ECOLE POLYTECHNIQUE
PROMOTION X2003
DUBAIL Jérôme

Rapport de stage d'option scientifique

Etude du processus Compton en collision électron-proton auprès du détecteur H1

NON CONFIDENTIEL

Option :	Physique
Champ de l'option :	Champs, particules, matière
Directeur de l'option :	M. Michel GONIN
Directeur de stage :	M. Claude VALLEE
Dates du stage :	10 avril 2006 - 11 juillet 2006
Adresse de l'organisme :	Centre de Physique des Particules de Marseille 163, avenue de Luminy Case 902 - 13228 Marseille cedex 09

Table des matières

Particules et Modèle Standard

La physique des particules étudie les constituants les plus fondamentaux de la matière. Cette étude implique également l'étude de leurs interactions. Tout au long du XX^e siècle, notre compréhension de cette physique fondamentale a évolué de manière impressionante, de la description de l'atome d'hydrogène et du développement de la mécanique quantique jusqu'aux théories exotiques actuelles comme, par exemple, les théories supersymmétriques. Cette évolution est le fruit d'une confrontation permanente entre des développements théoriques audacieux et des résultats exérimentaux obtenus grâce à des projets toujours plus ambitieux, en particulier des accélérateurs qui permettent d'atteindre des énergies toujours plus grandes. Néanmoins, si dans les années 1940-1950 les expérimentateurs découvraient des centaines de nouvelles particules qui laissaient croire que la compréhension théorique souffrait encore de lacunes (notamment le fait qu'il puisse exister des centaines de hadrons pour seulement six leptons), depuis les années 1970 on dispose d'une théorie élégante qui n'a, jusqu'à aujourd'hui, encore jamais été mise en défaut par un résultat éxpérimental.

Cette théorie, le "Modèle Standard", postule l'existence d'un certain nombre de particules élémentaires constituant la matière. On entend par élémentaire le fait que l'on croît que ces particules ne sont pas formées d'autres particules qui seraient liées entre elles d'une façon ou d'une autre. Six quarks, ainsi que six antiquarks correspondants, peuvent s'agencer pour former les hadrons, c'est-à-dire toutes les particules sensibles à l'interaction forte. Les six leptons, et les six antileptons correspondants, sont des particules insensibles à cette interaction. Les leptons et les quarks sont toutes des particules de spin $1/2$, et possèdent une charge électrique Q et une hypercharge Y, qui intervient dans l'interaction faible. Les quarks possèdent en plus une couleur, qui correspond à une charge pour l'interaction forte.

Dans le Modèle Standard, les quarks et les leptons interagissent en échangeant d'autres particules, les bosons de jauge (figure 1). Cette terminologie provient de la structure "mathématique"[1] du modèle, qui est une théorie quantique des champ basée sur le groupe de jauge $U(1)_Q \otimes SU(2)_Y \otimes SU(3)_C$. Ceci exprime le fait que l'on exige que sa densité de Lagrangien soit invariante sous l'action de ce groupe. Le fait d'exiger cette invariance fait apparaître de manière naturelle des termes de couplage entre les particules par l'intermédiaire de champs de jauges dont les bosons de jauge sont les représentants. Tout cela n'est que la généralisation de la

[1] La structure du modèle n'a pas encore acquis de véritable cohérence mathématique, ce qui est heureux. C'est une mine d'inspiration pour les mathématiques et la physique théorique actuelle.

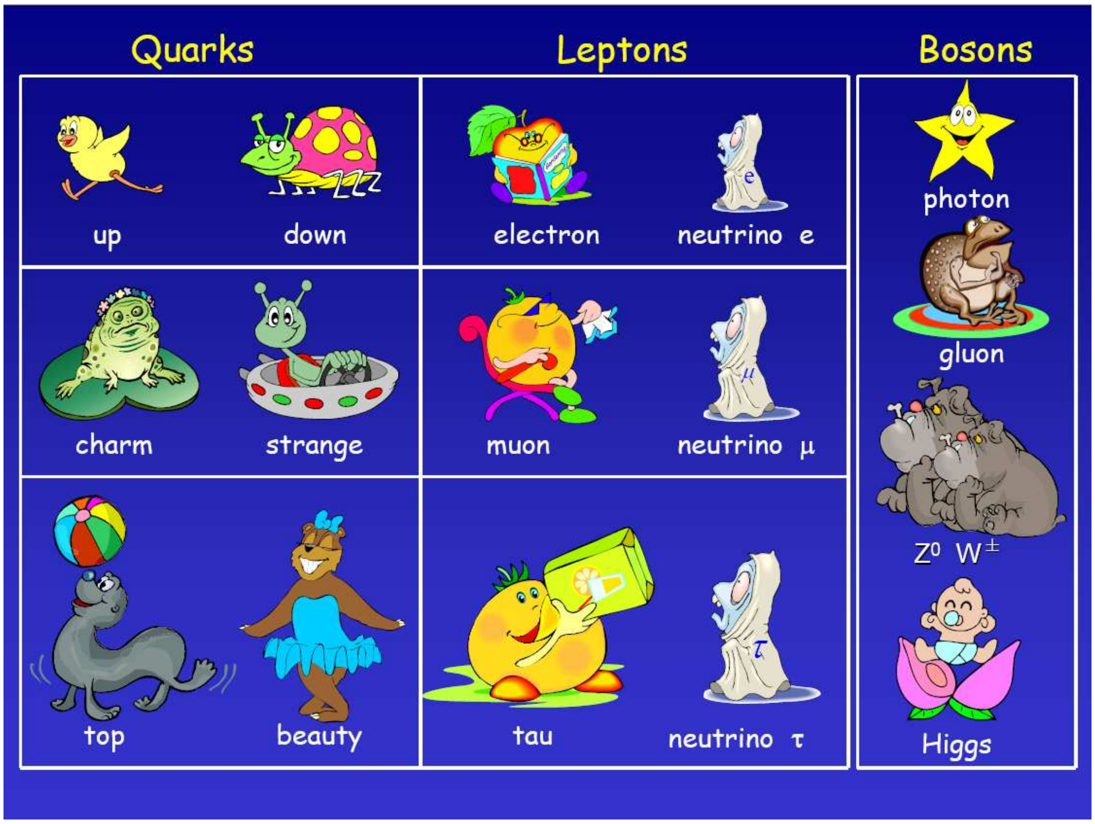


Figure 1 – Les constituants du Modèle Standard. Les antiparticules ne sont pas représentées. (Tiré de *A.Pich, The Standard Model, CERN Summer Lectures 2004*)

vieille transformation de jauge bien connue en électromagnétisme depuis la fin du XIX^e siècle :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi(x,t) \rightarrow \phi(x,t) + \frac{\partial f}{\partial t}(x,t) \\ \vec{A}(x,t) \rightarrow \vec{A}(x,t) - \nabla f(x,t) \end{array} \right.$$

Le lien entre cette symétrie des équations de Maxwell et les théories de jauge n'est toutefois pas immédiatement apparant. A titre d'exemple, le lagrangien de la chromodynamique quantique, introduite pour modéliser l'interaction forte et basée sur le groupe de symmétrie $SU(3)$, peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4}\left(\partial_\mu A_{\nu a} - \partial_\nu A_{\mu a}\right)\left(\partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu\right) + \bar{q_j}(i\partial\!\!\!/ - m)q_j - g_s\bar{q_j}A\!\!\!/_a T^a_{jk} q_k \\ &\quad + g_s f^{abc} A_{\mu a} A_{\nu b} \partial^\mu A_c^\nu - \frac{1}{4} g_s^2 f^{abc} f^{a'b'c'} A_{\mu b} A_{\nu c} A^\mu_{b'} A^\nu_{c'} \end{aligned}$$

où les q_j sont les champs de spineurs correspondant aux quarks, les T^a sont les générateurs infinitésimaux de $SU(3)$, les f^{abc} ses constantes de structure et les A_a^μ sont des coefficients dépendant de x^ν. $A_a^\mu T^a$ est donc un champ d'opérateurs appelé champ de jauge. Enfin, g_s et m est la constante de couplage et m la masse des quarks.

Le passage des équations de Maxwell à la chromodynamique a nécessité, on s'en doute, un peu de travail. On peut essayer de le comprendre en revenant à l'électrodynamique. En mécanique quantique relativiste, les électrons (ou positrons) sont décrits par des spineurs, obéissant à l'équation de Dirac. Leur densité de lagrangien s'écrit

$$\mathcal{L}_e = \bar{\Psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\Psi$$

En mécanique quantique, on sait que l'on peut autoriser des transformations de phase globales, c'est-à-dire de la forme $\Psi \to e^{i\Phi}\Psi$. Autoriser des tranformations de phase globale revient à autoriser un changement de phase Φ dépendant de la position x^μ. Il est clair que la quantité $\mathcal{L}_e$ que nous venons d'écrire n'est pas invariante sous une telle tranformation, à cause de la dérivée ∂_μ. Il est nécessaire pour conserver le formalisme de remplacer ∂_μ par un autre opérateur, qui est une dérivée covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$$

où A^μ est un quadri-vecteur quelconque qui doit se transformer en $A^\mu + \frac{1}{e}\partial^\mu\Phi$ sous la transformation de jauge évoquée ci-dessus, et e est la charge de l'électron. La densité de lagrangien

$$\mathcal{L}_e = \bar{\Psi}(iD\!\!\!\!/ - m)\Psi$$

est bien invariante sous les transformations de jauge locale. Néanmoins, cette expression est peu satisfaisante à cause du terme A_μ dont on ne connaît pas l'évolution. On veut donc introduire un autre terme invariant de jauge qui tienne compte de A^μ. Le plus simple pour cela est de considérer le commutateur de deux composantes de l'opérateur D_μ :

$$F_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu]$$

dont l'invariance de jauge est assurée par la construction même de D_μ (c'est-à-dire sa loi de transformation soit l'action d'une transformation de jauge). Pour obtenir un terme scalaire, on peut prendre, comme souvent, une trace construite à partir de $F_{\mu\nu}$: $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$. On obtient finalement, en choisissant bien les facteurs, la densité de lagrangien

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\Psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\Psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - eA_\mu\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$$

qui est celle de l'électrodynamique (quantique). Ceci donne un aperçu de la simplicité avec laquelle on peut retrouver une théorie comme l'électrodynamique, en partant de la seule exigeance d'invariance sous un certain type de transformations. On notera en particulier l'élégance avec laquelle est apparu le courant électrique $eA_\mu\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$. Pour obtenir la quantité $\mathcal{L}_{QCD}$ évoquée précédemment, il faut considérer une action du groupe $SU(3)$ du type $q_i \to U_{ij}q_j$ où U est un élément de $SU(3)$ (de la même manière que $e^{i\Phi}$ peut être vu comme un élément de $U(1)$). Le caractère non-commutatif de $SU(3)$ fait apparaître les deux termes supplémentaires que l'on peut voir dans $\mathcal{L}_{QCD}$ par rapport à $\mathcal{L}_{QED}$, lors du développement de $[D_\mu, D_\nu]$.

Bien sûr le Modèle Standard n'est pas constitué que de l'éctrodynamique, ou de la chromodynamique quantique. Le lagrangien du Modèle Standard inclus les forces fortes, faibles et électromagnétiques (réunies en forces électro-faibles).

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{EW} + \mathcal{L}_{QCD} + \mathcal{L}_{Higgs}$$

Dans le Modèle standard, les leptons et les quarks sont représentés par des spineurs qui vérifient l'équation de Dirac avec une masse nulle. Leur masse leur est donnée par le mécanisme de Higgs. Le champ de Higgs est un champ scalaire (complexe) qui acquiert spontanément une valeur moyenne non nulle dans le vide. Ce champ est couplé aux bosons de l'interaction électro-faible, il va donc briser la symétrie $U(1) \otimes SU(2)_Y$ vers le sous-groupe $U(1)_Q$, qui est le groupe d'invariance de l'électromagnétisme. Cette brisure de symétrie fait en même temps apparaître dans le lagrangien des termes de masse pour les leptons, les hadrons, et les bosons Z^0 et $W^{\pm}$.

Le Modèle Standard est l'aboutissement d'une succession de révolutions idéologiques petites ou grandes, et d'un travail considérable des physiciens (et mathématiciens) tout au long du XX^e siècle. A cause de cela, il n'est pas simple. Il est donc difficile d'en résumer "les grandes idées". De nombreux ouvrages existent sur le sujet, plus ou moins monumentaux selon les auteurs. Depuis une trentaine d'année, le défi est lancé à la physique expérimentale aussi bien que théorique dans ce domaine. Le Modèle Standard n'explique pas tout. En particulier, la gravitation n'est pas incluse dans le modèle, ce qui laisse penser que le Modèle Standard serait un cas particulier d'une théorie ayant un champ d'application plus vaste[2]. Actuellement les théories foisonnent. Mais les accélérateurs de particules, bien que toujours plus puissants, n'ont encore pas détecté le moindre signal qui permettrait de savoir ce qui se cache derrière ce modèle.

[2]Il y a d'autres questions laissées en suspens par le Modèle Standard, comme par exemple le grand nombre de paramètres libres dans le modèle.

Chapitre 1

Le processus QED Compton quasi-réel

Plusieurs processus peuvent être observés à HERA : divers processus de diffusion profondément inélastique (courants neutres ou chargés), de photoproduction, etc[1]. Nous ne nous intéressons, dans ce travail, qu'à un processus particulier parmi ceux-là, appelé processus QED Compton quasi-réel[2].

1.1 La réaction $ep \to e\gamma X$

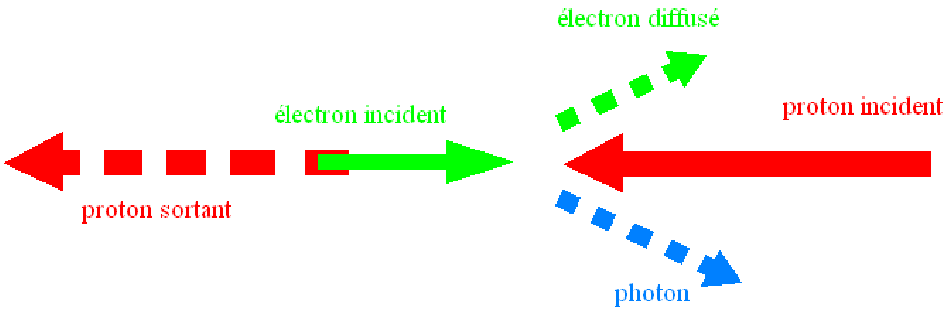


Figure 1.1 – Le processus QED Compton élastique est un des processus contribuant au canal $ep \to ep\gamma$.

Le processus Compton est un des processus contribuant à la réaction $ep \to e\gamma X$, où X représente le système hadronique final composé par l'ensemble des débris du proton qui s'hadronisent pour former des jets. Dans le cas où la réaction est purement élastique, la réaction se simplifie en $ep \to ep\gamma$ (figure 1.1). Au premier ordre, deux termes seulement contribuent à l'élément de matrice $\mathcal{M}_{ep\to e\gamma X}$ intervenant dans le calcul de la section efficace de cette réaction. Ces deux termes sont indexés par des diagrammes de Feynman (figure 1.2) qui font intervenir chacun le propagateur du photon échangé (impulsion q) et le propagateur de l'électron virtuel (impulsion q' ou q''). Les amplitudes correspondantes sont donc proportionnelles à $\frac{1}{q^2}\frac{1}{(q'^2-m_e^2)}$ et $\frac{1}{q^2}\frac{1}{(q''^2-m_e^2)}$ respectivement. Il existe bien sûr également une contribution de l'interférence entre ces deux termes.

[1]Voir par exemple [Pee03] pour une liste plus détaillée de ces processus.

[2]Dans la suite, on se permettra d'abréger cette dénomination en "processus Compton".

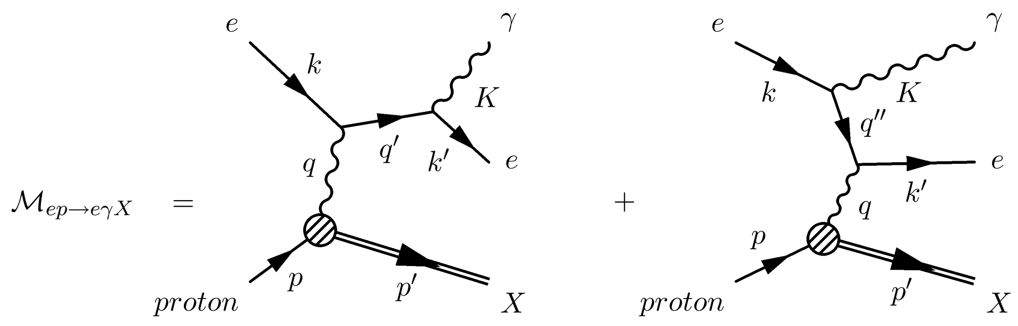


Figure 1.2 – Les deux diagrammes de Feynman contribuant à l'ordre le plus bas à la réaction $ep \to e\gamma X$.

La section efficace est plus ou moins importante selon les domaines de q^2 et q'^2 (q''^2) considérés. La masse de l'électron est négligeable devant les impulsions et les énergies mises en jeux qui sont de l'ordre du GeV ou supérieures. On distingue trois processus ayant une contribution plus importante dans la réaction $ep \to e\gamma X$.

1.1.1 Bremsstrahlung

La contribution la plus grande est obtenue pour $q^2 \approx 0$ et $q'^2 \approx m_e^2 \approx 0$ ($q''^2 \approx 0$). Cette configuration correspond au processus *Bremsstrahlung* , ou encore processus de $Bethe-Heitler$. L'électron et le photon sont émis à très petit angle (θ proche de 180°). Ce processus bénéficie d'un grand taux de réaction, mais nécessite un détecteur spécifique proche du faisceau pour être mesuré. C'est le processus utilisé pour mesuré la luminosité du détecteur H1.

Pour que le photon ou l'électron diffusé soit émis dans une direction différente de celle du faisceau, il faut que l'un au moins de q^2 ou q'^2 (q''^2) soit non nul. La section efficace est alors dominante dans le domaine ou l'autre de ces q^2 reste proche de 0. Deux autres processus sont ainsi définis.

1.1.2 Corrections radiatives

- Si q^2 est non nul mais $q'^2 \approx 0$, le photon est émis dans la même direction que l'électron diffusé.
- Si q^2 est non nul et $q''^2 \approx 0$, le photon est émis dans la même direction que l'électron incident.

Ces deux processus sont des *corrections radiatives* à la diffusion profondément inélastique (pour être précis : *correction radiative finale* ou *initiale* selon le cas considéré). Ces événements sont caractérisés dans le détecteur par l'observation d'au mois un dépôt électromagnétique et d'une partie des jets de hadrons.

1.1.3 QED Compton

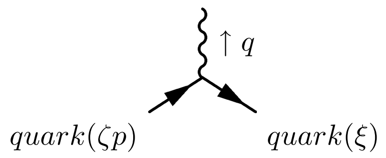
Si $q^2 \approx 0$ et q'^2 (q''^2) est non nul, le processus est appelé *processus QED Compton quasi-réel* (élastique ou inélastique). Cette terminologie provient de l'interprétation suivante : un photon quasi-réel γ^* ($q \approx 0$) est émis par le proton et est diffusé sur l'électron incident. Cette réaction $e\gamma^* \to e\gamma$ correspond au cas classique de la diffusion Compton étudié en électrodynamique quantique[3]. Le proton (ou éventuellement les jets si le processus est inélastique) part dans la direction du proton incident, quasiment sans être dévié. L'impulsion transverse du système $e-\gamma$ final est quasiment nulle. Les événements Compton seront sélectionnés dans la suite grâce à cette propriété[4].

1.2 Cinématique des événements Compton

Pour caractériser un événement QED Compton, on utilise les variables invariantes de Lorentz suivantes (on utilise les notations définies sur la figure 1.2) :

$$Q^2 = -q^2 \qquad s = (p+k)^2 \qquad W^2 = (k+q)^2$$
$$x = -\frac{Q^2}{2p.q} \qquad x_\gamma = \frac{q.k}{p.k}$$

Q^2 est l'opposé du carré de la masse du photon virtuel échangé, s est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse, et W est la masse invariante du système $(e-\gamma)$. La variable x, appelée *x-Bjorken*, s'interprète en considérant que le photon n'est pas émis par tout le proton, mais par une particule contenue dans le proton (disons un quark) qui transporte une certaine partie de son impulsion. Supposons en effet que ζp est la fraction d'impulsion transportée par le quark incident, et ξ l'impulsion du quark diffusé, alors le vertex hadronique est simplement :



en exprimant le fait que le quark sortant est sur son cône de masse (on néglige la masse du quark) et en utilisant la définition de x :

$$0 = \xi^2 = (\zeta p - q)^2 = -2\zeta p.q + q^2 = 2\,(x-\zeta)\,p.q$$

donc $x = \zeta$. La variable x-Bjorken peut donc être interprétée comme la fraction d'impulsion du proton transportée par le quark qui intervient dans l'interaction. Elle est liée à l'élasticité de la réaction : pour que la réaction soit élastique, le proton doit un vu comme un tout, et non comme un ensemble de particules plus ou moins indépendantes. Plus la réaction est élastique, plus x est proche de 1. Enfin, x_γ s'interprète comme la fraction d'énergie du proton emportée par le photon quasi-réel et cédée à l'électron dans le référentiel où ce dernier est initialement au repos.

[3]Mis à part le fait que γ^* n'est pas réel, ce qui complique le calcul de la section efficace.

[4]En particulier, la propriété $p_T(e+\gamma) \approx 0$ permet de distinguer assez clairement le processus Compton de processus radiatifs où le photon serait émis au vertex hadronique (voir la section 1.4).

On ne dénombre au total que cinq degrés de liberté pour la réaction générale $ep \to e\gamma X$ (si le système hadronique est caractérisé uniquement par son quadri-vecteur). Il existe donc des relations entre les différentes grandeurs physiques que l'on peut mesurer et ces variables utilisées pour caractériser le processus. En particulier, on peut des relations entre différents paramètres physiques dont on va pouvoir se servir dans les analyses de données.

On néglige les masses du proton et de l'électron. Remarquons premièrement que dans le cadre de cette approximation, l'énergie dans le centre de masse s'écrit simplement (au carré) $s = 2p.k$ et que, de même, la masse invariante du système (e_γ) vaut (au carré) $W^2 = 2k.q - Q^2$. On a alors $x_\gamma = \frac{W^2+Q^2}{s}$.

1.2.1 Impulsion transverse du système $(e - \gamma)$

L'impulsion transverse est invariante par transformation de Lorentz le long de Oz. Le plus simple est donc de la calculer dans le référentiel du centre de masse de la réaction. q_0^*, q_T^* et q_L^* désignent respectivement l'énergie,l'impulsion transverse et l'énergie du photon quasi-réel de quadri-impulsion q dans ce référentiel (on utilise les mêmes notations pour les autres quadri-vecteurs). Il faut remarquer que $(p.q)(k.q) = (p_0^*)^2(q_0^*)^2 - (p_0^*)^2(q_L^*)^2$ avec ces notations et que $p_0^* = \frac{\sqrt{s}}{2}$. On a alors :

$$
\begin{aligned}
P_T^2 &= (q_T^*)^2 \\
&= (q_0^*)^2 - (q_L^*) + Q^2 \\
&= \frac{(p.q)(k.q)}{(p_0^*)^2} + Q^2 \\
&= \left(1 - 2\frac{k.q}{sx}\right) Q^2
\end{aligned}
$$

soit finalement

$$
P_T^2 = \left(1 - \frac{x_\gamma}{x}\right) Q^2
$$

L'impulsion transverse du système $(e - \gamma)$ est donc petite, puisque le processus Compton est défini par $Q^2 \approx 0$. Mais on peut encore interpréter cette relation comme le fait que l'impulsion transverse transférée au système $(e - \gamma)$ est d'autant plus petite que la fraction de l'énergie transportée par le quark qui est cédée à l'électron est grande. On voit que plus le choc est élastique, plus l'impulsion transverse du système $(e - \gamma)$ doit être petite.

1.2.2 Contrainte sur les énergies et les angles polaires

Nous venons de voir que l'impulsion transverse totale de l'électron et du photon émis est faible. Cela doit se traduire expérimentalement par des particules qui doivent avoir des impulsions opposées en projection dans le plan transverse. Dans cette analyse, nous allons sélectionner des événements Compton élastiques en nous servant notamment de cette caractéristique. On suppose donc maintenant que l'on a $p_T = 0$ pour le système $(e - \gamma)$. Ceci implique que l'impulsion transverse du photon quasi-réel est nulle.

On effectue le calcule suivant dans le référentiel du laboratoire. E_{γ^*} désigne l'énergie du photon quasi-réel dans ce référentiel, E_γ est l'énergie du photon émis, E_e celle de l'électron diffusé et E_0 celle de l'électron incident. θ_e est l'angle polaire de l'électron diffusé par rapport à l'axe du proton et de l'électron incidents. θ_γ est l'angle du photon émis par rapport à ce même axe. La conservation de l'énergie et de la composante longitudinale de l'impulsion s'écrivent (remarquer que l'on utilise $p_T = 0$) :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\gamma^*} + E_0 = E_\gamma + E_e \\ E_{\gamma^*} - E_0 = E_\gamma \cos\theta_\gamma + E_e \cos\theta_e \end{array} \right.$$

La conservation de l'impulsion transverse, et la différence de deux relations que l'on vient d'écrire, donnent le système

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\gamma \sin\theta_\gamma = E_e \sin\theta_e \\ 2E_0 = E_e(1 - \cos\theta_e) + E_\gamma(1 - \cos\theta_e) \end{array} \right.$$

Ce système se résoud en

$$E_e = \frac{2E_0 \sin\theta_\gamma}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}$$

et

$$E_\gamma = \frac{2E_0 \sin\theta_e}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)}$$

Ces relations seront particulièrement importantes dans l'analyse qui suit.

1.3 Section efficace du processus Compton

Le calcul de la section efficace du processus Compton et son utilisation pour l'implémentation d'un algorithme de simulations Monte-Carlo ont fait l'objet de l'article [CK92]. Nous n'allons pas recopier ici ce calcul, mais tenter simplement d'avoir une idée de la méthode utilisée.

Le but est de calculer les diagrammes représentés sur la figure 1.2. Il s'agit d'un processus d'électrodynamique quantique (QED), le problème étant que le courant électrique au vertex hadronique est plus complexe que le courant crée par un électron, à cause de la structure interne du proton. De plus, par rapport au processus Compton classique en QED, correspondant à la diffusion d'un photon sur un électron $\gamma e \to \gamma e$, il faut prendre en compte ici le fait que le photon incident n'est pas réel, et peut donc avoir une polarisation transverse. La section efficace est exprimée comme une somme de deux termes en fonction de la polarisation du photon virtuel :

$$\frac{d^4\sigma_{ep\to e\gamma X}}{dx dx_\gamma dQ^2 d\Omega^*} = f^T_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) \left\{\frac{d\sigma}{d\Omega}\right\}^T + f^L_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) \left\{\frac{d\sigma}{d\Omega}\right\}^L$$

On peut voir dans cette relation les termes qui vont rendre compte de la structure interne du proton et des variables cinématiques qui caractérisent sa réaction, et les termes spécifiques à la diffusion Compton, en fonction de la polarisation du photon au vertex hadronique. Ces derniers sont calculés de manière exacte dans l'article mentionné ci-dessus. Les termes $f^{L,T}_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2)$ doivent, eux, tenir compte du type de l'interaction. Le calcul est divisé en trois cas, selon que l'interaction est élastique ou inélastique, ou si elle est due à des résonnances (les trois résonnances les plus légères sont prises en compte : $\Delta(1236GeV/c^2)$, $N^*(1520GeV/c^2)$, $N^*(1688GeV/c^2)$). Si l'interaction est élastique, le calcul de la section efficace utilise les facteurs de forme du proton, si elle est inélastique, c'est les fonctions de structure qui sont utilisées. Toutes ces fonctions sont mesurées expérimentalement, et approximées par des modèles théoriques, en ajustant au mieux des jeux de paramètres. L'erreur théorique sur le calcul de la section efficace du processus Compton est estimée à 1%.

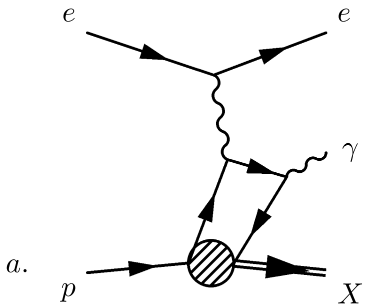
Le calcul effectué dans cet article a permis de créer un générateur d'événements Monte-Carlo pour le processus Compton (voir [Ker94]). C'est par l'intermédiaire d'un tel générateur que nous allons nous appuyer dans la suite sur la bonne connaissance de cette section efficace.

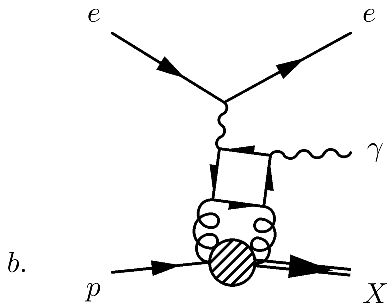
1.4 Processus contribuant au bruit de fond

Dans la suite, nous verrons comment il est possible de sélectionner des événements Compton élastiques dans les lots de données acquises par le détecteur H1. Cependant, toute sélection d'événements, aussi rigoureuse qu'elle soit, possède ses imperfections. D'autres processus peuvent contribuer au signal recherché, soit parce qu'ils contribuent à la même réaction que le processus Compton et que les coupures ne permettent pas d'éliminer intégralement cette contribution indésirable, soit simplement à cause de particules mal identifiées ou de grandeurs mal mesurées. Il faut bien sûr tenir compte des erreurs estimées qui proviennent de ces processus. Nous décrivons, pour clôre cette courte discussion du processus majeur utilisé dans ce rapport, quelques-uns des processus qui peuvent imiter le signal d'un événement Compton[5].

1.4.1 DVCS (*Deeply Virtual Compton Scattering*)

Le processus DVCS[6] correspond à la diffusion d'un photon virtuel sur le proton ou ses constituants. Par exemple, les diagrammes suivants contribuent au processus DVCS. Sur le diagramme *a.*, le photon virtuel est diffusé sur un quark émis par le proton. Ce quark peut ensuite être réintégré dans le proton ou former des jets de jets avec les autres constituants du proton après hadronisation. Sur le diagramme *b.*, le photon virtuel interagit avec deux gluons émis par le proton par l'intermédiaire d'une boucle formée par un quark, pour émettre finalement un photon réel.



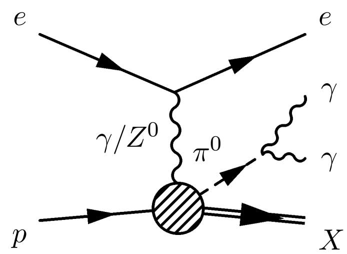


Le processus DVCS peut difficilement être distingué clairement du processus Compton. Nous verrons dans la suite que pour la sélection que nous effectuerons, la contribution du processus DVCS sera de l'ordre de 3%. Il sera simulé par le générateur Monte-Carlo MILOU ([PSF04]).

[5]Pour une description plus détaillée, voir par exemple [Len01].
[6]Voir [Sta01].

1.4.2 Diffusion profondément inélastique

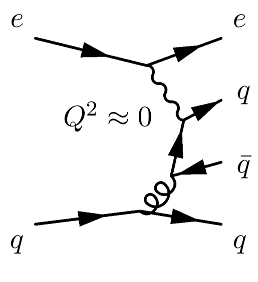
Nous avons déjà vu que la diffusion profondément inélastique (DIS pour *Deep Inelastic Scattering*) peut contribuer à la réaction $ep \to e\gamma X$ par le biais des corrections radiatives (domaine q^2 non nul et $q'^2 \approx 0$ exposé ci-dessus). Il est également possible qu'un tel événement soit interprété comme un événement Compton si le système hadronique contient par exemple un pion, qui se désintègre dans la voie $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Les deux photons produits peuvent ne former qu'un cluster électromagnétique et ne pas être distingués lors de la reconstruction des particules détectées. Pour séparer les événements Compton de ce bruit, il faut donc chercher à séparer clairement les jets des leptons détectés.



Nous chercherons dans la suite à effectuer une sélection d'événements Compton élastiques, de tels processus n'auront donc pas une contribution trop importante (quoique non négligeable : elle sera de l'ordre de 5%). Ce processus sera simulé par le générateurs d'événements Monte-Carlo DJANGO.

1.4.3 Photoproduction

La photoproduction est la diffusion inélastique de photons quasi-réels ($Q^2 \approx 0$) sur le proton. L'électron n'est pratiquement pas dévié, il n'est donc généralement pas détecté. On peut confondre un événement de photoproduction avec un événement Compton si deux particules du système hadronique final déposent leur énergie dans le système de calorimétrie arrière.

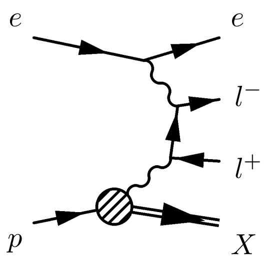


Pour la sélection d'événements élastiques que nous effectuerons, la contribution de ce processus sera négligeable.

1.4.4 Production de paires de leptons

La création de paires de leptons[7] peut également contribuer au signal recherché pour les événements Compton.

[7]Voir par exemple [Rot05] pour une meilleure description de ce processus.



Pour séparer ces événements des événements Compton, il faut compter le nombre de clusters électromagnétiques obtenus, et contrôler éventuellement l'énergie résiduelle dans le système de calorimétrie. Il est possible néanmoins qu'un des leptons s'échappe sans être détecté ou soit mal identifié, et que l'on ne voit alors que deux clusters électromagnétiques. La contribution de ce processus sera toutefois égélament négligeable dans le cas de la sélection exposée ci-dessous (moins de 1%).

Chapitre 2

L'expérience

2.1 L'accélérateur HERA

L'accélérateur HERA est un accélérateur circulaire d'électrons (ou de positrons) et de protons construit sur le site du *Deutsches Electron-Synchrotron* (DESY) à Hambourg (figure 2.1). Il est constitué de deux anneaux indépendants de $6,3$ km de périmètre, qui accélèrent les électrons ou les positrons jusqu'à une énergie de 27.6 GeV et les protons jusqu'à 920 GeV. Quatre détecteurs sont construits sur le site de l'accélérateur : deux expériences de cible fixe (HERA-B et HERMES), et deux expériences de collision *ep* (ZEUS et H1), qui disposent d'une énergie dans le centre de masse du système *ep* de 319 GeV environ.

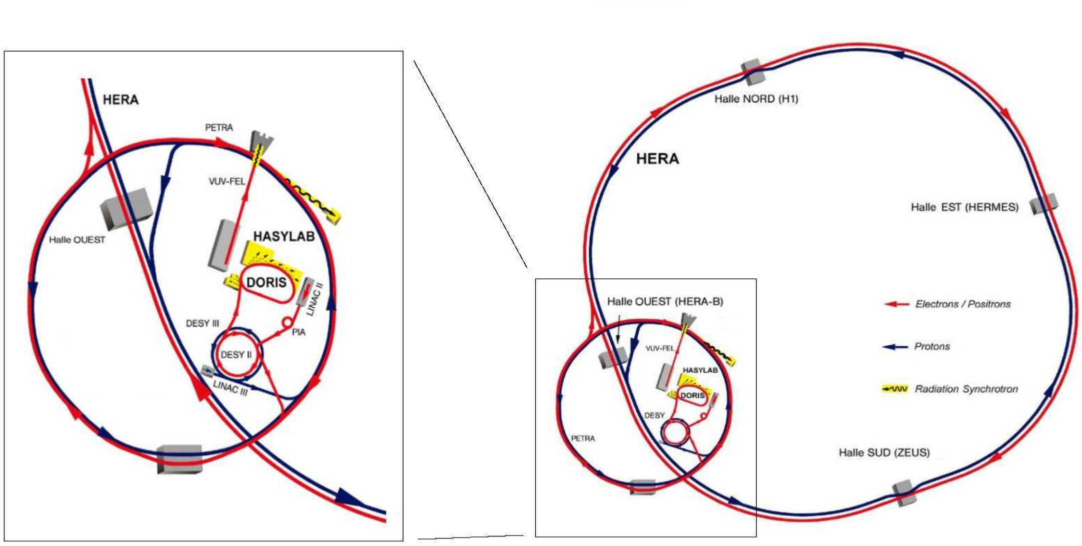


Figure 2.1 – Le site de l'accélérateur HERA à Hambourg

Les électrons sont produits dans un accélérateur linéaire (LINAC II), ils sont ensuite accélérés par la macine DESY II, et enfin envoyés dans l'anneau d'électrons d'HERA. Les positrons sont produits à partir d'ions H^- que l'on fait passer au travers d'une feuille de métal pour arracher leurs électrons. Ils sont accélérés par LINAC III, puis par DESY III, puis injectés dans l'anneau de protons d'HERA.

Les faisceaux d'électrons et de positrons qui circulent dans les anneaux d'HERA ne sont pas continus, mais constitués de paquets qui se succèdent. 210 paquets (contenant chacun environ 10^{11} particules) tournent simultanément dans chacun des deux anneaux.

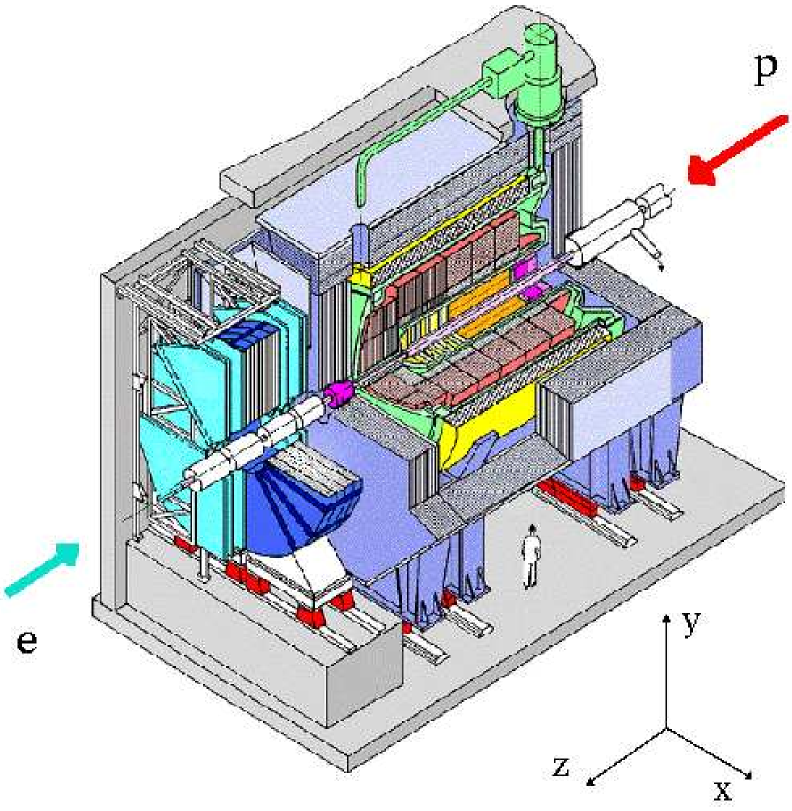


Figure 2.2 – Vue en coupe du détecteur H1

2.2 Le détecteur H1

Le détecteur H1 est conçu pour détecter les particules produites lors de la collision *ep*. Il est centré sur le point de croisement des deux faisceaux produits par HERA. Le faisceau de protons étant plus énergétique, le détecteur est asymétrique. L'ensemble du détecteur est représenté en coupe sur la figure 2.2. H1 est constitué d'un grand nombre de sous-détecteurs. Nous les présentons de manière succinte dans les paragraphes suivants et insisterons enuite plus particulièrement sur le SpaCal et la BPC, qui ont été utilisés dans l'analyse exposée ci-dessous.

2.2.1 Sytème de coordonnées lié à H1

H1 est doté par convention d'un système de coordonnées commun à l'ensemble des personnes travaillant sur le détecteur. Il est défini de la façon suivante :

- l'axe des z est orienté dans le sens de la direction incidente du faisceau de protons
- l'axe des y est vertical et pointe vers le haut
- l'axe des x est horizontal et orienté de manière que le repère x-y-z défini soit direct
- φ est l'angle azimutal dans le plan x-y à partir de l'axe des x
- θ est l'angle polaire par rapport à l'axe des z positifs
- l'origine est le point de croisement théorique des paquets d'électrons et de protons

2.2.2 Les calorimètres

Un calorimètre est constitué d'un matériau absorbeur qui fait perdre aux particules qui le traversent en interagissant avec lui toute leur énergie, et d'un milieu détecteur. Par exemple, une particule électromagnétique (photon ou électron), par interaction avec les atomes de l'absorbeur, va créer d'autres photons et des paires électron-positron, qui vont à leur tour interagir avec les atomes de l'absorbeur, et ainsi de suite pour créer une gerbe de particules. Les particules chargées de la gerbe vont ioniser le milieu détecteur qui se trouve entre les plaques d'un condensateur, générant un signal électrique qui est détecté.

Plusieurs calorimètres différents sont utilisés dans H1 (figure 2.3).

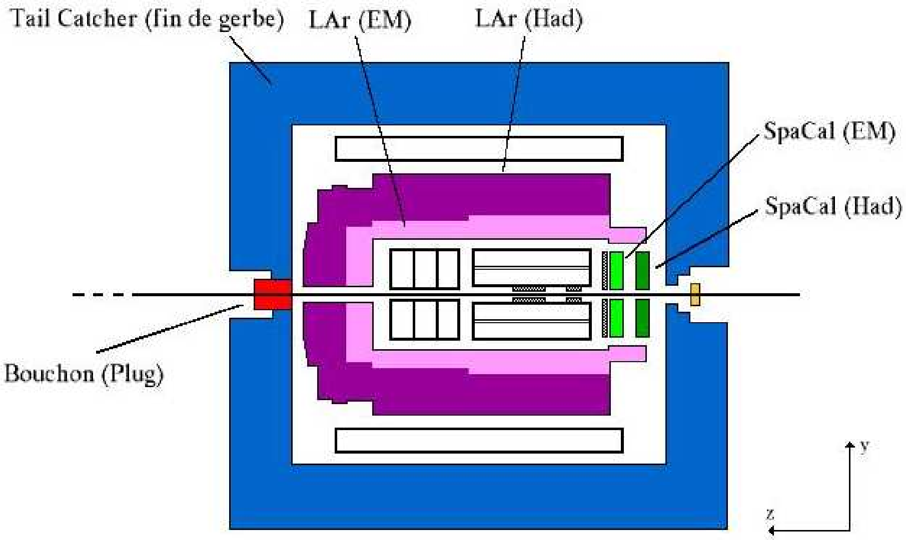


Figure 2.3 – Les diffèrents calorimètres de H1. Dans cette étude, on utilise tout particulièrement le LAr et le SpaCal.

Le calorimètre à argon liquide (LAr) : c'est le calorimètre principal de H1. Il couvre la région angulaire $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$. Il comporte une partie électromagnétique dont le milieu absorbeur est constitué de plaques de plomb, et une partie calorimétrique avec des plaques d'acier. L'ensemble de ces plaques est plongé dans de l'argon liquide, qui constitue le milieu détecteur. La partie électromagnétique est plus segmentée que la partie hadronique. C'est le calorimètre le plus utilisé dans les analyses de physique, en particulier les analyses de processus à grande impulsion transverse.

Le SpaCal : le *calorimètre Spaghetti*, abrégé en *SpaCal*, tire son nom de sa structure faite d'une matrice de plomb et de fibres scintillantes. La lumière produite par les fibres est détectée par des photomultiplicateurs. Le SpaCal contient lui aussi une partie électromagnétique et une partie hadronique, et couvre la région angulaire $153° \leq \theta \leq 174°$.

Le calorimètre bouchon (Plug) : le Plug est situé à l'avant du détecteur et est utilisé pour détecter les particules qui s'échappent à très petit angle dans la direction du proton incident ($1,9° \leq \theta \leq 3,2°$). Il est constitué de scintillateurs en plastique couplés des photomultiplicateurs.

Le calorimètre de fin de gerbe (Tail Catcher) : constitué de fer abritant des chambres à fils, il entoure tout le détecteur. Il sert à la détection des particules chargées qui ont réussi à traverser le reste du détecteur, c'est-à-dire essentiellement des muons et quelques hadrons très énergétiques qui n'ont pas perdu toute leur énergie dans le LAr.

2.2.3 Les détecteurs de traces

Les détecteurs de traces permettent de reconstruire les trajectoires des particules chargées (figure 2.4). Dans H1, ils sont particulièrement importants à l'avant pour détecter les jets de hadrons issus des collisons inélastiques. Les détecteurs de traces sont de trois types : les détecteurs en silicone, les chambres à dérive et les chambres proportionnelles. Ces trois types de détecteurs sont basés sur le fait que les particules chargées qui les traversent ionisent le milieu actif qui les compose. Dans une chambre proportionnelle, les électrons issus de l'ionisation contribuent à leur tour à ioniser le gaz ambiant, et ainsi de suite. Ils sont collectés par des assemblées de fils parallèles, qui servent aussi à créer un champ électrique. Dans une chambre à dérive, on essaye d'avoir un champ électrique le plus homogène possible (à part bien sûr dans le voisinage immédiat des fils) et les électrons dérivent alors à vitesse constante dans ce champ sans que le phénomène de cascade évoqué précédemment ne soit trop important. On mesure finalement le temps de dérive des électrons, qui permet de remonter à la position de la particule détectée.

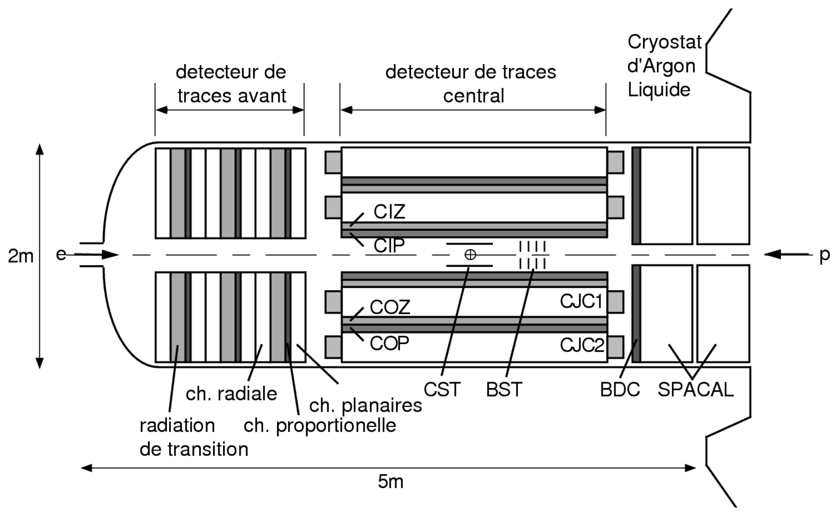


Figure 2.4 – Les détecteurs de trace de H1.

Les trajectographes en silicium (CST) : Ce sont les détcteurs de traces les plus proche du point d'interaction des faisceaux, et permettent de mesurer avec précision la position du vertex de l'interaction quand des particules sont émises dans leur zone d'acceptance. Ils détectent le passage des particules chargées qui ionisent le silicium.

Le détecteur de traces central (CJC) : La CJC (*Central Jet Chamber*) est la partie la plus importante du système de trajectographie de H1. Elle est constituée de deux chambres à dérives (CJC1 et CJC2) emboîtées l'une dans l'autre. Des chamres proportionnelles viennent la compléter (COZ, COP, etc.) pour que l'ensemble du système possède à une bonne résolution spatiale, à la fois radiale et longitudinale.

Le détecteur avant (FTD) : Le *Forward Track Detector* couvre la région avant ($5° < \theta < 15°$), et détecte donc majoriatairement des jets de hadrons. Il est composé d'une succession de chambres à dérive et de chambres proportionnelles.

Le détecteur arrière (BPC) : La BPC (pour *Backward Proportional Chamber*) est une chambre proportionnelle qui couvre la région arrière du détecteur ($\theta > 165°$). Elle permet en particulier de reconstruire la trajectoire de l'électron diffusé à petit angle par rapport au faisceau d'électrons (*ie* à grand θ).

2.2.4 Le système de luminosité :

Pour toutes les analyses de physique, et en particulier pour pouvoir mesurer des sections efficaces, il faut connaître la luminosité du détecteur[1]. La luminosité de H1 est contrôlée en utilisant le processus Bremsstrahlung[2]. Un photon est émis à très bas angle et est détecté par un détecteur de photons (un calorimètre électromagnétique) situé à une centaine de mètres à l'arrière du reste du détecteur H1. L'électron incident est diffusé, lui aussi à très bas angle, et est également détecté par un calorimètre spécial.

2.3 Le SpaCal (Calorimètre Spaghetti)

Le SpaCal est le détecteur principal utilisé dans l'analyse qui suit. C'est un calorimètre constitué de cellules dont le milieu absorbeur est formé de fibres de plomb, et le milieu détecteur de fibres scintillantes. La particule incidente développe une gerbe dans le plomb et et les particules de cette gerbe vont perturber le milieu détecteur qui va émettre de la lumière de scintillation. Cette lumière est détectée par les photomultiplicateurs situés derrière chaque cellule. Le SpaCal est divisé en une partie principale qui détecte les particules électromagnétiques, et une partie qui détecte les particules hadroniques qui sont émises à grand θ. La partie électromagnétique est constitué d'environ 1200 cellules, sa section est de 28 X_0, alors que la partie hadronique a seulement une épaisseur de 2 X_0[3]. La résolution en énergie du SpaCal est de

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{7\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 1\%$$

[1] Tout cela fait l'objet du chapitre 5.

[2] Voir chapitre 1.

[3] X_0 est la longueur caractéristique sur laquelle la particule perd une fraction e de son énergie. Elle dépend de la section efficace d'interaction avec le matériau, et de la densité de celui-ci.

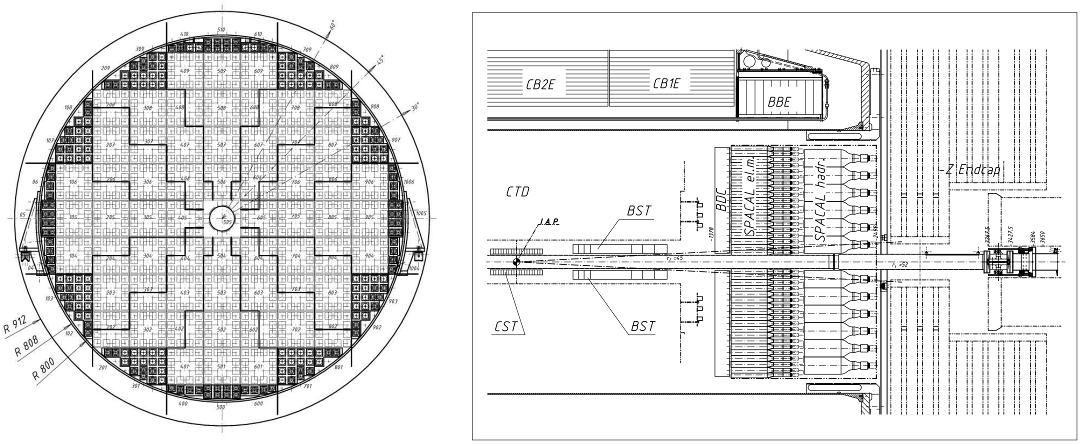


Figure 2.5 – Le calorimètre Spaghetti, vu de face et de profil. On remarquera les couches successives sur cette seconde vue : d'abord la partie électromagnétique avec ses photomultiplicateurs, ensuite la partie hadronique, avec des photomultiplicateurs plus gros (qui correspond à une résolution spatiale plus grossière). On peut remarquer encore la BPC devant le SpaCal[4].

pour la partie électromagnétique et de

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{13\%}{\sqrt{E(Gev)}} \oplus 4\%$$

pour la partie hadronique. Une vue du SpaCal est donnée sur la figure 2.5[4].

La reconstruction de la position des particules est faite en calculant une moyenne des positions des cellules pondérées en fonction des énergies qu'elles mesurent (voir par exemple [Mer05]). Ceci permet une résolution spatiale de l'ordre de quelques millimètres pour la partie électromagnétique :

$$\sigma_{x,y} \simeq \frac{4,4mm}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 1mm$$

La résolution en z est, comme on peut s'y attendre, moins bonne : elle vaut environ $\sigma_z \simeq 22mm$.

2.4 La BPC (*Backward Proportional Chamber*)

La chambre proportionnelle arrière a été mise en place dans la phase HERA II en remplacement de la BDC (*Backward Drift Chamber*) utilisée pendant HERA I. Elle est constituée de six plans de fils parallèles Y1, Y2, U1, U2 ,V1 et V2 (voir figure 2.6). Il faut au moins que trois de ces plans aient détecté un signal pour reconnaître le passage d'une particule : lors de la reconstruction des événements, une trace est reconstruite avec les informations d'au moins trois plans de fils. Une telle trace est associée à un cluster dans le SpaCal si la différence entre les positions en projection dans le plan X-Y mesurées par la BPC et par le SpaCal ne diffèrent pas de plus de 5 cm. La BPC doit en principe permettre d'améliorer la résolution spaciale du SpaCal.

[4]Il s'agit en fait d'une vue du SpaCal tel qu'il était en place lors de la phase HERA I (avant 2001). La BPC a remplacé la BDC pour la phase HERA II, et l'introduction d'un aimant au centre du SpaCal a nécessité la suppression d'un certain nombre de modules autour du tube à vide. Je n'ai pas été capable de trouver une illustration plus récente.

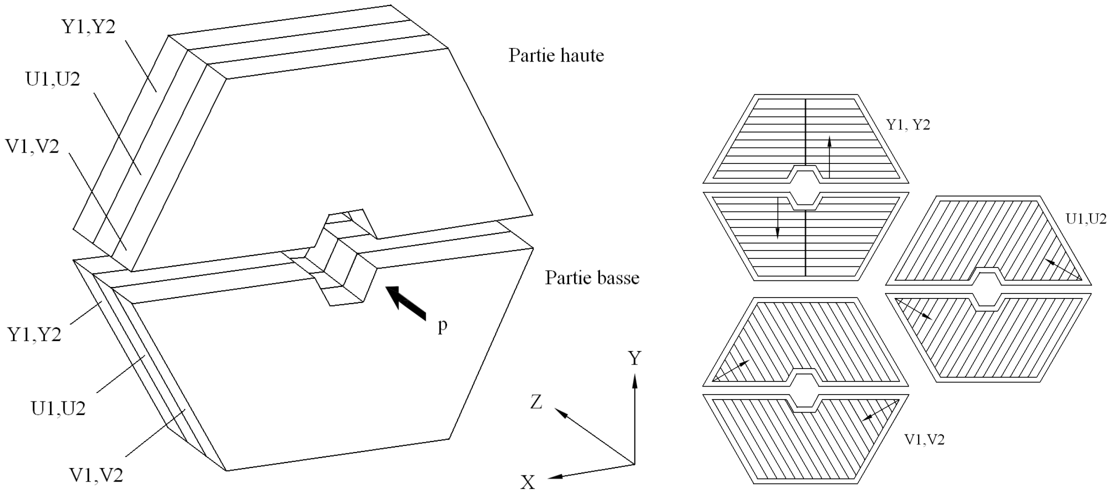


Figure 2.6 – La chambre proportionnelle arrière (BPC), formée de deux parties (haute et basse). Chacune est constituée de six plans de fils parallèles.

La BPC pourrait être également utilisée pour identifier les particules électromagnétiques : un photon, qui a une charge électrique nulle, ne devrait en principe pas être détecté par la BPC, alors qu'un électron devrait l'être. Nous verrons dans cette analyse qu'il est en fait difficile d'utiliser la BPC dans ce sens, à cause de son inefficacité non négligeable d'abord, mais également à cause d'un taux de conversion des photon en paires électron-positron important. Nous nous intéresserons également à l'alignement de la BPC par rapport au SpaCal, et par rapport à la CJC.

Chapitre 3

Sélection des événements

Les données utilisées dans l'analyse qui suit ont été enregistrées par le détecteur H1 pendant l'année 2005. Ces données représentent une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} environ[1]. L'année 2005 a été divisée en trois périodes d'enregistrement $L1$, R et $L2$, chacune d'une trentaine de pb^{-1} environ, qui correspondent à la polarisation du faisceaux d'électrons.

Numéros des Runs	Polarisation
402992 - 414625	Gauche
418000 - 427474	Droite
427474 - 436893	Gauche

Le système d'acquisition de H1 enregistre normalement des événements permettant de faire toutes les analyses de physique voulues (voir section 3.3). Une cinquantaine d'événements environ sont enregistrés toutes les secondes par H1. Il faut donc, parmi toutes ces données, être capable de retrouver celles qui nous intéressent pour notre analyse. La sélection principale que nous effectuons est une sélection d'événements Compton élastiques. Il n'est jamais possible d'étiquetter avec une certitude absolue un événement. On peut néanmoins se servir des principales caractéristiques d'un processus pour essayer de sélectionner les meilleurs événements candidats, et les séparer le plus nettement possible d'autres processus considérés comme du bruit de fond.

3.1 Sélection des événements Compton élastiques

Nous détaillons maintenant la façon dont nous sélectionnons les événements qui constituent ce qui, dans toute la suite, s'appellera "sélection Compton"[2]. Cette dénomination est largement abusive, puisqu'en fait on cherche surtout des événements Compton élastiques dans la partie arrière du détecteur (à bas P_T, c'est là où la section efficace est la plus importante). Un grand nombre d'événements QED Compton au sens large (élastiques ou non, sans restriction sur la direction de l'électron et du photon) ne seront donc pas sélectionnés.

La sélection des événements Compton se fait après la reconstruction des particules à partir des informations des détecteurs (fichiers μODS). On a donc accès directement aux caractéristiques

[1]Luminosité mesurée par le luminomètre. Un des objectifs de cette analyse était de contrôler cette mesure grâce au processus Compton.

[2]Ou encore "sélection des événements Compton".

des particules reconstruites, et à d'autres informations générales sur l'événement, par exemple sur le vertex. En plus des coupures "techniques" classiques (détecteurs sous tension, pas de muon cosmique, etc.), on impose les coupures "physiques" suivantes :

- Deux clusters électromagnétiques, et deux seulement, doivent avoir été identifiés dans tout le détecteur. On demande en plus que les clusters aient été tous les deux détectés par le SpaCal.

- Les énergies E_1 et E_2 de ces deux clusters doivent être supérieures à 10 GeV. Cette coupure permet de s'affranchir d'une partie du bruit de fond dans le SpaCal. Il est évident que cette coupure est sensible à la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques par le SpaCal, et donc également à la calibration à basse énergie de celui-ci (voir section 4.3).

- La quantité $E - P_z$ totale est théoriquement conservée. En s'assurant que cette quantité est proche de 55 GeV (deux fois l'énergie de l'électron incident), on s'assure que l'on a bien détecté toutes les particules issues de l'interaction, et que l'on n'en détecte pas trop (bruit de fond). On demande :
$$|E - P_z - 55GeV| < 12GeV$$

- Le point d'interaction (vertex) est normalement situé au point O du détecteur. En pratique, sa distribution est gaussienne, centrée en ce point. Afin de s'assurer que l'événement enregistré résulte bien de l'interaction des deux faisceaux, et non d'une particule entrée en collision avec une molécule du gaz restant dans le tube à vide par exemple, on demande que le vertex reconstruit à partir des traces détectées vérifie, s'il existe :
$$-35cm < z_{vtx} < 35cm$$
  Cette coupure est une coupure classique effectuée dans les analyses. Mais dans le cas présent, nous détectons les particules dans le SpaCal, donc à grand angle θ. Les particules diffusées ne traversent en général pas la CJC, et la plupart du temps, il n'y a pas de vertex reconstruit. On sélectionne aussi ces événements sans vertex, car ils sont de loin les plus nombreux (environ 80 %).

- L'énergie résiduelle E_{res} dans le détecteur, c'est-à-dire toute l'énergie mesurée par les calorimètres qui n'est pas associée à nos deux clusters dans le SpaCal, et qui peut provenir en particulier de jets de hadrons, doit rester inférieure à $0,5$ GeV. Cette coupure permet de sélectionner des événements élastiques (il peut quand même rester quelques événements inélastiques si les jets ont une très faible impulsion transverse et qu'ils s'échappent par le tube à vide - voir annexe A).

- Nous avons vu au chapitre 1 que les événements Compton sont caractérisés par la coplanarité, c'est-à-dire la différence entre les angles azimutaux des deux particules φ_1 et φ_2. On impose :
$$||\varphi_1 - \varphi_2| - 180°| < 10°$$
  Cette coupure permet également de distinguer le processus Compton d'une partie du bruit

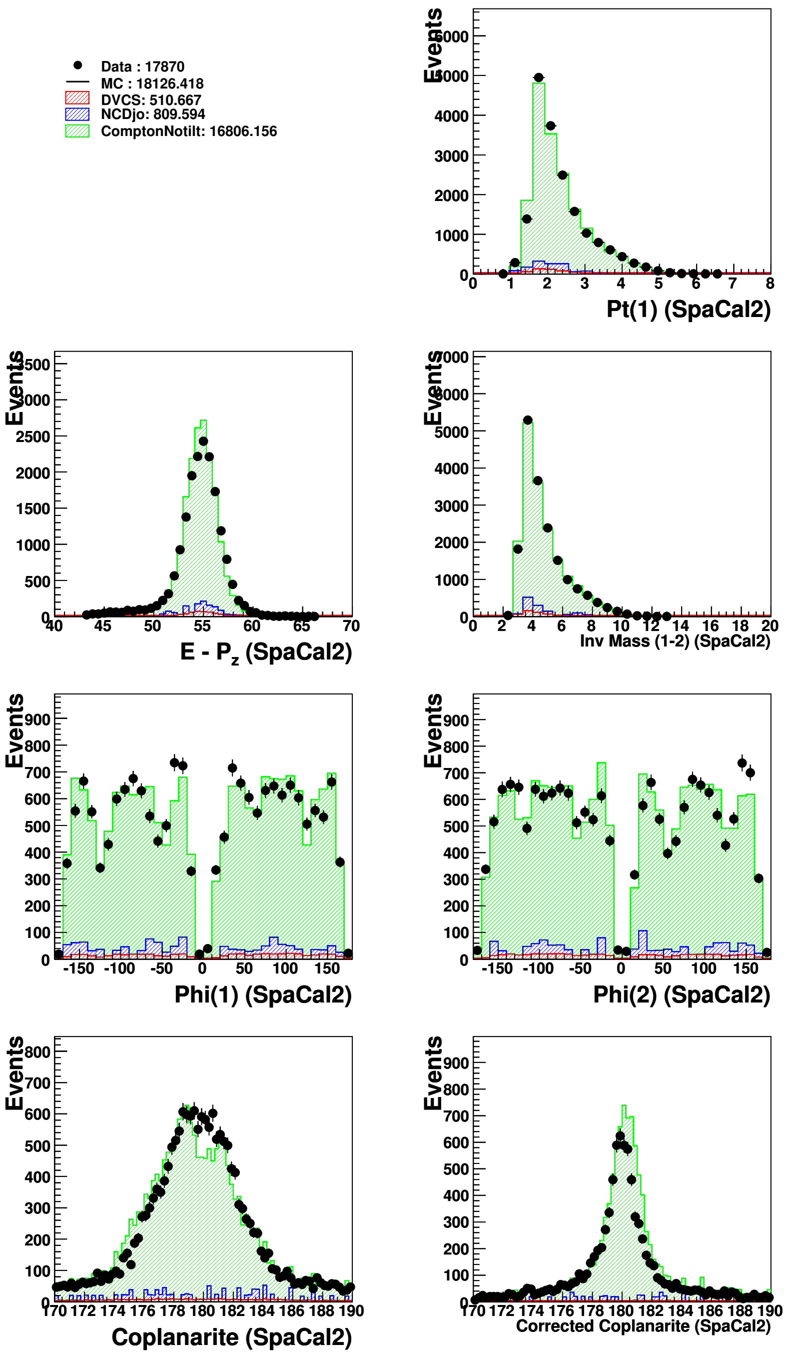


Figure 3.1 – Accord données/Monte-Carlo pour la sélection Compton. On peut voir : le nombre total d'événements sélectionnés pour les données et les Monte-Carlo (Compton, courants neutres et DVCS), et les distributions de l'impulsion transverse P_{T1} de la particule 1, de la quantité $E - P_z$ totale, de la masse invariante du système formé par les particules 1 et 2, des angles azimutaux des deux particules, et de la coplanarité (sans correction, et avec correction pour le sous-lot d'événements avec une unique trace BPC qui permet d'identifier l'électron). Les particules sont étiquetées en fonction de leur énergie : $E_1 > E_2$.

de fond. Cette coupure n'est toutefois pas aussi bien définie qu'il peut paraître a priori. Les angles φ_1 et φ_2 ne sont en effet pas mesurables par la CJC pour la plupart des événements. Ils sont donc recalculés à partir des positions mesurées par le SpaCal. Dans ce calcul, il faudrait, pour être rigoureux, tenir compte de la déviation de l'électron induite par le champ magnétique de H1, ainsi que de la position du vertex. Mais pour les particules qui ne traversent pas la CJC, on ne sait ni reconstruire le vertex avec une bonne précision, ni identifier l'électron du photon (voir la section 4.4 ci-dessous). Cette coupure est donc appliquée sans aucune de ces modifications, mais il pourrait être intéressant d'essayer de l'affiner.

- On demande que l'enregistrement de l'événement ait été provoqué par les sous-déclencheurs S_0, S_3 et S_9. Nous détaillons ceci dans la section 3.3 ci-dessous.

- Les distances des clusters au centre du SpaCal R_1 et R_2 doivent vérifier :

$$15cm < R_1 < 70cm \qquad et \qquad 15cm < R_1 < 70cm$$

$$R_1 > 20cm \qquad ou \qquad R_2 > 20cm$$

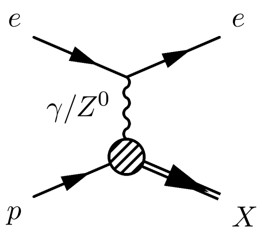
  Cette deuxième condition est imposée à cause des triggers, qui ne sont déclenchés que si une particule est détectée dans le SpaCal à plus de 20 cm du centre.

- Un certain nombre de coupures fiducielles sont appliquées. Ces coupures servent à contrer les défauts du SpaCal et de la BPC dans l'analyse, pour obtenir un bon accord entre les données et les simulations Monte-Carlo. Ces coupurs sont détaillées dans la section 3.4 ci-dessous.

Avec ces différentes coupures, l'accord données-Monte-Carlo est relativement bon (voir figure 3.1). Il reste néanmoins quelques effets inexpliqués. Les distributions de l'angle φ de chacune des deux particules devraient être parfaitement plates. Or on distingue un certain nombre de trous ou de pics dans ces distributions, que nous n'avons pas comprises dans le temps passé à faire cette analyse. Il serait pourtant utile de comprendre mieux ces effets, pour améliorer les erreurs systématiques sur les différentes mesures effectuées.

3.2 Sélection inclusive des événements courants neutres

L'appellation "événements courants neutres" désigne les événements où l'électron incident est diffusé par l'échange d'un boson neutre (photon ou Z^0) avec le proton. En particulier, les événements de diffusion profondément inélastique sont des événements courants neutres.



Ces événements vont être intéressants dans la suite car ils sont parmi les événements les plus fréquents détectés par H1, et donnent ainsi accès à un bon échantillon statistique. Ils sont sélectionnés avec les coupures suivantes :

- Un seul cluster électromagnétique doit avoir été détecté, et il doit de plus se trouver dans le SpaCal.
- On impose d'avoir un vertex reconstruit, et on demande :

$$-35cm < z_{vtx} < 35cm$$

- L'énergie du cluster électromagnétique doit être suffisamment grande :

$$E_e > 20GeV$$

- Comme pour les événements Compton, on demande que l'énergie résiduelle dans tout le détecteur soit assez faible. Ceci permet de sélectionner pour la plupart des événements élastiques.

$$E_{res} < 0,5GeV$$

- On impose la coupure classique sur la quantité $E - P_z$ qui doit être conservée en principe :

$$|E - P_z - 55GeV| < 12GeV$$

- On utilisera cette sélection pour des études incluant la CJC et la BPC. On souhaite donc que l'électron des événements sélectionnés traverse ces sous-détecteurs. On demande :

$$155^\circ < \theta_e < 165^\circ$$

- Les coupures fiducielles sont les mêmes que pour les événements Compton, et sont détaillées dans la section 3.4.

3.3 Le système de déclenchement

Les paquets d'électron et de proton se croisent toutes les $96ns$ dans le détecteur H1. Il n'existe aucun système électronique capable d'enregistrer des quantités importantes de données à une telle vitesse. De toute façon, la plupart des événements qui seraient enregistrés ne seraient que du bruit[3], et n'auraient aucun intérêt pour les analyses de physique. On ne peut donc se permettre d'enregistrer que les événements suffisamments "intéressants", à une fréquence d'une cinquantaine de Hertz environ. Pour cela, le système d'acquisition de H1 doit être capable de décider très rapidement s'il doit ou non enregistrer un événement. Ceci est réalisé grâce à une organisation en plusieurs niveaux de décision successifs. Le premier niveau (L1) est constitué

[3] Ce bruit de fond peut être dû par exemple à une interaction entre une particules des faisceaux et une molécule de gaz résiduel dans le tube à vide, ou à la radiation synchrotron par exemple.

de plusieurs sous-déclencheurs (ou *triggers*) qui donnent chacun une information binaire (*vrai* ou $faux$). Ces informations couvrent par exemple l'énergie dans les calorimètres, le vertex, ou encore les chambres à muons. Une certain relation logique doit être vérifiée entre ces triggers pour que la prise décision soit transmise au niveau L2. Le niveau L2 dispose d'un peu plus de temps pour prendre sa décision (20 μs contre 2,5 μs environ pour le niveau L1). Les informations utilisées sont les mêmes qu'au niveau L1, mais la logique est plus complexe et raffinée, avec par exemple l'utilisation de raiseaux de neurones. Si l'événement est accepté par le niveau L2, il passe naturellement au niveau... L4. Le niveau L3 n'est en effet pas encore implémenté. Le niveau L4 prend la décision finale d'enregistrer ou de rejeter l'événement. Sa logique est encore plus complexe et il utilise une ferme de processeurs.

Pour la sélection Compton, nous demandons que les triggers s_0, s_3 ou s_9 aient renvoyer l'information *vrai*. Ces trois triggers sont liés au SpaCal. Il faut, pour qu'ils soient déclenchés, qu'il y est par exemple une énergie minimale dans le SpaCal, et que des cellules soient excitées au-delà d'un certain rayon (20 cm par exemple, selon le trigger). Il faut inclure ces coupures dans la sélection, car bien sûr, elles seront superflues pour les données (puisqu'on demande déjà d'avoir s_0, s_3 ou s_9 à *vrai*) mais pas pour les simulations Monte-Carlo.

A cause de leur section efficace importante, certains processus, en particulier ceux de diffusion profondément inélastique à bas Q^2, se produisent à des fréquences trop élevées pour le système de déclenchement que nous venons d'évoquer. On choisit alors de diminuer volontairement leur taux de déclenchement. Ce taux est défini comme

$$taux = \frac{N_{vrai}}{N_{declenche}}$$

pour un trigger particulier, où N_{vrai} est le nombre d'événements pour lequel il renvoie l'information *vrai* au système de décision, et $N_{declenche}$ est le nombre d'événements pour lequel il est déclenché. Par exemple, si le trigger concerne l'énergie dans le SpaCal et si son taux de déclenchement est de 1/3, alors chaque fois qu'une énergie au-dessus d'un certain seuil est détectée dans le SpaCal, le trigger aura une chance sur trois de renvoyer l'information *vrai*. Ceci implique qu'à chaque événement soit associé un poids, pour obtenir finalement des statistiques d'événements qui rendent compte de l'observation physique. On donne ici les coefficients qui permettent de calculer les poids des événements pour chaque trigger (il s'agit simplement de l'inverse des taux de déclenchement de ces triggers) moyennés pour les trois périodes de l'année 2005 (L1, R et L2). A chaque événement est attribué un poids calculé à partir de ces coefficients, suivant le

	L1	R	L2
s_0	2,11	1,82	1,76
s_3	1,00	1,00	1,01
s_9	2,44	1,72	3,21

trigger qui a déclenché l'enregistrement. On demande d'abord que $s_3 = vrai$. Si tel n'est pas le cas, on demande si $s_0 = vrai$. Si ce n'est toujours pas le cas, on regarde si $s_9 = vrai$. Le poids de l'événement est calculé en accord avec cette logique, en allant du plus grand taux de déclenchement jusqu'au plus faible[4].

[4]Voir à ce sujet [Las04].

Enfin, il est important de savoir évaluer l'efficacité de ce système de déclenchement. En effet, on peut avoir un trigger inefficace pendant certaines périodes de prise de données, ou encore une efficacité faible à basse énergie. Si tel est le cas, il faut pouvoir rendre compte de tels phénomènes dans les sélections d'événements Monte-Carlo. Dans notre cas, l'efficacité des trigger s_0, s_3 et s_9 a été mesurée pour les données 2005 par E.Sauvan (figure 3.2). L'efficacité du système $s_3 \vee s_0 \vee s_9$ est très proche de 100 %. On admettra donc dans la suite que le système de déclenchement est parfaitement efficace pour notre sélection Compton.

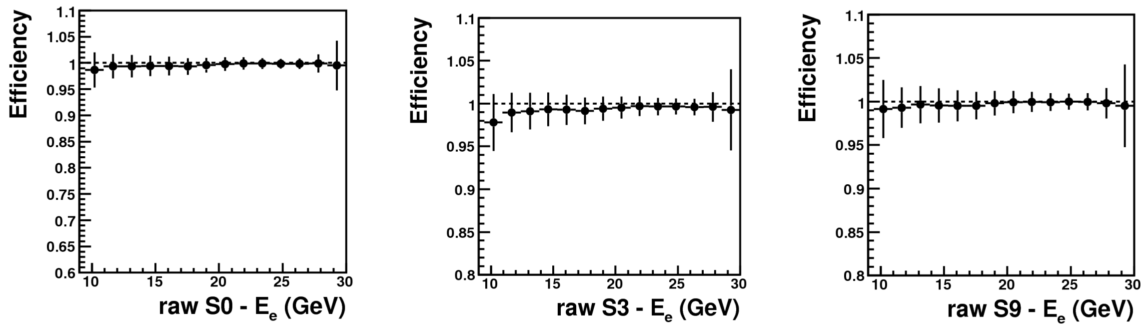


Figure 3.2 – Efficacité des sous-déclencheurs S_0, S_3 et S_9 utilisés pous la sélection des événements Compton. En combinant ces trois triggers, on atteint une efficacité très proche de 100%. *(graphes réalisés par E.Sauvan)*

3.4 Coupures fiducielles

Le SpaCal et la BPC ne sont pas parfaits. Les cellules qui constituent le SpaCal peuvent être inefficaces, ou au contraire détecter du bruit non physique. Il y a donc des cellules trop "chaudes", c'est-à-dire qui détectent plus de particules qu'il n'y en a en réalité, et des cellules "mortes", qui sont inefficaces. Ces défauts du détecteur ne sont pas simulés dans les Monte-Carlo. Ceci peut introduire des biais importants entre les données et les simulations lors de l'analyse, puisqu'on on pourra détecter par exemple plus d'événements dans une zone du SpaCal que dans une autre dans les données, alors les Monte-Carlo seront répartis de manière homogène. Il faut donc savoir identifier les cellules mortes et les cellules chaudes, pour comprendre les différences qui peuvent être ainsi introduites entre données et Monte-Carlo dans l'analyse. Le plus simple, alors, est de retirer ces zones à la fois dans les données et les Monte-Carlo. On demande, pour chaque événement (détecté ou simulé), que les particules reconstruites n'aient pas leur cluster dans une des zones que l'on souhaite retirer.

Pour essayer d'identifier de telles zones, on peut utiliser par exemple notre sélection d'événements courants neutres (sans coupure sur θ_e, et sans les coupures fiducielles, puisqu'elles ne sont de toute façon pas encore déterminées). On peut voir la distribution des impacts des électrons pour une telle sélection pour les données 2005 sur la figure 3.3. On distingue certaines zones d'inefficacité. De cette manière, on ne peut espérer que repérer des zones mortes dans le SpaCal. Pour identifier d'éventuelles cellules chaudes, on peut par exemple comparer les distributions obtenues pour les données à celle des simulations Monte-Carlo. La figure 3.4 est le résultat d'une telle tentative. On a comparé directement les données au Monte-Carlo, en normalisant au préalable les deux distributions à 1 (*ie* l'intégrale de chaque distribution vaut 1 après cette opération).

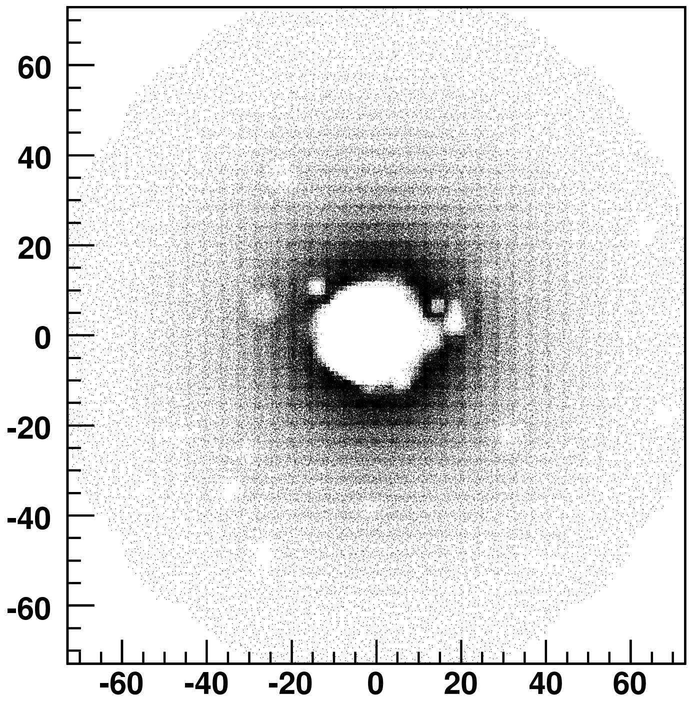


Figure 3.3 – Les positions des électrons des événements courants neutres dans le SpaCal : on distingue des zones d'inefficacité.

Une cellule i est alors appelée :
- morte si le nombre d'événements dans les données est inférieur à celui dans les Monte-Carlo de 50%
- chaude si le nombre d'événements dans les données est supérieur à celui dans les Monte-Carlo de 50%

Ce procédé est bien sûr rudimentaire, et nécessiterait d'être largement amélioré. Il a néanmoins le mérite de donner une idée sur les zones à vérifier, et permet ainsi d'orienter des analyses plus précises. Finalement en procédant par tâtonnements, et en recoupant avec d'autres analyses (celles d'E.Sauvan en particulier) portant sur les données 2005, nous avons défini des coupures fiducielles qui nous permettent d'avoir un accord assez correct entre données et Monte-Carlo. Mais ces coupures pourraient très certainement être affinées, et des études poussées mériteraient d'être menées.

Dans la suite, nous allons nous servir de la BPC, afin notamment d'étudier son alignement par rapport aux autres détecteurs. Or nous avons vu au chapitre 2 que la BPC est composée de deux parties indépendantes disposées de part et d'autre du tube à vide, devant le SpaCal. La BPC ne couvre pas tout le SpaCal : la zone -5 cm $< y <$ 5 cm est nue. On ne peut espérer détecter de trace dans cette zone. On choisit donc de rajouter aux coupures fiducielles précédentes celle qui correspond à cette zone non recouverte par la BPC. L'ensemble de toutes ces coupures est

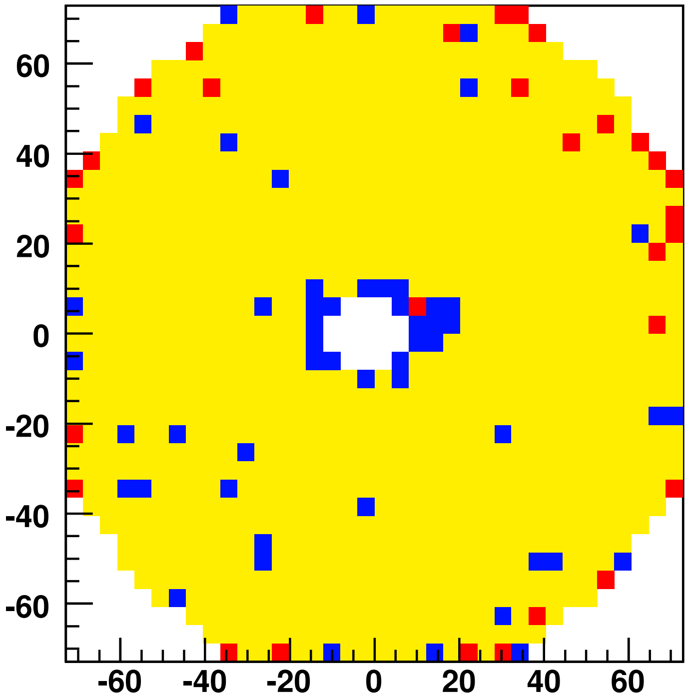


Figure 3.4 – Cellules mortes (en bleu) et cellules chaudes (en rouge) dans le SpaCal (voir texte).

représenté sur la figure 3.5.

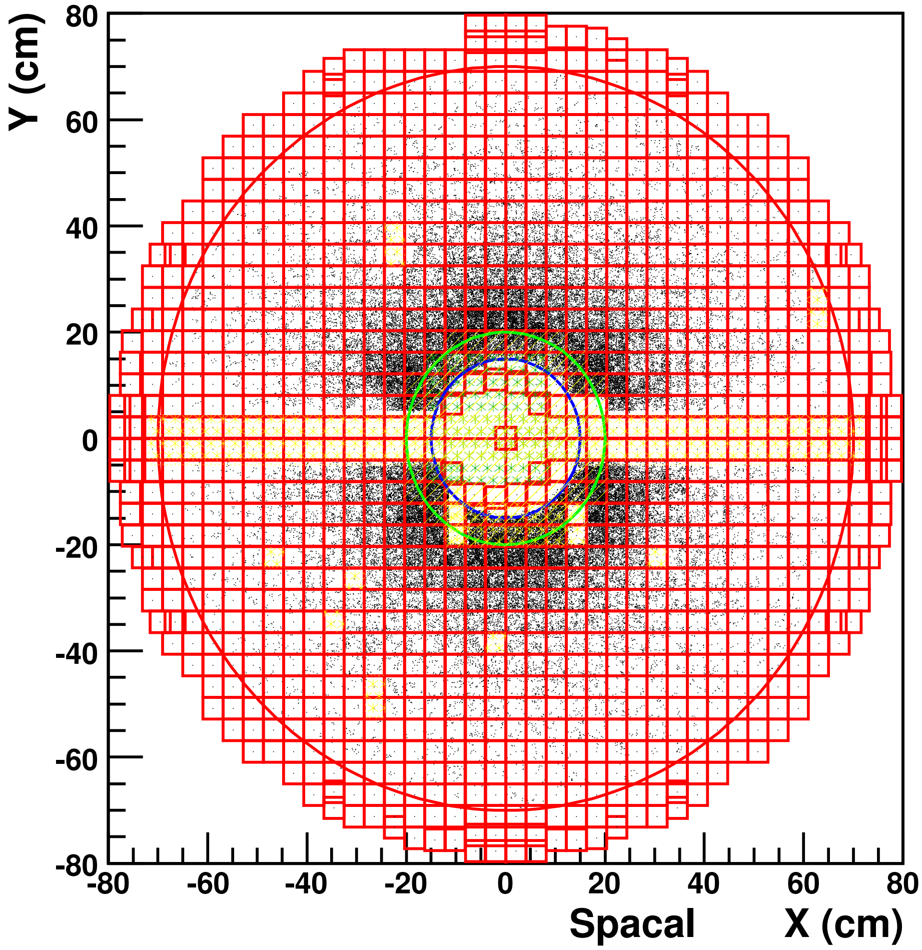


Figure 3.5 – Distribution des clusters électromagnétique dans le SpaCal pour la sélection d'événement Compton. Les coupures fiducielles sont indiquées en jaune. La bande centrale horizontale ($-5cm < y < 5cm$) correspond à la zone non recouverte par la BPC. Elle est également retirée, car nous allons inclure la BPC dans l'analyse qui suit. Le cercle central bleu correspond à la coupure $R_{1,2} > 15cm$ et le cercle bleu à la coupure R_1 ou $R_2 > 20cm$.

Chapitre 4

Etude technique des sous-détecteurs arrières

Les sélections d'événements Compton et courants neutres décrites précédemment permettent de mesurer un certain nombre de paramètres caractérisant les sous-détecteurs de H1 situés à l'arrière ($\theta > 150°$) : le SpaCal (*Spaghetti Calorimeter*), la BPC (*Backward Proportional Chamber*), et la partie des CJC (*Central Jet Chambers*) située dans cette zone. Ce chapitre est consacré à quelques vérifications rapides des alignements de ces détecteurs et à la calibration en énergie du SpaCal, pour l'ensemble des données prises en 2005. Des méthodes similaires ont déjà été utilisées pour des lots de données plus anciens (voir par exemple [Gla98], [Ark00], [Len01], [Mer05]).

4.1 Alignements SpaCal - BPC - CJC

Afin de pouvoir reconstruire les propriétés des particules, en particulier leur quadri-vecteur, avec une bonne précision, il est important que les erreurs introduites par chacun des sous-détecteurs soient connues et maîtrisées. En particulier, les positions des sous-détecteurs les uns par rapport aux autres doivent être connues avec une bonne précision, pour pouvoir être corrigées dans les analyses physiques. Pour mesurer l'alignement d'un sous-détecteur par rapport à l'autre, on utilise des événements qui font intervenir ces deux sous-détecteurs. Par exemple, dans notre cas, on peut utiliser l'électron des événements courants neutres sélectionnés : cet électron traverse à la fois la CJC, la BPC et dépose finalement son énergie dans le SpaCal (figure 4.1). Chacun de ces sous-détecteurs effectue une mesure spatiale, et ces mesures peuvent être comparées. Les événements courants neutres sont particulièrement adaptés à l'étude des alignements relatifs SpaCal/CJC, BPC/CJC, SpaCal/BPC.

Pour chaque événement courant neutre sélectionné, on a accès aux informations suivantes concernant l'électron :

- Les coordonnées du cluster électromagnétique mesurées par le SpaCal X_{Sp}, Y_{Sp} et Z_{Sp}, qui sont calculés en faisant une moyenne pondérée des positions des cellules excitées qui composent le cluster.
- La BPC enregistre six points d'impacts qui permettent de reconstituer une trace. Cette trace est extrapolée jusqu'au SpaCal, et on obtient ainsi les coordonnées X et Y du cluster mesurées par la BPC : X_{BPC} et Y_{BPC}, avec $Z_{BPC} = Z_{Sp}$.

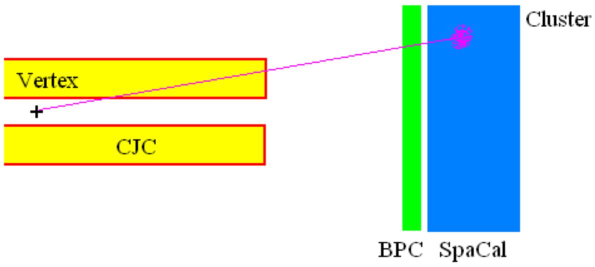


Figure 4.1 – Une même particule possède des caractéristiques mesurées par des sous-détecteurs indépendants. La comparaison de ces différentes mesures permet de mesurer les alignements du SpaCal, de la BPC et de la CJC les uns par rapport aux autres.

- La CJC détecte la trace de l'électron au voisinage du point d'interaction (vertex). Elle mesure donc la position de ce point $(X_{vtx}, Y_{vtx}, Z_{vtx})$, ainsi que la direction initiale de l'électron. On peut là encore extrapoler la trajectoire de l'électron dans le champ magnétique jusqu'au SpaCal. Cette trajectoire est courbe, à cause du champ magnétique qui règne dqns le détecteur. On obtient ainsi les coordonnées théoriques X_{CJC}, Y_{CJC} et $Z_{CJC} = Z_{Sp}$ du cluster dans le SpaCal.

Dans la suite, nous comparons les différentes positions du cluster ainsi obtenues par le SpaCal, la BPC et la CJC. Dans ce but, on définit encore les angles θ et φ correspondant à chacune de ces positions. En posant :

$$\left\{ \begin{array}{lcll} atan(x,y) & = & Arctan\left\{\frac{y}{x}\right\} & \text{si} \quad x > 0 \\ atan(x,y) & = & \pi - Arctan\left\{\frac{y}{x}\right\} & \text{si} \quad x < 0 \end{array} \right. \tag{4.1}$$

on prendra par exemple pour θ_{Sp} et φ_{Sp} :

$$\theta_{Sp} = atan\left(Z_{Sp} - Z_{vtx}, \sqrt{(X_{Sp} - X_{vtx})^2 + (Y_{Sp} - Y_{vtx})^2}\right)$$

$$\varphi_{Sp} = atan\left(X_{Sp} - X_{vtx}, Y_{Sp} - Y_{vtx}\right)$$

θ_{CJC}, φ_{CJC}, θ_{BPC} et φ_{BPC} sont définis de manière analogue.

4.1.1 Alignements par comparaison directe

Les écarts entre les positions mesurées par le SpaCal, la BPC et la CJC en projection dans le plan X-Y peuvent être comparés directement, avec les distributions des quantités $X_{Sp} - X_{CJC}$, $Y_{Sp} - Y_{CJC}$, etc. L'ensemble de ces distributions fait l'objet de la figure 4.2.

On peut mesurer le décalage en Z d'un sous-détecteur par rapport à un autre en comparant les θ calculés pour chacun d'entre eux. Entre le SpaCal et la CJC, on pose (voir figure 4.3) :

$$\Delta Z_{Sp-CJC} = Z_{Sp}\left(1 - \frac{tan\theta_{Sp}}{tan\theta_{CJC}}\right)$$

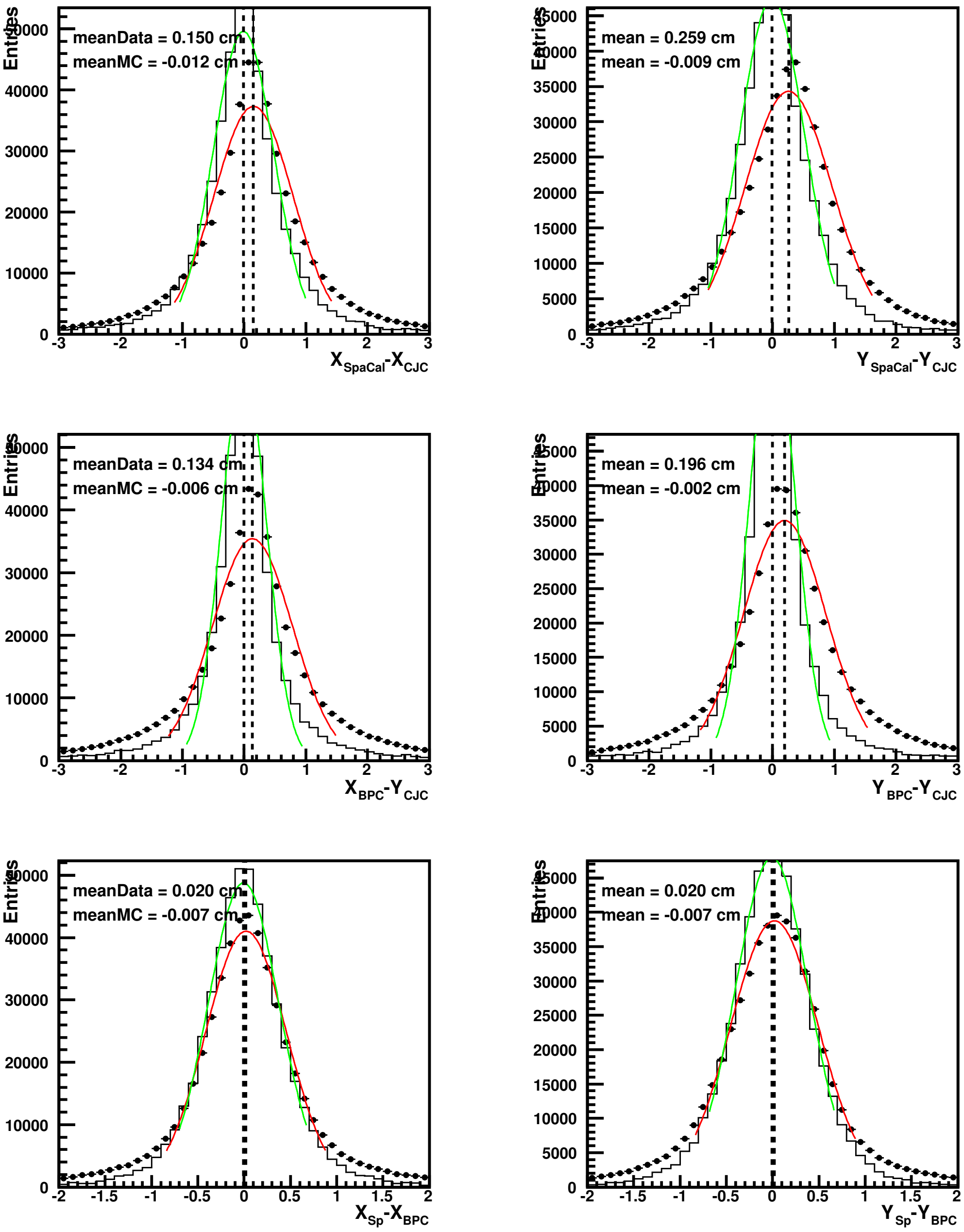


Figure 4.2 – Distributions des différences entre les mesures prises par les trois sous-détecteurs : le SpaCal, la CJC et la BPC. L'effet d'un éventuel mauvais alignement en Z, qui pourrait se faire ressentir lors du calcul des X_{CJC}, Y_{CJC}, X_{BPC}, Y_{BPC}, est moyenné. Il n'a pas, en première approximation, d'influence sur le valeur moyenne mesurée, mais éventuellement sur la largeur des distributions.

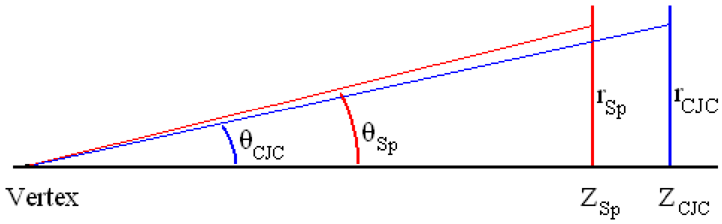


Figure 4.3 – Mesure du décalage en Z grâce aux angles θ. Pour que la quantité ΔZ_{Sp-CJC} mesure bien un décalage $Z_{Sp} - Z_{CJC}$, on doit avoir $r_{Sp} = r_{CJC}$. Ceci est vérifié en moyenne, c'est-à-dire en intégrant sur $\varphi \in [-\pi, \pi]$.

de la même façon, entre la BPC et la CJC

$$\Delta Z_{BPC-CJC} = Z_{Sp}\left(1 - \frac{tan\theta_{BPC}}{tan\theta_{CJC}}\right)$$

et entre le SpaCal et la BPC :

$$\Delta Z_{Sp-BPC} = Z_{Sp}\left(1 - \frac{tan\theta_{Sp}}{tan\theta_{BPC}}\right)$$

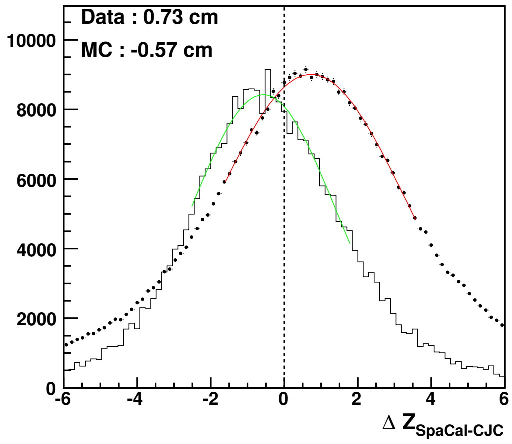
Ces quantités ne rendent apparemment compte du décalage en Z que si les détecteurs sont déjà alignés en X et en Y (voir figure 4.3). En fait, les distributions des quantités ΔZ définies sont intégrées sur $\varphi \in [-\pi, \pi]$. En première approximation, le décalage en X ou en Y, s'il existe, ne peut contribuer qu'à la largeur de la distribution gaussienne obtenue, et non à sa valeur moyenne. Cette valeur moyenne rend donc bien compte du décalage en Z entre les deux sous-détecteurs concernés.

Les distributions de ces trois quantités sont données sur la figure 4.4. Elles sont approximées (par minimisation d'un χ^2 grâce au logiciel Root) par des distributions gaussiennes, dont on mesure les valeurs moyennes. Ces valeurs moyennes constituent les mesures des décalages en Z des trois sous-détecteurs. L'erreur commise sur ces mesures par cette méthode peut être estimée par exemple en appliquant la même méthode en décalant volontairement les positions des sous-détecteurs avant le calcul des quantités ΔZ. On obtient une erreur de l'ordre de 0,1 cm.

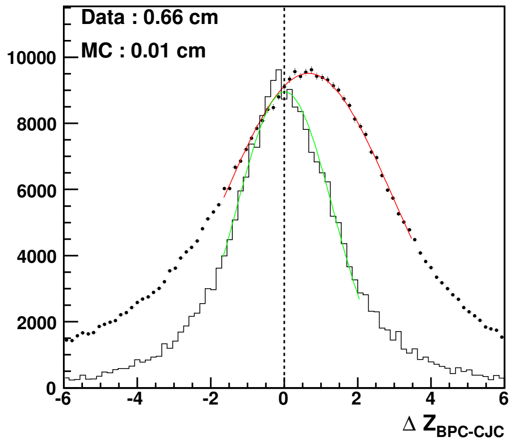
Pour l'ensemble des données 2005, les résultats obtenus avec notre sélection d'événements courants neutres sont les suivants :

$$\boxed{\begin{array}{rcl} Z_{Sp} - Z_{CJC} & = & 0{,}73 \text{ cm} \\ Z_{BPC} - Z_{CJC} & = & 0{,}66 \text{ cm} \\ Z_{Sp} - Z_{BPC} & = & 0{,}04 \text{ cm} \end{array}}$$

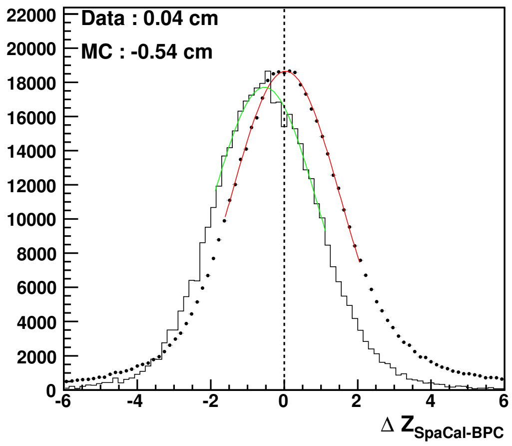
On peut remarquer en particulier que ces trois mesures sont compatibles entre elles (elles doivent bien sûr vérifier $(Z_{Sp} - Z_{CJC}) - (Z_{Sp} - Z_{BPC}) - (Z_{BPC} - Z_{CJC}) = 0$, dans la limite de l'erreur estimée sur ces mesures).



a.



b.



c.

Figure 4.4 – Distributions des quantités Δ_{Sp-CJC}, $\Delta_{BPC-CJC}$ et Δ_{Sp-BPC} obtenues avec la sélection d'événements courants neutres. Les points correspondent aux données 2005, les lignes pleines aux Monte-Carlo. Ces distributions sont approximées par des gaussiennes.

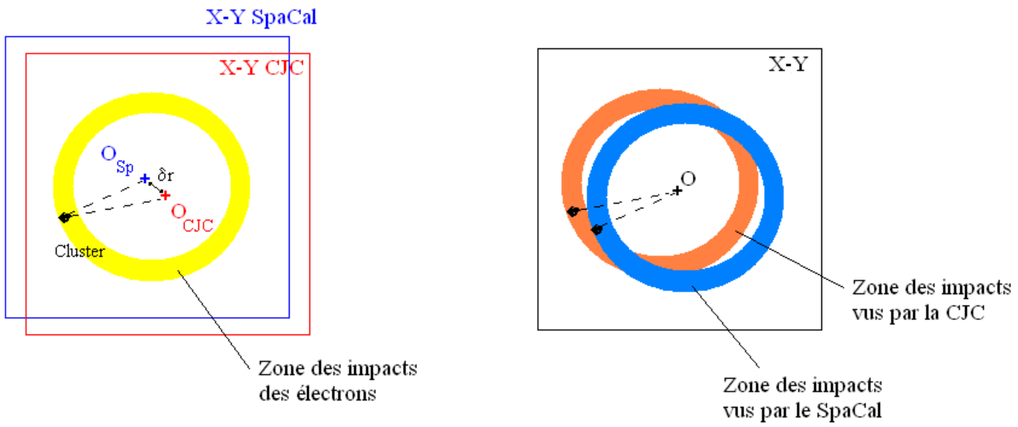


Figure 4.5 – Un décalage en X et en Y du SpaCal par rapport à la CJC induit une variation de $\theta_{Sp} - \theta_{CJC}$ en fonction de ϕ.

4.1.2 Alignement général

Pour mesurer un décalage entre deux sous-détecteurs dans le plan X-Y, on utilise encore une méthode basée sur les angles θ et φ mesurés par chacun d'entre eux. Admettons par exemple que l'on s'intéresse au défaut d'alignement entre le SpaCal et la CJC. On trace alors la différence $\theta_{Sp} - \theta_{CJC}$ en fonction de φ_{Sp}. Supposons en effet que la CJC est décalée par rapport au SpaCal de $(\delta x, \delta y, \delta z)$, soit $(\delta r, \varphi_0, \delta z)$ en coordonnées polaires. On rappelle que les clusters des électrons sélectionnés sont situés dans la zone $155° < \theta < 165°$, c'est-à-dire sur une couronne dans le plan $X - Y$. Si le SpaCal et la CJC sont décalés en X et en Y, on voit que la couronne détectée par le SpaCal et celle détectée par la CJC ne sont pas exactement concentriques (voir figure 4.5). Au premier ordre, un tel décalage induit une différence entre les deux θ mesurés qui dépend de manière sinusoïdale de φ. De même, un décalage systématique en Z entre les deux détecteurs va introduire une différence entre les deux θ qui est constante par rapport à l'angle φ (figure 4.6).

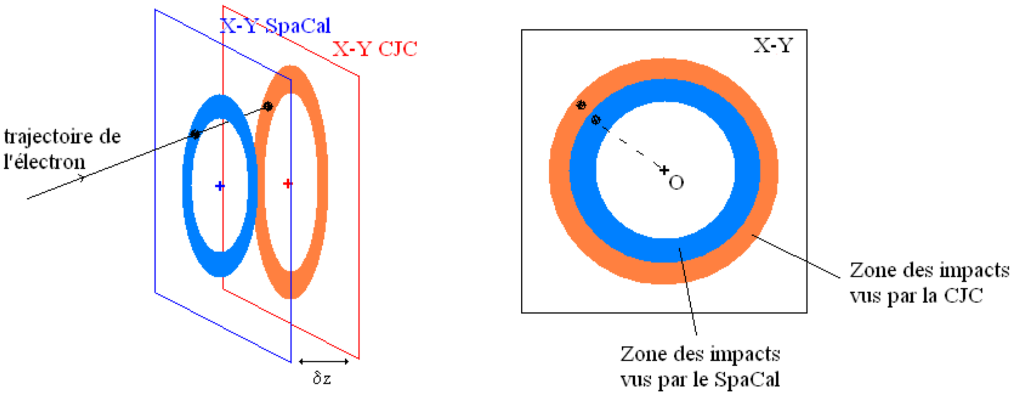


Figure 4.6 – Si le SpaCal et la CJC sont décalés en Z, la différence $\theta_{Sp} - \theta_{CJC}$ est égale à une valeur non nulle qui ne dépend pas de φ.

La différence $\theta_{Sp} - \theta_{CJC}$ doit, en théorie, être toujours nulle si le SpaCal est aligné sur la

CJC. En pratique, si les détecteurs sont bien alignés, on s'attend plutôt à voir un nuage de points distribués dans une bande ayant une certaine largeur constante autour de 0. Si les deux détecteurs ne sont pas alignés en Z, cette bande est décalée par rapport à l'axe $\Delta\theta = 0$. S'ils sont décalés en X et en Y, la différence moyenne $\theta_{Sp}^{clus} - \theta_{CJC}^{clus}$ oscille en fonction de φ_{Sp}.

Pour mettre en oeuvre cette méthode, on procède de la façon suivante. On remplit les histogrammes des distributions de $\theta_{Sp} - \theta_{CJC}$ pour différents intervalles de φ. Chacune des distributions ainsi obtenues est approximée par une gaussienne par une méthode de minimisation de χ^2 (automatisée dans le logiciel Root). On obtient ainsi une valeur (l'abscisse du sommet de la gaussienne) par intervalle de φ. Ces valeurs sont ensuite approximées par une fonction du type :

$$f(\varphi) = p_0 \cos(\varphi - p_1) + p_2$$

où p_0, p_1 et p_2 sont des paramètres libres, sélectionnés par l'algorithme pour réaliser l'approximation. Ces trois paramètres sont des angles. p_0 et p_1 sont reliés au décalage dans le plan X-Y : en coordonnées polaires, p_1 est l'angle φ et p_0 est proportionnel au rayon r qui caractérisent ce décalage. p_2 est relié au décalage en Z. Plus de détails sur cette méthode sont donnés dans l'annexe B.

Les distributions obtenues sont représentées sur la figure 4.7, ainsi que les valeurs des paramètres p_0, p_1 et p_2 obtenues pour les données 2005. Les résultats pour les décalages entre le SpaCal, la BPC et la CJC sont :

	$Sp - CJC$	$BPC - CJC$	$Sp - BPC$
ΔX	0,15 cm	0,14 cm	-0,08 cm
ΔY	0,12 cm	0,23 cm	-0,15 cm
ΔZ	0,28 cm	0,18 cm	-0,06 cm

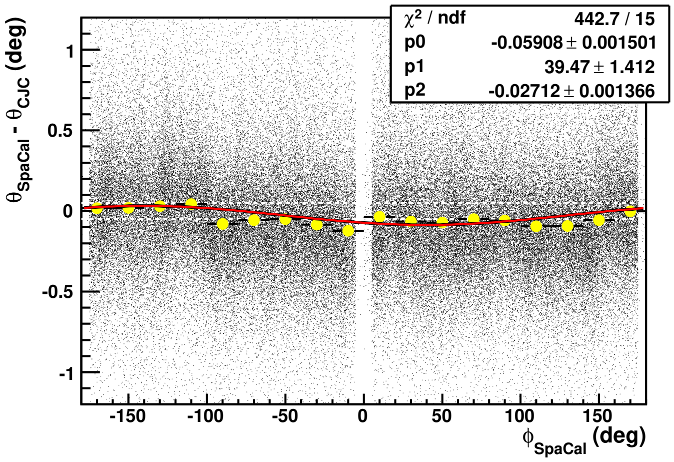
4.2 Alignement sur les faisceaux d'électrons et de protons

Les événements Compton élastiques sont caractérisés par la diffusion de l'électron incident sur le proton et par l'émission d'un photon. Ces deux particules sont détectées dans le SpaCal et sont approximativement coplanaires. Cette propriété de coplanarité permet de mesurer le défaut d'alignement du SpaCal sur les faisceaux de protons et d'électrons. En effet, si ces faisceaux étaient parfaitement horizontaux et centrés, les positions des deux clusters électromagnétiques mesurées par le SpaCal devraient être aux extrémités d'un segment passant par le centre de ce détecteur ($x = 0$, $y = 0$). Si, au contraire, le point d'interaction des faisceaux n'est pas exactement aligné avec le centre du SpaCal, ou si les faisceaux ne sont pas exactement horizontaux, le segment joignant les deux clusters passe à côté du point $x = 0$, $y = 0$. Un tel décalage doit se répercuter sur le calcul de l'acoplanarité (voir figure 4.8).

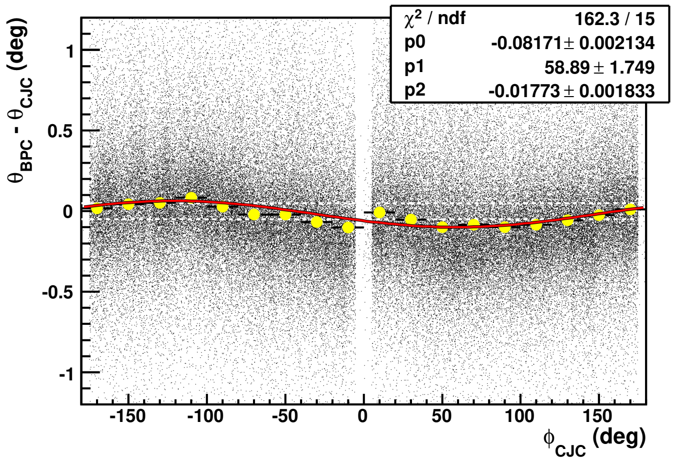
L'acoplanarité α est liée aux positions des deux clusters par la relation :

$$\alpha = \pi - |atan(x_1, y_1) - atan(x_2, y_2)| \tag{4.2}$$

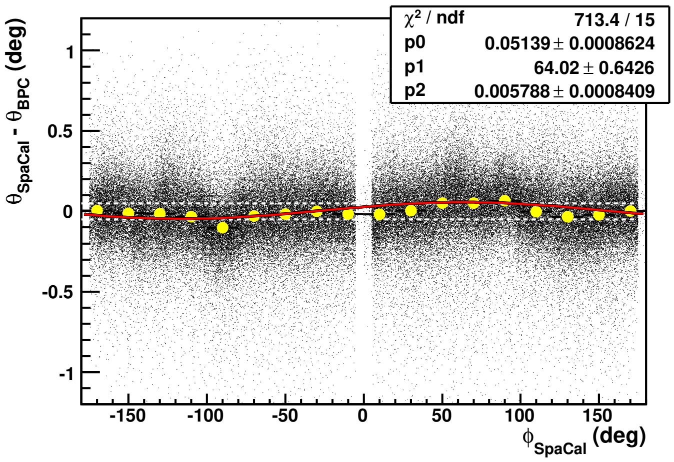
où la fonction $atan$ est celle que nous avons définie en 4.1.



a.



b.



c.

Figure 4.7 – Distribution des différences $\Delta\theta$ en fonction de φ. Ces distributions sont coupées en tranches $\delta\varphi$ de $10°$ chacune, qui sont approximées par des gaussiennes dont on calcule la valeur moyenne. Ces valeurs sont représentées par les points jaunes. Ces points sont approximés par une fonction sinusoïdale (en rouge).

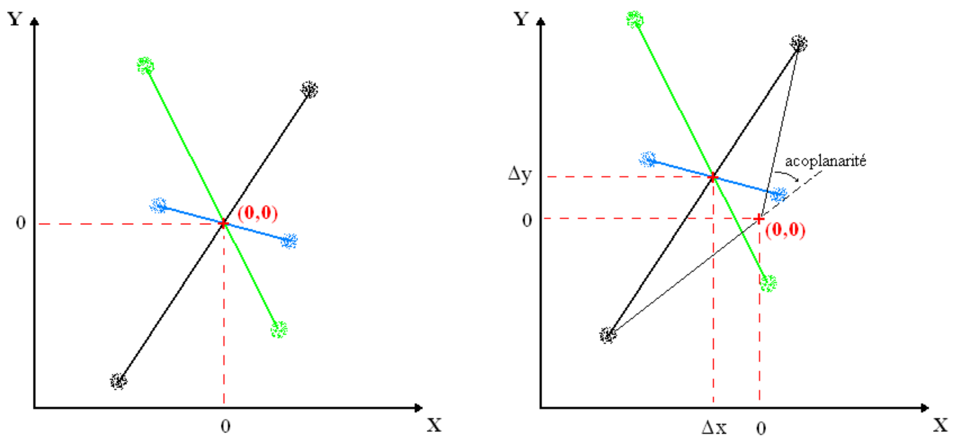


Figure 4.8 – Positions des deux clusters dans le SpaCal. Si les faisceaux sont alignés, le segment joignant les deux clusters passe par le point $(0, 0)$, sinon il passe en un point décalé par rapport au centre du SpaCal, et le calcul de l'acoplanarité est faussé.

Ce calcul est valable dans le cas idéal où les faisceaux et le centre du SpaCal sont alignés. Dans le cas contraire, il faut tenir compte du défaut d'alignement $(\Delta x, \Delta y)$ dans le relation (4.2) :

$$\alpha(x_1, y_1, x_2, y_2) = \pi - |atan(x_1 - \Delta x, y_1 - \Delta y) - atan(x_2 - \Delta x, y_2 - \Delta y)| \tag{4.3}$$

Cette relation fournit une méthode pour mesurer le défaut d'alignement moyen $(\Delta x, \Delta y)$ pour un lot d'événements Compton donnés. On cherche à minimiser l'erreur globale obtenue en calculant les acoplanarités associées à chaque événement :

$$\chi^2(\Delta x, \Delta y) = \sum_{evenements} \left\{ \frac{\alpha(x_1, y_1, x_2, y_2)}{\sigma_\alpha} \right\}^2 \tag{4.4}$$

où l'estimation d'erreur sur l'acoplanarité est donnée par :

$$\sigma_\alpha^2 = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial y_1}\right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial y_2}\right)^2 \sigma_y^2$$

où σ_x et σ_y désignent les estimations d'erreurs sur la mesure des positions des clusters (0.3 cm en x et en y pour le SpaCal). Dans le cas présent, cette expression s'écrit simplement, d'après la relation (4.3) :

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{y_1^2\sigma_x^2 + x_1^2\sigma_y^2}{\left(x_1^2 + y_1^2\right)^2} + \frac{y_2^2\sigma_x^2 + x_2^2\sigma_y^2}{\left(x_2^2 + y_2^2\right)^2}$$

La mesure du défaut d'alignement revient à trouver le jeu de paramètres $(\Delta x, \Delta y)$ qui minimise la quantité χ^2 définie en (4.4). Ceci est effectué en utilisant un algorithme de minimisation de type gradient fourni par la librairie Minuit du logiciel Root. Le résultat obtenu pour les données 2005 avec notre sélection Compton est :

$$\boxed{\begin{array}{lcl} \Delta x & = & 0.50 \text{ cm} \\ \Delta y & = & 0.64 \text{ cm} \end{array}}$$

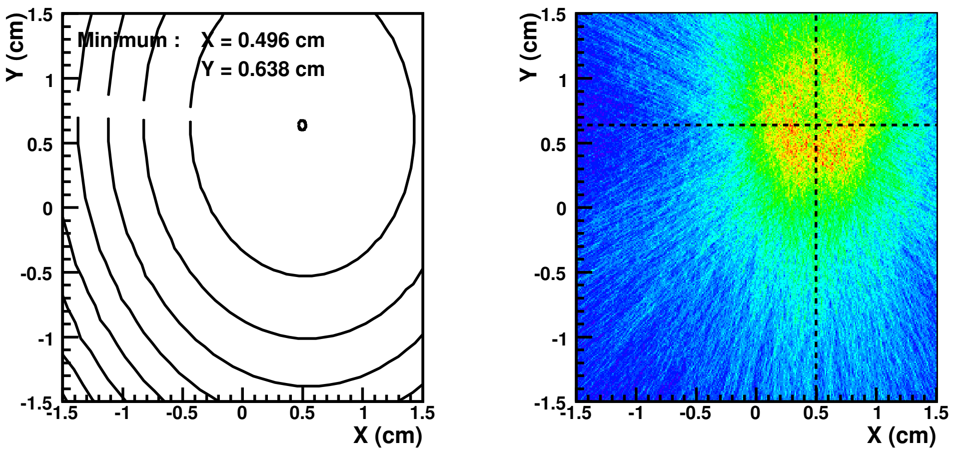


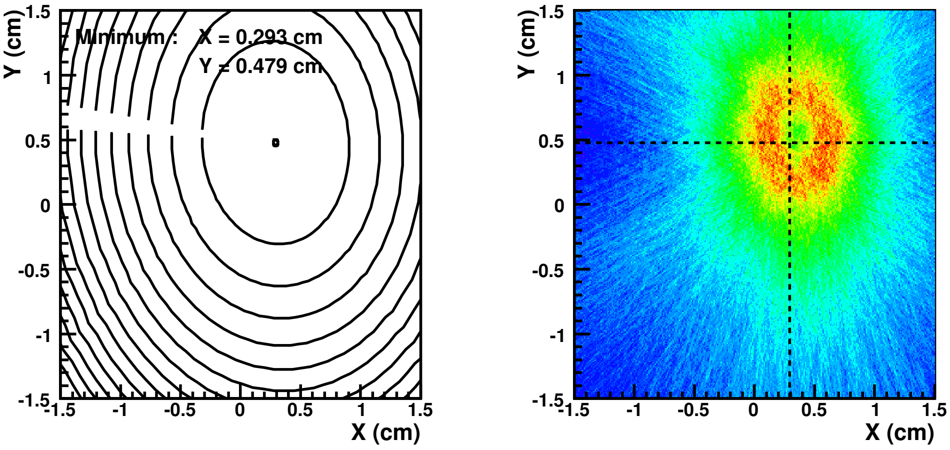
Figure 4.9 – Minimisation de l'erreur sur l'acoplanarité (à gauche) et tracé des segments joignant les deux clusters électromagnétiques (à droite) pour les données 2005. Les résultats numériques sont ceux obtenus par la première méthode, et sont superposés sur la figure de droite. On voit que ces deux méthodes donnent des résultats compatibles.

Parallèlement à cette mesure par minimisation d'erreur, on peut développer une seconde méthode basée sur la propriété d'acoplanarité des événements Compton. On peut en effet, plutôt que d'essayer de corriger le calcul de l'acoplanarité, essayer de voir directement l'intersection des segments joignant les positions des deux clusters électromagnétiques (figure 4.8). On peut pour cela dessiner[1] ce segment pour chaque événement Compton, et observer finalement la distribution des segments obtenus dans le SpaCal. Les résultats comparés des deux méthodes sont présentés sur la figure 4.9 pour les données 2005 et sur la figure 4.10 pour les Monte-Carlo. Deux Monte-Carlo sont utilisés : l'un simule simplement le décalage du faisceau par rapport à la position $x = 0$, $y = 0$, l'autre simule en plus un léger décalage angulaire, qui est le même que pour les données (c'est le "Beam Tilt"). En comparant les résultats obtenus pour les données à ceux obtenus pour le Monte-Carlo avec "Beam Tilt", on obtient une mesure supplémentaire de l'alignement du SpaCal sur la CJC : la distribution des vertex en X et Y et le décalage anglaire du faisceau étant les mêmes dont les données et les Monte-Carlo, le désaccord restant doit venir nécessairement d'un décalage systématique du SpaCal par rapport au vertex, mesuré par la CJC.

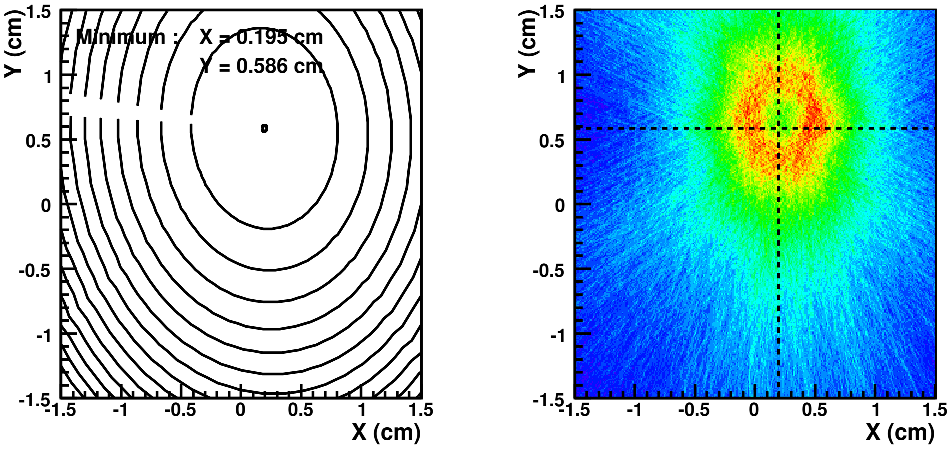
$$\boxed{\begin{array}{rcl} X_{Sp} - X_{CJC} & = & 0.21 \text{ cm} \\ Y_{Sp} - Y_{CJC} & = & 0.16 \text{ cm} \end{array}}$$

On pourra remarquer cependant sur les figures 4.9 et 4.10 que, avec la seconde méthode utilisée, la distribution des segments ne fait pas apparaître une concentration autour d'un point, comme on pourrait s'y attendre a priori, mais plutôt autour d'une couronne. Une explication plausible de ce fait est que l'on n'a pas tenu compte, dans ce qui précède, de la déviation de l'électron induite par le champ magnétique dans le détecteur. En effet, la trajectoire de l'électron projetée

[1] En pratique, "dessiner" signifie remplir un histogramme par itérations, en se déplaçant du premier au second cluster et en incrémentant les cases traversées.



a.



b.

Figure 4.10 – (a.) (resp. (b.)) Minimisation de l'erreur sur l'acoplanarité (à gauche) et tracé des segments joignant les deux clusters électromagnétiques (à droite) pour les événements générés par les simulations Monte-Carlo avec "Beam Tilt" (resp. sans "Beam Tilt"). Ces événements sont générés avec la même position moyenne non nulle du vertex dans le plan X-Y.

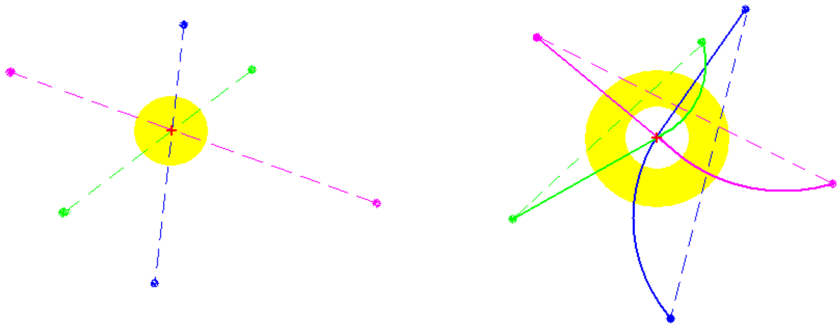


Figure 4.11 – Segments joignant les deux clusters, sans déviation dûe au champ magnétique (à gauche), et avec cette déviation (droite).

dans le plan X-Y n'est pas rectiligne, mais décrit un arc de cercle. Les segments joignant les deux clusters ne se coupent donc pas tous en un même point, mais passent plutôt dans une couronne autour de ce point (figure 4.11).

Cette remarque est bien sûr tout aussi valable dans la méthode de minimisation du χ^2, puisqu'il faudrait tenir compte de cette déviation pour calculer l'acoplanarité. Mais il semble difficile d'identifier clairement lequel des deux clusters électromagnétiques correspond à l'électron. En particulier, une sélection basée sur une éventuelle trace détectée est peu efficace à cause du taux important de conversions des photons en paires électrons-positrons dans la BPC (voir plus loin). Néanmoins, cela n'invalide pas la méthode de minimisation du χ^2, car seule compte dans cette méthode la moyenne de l'acoplanarité, qui doit bien, elle, rester nulle. La figure 4.12 montre la cohérence des deux méthodes : la minimisation du χ^2 sans correction de la trajectoire de l'électron, et le tracé des segments joignant les deux clusters avec cette correction.

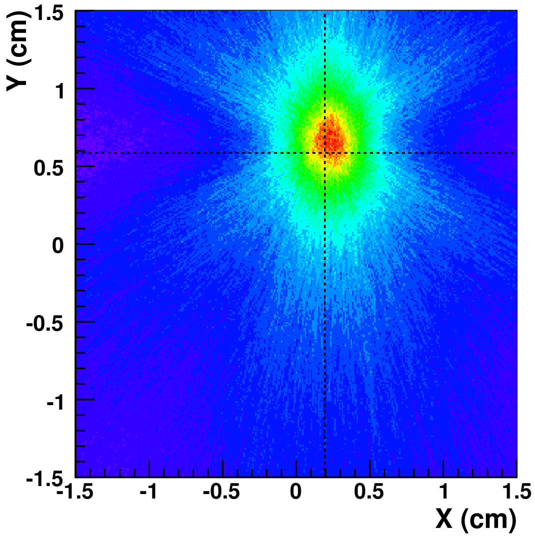
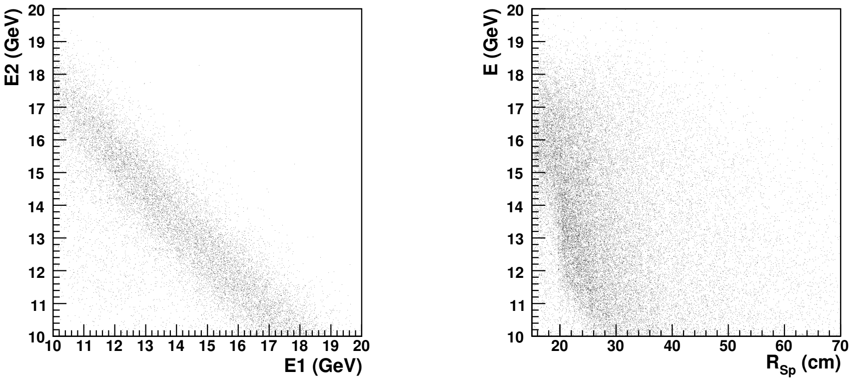


Figure 4.12 – Tracé des segments joignant les deux clusters électromagnétiques avec correction de la position du cluster de l'électron pour les événements Monte-Carlo (sans "Beam-Tilt"). On doit en effet tenir compte de la déviation de l'électron induite par le champ magnétique. La position indiquée par les deux traits en pointillés ($X = 0,195$, $Y = 0,586$) est le résultat obtenu par minimisation du χ^2 *sans correction* : les deux méthodes sont toujours en bon accord.

4.3 Calibration du SpaCal avec les événements Compton

Il est important, pour toutes les analyses physiques effectuées grâce à H1, de savoir reconstruire avec une bonne précision les énergie des particules détectées. Il est nécessaire pour cela d'appliquer des corrections systématiques sur les énergies mesurées. En particulier, si l'on souhaite sélectionner des événements en imposant des coupures en énergie (c'est le cas pour nos sélections Compton et courants neutres), ce rééchelonnement est primordial. Il faut également appliquer un rééchelonnement des énergies pour les particules simulées par les Monte-Carlo pour espérer obtenir une bonne description des données. C'est cette correction des énergies qu'on cherche à optimiser en calibrant les sous-détecteurs. La calibration en énergie de la partie électromagnétique du SpaCal est habituellement réalisée avec des sélections d'événements courants neutres. Ces événements ne permettent toutefois pas de descendre à des énergies inférieures à une vingtaine de GeV, car pour ce processus, les électrons diffusés dans le SpaCal possèdent une énergie qui est de l'ordre de grandeur de leur énergie initiale (27,6 GeV). Par contre une sélection des événements Compton peut être particulièrement appropriée pour effectuer la calibration à plus basse énergie du SpaCal électromagnétique (pour 10 GeV $<$ E $<$ 20 GeV). En effet, pour le processus Compton, l'électron et le photon diffusés dans le SpaCal (*ie* à grand θ) se "partagent" l'énergie initiale de l'électron[2]. Les énergies de ces deux particules sont plutôt de l'ordre de 10 à 20 GeV environ (figure 4.13.*a*).



a. b.

Figure 4.13 – (a.) Energies atteintes par les deux particules électromagnétiques (l'électron et le photon) pour le lot d'événements Compton sélectionnés. Ces événements Compton permettent de descendre à des énergies plus faibles que les courants neutres. (b.) Corrélation entre l'énergie et la distance du cluster au centre du SpaCal.

Calibrer un détecteur en énergie consiste essentiellement à ajuster l'énergie qu'il mesure pour une certaine particule avec l'énergie de cette même particule mesurée d'une quelconque autre manière, qui doit être indépendante de la mesure du SpaCal. Nous avons vu au chapitre 1 que les variables cinématiques du processus Compton sont sur-contraintes : il y a plus de variables que de véritables degrés de liberté. En particulier, nous avons vu la relation qui lie les énergies de l'électron et du photon E_e et E_γ aux angles θ_e et θ_γ qui caractérisent les impulsions initiales de ces particules dans le référentiel du laboratoire :

$$E_e = \frac{2E_0 \sin\theta_\gamma}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \tag{4.5}$$

et

$$E_\gamma = \frac{2E_0 \sin\theta_e}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \tag{4.6}$$

On se sert de ces relations pour vérifier la calibration du SpaCal. On compare pour cela l'énergie mesurée par le SpaCal $E_{1,2}^{Sp}$ à l'énergie théorique $E_{1,2}^{\theta}$ calculée en fonction des angles θ_1 et θ_2 des

[2]En réalité, la somme des énergies des deux particules dans le SpaCal est toujours supérieure à l'énergie initiale de l'électron, comme on peut facilement le voir grâce aux relations (4.5) et (4.6). Mais cette somme reste de l'ordre de 35 GeV environ (voir figure 4.13.*a*).

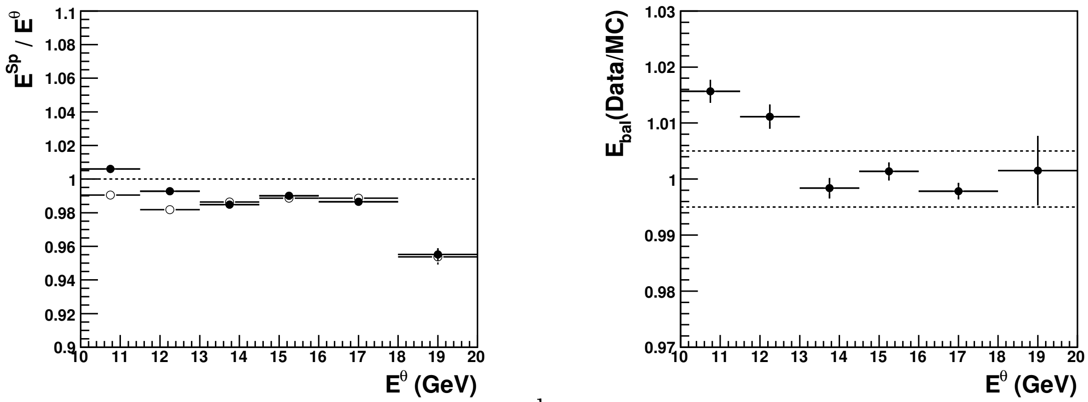
deux particules. Le rapport

$$\frac{E_{1,2}^{Sp}}{E_{1,2}^{\theta}} \tag{4.7}$$

caractérise le rééchelonnement qu'il faudra appliquer sur la mesure effectuée. Ce rapport peut être fonction de l'énergie de la particule et de la position du cluster électromagnétique dans le SpaCal (c'est-à-dire fonction des cellules qui émettent le signal). Pour mesurer ce rapport, on procède d'une façon analogue à celle déjà utilisée dans la section 4.1.2. On effectue une partition de l'intervalle 10 GeV - 20 GeV en plusieurs intervalles de largeur δE. Pour chacun de ces intervalles, on remplit l'histogramme du rapport (4.7). Chacune des distributions obtenues est approximée par une gaussienne, dont on prend l'abscisse du sommet. Les points ainsi définis sont représentés sur la figure 4.14.*a* pour les données 2005 et les simulations Monte-Carlo. Pour avoir un bon accord entre données et Monte-Carlo, on veut que le rapport des points obtenus

$$\frac{\langle E^{Sp}/E^{\theta}\rangle_{data}}{\langle E^{Sp}/E^{\theta}\rangle_{MC}}$$

soit égal à 1 à plus ou moins $0,5\%$ près. On voit sur la figure 4.14.*b* que les calibrations doivent être légèrement corrigées à basse énergie pour les lots de données 2005.

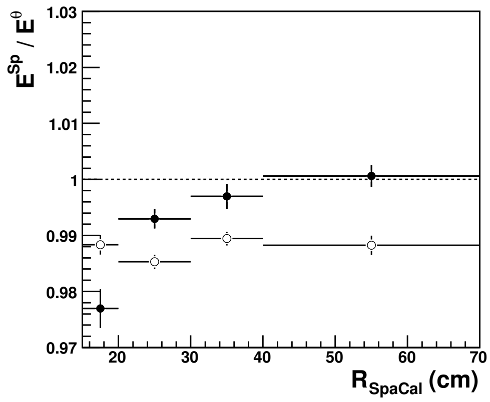


a. b.

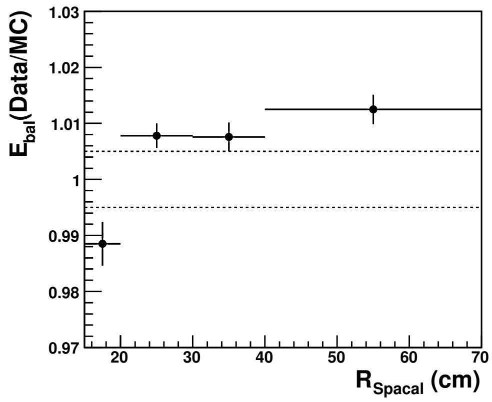
Figure 4.14 – (a.) Rapports E^{Sp}/E^{θ} pour les intervalles d'énergie (en GeV) $[10; 11,5]$, $[11,5; 13]$, $[13; 14,5]$, $[14,5; 16]$, $[16; 18]$, $[18; 20]$ pour les données 2005 (en noir) et les Monte-Carlo (en blanc). (b.) Rapport des valeurs données/Monte-Carlo.

La même procédure peut être suivie pour une mesure des calibrations pour différentes positions dans le SpaCal. Il est évident qu'il faut toutefois prendre garde à garder suffisamment d'événements par intervalle choisi, afin de ne pas être trop dépendant des fluctuations statistiques. Nous donnons encore les résultats obtenus pour différents rayons dans le SpaCal (figure 4.15). Il faut faire attention, pour corriger ces calibrations, au fait que les distributions en énergie E et en angle θ sont corrélées, et donc que E et R_{Sp} ne sont pas des variables indépendantes pour le processus Compton (figure 4.13.*b*). A ce stade de l'étude, on peut corriger les calibrations soit en fonction de l'énergie, soit en fonction du rayon, mais pas les deux à la fois. Pour réaliser une étude plus complète, il faudrait diviser le SpaCal en plusieurs secteurs, et le calibrer par morceaux[3].

[3] Cela est fait par exemple dans [Len01], pour les données 1997.



a.



b.

Figure 4.15 – (a.) Rapports E^{Sp}/E^{θ} en fonction de la distance de la position du cluster au centre du SpaCal R_{Sp} (en cm) pour les données 2005 (en noir) et les Monte-Carlo (en blanc). (b.) Rapport des valeurs données/Monte-Carlo. Les intervalles de R_{Sp} choisis sont (en cm) : $[15; 20]$, $[20; 30]$, $[30; 40]$, $[40; 70]$.

4.4 Mesure de l'efficacité des détecteurs de traces

La CJC et la BPC reconstruisent les traces des particules chargées qui les traversent, quand celles-ci interagissent avec le milieu détecteur. Mais il existe toujours une probabilité non nulle pour que la particule n'interagisse pas avec ce milieu en le traversant. C'est cette probabilité qu'une particule chargée ne soit pas détectée quand elle traverse la CJC ou la BPC que l'on veut connaître. Ceci est important dans la mesure où la détection d'une trace constitue souvent un critère pour identifier les particules. Par exemple, dans l'analyse présentée dans ce rapport, il serait bien commode de pouvoir distinguer avec certitude l'électron du photon dans un événement Compton. On serait alors capable, par exemple, de corriger la trajectoire de l'électron (à cause de la courbure induite par le champ magnétique) pour mesurer ses caractéristique, et réduire ainsi nos erreurs systématiques. Malheureusement, cela n'est pas possible. En effet, nous allons voir que l'inefficacité de la BPC en particulier n'est pas négligeable. On pourrait donc prendre un électron (qui devrait normalement laisser une trace dans la BPC) pour un photon (sans trace). Le contraire est également possible : on pourrait identifier un photon comme un électron, si le photon se convertit en une paire e^+e^- par interaction avec le milieu constituant la BPC. Là encore, nous allons voir que ce taux de conversions n'est pas négligeable.

4.4.1 Efficacités de la CJC et de la BPC

Pour mesurer les inefficacités de la BPC et de la CJC, on utilise les événements courants neutres. Le principe est le même que pour les vérfications d'alignement exposées à la section 4.1 : on veut avoir des événements avec une particule chargée (l'électron) qui peut être détectée indépendemment par la BPC et/ou par la CJC. Pour chaque électron dans le SpaCal, on considère les donc les événements indépendants suivants :

- la particule a été détectée par la CJC (*ie* l'algorithme de reconstruction des particules lui a fait correspondre une trace détectée dans la CJC, qui est ajustée ou non au vertex)
- la particule a été détectée par la BPC (*ie* l'algorithme de reconstruction a fait correspondre

au cluster du SpaCal une trace détectée par la BPC)
Puisque toutes les particules sélectionnées sont sensées être des électrons, on peut calculer l'efficacité moyenne de la CJC simplement en comparant le nombre N_{CJC} d'événements où une trace CJC est détectée au nombre total d'événements courants neutres N_{tot}, et faire de même pour la BPC :

$$\epsilon_{CJC} = \frac{N_{CJC}}{N_{tot}} \qquad \epsilon_{BPC} = \frac{N_{BPC}}{N_{tot}}$$

Il est intéressant également de mesurer l'efficacité moyenne de la CJC (resp. BPC) pour les particules qui ont une trace BPC (resp. CJC) :

$$\epsilon_{CJC|BPC} = \frac{N_{CJC|BPC}}{N_{BPC}} \qquad \epsilon_{BPC|CJC} = \frac{N_{BPC}}{N_{CJC}}$$

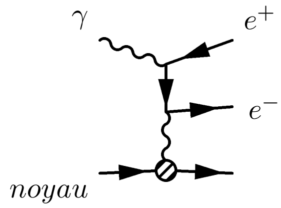
Puisque les deux sous-détecteurs sont indépendants, on doit avoir $\epsilon_{CJC} = Eff_{CJC|BPC}$ et $\epsilon_{BPC} = Eff_{BPC|CJC}$. On obtient pour les données 2005 :

$$\begin{array}{lcllcl} \epsilon_{CJC} & = & 94,9\% & \epsilon_{BPC} & = & 82,5\% \\ \epsilon_{CJC|BPC} & = & 95,3\% & \epsilon_{BPC|CJC} & = & 82,9\% \end{array}$$

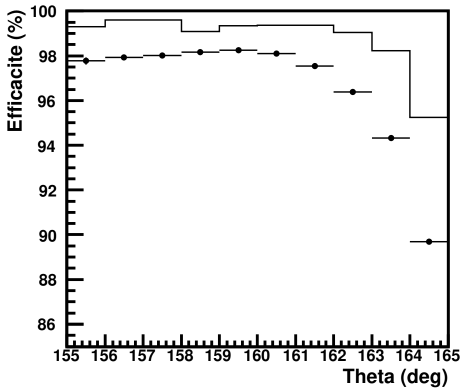
Pour les simulations Mont-Carlo, on a $\epsilon_{CJC} = 98\%$ et $\epsilon_{CJC} = 95\%$. Ces résultats ne sont que des mesures des efficacités moyennes des deux détecteurs de trace. Il est très probable que ces efficacités varient selon les caractéristiques de l'électron lorsqu'il traverse le détecteur, en particulier son énergie, ou la longueur du parcours qu'il effectue dans le détecteur. Par exemple, s'il est émis à grand θ, l'électron ne traverse la CJC que sur quelques centimètres (revoir par exemple la figure 4.1, ou le chapitre 2) et a donc moins de chances d'être détecté. De la même manière que l'on a calculé les efficacités moyennes de la CJC et de la BPC, on peut calculer leur efficacité en fonction de l'énergie de l'électron ou de l'angle θ (figure 4.16).

4.4.2 Conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ dans les sous-détecteurs

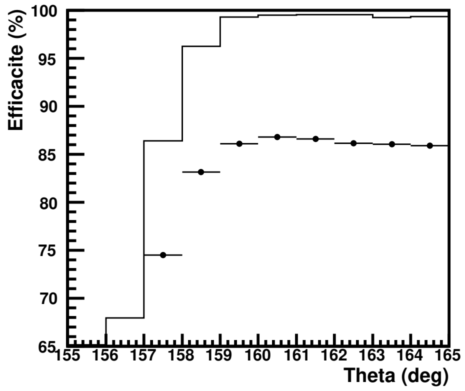
Quand le photon pénètre dans la matière qui compose un détecteur, il peut se convertir en une paire électron-positron dans le champ du noyau d'un atome par la réaction suivante :



Si ce détecteur est un détecteur de traces, il détecte l'électron et le positron, alors qu'il n'aurait pas dû détecter le photon s'il ne s'était pas converti. De plus, l'électron et le positron émis ont le plus souvent des impulsions presque colinéaires dans le référentiel du laboratoire. On ne détecte alors qu'une seule trace, interprétée comme provenant d'une seule particule lors de la reconstruction. Il est donc important, pour évaluer les performances de l'identification des particules, de connaître l'ordre de grandeur de ce taux de conversions. Pour mesurer un tel taux pour la CJC, on peut utiliser notre sélection d'événements Compton, avec la condition supplémentaire que l'angle θ des particules soit inférieur à 165° pour qu'elles traversent la CJC.



a.



b.

Figure 4.16 – (a.) (resp. (b.)) Efficacité de la CJC (resp. BPC) mesurée avec les électrons des événements courants neutres en fonction de l'angle θ_e (à droite) et en fonction de l'énergie E_e (à gauche). Les points sont les résultats obtenus pour les données 2005, les traits pleins ceux obtenus pour les simulations Monte-Carlo.

Pour chacun de ces événements, on a deux clusters dans le SpaCal. On considère l'ensemble des particules générées lors des événements Compton et qui sont à l'origine de ces clusters. Pour chacune de ces particules, on a quatre possibilité distinctes :

- La particule est un électron (probabilité 50 %), qui laisse une trace dans la CJC (probabilité ϵ^{CJC}).
- La particule est un électron (probabilité 50 %), qui ne laisse pas de trace dans la CJC (probabilité $1 - \epsilon^{CJC}$).
- La particule est un photon (probabilité 50 %), qui ne laisse pas de trace dans la CJC.
- La particule est un photon (probabilité 50 %), qui laisse une trace dans la CJC (probabilité égale au taux de conversion multiplié par l'efficacité de la CJC : la trace doit être détectée).

Connaissant l'efficacité de la CJC, on peut évaluer la probabilité pour qu'un photon émis lors de l'interaction se soit transformé en une paire électron-positron avant de traverser la CJC. Il suffit pour cela de compter le nombre N_{CJC} de particules qui possèdent une trace CJC parmi celles sélectionnées (N_{tot}). On a alors

$$\frac{N_{CJC}}{N_{tot}} = \epsilon^{CJC}\left(50\% \times \tau^{CJC}_{\gamma\to ee} + 50\%\right)$$

qui est simplement l'expression du fait qu'une trace détectée dans la CJC provient soit d'un électron, soit d'un photon après conversion, et que dans les deux cas la probabilité de détection dépend de l'efficacité de la CJC. On obtient :

	Données	Monte-Carlo
$\tau^{CJC}_{\gamma\to ee}$	16 %	10 %

On peut faire de même pour évaluer la probabilité de conversion du photon en paire électron-positron avant qu'il ne traverse la BPC. Il faut remarquer ici que l'on fait ce calcul indépendamment du taux de conversion de la CJC. On ne s'intéresse pas à l'endroit où le photon a été converti, mais uniquement au fait de savoir si le photon peut ou non être mal identifié par la BPC. De plus, une grande partie des particules traversant la BPC n'ont pas traversé précédemment la CJC : en effet, on n'impose pas cette fois de coupure supplémentaire sur l'angle θ, puisque les coupures définissant notre sélection Compton assurent déjà que les particules sont dans la zone d'acceptance de la BPC (voir chapitre). On a, comme pour la CJC :

$$\frac{N_{BPC}}{N_{tot}} = \epsilon^{BPC}\left(50\% \times \tau^{BPC}_{\gamma\to ee} + 50\%\right)$$

Les taux de conversion mesurés pour les données 2005 et pour les Monte-Carlo sont :

	Données	Monte-Carlo
$\tau^{BPC}_{\gamma\to ee}$	60 %	45 %

On peut également extraire simultanément les mesures de l'efficacité d'un détecteur de traces et du taux de conversion des photons avant qu'ils ne traversent ce détecteur, ceci uniquement en utilisant les événements Compton. On rappelle en effet que nous avons mesuré l'efficacité de la BPC et de la CJC avec les événements courants neutres. Il suffit pour cela de compter les événements Compton (en tenant compte de l'acceptance géométrique du détecteur : pour la CJC, il faut prendre les événements avec deux particules vérifiant $\theta < 165°$) avec zéro, une ou deux particules avec une trace détectée. En divisant ces trois nombres par le nombre total de ces événements, on obtient les probabilités p_0, p_1 et p_2 de détecter respectivement zéro, une ou deux traces pour un événement Compton. Ces trois probabilités sont reliées à l'efficacité ϵ et au taux de conversion τ du détecteur :

$$\begin{cases} p_0 &= (1-\epsilon)(1-\tau) + (1-\epsilon)^2\tau \\ p_1 &= \epsilon(1-\tau) + 2\epsilon(1-\epsilon)\tau \\ p_2 &= \epsilon^2\tau \end{cases}$$

Il suffit donc d'inverser ce système, ce qui revient à résoudre une simple équation du second degré. On obtient par cette méthode les résultats suivants, en bon accord (en ordre de grandeur au moins) avec les résultats mentionnés précédemment. Pour la CJC :

	Données	Monte-Carlo
ϵ^{CJC}	94,3 %	98 %
$\tau^{CJC}_{\gamma\to ee}$	17 %	10 %

et pour la BPC :

	Données	Monte-Carlo
ϵ^{BPC}	77,5 %	96 %
$\tau^{BPC}_{\gamma\rightarrow ee}$	70 %	43 %

Il pourrait être intéressant de pousser un peu plus loin cette ébauche d'étude, en particulier en essayant d'étudier l'influence sur ces taux de conversion de l'angle des particules, qui est relié à la distance parcourue dans les matériaux qui constituent le détecteur, ou encore de leur énergie.

Nous avons, dans ce chapitre, vérifié quelques paramètres liés aux trois sous-détecteurs que l'on pouvait atteindre avec nos sélections Compton et courants neutres. Les alignements de ces trois sous-détecteurs sont corrects : les décalages sont au plus de quelques dixièmes de millimètres, ce qui est acceptable par rapport aux résolutions spatiales attendues de ces sous-détecteurs. On pourra corriger, par contre le décalage du faisceau dans les analyses, en particulier lorsqu'on considère des événements sans vertex reconstruit. Les angles polaires et azimutaux θ et φ sont alors recalculés à partir de la position $(0, 0, 0)$ pour le vertex. Il peut se révéler important de corriger cela en prenant les valeurs mesurées à la section 4.2 pour les valeurs moyennes de X_{vtx} et Y_{vtx} (c'est la cas par exemple dans notre cas pour le calcul de l'acoplanarité). La calibration du SpaCal à basse énergie peut être améliorée. Une étude plus poussée que celle que nous avons présentée ici doit être menée pour cela. Enfin, les taux de conversion et les efficacités mesurés pour la CJC et la BPC montrent qu'il est impossible d'utiliser cette dernière pour reconnaître des particules à partir de leur trace.

Chapitre 5

Mesure de la luminosité intégrée

Un des objectifs de ce cette analyse du processus Compton était d'effectuer une mesure de la luminosité intégrée de H1, et de la comparer à la mesure du luminomètre. Le processus Compton a été en effet proposé assez tôt dans la collaboration H1 pour effectuer cette mesure, et mis en oeuvre dans la phase HERA I (voir [CK86], [CK92], [Ker94], [FM96]). Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus pour les données 2005. Ces résultats ne sont qu'un premier jet. L'estimation des erreurs systématiques, en particulier, mériterait d'être faite en détail.

5.1 Principe de la mesure

On rappelle simplement que la luminosité correspond au nombre d'événements que l'on peut espérer observer par unité de temps et par unité de section efficace. En clair, pour un processus ayant une section efficace de 1 b, on devrait observer un événement par seconde si la luminosité est de 1 $b^{-1}.s^{-1}$. Expérimentallement, cette luminosité instantanée n'est pas mesurable. C'est la luminosité intégrée qui est mesurée et qui est importante dans les analyses :

$$\mathcal{L} = \int L dt$$

Le nombre N d'événements attendus pour un certain processus est lié à la section efficace σ de ce même processus par la relation :

$$N = \epsilon \mathcal{L} \sigma$$

où ϵ est l'efficacité de détection de l'événement, et doit tenir compte de l'acceptance géométrique des détecteurs, des efficacités des triggers, etc. Pour mesurer la section efficace d'un processus donné, la luminosité intégrée doit donc être connue. Inversement, pour mesurer la luminosité, on peut se servir d'un processus dont la section efficace est bien connue. Dans le détecteur H1, c'est le processus Bremsstrahlung qui est utilisé habituellement, avec une mesure réalisée par le luminomètre. L'objectif ici est de la mesurer avec le processus Compton.

Pour une période donnée, connaissant le nombre N d'événements Compton sélectionnés avec les coupures présentées au chapitre 3, on a

$$N = \epsilon \left(\sigma_{Compton} + \sigma_{bruit} \right) \mathcal{L} \tag{5.1}$$

où ϵ est l'efficacité de la sélection (dans notre cas, essentiellement celle des triggers) et σ_{bruit} est la somme de toutes les sections efficaces des processus qui contribuent au bruit de fond, et qui ont été sélectionnés malgré les coupures. Pour les événements provenant des simulations Monte-Carlo,

$$N^{MC} = N^{MC}_{Compton} + N^{MC}_{bruit} = (\sigma_{Compton} + \sigma_{bruit})\,\mathcal{L}^{MC} \tag{5.2}$$

où $N_{Compton}$ est le nombre d'événements produits par le générateur Monte-Carlo simulant le processus Compton, et N_{bruit} est la somme des nombre d'événements générés comme bruit de fond (essentiellement le DVCS et les courants neutres dans notre cas). $\mathcal{L}^{MC}$ est la luminosité intégrée utilisée pour normaliser les Monte-Carlo avant de les comparer aux données.

Avec (5.1) et (5.2), on voit que la luminosité intégrée est donnée finalement par la relation :

$$\mathcal{L} = \frac{N}{\epsilon\left(N^{MC}_{Compton} + N^{MC}_{bruit}\right)}\mathcal{L}^{MC} \tag{5.3}$$

L'efficacité ϵ est, avec nos coupures, essentiellement celle des triggers associés au SpaCal s_0, s_3 et s_9. Elle est prise égale à 100% (voir section 3.3).

5.2 Estimation des erreurs

Avec la relation (5.3), il est évident qu'un certain nombre de paramètres qui sont susceptibles d'être mal mesurés introduisent des erreurs dans la mesure de la luminosité intégrée. Les principales sources d'erreur dans cette mesure sont vraisemblablement :

- Les défauts du SpaCal : sa résolution spatiale ou en énergie, sa calibration à basse énergie (voir chapitre 4). Etant donné les coupures effectuées sur l'énergie (E > 10 GeV pour les deux clusters électromagnétiques dans le SpaCal) et sur les positions des clusters (R > 15 cm ou 20 cm, plus toutes les coupures fiducielles), ces défauts sont la principale source d'erreurs systématiques dans notre mesure de luminosité (estimées à 3%-4% d'erreur environ). Ces erreurs mériteraient d'être analysées avec plus de soin, notamment après avoir réalisé la calibration à basse énergie du SpaCal.

- L'estimation des contributions d'autres processus au bruit de fond. Dans notre cas, ces contributions sont estimées grâce aux générateurs Monte-Carlo MILOU[1] pour le processus DVCS (contribution de 2,8%), et DJANGO pour les courants neutres (contribution de 4,5%). Des erreurs peuvent être introduites par une mauvaise estimation des sections efficaces de ces processus, ou par d'éventuels autres processus non simulés.

- L'erreur théorique sur le calcul de la section efficace, dûe à une connaissance limitée des facteurs de forme du proton. Cette erreur est de l'ordre de 1% pour le processus Compton élastique.

[1] Voir [PSF04]

Ces erreurs systématiques sont estimées, au total, à 5% environ. Mais encore une fois, leur étude mériterait d'être faite de façon moins grossière, et notamment après avoir modifié la calibration à basse énergie du SpaCal.

5.3 Résultats

Nous mesurons la luminosité intégrée sur les trois périodes L1, R et L2 de l'année 2005[2], et comparons cette mesure à celle du luminomètre. Nous n'avons pas indiqué l'erreur sur la mesure du luminomètre. Il est admis d'habitude qu'elle est inférieure à 2%.

Période	$\mathcal{L}(pb^{-1})$ luminomètre	$\mathcal{L}(pb^{-1})$ Compton
L1	31,62	30,10 $\pm$ 1,58
R	30,20	28,56 $\pm$ 1,46
L2	33,55	34,30 $\pm$ 1,78

Ces résultats sont présentés sur la figure 5.1. En plus de la mesure à partir de notre sélection Compton, nous avons inclus les valeurs de la luminosité calculées à partir de la sous-sélection d'événements Compton qui possèdent une trace dans la CJC, et celle qui correspond à la sélection des événements courants neutres. Pour la sélection des événements Compton avec trace CJC, l'efficacité de détection ϵ n'est plus égale à 100 %, car il faut tenir compte de l'efficacité de la CJC (section 4.4). On a beaucoup moins d'événements pour cette sous-sélection, puisque en demandant une trace dans la CJC, on sélectionne en fait des événements avec des clusters détectés plus loin du faisceau ($\theta < 165°$), c'est-à-dire là où la section efficace du processus Compton est moins importante. L'erreur statistique est plus importante pour cette sélection.

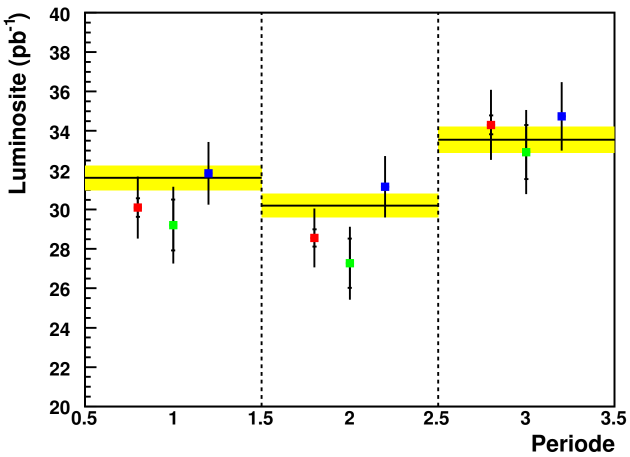


Figure 5.1 – Luminosité intégrée des trois périodes L1, R et L3 de l'année 2005 : mesure du luminomètre (trait noir, erreur en jaune), mesure avec la sélection Compton (rouge), la sous-sélection Compton avec trace CJC (vert), et la sélection courants neutres (bleu).

[2]Ces périodes correspondent à la polarisation moyenne gauche, droite, puis à nouveau gauche du faisceau d'électrons en 2005, comme nous l'avons vu au chapitre 3.

Pour la sélection des événements courants neutres, l'erreur est très largement dominée par les erreurs systématiques. En effet, on dispose d'un lot d'événements très important, l'erreur statistique est donc très faible. Par contre, la section efficace de ce processus est plus mal connue, et fait intervenir les fonctions de densité de partons (*pdf*) qui doivent être mesurées expérimentalement[3]. De plus, nous avons sélectionné ces événements essentiellement grâce à des coupures sur l'énergie de l'électron détecté ($E_e > 20$ GeV) et sur l'énergie résiduelle dans le détecteur ($E_{res} < 0{,}5$ GeV), on est donc également sensible à la résolution en énergie du SpaCal. Sur la figure 5.1, l'erreur systématique est estimée à 5% pour ce processus.

Nous disposons de lots d'événements suffisants pour pouvoir mesurer la luminosité sur des périodes plus courtes que les périodes de polarisation du faisceau d'électron. On peut par exemple diviser l'année 2005 en 9 périodes : chacune des 3 périodes L1, R et L2 est divisée en 3 sous-périodes correspondant à une luminosité intégrée d'une dizaine de pb^{-1} environ. Les numéros des événements correspondants sont les suivants :

Période	Numéros des Runs
L1-a	402992-407900
L1-b	407901-411900
L1-c	411901-414625
R-a	418000-421158
R-b	421159-424316
R-c	424317-427474
L2-a	427475-432200
L2-b	432201-434753
L2-c	434754-436893

Les valeurs obtenues pour la luminosité intégrée de ces périodes sont représentées sur la figure 5.2. Malgré la correction dûe à l'efficacité de la CJC, qui est inférieure à 100%, on pourra remarquer le désaccord entre les valeurs obtenues pour la sélection avec traces CJC et la sélection Compton, plus ou moins important selon les périodes. Il pourrait être intéressant par exemple de mesurer l'efficacité de la CJC pour ces différentes périodes, au lieu d'appliquer une correction moyenne pour toute les données 2005.

[3]Voir par exemple [Por05] pour un étude détaillée de la section efficace courants neutres.

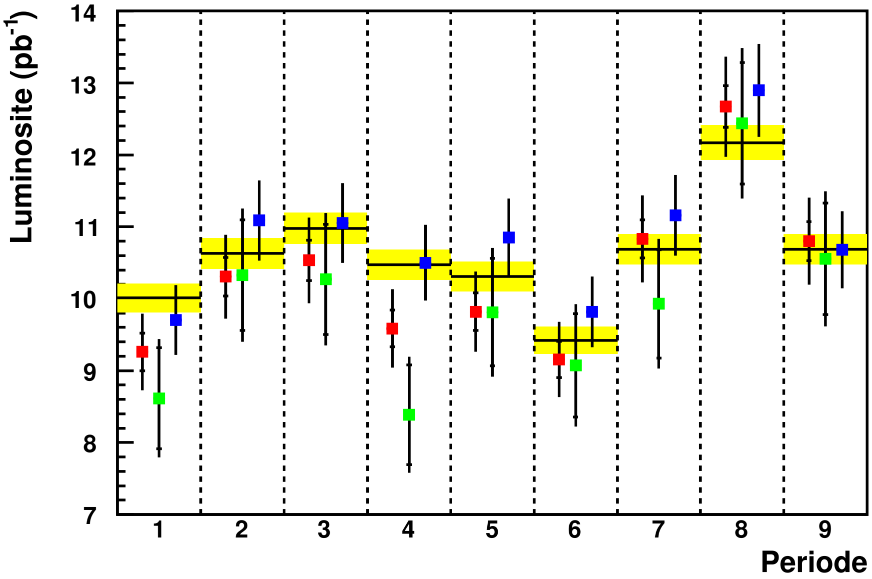


Figure 5.2 – Mesure de la luminosité intégrée par H1 pendant les 9 périodes de l'année 2005 : L1-a, L1-b, L1-c, R-a, R-b, R-c, L2-a, L2-b, L2-c. Sont représentées : la valeur mesurée par le luminomètre (en noir, erreur en jaune), et les valeurs obtenues avec les sélections Compton (rouge), Compton avec trace CJC (vert), courants neutres (bleu).

Conclusion

Le travail présenté dans ce rapport est une des premières analyses réslisées sur les données prises par H1 en 2005. C'est également la première analyse dédiée spécifiquement au processus Compton dans des données de la phase HERA II. Les trois mois du stage ont permis de réaliser une étude qui n'est ni très fine ni exhaustive. Néanmoins, nous espérons avoir mis en évidence un certain nombre de points qui mériteraient d'être examinés plus en détail.

Une sélection d'événements Compton élastiques a été mise en place, qui permet de réaliser certaines études sur les sous-détecteurs de H1. Les coupures identifiées permettent une sélection assez nette des événements Compton à faible impulsion transverse, avec une contribution dûe au bruit fond de l'ordre de 6 %. La luminosité intégrée des données 2005 (environ 100 pb^{-1}) permet d'avoir une statistique relativement importante pour cette sélection (de l'ordre de vingt mille événements). Une sélection d'événements courants neutres a également été effectuée, qui permet aussi de vérifier un certain nombre de paramètres des sous-détecteurs.

Les alignements des sous-détecteurs arrières, le calorimètre Spaghetti et la chambre proportionnelle arrière, par rapport au détecteur de traces central ont été vérifiés. Ces alignements sont, par défaut, bons. Le décalage de ces détecteurs est de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres au maximum. On peut néanmoins essayer d'apporter encore quelques corrections minimes dans les analyses pour améliorer les résolutions spatiales et angulaires des particules reconstruites à partir des mesures du SpaCal et de la BPC.

On a observé un grand nombre de zones inefficaces ou chaudes dans le SpaCal. En comparant avec d'autres analyses effectuées sur ces mêmes données, et en procédant pas à pas en cherchant les zones de plus grand désaccord entre données et simulations Monte-Carlo, nous avons identifié un certain nombre de coupures fiducielles qu'on peut appliquer pour parer aux défauts du SpaCal. Mais il est essentiel pour toutes les analyses de physique utilisant le SpaCal qu'une étude sur ces défauts soit menée de façon plus précise et plus systématique. Il faut identifier au mieux les cellules défaillantes tout en ne sacrifiant pas un trop grand nombre de modules fonctionnant correctement.

Les efficacités des détecteurs de trace central (CJC) et arrière (BPC) ont été mesurées dans la zone $\theta > 155°$. L'efficacité de la CJC est de 95%, contre 80% environ pour la BPC. Le taux de conversion des photons avant la traversée de la BPC est de l'ordre de 60% au moins, ce qui interdit l'identification des électrons ou des photons grâce à un critère portant sur les traces détectées. Il serait intéressant d'évaluer la variation de ces taux avec l'angle polaire θ ou l'énergie du photon.

Les événements Compton élastiques permettent d'effectuer la calibration du SpaCal électromagnétique à basse énergie. Cette calibration est importante pour les analyses, en particulier si l'on souhaite effectuer des coupures sur l'énergie des particules autour de $10GeV$. Elle n'est pas, dans l'état actuel, suffisamment précise, et peut être une source importante d'erreurs systématiques.

Enfin, notre sélection Compton nous a permis de mesurer la luminosité intégrée pour plusieurs périodes de données de l'année 2005. Ces mesures sont, dans la limite des erreurs estimées, en accord avec la mesure du luminomètre. Mais l'étude des erreurs systématiques doit être faite plus sérieusement. Pour l'instant, l'erreur systématique sur cette mesure est estimée à 5%, mais cette valeur pourrait certainement être améliorée. En particulier, il serait nécessaire de refaire la mesure après correction de la calibration à basse énergie du SpaCal, puisque les événements Compton sont sélectionnés notamment grâce à une coupure sur l'énergie des clusters électromagnétiques.

Les quelques orientations évoquées ici auraient pu être explorées plus en détail si l'on avait disposé d'un peu plus de temps, mais ceci devrait pouvoir être fait assez facilement dans d'autres analyses. Ce travail constitue donc une preuve supplémentaire[4] que le processus Compton peut se révéler d'une grande utilité pour un certain nombre d'études du détecteur H1, qui peuvent contribuer à améliorer la précision des analyses de physique.

D'un point de vue plus personnel, ce stage a constitué pour moi une initiation. Pas tant à la recherche, quoiqu'il ait été ma première expérience prolongée dans ce domaine, qu'à la physique des particules et, de manière plus générale, la physique des hautes énergies. Dans ce domaine, la fréquence avec laquelle on aborde au quotidien les questions de physique les plus fondamentales, la banalité avec laquelle on parle d'énergies inouïes et de phénomènes inimaginables sont, pour le néophyte, pour le malheureux qui résonne encore à échelle humaine, tout à fait singulières. L'intérêt du sujet fait rapidement oublier les lignes de C++ qui, certes, possèdent leur intérêt propre, mais ne forment pas a priori la vocation de l'étudiant en physique. La grande variété des personnes qui travaillent dans ce domaine, et qui apportent chacun leur pierre aux authentiques édifices que sont devenues les expériences, est à la fois la nécessité et la richesse de cette physique. On entend dire dans ce milieu qu'on construit actuellement au LHC une cathédrale. Je trouvai d'abord la comparaison ridicule, héritée d'une certaine tendance moderne à élever le moindre caprice actuel au rang de tout ce qui a pu être fait de grand par le passé. Mais dans la caverne d'Atlas, j'ai un peu douté. Il est véritablement impressionant d'être le témoin de tous les moyens humains et techniques mis en oeuvre depuis des dizaines d'années pour essayer de comprendre (un peu) de quoi le monde est fait. Je suis heureux de pouvoir poursuivre mes études dans ce sens.

[4]S'il en faut. Voir [CK86], [CK92], [Ker94], [FM96], [Len01], [Las04], [Mer05] entre autres.

Annexe A : Les événements Compton vus par H1

Sur les deux figures suivantes, on peut voir deux événements de la sélection Compton que nous effectuons dans ce rapport. En plus de toutes les caractéristiques demandées pour être sélectionné comme un événement Compton, ils possèdent une trace dans la CJC.

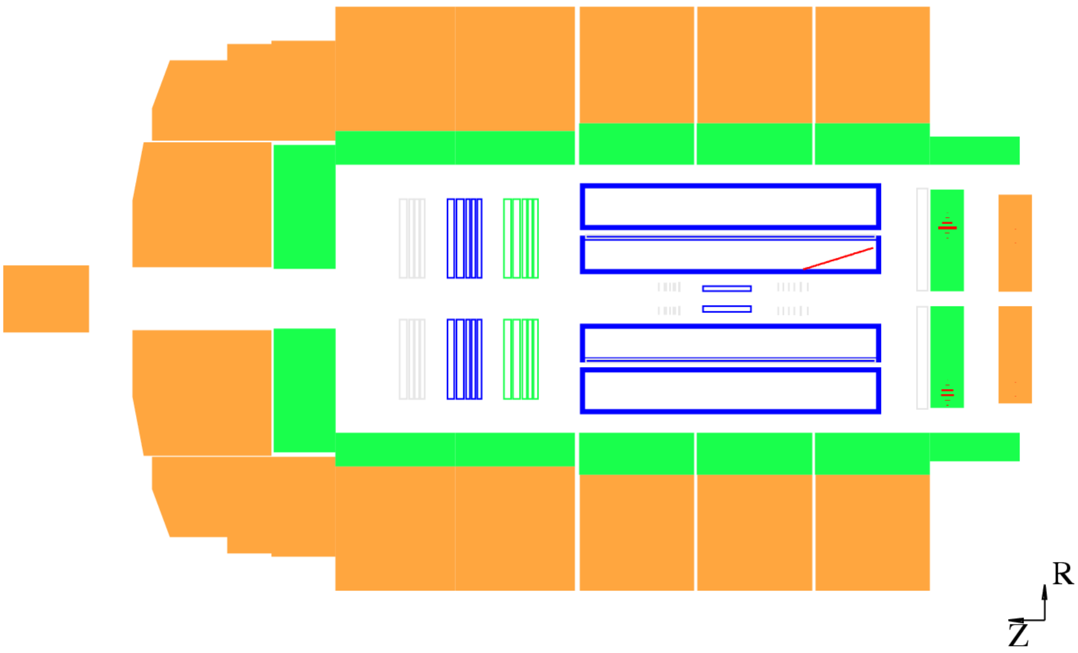


Figure 5.3 – Événement candidat Compton élastique. Remarquer la trace dans la CJC, les deux clusers dans le SpaCal, et l'absence de clusters dans le calorimètre à argon liquide (LAr) à l'avant du détecteur. Le proton n'est pas détecté, car il n'est pratiquement pas dévié et s'échappe par le tube à vide.

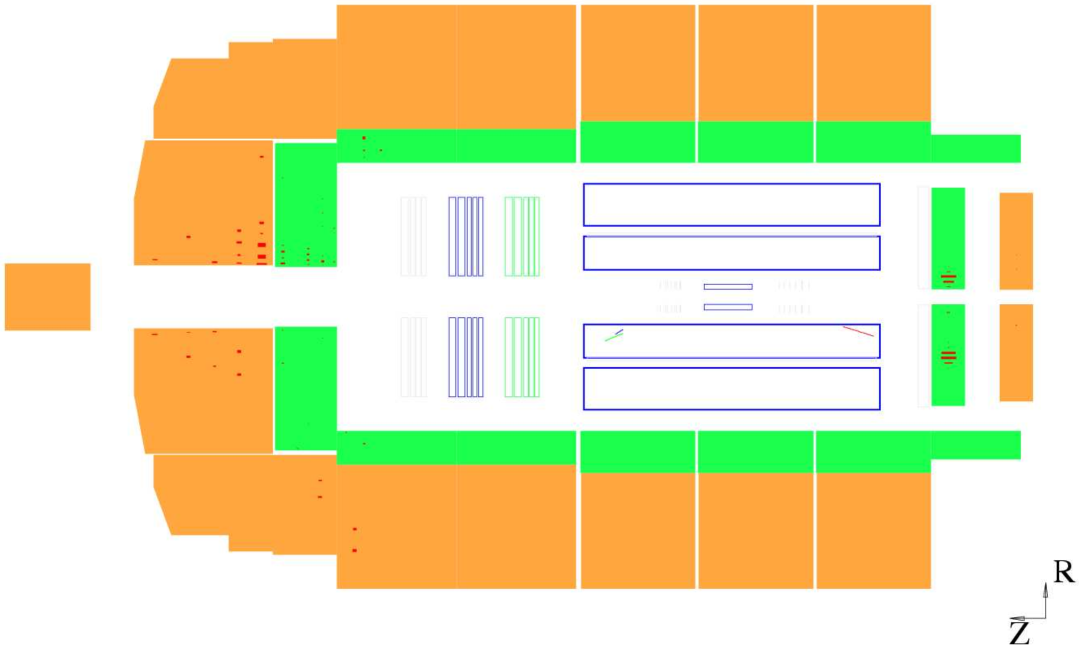


Figure 5.4 – Événement candidat Compton inélastique. Remarquer la trace dans la CJC, les deux clusers dans le SpaCal, et les clusters dans le calorimètre à argon liquide (LAr) à l'avant du détecteur. Ces clusters correspondent aux jets de hadrons générés lors de la collision inélastique avec le proton.

Annexe B : Méthode d'alignement par correction de $\Delta\theta(\varphi)$

A et B sont deux détecteurs qui mesurent les positions (x_A, y_A, z_A) et (x_B, y_B, z_B) d'un même objet. Si ces deux détecteurs sont bien alignés, on a simplement $x_A = x_B$, $y_A = y_B$, $z_A = z_B$. Si le détecteur B est décalé de sa position normale par rapport au détecteur A de $(\delta x, \delta y, \delta z)$, on a plutôt $x_A = x_B + \delta x$, $y_A = y_B + \delta y$ et $z_A = z_B + \delta z$.

On utilise maintenant également les variables $(r_A, \theta_A, \varphi_A)$ et $(r_B, \theta_B, \varphi_B)$, où $r_A = \sqrt{x_A^2 + y_A^2}$, et θ et φ sont définis comme d'habitude. On pose également $\delta r = \sqrt{\delta x^2 + \delta y^2}$, et on prend φ_0 tel que $\delta x = \delta r \cos\varphi_0$ et $\delta y = \delta r \sin\varphi_0$.

Pour des coordonnées θ, φ, r, etc. générales définies de la même manière :

$$\tan\theta = \frac{r}{z}$$

ce qui donne au premier ordre, une fois différencié :

$$\Delta\theta = \frac{1}{\frac{d\tan\theta}{d\theta}}\Delta(\tan\theta) = \cos^2\theta\left(\frac{\partial\tan\theta}{\partial r}\Delta r + \frac{\partial\tan\theta}{\partial z}\Delta z\right) = \cos^2\theta\left(\frac{\Delta r}{z} - \frac{r\Delta z}{z^2}\right)$$

soit encore

$$\Delta\theta = \cos^2\theta\frac{\Delta r}{z} - \frac{1}{2}sin(2\theta)\frac{\Delta z}{z} \tag{5.4}$$

Ensuite on a, puisque l'on a défini $r = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$\Delta r = \frac{\partial r}{\partial x}\Delta x + \frac{\partial r}{\partial y}\Delta y = \frac{x\Delta x + y\Delta y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \tag{5.5}$$

où l'on doit reconnaître au numérateur le produit scalaire des vecteurs (x, y) et $(\Delta x, \Delta y)$.

Il suffit maintenant de remplacer dans (5.5) les variables Δx et Δy par celles qui caractérisent le décalage entre les détecteurs A et B, pour voir que au premier ordre :

$$r_A - r_B = \delta r\cos(\varphi - \varphi_0)$$

et finalement avec (5.4) :

$$\theta_A - \theta_B = \cos^2\theta\frac{\delta r}{z}\cos(\varphi - \varphi_0) - \frac{1}{2}\sin(2\theta)\frac{\delta z}{z}$$

où θ et φ peuvent désigner θ_A et φ_A ou θ_B et ϕ_B... on est toujours au premier ordre.

Remarquons que cette expression dépend quand même de θ, qui n'est pas constant dans l'analyse effectuée dans ce rapport, mais est destiné à varier entre 155° et 165°. Les variations de $\cos^2(\theta)$ et $\sin(2\theta)$ ne sont pas trop importantes dans cet intervalle, ce qui est rassurant. On peut par exemple moyenner l'expression précédente :

$$\theta_A - \theta_B = \left\langle \frac{\cos^2\theta}{z} \right\rangle \delta r \cos(\varphi - \varphi_0) - \frac{1}{2} \left\langle \frac{\sin(2\theta)}{z} \right\rangle \delta z$$

On a finalement les relations suivantes entre δx, δy et δz et les paramètres p_0, p_1 et p_2 utilisés dans l'analyse :

$$p_0 = \left\langle \frac{\cos^2\theta}{z} \right\rangle \delta r$$

$$p_1 = \varphi_0$$

$$p_2 = -\frac{1}{2} \left\langle \frac{\sin(2\theta)}{z} \right\rangle \delta z$$

Nous avons utilisé les coefficients suivants dans ce rapport :

$$\delta r = -190cm \times p_0 \qquad \delta z = -600cm \times p_2$$

On prendra encore garde au fait que, dans ce document, les angles sont en général exprimés en degrés. On utilise alors plutôt :

$$\delta r = -3,29cm/^\circ \times p_0(^\circ) \qquad \delta z = -10,4cm/^\circ \times p_2(^\circ)$$

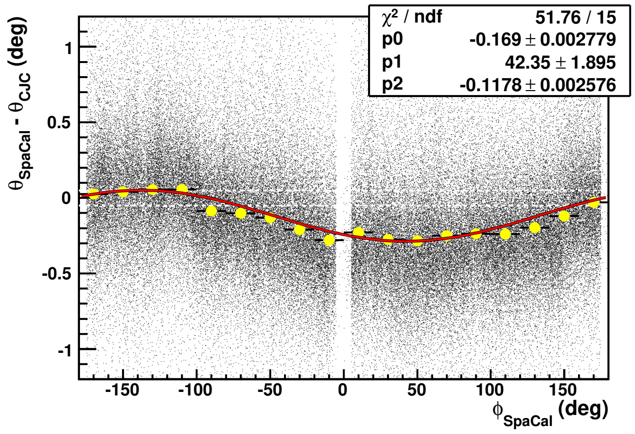


Figure 5.5 – Distribution $\Delta\theta(\varphi)$ en forçant le décalage de la CJC : on utilise les coordonnées $(X_{CJC}+0,3; Y_{CJC}+0,3; Z_{CJC}+1)$ pour le calcul de θ_{CJC}. θ_{Sp} reste le même. On peut comparer à la figure 4.1.2.

Bibliographie

[CK86] A. COURAU, P. KESSLER, *Detector calibration, luminosity monitoring, and search for an e^* at DESY HERA, Phys. Rev. D **33** 2028, 1986*

[CK92] A. COURAU, P. KESSLER, *QED Compton Scattering in high-energy electron-proton collisions, Phys. Rev. D **46** 117, 1992*

[Ker94] S. KERMICHE, *Etude du QED Compton à HERA / Luminosité et calibration du détecteur H1, Thèse, Université Paris XI, 1994*

[FM96] L. FAVART, R. MARACEK, *H1 1994 Integrated Luminosity Measurement Using bremsstrahlung Overlapping Events and quasi-real QED Compton Events, ref. H1-11/96-503, 1996*

[Gla98] A.A. GLAZOV, *Measurement of the Proton Structure Functions $F_2(x, Q^2)$ and $F_L(x, Q^2)$ with the H1 detector at HERA, Thèse, Humboldt-Universität zu Berlin, 1998*

[Ark00] V.V. ARKADOV, *Measurement of the Deep-Inelastic ep Scattering Cross Section using the Backward Tracker at the H1 Detector at HERA, Thèse, Humboldt Universität zu Berlin, 2000*

[Len01] V. LENDERMAN, *Measurement of the QED Compton Scattering Cross Section with the H1 Detector at HERA, Thèse, Universität Dortmund, 2001*

[Sta01] R. STAMEN, *Measurement of Deeply Virtual Compton Scattering at HERA, Thèse, Universität Dortmund & Université Libre de Bruxelles, 2001*

[Pee03] M. PEEZ, *Recherche de déviations au Modèle Standard dans les processus de grande énergie transverse sur le collisionneur électron-proton HERA, Thèse, Université Claude Bernard - Lyon I, 2003*

[Las04] T. LASTOVICKA, *Measurement of the Inclusive Deep Inelastic Scattering Cross Section at low Q^2, Thèse, Humboldt Universität zu Berlin, 2004*

[PSF04] E. PEREZ, L. SCHOEFFEL, L. FAVART, *MILOU : a Monte-Carlo for Deeply Virtual Compton Scattering, hep-ph/0411389, 2004*

[Por05] B. PORTHEAULT, *Première mesure des sections efficaces de courant chargé et neutre avec le faisceau de positrons polarisé à HERA II et analyses QCD-électrofaibles, Thèse, Université Paris XI, 2005*

[Rot05] F. ROTHMAIER, *Production of High-Pt Multi-Lepton Events at HERA, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2005*

[Mer05] J. MERKEL, *Systematische Studien zur Ausrichtung der rückwärtigen Detektoren von H1 für die Messung der Protonstrukturfunktion F_2, Diplomarbeit, Universität Dortmund, 2005*

Remerciements

Ces trois mois passés au CPPM m'ont plu. J'y ai appris beaucoup de choses en travaillant dans un cadre agréable avec des gens sympathiques et compétents. Plusieurs personnes ont contribué à la réussite de ce stage. Qu'elles trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Mes premières pensées vont à mes deux tuteurs, M.Claude Vallée, et M.Emmanuel Sauvan. Merci à Claude pour m'avoir proposé ce stage, pour m'avoir accueilli très chaleureusement dans son équipe, pour les conseils, les discussions que nous avons eues à Marseille et à Hambourg, les explications, le cours improvisé sur la brisure d'invariance d'échelle, etc. Merci pour m'avoir consacré beaucoup de temps à un moment où celui-ci lui était sûrement précieux et où je ne devais pas être son unique préoccupation dans H1. Merci à Emmanuel pour m'avoir encadré au quotidien, pour sa sympathie, son immense disponibilité, pour m'avoir appris le H1oo, Marana, Root, etc., pour m'avoir fait profité de sa grande compétence en m'orientant souvent dans les bonnes directions et m'avoir fait ainsi gagner beaucoup de temps, pour les cafés à Hambourg, pour les discussions qui accompagnaient les cafés,... C'était un plaisir de travailler avec eux deux.

Merci au personnel des services administratifs du CPPM, grâce à qui ce stage s'est déroulé dans les meilleures conditions matérielles. Il a été notamment très arrangeant pour moi d'être logé sur place. Je suis également reconnaissant à ces personnes de m'avoir facilité beaucoup de formalités, et d'avoir rendu possible mon séjour à DESY ainsi que ma participation à la visite du CERN.

Merci à Samuel, Nguyet, Pascal, Anne-Fleur, Guillaume, Gabrielle, Maximilien, Rémy, Georges, Guillaume, Stéphane, ... et à tous les autres thésards et stagiaires du CPPM dont je suis désolé d'oublier les noms ici. J'ai apprécié de partager avec eux leurs repas, leurs pauses cafés, leurs discussions sur la thèse ou le stage, la physique, la politique, le mondial, la supersymmétrie, etc. L'ambiance du CPPM, c'est aussi eux.

Merci à Laurent Schoeffel, Cristinel Diaconu, et tous les autres membres du groupe H1 France. Je n'ai passé que quelque jours avec cette joyeuse équipe, mais elle m'a amusé et séduit.

Pour finir, je ne saurais oublier l'énorme contribution de M.Michel Gonin. Mes remerciements sont doubles. Par son cours, il a d'abord su éveiller en nous, ses élèves, un intérêt pour cette physique des hautes énergies, si mal connue par nous jusqu'alors. Ensuite, il m'a conseillé quant au choix du stage, et c'est par lui que je suis entré en contact avec Claude. Sans lui, ce stage n'aurait tout simplement pas eu lieu.