: $\delta_{xy} > 30\mu$m et $z_{min}^{max} > 11.2$ cm. La taille de la boîte est choisie très grande pour contenir le jet et ne pas introduire de biais: $\delta\eta \sim 0.6$ et $\delta\phi \sim 60^o$.

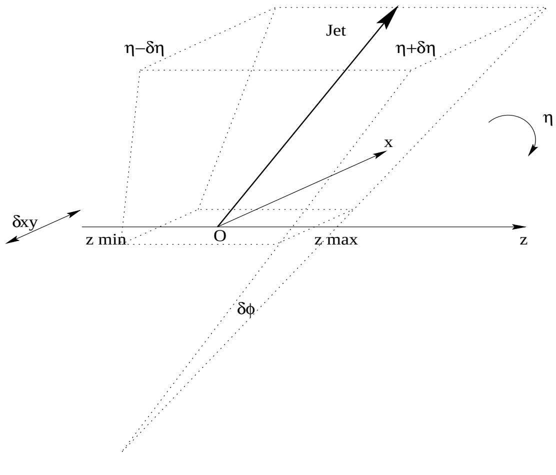


Figure 5.19: *Schéma de la boîte de reconstruction autour d'un jet.*

5.4.2.2 Caractéristiques des jets

Les principales caractéristiques de jets reconstruits sont représentées en figures 5.20 et 5.21.

Leur impulsion transverse moyenne est de 60 GeV/c (après coupure à 15 GeV/c lors de la procédure de reconstruction des jets).

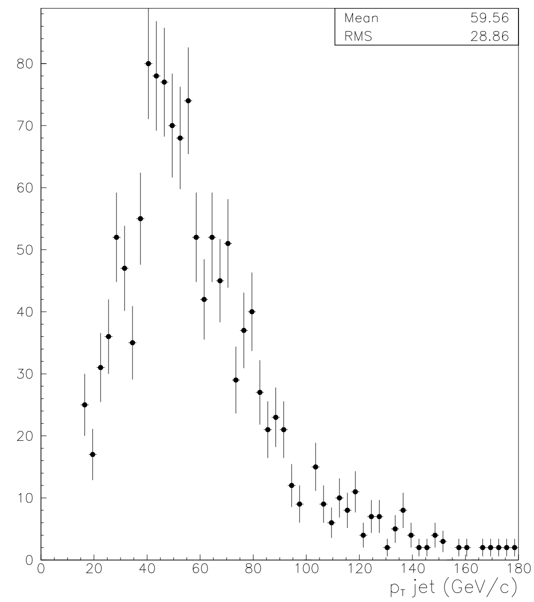


FIGURE 5.20: *Distribution de l'impulsion transverse* p_T^{jets} *des jets b issus de la désintégration* $H \to b\bar{b}$.

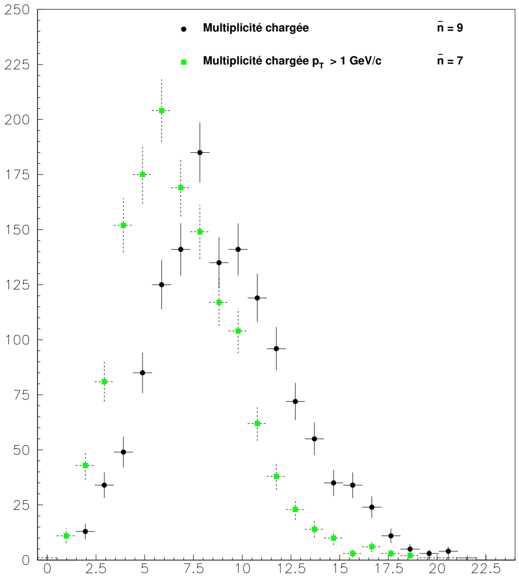


FIGURE 5.21: *Multiplicité des traces chargées dans un cône de taille* $\Delta R = 0.4$ *autour de l'axe du jet.*

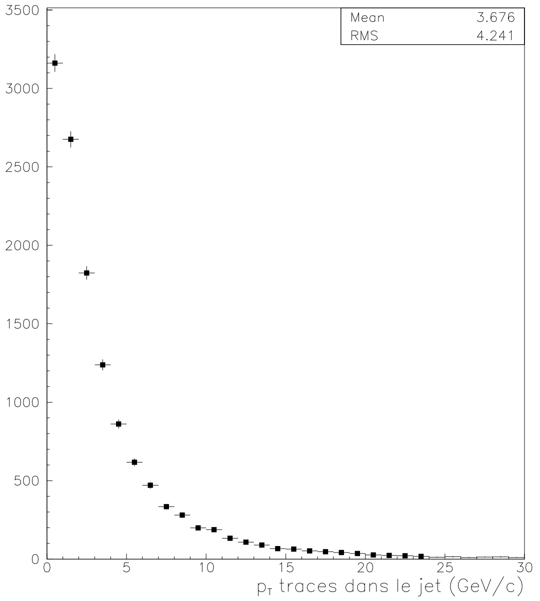


FIGURE 5.22: *Distribution de l'impulsion transverse des traces dans le jet.*

La multiplicité moyenne des traces chargées est de 9. Lorsque seules les traces vérifiant $p_T > 1$ GeV/c sont choisies, elle est de 7.

La figure 5.22 montre la distribution en impulsion transverse de ces traces. La moyenne est de 4 GeV/c, ce qui signifie que les phénomènes de diffusion multiple des particules vont être importants.

5.4.2.3 Contrôle de la combinatoire et temps de calcul

La recherche de trajectoires est menée selon une approche purement combinatoire. Les méthodes pour contrôler et réduire le nombre de combinaisons ont été exposées au § 5.3.1.4. La figure 5.23 illustre le nombre de combinaisons envisagées dans les hyperplans pour un point fixe dans le premier hyperplan.

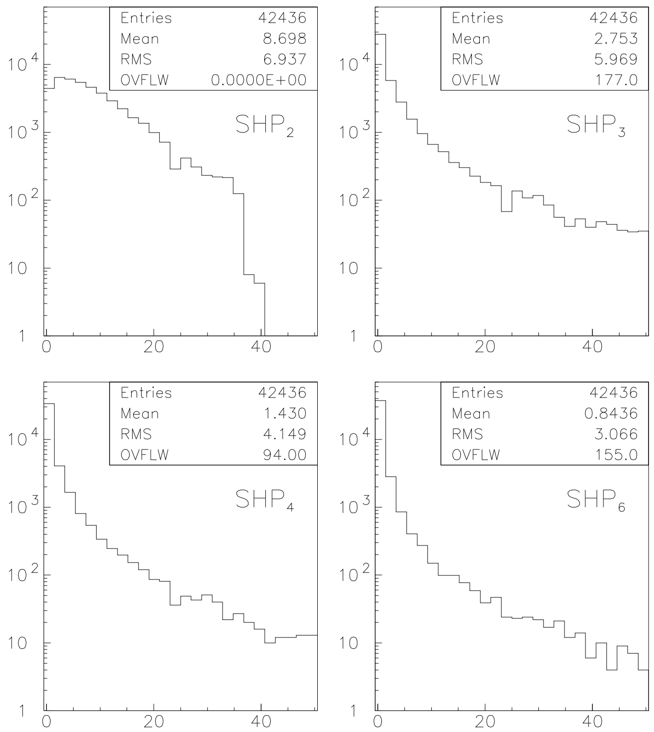


FIGURE 5.23: *Nombre de combinaisons envisagées dans les hyperplans 2,3,4 et 6 pour un point donné dans le premier hyperplan. Les événements sont des jets b issus d'un boson de Higgs de 100 GeV vérifiant* $p_T^{jet} > 15$ *GeV et* $0 < |\eta_{jet}| < 2.5$.

De neuf combinaisons en moyenne dans le deuxième hyperplan où la route est nécessairement large, ce nombre décroît progressivement. Il apparaît qu'en moyenne après le quatrième hyperplan les trajectoires sont correctement établies puisque les points supplémentaires ($\mathcal{H}_4+\mathcal{H}_5+\mathcal{H}_6$) complètent la trace presque sans ambiguïté ($\sim$ 1 combinaison). Les distributions ne présentent pas non plus de queue très significative. Ceci illustre d'une part que le contrôle de la combinatoire est adéquat, et d'autre part le potentiel des pixels qui composent majoritairement les trois premiers hyperplans pour dégager les trajectoires intéressantes.

Cependant des optimisations techniques sont encore nécessaires pour réduire le temps de calcul: le temps moyen pour reconstruire un jet est de 15 secondes sur une HP735. De plus, certaines coupures limitant le nombre de combinaisons peuvent entraîner de petites pertes en efficacité ($\sim$ 1%), ce qui doit être amélioré.

5.4.2.4 Efficacité et Qualité

Les notions d'efficacité et de qualité sont très liées pour la reconstruction des traces dans un milieu assez dense comme celui des jets: de nombreuses traces peuvent être reconstruites sans pour autant correspondre aux traces initiales. Par conséquent, l'efficacité de reconstruction doit être évaluée pour les traces dont la qualité est suffisamment correcte, ce qui est inévitablement un peu arbitraire. Deux méthodes sont utilisées et permettent d'encadrer correctement l'efficacité de reconstruction.

5.4.2.4.1 Sélection initiale des traces reconstruites

L'algorithme de recherche/reconstruction produit en général un peu plus de traces, essentiellement parce que certaines traces de $p_T < 1$ GeV/c sont reconstruites. Toutefois la qualité de telles traces n'est pas excellente et il est préférable de les supprimer. De plus, il est requis que chaque trace ait pu être extrapolée correctement vers le TRT.

5.4.2.4.2 Comptage des points

La première méthode consiste en l'exploitation d'une information additionnelle qu'apporte la simulation, à savoir que le numéro de la trace qui a créé chaque point d'impact est connu. Le critère de bonne qualité d'une trace est dans ce cas que tous les points qui la composent soient issus d'une même trace d'origine. Ce critère a le mérite de la simplicité mais n'est pas optimal. Ainsi il peut manquer des points importants de la trace originelle, ce qui peut altérer considérablement la résolution sur les paramètres de la trace: c'est le cas typique du paramètre d'impact qui est très différent de celui de la trace originale s'il manque par exemple le point de mesure au plus bas rayon.

Les points sont dit corrects s'ils ont été produits par la trace originelle qui a produit la majorité des points de la trace reconstruite considérée. Les points partagés sont ceux ayant été produits par plusieurs traces (dans les amas par exemple) et/ou du bruit. Enfin, les points faux sont ceux produits par une trace différente de la trace majoritaire.

La répartition entre ces classes est illustrée sur les figures 5.24 et 5.25 pour les détecteurs de précision.

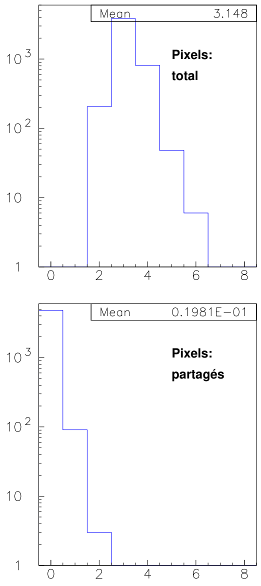


FIGURE 5.24: *Nombre de points dans les détecteurs à pixels et leur répartition par classe (cf.texte).*

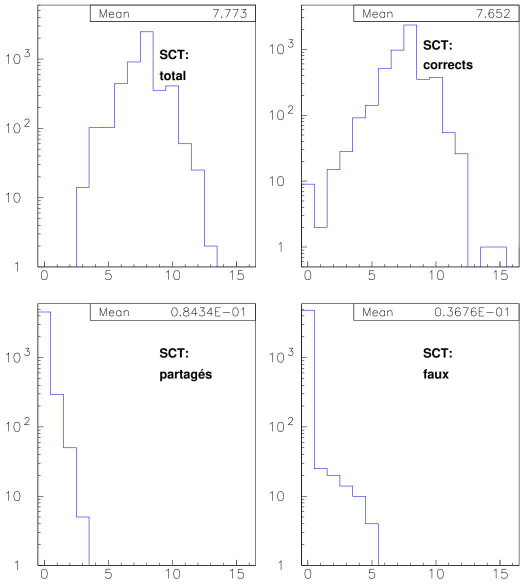


FIGURE 5.25: *Nombre de points dans les détecteurs à micro-pistes et leur répartition par classe (cf.texte).*

L'efficacité est normalisée aux traces d'origine susceptibles d'être reconstruites, c'est-à-dire vérifiant:

- trace dans le jet: ΔR(trace - jet) < 0.4
- $p_T > 1$ GeV/c
- $|\eta| \leq 2.5$
- $V_{xy} < 3.9$ cm, où V_{xy} est la position d'origine de la trace dans le plan transverse

Seules les traces ne comportant aucun faux point ont été comptabilisées comme étant reconstruites. L'efficacité globale de reconstruction est alors de 90%.

5.4.2.4.3 Vraisemblance des paramètres

Une autre mesure de la qualité des traces reconstruites est d'utiliser les vraisemblances $\mathcal{S}_\alpha$ vues précédemment pour les traces isolées.

Ces variables sont représentées pour l'impulsion transverse et le paramètre d'impact transverse des traces dans le jet en figure 5.26.

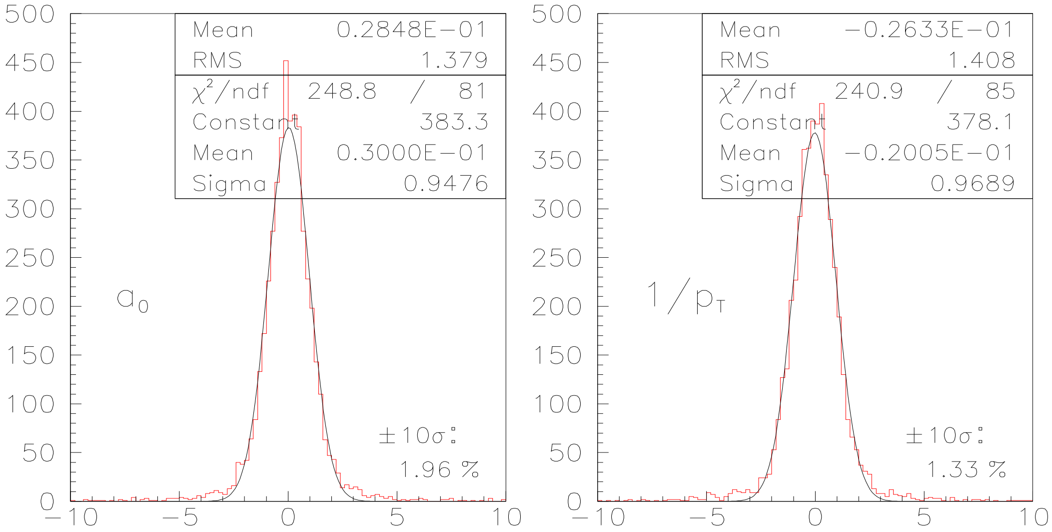


FIGURE 5.26: *Vraisemblance $\mathcal{S}_\alpha$ du paramètre d'impact et de l'impulsion transverse des traces dans le jet.*

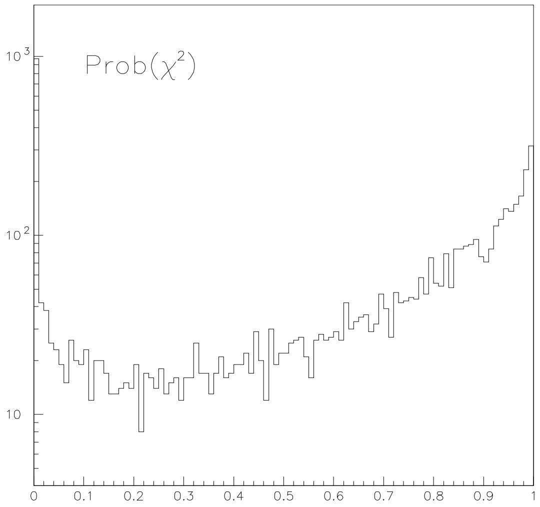


FIGURE 5.27: *Probabilité de la distribution du χ^2 de vraisemblance pour les traces dans le jet ayant une majorité de points corrects.*

On note les queues de distribution non-gaussiennes, caractéristiques des difficultés de reconstruction.

La probabilité de vraisemblance pour les traces dans le jet ayant une majorité de points corrects est représentée en figure 5.27.

Ce critère de vraisemblance peut servir à déterminer l'efficacité de reconstruction: pour toutes les combinaisons d'une trace originale devant être reconstruite et d'une trace reconstruite, cette probabilité est calculée. Les combinaisons vérifiant Prob(χ^2) > 0.01 correspondent aux traces bien reconstruites et déterminent ainsi l'efficacité de reconstruction. Avec la même normalisation qu'au paragraphe précédent, on obtient une efficacité globale de 81%.

5.4.2.4.4 En résumé

La détermination de l'efficacité est donc tributaire de l'estimation de la qualité de reconstruction qui est assez délicate à déterminer. Néanmoins les deux méthodes exposées permettent de contrôler raisonnablement l'efficacité de reconstruction, qui se situe entre 81% et 90%.

5.4.2.5 Résolution en paramètre d'impact transverse

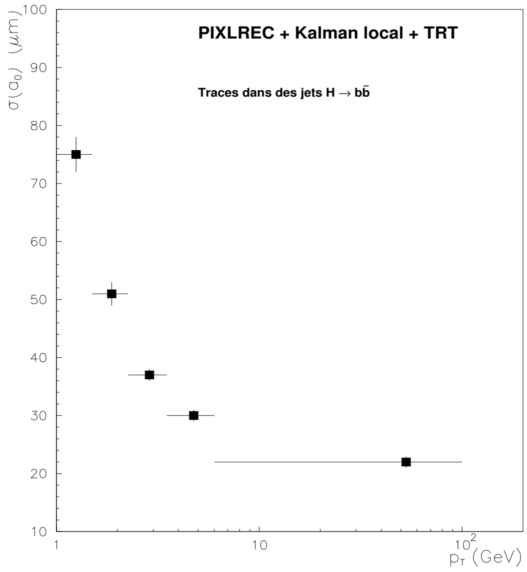


FIGURE 5.28: *Résolution en paramètre d'impact des traces reconstruites dans les jets.*

La résolution en paramètre d'impact transverse pour des traces dans les jets est représentée en figure 5.28.

Elle est compatible avec celle trouvée pour des traces isolées. Toutefois, pour les traces dans les jets il existe des queues plus étendues dans la distribution du paramètre d'impact qui n'apparaissent pas dans l'ajustement gaussien de la résolution mais interviendront au niveau de l'étiquetage.

5.5 Conclusion

L'algorithme PIXLREC de reconstruction des traces chargées présente de bonnes performances pour la reconstruction des traces isolées. L'approche avec des hyperplans est concluante et permet d'obtenir de bonnes efficacités de reconstruction (99.5%) tout en simplifiant l'algorithme.

En ce qui concerne la reconstruction des traces au sein de jets, les performances sont également satisfaisantes. L'efficacité pour reconstruire correctement les traces chargées de $p_T > 1$ GeV/c est estimée entre 81% et 90%. Diverses améliorations sont possibles: sur le temps de calcul pour éviter les coupures sur la combinatoire, sur l'ajustement des paramètres des traces pour obtenir une meilleure sensibilité de la coupure sur le χ^2 et sur le traitement du rayonnement de freinage des électrons. Toutefois, les études réalisées avec les autres algorithmes ont montré [51] que l'efficacité de reconstruction était limitée par la matière dans le détecteur interne ($\epsilon \sim 90\%$): les gains à espérer de ces diverses améliorations ne devraient donc pas dépasser environ 5%.

L'impact de ces performances de reconstruction sur l'étiquetage des jets b est discuté au chapitre suivant.

Chapitre 6

L'étiquetage des jets beaux

6.1 Introduction

Les méthodes mises en oeuvre pour étiqueter les jets issus de la fragmentation de quarks b sont exposées dans ce chapitre, ainsi que les résultats obtenus après simulation complète et reconstruction des traces avec PIXLREC.

Les grandes directions pour réaliser cet étiquetage ont été rappelées au paragraphe 1.4. Dans ce qui suit, les algorithmes utilisés exploitent la topologie particulière au sein des jets b, où les traces des produits de désintégration du hadron beau ne pointent pas nécessairement vers le point d'interaction. La variable discriminante est le paramètre d'impact dont on a vu aux chapitres 2 et 5 qu'il pouvait être mesuré précisément avec le détecteur interne d'ATLAS. La qualité de l'identification des jets b est jugée sur la fraction de vrais jets b reconnus par rapport au nombre de jets non-b pris pour des jets b.

L'efficacité de l'étiquetage est donc le premier critère. La plupart des canaux de physique recherchés présentent des sections efficaces très faibles qui nécessitent donc un étiquetage efficace, d'autant plus que souvent plusieurs jets b doivent être identifiés. C'est d'ailleurs pour ces raisons que le paramètre d'impact est préféré aux méthodes de reconstruction explicite des vertex. Dans tout ce qui suit, l'efficacité est définie par rapport aux jets individuels comme le rapport du nombre de jets effectivement étiquetés comme b sur le nombre de ceux qui auraient dû l'être.

Le pouvoir discriminant de l'étiquetage, mesuré par la réjection des jets qui ne sont pas issus de quarks b, doit être suffisant pour lutter contre les bruits de fond importants que constituent les jets hadroniques. La réjection des jets légers est déterminée en soumettant au même algorithme d'étiquetage des jets individuels issus de quarks légers ou de gluons. Si $N_{q \to b}$ jets sur un lot de N jets de type q sont pris pour des jets b, les trois variables usuelles pour quantifier le pouvoir de discrimination de l'algorithme sont:

- la fraction de jets pris pour des jets b dans le lot de N jets de type q ($q \neq b$):

$$\epsilon_q = N_{q \to b}/N$$

- la pureté du lot de jets q après identification:

$$P = 1 - \epsilon_q$$

- et la réjection des jets de ce lot:

$$R_q = \frac{1}{\epsilon_q}$$

ces trois formulations étant équivalentes.

6.2 Paramètre d'impact transverse

6.2.1 Définition

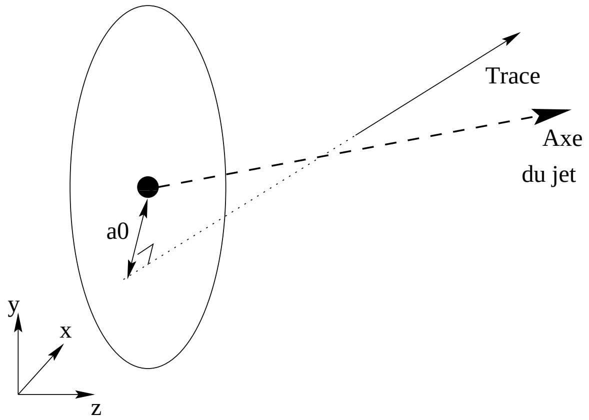


FIGURE 6.1: *Définition du paramètre d'impact dans le plan transverse au faisceau.*

Le paramètre d'impact est la distance de plus proche approche de la trajectoire de la trace au point d'interaction.

Cette distance est en général projetée dans le plan transverse au faisceau (fig. 6.1).

Le paramètre d'impact présente la propriété intéressante d'être très peu dépendant de l'impulsion de la trace lorsque la particule-mère est très relativiste: il y a compensation entre la longueur de vol qui augmente avec l'impulsion et l'angle de désintégration qui diminue dans le même temps.

6.2.2 Résolution

Pour exploiter le paramètre d'impact des traces, celui-ci doit être mesuré avec précision. Deux contributions principales influent sur la résolution en paramètre d'impact: la précision sur la trace reconstruite et sur son extrapolation vers le point d'interaction; et la connaissance de la position du point d'interaction lui-même.

6.2.2.1 Résolution sur la trace

Les paramètres fondamentaux pour la résolution ont été discutés au chapitre 1. La nécessité d'un point de mesure au plus près du point d'interaction y est justifiée, et les moyens mis en oeuvre au niveau du détecteur ont été décrits au chapitre 2.

Rappelons qu'essentiellement deux termes contribuent à la résolution: un terme lié à la résolution intrinsèque du détecteur et un terme relatif aux perturbations causées par la diffusion multiple qui dépend donc de l'impulsion.

La figure 6.2 montre la résolution obtenue après simulation et reconstruction complètes pour des muons isolés pour une paramétrisation fonction de ces deux termes.

Une troisième contribution a pour origine le désalignement résiduel des détecteurs lorsque l'ensemble aura été construit. La simulation d'ATLAS ne prend pas encore en compte les erreurs d'alignement. Néanmoins l'impact de l'alignement sur la résolution des paramètres des traces a été étudié [117]. Pour limiter la dégradation de la résolution en paramètre d'impact transverse à moins de 20%, le désalignement résiduel en R-ϕ doit être de l'ordre de 7μm pour la couche B de pixels et d'environ 12μm pour les couches de pixels et de micro-pistes suivantes. Ceci est donc en accord avec la marge de tolérance définie au niveau de l'ingénierie: $\sim 10\mu$m.

Ce type d'erreur n'a pas été pris en compte dans les résultats exposés dans ce travail: l'ajout en quadrature de ce terme de désalignement détériore d'au plus 3 μm la résolution en paramètre d'impact transverse.

6.2.2.2 Détermination du point d'interaction

Le paramètre d'impact est calculé par rapport au point d'interaction. La connaissance de la position de ce point événement par événement est donc utile car elle permet d'améliorer la résolution en paramètre d'impact.

Dans le plan transverse toutefois, la position du point d'interaction est très stable au LHC, avec un écart-type de 15 micromètres dans chaque direction x et y pendant un remplissage du LHC (10 heures). Par conséquent, le gain qu'apporterait une correction événement par événement n'est pas significatif.

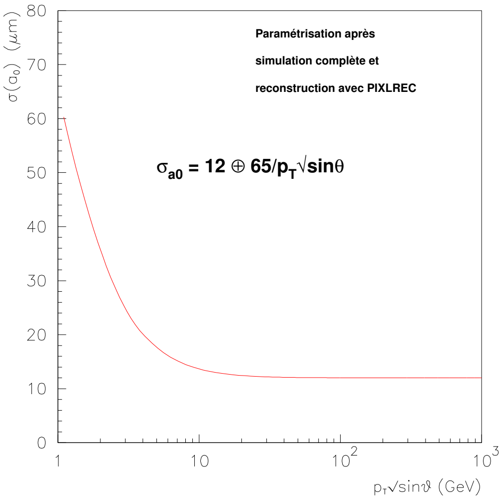


FIGURE 6.2: *Résolution en paramètre d'impact transverse, après simulation et reconstruction complètes dans le détecteur interne de muons isolés.*

Aussi dans ce travail, le paramètre d'impact est toujours calculé par rapport à l'origine des coordonnées. La résolution sur le point d'interaction peut être prise en compte en ajoutant en quadrature aux résolutions obtenues le terme de 15μm correspondant à l'enveloppe du faisceau dans le plan transverse, ce qui se traduit par une dégradation de résolution de quelques microns.

Au contraire, la position longitudinale du point d'interaction est très mal connue: $\sigma_z =$ 5.6 cm. L'utilisation de la troisième composante du paramètre d'impact nécessite donc la reconstruction événement par événement de cette position longitudinale.

6.2.3 Signe du paramètre d'impact

Le paramètre d'impact est une variable beaucoup plus discriminante si un signe rendant compte de l'origine apparente de la trace lui est affecté. Le principe est d'exploiter le facteur d'accélération relativiste du hadron B: ses produits de désintégration sont majoritairement vers l'avant.

Le signe est défini positif si l'extrapolation de la trace croise l'axe du hadron B derrière le point d'interaction (figure 6.3). En pratique c'est la direction du jet qui est utilisée pour représenter la direction du hadron B.

Les paramètres d'impact négatifs dans un jet b ont plusieurs origines possibles: les effets de résolution sur le paramètre d'impact, les désintégrations en cascade du B et le désalignement de l'axe du jet par rapport au hadron B.

Pour une résolution idéale et en signant le paramètre d'impact par rapport à la direction vraie du hadron B, la fraction de traces issues du hadron beau ayant un paramètre d'impact négatif est de 4%. Cette fraction comprend les traces directement issues du B qui partent vers l'arrière ($< 1\%$) et les traces résultant de désintégrations en cascade ($B \rightarrow D \rightarrow X$). Si de façon plus réaliste c'est l'axe du jet qui est utilisé pour la signature, cette fraction augmente à 20%.

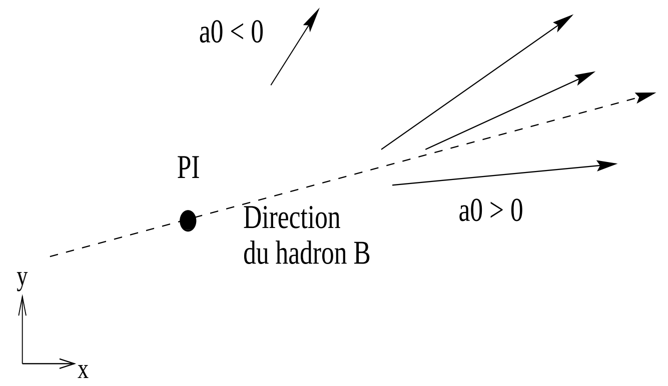


FIGURE 6.3: *Signe du paramètre d'impact selon la position du croisement de la trace et de la direction du hadron beau.*

Les effets de résolution sont importants pour les traces ayant un paramètre d'impact très faible. Ils dominent donc dans les jets sans temps de vie: ainsi pour les jets prompts, la distribution du paramètre d'impact signé est gaussienne, reflétant seulement les effets de résolution. Pour les jets légers, ces effets sont également majoritaires. Pour les jets c et b, les particules sans temps de vie qui proviennent de la fragmentation forment elles aussi un coeur de distribution gaussienne. La proportion de toutes les traces d'un jet b ayant leur paramètre d'impact négatif est alors d'environ 25%. La figure 6.4 illustre le gain qu'apporte l'utilisation du signe: en ne retenant que les traces avec des paramètres d'impact positifs, la moitié des traces des jets légers sont supprimées alors que plus de 75% des traces des jets b sont conservées.

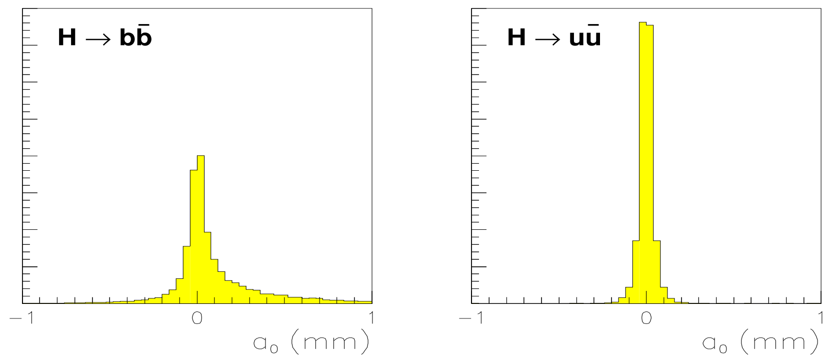


FIGURE 6.4: *Distribution du paramètre d'impact transverse signé (en mm) pour des jets b et pour des jets u (simulation rapide).*

6.3 Méthodes

Deux méthodes basées sur le paramètre d'impact sont décrites ci-dessous. Les exemples illustrant la description correspondent à des simulations rapides au niveau des particules: seule une résolution gaussienne sur le paramètre d'impact est introduite. Pour caractériser les effets de la seule résolution, des jets b où le temps de vie des particules issues du hadron B a été forcé à zéro sont aussi utilisés (jets prompts).

Les effets liés à la reconstruction sont détaillés dans la partie consacrée aux résultats en simulation complète (page 132).

La distribution du paramètre d'impact signé et normalisé à l'erreur des traces de ces jets est indiquée en figure 6.5. La distribution des jets prompts montre l'influence de la résolution gaussienne. Cette distribution constitue le coeur de la distribution pour les autres types de jets. Pour les jets légers, des queues de distribution apparaissent qui sont le fait de contaminations en grands temps de vie (produits de désintégration des K_s^0, Λ principalement). Ce type de contamination est naturellement plus important dans les jets de type s. Dans le cas des jets de gluons, la distribution est un peu plus étendue vers les grandes valeurs de paramètre d'impact car le gluon peut émettre une paire $c\bar{c}$ ou $b\bar{b}$ (dans environ 2% et 4% des cas respectivement): les produits de désintégration des hadrons charmés ou beaux ainsi produits ont de fait un paramètre d'impact important. Pour les jets b, la présence des produits de désintégration du hadron beau est manifeste sur la distribution. Les jets c ont une distribution qui présente le même profil mais est moins large compte-tenu de la durée de vie inférieure des hadrons charmés par rapport à celles des B.

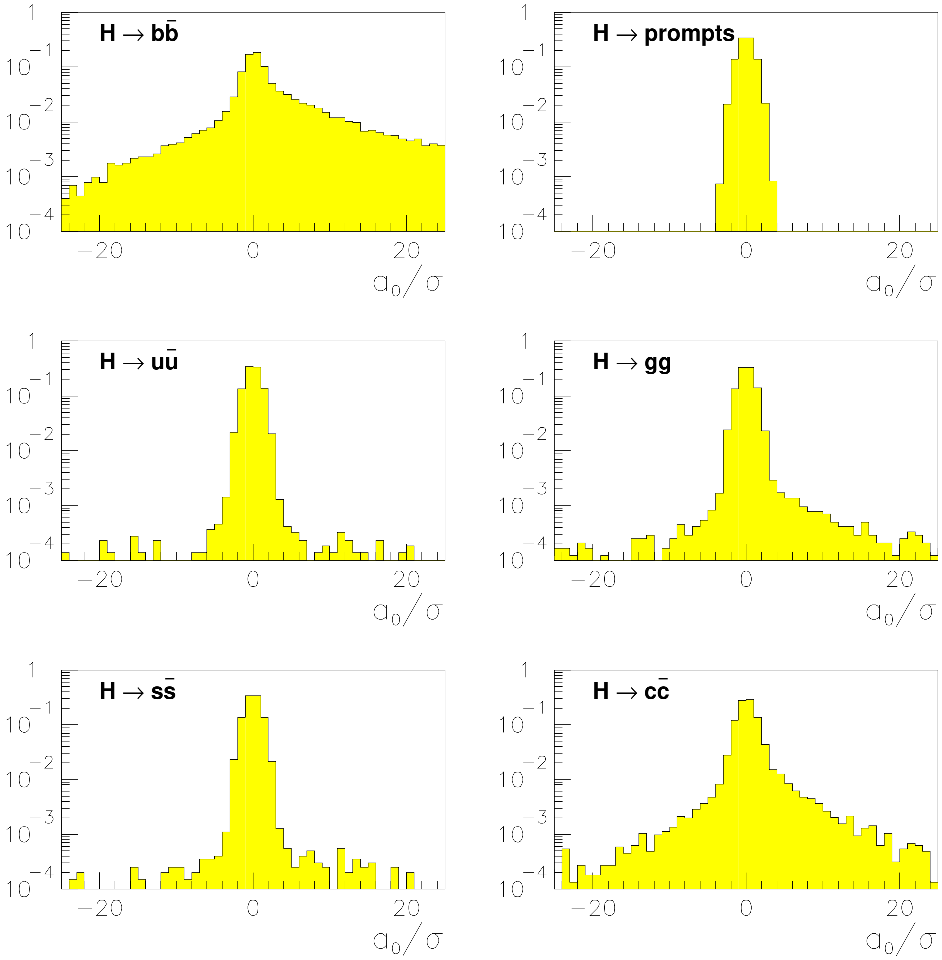


FIGURE 6.5: *Paramètre d'impact signé et normalisé des traces dans les différents types de jets (simulation rapide).*

6.3.1 Etiquetage par comptage de traces

Le comptage de traces est la première méthode utilisée pour l'étiquetage. La méthode est simple et a fait ses preuves auprès des machines e^+e^- (expérience MARK II [118]) ou plus récemment au Tévatron pour la mise en évidence du quark t (expérience CDF [18]).

6.3.1.1 Principe

Toutes les traces du jet ne sont pas pertinentes pour l'étiquetage: l'étiquetage par comptage de traces est basé sur un nombre limité de traces qui sont susceptibles de provenir de la désintégration du hadron beau. Une fois sélectionnées, ces traces sont comptées: un jet sera alors étiqueté comme jet b s'il contient un certain nombre de telles traces.

6.3.1.2 Paramètres de sélection

En premier lieu, seules les traces vérifiant $p_T > 1$ GeV/c (donc susceptibles d'être reconstruites et avec des effets par diffusion multiple limités) sont conservées.

Le lot de traces sélectionnées doit être riche en traces susceptibles de provenir d'un hadron beau. Par conséquent un paramètre d'impact significatif est requis. Deux variantes sont utilisées:

- la sélection par paramètre d'impact simple a_0. Les traces doivent vérifier dans ce cas:

$$a_0 > a_0^{inf}$$

- pour rendre compte de la qualité de la trace, la sélection peut être faite sur le paramètre d'impact normalisé à son erreur:

$$\frac{a_0}{\sigma_{a_0}} > n$$

D'autre part la contamination du lot par des produits de désintégration de particules de longue durée de vie (K_s^0,Λ,...) doit être limitée car de telles particules présentent également de grand paramètre d'impact qui simulent ainsi des traces provenant d'un hadron beau. Leur importance pour l'étiquetage est discutée plus en détails en § 6.3.4. Une méthode simple pour limiter leur contribution est de rejeter les traces avec un très grand paramètre d'impact:

$$a_0 < a_0^{sup}$$

Les N_t traces ainsi sélectionnées servent directement à étiqueter le jet, qui est dit jet b si:

$$N_t \geq N_{min}$$

La figure 6.6 montre la distribution de la multiplicité de telles traces au sein des différents type de jets. A titre illustratif, deux cas sont représentés: $a_0 > 50\mu$m et $a_0 > 3\sigma$, avec dans les deux cas une coupure $a_0 < 1$ mm. L'enrichissement en jets b se fait en sélectionnant une valeur de la multiplicité N_{min}. Ces graphes illustrent bien la problématique usuelle de l'étiquetage: lorsque la sélection sur le paramètre d'impact est sévère ($a_0 > 3\sigma$), la réjection est importante mais l'efficacité pour les jets b est limitée. Si la sélection est relâchée ($a_0 > 50\ \mu$m), l'efficacité s'améliore mais au prix d'une baisse de la réjection.

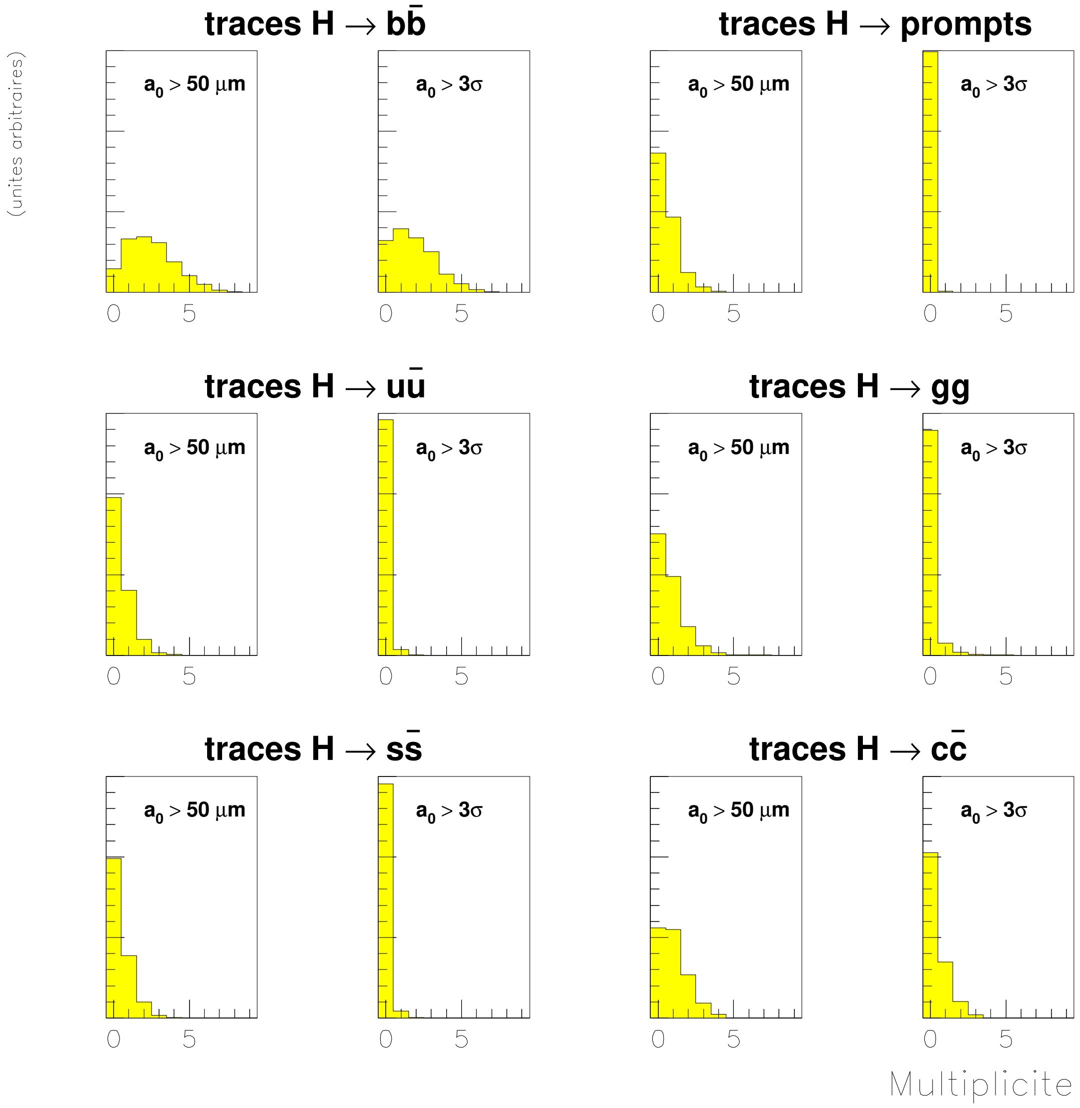


FIGURE 6.6: *Distribution du nombre de traces ayant un paramètre d'impact significatif dans les différentes saveurs de jets (simulation rapide).*

6.3.1.3 Discrimination

Pour un choix des trois paramètres a_0^{inf}, a_0^{sup} et N_{min}, l'application de la méthode sur un lot de jets b et sur un lot de jets légers (u par exemple) conduit à un point dans le plan (ϵ_b, R_u). Ceci est illustré sur la figure 6.7. La distribution dans le plan (ϵ_b, R_q) est donc discrète, ce qui est un point faible de la méthode. Néanmoins la figure 6.7 montre qu'un choix approprié des trois paramètres permet de se déplacer le long du spectre des efficacités ϵ_b.

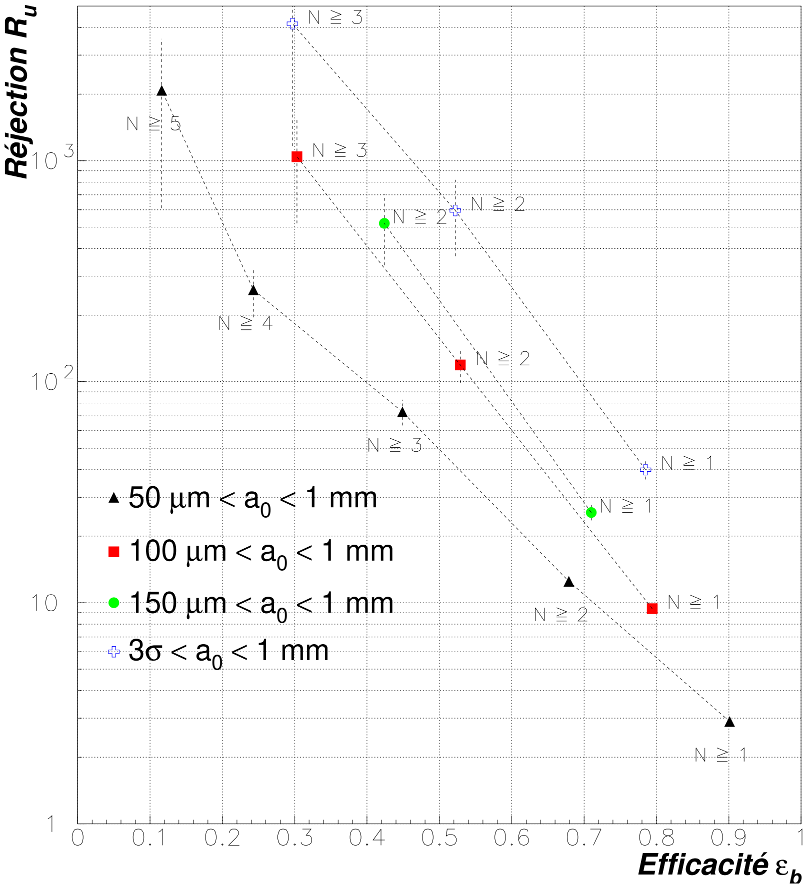


FIGURE 6.7: *Illustration de la réjection des jets u en fonction de l'efficacité d'étiqueter les jets b obtenues avec la méthode de comptage des traces (simulation rapide). Le chiffre au-dessus de chaque point correspond au nombre de traces N_{min} exigées. Les différents symboles correspondent à différents choix pour la sélection des traces.*

Les courbes de réjection sont interrompues sur ces figures lorsque la réjection de tous les jets du lot est atteinte (réjection "infinie"), par exemple lorsqu'au moins 3 traces de paramètre d'impact supérieur à 150 μm sont requises (fig. 6.7).

6.3.2 Etiquetage par probabilité

Cette méthode exploite également le paramètre d'impact des traces mais essaie d'extraire le plus d'informations possible en combinant les traces du jet. Elle est à priori plus puissante, mais est délicate à mettre en oeuvre car son pouvoir discriminant peut être facilement dilué.

6.3.2.1 Principe

Avec cette approche, toutes les traces pertinentes du jet sont combinées en une probabilité $\mathcal{P}_{jet}$ sur laquelle est basée la discrimination entre jets b et jets légers. La pondération pour chaque trace reflète sa probabilité d'émaner du vertex primaire. La méthode a été proposée originellement par la collaboration ALEPH [119].

6.3.2.2 Sélection des traces et probabilité individuelle

La sélection des traces est analogue à celle effectuée pour la méthode par comptage:

- $p_T > 1$ GeV/c , $a_0 > 0$, $a_0 < 1$ mm

Pour chacune de ces traces la probabilité qu'elle soit issue du vertex primaire est calculée:

$$\mathcal{P}_i = \int_{-\infty}^{-|a_0/\sigma|} \mathcal{R}(x)dx$$

où $\mathcal{R}$ est la fonction de résolution du paramètre d'impact. $\mathcal{R}$ est ajustée dans les données reconstruites sur la partie négative de la distribution en paramètre d'impact. Dans le cas d'une simulation rapide où seule une résolution gaussienne en paramètre d'impact transverse a été introduite, une fonction de résolution du type $\mathcal{R}(x) = e^{-x^2/2\sigma^2}$ est suffisante. Les distributions des probabilités individuelles pour les traces des différents types de jets sont représentées en figure 6.8. La région de non-compatibilité avec le vertex primaire ($\mathcal{P}_i \sim 0$) est plus ou moins peuplée selon que l'on considère les jets b,c ou au contraire les jets légers voire sans temps de vie (prompts).

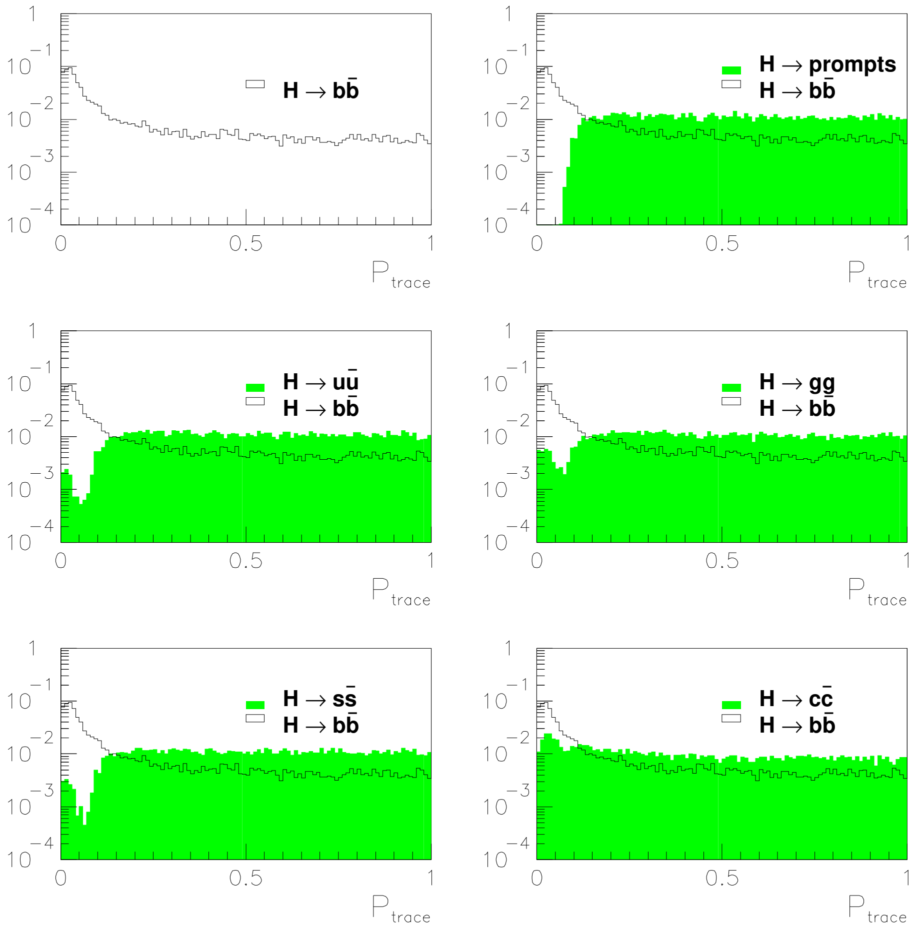


FIGURE 6.8: *Probabilité de compatibilité des traces individuelles avec le vertex primaire pour les différents types de jets (simulation rapide).*

6.3.2.3 Probabilité du jet

Les probabilités individuelles sont combinées pour déterminer la probabilité que le jet lui-même soit compatible ou non avec le vertex primaire. Le produit $\mathcal{P}_0$ des probabilités individuelles des N traces sélectionnées du jet est un estimateur naturel de celle-ci, qui se comporte comme une probabilité après la normalisation suivante:

$$\mathcal{P}_{jet} = \mathcal{P}_0 \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \mathcal{P}_0)^j}{j!} \qquad \text{avec} \qquad \mathcal{P}_0 = \prod_{i=1}^{N} \mathcal{P}_i$$

Les probabilités associées à différents types de jets sont représentées sur la figure 6.9. La courbe avec les jets sans temps de vie montre les limitations dûes aux effets de résolution. Pour les jets u, la distribution est assez similaire, avec toutefois l'apparition d'une queue de distribution caractéristique de la contamination en temps de vie. Cette contamination est plus importante naturellement dans les jets s. Dans les jets de gluons, l'émission de paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ est responsable d'une contamination importante en temps de vie clairement visible (bosse à droite). Enfin, il ressort que la durée de vie des hadrons charmés ne permet qu'une réjection limitée des jets c.

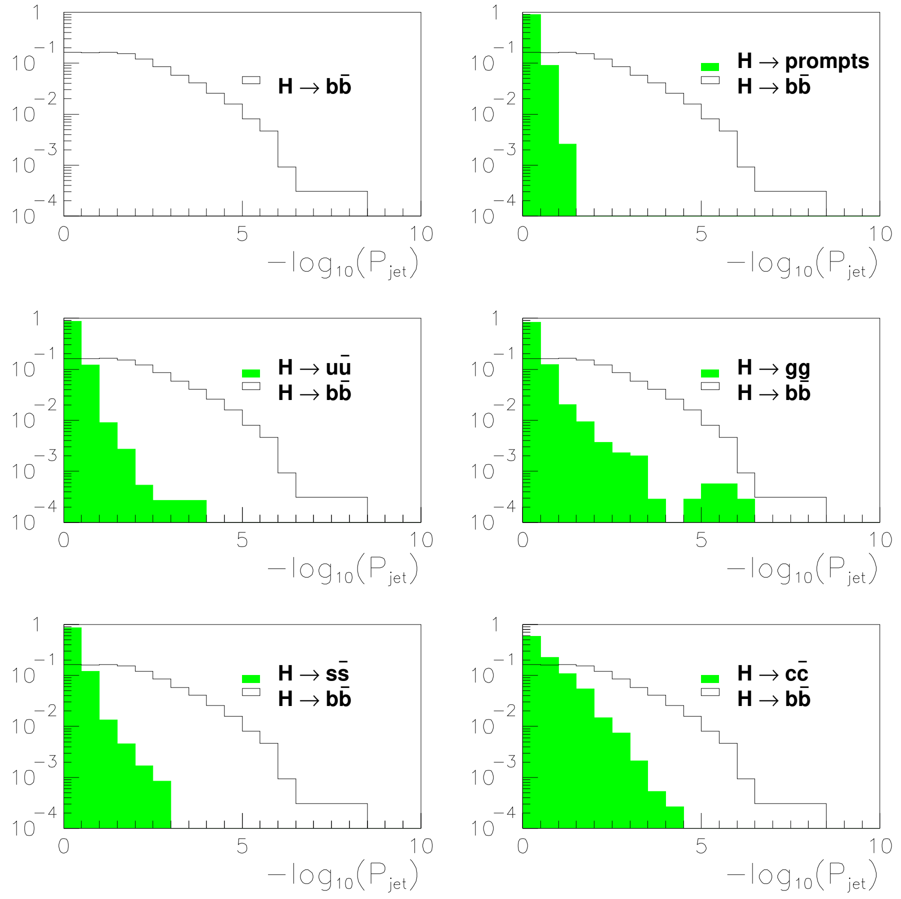


FIGURE 6.9: *Probabilité de compatibilité avec le vertex primaire pour les divers types de jets (simulation rapide).*

La figure 6.10 montre la réjection des jets selon leur saveur en fonction de l'efficacité de l'étiquetage des jets b. Chaque point correspond à une coupure sur $\mathcal{P}_{jet}$, variable réelle: la courbe de réjection est donc en fait continue. Deux zones se distinguent sur cette courbe. Dans la région $\epsilon_b > 80\%$, la réjection est limitée par la résolution: ceci apparaît clairement car les réjections des divers types de jets se comportent de façon analogue à celle des jets prompts sans temps de vie. Meilleure est la résolution, plus étroit est le coeur de la distribution $\mathcal{P}_{jet}$ (fig. 6.9) pour les jets légers, et par conséquent meilleure sera la réjection dans cette zone. L'autre zone ($\epsilon_b < 80\%$) est dominée par les effets de temps de vie: lorsqu'ils sont absents, la réjection peut être quasi-infinie (jets prompts). Les jets c se situent toujours dans le régime où le temps de vie est dominant, car leur distribution de $\mathcal{P}_{jet}$ est beaucoup plus large. Enfin les jets de gluons présentent une réjection plus limitée du fait de la fraction de particules charmées et belles qu'ils contiennent.

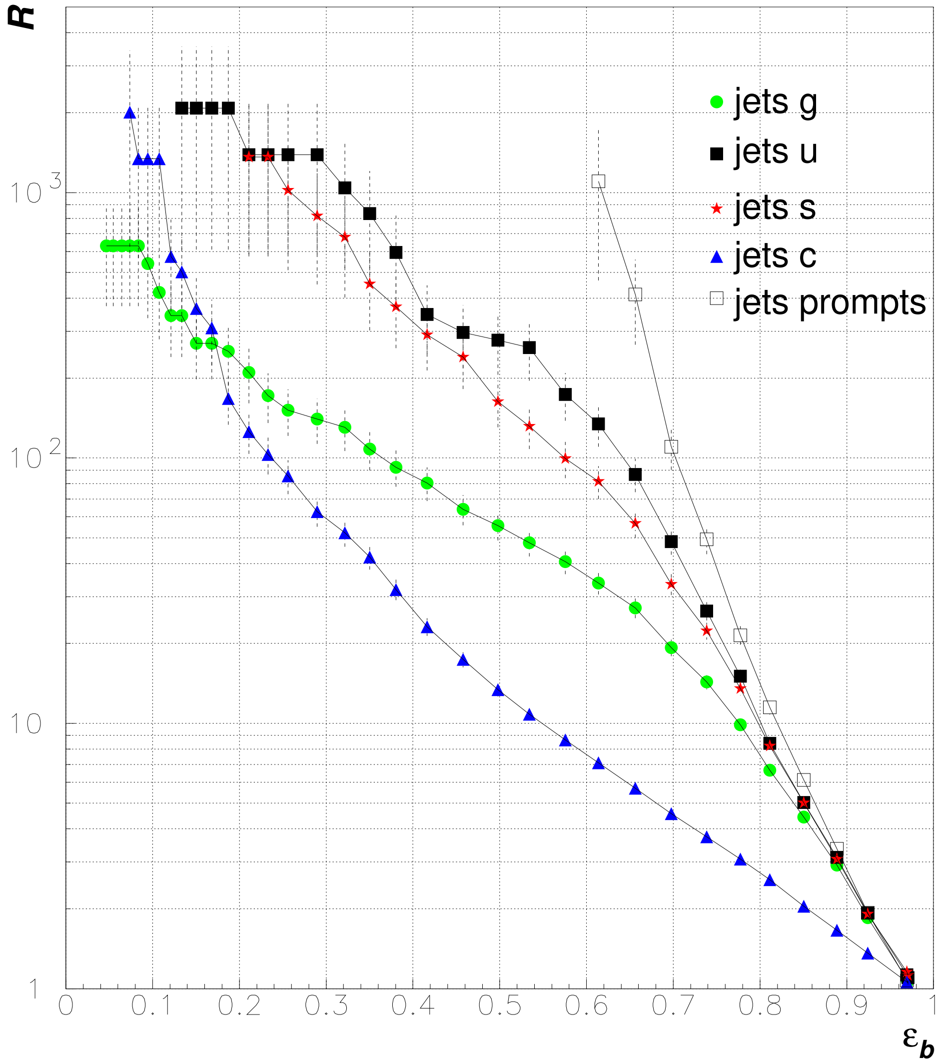


FIGURE 6.10: *Illustration de la réjection des jets de diverses saveurs en fonction de l'efficacité d'étiqueter les jets b obtenues avec la méthode de probabilité (simulation rapide).*

6.3.3 Comparaison des deux méthodes

Les réjections atteintes par les deux méthodes d'étiquetage sont comparées en figure 6.11 dans le cas des jets u et dans le cas des jets c.

Dans la zone dominée par le temps de vie, la réjection par le comptage de traces peut conduire à de meilleurs résultats que la méthode de probabilité. En effet, la contamination par des particules avec de grand temps de vie dans un jet de quark léger correspond à un nombre faible de traces, de l'ordre de une ou deux. Or, la méthode par comptage requérant dans cette zone plus de deux ou trois traces à grand paramètre d'impact est peu sensible à ces contributions. La méthode par probabilité les conserve ce qui dilue le pouvoir de réjection. Lorsque cependant le nombre de traces à grand paramètre d'impact devient plus important (jets c), l'argument n'est plus valable; ce que confirme la comparaison des réjections pour les jets c (figure de droite).

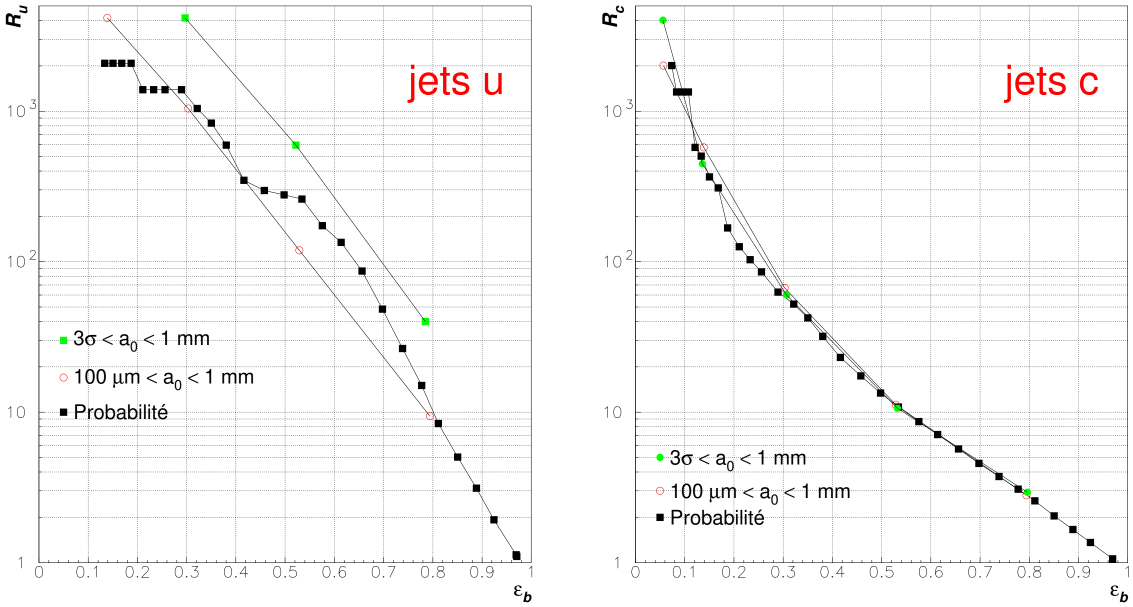


FIGURE 6.11: *Comparaison des deux algorithmes d'étiquetage pour la réjection des jets u à gauche et c à droite (simulation rapide).*

Toutefois, insistons sur le fait que seuls les effets gaussiens de résolution en paramètre d'impact sont inclus ici. Après simulation complète et reconstruction (p. 132), l'avantage de n'utiliser que quelques traces pour la méthode par comptage peut se révéler être un handicap si le paramètre d'impact de l'une de ces traces est grand du fait d'effets non-gaussiens.

6.3.4 Sensibilité des deux méthodes aux K_s^0

Par contre ceci illustre bien la sensibilité différente des deux algorithmes aux contaminations en temps de vie dans les jets légers. En effet, celles-ci sont dûes aux particules à grande durée de vie: $K_s, \Lambda, \Sigma, \ldots$. La figure 6.12 représente les réjections obtenues par les deux méthodes selon que les traces issues de la désintégration des K_s^0 Λ^0 sont incluses ou non. Après la coupure de sélection sur le paramètre d'impact ($|a_0| < 1$ mm), les traces restantes de K_s^0 ou Λ^0 sont peu nombreuses: environ 1.5 % du nombre total de traces dans le jet. Leur effet sur la réjection est cependant important pour la méthode par probabilité: lorsque ces traces sont supprimées, le gain en réjection est d'environ 4 pour $\epsilon_b = 50\%$. Les contaminations résiduelles proviennent d'autre hypérons ($\sim 2\ {}^o/_{oo}$) et de hadrons charmés: en leur absence, les jets u seraient aussi bien rejetés que les jets prompts. La méthode par comptage est, pour les raisons exposées précédemment, beaucoup moins sensible à ces contaminations dans les jets légers: en sélectionnant les traces vérifiant $a_0 > 50\mu$m, on n'observe pratiquement pas de différence que les jets légers contiennent ou non des traces issues de K_s^0. L'effet devient visible lorsque la sélection des traces est plus stricte ($a_0 > 3\sigma$).

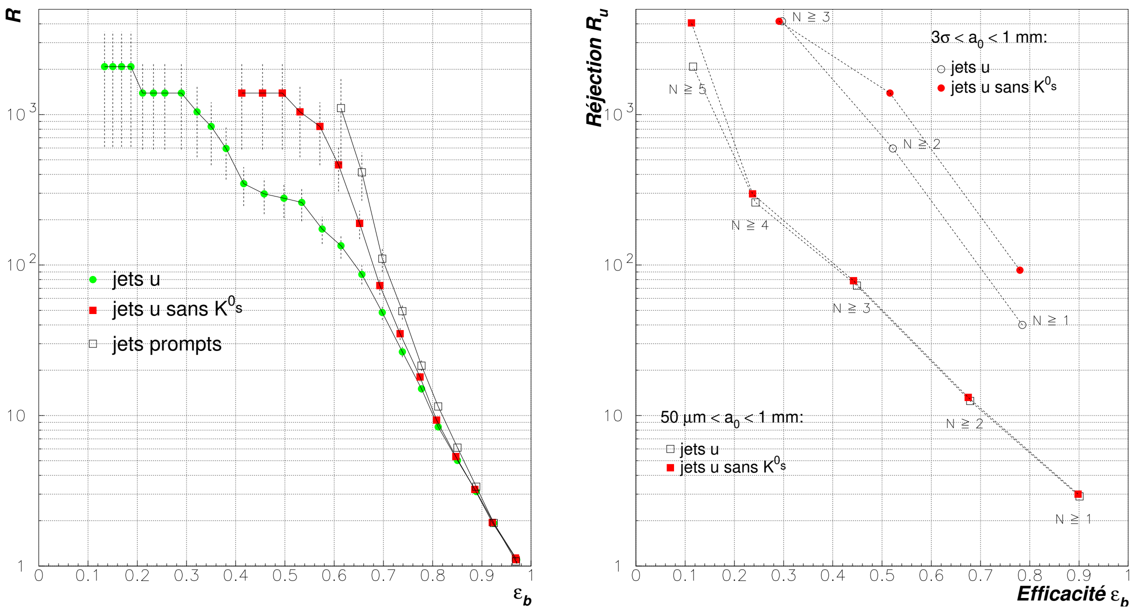


FIGURE 6.12: *Sensibilité des deux algorithmes d'étiquetage aux particules de grand temps de vie (K_s^0 et Λ^0). A gauche la méthode par probabilité et à droite par comptage.*

Il est donc clair que ce sont ces contributions qui limitent la réjection pour la méthode par probabilité. Aussi pour tirer pleinement profit de cette méthode, il est nécessaire d'identifier les K_s^0, Λ^0 en reconstruisant le mini-vertex (V^0) que forment leurs produits de désintégration. Si cette reconstruction est efficace, il est alors possible d'exclure ces traces de la probabilité ou d'utiliser à leur place le paramètre d'impact de la particule-mère.

La reconstruction des V^0 n'a pas été étudié dans ce travail. En effet, comme souligné au chapitre 5, la méthode de reconstruction des traces avec PIXLREC n'est pas optimale pour rechercher des traces dont le rayon de désintégration peut être assez élevé. De plus, le seuil $p_T^{mini} = 1$ GeV/c est relativement haut pour ce type de traces qui ont des impulsions assez faibles. Une telle étude a été réalisée [51] en débutant la recherche des traces par le TRT (algorithme XKALMAN), ce qui est plus adéquat. Pour des K_s^0 se désintégrant en deux pions chargés de $p_T \geq 0.5$ GeV/c, l'efficacité de reconstruction du V^0 est d'environ 75% lorsque le rayon de désintégration est inférieur à 30 cm. Ceci permet donc d'envisager de meilleurs résultats pour l'étiquetage en effectuant à l'avenir cette recherche de V^0.

6.4 Résultats en simulation complète

Les résultats suivants évaluent les performances de l'étiquetage des jets après simulation complète et reconstruction des traces avec PIXLREC.

6.4.1 Procédure

Les événements complets sont simulés dans le détecteur interne. Il s'agit d'une part d'événements $H \to b\bar{b}$, avec $m_H = 100$ GeV/c^2 pour étudier l'efficacité d'identification des jets b; et d'événements $H \to gg$ et $H \to q\bar{q}$ ($q = u, c, s$) pour évaluer la réjection des jets non-b. La recherche des jets est effectuée avec une simulation rapide du calorimètre. La reconstruction des traces chargées par PIXLREC est entreprise dans une boîte autour des jets trouvés. Les différents lots de jets correspondant aux différents types d'événements sont alors soumis aux algorithmes d'étiquetage. Le nombre de jets reconstruits est indiqué dans le tableau 6.1.

Jets	$H \to b\bar{b}$	$H \to gg$	$H \to u\bar{u}$	$H \to s\bar{s}$	$H \to c\bar{c}$
Nombre	1954	2129	2496	2458	801

TABLEAU 6.1: *Nombre de jets reconstruits.*

La procédure est donc assez analogue à celle décrite en §5.4.2.1. Toutefois, la version de PIXLREC utilisée ici est plus ancienne: le regroupement en amas des pixels touchés n'est pas optimisé ce qui se traduit par de moins bonnes résolutions. Pour des traces isolées, la perte en résolution sur le paramètre d'impact varie entre 2 et 18% selon l'impulsion et la pseudo-rapidité, mais les effets au niveau des jets sont plus difficiles à prévoir car la taille des amas intervient dans la procédure même de recherche de traces.

6.4.2 Sélection des traces

Avant leur soumission aux algorithmes d'étiquetage, certaines traces reconstruites sont éliminées car de mauvaise qualité. Les traces retenues vérifient :

- $p_T > 1$ GeV/c , χ^2/ndf < 20 , $N_{points} \geq 7$, $N_{pixels} \geq 1$
- $|a_0| < 1$ mm
- traces dans le jet: ΔR(trace - jet) < 0.4

Les premières coupures correspondent aux sélections par défaut de PIXLREC. La coupure en paramètre d'impact est destinée à limiter les contributions des particules de grande durée de vie (K_s^0 essentiellement). Enfin seules les traces dans le jet sont utilisées. Notons que l'axe du jet est pour cette étude représenté par l'axe du parton correspondant (gluon, quark b, u, c, s) obtenu par l'information dans le Monte-Carlo.

D'autre part, il est apparu qu'une fraction non-négligeable des traces reconstruites ($\sim$ 10%) n'avait pu être ajustée pour des raisons purement techniques selon la méthode incorporant correctement les erreurs dûes à la diffusion multiple par la procédure de filtre de

Kalman. De ce fait, ce lot de traces est d'une qualité nettement inférieure et a été supprimé pour l'étiquetage.

6.4.3 Paramètre d'impact transverse

Le paramètre d'impact transverse signé des traces ainsi reconstruites est représenté sur la figure 6.13. La différence entre les traces issues des jets b et celle issues des jets g est encore très nette après simulation complète et reconstruction.

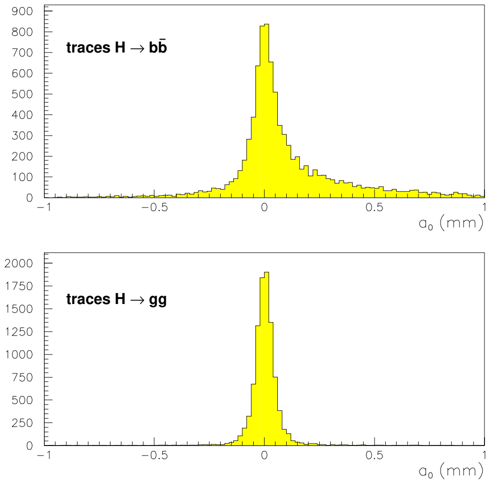


FIGURE 6.13: *Paramètre d'impact transverse signé par rapport à la direction du parton pour les traces reconstruites dans les jets b et les jets g.*

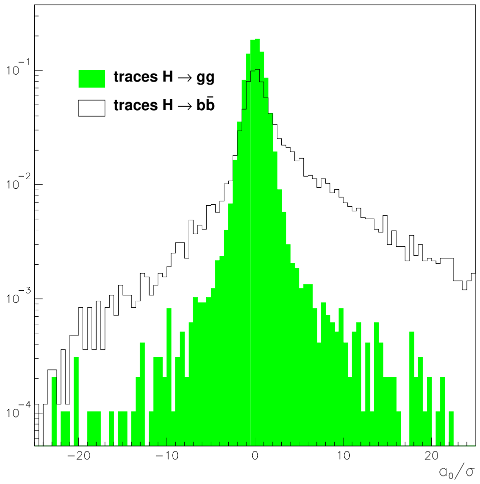


FIGURE 6.14: *Paramètre d'impact signé et normalisé à son erreur des traces reconstruites pour les deux types de jets.*

La figure 6.14 montre la distribution du paramètre d'impact signé et normalisé à son erreur a_0/σ pour les traces des deux types de jets. Pour les jets de gluons, le coeur gaussien de la distribution est clairement visible. Les queues de distribution ont pour origine les contaminations en temps de vie ainsi que les interactions avec la matière du détecteur qui génèrent des particules secondaires ou perturbent les trajectoires. Pour les jets b, la composante gaussienne est présente mais la distribution est dominée par les traces de grand paramètre d'impact. Le côté négatif de la distribution en a_0/σ est plus important que pour les jets g essentiellement du fait des erreurs de signature (direction du jet non-représentative de la direction du hadron B, désintégrations en cascade).

6.4.4 Etiquetage

L'étiquetage a été mené selon les deux méthodes exposées précédemment.

6.4.4.1 Etiquetage par comptage de traces

Le nombre de traces ayant un grand paramètre d'impact est la variable discriminante pour cette méthode. Il est indiqué sur la figure 6.15 pour les jets de différentes saveurs.

Les différences selon la sélection des traces de grand paramètre d'impact sont ici indiqués pour deux cas: $a_0 > 50\ \mu$m et $a_0 > 3\sigma$.

Les efficacités et réjections pour une coupure sur la multiplicité des traces de grand paramètre d'impact sont déduites des graphes.

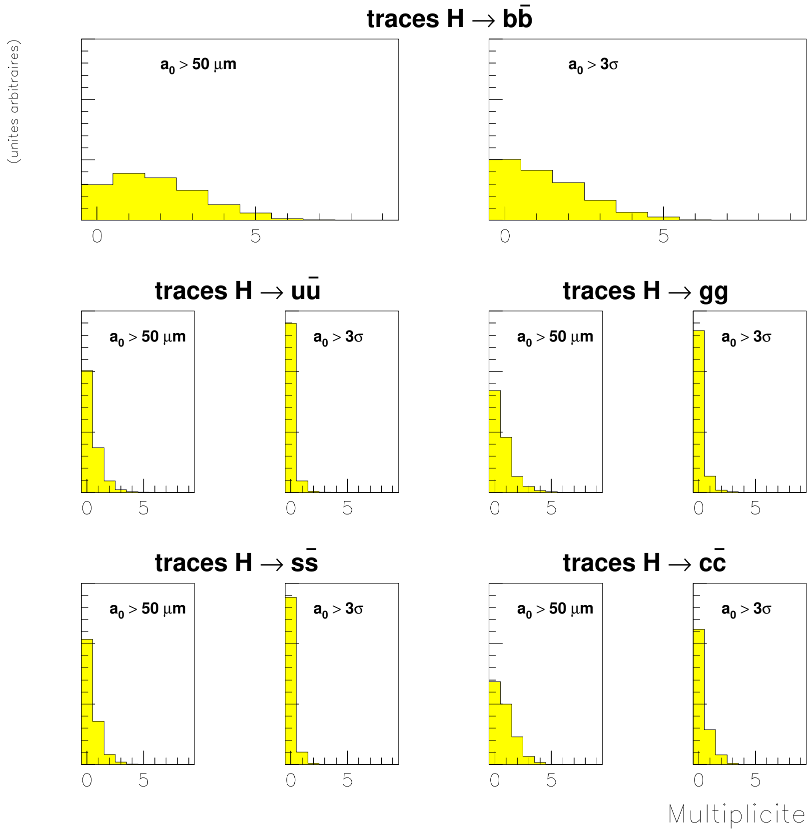


FIGURE 6.15: *Distribution du nombre de traces ayant un paramètre d'impact significatif dans les différentes saveurs de jets.*

6.4.4.2 Etiquetage par probabilité

Le calcul de la probabilité qu'a chaque trace de venir du vertex primaire fait appel à la fonction de résolution $\mathcal{R}(x)$ (cf. §6.3.2.1). Celle-ci est le résultat de l'ajustement d'une gaussienne et de deux exponentielles décroissantes sur le côté négatif de la distribution en paramètre d'impact signé et normalisé (a_0/σ) pour les traces de l'ensemble des jets (tous types confondus):

$$\mathcal{R}(x) = e^{-x^2/2\sigma^2} + e^{-\lambda_1 x} + e^{-\lambda_2 x}$$

La distribution gaussienne représente les erreurs de mesures alors que les deux exponentielles reproduisent la queue de la distribution dûe aux particules secondaires, aux erreurs de signe du paramètre d'impact (axe non-représentatif de la direction du hadron B) et éventuellement aux problèmes de reconstruction.

Les distributions des probabilités de compatibilité avec le vertex primaire des traces individuelles sont représentées sur la figure 6.16. Par rapport à la simulation rapide (page 127), on note que la région de non-compatibilité pour les jets légers est plus peuplée, essentiellement du fait de la production de particules secondaires.

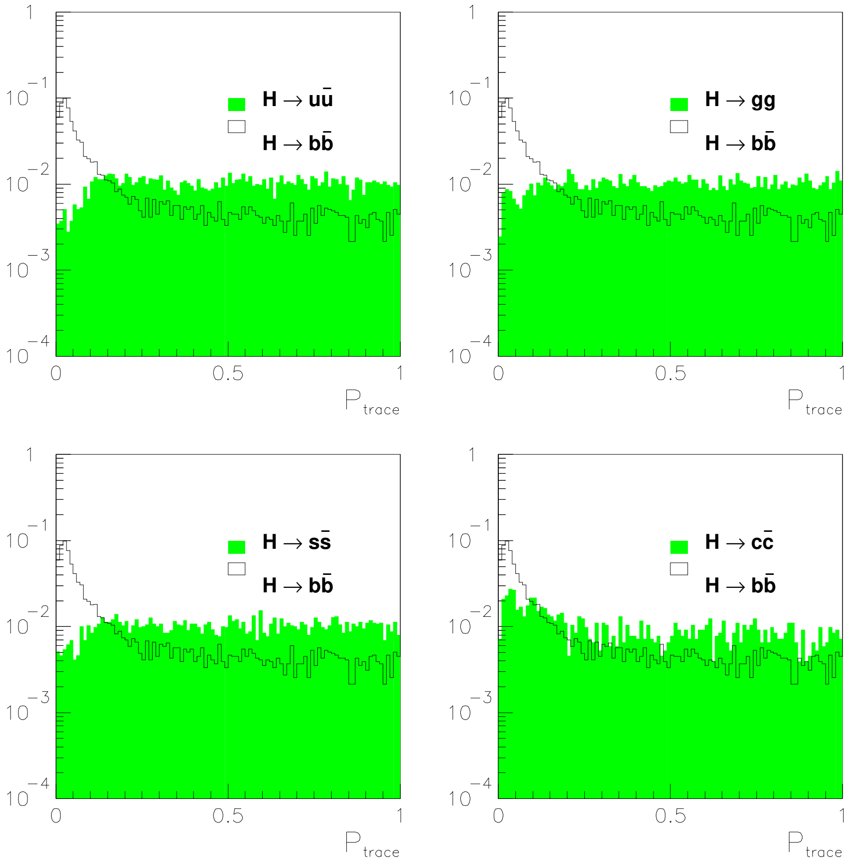


FIGURE 6.16: *Probabilité de compatibilité des traces individuelles avec le vertex primaire pour les différents types de jets.*

La probabilité que le jet soit compatible avec le vertex primaire est représentée sur la figure 6.17. Par exemple, la sélection des jets vérifiant $\mathcal{P}_{jet} < 0.05$ (soit $-\log(\mathcal{P}_{jets}) > 1.3$) conduit à $\epsilon_b \sim 50\%$ et $R_g \sim 40$.

6.4.5 Efficacité et réjections

Les réjections des jets de gluons en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b sont illustrées pour les deux méthodes en figure 6.18.

Dans les deux cas, l'efficacité maximale est limitée par la fraction de jets pour lesquels aucune trace n'est exploitable. A très basse efficacité, les réjections sont entâchées d'une importante incertitude qui correspond à la statistique utilisée: pour $\epsilon_b \sim 0.1\%$, un seul jet de gluon sur les 2129 utilisés a été pris pour un jet b. Avec deux jets mal-identifiés, la réjection aurait été divisée par deux. Aussi la région $R_g > 200$ n'est pas très significative avec la statistique actuelle.

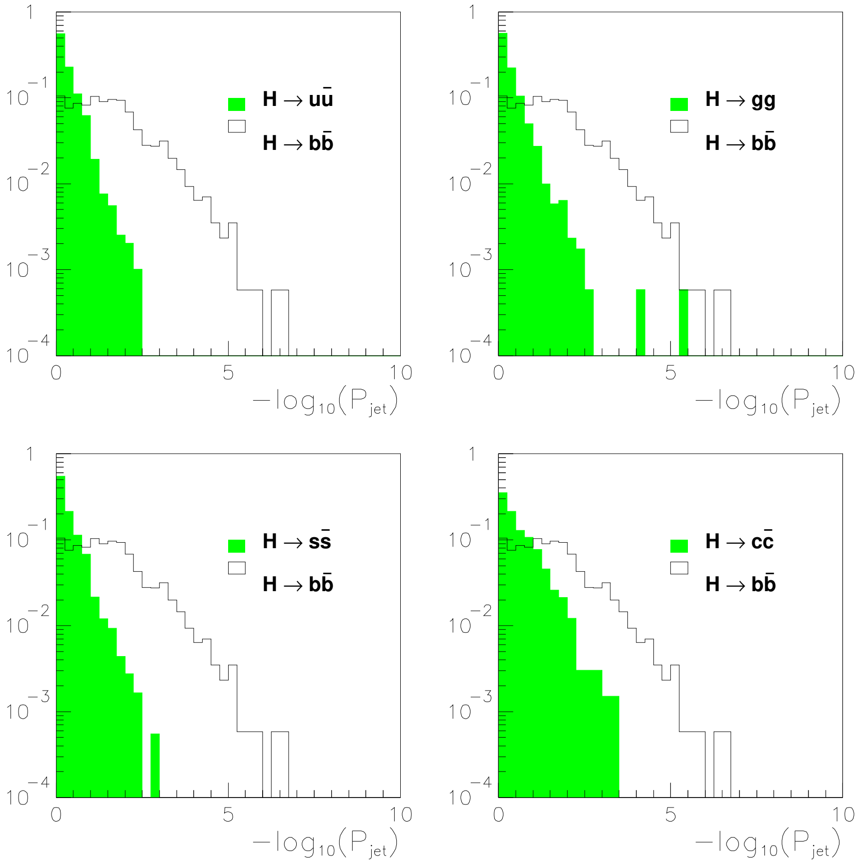


FIGURE 6.17: *Probabilité de compatibilité avec le vertex primaire pour les divers types de jets.*

Pour $\epsilon_b = 50\%$, la réjection est de l'ordre de 40. Les deux méthodes donnent des résultats similaires après reconstruction alors qu'avant simulation complète la méthode par comptage semblait légèrement supérieure dans cette région d'efficacité. Ceci s'explique par la prise en compte des effets non-gaussiens dans la fonction de résolution pour la méthode par probabilité.

La réjection est relativement uniforme en fonction de la pseudo-rapidité (fig. 6.19): la pureté varie entre 97% et 98% avec une baisse à 95% dans la région $\eta \sim 1.75$. Les faiblesses de cette zone ont déjà été mentionnées plusieurs fois lors des études sur les traces isolées (§ 5.4.1). La matière plus importante dans cette région favorise la production de particules secondaires et dégrade les résolutions principalement par diffusion multiple.

Les jets de gluons représentent vraiment le bruit de fond typique au LHC. Outre les difficultés expérimentales, leur réjection est limitée par la probabilité qu'a le gluon d'émettre une paire de quarks lourds. Pour une masse $m_H = 100$ GeV$/c^2$, les fractions produites par le Monte-Carlo JETSET sont $Br(g \rightarrow b\bar{b}) \sim 2\%$ et $Br(g \rightarrow c\bar{c}) \sim 4\%$. L'effet limitatif n'est pas direct en ce sens que les caractéristiques de ces jets ne sont pas aussi typiques que celles des jets b ou c du fait des mécanismes de leur production.

Lors de la fragmentation d'un quark léger, la production d'une paire de quarks lourds est négligeable. La réjection des jets de quark u est donc supérieure (fig. 6.20).

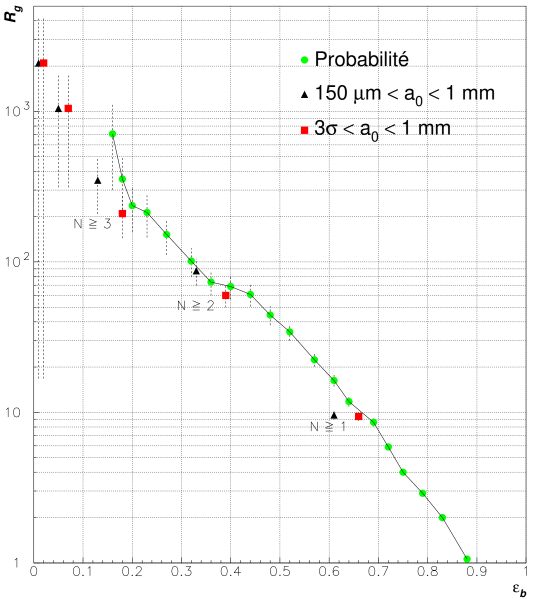


FIGURE 6.18: *Réjection des jets g en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b. Les deux méthodes d'étiquetage sont utilisées.*

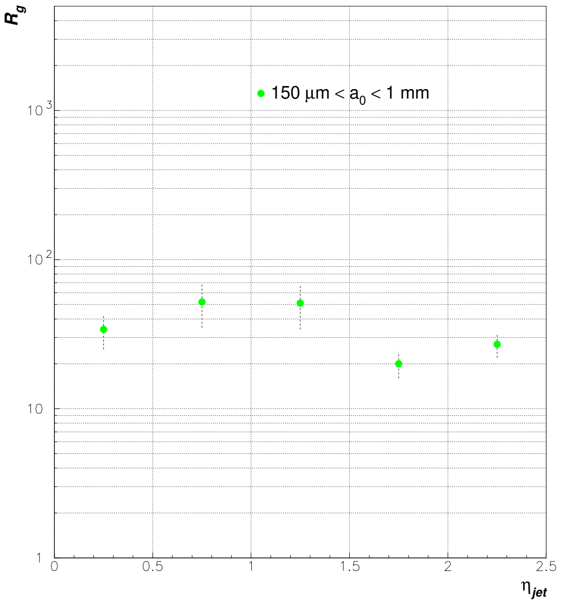


FIGURE 6.19: *Réjection des jets g en fonction de la pseudo-rapidité η_{jet} du jet pour une efficacité d'étiqueter un jet b de 50%.*

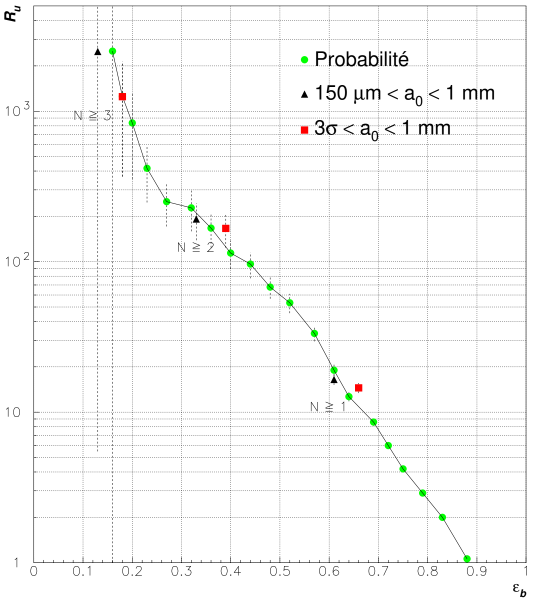


FIGURE 6.20: *Réjection des jets u en fonction de l'efficacité d'étiquetage des jets b. Les deux méthodes d'étiquetage sont utilisées.*

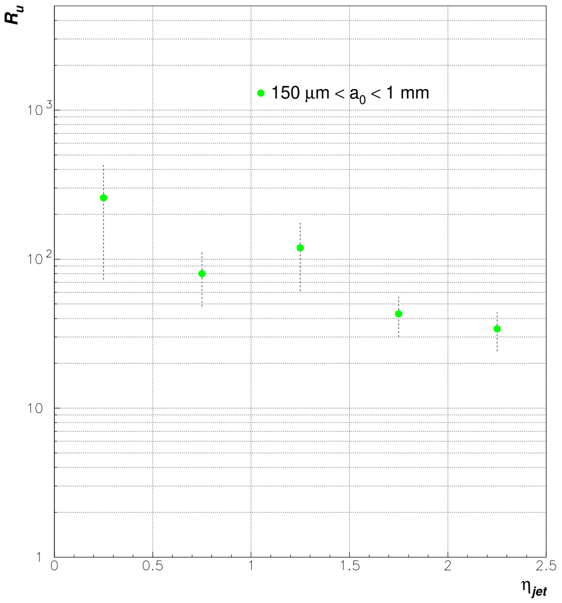


FIGURE 6.21: *Réjection des jets u en fonction de la pseudo-rapidité η_{jet} du jet pour une efficacité d'étiqueter un jet b de 50%.*

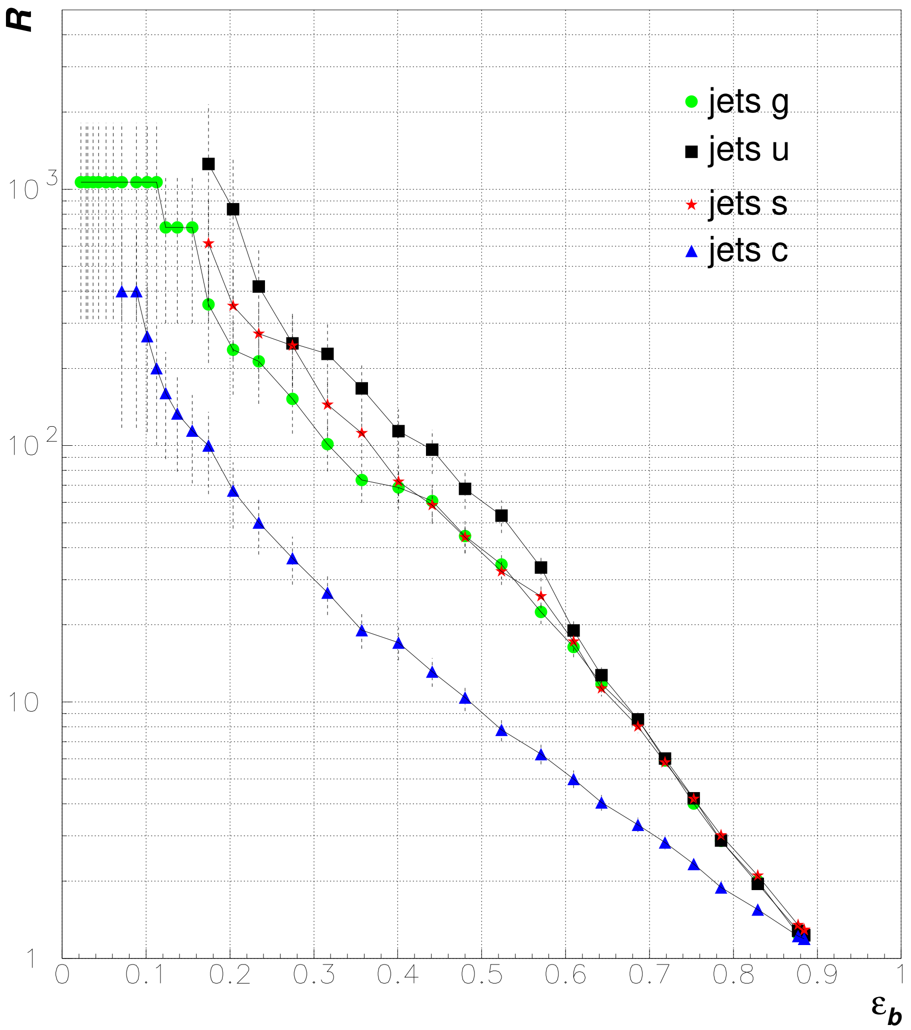


FIGURE 6.22: *Réjection des jets de diverses saveurs en fonction de l'efficacité d'étiqueter les jets b obtenues avec la méthode de probabilité.*

Les réjections obtenues par la méthode de probabilité pour les différents types de jets considérés sont présentées en figure 6.22. Les réjections obtenues pour une efficacité d'étiquetage des jets b de 50% sont résumées dans le tableau 6.2 où les résultats obtenus par les autres algorithmes [51] de reconstruction des traces sont également mentionnés. Pour PIXLREC, les valeurs indiquées correspondent à la réjection obtenue avec la méthode par probabilité.

Reconstruction avec	R_g	R_u	R_s	R_c
PIXLREC	39 ± 5	60 ± 9	38 ± 5	9 ± 1
XKALMAN	41 ± 4	80 ± 6	-	7.5 ± 0.3
IPATREC	50 ± 2	94 ± 5	-	8.0 ± 0.1

TABLEAU 6.2: *Comparaison des réjections des jets de gluon, de quark u, s et c atteintes par les trois algorithmes de reconstruction pour une efficacité $\epsilon_b = 50\%$. Les lots d'événements sont identiques mais le nombre d'événements utilisé diffère.*

L'accord avec les résultats des autres algorithmes de reconstruction des traces est bon, alors que les approches de reconstruction et les méthodes d'étiquetage suivies sont différentes. La différence observée pour les jets u, où les limitations de réjection par des contaminations en temps de vie sont plus faibles que dans les autres types de jets, montre qu'il existe toutefois encore de petits gains possibles en réjection avec PIXLREC, dûs probablement au problème évoqué précédemment d'ajustement des erreurs de certaines traces. Notons cependant que cette différence est faible puisqu'elle correspond à une mauvaise identification additionnelle d'environ cinq jets pour mille.

6.4.5.1 Effets des particules secondaires

L'effet de la production de particules secondaires par interaction avec la matière (conversions $\gamma \to e^+e^-$, interactions nucléaires) sur la réjection a été étudié en désactivant ces mécanismes de production dans GEANT.

La production de secondaires réduit la réjection des jets de gluons de 60 ± 15 à 45 ± 10. Par conséquent la proportion de traces dûes aux particules secondaires limitant la réjection est d'environ 25%. Notons que l'étude a été réalisée avec une version antérieure de la géométrie du détecteur interne ce qui explique les résultats légèrement différents de ceux de la table 6.2. La version actuelle modélise de façon un peu plus précise la matière dans le détecteur, ce qui peut augmenter légèrement cette proportion.

6.4.6 Conclusion et perspectives

Les résultats obtenus en simulation complète et après reconstruction avec PIXLREC sont très corrects. Pour une efficacité d'étiquetage des jets b de 50%, les réjections des jets de quarks légers avec une moyenne de 46 sont voisines des spécifications du détecteur interne (50). La réjection des jets c est bien sûr limitée par le temps de vie des particules charmées et nécessite une étude plus spécifique.

Les diverses améliorations pouvant encore être apportées tant au niveau de la reconstruction que de l'étiquetage proprement dit laissent espérer des performances supérieures.

La première amélioration à apporter concerne les 10% de traces pour lesquelles la procédure d'ajustement avec prise en compte des erreurs de diffusion ne fonctionne pas correctement pour des raisons techniques. La correction de ce problème devrait améliorer l'efficacité de l'étiquetage.

L'utilisation de la dernière version de PIXLREC où le traitement des amas de pixels est optimisé est aussi une source certaine de gain en résolution.

La procédure d'ajustement elle-même peut être perfectionnée pour que l'enrichissement en traces de bonne qualité soit contrôlable précisément par le χ^2. La présente coupure à $\chi^2/\mathrm{ndf} < 20$ traduit ce manque de contrôle.

Grâce à une méthode d'ajustement spécifique incluant les effets de bremsstrahlung, la précision sur les paramètres des traces identifiées comme électrons dans le TRT peut être affinée.

Il semble aussi raisonnable d'exiger des traces utilisées pour l'étiquetage qu'elles aient au moins un point de mesure dans la couche B de pixels pour garantir une mesure correcte du paramètre d'impact. Cette sélection n'a pu être faite pour des raisons techniques et devrait améliorer nettement la qualité des traces du lot.

Des études sont également à mener pour l'élimination des traces secondaires, en utilisant par exemple la longueur totale des traces ou la répartition des points de la trace pour rejeter les traces produites après la(les) première(s) couche(s) de détection.

Au niveau des algorithmes d'étiquetage, il a déjà été mentionné qu'une reconstruction efficace des V^0 pouvait améliorer la réjection.

D'autre part, notons que pour la méthode d'étiquetage par probabilité, la fonction de résolution pourrait être ajustée uniquement sur un lot de jets de quark légers sélectionnés par une procédure indépendante: la distribution a_0/σ étant plus étroite, le pouvoir de discrimination de l'algorithme devrait s'améliorer.

Enfin, l'utilisation du paramètre d'impact tridimensionnel est aussi à étudier. Une attention particulière à la reconstruction de la position longitudinale du vertex primaire est nécessaire pour exploiter le paramètre d'impact 3D.

Chapitre 7

Application à la recherche du Higgs

7.1 Introduction

Le domaine des masses moyennes du Higgs semble assez privilégié par les déterminations indirectes basées sur les mesures de précision des paramètres de la théorie électro-faible. Ces mesures bénéficient essentiellement de la grande précision qu'apporte le LEP avec ses 16 millions de Z^0 collectés. Par le biais des corrections radiatives, les quatre expériences du LEP avaient ainsi pu déterminer de manière indirecte une masse du *top* de $171 \pm 8^{+17}_{-19}$ GeV/c^2 [120] alors que la valeur mesurée au Tévatron est de 175.6 ± 5.5 GeV/c^2 [121]. Toutefois la sensibilité obtenue sur la masse du Higgs est plus faible car les corrections radiatives n'ont qu'une dépendance logarithmique en m_H. L'ajustement de l'ensemble des données expérimentales conduit à des valeurs les plus probables pour m_H d'une centaine de GeV: $m_H = 86^{+202}_{-51}$ GeV/c^2 (LEP seul) et $m_H = 149^{+148}_{-82}$ GeV/c^2 [120]. Les incertitudes sont assez larges pour qu'une masse du Higgs $m_H \sim 600$ GeV/c^2 ne puisse être exclue. D'autre part, les résultats jusqu'à ce jour négatifs des recherches du Higgs à LEP I et LEP II ont permis de fixer une limite inférieure sur sa masse de 65.2 GeV/c^2 (à 95% de confiance). Si les recherches auprès de LEP II restaient infructueuses jusqu'au début du fonctionnement du LHC, cette limite inférieure serait au plus de 95 GeV/c^2.

Pour une masse $m_H < 130$ GeV/c^2, le mode dominant (cf. page 18) de désintégration du Higgs est la désintégration en deux quarks beaux: $H \to b\bar{b}$. L'exploitation de ce canal au LHC a longtemps été considérée comme impossible, du fait de bruits de fond QCD très importants [29]. Les évolutions qu'ont connues les détecteurs au LHC et la meilleure compréhension de leurs performances en matière d'étiquetage des jets b a finalement conduit à "réhabiliter" ce canal. Les performances d'étiquetage atteinte par CDF [18] ($\epsilon_b \sim 30\%$ et $R \sim 150$) ont également conforté l'idée que l'étiquetage des jets b pouvait être performant même auprès d'un collisionneur hadronique. De plus, ce domaine de masse étant assez difficile, une observation claire et rapide du Higgs dans un seul canal est exclue pendant les trois premières années à basse luminosité et la combinaison du plus grand nombre de canaux possible est souhaitable ($H \to \gamma\gamma$, $H \to Z\gamma$, $H \to ZZ^* \to l\bar{l}l\bar{l}$ et $H \to b\bar{b}$).

Compte-tenu des résultats obtenus dans le domaine de l'étiquetage (chapitre précédent), il est apparu opportun de rappeler quel est le potentiel d'ATLAS pour le canal $H \to b\bar{b}$. L'essentiel des résultats a été obtenu en [122, 25] en utilisant des performances pour l'étiquetage des jets b proches de celles estimées au chapitre précédent.

7.2 Production associée du Higgs

La production associée du Higgs avec un $W^{\pm}$, un Z^0 ou une paire $t\bar{t}$ est nécessaire pour fournir un lepton isolé qui puisse déclencher l'expérience et réduire le bruit de fond $b\bar{b}$.

La procédure suivie pour l'étude fait appel à une simulation des événements complets du signal et des bruits de fond incluant tous les effets de radiations et d'hadronisation des jets. Le regroupement en jets utilise l'algorithme classique des cellules décrit en §5.4.2.1.3.

7.2.1 Le canal WH

Dans le canal $q\bar{q}' \to W^* \to WH \to l\nu\ b\bar{b}$, hormis le lepton servant au déclenchement, les particules visibles produites dans le processus de diffusion dure sont les deux quarks b. L'objectif est donc d'étudier les états finals $lb\bar{b}$ pour reconstruire un pic dans la masse invariante des paires $b\bar{b}$.

Les principaux bruits de fond irréductibles sont $WZ \to l\nu\ b\bar{b}$, qui est résonnant et donc dangereux si $m_{H^0} \sim m_{Z^0}$; et $Wb\bar{b} \to l\nu\ \ b\bar{b}$. Le bruit de fond $t\bar{t} \to bl\nu\ \bar{b}W$ peut être réduit en rejetant les événements avec une activité importante en plus des deux jets b. Enfin, la réduction du bruit de fond Wjj où un des jets est pris pour un jet b dépend avant tout de la qualité de l'étiquetage.

Les sections efficaces du signal et des bruits de fond sont indiquées en table 7.1.

Etat final: $lb\bar{b}$	**Section efficace (pb)**
Signal: WH	
$m_H = 80$ GeV/c^2	0.769
$m_H = 100$ GeV/c^2	0.405
$m_H = 120$ GeV/c^2	0.209
Bruits de fond:	
WZ	0.86
$Wb\bar{b}$	69.3
$q\bar{q} \to W \to t\bar{b}$	1.42
$t\bar{t}$	266.1
$qg \to Wg \to t\bar{b}q$	45.6
Wjj	54480.0

TABLEAU 7.1: *Sections efficaces de production du signal WH et des bruits de fond. Les taux de branchements $H \to b\bar{b}$ et $W \to l\nu$ sont inclus. Dans le cas Wjj, seuls sont comptés les cas où les partons ont $p_T > 15$ GeV/c et sont séparés angulairement par plus de 30^o.*

Les incertitudes sur ces sections efficaces proviennent de la paramétrisation des fonctions de structures et des corrections radiatives. Aucun facteur K n'est inclus dans la mesure où ils ne sont pas calculés pour tous les bruits de fond et que leur ajout là où ils existent ne modifient pas significativement les résultats.

La sélection des événements est la suivante:

- un lepton de grand p_T est requis ($p_T^\mu > 6$ GeV/c, $p_T^e > 30$ GeV/c), de pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$ et à une distance de tout autre jet sélectionné $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} > 0.7$,
- deux jets identifiés comme étant issus de quarks beaux, et vérifiant $p_T^{jet} > 15$ GeV/c, $|\eta^{jet}| < 2.5$, séparés l'un de l'autre ainsi que du lepton par $\Delta R > 0.7$,
- veto sur tout autre lepton de $p_T > 6$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$,
- veto sur tout autre jet de $p_T^{jet} > 15$ GeV/c et $|\eta^{jet}| < 2.5$.

La procédure d'étiquetage des jets utilise simplement les valeurs moyennes d'efficacité d'étiquetage des jets b et de réjection des jets non-b. Deux points sont privilégiés: $\epsilon_b = 30\%$, $R = 100$ et $\epsilon_b = 50\%$, $R = 50$. Ces valeurs sont assez réalistes au vu des résultats obtenus en simulation complète au chapitre 6 et des possibilités d'améliorations futures. D'autre part, l'efficacité d'identification du lepton est de 90%.

Le nombre d'événements ainsi sélectionnés pour une année de fonctionnement du LHC à basse luminosité ($\mathcal{L} = 10^4$ pb) est indiqué en table 7.2 ainsi que la signification statistique estimée par $S/\sqrt{B}$.

	Signal	**Bruits de fond**			**Signification**
	WH	WZ	$Wb\bar{b}$	Wjj, Wjb	$S/\sqrt{B}$
Etiquetage des jets beaux: $\epsilon_b = 30\%$ et $R = 100$					
$m_H = 80$ GeV/c^2	63	56	1130	900	1.4
$m_H = 100$ GeV/c^2	40	54	870	660	1.0
$m_H = 120$ GeV/c^2	17	14	680	440	0.5
Etiquetage des jets beaux: $\epsilon_b = 50\%$ et $R = 50$					
$m_H = 80$ GeV/c^2	175	155	3130	3600	2.1
$m_H = 100$ GeV/c^2	110	150	2400	3130	1.5
$m_H = 120$ GeV/c^2	47	39	1880	1720	0.8

TABLEAU 7.2: *Nombre d'événements de signal et de bruits de fonds pour un an de fonctionnement du LHC à basse luminosité, soit une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 10^4$ pb. Les significations statistiques sont indiquées pour trois hypothèses de masse du Higgs et deux scénarios de performances d'étiquetage des jets b.*

La signification statistique étant d'au plus 2.1, le signal est très difficile à extraire du bruit de fond. Notons que le canal WZ n'a pas été étudié car il présente une section efficace près de 10 fois plus faible que WH.

7.2.2 Le canal $t\bar{t}H$

Ce signal a une section efficace de production similaire à celle du canal WH. Toutefois l'état final est beaucoup plus complexe: $WWb\bar{b}b\bar{b}$. Le précédent veto sur les jets n'a plus lieu d'être: 3 ou 4 jets identifiés comme b sont maintenant exigés. Aux bruits de fond physiques s'ajoute donc maintenant un important bruit de fond combinatoire dû au signal.

Les principaux bruits de fond sont les canaux irréductibles $t\bar{t}Z$ (résonnant mais de faible section efficace) et $t\bar{t}b\bar{b}$; et les canaux pour lesquels un ou plusieurs jets sont pris pour des jets b: $t\bar{t}$, $Wjjj$, $Wb\bar{b}j$, ... Pour ces derniers, la qualité de l'étiquetage est encore plus prépondérante que dans le cas du canal WH.

La sélection additionnelle requiert 3 jets identifiés comme jets de quark b, isolés et vérifiant $p_T > 15$ GeV/c et $|\eta| < 2.5$ (l'efficacité de l'étiquetage simultané de 4 jets est trop basse pour que 4 jets soient requis).

Pour estimer la signification du signal, les combinaisons retenues de 2 jets b correspondent aux 2 jets de plus petite impulsion transverse. En effet, les quarks b issus du Higgs ont une impulsion transverse moyenne plus faible que ceux issus du quark top.

Le nombre d'événements de signal et des principaux bruits de fond pour une année à basse luminosité est présenté dans la table 7.3.

	Signal	**Bruits de fond**		**Signification**
	$t\bar{t}H$	$t\bar{t}$	$Wjjj$	$S/\sqrt{B}$
Etiquetage des jets beaux: $\epsilon_b = 30\%$ et $R = 100$				
$m_H = 80$ GeV/c^2	47	660	140	1.7
$m_H = 100$ GeV/c^2	22	550	140	0.8
$m_H = 120$ GeV/c^2	11	410	140	0.5
Etiquetage des jets beaux: $\epsilon_b = 50\%$ et $R = 50$				
$m_H = 80$ GeV/c^2	184	3430	630	2.9
$m_H = 100$ GeV/c^2	87	2880	630	1.5
$m_H = 120$ GeV/c^2	42	2200	630	0.8

TABLEAU 7.3: *Nombre d'événements de signal et de bruits de fonds pour un an de fonctionnement du* LHC *à basse luminosité, soit une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 10^4$ pb. Les significations statistiques sont indiquées pour trois hypothèses de masse du Higgs et deux scénarios de performances d'étiquetage des jets b.*

Comme dans le cas WH, la signification statistique du signal est meilleure aux petites masses du Higgs, mais reste trop faible pour une mise en évidence avec ce seul canal après un an de prise de données à basse luminosité.

7.3 Potentiel d'ATLAS

L'étude du canal WH à haute luminosité semble impossible du fait du veto sévère sur les jets pour rejeter le bruit de fond $t\bar{t}$. Le canal $t\bar{t}H$ ne présente pas cet inconvénient. Néanmoins, les seuils en impulsion transverse du lepton comme des jets devront dans ce cas être relevés compte-tenu de la fréquence des interactions et de l'empilement d'événements, ce qui peut compromettre l'observation. Dans l'hypothèse d'une recherche à haute luminosité, il est bien sûr indispensable que la couche B de pixels à 4cm soit maintenue et remplacée régulièrement.

Notons que la compréhension des performances détaillées de l'étiquetage des jets ayant beaucoup progressé depuis cette étude, son impact sur une telle analyse pourrait être très intéressant[1]. Il est ainsi envisageable de reconstruire les jets des événements (en tout cas pour le signal) en simulation complète. Par exemple, en reconstruisant les traces des 2 jets b d'un événement $H \to b\bar{b}$, il est possible de déterminer l'efficacité d'étiquetage simultané de 2 jets qui prend ainsi en compte les corrélations entre-eux ainsi que les dépendances de chacun d'eux en pseudo-rapidité ou en impulsion transverse.

Pour les canaux WH et $t\bar{t}H$, il est très difficile d'extraire le signal du bruit de fond, principalement du fait des taux de production faibles. Le canal $H \to \gamma\gamma$ présente une signification statistique du même ordre. Il a toutefois l'avantage de présenter une signature expérimentale beaucoup plus claire et de pouvoir être observé à haute luminosité si nécessaire.

Toutefois la combinaison de tous ces canaux peut mettre en évidence de façon convaincante un Higgs de masse $80 < m_H < 120$ GeV/c^2 après quelques années de fonctionnement du LHC à basse luminosité. La table 7.4 montre que des significations statistiques de l'ordre de 5 peuvent être atteintes. De plus, les canaux sont en fait très complémentaires: vers 80 GeV/c^2, le canal $H \to b\bar{b}$ est plus sensible, et la tendance s'inverse avec l'augmentation de la masse.

Canal	Signal	Bruits de fond	$S/\sqrt{B}$
$m_H = 80$ GeV/c^2			
WH, $H \to b\bar{b}$	525	20700	3.7
$t\bar{t}H$, $H \to b\bar{b}$	552	12200	5.0
$H \to \gamma\gamma$	185	14600	1.5
Combiné:			6.4
$m_H = 100$ GeV/c^2			
WH, $H \to b\bar{b}$	330	15300	2.7
$t\bar{t}H$, $H \to b\bar{b}$	261	10500	2.5
$H \to \gamma\gamma$	322	13900	2.7
Combiné:			4.6
$m_H = 120$ GeV/c^2			
WH, $H \to b\bar{b}$	141	10900	1.3
$t\bar{t}H$, $H \to b\bar{b}$	126	8500	1.4
$H \to \gamma\gamma$	392	9000	4.1
Combiné:			4.5

TABLEAU 7.4: *Sensibilité d'ATLAS à un boson de Higgs de masse $80 < m_H < 120$ GeV/c^2 pendant les trois premières années à basse luminosité ($\mathcal{L} = 3.10^4$ pb^{-1}) et à 14 TeV.*

---

[1] Les résultats présentés ici ont été récemment réactualisés (voir [51]).

7.4 Conclusion

Si la masse du boson de Higgs est comprise entre 80 GeV/c^2 et 120 GeV/c^2, son observation durant les premières années au LHC devra combiner les résultats de plusieurs canaux.

Le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ est l'un des éléments-clés de cette stratégie. Sa mise en oeuvre est difficile et des résultats satisfaisants reposent avant tout sur les performances atteintes par l'étiquetage des jets b, ce qui en fait un canal type pour ce genre d'études. Les résultats indiqués précédemment reposent sur l'hypothèse d'une réjection des jets non-b de 50 pour une efficacité d'étiquetage des jets b de 50%. Compte-tenu des résultats obtenus dans ce domaine (chapitre 6), cette hypothèse apparaît raisonnable.

Conclusion

Dans ce travail, les potentialités du détecteur ATLAS pour l'étiquetage des jets issus de quark beau ont été étudiées. L'étiquetage topologique, basé sur le paramètre d'impact des traces chargées, est utilisé. L'identification de ces jets avec une grande efficacité et un taux de mauvaise identification faible est très précieuse au regard des objectifs poursuivis au LHC. En particulier, si les recherches auprès de LEP II du boson de Higgs du Modèle Standard restent infructueuses, sa mise en évidence au LHC pour une masse comprise entre 80 GeV/c^2 et 120 GeV/c^2 durant les premières années de fonctionnement du LHC à basse luminosité n'est possible que si les canaux $WH \to l\nu\, b\bar{b}$ et $t\bar{t}H \to Wb\, W\bar{b}\, b\bar{b}$ viennent conforter le canal $H \to \gamma\gamma$. D'autre part, de nombreux signaux dans des extensions super-symétriques (SUSY) du Modèle Standard sont caractérisés par la présence de plusieurs quarks b: $H \to hh \to b\bar{b}\, b\bar{b}$, $A \to Zh \to b\bar{b}\, b\bar{b}$, ...

Une évaluation correcte des performances dans le domaine de l'étiquetage ne peut se faire qu'avec une simulation détaillée du détecteur et une procédure de recherche et reconstruction des traces chargées adéquate. La majeure partie de ce travail de thèse a consisté en la réalisation d'un algorithme de recherche et reconstruction des traces chargées, PIXLREC, exploitant la granularité très fine du détecteur interne dont s'est dotée la collaboration ATLAS. Dans l'approche choisie, la recherche des traces est initiée dans le sous-détecteur présentant le taux d'occupation le plus faible, à savoir le système de détecteurs à pixels. La recherche est ensuite poursuivie vers l'extérieur du détecteur: détecteurs à micro-pistes au silicium et détecteur à pailles.

Les résultats obtenus pour une luminosité du LHC de $\mathcal{L} = 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1} sont satisfaisants: l'efficacité de reconstruction d'une trace de muon isolé de $p_T > 1$ GeV/c est supérieure à 99% et celle pour des traces des jets d'événements complets $H \to b\bar{b}$ ($m_H = 100$ GeV/c^2) est de l'ordre de 80-90 %.

Les performances de l'étiquetage sont fonction de la qualité de reconstruction et des qualités du détecteur. Pour une efficacité d'étiqueter les jets b de 50%, les réjections moyennes des jets issus de gluon, de quark u, s ou c sont les suivantes:

$$R_g = 39 \pm 5 \qquad R_u = 60 \pm 9 \qquad R_s = 38 \pm 5 \qquad R_c = 9 \pm 1$$

Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus par les deux autres algorithmes de reconstruction d'ATLAS, et certaines sources potentielles de gain ont été identifiées. Une approche de reconstruction de traces exploitant principalement les détecteurs à pixels est donc valide. La collaboration ATLAS dispose maintenant de trois approches différentes pour la recherche des traces, basée chacune sur un sous-détecteur différent. Leurs résultats cohérents permettent de vraiment juger du potentiel du détecteur interne d'ATLAS, et de mener à bien les optimisations finales. A terme, la procédure de recherche des traces combinera les différentes approches pour tirer le meilleur parti du détecteur.

L'algorithme Pixlrec met l'accent sur l'exploitation des détecteurs à pixels, qui est une technologie de détection assez récente. La partie consacrée aux tests en faisceau des premiers prototypes de matrices de détecteurs à pixels en technologie résistante aux radiations montre que les premiers résultats sont très encourageants.

Liste des figures

Liste des tableaux

Bibliographie

[1] S.Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Nucl.Phys.* ***22***, (1961) 579.

[2] A.Salam et J.C.Ward. Electromagnetic and weak interactions. *Phys.Rev.Lett.* ***13***, (1964) 168.

[3] S.Weinberg. A model of leptons. *Phys.Rev.Lett.* ***19***, (1967) 1264.

[4] S.Glashow, I.Iliopoulos et L.Maini. Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Phys.Rev.* ***D2***, (1970)1285.

[5] J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch et R.Turlay. Evidence for the 2 pi decay of the $K(2)^0$ meson. *Phys.Rev.Lett.* ***13***, (1964) 138.

[6] P.W.Higgs. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons. *Phys.Rev.Lett.* ***145***, (1966) 1156.

[7] T.Kibble. Symmetry breaking in non-abelian gauge theories. *Phys.Rev.* ***155***, (1967) 1554.

[8] F.Englert et R.Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys.Rev.Lett.* ***13***, (1964) 321.

[9] J.Goldstone. Field theories with 'superconductor' solutions. *Nuovo Cimento* ***19***, (1961) 154.

[10] N.Cabibbo. Unitarity symmetry and leptonic decays. *Phys.Rev.Lett.* ***10***, (1963) 531.

[11] M.Kobayashi et T.Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog.Theor.Phys.* ***49***, (1973) 65.

[12] ALEPH Collaboration (D.Decamp *et al.*). Determination of the number of light neutrino species. *Phys.Lett.* ***B231***, (1989) 519.

[13] Gargamelle Neutrino Collaboration (F.J.Hasert *et al.*). Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys.Lett.* ***B46***, (1973) 138.

[14] UA1 Collaboration (G.Arnison *et al.*). Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV. *Phys.Lett.* ***B122***, (1983) 103.

[15] UA2 Collaboration (M.Banner *et al.*). Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $p\bar{p}$ collider. *Phys.Lett.* ***B122***, (1983) 476.

[16] UA1 Collaboration (G.Arnison *et al.*). Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c^2 at the CERN SPS collider. *Phys.Lett.* ***B126***, (1983) 398.

[17] UA2 Collaboration (P.Bagnaia *et al.*). Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ collider. *Phys.Lett.* ***B129***, (1983) 130.

[18] CDF Collaboration (F.Abe *et al.*). Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions. *Phys.Rev.Lett.* ***74***, 2626(1995). (*Version électronique: clé* 3100723 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ex/9503002).

[19] D0 Collaboration (S.Abachi *et al.*). Observation of the top quark. *Phys.Rev.Lett.* ***74***, 2632(1995). (*Version électronique: clé* 3100952 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ex/9503003).

[20] J.Ellis (et refs. internes). Testing the standard model and beyond. *CERN/TH-95-317*, (1995). (*Version électronique: clé* 3275019 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-th/9512133).

[21] voir par ex. G.F.Giudice (et refs. internes). Beyond the standard model. *CERN Yellow Report 96-04*, (1996). (*Version électronique: clé* 3360563 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ph/9605390).

[22] The LHC study group (L.Evans *et al.*). Conceptual Design Report. *CERN/AC/95-05(LHC)*, (1995). (*Version électronique:* http://www.cern.ch/-CERN/LHC/YellowBook95/yellow.shtml).

[23] K.M.Potter. The Large Hadron Collider project of CERN. *LHC Project Report 36*, (1996). (*Version électronique:* http://edms.cern.ch/TWDM/cgi/twdmproto.pm/-LHCREP/Get/_Reports/_1996/LHCPR0036/LHC-PROJECT-REPORT-0036.PS).

[24] E.Keil. The Large Hadron Collider. *LHC Project Report 79*, (1996). (*Version électronique:* http://edms.cern.ch/TWDM/cgi/twdmproto.pm/LHCREP/-Get/_Reports/_1996/LHCPR0079/LHC-PROJECT-REPORT-0079.PS).

[25] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Proposal. *CERN/LHCC/94-43*, (1994). (*Version électronique:* ftp://www.cern.ch/pub/Atlas/TP/tp.html).

[26] CMS Collaboration. CMS Technical Proposal. *CERN/LHCC/94-38*, (1994). (*Version électronique:* http://cmsinfo.cern.ch/cmsinfo/TP/TP.html).

[27] LHC-B Collaboration. LHC-B Letter of Intent. *CERN/LHCC/95-5*, (1995). (*Version électronique:* http://www.cern.ch/LHC-B/loi/LOI.html).

[28] ALICE Collaboration. ALICE Technical Proposal. *CERN/LHCC/95-71*, (1995). (*Version électronique:* http://www.cern.ch/ALICE/tech_prop.html).

[29] D.Denegri. Aachen LHC Workshop. *CERN/90-10 ECFA/90-133*, (1990).

[30] R.Hawkings et A.R.Weidberg. TRD occupancies. *ATLAS Internal Note INDET-NO-26*, (1993).

[31] UA1 Collaboration (G.Arnison*et al.*). Hadronic jet production at the CERN proton anti-proton collider. *Phys.Lett.* ***132B***, (1983)214.

[32] J.E.Huth *et al.* Toward a standardization of jet definitions. *Snowmass 1990 (Ed. E.L.Berger, World Scientific 1992), FERMILAB-CONF-90-249-E*, (1990).

[33] H1 Collaboration (S.Aid *et al.*). A measurement and QCD analysis of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at HERA. *Nucl.Phys.* ***B470***, (1996)3. (*Version électronique: clé* 3323714 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ex/9603004).

[34] Compte-rendu. Conférence Beauty'96. *Nucl.Instr. and Methods* ***A384***, (1996).

[35] P.Eerola (ATLAS Collaboration). B-physics potential of ATLAS. *Nucl.Instr. and Methods* ***A384***, (1996)93.

[36] R.Frey *et al.* Top quark physics: future measurements. *FERMILAB-CONF-97-085*, (1997). (*Version électronique: clé* 3534790 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ph/9704243).

[37] D.Froidevaux. Top quark physics at LHC/SSC. *CERN-PPE-93-148 et Rencontres de Moriond, Les Arcs, France*, (1993). (*Version électronique: clé* 2815141 *ou* http://ccdb1.kek.jp/cgi-bin/img_index?9310058).

[38] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Proposal. *CERN/LHCC/94-43*, (1994). (*Version électronique:* ftp://www.cern.ch/pub/Atlas/TP/tp.html).

[39] M.Cobal. Top physics at LHC. *ATLAS Internal Note PHYS-NO-93*, (1996).

[40] U.Sarid. Precision top mass measurements versus Yukawa unification predictions. *Snowmass 96*, (1996). (*Version électronique: clé* 3435008 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ph/9610341).

[41] G.Unal et L.Fayard. Aachen LHC Workshop. *CERN/90-10 ECFA/90-133*, (1990).

[42] A.Djouadi, D.Graudenz, M.Spira et P.M.Zerwas. Higgs boson production at the LHC. *Nucl.Phys.* ***B453***, (1995)17. (*Version électronique: clé* 3131440 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ph/9504378).

[43] Z.Kunszt, S.Moretti et W.J.Stirling. Higgs production at LHC. *Z.Phys.* ***C74***, (1997)479. (*Version électronique: clé* 3461424 *ou* http://xxx.lpthe.jussieu.fr/abs/hep-ph/9611397).

[44] T.Mouthuy, A.Rozanov et L.Vacavant. b-tagging at LHC. *Nucl.Instr. and Methods* ***A386***, (1997)100.

[45] N.A.Roe. Experimental techniques for B physics. *SLAC Summer Inst.1992*, (1992).

[46] I.Gavrilenko. Communication personnelle.

[47] D.Froidevaux et A.Parker. The performance specifications of the ATLAS inner detector. *ATLAS Internal Note INDET-NO-46*, (1994).

[48] A.Poppleton. p_T resolution with the post-Annecy tracker layout. *ATLAS Internal Note INDET-NO-77*, (1995).

[49] Pixel Group (L.Rossi *et al.*). Pixel detector back-up document to support the ATLAS detector technical proposal. *ATLAS Internal Note INDET-NO-86*, (1994). (*Version électronique:* http://marpix1.in2p3.fr/Pixel/ps/divers/bud.ps).

[50] A.ROZANOV. Pixel geometry description in DICE-95
(*Version électronique:* http://marpix1.in2p3.fr/Pixel/dice/pixegeo/pixegeo.ps).

[51] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Design Report, Inner Detector Performance. *CERN/LHCC/97-16*, (1997). (*Version électronique:* http://atlasinfo.cern.ch:80/Atlas/-TDR/tdr.html).

[52] H.OGREN et A.ROUMANIOUK. ATLAS Inner Detector Working Group *INDET-TR-220* (1996).

[53] SCT Group. SCT technical proposal back-up document. *ATLAS Internal NoteINDET-NO-85*, (1994). (*Version électronique:* http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/-INNER_DETECTOR/SCT/sctbud/sct_main.ps).

[54] J.BAINES *et al.* SCT geometry and digitization in DICE95.

[55] F.LUEHRING. TRT geometry and hit description in DICE95
(*Version électronique:* http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/-DOCUMENTS/DICE_DOC/trt_sw.ps).

[56] T.PAL. ATLAS Inner Detector Working Group *INDET-TR-220* (1996).

[57] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Design Report, Calorimeter Performance. *CERN/LHCC/96-40*, (1996). (*Version électronique:* http://atlasinfo.cern.ch:80/Atlas/-TDR/tdr.html).

[58] D.FOURNIER et L.SERIN. Experimental techniques. *CERN 96-04*, (1996). (*Version électronique:* http://preprints.cern.ch/yellowrep/1996/96-04/Chapter08.ps.gz).

[59] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Design Report, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. *CERN/LHCC/96-41*, (1996). (*Version électronique:* http://atlasinfo.cern.ch:80/Atlas/TDR/tdr.html).

[60] ATLAS Collaboration. ATLAS Technical Design Report, Tile Calorimeter Technical Design Report. *CERN/LHCC/96-42*, (1996). (*Version électronique:* http://atlasinfo.cern.ch:80/Atlas/TDR/tdr.html).

[61] RD2 Collaboration (A.CLARK *et al.*). Electron identification using energy momentum matching in the ASCOT/EAGLE inner detector. *ATLAS Internal Note INDET-NO-15*, (1994).

[62] F.GIANOTTI. Tagging of low-p_T electrons from b decays with the ATLAS electromagnetic calorimeter. *ATLAS Internal Note PHYS-NO-49*, (1994).

[63] J.BUDAGOV *et al.* B-meson tagging improvement using HCAL information. *ATLAS Internal Note TILECAL-NO-23*, (1994).

[64] J.BYSTRICKY, E.RICHTER-WAS et J.R.HUBBARD. ATLAS Physics Meeting, *PHYS-TR-265,264,266* (1997).

[65] J.R.HUBBARD *et al.* Options for ATLAS level 2 trigger. *ATLAS Internal Note DAQ-55*, (1994).

[66] J.R.HUBBARD. Communication personnelle.

[67] C.J.S. Damerell. Vertex detectors: The state of the art and future prospects. *RAL-P-95-008*, (1995).

[68] RD19 Collaboration. Development of hybrid and monolithic silicon micropattern detectors. *CERN/DRDC/P22.*

[69] F.Anghinolfi *et al.* A 1006 element hybrid silicon pixel detector with strobed binary output. *IEEE Trans.Nucl.Sci.* ***39***, (1992)654.

[70] E.H.M.Heijne *et al.* First operation of a 72k element hybrid silicon micropattern pixel detector array. *Nucl.Instr and Methods* ***A349***, (1994)138.

[71] M.G.Catanesi *et al.* Results from a hybrid silicon pixel telescope tested in a heavy ion experiment at the CERN Omega spectrometer. *Nucl.Physics B (Proc.Suppl.)* ***32***, (1993)260.

[72] DELPHI Collaboration. Proposal for the upgrade of DELPHI in the forward direction. *CERN/LEPC/92-13*, (1992).

[73] P.Delpierre et J.J.Jaeger. A sparse data scan circuit for pixel detector readout. *Nucl.Instr and Methods* ***A305***, (1991)627.

[74] F.Sauli *(Ed.)*. Instrumentation in High Energy Physics. *World Scientific*, Singapore (1992).

[75] ATLAS Collaboration. Pixel detectors Technical Design Report. *à paraître.*

[76] L. Blanquart *et al.* Pixel analog cell prototypes for ATLAS in DMILL technology. *Conférence Bari*, (1996).

[77] K.Desch *et al.* A proposal to overcome time-walk limitations in pixel electronics by reference pulse injection. *ATLAS Internal Note INDET-NO-126*, (1996).

[78] K.Einsweiler *et al.* Electronics requirements for the ATLAS pixel detector. *ATLAS Internal Note*, (1996).

[79] L. Blanquart. Communication personnelle.

[80] V.A.J. van Lint *et al.* *Mechanics of Radiation Effects in Electronic Material.* Wiley, (1980).

[81] G.C. Messenger et M.S. Ash. *The Effects of Radiation on Electronic Systems.* Van Nostrand Reinhold, (1986).

[82] V.A.J. van Lint. The physics of radiation damage in particle detectors. *Nucl.Instr and Methods* ***A253***, (1987)453.

[83] W.R. Dawes. Overview of radiation hardening for semiconductor detectors. *Nucl.Instr and Methods* ***A288***, (1990)54.

[84] T.Mouthuy. Radiation dose expected in LHC inner detectors: an update. *ATLAS Internal Note INDET-NO-28*, (1993).

[85] G.Gorfine. Studies of radiation levels in the LHC and of radiation damage to silicon detectors. *PhD Thesis, Melbourne University*, (1994).

[86] A. Van Ginneken. Energy dependence of displacement effects in semiconductor. *FNAL Report FN-522*, (1989).

[87] C. Arrighi. Caractérisation de la résistance aux radiations du silicium monocristallin de type n de haute pureté et haute résistivité. Application au développement de détecteurs à pixels pour l'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC. *Thèse de Doctorat, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II*, (1995).

[88] H. Feick *et al.* Radiation damage of silicon detectors and operational projections for LHC experiments. *CERN/SITP/TR-115*, (1995).

[89] P.Delpierre et P.Sicho. *ATLAS Internal Note (à paraître)*, (1997).

[90] RD42 Collaboration. Development of diamond tracking detectors for high luminosity experiments at LHC. *CERN/DRDC/P56*, (1994).

[91] C.Bauer *et al.* Pion irradiation studies of CVD diamond detectors. *CERN/PPE/95-173*, (1995). (*Version électronique:* http://preprints.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=preprint&categ=.&id=CERN-PPE-95-173).

[92] N.Wermes *et al.* Proposal to build the ATLAS B-layer using pixel technology. *ATLAS Internal Note*, (1996).

[93] E.H.M. Heijne. Radiation effects on electronics for experiments at the TeV hadron collider. *First Workshop on Electronics for LHC Experiments, Lisbonne, CERN/LHCC/95-56*, (1995).

[94] M.Dentan *et al.* A mixed analogue-digital radiation hard technology for high-energy physics electronics: DMILL. *CERN/DRDC/92-31*, (1992).

[95] M.Dentan *et al.* A mixed analogue-digital radiation hard technology for high-energy physics electronics: DMILL. *CERN/LHCC/97-15*, (1997).

[96] L. Blanquart *et al.* Study of proton radiation effects on analog IC designed for high energy physics in a BiCMOS-JFET radhard SOI technology. *IEEE Trans.Nucl.Sci.* ***41***, (1994)2525.

[97] L. Blanquart *et al.* Test results for prototype pixel chips for ATLAS in DMILL radhard technology. *First Workshop on Electronics for LHC Experiments, Lisbonne, CERN/LHCC/95-56*, (1995).

[98] W. Dabrowski *et al.* Experimental results for bipolar devices and transimpedance preamplifier designed in DMILL technology after a total dose of 10^{14} n/cm^2 and 12 mrad. *First Workshop on Electronics for LHC Experiments, Lisbonne, CERN/LHCC/95-56*, (1995).

[99] L. Blanquart *et al.* Dynamic single event effects in a CMOS/thick SOI shift register. *IEEE Trans.Nucl.Sci.* ***43***, (1996)960.

[100] RD13 Collaboration. Data flow control prototype. *RD13 Note 15*, (1992).

[101] I.Gavrilenko. Pattern-recognition in TRD tracker. *ATLAS Internal Note INDET-NO-16*, (1992).

[102] I.Gavrilenko. *ATLAS Internal Note (à paraître)*, (1997).

[103] R.Clifft et A.Poppleton. Ipatrec: inner detector pattern-recognition and track-fitting. *ATLAS Internal Note SOFT-NO-9*, (1994).

[104] J.Loken et A.Reichold. Description of a pattern-recognition algorithm using continuous and discrete tracking detectors. *ATLAS Internal Note INDET-NO-132*, (1996).

[105] A.Artamonov *et al.* DICE95, a modified DICE framework. *ATLAS Internal Note SOFT-NO-14*, (1995).

[106] P.Nevski. AXXXREC reconstruction interface. *ATLAS Internal Note (*en préparation*)*, (1997).

[107] U.Egede. Reconstruction and analysis in the ATLAS Inner Detector. *ATLAS Internal Note SOFT-NO-31*, (1997).

[108] P.Nevski. ATLSIM user manual and reference guide. *ATLAS Internal Note (*en préparation*)*, (1997).

[109] R.E.Kalman. New methods and results in linear filtering and prediction theory. *ASME J.* ***D83***, (1961).

[110] Particle Data Group (R.M.Barnett*et al.*). Review of Particle Physics. *Phys.Rev.* ***D54***, (1996)1. (*Version électronique:* http://www-pdg.lbl.gov).

[111] P.Billoir. Track-fitting with multiple scattering: a new method. *Nucl.Instr and Methods* ***A225***, (1984)352.

[112] P.Billoir. Progressive track recognition with a Kalman like fitting procedure. *Comput.Phys.Comm.* ***57***, (1989)390.

[113] P.Billoir et S.Qian. Simultaneous pattern-recognition and track-fitting by the Kalman filtering method. *Nucl.Instr and Methods* ***A294***, (1990)219.

[114] R.Brun *et al.* GEANT: detector description and simulation tool. *CERN Program Library Long Writeup W5013.* (*Version électronique:* http://consult.cern.ch/writeups/-geant).

[115] T.Sjöstrand. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *CERN/TH/7112/93*, (1993). (*Version électronique:* http://consult.cern.ch/writeups/jetset).

[116] E.Richter-Was, D.Froidevaux et L.Poggioli. ATLFAST: a package for particle-level analysis. *ATLAS Internal Note PHYS-NO-79*, (1996).

[117] S.Snow et A.Weidberg. The effect of inner detector misalignements on track resolution. *ATLAS Internal Note INDET-NO-160*, (1997).

[118] MARK II Collaboration. Measurement of the $b\bar{b}$ fraction in hadronic Z^0 decays with precision vertex detector. *Phys.Rev.Lett.* ***67***, (1991)3347. (*Version électronique: clé* 2408864 *ou* http://ccdb1.kek.jp/cgi-bin/img_index?9109035).

[119] ALEPH Collaboration (D.Buskulic *et al.*). A precise measurement of $\Gamma_{Z\to b\bar{b}}/\Gamma_{Z\to hadrons}$. *Phys.Lett.* ***B313***, (1993)535. (*Version électronique: clé* 2807548 *ou* http://preprints.cern.ch/archive/electronic/cern/before/ppe93-113.ps).

[120] LEP Electroweak Working Group et SLD Heavy Flavour Group (D.ABBANEO *et al.*). A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. *CERN-PPE-96-183*, (1996). (*Version électronique: clé* 3488136 *ou* http://preprints.cern.ch/cgi-bin/setlink?base=preprint&categ=cern&id=PPE-96-183).

[121] A.BOEHM. *32ème Rencontres de Moriond 1997, Electroweak Interactions and Unified Theories* (à paraître), (1997).

[122] D.FROIDEVAUX et E.RICHTER-WAS. Is the channel $H \to b\bar{b}$ observable at LHC? *Z.Phys.* ***C67***, (1995)213. (*Version électronique: clé* 3064085 *ou* http://preprints.cern.ch/archive/electronic/cern/9410/th-7459-94.ps.gz).

Résumé:

Dans ce travail, les potentialités du détecteur ATLAS pour l'identification des jets issus de quark beau sont étudiées. L'étiquetage topologique, basé sur le paramètre d'impact des traces chargées, est utilisé. Une bonne identification de ces jets sera très précieuse au LHC, en particulier durant les premières années de fonctionnement pour mettre en évidence le cas échéant un boson de Higgs d'une masse comprise entre 80 GeV/c^2 et 120 GeV/c^2.

Pour évaluer les performances dans ce domaine, un algorithme de recherche et reconstruction des traces chargées exploitant la simulation détaillée du détecteur interne d'ATLAS a été réalisé. La recherche est initiée dans les détecteurs à pixels. L'introduction du concept d'hyperplans permet d'utiliser un algorithme simple malgré la complexité du détecteur. L'efficacité et la qualité de reconstruction assurent une bonne discrimination entre les jets b et les autres jets. Après simulation complète et reconstruction d'événements $H \to b\bar{b}$, $H \to gg$, $H \to u\bar{u}$, $H \to s\bar{s}$ et $H \to c\bar{c}$ ($m_H = 100$ GeV/c^2), les réjections moyennes des jets non-b pour une efficacité d'étiqueter les jets b de 50% sont:

$R_g = 39 \pm 5$ $\qquad$ $R_u = 60 \pm 9$ $\qquad$ $R_s = 38 \pm 5$ $\qquad$ $R_c = 9 \pm 1$

Les résultats de l'analyse des données prises lors de tests en faisceau des premiers prototypes de matrices de détecteurs à pixels en technologie résistante aux radiations justifient les potentialités de ce type de détecteur pour la recherche de traces et la mesure précise de leur paramètre d'impact.

Mots-clés:

LHC, ATLAS, recherche de traces, étiquetage, jets b, boson de Higgs, paramètre d'impact, détecteur à pixels

Summary:

The capability of the ATLAS detector to tag b-jets is studied, using the impact parameter of charged tracks. High b-tagging performance is needed at LHC, especially during the first years of running, in order to see evidence of the Higgs boson if its mass lies between 80 and 120 GeV/c^2.

A pattern-recognition algorithm has been developed for this purpose, using a detailed simulation of the ATLAS inner detector. Track-finding starts from the pixel detector layers. A ”hyper-plane” concept allows the use of a simple tracking algorithm though the complex geometry. High track-finding efficiency and reconstruction quality ensure the discrimination of b-jets from other kinds of jets. After full simulation and reconstruction of $H \to b\bar{b}$, $H \to gg$, $H \to u\bar{u}$, $H \to s\bar{s}$ and $H \to c\bar{c}$ events ($m_H = 100$ GeV/c^2), the mean rejections achieved against non-b-jets for a 50% b-jet tagging efficiency are as follows:

$R_g = 39 \pm 5$ $\qquad$ $R_u = 60 \pm 9$ $\qquad$ $R_s = 38 \pm 5$ $\qquad$ $R_c = 9 \pm 1$

The analysis of data from the first radiation-hard pixel detector prototypes justifies the potential of these detectors for track-finding and high-precision impact parameter measurement at LHC.

Key-words:

LHC, ATLAS, pattern-recognition, b-tagging, b-jets, Higgs boson, impact parameter, pixel detectors