



HAL
open science

Mesure de la luminosité pour l'expérience H1

Thibault Frisson

► **To cite this version:**

Thibault Frisson. Mesure de la luminosité pour l'expérience H1. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT: . tel-00166327

HAL Id: tel-00166327

<https://theses.hal.science/tel-00166327>

Submitted on 3 Aug 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE PARIS-SUD
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée
pour obtenir

**Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

par

Thibault FRISSON

MESURE DE LA LUMINOSITE POUR L'EXPERIENCE H1

soutenu le 11 octobre 2006 devant la commission d'examen

MM.	Vincent	Boudry	Co-directeur de thèse
	Laurent	Favart	Rapporteur
	Bernhard	Holzer	Rapporteur
	François	Moreau	Directeur de thèse
	Philippe	Schwemling	Président du jury
	Fabian	Zomer	Examineur

Table des matières

Introduction	1
1 Introduction théorique	3
1.1 La diffusion Compton	4
1.2 Principes de la diffusion	6
1.2.1 La diffusion de Rutherford	6
1.2.2 Diffusion élastique et facteurs de forme	8
1.2.3 La diffusion profondément inélastique	9
2 Processus de diffusion avec radiation de photons durs à HERA	15
2.1 Le processus de Bethe Heitler	17
2.1.1 Section efficace	18
2.1.2 Une autre approche	18
2.1.3 Beam size effect	19
2.2 La diffusion Compton	20
2.2.1 Section efficace	21
2.2.2 Approximation de la section efficace	23
2.3 Les corrections radiatives	24
3 La luminosité	25
3.1 Définition de la luminosité	26
3.2 Un soupçon de physique des collisionneurs	27
3.2.1 Stabilité transverse	28
3.2.2 Stabilité longitudinale	31
3.2.3 La radiation synchrotron	32
3.2.4 Les paquets satellites	34
3.3 Méthodes de mesure de la luminosité	37
4 Dispositif expérimental	41
4.1 HERA, un collisionneur e-p	42
4.1.1 Description générale	42

4.1.2	Les expériences	44
4.1.3	De HERA I à HERA II	46
4.2	Le détecteur H1	48
4.2.1	Détecteurs de traces chargées	49
4.2.2	La calorimétrie	58
4.2.3	Les systèmes de détection des muons	66
4.2.4	Le système de mesure de temps de vol (ToF)	67
4.3	Acquisition et traitement des données	68
4.3.1	Le système de déclenchement	68
4.3.2	L'environnement d'analyse	73
4.3.3	Simulations Monte-Carlo	74
4.4	Le système de luminosité	75
4.4.1	Détecteur de photons	76
4.4.2	Marqueurs d'électron	80
4.4.3	Electronique et acquisition des données	81
4.4.4	Mesure actuelle de la luminosité	83
5	Analyse des données du détecteur de photons	85
5.1	Introduction	86
5.1.1	Les empilements	86
5.1.2	La réponse du détecteur	87
5.1.3	La simulation	88
5.1.4	La mesure de la luminosité	88
5.2	Données et bruits de fond	89
5.2.1	Données	89
5.2.2	Bruits de fond	90
5.3	Calibration du détecteur	91
5.3.1	Méthode de calibration	91
5.3.2	Application aux sommes sur les voies X et sur les voies Y	96
5.3.3	Application aux voies individuelles	99
5.4	Détermination de l'acceptance géométrique du détecteur	104
5.4.1	Détermination de la forme de l'acceptance géométrique	107
5.4.2	Calcul de l'acceptance	110
5.5	Mesure de la luminosité	117
5.5.1	Energie totale	117
5.5.2	Ajustement de la forme	118
5.5.3	Conclusion	120

6	La diffusion Compton	125
6.1	Données et simulations	126
6.1.1	La diffusion Compton	126
6.1.2	Bruit de fond	126
6.2	Reconstruction	132
6.2.1	Création des amas dans le calorimètre à argon liquide	132
6.2.2	Création des amas dans le SpaCal	133
6.2.3	Identification des particules électromagnétiques	134
6.2.4	Reconstruction des traces	136
6.3	Sélection des données	139
6.3.1	Pré-sélection	139
6.3.2	Déclenchement	140
6.3.3	Sélection finale	143
6.4	Mesure de la luminosité	144
	Conclusion	149
	A Calcul de la section efficace de la diffusion Compton	151
	B Le barn	155
	Bibliographie	157
	Liste des figures	169
	Liste des tableaux	177

Introduction

Les expériences de diffusion lepton-nucléon jouent depuis une quarantaine d'années un rôle important dans l'étude de la structure de la matière et des interactions fondamentales. En 1969, des expériences de diffusion d'électrons sur cible fixe de protons mirent en évidence une structure ponctuelle interne du proton et confirmèrent l'invariance d'échelle de Bjorken. Cette structure fut d'abord expliquée en terme de partons avant d'être interprétée dans le cadre de la chromodynamique quantique. HERA, unique collisionneur électron-proton au monde, a permis l'étude des interactions électron-proton dans un domaine cinématique inaccessible sur cible fixe.

Les performances de HERA ont progressé régulièrement depuis sa mise en service en 1992. Pendant ce temps la collaboration H1 a procédé à une amélioration constante du détecteur. En 2000, HERA et les expériences installées auprès de l'accélérateur ont été modifiés pour fonctionner à une plus grande luminosité.

Depuis le début du fonctionnement de HERA, la mesure de la luminosité est réalisée en détectant les photons de bremsstrahlung émis par les électrons dans la région d'interaction (section efficace de Bethe-Heitler). En raison des nouvelles conditions de fonctionnement, un nouveau détecteur de photons pour le système de luminosité de H1 a été développé et installé dans le tunnel à 104 mètres du point d'interaction. L'objet de cette thèse est d'analyser les données enregistrées par le détecteur de photons et d'étudier les variations de la luminosité dans H1 au cours des prises de données. Le but final étant d'atteindre une précision meilleure qu'un pour cent sur la valeur de la luminosité.

L'introduction théorique fait quelques rappels généraux sur le principe de la diffusion. Le deuxième chapitre est consacré aux bases théoriques nécessaires pour les analyses développées dans cette thèse. Ce chapitre est centré sur les différents processus de diffusion avec radiation de photons durs et en particulier sur le processus de Bethe-Heitler et la diffusion Compton. Le chapitre 3 porte sur la définition de la luminosité et ses relations avec les caractéristiques machine. Le quatrième chapitre présente en détail le collisionneur HERA et le détecteur H1. En particulier, il donne une description du système de luminosité. L'analyse des données du détecteur de photons est présentée dans le chapitre 5. Il présente les étapes et les méthodes développées pour obtenir une mesure de la luminosité avec la meilleure précision possible. Le dernier chapitre propose une étude des événements Compton et de leur utilisation pour une mesure de la luminosité indépendante du système de luminosité.

Chapitre 1

Introduction théorique

Sommaire

1.1	La diffusion Compton	4
1.2	Principes de la diffusion	6
1.2.1	La diffusion de Rutherford	6
1.2.2	Diffusion élastique et facteurs de forme	8
1.2.3	La diffusion profondément inélastique	9

1.1 La diffusion Compton

Les rayonnements électromagnétiques de haute énergie interagissent avec la matière selon trois processus : effet photoélectrique, création de paires électrons-positrons et effet Compton. Ce dernier phénomène a été découvert en 1923 par A.H. Compton. Il s'interprète comme étant la diffusion élastique des photons sur des électrons libres ou peu liés illustrant ainsi l'aspect corpusculaire de la lumière.

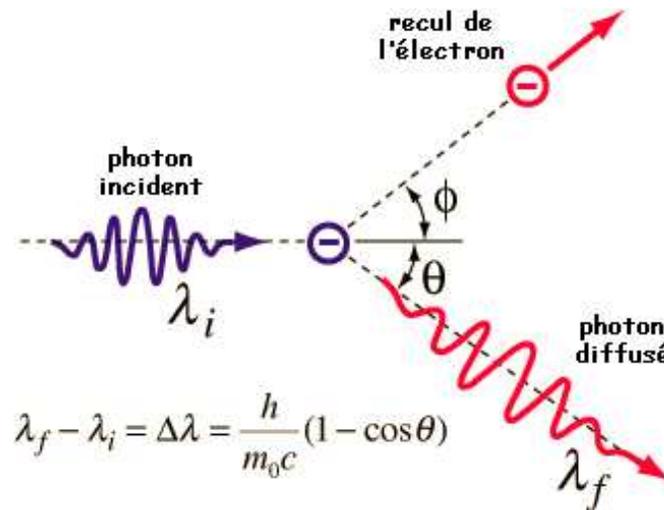


Figure 1.1: Schéma de la diffusion Compton

Compton étudia la diffusion d'un faisceau de rayon X par une cible de graphite. Le faisceau de rayon X était produit par un tube à rayon X avec une anode de molybdène ($\lambda = 0,0709$ nm). La longueur d'onde du faisceau diffusé était mesurée à différents angles. Compton observa que cette longueur d'onde était plus grande que celle du faisceau incident et que la différence entre les longueurs d'onde augmentait avec l'angle de diffusion (figure 1.2).

Pour expliquer ce comportement, Compton considéra les photons incidents comme des particules et appliqua le principe de conservation de l'énergie-impulsion à la collision d'un photon avec

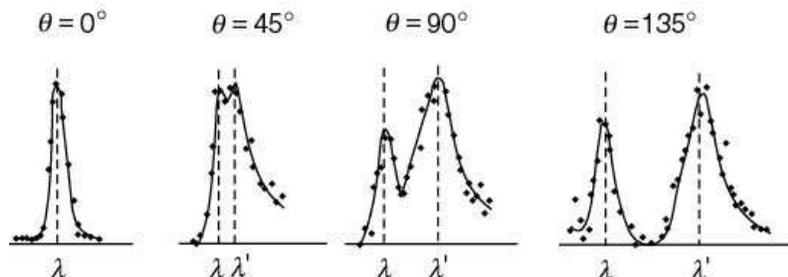


Figure 1.2: Longueur d'onde des photons diffusés en fonction de l'angle θ de diffusion

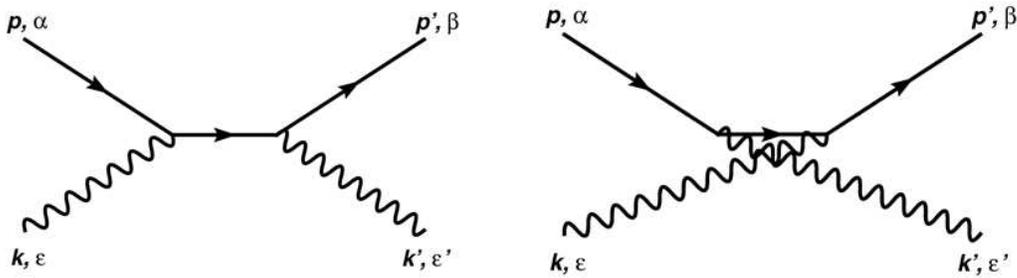


Figure 1.3: Diagrammes de la diffusion Compton

un électron au repos. En utilisant les notations de la figure 1.1 :

$$\begin{aligned} h\nu_i + m_e c^2 &= h\nu_f + \sqrt{p_e^2 + m_e^2 c^4} \\ \vec{p}_i &= \vec{p}_f + \vec{p}_e \end{aligned}$$

En prenant le carré des deux relations précédentes et en multipliant la deuxième par c^2 , on obtient :

$$\begin{aligned} (p_e c)^2 &= (h\nu_i)^2 + (h\nu_f)^2 - 2h^2\nu_i\nu_f + 2m_e c^2(h\nu_i - h\nu_f) \\ (p_e c)^2 &= (h\nu_i)^2 + (h\nu_f)^2 - 2h^2\nu_i\nu_f \cos \theta \end{aligned}$$

On peut combiner ces deux équations, cela nous amène à :

$$-2h^2\nu_i\nu_f \cos \theta = 2h^2\nu_i\nu_f + 2m_e c^2(h\nu_i - h\nu_f)$$

que l'on peut écrire sous la forme :

$$\frac{1}{h\nu_f} - \frac{1}{h\nu_i} = \frac{1}{m_e c^2}(1 - \cos \theta) \quad (1.1)$$

Et finalement, on obtient la formule de Compton :

$$\lambda_f - \lambda_i = \Delta\lambda = \frac{h}{m_e c^2}(1 - \cos \theta) \quad (1.2)$$

On remarque que la longueur d'onde du photon diffusé dépend de l'angle de diffusion mais également de la masse du centre de diffusion. Le pic proche de la longueur d'onde initiale sur la figure 1.2 est dû aux photons qui ont diffusé sur les électrons des couches internes de l'atome de carbone. Ces électrons sont plus fortement liés au noyau entraînant un recul de l'atome lors de l'interaction avec un photon. Si on remplace la masse de l'électron par la masse de l'atome de carbone dans l'équation (1.2), le décalage de la longueur d'onde est 22000 fois plus petit.

La mécanique quantique a rapidement permis d'établir une théorie précise de la diffusion Compton connue sous le nom de formule de Klein-Nishina [1]. A l'ordre le plus bas de l'interaction électromagnétique, la diffusion Compton est représentée par les deux diagrammes de la figure 1.3. Le calcul

complet est présenté dans l'annexe 1. La section efficace peut être exprimée en fonction de l'énergie du photon diffusé :

$$\frac{d\sigma}{dk'_0} = \frac{\pi\alpha^2}{m_e k_0^2} \left[\frac{k'_0}{k_0} + \frac{k_0}{k'_0} + \left(\frac{m_e}{k'_0} - \frac{m_e}{k_0} \right)^2 - 2m_e \left(\frac{1}{k'_0} - \frac{1}{k_0} \right) \right] \quad (1.3)$$

Dans le cas où $k_0 \ll m$, on retrouve la formule non relativiste classique de Thomson :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_e^2} (1 + \cos^2 \theta)$$

Le nom de Compton est désormais associé à la diffusion des photons sur des particules en général ; par exemple la diffusion Compton à très haute énergie sur des protons. Le photon peut-être alors considéré comme une sonde électromagnétique avec laquelle on étudie la structure du proton.

1.2 Principes de la diffusion

En mesurant l'angle et l'énergie d'une particule-sonde d'impulsion initiale connue qui a été diffusée par un objet, on peut étudier les caractéristiques de la force à l'origine de la diffusion et la distribution des charges dans l'objet. Si la nature de la force est bien connue, par exemple en utilisant une sonde électromagnétique quasi-ponctuelle comme un électron ou un muon alors l'expérience permettra d'étudier la structure de l'objet.

1.2.1 La diffusion de Rutherford

Les premières expériences de diffusion pour étudier la structure des atomes et de leurs constituants ont été réalisées par Rutherford au début du 20^{me} siècle. A cette période, l'atome était décrit comme une sphère remplie d'une substance électriquement positive parsemée d'électrons (modèle de Thomson). En travaillant sur la diffusion de particules alpha par une fine feuille de métal, H. Geiger et E. Marsden constatèrent que certaines particules α étaient déviées de plus de 90 degrés ce qui est impossible sauf si la diffusion a lieu sur un objet plus massif que les particules incidentes. E. Rutherford émit alors l'hypothèse qu'au centre de l'atome devait se trouver un noyau contenant presque toute la masse et toute la charge positive de l'atome.

Si on prend comme exemple la diffusion élastique d'une particule de masse m ponctuelle sur un centre de diffusion fixe suivant un potentiel de forme :

$$V(r) = Zg^2 \frac{e^{-\mu r}}{r} \quad (1.4)$$

où r est la distance par rapport au centre de diffusion et $\hbar = c = 1$. C'est une interaction de type Yukawa entre une particule de charge g et un centre de diffusion fixe de charge Zg par l'intermédiaire d'un quantum de masse μ . L'interaction est schématisée sur la figure 1.4. La force ayant une portée

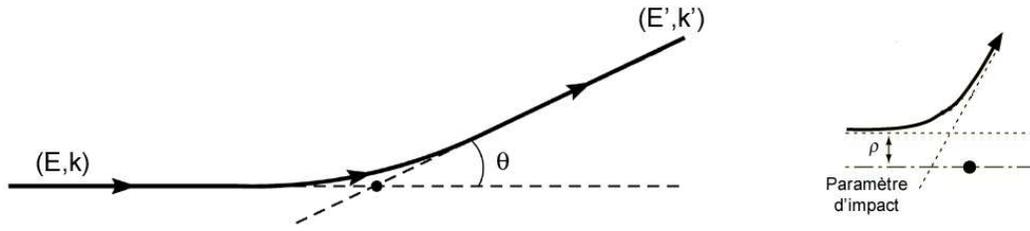


Figure 1.4: Diffusion de Rutherford

limitée, la particule sonde est décrite comme une particule libre pour $r \gg \mu^{-1}$. L'élément de matrice de l'interaction prend alors la forme :

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}' | V(r) | \vec{k} \rangle &= \int e^{-i\vec{k}'\vec{r}} V(r) e^{-i\vec{k}\vec{r}} d^3\vec{r} \\ &= \frac{4\pi Z g^2}{q^2 + \mu^2} \end{aligned}$$

où $q^2 = (\vec{k} - \vec{k}')^2$ est le carré l'impulsion de transfert. Dans le cas où on néglige le recul de la cible, $q^2 = 4|\vec{k}|^2 \sin^2(\theta/2)$. En supposant que l'interaction soit suffisamment faible pour un calcul perturbatif, la section efficace est obtenue en appliquant la règle d'or de Fermi :

$$d\sigma = 2\pi |\langle \vec{k}' | V(r) | \vec{k} \rangle|^2 \rho_f$$

où ρ_f est la densité des états finals. Comme le recul de la cible est ignorée, ρ_f dépend uniquement de la diffusion de la particule sonde :

$$\rho_f = \frac{k'^2 d\Omega dk'}{(2\pi)^3 dE}$$

où E est l'énergie totale dans l'état final. Comme on considère un faisceau de particules ultra-relativistes, on peut ignorer les masses des particules et :

$$\frac{dk'}{dE} \rightarrow 1$$

D'où :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k'^2}{(2\pi)^2} \left(\frac{4\pi Z g^2}{q^2 + \mu^2} \right)^2$$

En se plaçant dans le cas électromagnétique ($\mu^2 \rightarrow 0$) et en remplaçant g^2 par $e^2/(4\pi\epsilon_0)$, on retrouve l'expression de la section efficace de la diffusion de Rutherford :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 Z^2}{4k^2 \sin^4(\theta/2)} \quad \text{ou} \quad \frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi\alpha^2 Z^2}{q^4} \quad (1.5)$$

La première équation montre que la section efficace différentielle a une forte dépendance avec l'angle de diffusion et diminue rapidement quand l'angle augmente. Cette dépendance est une conséquence de l'échange d'une particule de masse nulle.

1.2.2 Diffusion élastique et facteurs de forme

Si maintenant, on considère que la charge du centre de diffusion n'est plus ponctuelle mais distribuée dans une région finie de l'espace. Il faut introduire un certain nombre de facteurs pour paramétrer sa structure interne vis-à-vis de l'interaction considérée. Ces facteurs sont nommés facteurs de forme. Dans le cas électromagnétique :

$$V(r) = Zg^2 \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}'$$

où $\rho(\vec{r}')$ est la distribution spatiale relative de la charge avec :

$$\int \rho(\vec{r}') d^3\vec{r}' = 1$$

L'élément de matrice est donné par :

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}' | V(r) | \vec{k} \rangle &= Zg^2 \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} e^{i\vec{q}\vec{r}'} d^3\vec{r}' d^3\vec{r} \\ &= \frac{4\pi Zg^2}{q^2} F(q^2) \end{aligned}$$

où $\vec{q} = \vec{r} - \vec{r}'$ et $F(q^2)$ est le facteur de forme de la distribution de charge :

$$F(q^2) = \int \rho(\vec{r}') e^{i\vec{q}\vec{r}'} d^3\vec{r}' \quad (1.6)$$

Les facteurs de formes du proton

Les résultats des premières mesures du moment magnétique du proton dans les années 1930 se révélèrent différents des valeurs attendues pour une particule de Dirac apportant ainsi les premières indications de l'existence d'une structure interne du proton. Dans les années 1950, les expériences de diffusion d'électrons menées par R. Hofstadter permirent de déterminer le rayon des nucléons et de mesurer les facteurs de forme du proton [3].

Le calcul des amplitudes de diffusion liées à l'interaction électromagnétique électron-proton nécessite l'écriture des courants de l'électron et du proton. Dans le cas de l'électron, considéré comme une particule de Dirac, le courant est de la forme :

$$\langle e | j_\mu | e \rangle = \bar{u}_e \gamma_\mu u_e$$

où u_e représente le spineur de l'électron. Le courant du proton doit tenir compte du fait que le proton n'est pas une particule de Dirac. L'expression la plus générale de ce courant qui respecte la conservation du courant et de la parité est :

$$\langle P | J_\mu^P | P \rangle = \bar{u} \left[\gamma_\mu F_1^P(q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu} k_\nu Q^\nu}{2M} F_2^P(q^2) \right] u$$

où q' est la quadri-impulsion transférée, M est la masse du proton et κ est le moment magnétique anormal du proton. $F_1^P(q^2)$ et $F_2^P(q^2)$ sont les facteurs de forme électromagnétiques du proton. On utilise souvent les facteurs de forme dits de Sachs qui sont des combinaisons linéaires de $F_1^P(q^2)$ et $F_2^P(q^2)$:

$$\begin{aligned} G_E(q^2) &= F_1^P(q^2) - \tau\kappa F_2^P(q^2) \\ G_M(q^2) &= F_1^P(q^2) + \kappa F_2^P(q^2) \end{aligned}$$

avec $\tau = \frac{q^2}{4M^2}$. Dans le référentiel de Breit, les facteurs de forme électrique G_E et magnétique G_M peuvent être interprétés comme étant les transformées de Fourier des distributions de charge et de moment magnétique à l'intérieur du proton. Ils ont été déterminés expérimentalement :

$$G_E(q^2) = \frac{G_M(q^2)}{2.79} \approx \left(1 - \frac{q^2}{0.71}\right)^{-2}$$

Les facteurs de forme du proton sont reliés à la section efficace élastique par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \frac{E'}{E} \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(\frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

où θ est l'angle de diffusion de l'électron. On remarque que lorsque q^2 augmente, les facteurs de forme et la section efficace diminuent rapidement.

1.2.3 La diffusion profondément inélastique

On peut définir la longueur d'onde caractéristique λ de la particule échangée au cours de l'interaction :

$$\lambda = \frac{\hbar c}{\sqrt{q^2}}$$

Cette valeur nous donne une idée de la résolution de la sonde. Dans le cas de la diffusion d'un électron sur un proton, lorsque q^2 est inférieur ou de l'ordre 1 GeV² le proton sera vu comme un objet étendu. En augmentant q^2 , on atteint le régime inélastique et on pourra sonder la structure interne du proton. Les premières expériences de diffusions inélastiques à haute énergie eurent lieu en 1968 à Stanford avec des faisceaux d'électrons de 20 GeV. La diffusion à grande masse invariante ($W^2 \gg M^2$) et à grand transfert d'impulsion ($Q^2 \gg M^2$) est appelée diffusion profondément inélastique.

Cinématique

On considère la diffusion $e+p \rightarrow e+X$ schématisée par le diagramme 1.5 où k et k' représentent les quadrivecteurs énergie-impulsion de l'électron incident et de l'électron diffusé. p est le quadrivecteur énergie-impulsion du proton incident. Le processus a lieu par l'intermédiaire de l'échange d'un photon virtuel de quadri-impulsion $q = k - k'$. La quadri-impulsion de l'état hadronique final X est donnée par $P_X = p + q$. Cette interaction est décrite par plusieurs variables cinématiques :

- le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse :

$$s = (p + k)^2$$

- la virtualité du boson échangé

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad Q^2 \in [0, s]$$

- La variable de Bjorken

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \quad x \in [0, 1]$$

Cette variable s'interprète, dans le modèle des partons, comme la fraction d'impulsion du proton portée par le parton qui participe à l'interaction.

- L'inélasticité

$$y = \frac{pq}{pk} = \frac{Q^2}{xs} \quad y \in [0, 1] \quad (1.7)$$

y correspond à la fraction d'énergie cédée par l'électron dans le référentiel du proton.

En négligeant la masse des particules devant leurs énergies, ces variables sont reliées entre elles par la relation :

$$Q^2 = sxy$$

On définit également le carré de la masse invariante du système hadronique final :

$$W^2 = (p + q)^2 \equiv P_X^2 = Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + M^2$$

$$W^2 \in [M^2, s]$$

et l'énergie du photon échangé dans le référentiel du proton :

$$\nu = \frac{pq}{M} = (E - E') = \frac{Q^2}{2Mx}$$

Pour reconstruire ces variables cinématiques, il existe plusieurs méthodes utilisant soit les informations sur l'électron diffusé soit les informations sur l'état hadronique final soit une combinaison des deux. Durant ma thèse, je me suis principalement intéressé à des événements élastiques. Pour ces événements, le proton après l'interaction n'est pas détecté. La seule méthode dont on dispose pour reconstruire les variables cinématiques repose sur la mesure de l'angle et de l'énergie de l'électron diffusé. En négligeant les masses :

$$Q_e^2 = 2E_e^0 E_e (1 + \cos \theta_e)$$

$$x_e = \frac{E_e}{E_P^0} \frac{E_e^0 (1 + \cos \theta_e)}{2E_e - E_e^0 (1 - \cos \theta_e)}$$

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_e^0} \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)$$

où θ_e est l'angle de diffusion de l'électron par rapport à la direction du proton, E_e est l'énergie de l'électron diffusé et E_e^0 et E_P^0 sont les énergies du faisceau d'électrons et de protons.

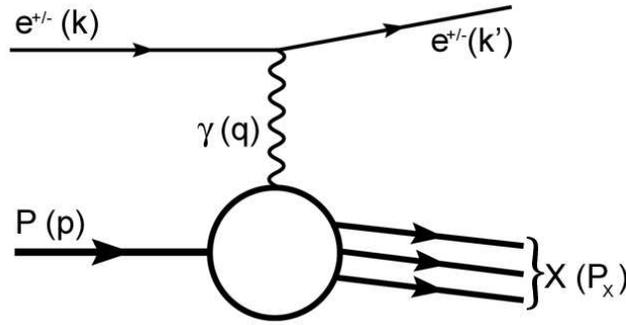


Figure 1.5: Diagramme de l'interaction électron-proton

La section efficace

La section efficace différentielle du processus $ep \rightarrow eX$ (figure 1.5) a pour forme [3] :

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{Q^4} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \frac{(2\pi)^4 \delta^4(p + k - p' - k')}{4 |k \cdot p|} \frac{d^3 k'}{2E_e (2\pi)^2} \frac{d^3 p'}{2E_X (2\pi)^2}$$

où $L^{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique dont l'expression est obtenue directement à partir des courants j^μ caractérisant les interactions des particules ponctuelles suivant les règles de Feynman. $W_{\mu\nu}$ est le tenseur hadronique. Il traduit notre ignorance du courant hadronique mais il est possible de lui donner une forme générale construite à partir de combinaisons linéaires de p^μ et q^ν :

$$W_{\mu\nu} = -W_1 g_{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} q_\mu q_\nu + \frac{W_3}{2M^2} (p_\mu q_\nu + p_\nu q_\mu) + \frac{W_4}{M^2} p_\mu p_\nu + \frac{W_5}{2M^2} i(p_\mu q_\nu - p_\nu q_\mu) - \frac{W_6}{2M^2} i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta$$

où les W_i sont des fonctions de x et Q^2 . Comme le tenseur leptonique est symétrique, le terme antisymétrique W_5 du tenseur hadronique va disparaître lors de la multiplication tensorielle. Pour une interaction électromagnétique, le terme W_6 est nul puisque sa contribution viole la parité. En outre, la conservation du courant au vertex hadronique donne $q^\mu W_{\mu\nu} = q^\nu W_{\mu\nu} = 0$ ce qui nous amène aux relations :

$$W_3 = -2 \frac{pq}{q^2} W_4$$

$$W_2 = \frac{M^2}{q^2} W_1 + \left(\frac{pq}{q^2} \right)^2 W_4$$

En posant, $F_1(x, Q^2) = MW_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2) = \nu W_4(x, Q^2)$, le tenseur hadronique se réduit à :

$$W_{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) F_1(x, Q^2) + \frac{1}{pq} \left(p_\mu - \frac{pq}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{pq}{q^2} q_\nu \right) F_2(x, Q^2)$$

$F_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2)$ sont appelés fonctions de structure électromagnétiques du proton. Elles ont le même rôle que les facteurs de formes de la diffusion élastique mais pour une diffusion inélastique.

Finalement, la section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)] \quad (1.8)$$

que nous pouvons mettre sous la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [Y_+ F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)] \quad (1.9)$$

où $Y_{\pm} = 1 \pm (1-y)^2$ et $F_L = F_2 - 2xF_1$ est la fonction de structure longitudinal.

Notons que dans le cas où le processus comporte uniquement un échange de γ , il n'y a pas de dépendance par rapport à la polarisation de l'électron incident. Dans le cas plus général, incluant l'échange d'un Z^0 , pour un lepton incident l^{\pm} de polarisation longitudinale \pm la section efficace s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma^{l^{\pm}p}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [Y_+ F_2(x, Q^2) \mp Y_- x F_3(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)] \quad (1.10)$$

Le modèle des partons

Pour Q^2 assez grand, il apparaît expérimentalement que les fonctions de structures dépendent pas ou peu de Q^2 . Ce phénomène, prédit par Bjorken, est appelé invariance d'échelle. Feynman développa le modèle des partons pour expliquer ce comportement [3]. Dans ce modèle, le proton est constitué de composants ponctuels : les partons. On se place dans le référentiel où le proton possède une impulsion infinie. Dans ce référentiel, le temps caractéristique de l'interaction entre deux partons au sein du proton est très grand par rapport au temps de l'interaction γ^*p . Ainsi, pour le boson virtuel, les partons apparaissent comme des particules libres et la section efficace du processus $e+p \rightarrow e+X$ s'exprime comme une somme de diffusions élastiques électron-parton de section efficace σ_{ela} . On introduit la probabilité $q_i(x)$ de trouver un parton de l'espèce i portant une fraction x de l'impulsion du proton. La section efficace s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dQ^2} = \int \sum_i e_i^2 q_i(x) \frac{d\sigma_{ela}}{dQ^2} dx \quad (1.11)$$

avec e_i la charge électrique du parton i . Pour des partons de spin demi-entier, en négligeant les masses de l'électron et des partons, la section efficace élastique de diffusion lepton-parton s'exprime :

$$\frac{d\sigma_{ela}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 e_i^2}{Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \quad (1.12)$$

En remplaçant, $\frac{d\sigma_{ela}}{dQ^2}$ dans (1.11) et en comparant le résultat avec (1.8), on obtient l'expression des fonctions de structures :

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x q_i(x) \quad (1.13)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (1.14)$$

On remarque que $F_L = 0 = F_2 - 2xF_1$. C'est la relation de Callan-Gross qui est une conséquence du spin 1/2 des partons. Cependant, dans le modèle standard, les corrections d'ordres supérieurs de la théorie des perturbations introduisent des violations de l'invariance d'échelle.

Chapitre 2

Processus de diffusion avec radiation de photons durs à HERA

Sommaire

2.1	Le processus de Bethe Heitler	17
2.1.1	Section efficace	18
2.1.2	Une autre approche	18
2.1.3	Beam size effect	19
2.2	La diffusion Compton	20
2.2.1	Section efficace	21
2.2.2	Approximation de la section efficace	23
2.3	Les corrections radiatives	24

Les principales contributions à la diffusion d'un électron sur un proton avec radiation d'un photon sont représentées sur la figure 2.1 [5] :

$$e + p \rightarrow e + X + \gamma \quad (2.1)$$

où X représente l'ensemble hadronique final (incluant le cas où le proton diffusé reste intact).

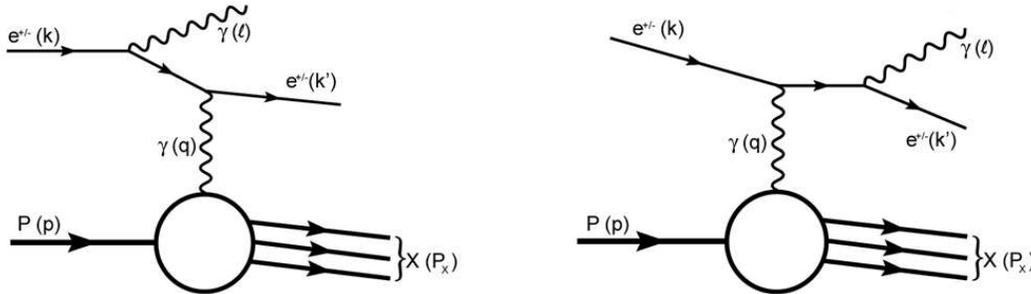


Figure 2.1: Diagramme de l'interaction électron-proton avec radiation d'un photon réel

La section efficace de ce processus est proportionnelle au produit des propagateurs de l'électron virtuel et du photon échangé :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dQ'^2} \propto \left(\frac{1}{Q'^2 - m_e^2} \right)^2 \left(\frac{1}{Q^2} \right)^2 \quad (2.2)$$

Le section efficace est dominée par les événements pour lesquels Q^2 ou $Q_2^2 = Q'^2 - m_e^2$ sont proches de zéro. Les processus radiatifs peuvent être classés en fonction des valeurs respectives de Q^2 et Q_2^2 . La plus grande section efficace est obtenue pour $Q^2 \approx 0$ et $Q_2^2 \approx 0$ correspondant au processus de Bethe-Heitler. On peut distinguer deux autres cas pour lesquels un des deux facteurs au dénominateur de l'expression (2.2) est quasi-nul alors que le deuxième a une valeur finie :

- $Q^2 \rightarrow 0$ et $Q_2^2 \gg 0$: processus Compton quasi-réel
- $Q^2 \gg 0$ et $Q_2^2 \rightarrow 0$: diffusion profondément inélastique radiative

Ces processus sont présentés sur la figure 2.2 et détaillés dans les paragraphes suivants [5].

Les variables cinématiques de ces processus sont un peu différentes de celles définies dans le paragraphe 1.2.3 du chapitre 1. En effet, il faut tenir compte du photon diffusé qui intervient dans le calcul des variables cinématiques :

$$\begin{aligned} Q^2 &= -q^2 = -(k - k' - \ell)^2 \\ x &= \frac{Q^2}{2pq} \\ y &= \frac{pq}{pk} \\ W &= M^2 + Q^2 \frac{1-x}{x} \end{aligned}$$

où ℓ est la quadri-impulsion du photon diffusé.

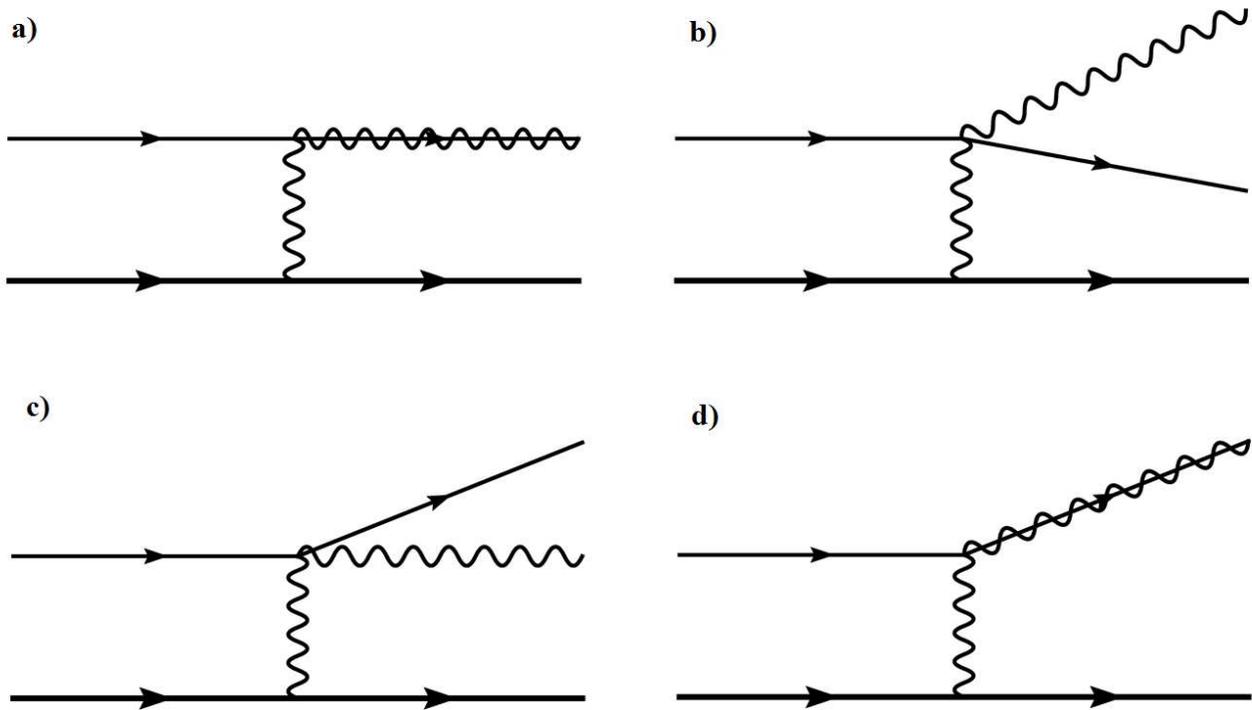


Figure 2.2: Représentation schématique des processus correspondant à l'interaction électron-proton avec radiation d'un photon réel. a) Processus de Bethe-Heitler. b) Diffusion Compton. c) ISR. d) FSR.

2.1 Le processus de Bethe Heitler

La production de photons quasi-colinéaires dans les diffusions élastiques a été décrite par H. Bethe et W. Heitler en 1934 [6] :

$$e + p \rightarrow e + p + \gamma \quad (2.3)$$

Il s'agit de l'émission d'un rayonnement de freinage par un électron dans le champ électromagnétique du proton qui est considéré comme une particule ponctuelle. L'énergie de recul de ce dernier étant négligeable, la conservation de l'énergie implique :

$$E_e^0 = E_e + E_\gamma \quad (2.4)$$

où E_e^0 est l'énergie du faisceau d'électrons, E_e est l'énergie de l'électron diffusé et E_γ celle du photon. Le photon est émis quasiment le long de l'axe du faisceau d'électron. L'électron sortant est très faiblement dévié. La connaissance précise de la section efficace du processus de Bethe-Heitler permet d'utiliser la production de tels événements pour mesurer la luminosité à HERA.

2.1.1 Section efficace

La section efficace du processus de Bethe-Heitler est calculable dans le cadre de la théorie de l'électrodynamique quantique [7]. On définit les invariants relativistes :

$$\delta = \frac{E_e}{m_e} \theta_\gamma \quad (2.5)$$

$$z = \frac{E_\gamma}{E_e^0} \quad (2.6)$$

θ_γ étant l'angle polaire du photon radié par rapport à la direction du faisceau de protons.

On néglige le recul du proton qui est de l'ordre de $Q^2/2M$, il ne joue qu'un rôle de source de champ extérieur. Dans le cas ultrarelativiste $E_e \gg m_e$, en considérant le proton comme une particule de Dirac (c'est-à-dire sans facteur de forme), la section efficace est donnée par :

$$\frac{d^2\sigma_{BH}}{dzd\delta} = 8\alpha r_e^2 \frac{z}{E_\gamma} \frac{\delta}{(1+\delta^2)^2} \left[\left(\frac{1+z^2}{z} - \frac{4\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \ln \left(\frac{2s(1-z)}{Mm_e z} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1+z^2}{z} + 2 - \frac{16\delta^2}{(1+\delta^2)^2} \right) \right] \quad (2.7)$$

où r_e est le rayon classique de l'électron. En intégrant sur δ , on obtient le spectre en énergie du photon :

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dz} = \frac{4\alpha r_e^2}{z} \left[1 + (1-z)^2 - \frac{2}{3}(1-z) \right] \left[\ln \frac{s(1-z)}{Mm_e z} - \frac{1}{2} \right] \quad (2.8)$$

La section efficace est représentée sur la figure 2.3. Cette expression de la section efficace n'est plus valable lorsque le photon emporte presque toute l'énergie de l'électron incident et que l'énergie de l'électron diffusé n'est plus négligeable devant sa masse. Dans ce cas, la section efficace approchée peut être trouvée dans [7].

2.1.2 Une autre approche

Pour calculer la section efficace du processus de Bethe-Heitler, il est également possible d'appliquer l'approximation de Weizsäcker-Williams appelée également méthode des photons équivalents [7]. Cette méthode permet de décrire l'interaction électromagnétique entre l'électron et le proton comme étant la diffusion par l'électron du flux de photons équivalents au champ électromagnétique du proton. Cette méthode d'approximation est valable pour $Q^2 \rightarrow 0$.

On se place dans le référentiel \mathfrak{R}_1 où l'électron est au repos, le proton est considéré comme étant ultrarelativiste ($E_p^1 \gg M$). Dans le cas où $E_p^1 \gg E_\gamma^1$, la section efficace de Bethe-Heitler s'exprime en fonction du flux du photon $f(E_\gamma^1)dE_\gamma^1$ émis par le proton et de la section efficace $d\sigma_{e\gamma}$ de diffusion d'un photon par l'électron :

$$d\sigma_{BH}(E_\gamma'^1) = \int dE_\gamma^1 f(E_\gamma^1) d\sigma_{e\gamma} \quad (2.9)$$

où E_γ^1 et $E_\gamma'^1$ sont les énergies initiales et finales du photon dans le référentiel \mathfrak{R}_1 .

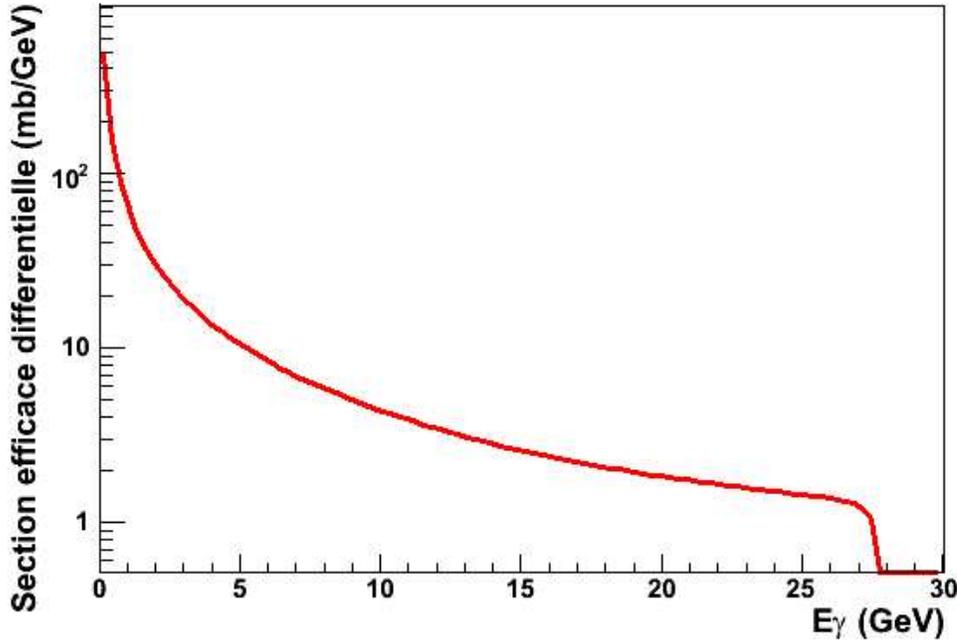


Figure 2.3: Section efficace différentielle du processus de Bethe-Heitler

D'après (1.3), la section efficace de diffusion d'un photon par l'électron dans \mathfrak{R}_1 :

$$d\sigma_{e\gamma} = \pi r_e^2 \frac{m_e dE_\gamma^1}{(E_\gamma^1)^2} \left[\frac{E_\gamma^1}{E_\gamma^1} + \frac{E_\gamma^1}{E_\gamma^1} + \left(\frac{m_e}{E_\gamma^1} + \frac{m_e}{E_\gamma^1} \right)^2 - 2m_e \left(\frac{1}{E_\gamma^1} + \frac{1}{E_\gamma^1} \right) \right]$$

La densité spectrale des photons équivalents vaut :

$$f(E_\gamma^1) dE_\gamma^1 = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{dE_\gamma^1}{E_\gamma^1} \ln \frac{m_e \gamma}{E_\gamma^1} \quad (2.10)$$

avec $\gamma = \frac{E_p^1}{M}$.

Finalement, en intégrant sur E_γ^1 et en se plaçant dans le référentiel du centre de masse, on obtient :

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dz} = \frac{4\alpha r_e^2}{z} \left[1 + (1-z)^2 - \frac{2}{3}(1-z) \right] \ln \frac{s(1-z)}{M m_e z} \quad (2.11)$$

Dans les conditions énoncées au début de ce paragraphe (qui peuvent se réécrire $\frac{E_e E_e'}{m_e} \gg E_\gamma$), le résultat coïncide avec 2.8f.

2.1.3 Beam size effect

Au début des années 80, une étude détaillée du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ a été réalisée à l'aide du détecteur MD-1 installé sur le collisionneur VEPP-4 à Novosibirsk. Le groupe MD-1 observa que

le nombre de photons mesurés pour ce processus était beaucoup plus faible que le nombre attendu. Cet effet, appelé beam-size effect (BS) ou MD effect, est dû à la limitation du paramètre d'impact par la dimension transverse des faisceaux. On peut donner une description qualitative de ce processus [8].

Le processus de bremsstrahlung à haute énergie implique des petits transferts d'impulsion. Le paramètre d'impact, ρ , correspondant à ces petits transferts d'impulsion peut atteindre des valeurs macroscopiques :

$$\rho \leq \rho_m = \gamma_P/q^0 = \frac{4(E_e - E_\gamma)E_P E_e}{M m_e^2 E_\gamma} \quad (2.12)$$

avec $\gamma_P = E_P/M$. Par exemple, à HERA, pour $E_\gamma = 1 \text{ GeV}$, $\rho_m \sim 2.5 \text{ mm}$ alors que la longueur transverse σ_\perp des faisceaux est de l'ordre de 0.1 mm. Dans le domaine des petits transferts d'impulsion, on a vu que la section efficace pouvait être calculée à l'aide de la méthode des photons équivalents. Ce calcul correspond à l'interaction des photons avec un flux infini d'électron. Cependant dans la région $\sigma_\perp \lesssim \rho \lesssim \rho_m$, les photons ne peuvent pas interagir avec des électrons, entraînant une diminution du nombre d'événements observés : la section efficace apparente $d\sigma_{ap}$ est plus faible que la section efficace $d\sigma_{BH}$ calculée avec un flux infini d'électron :

$$d\sigma_{ap} = d\sigma_{BH} - d\sigma_{cor} \quad (2.13)$$

En utilisant la méthode des photons équivalents :

$$d\sigma_{cor} = f(q^0) d\sigma_{e\gamma} \quad (2.14)$$

où $f(q^0)$ désigne le nombre de photons "manquant" et $d\sigma_{e\gamma}$ est la section efficace de la diffusion Compton. On peut écrire :

$$f(q^0) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dq^0}{q^0} \frac{dq_\perp^2}{q_\perp^2} \quad (2.15)$$

Comme $q_\perp \sim 1/\rho$, on a :

$$f(E_\gamma^1) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dq^0}{q^0} \frac{d\rho^2}{\rho^2} \quad (2.16)$$

On intègre ρ sur l'intervalle $[\sigma_\perp, \rho_m]$ et on obtient :

$$f(q^0) = 2 \frac{\alpha}{\pi} \frac{dq^0}{q^0} \ln \frac{\rho_m}{\sigma_\perp} \quad (2.17)$$

Le calcul rigoureux et complet de $d\sigma_{cor}$ peut être trouvé dans [8]. Le rapport $d\sigma_{cor}/d\sigma_{BH}$ est de l'ordre de 10% pour $E_\gamma/E_e = 0,01$ et tend vers 0% pour $E_\gamma/E_e = 1$.

2.2 La diffusion Compton

Le photon échangé dans le processus Compton est considéré comme quasi-réel ($Q^2 \simeq 0$). La dénomination Compton provient de la ressemblance entre ce processus et la diffusion Compton

classique. En effet, si on ne tient pas compte du vertex hadronique, on est en présence d'une diffusion Compton d'un photon quasi-réel sur l'électron incident :

$$e + \gamma^* \rightarrow e + \gamma$$

Le système (e - γ) final est caractérisé par une impulsion transverse proche de zéro. Dans le plan azimutal, cela se traduit par une topologie dos à dos. Les événements Compton sont dominés par la contribution élastique ($ep \rightarrow ep\gamma$). Les facteurs de forme étant bien connus, on peut utiliser ce processus pour mesurer la luminosité. Cependant, bien que le Q^2 soit petit, la contribution inélastique n'est pas négligeable.

On dispose de six variables cinématiques pour décrire la diffusion Compton élastique. Il s'agit des angles et des énergies des particules dans l'état final : θ_e , θ_γ , ϕ_e , ϕ_γ , E'_e et E_γ . Ces variables peuvent être contraintes par les relation :

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \pi - |\phi_e - \phi_\gamma| \simeq 0 \\ E'_e &= \frac{2E_e \sin \theta_\gamma}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \\ E_\gamma &= \frac{2E_e \sin \theta_e}{\sin \theta_e + \sin \theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \end{aligned}$$

$\Delta\phi$ est appelé la coplanarité. On définit également les variables suivantes :

$$x_\gamma = \frac{kq}{kp} = \frac{W_{e\gamma}^2 + Q^2 - m_e^2}{s - M^2 - m_e^2} \simeq \frac{W_{e\gamma}^2 + Q^2}{s}$$

où $W_{e\gamma}^2$ est la masse invariante au carré du système (e - γ) :

$$W_{e\gamma}^2 = (k - q)^2 = (k' + l)^2$$

L'angle solide dans le référentiel du centre de masse du processus $\gamma^*e \rightarrow \gamma e$ vaut :

$$d\Omega^* = du^* d\phi^* = d(\cos \theta^*) d\phi^*$$

où θ^* et ϕ^* sont les angles de diffusion polaire et azimutal dans le référentiel du centre de masse du processus $\gamma^*e \rightarrow \gamma e$

2.2.1 Section efficace

La méthode utilisée pour le calcul de la section efficace du processus Compton consiste à séparer les termes correspondants aux différents états d'hélicité du photon virtuel échangé [9]. Selon cette méthode, la section efficace s'écrit :

$$\frac{d^4\sigma_{Compton}}{dx dx_\gamma dQ^2 d\Omega^*} = f_{\gamma^*/p}^T(x, x_\gamma, Q^2) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^T + f_{\gamma^*/p}^L(x, x_\gamma, Q^2) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^L$$

où T et L désignent les polarisations transverse et longitudinale du photon virtuel au vertex hadronique. Les sections efficaces selon la polarisation du photon au vertex hadronique sont données par :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^T = \frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*} \cos \phi^* + \epsilon \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*} \cos 2\phi^* \quad (2.18)$$

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \right]^L = \frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} + \frac{1+\epsilon}{2\epsilon} \frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} + \sqrt{2\frac{(1+\epsilon)}{\epsilon}} \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*} \cos \phi^* + \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*} \cos 2\phi^* \quad (2.19)$$

Les indices T, L, TT et LT se réfèrent aux sections efficaces transverse et longitudinale ainsi qu'aux termes d'interférence de la diffusion $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$. ϵ est le paramètre de polarisation. Au vertex hadronique, les spectres de photons émis ont pour forme :

$$f_{\gamma^*/p}^{T,L} = \frac{1-x}{4\pi^3 x x_\gamma} g^{T,L}(x, x_\gamma, Q^2) \sigma_{\gamma^*p}^{T,L} \quad (2.20)$$

avec :

$$g^L = g^T - \frac{x_\gamma^2}{2x^2} = \frac{(1 - \frac{x_\gamma}{x})Q^2 - x_\gamma^2 M^2}{Q^2 + 4x^2 M^2}$$

Ces fonction définissent également le paramètre de polarisation $\epsilon = g^L/g^T$. Les sections efficaces $\sigma_{\gamma^*p}^{T,L}$ présentes dans l'expression des flux f de l'équation (2.20) dépendent de la nature l'interaction (élastique, résonances inélastiques, continuum inélastique). Les différents cas sont détaillés dans les paragraphes suivants.

Diffusion élastique

Dans ce cas, le proton reste intact. Il est peu dévié et poursuit sa trajectoire, quittant le détecteur par le tube à vide. Les sections efficaces $\sigma_{\gamma^*p}^{T,L}$ sont des fonctions des facteurs de forme du proton présentés dans le chapitre précédent :

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma^*p}^T &= \frac{4\pi^2 \alpha}{Q^2} G_M^2(Q^2) \frac{\delta(1-x)}{1-x} \\ \sigma_{\gamma^*p}^L &= \frac{16\pi^2 \alpha M^2}{Q^4} G_E^2(Q^2) \frac{\delta(1-x)}{1-x} \end{aligned}$$

Résonances inélastiques

Dans ce régime cinématique, la diffusion est dominée par la production de quelques résonances : $\Delta(1232)$, $N^*(1520)$ et $N^*(1680)$. Ce sont des états excités avec des temps de vie très courts de l'ordre de $10^{-23} - 10^{-24}$ s. Les principales résonances se trouvent dans l'intervalle $M + m_\pi \lesssim M_X \lesssim 1,8$ GeV. Il existe plusieurs ajustements expérimentaux des sections efficaces $\sigma_{\gamma^*p}^{T,L}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma^*p}^T &= \sum_R \sigma_R \frac{m_R^2 \Gamma_R^2}{(M_X^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} \left(1 + \frac{Q^2}{Q_R^2} \right)^{-2} \\ \sigma_{\gamma^*p}^L &= 0 \end{aligned}$$

Différents paramètres des principales résonances sont répertoriés dans le tableau 2.2.1.

	M_R (GeV)	σ_R (μ b)	Γ_R (GeV)	Q_R^2 (GeV ²)
Δ	1,236	550	0.12	2,5
N^*	1,520	280	0.12	3,0
N^*	1,688	220	0.12	3,0

Table 2.1: Caractéristiques des principales résonances

Continuum inélastique

Pour des masses hadroniques plus grandes, on distingue le cas où $Q^2 \rightarrow 0$ et le cas des grands Q^2 . Lorsque $Q^2 \rightarrow 0$, le photon échangé est quasiment réel. La contribution longitudinale s'annule et $\sigma_{\gamma^*p}^T$ est la section efficace de la photoproduction qui vaut approximativement :

$$\sigma_{\gamma^*p}^T \simeq 100 \mu b$$

Dans le cas des grands Q^2 , $\sigma_{\gamma^*p}^{T,L}$ font intervenir la fonction de structure F_2 :

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma^*p}^T &= \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} F_2(x, Q^2) \\ \sigma_{\gamma^*p}^L &= \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} \frac{4x^2 M^2}{Q^2} F_2(x, Q^2) \end{aligned}$$

Pour avoir une transition continue entre ces deux cas limites, on introduit une fonction d'interpolation $\phi(x, Q^2)$ définie par :

$$\phi(x, Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + F_2(x, Q^2)}$$

Les sections efficaces peuvent alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma^*p}^T &= \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} F_2(x, Q^2) \phi(x, Q^2) \\ \sigma_{\gamma^*p}^L &= \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} \frac{4x^2 M^2}{Q^2} F_2(x, Q^2) \phi(x, Q^2) \end{aligned}$$

2.2.2 Approximation de la section efficace

La section efficace de la diffusion Compton peut être exprimée plus simplement dans le cadre de l'approximation de Weizsäcker-Williams [10] [11]. Dans ce cas, la section efficace ne dépend que du spectre de photons équivalents et de $d\sigma_T/d\Omega^*$:

$$\frac{d^4\sigma}{dx dx_\gamma dQ^2 d\Omega^*} = f_{\gamma^*p}(x, x_\gamma, Q^2) \left[\frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} \right]$$

$d\sigma_T/d\Omega^*$ peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{sx_\gamma} \left[\frac{1}{1 + \cos\theta^* + \eta} + \frac{1 + \cos\theta^*}{4} \right]$$

avec $\eta = \frac{2m_e W_{e\gamma}}{(W^2 + Q^2)^2}$. Le spectre de photons émis par le proton est égal à :

$$f_{\gamma^*p}(x, x_\gamma, Q^2) = f_{\gamma^*p}^T(x, x_\gamma, Q^2) + f_{\gamma^*p}^L(x, x_\gamma, Q^2)$$

où les fonctions $f_{\gamma^*p}^T(x, x_\gamma, Q^2)$ et $f_{\gamma^*p}^L(x, x_\gamma, Q^2)$ sont définies dans les paragraphes précédents.

2.3 Les corrections radiatives

Ce sont des évènements pour lesquels $Q^2 > 0$ et $Q_2^2 \rightarrow 0$. Comme la section efficace élastique diminue rapidement quand Q^2 augmente, ce processus tend à être purement inélastique. Le photon observé dans l'état final correspond à une correction radiative sur l'électron diffusé ou sur l'électron incident.

Dans le premier cas, ces évènements sont appelés radiations dans l'état final (final state radiation ou FSR). Le photon est colinéaire à l'électron diffusé. Ce type d'évènements est difficilement distinguable car les amas d'énergie laissés par l'électron et le photon dans le calorimètre sont rarement séparables sauf à basse énergie transverse ou avec des champs magnétiques suffisamment forts.

Dans le deuxième cas, ces évènements sont appelés radiations dans l'état initial (initial state radiation ou ISR). Le photon est émis le long de l'axe du faisceau et peut être observé par un détecteur proche de l'axe du faisceau¹. Ces évènements peuvent être considérés comme des évènements non-radiatifs pour lesquels l'énergie du faisceau d'électron serait réduite. L'énergie effective E_t du faisceau d'électrons est déterminée par la mesure du photon émis :

$$E_t = E_e - E_\gamma$$

Ces évènements permettraient de mesurer les fonction de structures F_2 et F_L dans un domaine cinématique différent du domaine standard.

¹voir le chapitre 4

Chapitre 3

La luminosité

Sommaire

3.1	Défi nition de la luminosité	26
3.2	Un soupçon de physique des collisionneurs	27
3.2.1	Stabilité transverse	28
3.2.2	Stabilité longitudinale	31
3.2.3	La radiation synchrotron	32
3.2.4	Les paquets satellites	34
3.3	Méthodes de mesure de la luminosité	37

3.1 Définition de la luminosité

Pour des particules données, l'énergie des faisceaux et la luminosité sont des quantités essentielles dans les expériences sur collisionneurs. L'énergie des faisceaux détermine le pouvoir de résolution ou le pouvoir de découverte de l'expérience. La luminosité, \mathcal{L} , relie le taux d'évènements d'un processus à sa section efficace σ par la formule :

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma \quad (3.1)$$

\mathcal{L} est exprimée en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ou $\text{barn}^{-1} \text{s}^{-1}$ ¹.

Pour les expériences sur cible fixe, la luminosité a une forme simple. Si on suppose que la taille transverse du faisceau est plus petite que la taille de la cible, à partir de la section efficace et de l'équation 3.1, on obtient :

$$\mathcal{L} = \frac{\rho l n}{\Delta t}$$

où ρ est le nombre de particule de la cible par unité de volume, l est l'épaisseur de la cible et n est le nombre de particules frappant la cible dans l'intervalle de temps Δt . Dans ce cas, la mesure de la luminosité ne nécessite que la mesure de ρ , l et du flux de particules incidentes, $n/\Delta t$. Les valeurs typiques de la luminosité atteintes par des expériences sur cibles fixes sont de l'ordre de $10^{37} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Par exemple, pour une cible de un mètre de long d'hydrogène liquide et un faisceau d'intensité de $2,5 \times 10^{12}$ particules/s (comme sur le SPS au CERN), la luminosité théorique correspondante est $5 \times 10^{36} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. De telles luminosités ne sont pas accessibles sur des collisionneurs.

Pour des faisceaux en collision, le nombre d'évènements observé par unité de temps et de volume dans un référentiel arbitraire peut être exprimé sous la forme [12] :

$$\frac{d^2 N}{dt dV} = \sigma \rho_1 \rho_2 \sqrt{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - \frac{(\vec{v}_1 \times \vec{v}_2)^2}{c^2}}$$

où σ est la section efficace, ρ_1 et ρ_2 sont les densités de particules des deux faisceaux, \vec{v}_1 et \vec{v}_2 sont les vitesses des particules des deux faisceaux, c est la vitesse de la lumière et dV est le volume de recouvrement des faisceaux dans la région d'interaction. Si on considère que $|\vec{v}_1| \simeq |\vec{v}_2| \simeq c$ et pour des collisions frontales ($\vec{v}_1 = -\vec{v}_2$), alors :

$$\frac{d^2 N}{dt dV} = 2 c \sigma \rho_1 \rho_2$$

A HERA où les faisceaux sont organisés en paquets de particules, on considère que ρ_1 et ρ_2 sont les densités de particules par paquet des deux faisceaux. D'après l'équation 3.1, on peut écrire :

$$\mathcal{L} = 2 c f \int \rho_1 \rho_2 dx dy dz \quad (3.2)$$

¹1 barn = 10^{-24}cm^2 , voir annexe 2

où $f = N_{coll}f_0$ est le nombre de collision par unité de temps, N_{coll} étant le nombre de paquets et f_0 la fréquence de révolution de la machine. Dans le cas où les faisceaux sont composés de paquets de forme gaussienne, les densités de particules ρ_1 et ρ_2 sont décrites par :

$$\rho(x, y, z, t) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{(z \pm ct)^2}{2\sigma_z^2}\right)$$

où N est le nombre de particules dans un paquet, σ_x , σ_y et σ_z sont les largeurs des distributions des particules dans les paquets. En calculant l'intégration de l'équation 3.2, on obtient :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 \equiv \frac{f_0 \sum N_1 N_2}{2\pi \sqrt{(\sigma_{x,1}^*)^2 + (\sigma_{x,2}^*)^2} \sqrt{(\sigma_{y,1}^*)^2 + (\sigma_{y,2}^*)^2}} \quad (3.3)$$

où N_1 et N_2 sont les nombres de particules dans la paire de paquets en collision sommés sur toutes les paires de paquets. La notation avec une étoile désigne que la quantité est prise au point d'interaction.

Il est également utile de définir la luminosité spécifique $\mathcal{L}_{spec} = \mathcal{L}/I_1 I_2$ où I_1 et I_2 sont les courants des deux faisceaux². Elle donne une estimation de la qualité de la luminosité délivrée indépendamment des courants des faisceaux.

Il est important de garder en mémoire que l'équation 3.3 est valable sous certaines conditions. Si les faisceaux se croisent avec un angle ou pour des paquets non gaussiens, la formule est plus compliquée.

3.2 Un soupçon de physique des collisionneurs

Actuellement, les synchrotrons sont les accélérateurs qui permettent d'atteindre les énergies les plus élevées dans le centre de masse des collisions. Après les différents pré-accélérateurs, les particules sont injectées dans l'anneau principal où elles sont accélérées par des cavités radio-fréquence (RF) dans lesquelles la fréquence est modifiée en fonction de la vitesse des particules. Une des techniques classiques pour obtenir de grandes densités de courant est la méthode du gradient alterné. Les aimants de ce type de synchrotron combinent la focalisation du faisceau (quadrupôle) et la courbure de la trajectoire (dipôle). Pour obtenir cet effet combiné, différents types d'aimants sont disposés alternativement sur tout le long de la circonférence de l'accélérateur. On peut ainsi conserver les faisceaux pendant plusieurs heures. Il faut néanmoins que le vide dans le tube faisceau soit suffisamment bon pour limiter les interactions des faisceaux avec le gaz résiduel. Sur ce type de d'accélérateur, l'énergie d'un faisceau d'électrons ou de positrons est limitée par la puissance dissipée par rayonnement synchrotron. Pour les protons, les contraintes proviennent du champ magnétique maximal des aimants de courbure.

² $I_1 = nN_1 f_0 Z e$ où n est le nombre de paquets du faisceau, N_1 est le nombre de particules par paquet et $Z e$ est la charge d'une particule.

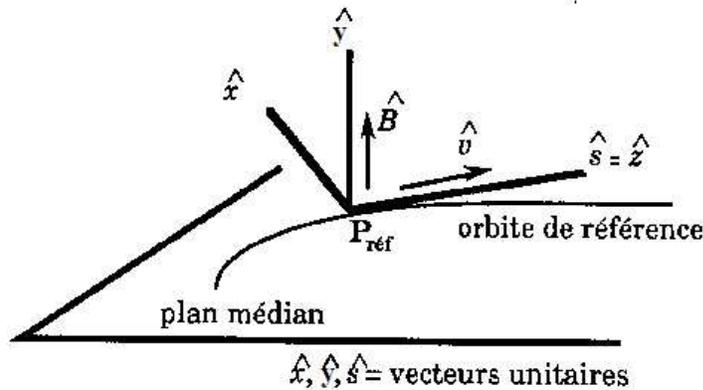


Figure 3.1: Référentiel d'une particule se déplaçant dans un synchrotron.

Dans l'anneau, la position d'une particule sur son orbite est repérée en utilisant le système représenté sur la figure 3.1. Les particules réelles, sous certaines conditions de stabilité, effectuent des oscillations (transverses et longitudinales) autour de l'orbite idéale. Une particule légèrement écartée de l'orbite idéale de la machine possède des coordonnées transverses non nulles. La divergence du faisceau mesurée par rapport à l'axe s est donnée dans la direction horizontale par :

$$\tan \theta_x \approx \frac{dx}{ds} = x' \quad (3.4)$$

et dans la direction verticale par :

$$\tan \theta_y \approx \frac{dy}{ds} = y' \quad (3.5)$$

3.2.1 Stabilité transverse

Dans les quadrupôles, le mouvement dans les directions transverses est décrit par l'équation de Hill [13]. Par exemple, dans la direction horizontale :

$$\frac{d^2x}{ds^2} = k_x(s)x \quad (3.6)$$

où $k_x(s)$ est proportionnel au gradient du quadrupôle (pour les quadrupôles focalisant $k(s) < 0$, pour les quadrupôles défocalisant $k(s) > 0$). Cette équation décrit un mouvement oscillatoire appelé oscillation bêatron. Une solution générale de l'équation 3.6 est de la forme :

$$x = A_x \sqrt{\beta_x(s)} \cos(\psi_x(s) + \psi_x^0) \quad (3.7)$$

où $\beta_x(s)$ est la fonction bêatron qui a la dimension d'une longueur, A_x est une constante reliée à l'émission de la particule qui sera définie plus loin et $\psi_x(s)$ est la phase des oscillations. On peut

alors écrire l'équation 3.6 sous la forme :

$$1 = \frac{1}{2}\beta_x(s)\frac{d^2\beta_x(s)}{ds^2} - \frac{1}{4}\left(\frac{d\beta_x(s)}{ds}\right)^2 - k_x\beta_x^2(s)$$

$$\frac{d\psi_x(s)}{ds} = \frac{1}{\beta_x(s)}$$

Le nombre d'oscillations bêatron par révolution, Q_x , est appelé nombre d'onde ou *betatron tune*. D'après les équations précédentes :

$$Q_x = \frac{1}{2\pi} \oint_{tour} \frac{1}{\beta_x(s)} ds$$

Pour éviter les effets de résonances, Q_x ne doit pas être un entier ou une fraction simple.

On peut montrer [13] que $x(s)$ et $x'(s)$ sont liés par l'invariant :

$$R(s) = C_x(s)x^2(s) + \beta_x(s)x'^2(s) + 2B_x(s)x(s)x'(s) = A_x^2 = \epsilon_x$$

avec $B_x(s) = -\frac{\beta'_x(s)}{2}$ et $C_x(s) = \frac{1+B_x^2(s)}{\beta_x(s)}$. On reconnaît l'équation d'une ellipse dans le plan (x, x') , dont la surface est $\pi\epsilon_x$. ϵ_x est parfois appelée l'invariant de Snyder et Courant. D'après le théorème de Liouville, l'évolution de la particule dans la machine se fait telle qu'à tout moment les coordonnées (x, x') de la particule reste sur l'ellipse qui se déforme mais dont la surface reste constante et égale à $\pi\epsilon_x$. ϵ_x est l'émittance de la particule.

$R(s)$ est invariant parce que nous avons supposé que l'énergie et l'impulsion de la particule étaient constant au cours du temps c'est-à-dire que le système reste conservatif et qu'aucun terme dissipatif n'est ajouté à la dynamique (rayonnement synchrotron, interactions entre particules d'un même paquet, effets de charge d'espace...). Lorsque le faisceau est accéléré, l'émittance telle que nous venons de la décrire n'est pas conservée. Cependant, si on considère les variables canoniques x et $p_x = m\gamma\frac{v}{c}x'$, on peut définir l'émittance normalisée $\epsilon_x^N = \gamma\frac{v}{c}\epsilon_x$ qui se conserve dans le processus d'accélération.

Un faisceau est constitué de nombreuses particules qui possèdent chacune une dispersion de leurs coordonnées dans l'espace des phases. On peut définir l'émittance du faisceau comme l'émittance de la particule qui a l'amplitude de mouvement bêatron la plus grande. Mais plus généralement, pour un faisceau à l'équilibre ou circulant dans une machine dont l'optique est adaptée, on définit l'émittance du faisceau par rapport à l'écart type $\sigma_x(s)$ de la distribution des positions transverses des particules dans le faisceau :

$$\epsilon_x = \frac{\sigma_x^2(s)}{\beta_x(s)}$$

A partir de cette relation, on peut réécrire la formule 3.3 sous la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{f_0 \sum N_1 N_2}{2\pi \sqrt{\beta_{x,1}^* \epsilon_{x,1} + \beta_{x,2}^* \epsilon_{x,2}} \sqrt{\beta_{y,1}^* \epsilon_{y,1} + \beta_{y,2}^* \epsilon_{y,2}}} \quad (3.8)$$

que nous pouvons également écrire :

$$\mathcal{L} = \frac{f_0 \sum N_1 N_2}{4\pi \sigma_{eff,x} \sigma_{eff,y}} \quad (3.9)$$

avec :

$$\begin{aligned} \sigma_{eff,x} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\beta_{x,1}^* \epsilon_{x,1} + \beta_{x,2}^* \epsilon_{x,2}} \\ \sigma_{eff,y} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\beta_{y,1}^* \epsilon_{y,1} + \beta_{y,2}^* \epsilon_{y,2}} \end{aligned}$$

Les régions d'interaction des collisionneurs sont construites de manière à avoir des fonctions β les plus petites possibles pour deux raisons. Premièrement, la taille transverse de la surface de collision $\sigma_{eff,x}^* \sigma_{eff,y}^*$ est proportionnelle à $\sqrt{\beta_x^* \beta_y^*}$ et donc, une réduction des β^* diminue la surface d'interaction et permet d'augmenter la luminosité. Deuxièmement, avec des petites fonctions β , les faisceaux sont moins sensibles aux effets faisceaux-faisceaux.

Dans les régions d'interaction, le champ magnétique de chaque faisceau influe sur les particules de l'autre faisceau de la même façon qu'un quadrupôle. La quantité caractérisant la force de l'interaction faisceau-faisceau, ξ , est appelé beam-beam tune shift. Il mesure le décalage du betatron tune dû à l'effet faisceau-faisceau. Le paramètre ξ est calculé dans [14]. Par exemple, pour le faisceau d'électrons à HERA [15] :

$$\xi_{ex} = \frac{1}{2\pi} \frac{N_p}{\sigma_{px}(\sigma_{px} + \sigma_{py})} \frac{r_e \beta_{ex}^*}{\gamma_e} \sim 2.18 \cdot 10^{-2}$$

dans le plan horizontal et :

$$\xi_{ey} = \frac{1}{2\pi} \frac{N_p}{\sigma_{py}(\sigma_{px} + \sigma_{py})} \frac{r_e \beta_{ey}^*}{\gamma_e} \sim 3.32 \cdot 10^{-2}$$

dans le plan vertical, où r_e est le rayon classique de l'électron, γ_e est le facteur relativiste et N_p est le nombre de protons dans un paquet. Les paramètres correspondants pour le faisceau de protons sont plus petits :

$$\begin{aligned} \xi_{px} &= 1.069 \cdot 10^{-3} \\ \xi_{py} &= 2.965 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

Le paramètre ξ représente le tune shift incohérent par point d'interaction. Le tune shift cohérent est à peu près un facteur deux plus faible que celui incohérent³.

³Le tune shift incohérent représente la force qu'un paquet d'un faisceau exerce sur les particules d'un paquet de l'autre faisceau. Le tune shift cohérent représente l'effet d'un paquet sur l'ensemble d'un paquet de l'autre faisceau.

Une saturation des ξ a été observée pour des courants élevés [16]. Pour des collisions frontales entre des faisceaux ayant des courants et des paquets identiques, l'équation 3.8 peut s'écrire en fonction de ξ_y (ou de ξ_x) :

$$\mathcal{L} = \frac{nf_0\gamma}{2r_e} \frac{N \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*}\right)}{\beta_y^*} \xi_y(N) \quad (3.10)$$

où n est le nombre de paquets. Pour des courants faible, $\xi_y(N)$ est proportionnel à N donc $L \sim N^2$. Cependant quand les courants augmentent, $\xi_y(N)$ sature et dans ce cas $L \sim N$. Les collisionneurs sont construits pour avoir une limite sur le tune shift aussi grande que possible pour pouvoir augmenter la luminosité au maximum.

3.2.2 Stabilité longitudinale

La stabilité longitudinale de la machine dépend en grande partie de la dispersion de la quantité de mouvement des particules accélérées ainsi que de la stabilité de phase des cavités accélératrices. On définit ΔE et Δt qui sont les intervalles en énergie et en temps par rapport aux coordonnées d'une particule idéale. Si Δt est positif, la particule est en retard par rapport à la position nominale. Pour de petites oscillations, le mouvement est similaire à un oscillateur harmonique [13] :

$$\frac{d^2\Delta t}{dn^2} = -(2\pi\nu_s)^2\Delta t$$

où n est le nombre de tours et ν_s est le nombre d'oscillations synchrotron par tour. Dans le cas où $\nu_s \ll 1$ et $v/c \simeq 1$:

$$\nu_s = \left[\frac{h\eta eV \cos \phi_s}{2\pi E} \right]^{1/2}$$

où h est le nombre harmonique⁴, η est le slip factor, eV est le gain d'énergie par tour dans les cavités accélératrices et ϕ_s est la phase de synchronisation. Le slip factor η relie les variations de la période de rotation τ au variations d'énergie :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \eta \frac{\Delta E}{E}$$

$\sin \phi_s$ est le rapport entre l'énergie perdue par rayonnement synchrotron par tour et l'énergie maximale que peut fournir le système d'accélération à chaque tour. Pour les hadrons, $\sin \phi_s \simeq 0$.

Si les oscillations synchrotrons ont des amplitudes $\widehat{\Delta t}$ et $\widehat{\Delta E}$:

$$\begin{aligned} \Delta t &= \widehat{\Delta t} \sin(2\pi\nu_s n) \\ \Delta E &= \widehat{\Delta E} \cos(2\pi\nu_s n) \end{aligned}$$

⁴La fréquence du système RF est un multiple, h , de la fréquence de révolution.

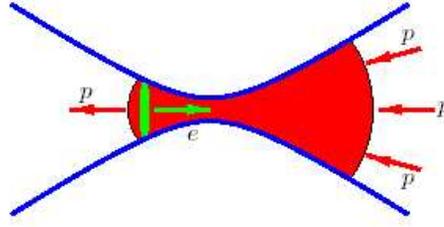


Figure 3.2: Schéma illustrant la variation de la taille transverse des paquets à cause de l'effet sablier

Pour des paquets de forme gaussienne, $\sigma_{\Delta t}$ est la déviation standard de la distribution temporelle Δt des particules dans un paquet. La longueur d'un paquet peut alors s'écrire :

$$l = c\sigma_{\Delta t}$$

On ne peut pas négliger la longueur des paquets lorsque celle-ci est plus grande que les fonctions β au point d'interaction. En effet, dans ce cas, la taille transverse du paquet varie en fonction de la distance par rapport au point d'interaction, cet effet est appelé effet sablier ou *hourglass effect* (figure 3.2). A HERA, le problème se pose pour le faisceau de proton. Jusqu'à présent, nous avons considéré que $\sigma_{eff,x}$ et $\sigma_{eff,y}$ ne variaient pas le long d'un paquet mais en réalité les tailles transverses verticales et horizontales à une distance s du point d'interaction valent :

$$\sigma_{eff,i}(s) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\beta_{e,i}\epsilon_{e,i} \left(1 + \frac{s^2}{\beta_{e,i}^2}\right) + \beta_{p,i}\epsilon_{p,i} \left(1 + \frac{s^2}{\beta_{p,i}^2}\right)}$$

où i représente l'axe x ou l'axe y . La figure 3.3 montre les tailles transverses effectives verticales et horizontales en fonction de la taille des paquets. La luminosité spécifique est réduite d'un facteur :

$$\eta(\sigma_{ez}, \sigma_{pz}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2}{\sigma_{ez}^2 + \sigma_{pz}^2}} \int_0^\infty \frac{\sigma_{eff,x}(0)\sigma_{eff,y}(0)}{\sigma_{eff,x}(s)\sigma_{eff,y}(s)} \exp\left(-s^2 \frac{2}{\sigma_{ez}^2 + \sigma_{pz}^2}\right) ds$$

Le facteur de réduction $\eta(\sigma_{ez}, \sigma_{pz})$ en fonction de la longueur du faisceau de protons de HERA est listé dans le tableau 3.1. Les effets provenant de longueur du faisceau d'électrons peuvent être négligés tant que $\sigma_{ez} \ll \sigma_{pz}$.

3.2.3 La radiation synchrotron

La radiation synchrotron est produite par une particule chargée se déplaçant selon une trajectoire courbée. L'énergie totale émise est inversement proportionnelle au rayon de courbure R de la trajectoire et elle est proportionnelle au facteur de Lorentz de la particule, γ , élevé à la puissance quatre. A HERA, le facteur de Lorentz des électrons est à peu près soixante dix fois plus grand que celui des protons. Ainsi, le faisceau d'électrons est la principale source de radiation synchrotron.

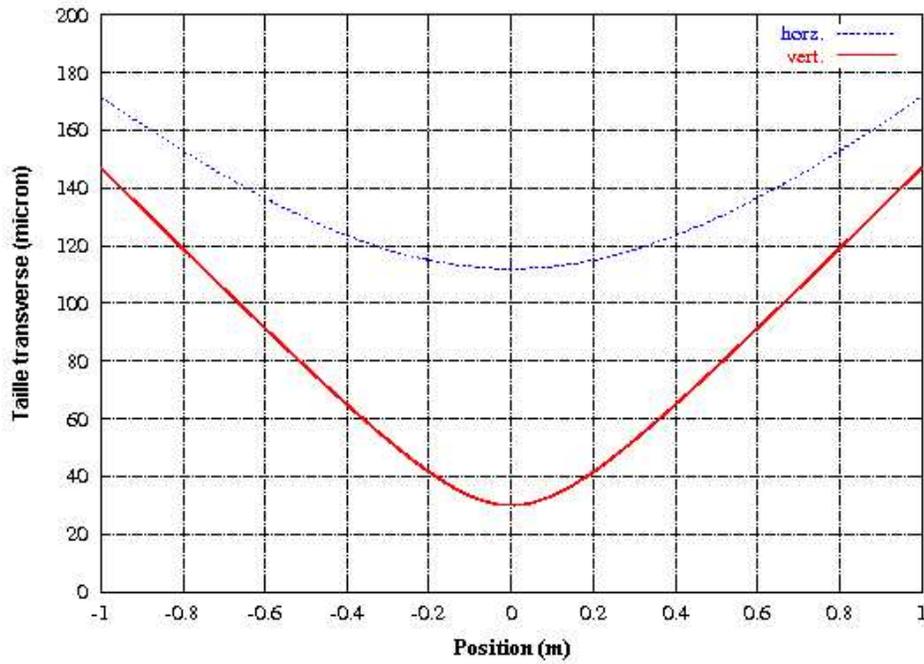


Figure 3.3: Tailles transverses effectives des faisceaux : $\sigma_{eff,x}(s)$ et $\sigma_{eff,y}(s)$

Longueur des paquets FWHM (ns)	σ_{pz} (mm)	$\eta(\sigma_{ez}, \sigma_{pz})$	Luminosité spécifique $s^{-1}cm^{-2}mA^{-2}$
0,0	0	1,0	$1,95 \cdot 10^{30}$
1,0	127	0,958	$1,87 \cdot 10^{30}$
1,5	191	0,919	$1,79 \cdot 10^{30}$
2,0	255	0,877	$1,71 \cdot 10^{30}$
2,5	318	0,835	$1,63 \cdot 10^{30}$
3,0	381	0,795	$1,55 \cdot 10^{30}$

Table 3.1: Réduction de la luminosité à cause de l'effet sablier pour différentes tailles des paquets de protons de HERA

Le spectre d'énergie des photons émis par rayonnement synchrotron est caractérisé par l'énergie critique E_c [17] :

$$E_c = \frac{3 \hbar c}{2 \rho} \left(\frac{E_e^0}{m_e c^2} \right)^3$$

où ρ est le rayon de courbure, E_e^0 est l'énergie du faisceau d'électrons et m_e est la masse d'un électron.

Lors du passage de la phase I à la phase II de HERA⁵, la modification de la région d'interaction de H1 a entraîné une augmentation de l'émission de radiation synchrotron d'un ordre de grandeur [18]. La radiation synchrotron dans la région d'interaction de H1 est représentée sur la figure 3.4. De plus, l'énergie critique est passée de 35 keV à 120 keV. La puissance dissipée par ce rayonnement vaut :

$$P = \frac{2}{3} \frac{I_e e}{4\pi\epsilon_0} \frac{\Delta\phi}{\rho} \left(\frac{E_e^0}{m_e c^2} \right)^4$$

où I_e est le courant du faisceau d'électron, e est la charge de l'électron, E_e^0 est l'énergie du faisceau d'électrons, ρ est le rayon de courbure et $\Delta\phi$ est l'angle de déflexion. Près du point d'interaction, on a $\rho = 400$ m et $\Delta\phi = 10$ mrad de chaque côté du point d'interaction. Pour le courant nominal du faisceau d'électron ($I_e = 58$ mA), la puissance dissipée par radiation synchrotron est de l'ordre de 12 kW de chaque côté du point d'interaction. Les photons émis par radiation synchrotron sont confinés dans une plage d'angle inférieurs à $1/\gamma$ autour de la direction du mouvement. Le spectre de photons est donné par :

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \frac{P}{E_c^2} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx$$

où $K_{5/3}$ est une fonction de Bessel modifiée. En intégrant, on obtient :

$$N_\gamma = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P}{E_c}$$

A HERA, $N_\gamma = 20 \cdot 10^{18}/s$ de chaque côté du point d'interaction. On évoquera les conséquences de la radiation synchrotron sur la mesure de la luminosité aux chapitres 4 et 5.

3.2.4 Les paquets satellites

Avant d'être stocké dans l'anneau principal, les électrons et les protons passent par une chaîne de préaccélération et d'injection⁶. Une étape importante de ces opérations est la compression de la longueur des paquets de protons qui est nécessaire pour diminuer la taille longitudinale des paquets à leur taille optimale de $\sigma \approx 19$ cm. Lors de cette opération, une petite quantité des protons s'échappe du paquet principal pour former des paquets satellites séparés du paquet principal de $\tau_{sat} = 19.2$ ns (dû au système RF à 52 MHz) et 4.8 ns (dû au système RF à 208 MHz). Le système de luminosité

⁵voir le chapitre 4

⁶voir le chapitre 4

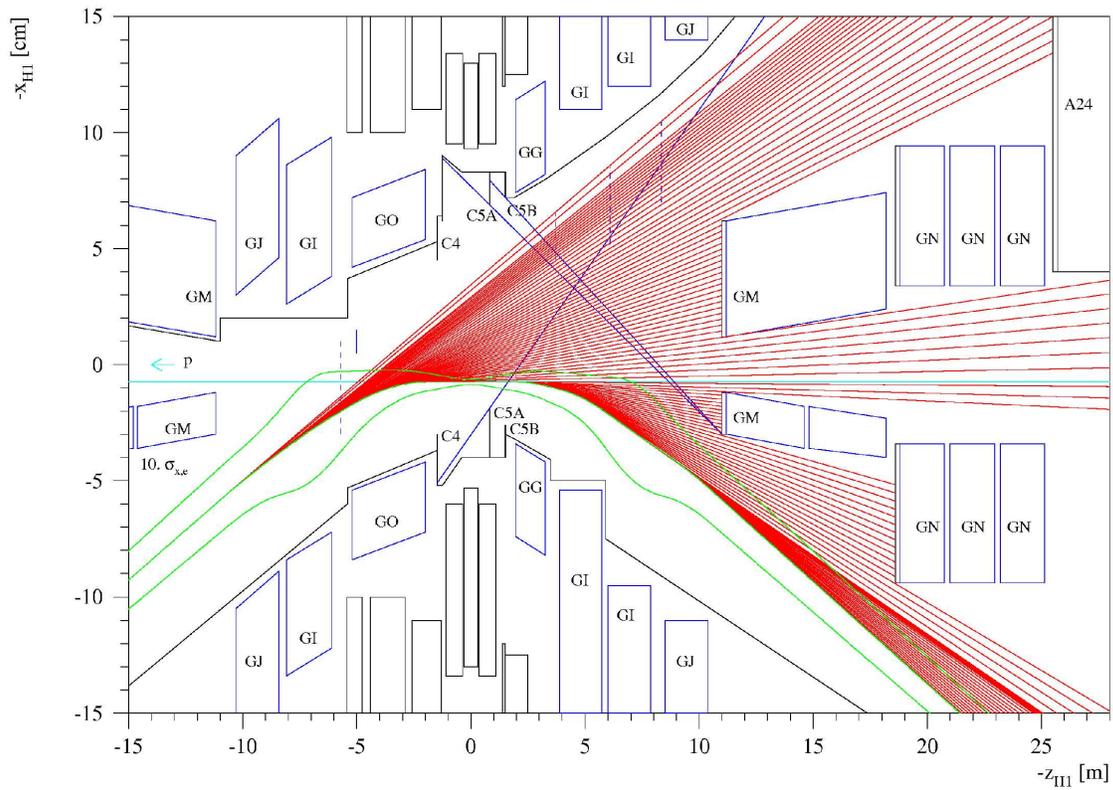


Figure 3.4: Emission de radiation synchrotron dans la région d'interaction de H1 (en rouge). Sur l'axe horizontal, les distances sont en mètres alors que sur l'axe vertical, les distances sont en centimètres. Les lignes vertes délimitent l'enveloppe du faisceau d'électron. H1 est représenté par les rectangles noirs en haut et en bas. Les objets nommés "G*" sont les aimants de HERA. Une couche de cuivre est installée devant chaque aimant situé à droite (GM et GN) pour les blinder et limiter la rétrodiffusion. La radiation synchrotron peut être rétrodiffusée par ces couches de cuivre en direction de H1. Le tube faisceau et les détecteurs internes de H1 sont protégés de la rétrodiffusion par les collimateurs C4, C5A et C5B.

de H1 est sensible à tous les évènements Bethe-Heitler⁷, utilisés pour mesurer la luminosité au point d'interaction de H1, dans un intervalle de ± 5.8 m autour du point d'interaction. Cependant seulement une région limitée le long de l'axe z est utilisée pour les analyses physiques. Les coupures fiducielles classiques sur la position du vertex des évènements sont :

$$-50 \text{ cm} < z < 50 \text{ cm} \text{ au niveau trigger L4,}$$

$$\pm 35 \text{ cm} \text{ autour du point d'interaction au niveau analyse.}$$

Les évènements ep des satellites les plus proches apparaissent dans le détecteur à :

$$z_{sat} - z_{IP} = c\tau_{sat}/2 = \pm 72 \text{ cm}$$

et sont généralement coupés avec les autres évènements des satellites plus lointains et des évènements de la queue du paquet principal de protons. La luminosité provenant de tous les satellites n'est pas utilisée dans l'analyse standard et une correction doit être faite sur la luminosité intégrée.

Si on connaît le courant de proton I_p^{sat} dans les satellites, on peut estimer la luminosité correspondant aux satellites en fonction de la luminosité spécifique théorique :

$$\mathcal{L}_{sat} = \mathcal{L}_{sp}(z_{sat}) \sum (I_e I_p^{sat})$$

où la somme est prise sur tous les paquets en collision. D'après l'équation 3.9, la luminosité spécifique s'écrit :

$$\mathcal{L}_{sp}(z) = [2\pi e^2 f_0 \sigma_{eff,x}(z) \sigma_{eff,y}(z)]^{-1} = \frac{13.1 \times 10^{25}}{\sigma_{eff,x}(z) \sigma_{eff,y}(z)} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ A}^{-2}$$

où e est la charge de l'électron et f_0 est la fréquence de révolution de HERA. Les tailles transverses des faisceaux peuvent s'exprimer en fonction des émittances ϵ et des fonctions β au point d'interaction :

$$\begin{aligned} \sigma_{eff,x}(z) &= \sqrt{\epsilon_{x,e}(\beta_{x,e}^* + z^2/\beta_{x,e}^*) + \epsilon_{x,p}(\beta_{x,p}^* + z^2/\beta_{x,p}^*)} \\ \sigma_{eff,y}(z) &= \sqrt{\epsilon_{y,e}(\beta_{y,e}^* + z^2/\beta_{y,e}^*) + \epsilon_{y,p}(\beta_{y,p}^* + z^2/\beta_{y,p}^*)} \end{aligned}$$

Le principal défaut de cette approche se situe au niveau de la précision. Elle est limitée par la connaissance des paramètres optiques. Cela est particulièrement vrai pour les satellites les plus éloignés. Il est également très important de connaître la structure du courant de protons. Les informations sur la structure des paquets de protons sont fournies par le détecteur à l'avant (FToF) du système de mesure de temps de vol⁸. Le signal de la FToF est proportionnel au nombre de particules produites lors des interactions entre le faisceau de proton et le gaz résiduel. Cependant, il y a également un bruit de fond produit par les interactions entre le faisceau et les parois du tube à vide qui dépend de la taille transverse du faisceau. Finalement, le signal est de la forme :

$$N_{FToF} \sim I_p(1 + \alpha\sigma_p)$$

où α est une constante. La structure des paquets de proton mesuré par la FToF pendant un *run*⁹ est présenté sur la figure 3.5.

⁷voir le chapitre 2

⁸voir le chapitre 4

⁹voir chapitre 5

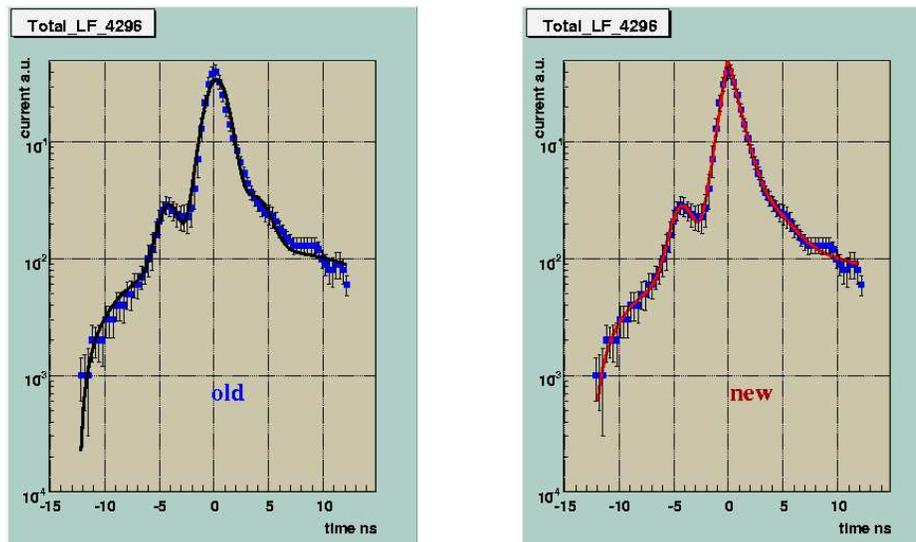


Figure 3.5: Structure des paquets de proton mesuré par la FToF pendant le LF 4296 (mars 2006). Jusqu'en 2005, la distribution était ajustée par une somme de trois gaussiennes (à gauche). A partir de 2006, la distribution est ajustée par une fonction du type $A \cdot \exp|x + B| \cdot (\text{erf}(C \cdot (x + D)) + E)$ (à droite).

Une autre méthode consiste à mesurer la fraction d'une classe d'évènements ep produit par les protons des paquets satellites en analysant la distribution de la position du vertex selon l'axe z . Le principal problème vient de la difficulté à appliquer la même sélection sur les évènements produits par les paquets satellites et les paquets principaux. De plus, les particules produites à des angles polaires identiques mais à différents z -vertex entrent dans le détecteur par des régions différentes ce qui conduit à des systématiques différentes. Enfin, seule une petite fraction des évènements satellites est identifiée par le système de détection de traces, survit au coupures L1-L4 et peut être analysée. La correction sur la luminosité intégrée est de l'ordre de 5%. La correction n'est pas uniforme dans le temps et doit être traitée en fonction de la période de prise de données. Les corrections pour les années 2004, 2005 et 2006 sont présentées sur la figure 3.6.

3.3 Méthodes de mesure de la luminosité

En pratique, deux méthodes sont utilisées pour mesurer la luminosité sur les collisionneurs :

- Si la géométrie et la population des particules des faisceaux sont connus précisément, la luminosité peut être calculée à partir des équations 3.3.
- Si le taux dN/dt d'un processus peut être mesuré et que sa section efficace est bien connue, la luminosité peut être calculée à partir de l'équation 3.1.

La mesure de la luminosité avec la première méthode n'est généralement pas très précise en raison des difficultés pour mesurer les courants des faisceaux et les tailles des paquets au point d'interaction. En revanche, la deuxième méthode permet d'atteindre de meilleures précisions. Par exemple

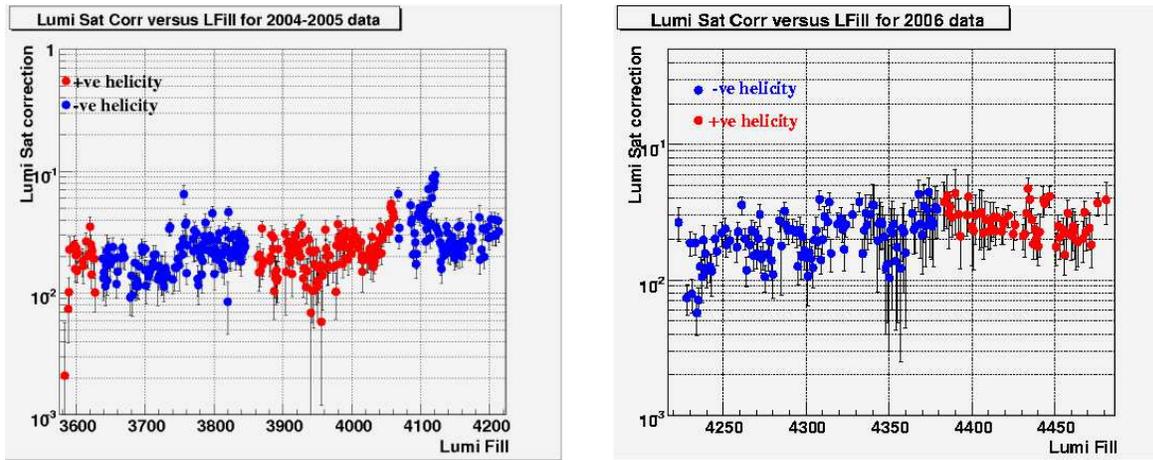


Figure 3.6: Corrections dues aux paquets satellites en fonction du numéro de run : à gauche pour les années 2004 et 2005, à droite pour 2006.

pour l'expérience ALEPH sur le collisionneur LEP e^-e^+ , la luminosité était déterminée par la mesure du nombre de diffusions Bhabha sélectionnées à l'intérieur d'un domaine angulaire pour lequel la section efficace correspondante était connue [19]. La précision de la détermination de la luminosité dépendait ainsi de deux facteurs principaux : la précision expérimentale avec laquelle est connue la région angulaire sur laquelle sont sélectionnés les événements Bhabha et la précision théorique avec laquelle la section efficace du processus Bhabha est déterminée puis simulée dans la zone d'acceptance géométrique expérimentale. La précision atteinte sur la mesure de la luminosité en 1990 était meilleure que 0.6 % dont 0.3 % était due à l'incertitude théorique et moins de 0.5% était due aux erreurs expérimentales. La précision sur mesure de la luminosité a été améliorée pour atteindre des valeurs inférieures à 0.2%.

Pour l'expérience ATLAS au LHC, la luminosité sera mesurée à partir des processus de création de paires de leptons. La production de paires d'électrons à bas p_T avec de petites masses invariantes sera utilisée pour les basses luminosités alors que la production de paires de muons à grands p_T semble mieux adaptée pour les hautes luminosités [20]. La mesure de la luminosité à partir des paramètres des faisceaux est plus difficile. En effet, l'incertitude sur les fonctions β sera de l'ordre de 10 %. Il est possible d'améliorer ces résultats en utilisant la méthode de Van der Meer qui consiste à effectuer un balayage des faisceaux selon la direction transverse et à observer la variation du taux d'interactions pp . Cependant, cette méthode nécessite des périodes de prise de données particulières avec des grands β^* et des petites luminosités pour, au mieux, une précision de 5 %.

Pour mesurer la luminosité dans H1 avec la meilleure précision possible, le meilleur candidat comme processus de référence est le processus de Bethe-Heitler $ep \rightarrow e\gamma p$. Il s'agit de l'émission d'un rayonnement de freinage par un électron lorsqu'il est diffusé sur un proton¹⁰. Le photon est émis quasiment le long de l'axe du faisceau d'électron. L'électron sortant est très faiblement dévié. Ils

¹⁰voir le chapitre 2, paragraphe 2.1

s'échappent tous les deux du détecteur par le tube à vide. Il est donc nécessaire d'installer un système de luminosité dans le tunnel pour pouvoir observer l'électron et le photon sortant. La luminosité peut également être mesurée en utilisant la diffusion Compton¹¹. Néanmoins, la statistique de ce processus est beaucoup plus faible que celle du processus de Bethe-Heitler. Cependant, les particules finales de ces deux processus étant mesurées par des détecteurs différents, il est possible d'utiliser la diffusion Compton pour contrôler les mesures de la luminosité réalisées avec le processus de Bethe-Heitler. Le système de mesure de la luminosité est présenté aux chapitre 4 et 5.

¹¹voir le chapitre 6

Chapitre 4

Dispositif expérimental

Sommaire

4.1	HERA, un collisionneur e-p	42
4.1.1	Description générale	42
4.1.2	Les expériences	44
4.1.3	De HERA I à HERA II	46
4.2	Le détecteur H1	48
4.2.1	Détecteurs de traces chargées	49
4.2.2	La calorimétrie	58
4.2.3	Les systèmes de détection des muons	66
4.2.4	Le système de mesure de temps de vol (ToF)	67
4.3	Acquisition et traitement des données	68
4.3.1	Le système de déclenchement	68
4.3.2	L'environnement d'analyse	73
4.3.3	Simulations Monte-Carlo	74
4.4	Le système de luminosité	75
4.4.1	Détecteur de photons	76
4.4.2	Marqueurs d'électron	80
4.4.3	Electronique et acquisition des données	81
4.4.4	Mesure actuelle de la luminosité	83

4.1 HERA, un collisionneur e-p

4.1.1 Description générale

HERA (Hadron Electron Ring Anlage¹) est un collisionneur installé sur le site de DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) à Hambourg. Il produit des collisions entre un faisceau de protons de 920 GeV et un faisceau d'électrons ou de positrons² de 27,6 GeV. L'énergie dans le centre de masse des collisions est de 319 GeV et l'impulsion de transfert au carré Q^2 accessible est de l'ordre de 10^5 GeV². Les faisceaux sont constitués de paquets d'environ 10^{10} particules séparés de 96 ns. Ils circulent dans deux anneaux indépendants et se croisent dans quatre halls expérimentaux. Les anneaux sont composés de quatre sections droites et quatre sections courbes. La longueur des sections droites est de 360 mètres et le rayon des sections courbes est de 779 mètres. La figure 4.1 montre l'ensemble de la chaîne d'accélération et de stockage. Les anneaux peuvent recevoir jusqu'à 220 paquets chacun mais certains emplacements ne sont pas remplis. Les paquets qui ne rencontrent pas d'autres paquets dans les zones d'interaction, appelés paquets pilotes, permettent d'étudier le bruit de fond dû aux collisions des particules avec les molécules du gaz résiduel dans le tube à vide ou avec les parois du tube à vide. Au niveau du point d'interaction, les tailles transverses des paquets d'électrons et de protons sont du même ordre de grandeur ($110 \times 30 \mu\text{m}^2$). Par contre, les paquets du faisceau d'électron ont une longueur de l'ordre de 10 mm alors que les paquets du faisceau de proton ont une longueur de l'ordre de 190 mm. Les caractéristiques typiques de HERA sont présentées dans le tableau 4.1.

Anneau d'électrons

Les électrons sont accélérés jusqu'à 500 MeV dans l'accélérateur linéaire LINAC I puis jusqu'à 7,5 GeV dans le synchrotron DESY II. Ils sont ensuite transférés dans le synchrotron PETRA II pour former 60 paquets qui sont accélérés jusqu'à 12 GeV avant d'être injectés dans l'anneau d'électrons de HERA. Celui-ci est rempli avec 189 paquets d'électrons. Il est composé principalement de 456 dipôles de champ magnétique de 0,15 T et 605 quadrupôles ainsi que d'autres aimants complémentaires. Dans les arcs, les aimants sont regroupés en unités de 11,8 m contenant chacune d'elles deux dipôles, deux quadrupôles, trois sextupôles et deux dipôles de correction. Environ 90 pour cent de la radiation synchrotron (à 30 GeV la puissance totale émise est de 7 MW pour un courant de 58 mA) produite par le faisceau d'électron est absorbée par le tube à vide en cuivre refroidi par de l'eau. L'énergie perdue est compensée par l'accélération dans les cavités RF.

¹Anlage signifie installation en allemand

²Par la suite, les électrons ou les positrons du faisceau seront désignés de manière générale par le terme électrons sauf lorsqu'il sera nécessaire de faire la distinction entre les deux.

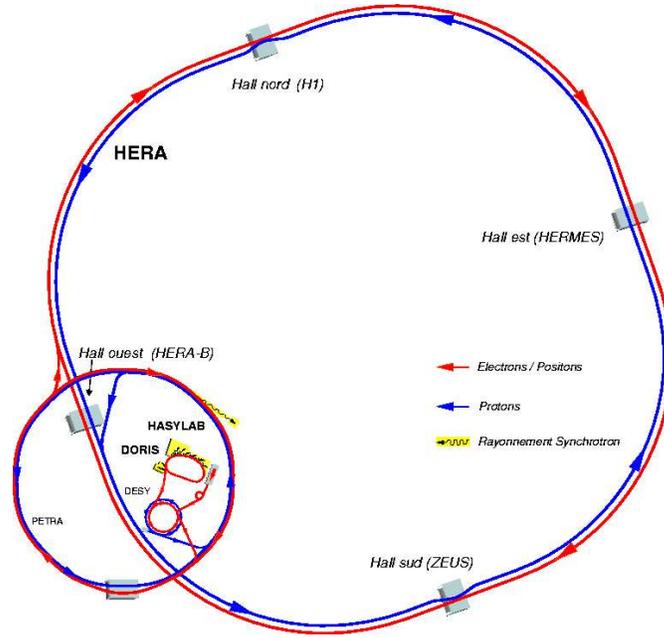


Figure 4.1: Schéma de HERA et de ses injecteurs.

Circonférence	C_H	6335,83 m		
Fréquence de révolution	f_0	47,317 kHz		
Nombre de paquets en collision	N_{pc}	174		
		Electrons		Protons
Energie	E_e	27,5 GeV	E_p	920 GeV
Courant total	I_e	40 mA	I_p	90 mA
Nombre de paquets		189		180
Courant par paquet	I_{pe}	211 μ A	I_{pp}	500 μ A
Nombre de particules par paquet	N_e	$2,79 \cdot 10^{10}$	N_p	$6,59 \cdot 10^{10}$
Emittance	ϵ_{ex}	20 nm	ϵ_{px}	5,1 nm
	ϵ_{ey}	3,4 nm	ϵ_{py}	5,1 nm
Fonctions β au point d'interaction	β_{ex}	0,63 m	β_{px}	2,45 m
	β_{ey}	0,26 m	β_{py}	0,18 m
Taille transverse des paquets	σ_{ex}	112,2 μ m	σ_{px}	111,8 μ m
	σ_{ey}	29,7 μ m	σ_{py}	30,3 μ m
Longueur des paquets	σ_{ez}	10,3 mm	σ_{pz}	191 mm

Table 4.1: Paramètres typiques de HERA

Nom	H1	ZEUS	HERMES	HERA-B
Démarrage	1992	1992	1995	1998
Taille (m ³)	12 × 10 × 15	12 × 11 × 20	3,5 × 8 × 5	8 × 20 × 9
Poids (tonnes)	2800	3600	400	1000
Collisions	$e \rightarrow \leftarrow p$	$e \rightarrow \leftarrow p$	$e \rightarrow$ cible fixe	$p \rightarrow$ cible fixe

Table 4.2: Les expériences installées auprès de HERA

Anneau de protons

La chaîne d'accélération du faisceau de proton se compose de l'accélérateur linéaire LINAC III, du synchrotron DESY III, de l'ancien anneau de stockage d'électron PETRA et finalement de l'anneau de proton de HERA. Des ions H^- sont accélérés jusqu'à 50 MeV dans l'accélérateur linéaire. Après leur transfert dans le synchrotron DESY III, les ions H^- perdent leurs électrons en traversant une feuille de carbone. Avant d'être injecté dans PETRA, le faisceau de proton est accéléré jusqu'à 7,5 GeV. 60 paquets de protons correspondant à 6 cycles de fonctionnement de DESY III sont nécessaires pour remplir PETRA. Ces paquets sont accélérés jusqu'à 40 GeV puis injectés dans l'anneau de proton de HERA. Après 3 cycles, l'anneau de proton de HERA est rempli avec 180 paquets de protons de 40 GeV. L'anneau de proton de HERA est constitué principalement de 422 dipôles supraconducteurs de 4,68 T et 224 quadrupôles supraconducteurs. Les unités de l'anneau de proton de 47,08 m installés dans les arcs sont constitués de 4 dipôles et 2 quadrupôles. Pour refroidir les composants supraconducteurs de HERA à 4,3 K environ 15 tonnes d'hélium circulent dans le système de refroidissement.

4.1.2 Les expériences

Les quatre zones d'interaction de HERA sont occupées par les expériences HERMES, HERA-B, ZEUS et H1. ZEUS et H1 observent les collisions entre le faisceau de protons et le faisceau d'électrons. Elles étudient le même type de physique ce qui leur permet de comparer leurs résultats et éventuellement de combiner leurs analyses. Les deux autres expériences utilisent seulement un des deux faisceaux pour des études sur des cibles fixes. L'expérience HERA-B étudie la production de mésons B lors des collisions entre le halo du faisceau de proton et des fils de carbone, titane ou tungstène. Elle mesure la violation de CP dans les désintégrations de mésons B comme, par exemple, $B \rightarrow J/\psi + K^0$. L'expérience a pris des données entre 2000 et 2003. L'expérience HERMES étudie le spin des nucléons. Elle utilise le faisceau d'électron non-polarisé ou polarisé longitudinalement et une cible de gaz polarisé (H , D) ou non-polarisé (H , D , Ne , Kr , Xe). Les caractéristiques des différentes expériences sont résumées dans le tableau 4.2.



Figure 4.2: Vue aérienne de DESY. Le collisionneur HERA et l'injecteur PETRA sont représentés par des lignes pointillées. Les positions des différentes expériences sont indiquées par les cercles.

4.1.3 De HERA I à HERA II

Le projet HERA a été approuvé en avril 1984 après plusieurs années de recherche et de développement. L'anneau d'électron a été terminé en août 1988 et des électrons ont pu être accélérés jusqu'à 14 GeV. En septembre 1989, l'ajout de cavités RF supraconductrices permit d'atteindre une énergie de 27,5 GeV. En novembre 1990, la construction des deux anneaux de stockage a été terminée et un an après, HERA fonctionnait avec 26.7 GeV d'électrons et 480 GeV de protons. On observa les premières collisions électron-proton en octobre 1991. Après l'arrêt de l'hiver 1991/1992, l'énergie du faisceau de proton a été augmenté jusqu'à 820 GeV. Les deux expériences H1 et ZEUS furent installées dans les régions d'interaction à partir de mai 1992 et les prises de données commencèrent un peu plus tard. Les premiers résultats furent publiés en septembre 1992. HERA a fonctionné alternativement avec des positrons et des électrons jusqu'en 1998. En 1998, l'énergie du faisceau de protons a été augmenté jusqu'à 920 GeV. Les différentes périodes de fonctionnement sont représentées sur la figure 4.3. Depuis la première année de fonctionnement, les performances de HERA se sont régulièrement améliorées et la luminosité accumulée a augmenté chaque année comme on peut le voir sur la figure 4.3. Elle montre que la luminosité intégrée de HERA pendant la phase I augmentait chaque année exponentiellement pour atteindre un total de 180 pb^{-1} dont 140 pb^{-1} utile pour H1. Durant l'année 2000, HERA dépassa ses objectifs avec une luminosité de $L = 0,2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et une luminosité intégrée de 67 pb^{-1} . Mais le collisionneur avait atteint ses limites et pour obtenir une collection plus rapide de la luminosité, il a été nécessaire de modifier l'accélérateur. Plusieurs possibilités ont été envisagées : augmenter l'éclat N_p/ϵ_p du faisceau de proton, augmenter le courant du faisceau d'électron I_e ou diminuer les fonctions β_{px}^* et β_{py}^* du faisceau de proton au point d'interaction. Ces trois méthodes avaient un coût semblable mais la solution consistant à modifier la région d'interaction semblait être la plus raisonnable [21].

Pour focaliser plus fortement le faisceau de proton dans la région d'interaction, le faisceau d'électron doit être séparé du faisceau de protons le plus tôt possible. Les régions d'interaction ont donc été reconstruites (voir la figure 4.4). Les premiers quadrupôles furent déplacés de 26 m à 10 m du point d'interaction, 58 nouveaux aimant furent installés dont 4 aimants supraconducteurs qui furent ajoutés à l'intérieur des détecteurs H1 et ZEUS à 2 m du point d'interaction. Pour H1, ces aimants sont appelés GO et GG. Le projet incluait également l'installation de rotateurs de spin de 60 m de chaque côté des expériences H1 et ZEUS. Pour réaliser ces modifications, HERA a été arrêté en septembre 2000 et devait redémarrer en juillet 2001. Le rayonnement synchrotron produit par la nouvelle optique dans les zones d'interaction provoqua un important bruit de fond dans les chambres à dérive des détecteurs de traces des expériences. Ces détecteurs étant primordiaux pour exploiter les données, HERA a du fonctionner jusqu'en 2003 avec de faibles courants pour ne pas les détériorer. Pendant l'arrêt de 2003, le blindage a été renforcé pour diminuer le bruit de fond d'un facteur 5 et les performances de la machine s'améliorèrent régulièrement malgré le vieillissement des installations. La luminosité instantanée a atteint la valeur $L = 7,4 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les prises de données doivent se poursuivre jusqu'à mi-2007. HERA sera arrêté et démantelé. PETRA doit être

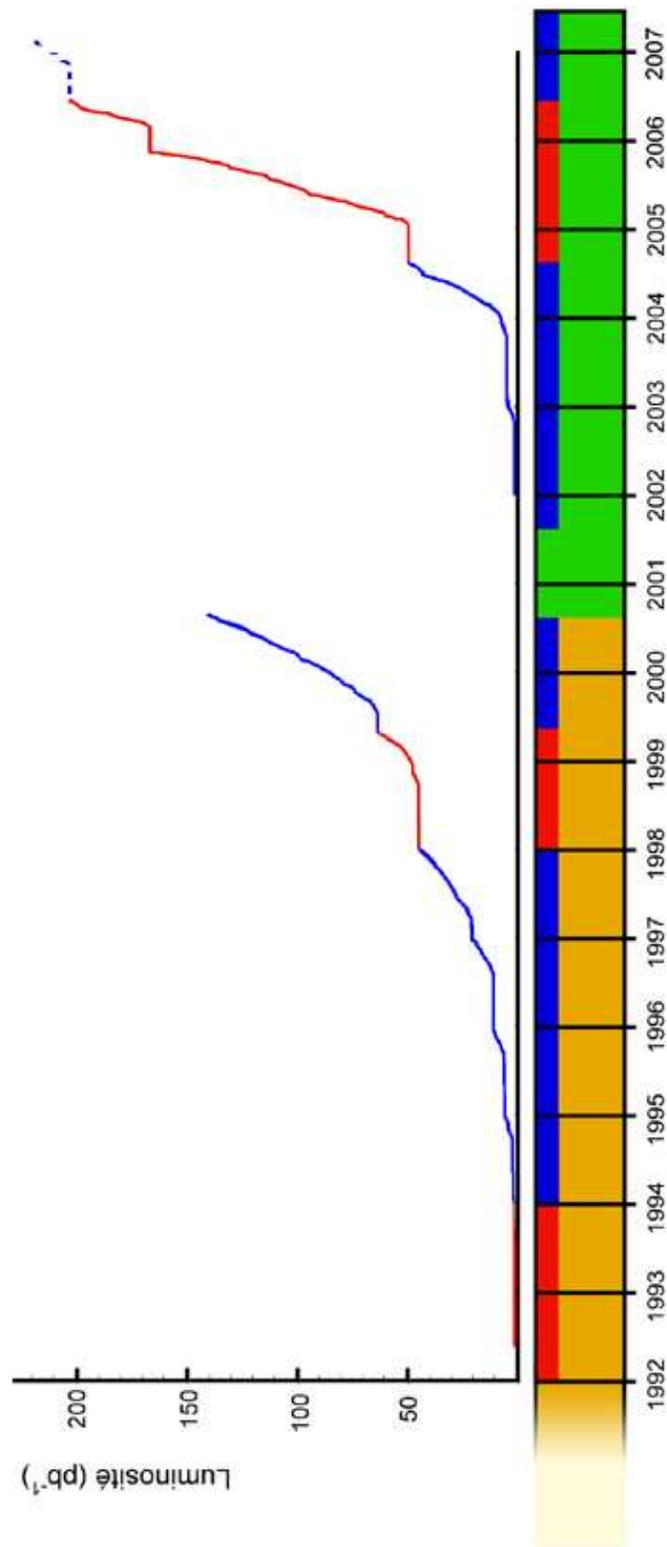


Figure 4.3: Luminosité intégrée utile accumulée par H1 au fil des années. Les périodes de prises de données avec un faisceau d'électrons sont représentées en rouge, les périodes de prises de données avec un faisceau de positron sont représentées en bleu.

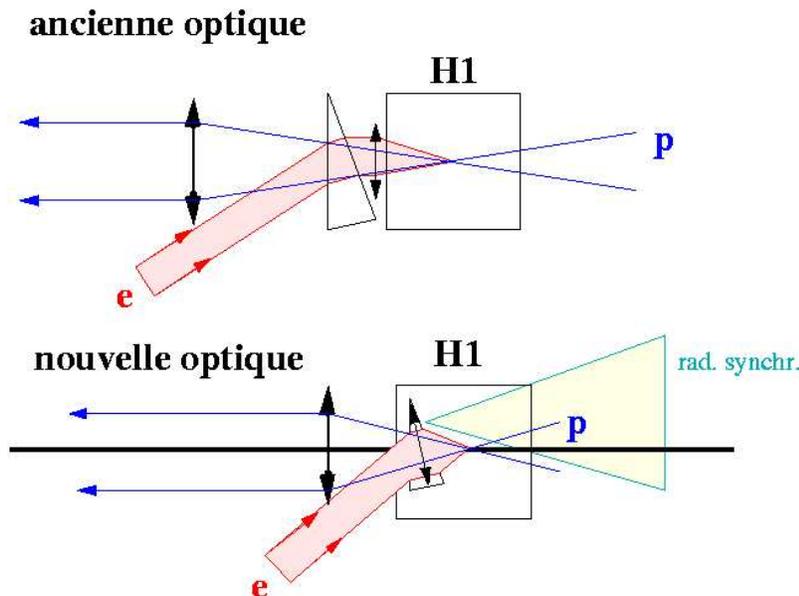


Figure 4.4: Schéma de la région d'interaction avant et après les modifications.

converti en synchrotron. Lors de l'arrêt de HERA pour le passage à la phase II, certains détecteurs ont également été modifiés soit pour améliorer leurs performances soit pour les adapter aux nouvelles conditions de fonctionnement de la machine. Ces modifications sur H1 seront développées dans les paragraphes suivants.

4.2 Le détecteur H1

Le détecteur H1 [22] a été conçu pour étudier les collisions électron-proton à hautes énergies auprès du collisionneur HERA. Il est installé dans le hall Nord de DESY. Le détecteur mesure approximativement 12 mètres de long, 10 mètres de large et 15 mètres de haut et il pèse environ 2800 tonnes. Il est composé de plusieurs sous-détecteurs dont les fonctions sont complémentaires, l'ensemble formant un cylindre centré sur l'axe des faisceaux. Les détecteurs de traces, situés au plus près du point d'interaction, mesurent le chemin des particules chargées les traversant. Ces détecteurs sont situés dans un champ magnétique fort de 1,16 T, permettant de reconstruire la charge et l'impulsion des particules grâce à la courbure de leurs trajectoires. Ce champ est produit par un solénoïde supraconducteur. Les calorimètres, situés entre les détecteurs de traces et la bobine, mesurent l'énergie et la position des particules incidentes. La segmentation fine des calorimètres permet une bonne résolution spatiale, fournissant des informations non seulement sur l'énergie totale mais également sur la nature des particules incidentes à partir de la forme des dépôts d'énergie. Pour compléter le détecteur, une culasse en fer assure le retour des lignes de champs. Elle est instrumentée pour permettre une mesure des fins de gerbes hadroniques et l'identification de muons. Plusieurs détecteurs

complémentaires sont installés dans le détecteur H1 ou dans le tunnel. La couverture angulaire atteint presque quatre stéradians, l'obturation principale étant le tube du faisceau. Les systèmes de câblage et de refroidissement ainsi que les appuis structuraux empiètent également sur la couverture spatiale du détecteur. Le détecteur présente une asymétrie le long de l'axe du faisceau. Il possède une masse plus importante et une granularité plus fine dans la direction des protons afin de tenir compte de la différence d'énergie entre les faisceaux incidents. Un schéma du détecteur est présenté sur la figure 4.5 . Le détecteur est divisé en trois régions : la région avant, définie comme étant la partie du détecteur située dans la direction des protons, la région centrale et la région arrière.

4.2.1 Détecteurs de traces chargées

La trajectographie a pour but d'associer les positions données par les détecteurs en réponse au passage de particules chargées. Les différentes étapes de la trajectographie peuvent être identifiées comme suit :

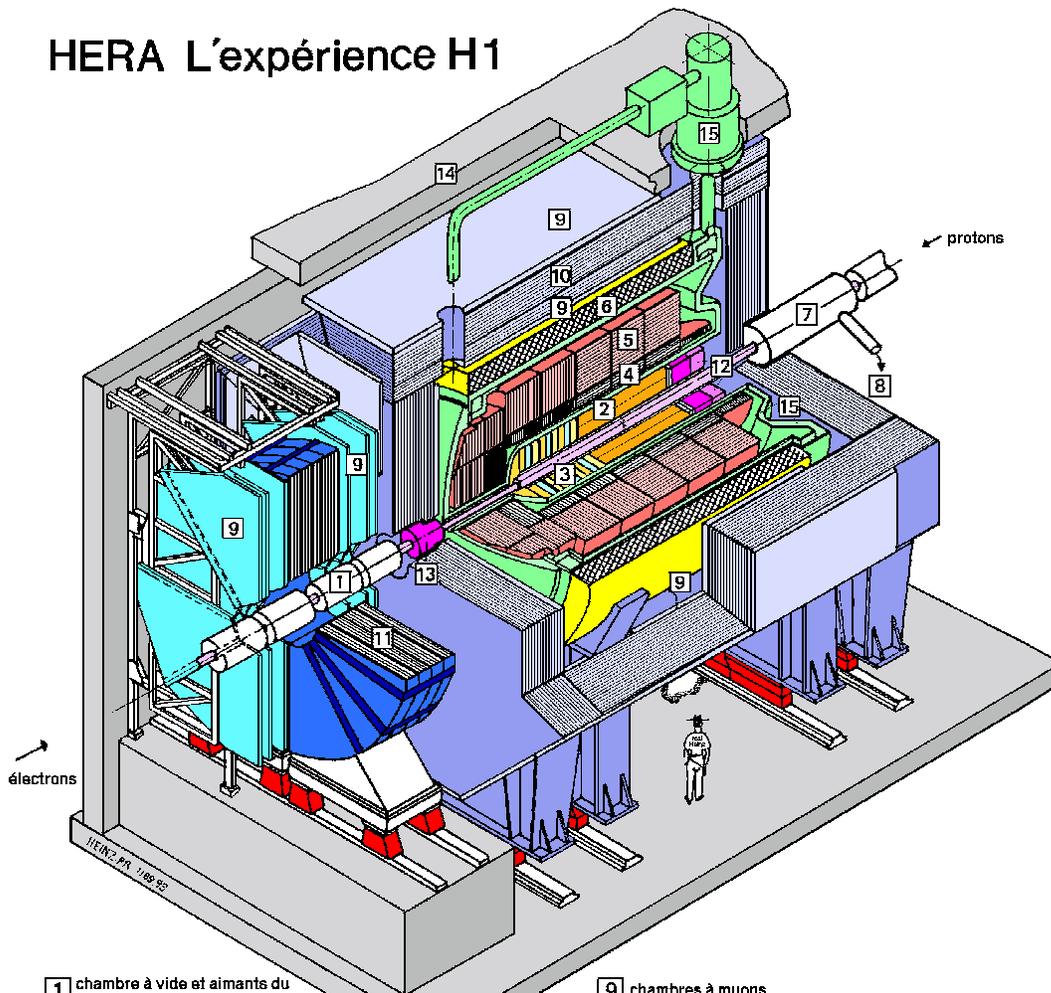
1. individualiser les traces, c'est à dire associer les positions données par les détecteurs (points d'impact) dues au passage d'une même particule.
2. mesurer l'impulsion de la particule. Ces deux tâches sont confondues dans la pratique par l'utilisation d'un champ magnétique qui courbe les trajectoires des particules chargées. En effet, les algorithmes de reconstruction après avoir formé chaque trace peuvent déterminer leur rayon de courbure (ρ). Dans le cas d'un champ magnétique B uniforme, la relation :

$$p(\text{GeV}/c) \cos \lambda = 0,3zB(\text{Tesla})\rho(\text{mètres})$$

donne le module de l'impulsion [23], λ étant l'angle d'émission de la particule. La minimisation de la diffusion multiple permet d'une part de diminuer l'erreur sur la mesure de l'impulsion et de l'angle d'émission et d'autre part de faciliter l'association des points.

3. identifier les particules. En utilisant uniquement la mesure de l'impulsion (p) et la mesure de la perte d'énergie (dE/dx) dans les détecteurs, l'identification des particules (séparation pion, kaon, proton) est possible jusqu'à des impulsions de l'ordre de 1 GeV/c [23]. Au-delà de cette valeur, une information additionnelle est nécessaire. La perte d'énergie des particules, quand leur impulsion est supérieure à 1 GeV/c, est presque indépendante de leur nature et prend une valeur minimale qui ne dépend plus que du milieu traversé.
4. reconstruire la géométrie des décroissances successives (vertexing). Ce dernier point est plus ou moins compliqué selon les espèces de particules créées. Il demande dans tous les cas de disposer de détecteurs offrant une très bonne résolution en position afin de minimiser les erreurs faites sur les traces reconstruites à proximité du vertex de la collision. Il faut, en effet, distinguer le vertex primaire des vertex secondaires : dans le cas de saveurs lourdes, le temps de vie des principaux hadrons (charmés, beaux) est de l'ordre de 10^{-12} s, soit des distances de vol variant de quelques centaines de microns à quelques millimètres suivant le facteur de Lorentz.

HERA L'expérience H1



- | | | | |
|---|---|----|--|
| 1 | chambre à vide et aimants du faisceau | 9 | chambres à muons |
| 2 | chambres à traces centrales | 10 | fer instrumenté (plaques de fer et détecteurs de tubes à streamer) |
| 3 | chambres à traces avant et radiateurs pour le rayonnement de transition | 11 | aimant toroidal à muons |
| 4 | calorimètre électromagnétique (Pb) | 12 | calorimètre électromagnétique "chaud" |
| 5 | calorimètre hadronique (acier inox) | 13 | calorimètre "bouchon" avant (Si, Cu) |
| 6 | bobine supraconductrice (1,2 Tesla) | 14 | blindage de béton |
| 7 | aimant de compensation | 15 | cryostat d'argon liquide |
| 8 | hélium liquide | | |

Figure 4.5: Le détecteur H1.

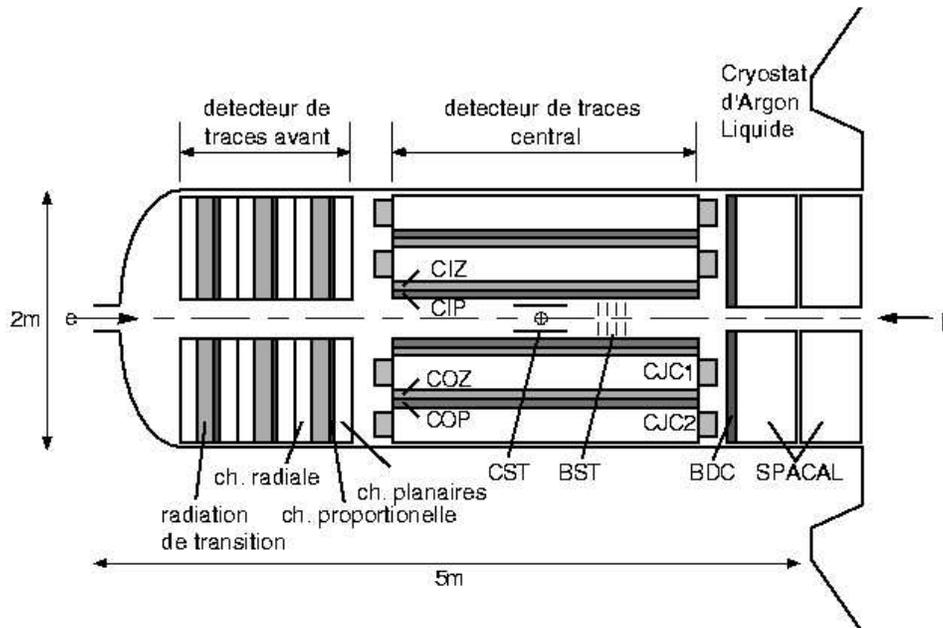


Figure 4.6: Coupe longitudinale des détecteurs de traces.

Le système de détection de traces chargées de H1 est constitué de chambres à dérives, de chambres proportionnelles et de détecteurs en silicium. L'ensemble est installé au centre du détecteur H1. Les détecteurs de traces sont donc placés dans le champ magnétique de 1.16 Tesla délivré par le solénoïde. La disposition des détecteurs de traces est présentée sur les schémas 4.6 et 4.7. Le but de ce système est de reconstruire les vertex des interactions électron-proton et de mesurer les angles et les impulsions transverses des particules chargées. Il fournit également des informations au système de déclenchement. La reconstruction des traces s'appuie principalement sur les chambres à dérive centrales CJC1 et CJC2. Le déclenchement utilise la réponse, plus rapide, des chambres proportionnelles multi-fils. La combinaison des détecteurs de traces centraux permet d'atteindre une résolution de l'ordre de $\Delta P/P^2 \sim 0,003 \text{ GeV}^{-1}$ sur la mesure de l'impulsion et de l'ordre de 1 mrad sur la mesure des angles.

Détecteurs de traces centraux

La reconstruction des traces dans la région centrale s'appuie principalement sur deux chambres à dérive cylindriques, CJC1 et CJC2 (Central Jet Chamber). La chambre z externe (COZ) est une chambre à dérive plus mince, conçue pour compléter les mesures des CJs avec une mesure plus précise de z. Le détecteur central à silicium (CST) doit mesurer les traces avec une très bonne résolution spatiale. En plus de compléter la mesure des traces, les chambres proportionnelles interne (CIP) et externes (COP) sont utilisées par le système de déclenchement.

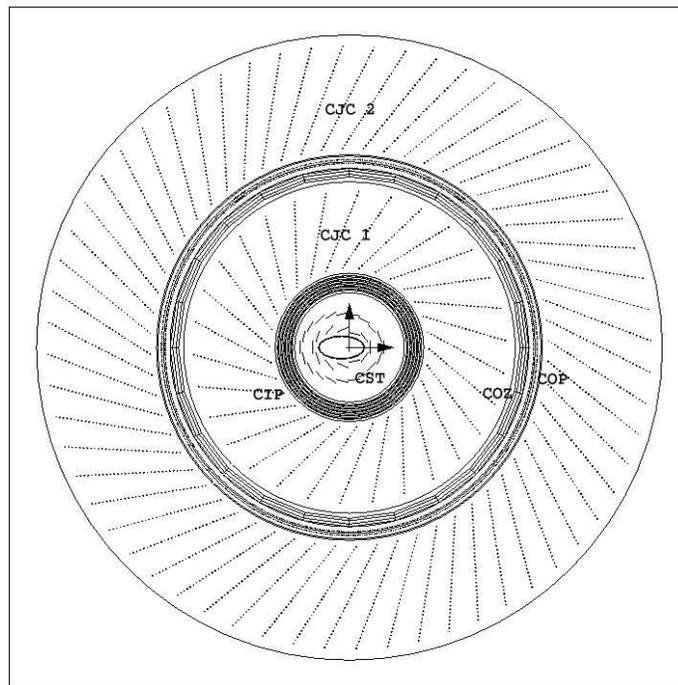


Figure 4.7: Coupe transverse des détecteurs de traces centraux.

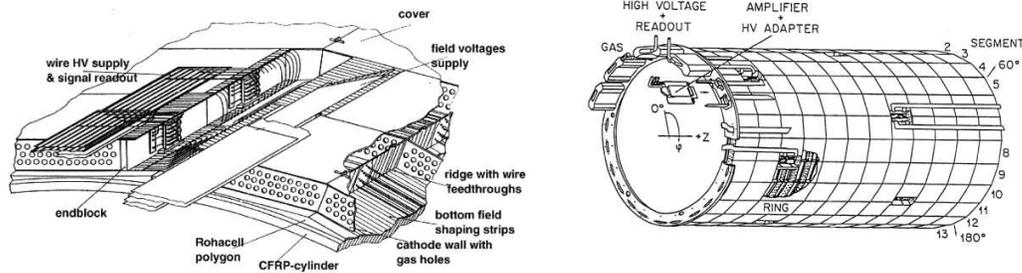


Figure 4.8: Schéma d'une cellule de la chambre COZ (à gauche) et de la chambre COZ (à droite).

CJC

Les chambres CJC1 et CJC2 mesurent environ 2 mètres de long pour des épaisseurs respectives de 25 cm et 30 cm. Les chambres sont formées de cellules qui sont limitées par les plans de cathodes, et qui s'étendent sur toute l'envergure radiale des chambres. La CJC1 possède 30 cellules ayant chacune 24 fils sensitifs. La CJC2 est quant à elle constituée de 60 cellules de chacune 32 fils sensitifs. Les cellules sont inclinées d'approximativement 30° de sorte que les traces d'impulsion élevée (presque droites) traversent plus d'une cellule, améliorant la résolution sur la position de ces traces et éliminant les ambiguïtés de reconstruction en liant des segments de traces de différentes cellules. Les plans de fils des chambres (anode et cathode) sont parallèles à l'axe de faisceau. Cela permet une mesure des trajectoires dans le plan transverse, on peut également obtenir une information sur la position selon l'axe z en mesurant les courants à chaque extrémité des fils (division de charge) mais la précision est limitée : de l'ordre de 1% de la longueur des fils soit 22 cm. Les fils de cathode de chaque cellule sont placés à une tension proportionnelle à la distance du plan de fil afin de créer un champ de dérive uniforme et par conséquent une vitesse de dérive constante dans presque toute la cellule. À la haute tension nominale la vitesse de dérive est de 50 millimètres/ μs . La résolution spatiale dans le plan $r-\phi$ est de $170\mu\text{m}$. Il est également possible d'accéder à la mesure de la perte d'énergie spécifique (dE/dx) associée à une trace avec une précision de l'ordre de 6 % ainsi qu'à la mesure de son impulsion avec une précision de $\Delta P/P^2 \sim 0,01 \text{ GeV}^{-1}$. Plus l'impulsion est grande, plus la courbure est petite et plus il est difficile de mesurer l'impulsion. C'est pourquoi la résolution relative $\Delta P/P$ est proportionnelle à P .

La chambre z externe COZ

La COZ est une chambre à dérive d'épaisseur $0,015 X_0$ qui a été installée pour compenser la résolution insuffisante des CJC dans la direction z . La COZ est installée entre les deux CJC. Elle couvre une région angulaire de $25^\circ < \theta < 165^\circ$ et possède un rayon moyen de 46 cm. C'est un ensemble de 576 cellules identiques, réparties en 24 anneaux suivant l'axe z , chacun ayant 24 cellules rectangulaires formant un polygone régulier dans le plan $r-\phi$. Les plans des fils de chaque cellule sont perpendiculaires au faisceau. La COZ a une résolution en z de l'ordre de $350 \mu\text{m}$.

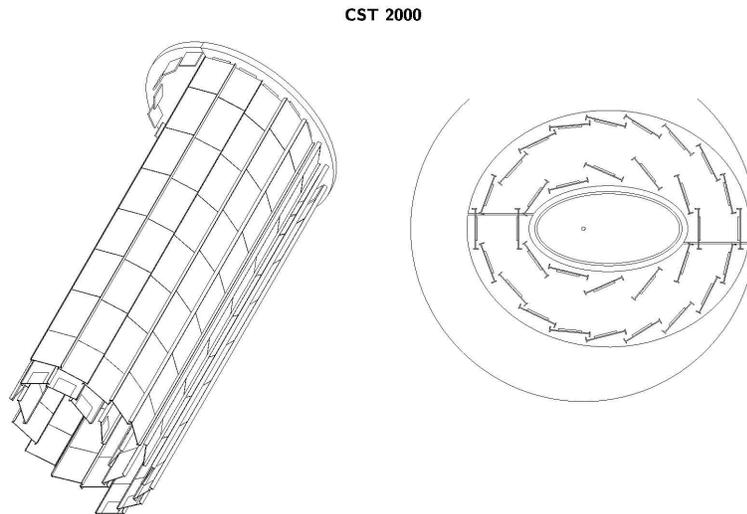


Figure 4.9: Coupe de la CST dans le plan transverse (à droite). Vue tridimensionnelle de la CST (à gauche)

Le détecteur à silicium CST

Le détecteur central à silicium CST (Central Silicon Tracker) est un détecteur à semiconducteur installé depuis 1997 dont le but est d'obtenir une mesure spatiale très précise des traces [24]. Il permet la reconstruction de vertex secondaires et l'étiquetage des mésons lourds contenant un quark b . Il s'agit du détecteur le plus proche du point d'interaction. Le CST a été adapté au nouveau tube faisceau en 2001 et couvre la région angulaire $30^\circ < \theta < 150^\circ$. Il est constitué de deux couches de détection. La couche interne comporte 12 plans de six capteurs en silicium mesurant $5,9 \times 3,4 \text{ cm}^2$ et la couche externe en comporte 20. Le matériau actif est une jonction p-n de semiconducteurs dopés. Les cellules sont composées de 640 bandes parallèles au faisceau du côté p pour mesurer la coordonnée ϕ et de 640 bandes perpendiculaires du côté n pour mesurer la coordonnée z . La résolution obtenue est de $22 \mu\text{m}$ en z et de $12 \mu\text{m}$ dans le plan $r-\phi$. La résolution sur la position z du vertex principal est de $0,09 \text{ cm}$ sans la CST et de $0,02 \text{ cm}$ avec la CST. L'épaisseur du détecteur est de $0,014 X_0$.

La chambre centrale proportionnelle CIP2k

La chambre interne proportionnelle CIP2k (Central Inner Proportional Chamber) est située entre la CST et la CJC1. La CIP2k a remplacé la CIZ et l'ancienne CIP. La CIP2k est une chambre proportionnelle multifils formée d'environ 8500 cellules de gaz réparties dans 5 couches cylindriques concentriques de rayon interne $r_{in} = 15 \text{ cm}$ et de rayon externe $r_{ex} = 20 \text{ cm}$. Elle est segmentée en 16 secteurs selon ϕ et chaque secteur compte 120 cellules le long de l'axe z . Les cellules mesurent environ 2 cm . La longueur totale est de $2,2 \text{ m}$. Le temps de réponse du détecteur est de l'ordre de 10 ns .

Des informations sur la position du vertex sont obtenues en remplissant un histogramme de 22

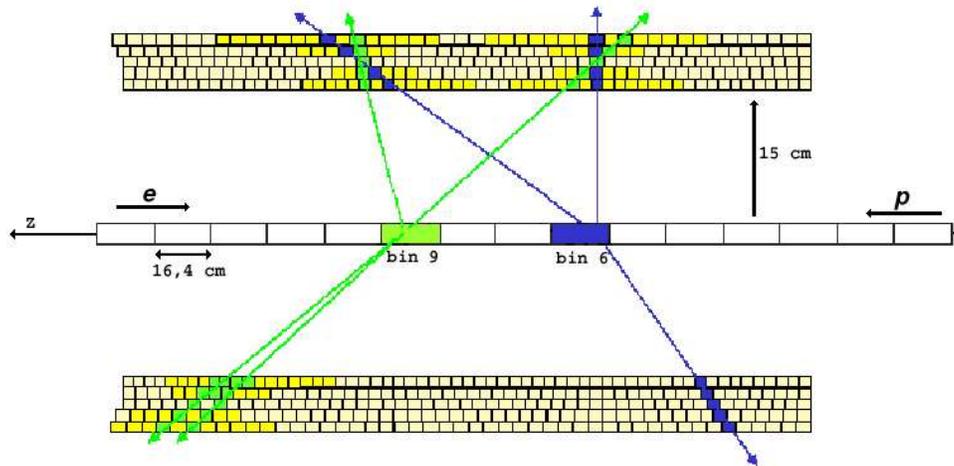


Figure 4.10: Schéma illustrant la recherche du vertex par la CIP2k.

bins le long de l'axe z à partir des traces reconstruites par la CIP2k (figure 4.10). Chaque bin mesure 16,4 cm. La CIP2k fournit une reconstruction de la position du vertex selon l'axe z et une information temporelle très précise (de l'ordre de 2 ns) au système de déclenchement pour identifier les événements de bruit de fond, dans lesquels beaucoup de traces ne proviennent pas de la région d'interaction nominale.

La chambre proportionnelle externe COP

La COP une chambre proportionnelle multifils d'épaisseur $0,18 X_0$ située entre la COZ et la CJC2. Elle a un rayon d'environ 50 cm. La COP est constituée de 288 cellules, repartis sur 18 secteurs en z et 16 dans le plan $r-\phi$. La COP était utilisée avec l'ancienne CIP pour déterminer la position du vertex selon l'axe z mais cette association n'est pas en mesure de rejeter efficacement le bruit avec les nouvelles conditions de fonctionnement de la machine. Cependant, elle est utilisée en complément de la CIP2k pour rejeter les traces avec une petite impulsion transverse.

Détecteurs de traces avant

Le détecteur de traces chargées avant FTD (Forward Tracking Detector) mesure les traces dans la région $5^\circ < \theta < 25^\circ$. C'est un détecteur qui a été profondément modifié entre HERA-I et HERA-II. Le détecteur pour HERA-I avait une efficacité d'identification de trace inférieure à 50% pour les événements à grande multiplicité ceci à cause d'un trop grand nombre d'ambiguïtés lors de la reconstruction des traces, problème aggravé par les interactions secondaires des particules. Il était constitué de chambres à dérive, de chambres proportionnelles et de détecteurs à rayonnement de transition (le rayonnement de transition étant émis par une particule traversant un milieu inhomogène et son intensité permet une identification entre électron et hadron pour des particules très relativistes). La version HERA-II montrée sur la figure 4.16 n'est plus constituée que de chambres à dérives. Il est constitué

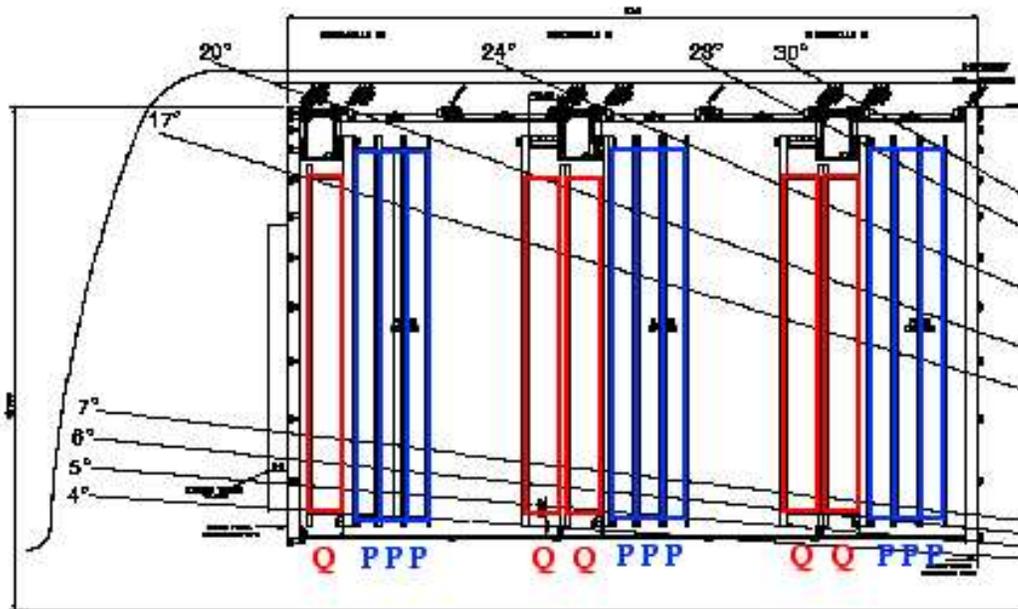


Figure 4.11: Schéma du détecteur de traces avant dans le plan transverse.

de trois parties similaires appelées supermodules. Les chambres proportionnelles (remplacées par des scintillateurs pour le déclenchement) et les détecteurs à rayonnement de transition ont été enlevés. Chaque module est constitué de trois chambres planaires P et de deux (voire une) nouvelles chambres planaires Q. Chaque groupe de trois chambres P a ses fils orientés à 0° , $+60^\circ$ et -60° et les chambres Q ont leurs fils orientés à $+30^\circ$ et $+90^\circ$. Un filtre de Kalman reconstruit les traces du FTD. Le détecteur de traces à silicium avant FST (Forward Silicon Tracker) est un détecteur à semiconducteur couvrant la région $8^\circ < \theta < 16^\circ$. Il a été gravement endommagé en 2004.

Détecteurs de trace chargées arrières

Dans la région arrière les traces (entre autres celle de l'électron diffusé) sont mesurées avec le détecteur de traces à l'arrière en silicium BST (Backward Silicon Tracker) et une chambre à dérive BDC (Backward Drift Chamber).

La BDC a remplacé la chambre proportionnelle arrière en 1995 afin d'améliorer la résolution sur la mesure de l'angle polaire de l'électron diffusé. Elle est installée entre les détecteurs de traces centraux et le SpaCal. Elle est composée de huit couches le long de l'axe z regroupées en quatre modules. Les modules contiennent deux plans de fils décalés l'un par rapport à l'autre selon la direction radiale. La distance entre les fils et la cathode mesure 0,5 cm pour les cellules internes et 1,5 cm pour les cellules externes. La séparation entre les cellules internes et les cellules externes se situent entre

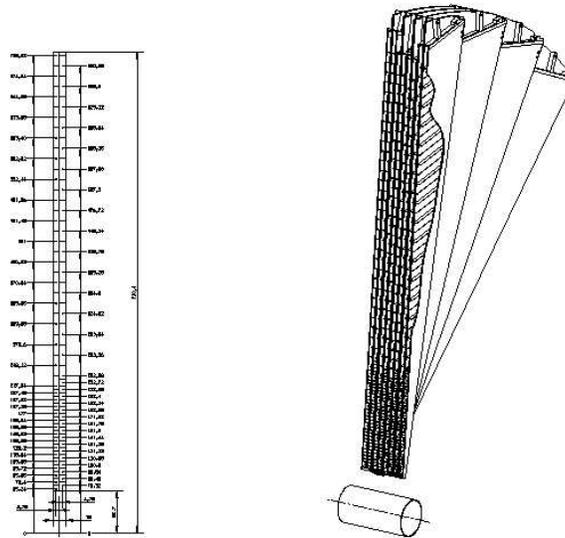


Figure 4.12: Coupe d'un module de la BDC dans le plan transverse (à gauche). Vue tridimensionnelle de la BDC (à droite).

21 et 25 cm. Une cellule spéciale avec un espace de dérive asymétrique en r sert de transition. La surface active des modules est divisée en quatre segments couvrant un angle de 45° en ϕ . Les quatre modules sont tournés d'un angle de $11,25^\circ$ les uns par rapport aux autres ce qui permet de mesurer la composante azimutale des traces alors que la composante radiale est mesurée grâce au temps de dérive.

Lors de son installation en 1995, le BST comportait quatre disques de 16 capteurs en silicium couvrant un angle de $22,5^\circ$ dans le plan azimutal et permettant de mesurer la position radiale (type r). En 1997, quatre disques supplémentaires ont été ajoutés plus près du point d'interaction. L'année suivante, huit disques supplémentaires ont été installés pour mesurer la position azimutale (type ϕ). Le BST a été remplacé lors du passage à la phase HERA II [24]. Le nouveau BST est composé de six disques équipés chacun de 12 capteurs de type r et de 12 capteurs de type ϕ dos à dos, les capteurs de type r faisant face au point d'interaction. La modification du tube à vide lors du passage à la phase HERA II ne permet d'installer que 12 capteurs de chaque type par disque ($3/4$ du plan azimutal) laissant quatre emplacements vides utilisés par le système de refroidissement. Le BST est également pourvu de quatre disques avec des 12 capteurs à damier utilisés par le système de déclenchement pour compléter la région qui n'est pas couverte par la CIP. Cette partie du BST sert à contrôler le taux de radiation dans le détecteur H1. La position des disques est donnée par le tableau 4.3 permet au BST de couvrir la région angulaire $163^\circ < \theta < 174^\circ$. Les disques ont un rayon interne de 59 mm et un rayon externe de 120 mm. La longueur totale du détecteur est de 103 cm dont seulement 27 cm sont occupés par le volume actif.

La combinaison de la BST et de la BDC permet d'obtenir une résolution sur l'angle polaire de

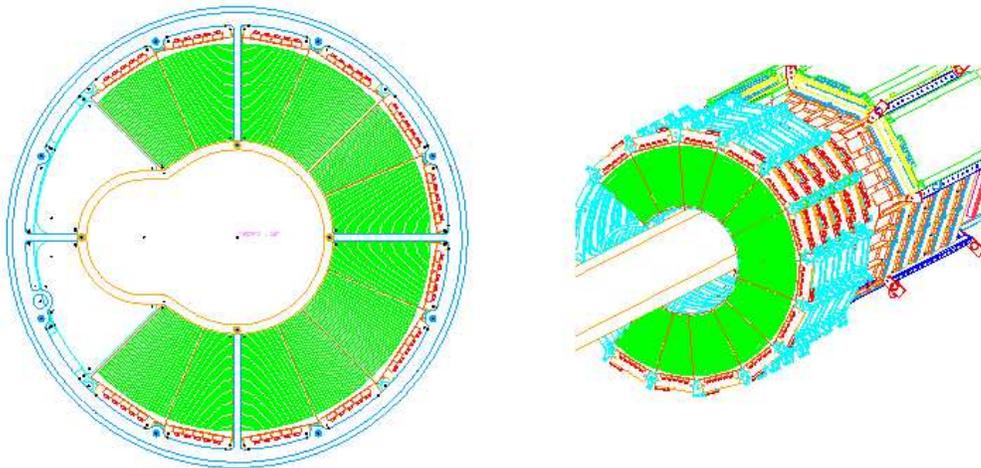


Figure 4.13: Coupe d'un disque de la BST équipé de capteurs de type r dans le plan transverse (à gauche). Vue tridimensionnelle de la BST (à droite).

l'électron de l'ordre de $\Delta\theta \sim 0,5$ mrad.

4.2.2 La calorimétrie

Le rôle de la calorimétrie est de mesurer l'énergie d'une particule par absorption totale ou partielle de son énergie dans un milieu détecteur [23]. La calorimétrie tient un rôle important dans la plupart des analyses de physique, tant du point de vue de la mesure de l'énergie des particules individuelles et de leur identification que du point de vue de la mesure du flot d'énergie total à travers le détecteur. Dans un tel détecteur, une particule, dont on souhaite mesurer l'énergie totale, est à l'origine d'une cascade (ou gerbe) électromagnétique ou hadronique qui doit être entièrement contenue dans le volume du calorimètre. Il existe des calorimètres homogènes, dont le volume est entièrement constitué par un matériau détecteur actif (scintillateur, verre ou plomb) et d'autres, hétérogènes, où des couches inertes alternent avec des couches de détecteurs mesurant une collection d'échantillons prélevés le long de la gerbe. Cette mesure par échantillonnage (sampling) permet de grosses économies, les matériaux détecteurs étant, à pouvoir d'arrêt égal, beaucoup plus coûteux que de simples écrans. Les couches de détecteurs peuvent par ailleurs, plus aisément qu'un volume, être subdivisées en éléments sensibles indépendants ; ainsi, à la fonction de mesure de l'énergie totale, s'ajoute aussi celle de localisation.

La perte d'énergie d'un électron ou d'un photon pénétrant dans un milieu fait intervenir plusieurs mécanismes dépendant de l'énergie de la particule incidente et du milieu traversé. L'interaction des particules électromagnétiques avec la matière est caractérisée par une longueur de radiation, X_0 , qui est la distance moyenne pour laquelle une particule perd $1/e$ de son énergie initiale. Le plomb, l'absorbeur électromagnétique le plus commun, a une longueur de radiation de 0,56 centimètres. Pour une énergie supérieure à 100 MeV, la perte d'énergie se fait par interaction avec le champ électrique

Position des disques le long de l'axe (mm)	Type de capteur
384,2	$r - \phi$
421,2	$r - \phi$
461,2	$r - \phi$
477,2	damier
504,2	$r - \phi$
520,2	damier
551,2	$r - \phi$
568,2	damier
604,2	$r - \phi$
620,2	damier

Table 4.3: Position des disques de la BST

du noyau - Bremsstrahlung pour les électrons et création de paires pour les photons - donnant naissance à une cascade de particules. Cette cascade s'arrête lorsque le processus d'ionisation devient dominant. Cette transition a lieu à l'énergie critique du milieu, donnée par la formule approchée :

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24}$$

où Z est le numéro atomique du noyau du matériau traversé.

Les hadrons interagissent avec les noyaux des atomes de l'absorbeur de façon élastique et inélastique pour donner des hadrons secondaires, et (comme dans le cas électromagnétique) une gerbe des particules secondaires se développe. Le développement d'une gerbe hadronique est caractérisé par la longueur d'interaction λ_i qui correspond au libre parcours moyen d'un hadron. λ_i est en général beaucoup plus grande que X_0 . Pour le béton et l'acier, $\lambda_i \sim 17$ centimètres, pour le calorimètre hadronique de H1, $\lambda_i \sim 21$ cm. Le développement d'une gerbe hadronique s'arrête lorsque les hadrons secondaires ont une énergie suffisamment basse pour être arrêtés par ionisation ou capture nucléaire. Les gerbes hadroniques sont beaucoup plus étendues que les gerbes électromagnétiques. L'extension latérale et longitudinale d'une gerbe hadronique étant toujours plus grande que pour une gerbe électromagnétique, la différenciation des dépôts électromagnétiques et hadroniques est possible. H1 est constitué de plusieurs calorimètres permettant d'assurer une bonne herméticité : le calorimètre à argon liquide (LAr), le calorimètre arrière (SpaCal), le bouchon avant (PLUG), le calorimètre de fin de gerbes (Tail Catcher)

Le calorimètre à argon liquide (LAr)

Le LAr est le principal de calorimètre de H1. Il recouvre tout le plan azimutal, et la région $4^\circ < \theta < 153^\circ$ du plan longitudinal. L'argon liquide bénéficie d'une grande inertie chimique qui permet d'obtenir une réponse stable dans le temps. Les variations de pureté de l'argon sur un an sont inférieures

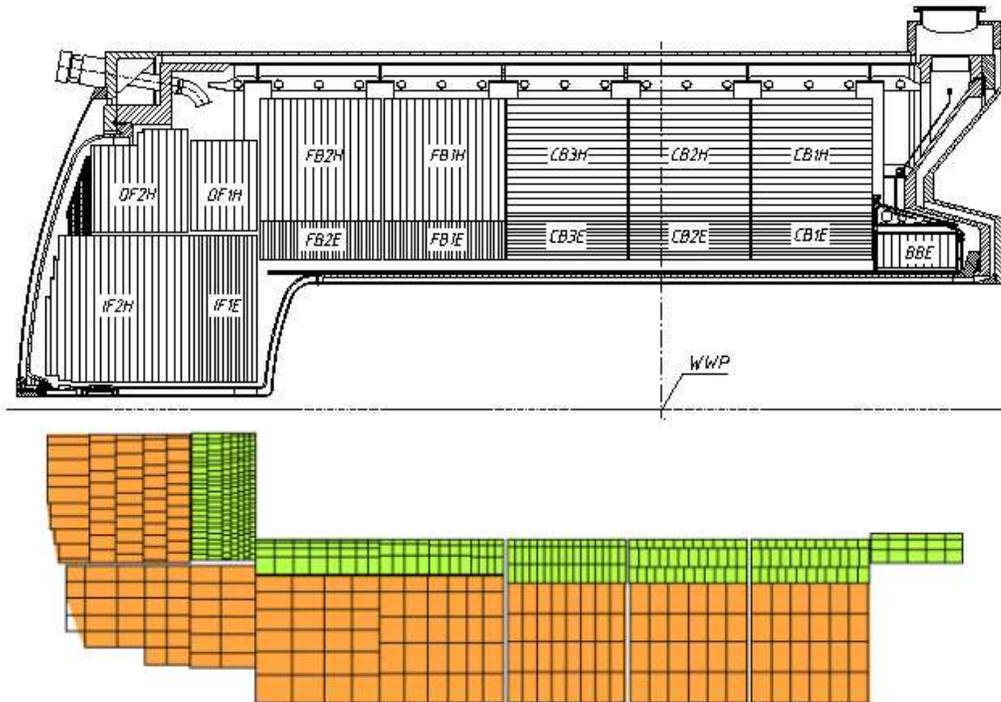


Figure 4.14: Coupe longitudinale du calorimètre à argon liquide. La partie supérieure montre la structure en roues avec l'orientation des plaques d'absorbeurs. La partie inférieure montre la structure en cellules.

à 1%. Pour limiter la quantité de zones mortes dans la zone le séparant du point d'interaction, il est positionné à l'intérieur de la bobine supraconductrice. Le calorimètre à argon liquide comporte deux parties, une électromagnétique servant à mesurer l'énergie des électrons et des photons, une hadronique pour la mesure des énergies des autres particules (essentiellement de hadrons). La figure 4.14 montre une coupe longitudinale du calorimètre. Il est constitué, le long de l'axe z , de 8 roues (BBE, CB1, CB2, CB3, FB1, FB2, IF1/OF1, IF2/OF2), chacune segmentée en 8 octants identiques en ϕ , sauf les 2 roues avant (IF/OF) qui sont assemblées en deux parties. La première roue avant (IF2/OF2) est totalement hadronique alors que la dernière roue arrière est uniquement électromagnétique (BBE). Chaque octant est divisé en cellules (45000 au total, environ 30000 pour la partie électromagnétique et 15000 pour le partie hadronique), leur nombre et leur structure diffèrent selon leur position dans le calorimètre. Les cellules sont regroupées en couches de cellules. La section électromagnétique comporte 3 à 4 couches de cellules et celle hadronique en comporte 4 à 6 (figure 4.16). Elles sont plus nombreuses dans la partie avant. Cette construction permet d'étudier le développement des gerbes. La structure des cellules est détaillée dans le paragraphe suivant. Cette géométrie laisse des espaces libres ou trous appelés *cracks* constituant autant de zones mortes pour la détection. Néanmoins, les cracks en ϕ ne pointent pas vers le point d'interaction comme le montre la figure 4.15 ce qui permet qu'une particule diffusée dans un de ces cracks soit détectée au moins partiellement par les modules voisins.

En terme de développement longitudinal, la longueur de la section électromagnétique varie entre 20 et 30 X_0 (ce qui correspond à 1 et 1,4 λ_I). L'épaisseur totale du calorimètre varie entre 5 λ_I (région centrale) et 9 λ_I (région avant).

Avant d'être installés, le calorimètre a été testé au CERN avec des électrons de 5 à 166 GeV. Ces tests ont montré une réponse linéaire à $\pm 1\%$ et que la résolution en énergie pour des électrons est $\sigma_E/E \simeq 12\%/\sqrt{E}$ avec un terme constant inférieur au %. Il a également été testé avec des pions de 3,7 à 205 GeV. Le LAr est un calorimètre non compensé, ce qui signifie que sa réponse est différente selon la nature de la particule qui y pénètre. En moyenne, la charge collectée pour un hadron 30% inférieure à celle collectée pour une particule électromagnétique de même énergie. Cette différence est corrigée à la reconstruction par une repondération des énergies associées aux dépôts hadroniques. Après ce traitement, la résolution en énergie hadronique est $\sigma_E/E \simeq 50\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$.

Structure des cellules électromagnétiques

Chaque cellule électromagnétique est composée de deux plaques de plomb de 2.4 mm qui jouent le rôle d'absorbeur. Ces deux plaques sont séparées par une couche d'argon liquide de 2.35 mm d'épaisseur. Sur chaque face de l'absorbeur sont collés des panneaux de circuits imprimés en G10 - un composé de fibre de verre et d'époxy - qui accueillent les modules de lectures en cuivre (les "pads"). Le champ électrique de 500 V/mm est généré par des plans de haute tension - couche de peinture hautement résistive (HRC pour High Resistive Coating) - auxquels on applique une tension de 1500 V. Le temps de collection des électrons est relativement long (~ 500 ns), soit environ 5 croisements consécutifs des faisceaux. Le schéma d'une telle cellule est présenté sur la figure 4.16

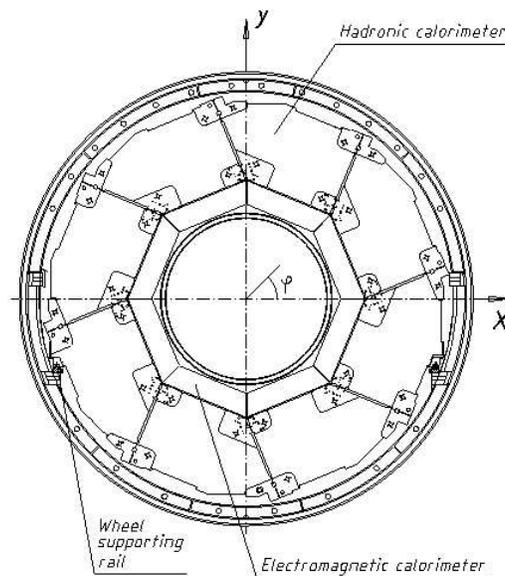


Figure 4.15: Coupe transverse du calorimètre à argon liquide. La roue est divisée en huit octants.

(en haut). Les modules de lecture sont plus petits vers l'avant du détecteur de manière à obtenir une segmentation plus fine de la réponse du détecteur dans cette région qui est très sollicitée étant donnée l'asymétrie des collisions. Ainsi les "pads" ont des dimensions allant de $8 \times 8 \text{ cm}^2$ dans la partie centrale à environ $4 \times 4 \text{ cm}^2$ dans la partie avant. Chaque module de lecture ne constitue pas à proprement parler une cellule. En effet, on appelle "cellule" la réunion électrique de plusieurs de ces modules. A chaque cellule ainsi définie correspond un canal électronique.

Structure des cellules hadroniques

La figure 4.16 (en bas) représente le schéma d'une cellule hadronique. Ces cellules sont composées de deux couches d'argon liquide de 2.3 mm d'épaisseur séparées par un panneau de G10 sur lequel sont imprimés les modules de lecture, de deux plans de hautes tensions entourant le milieu actif, portés par des plaques d'acier de 1.5 mm, et de deux plaques d'acier de 16 mm jouant le rôle d'absorbeur. L'acier a été préféré dans ce cas au plomb, d'une part du fait des valeurs des sections efficaces hadron-Fe favorables au développement des gerbes hadroniques et d'autre part, du fait des contraintes mécaniques plus importantes dues à la taille des cellules hadroniques. Elles sont en effet 2 à 4 fois plus grandes que les cellules électromagnétiques. Les modules élémentaires sont réunis en cellules de lecture correspondant chacune à une voie électronique.

Le SpaCal (Spaghetti Calorimeter)

Le calorimètre plomb-fibres scintillantes SpaCal (Spaghetti Calorimeter) permet de réaliser des mesures calorimétriques dans la région arrière en couvrant le domaine $153^\circ \leq \theta \leq 174^\circ$. Il a été

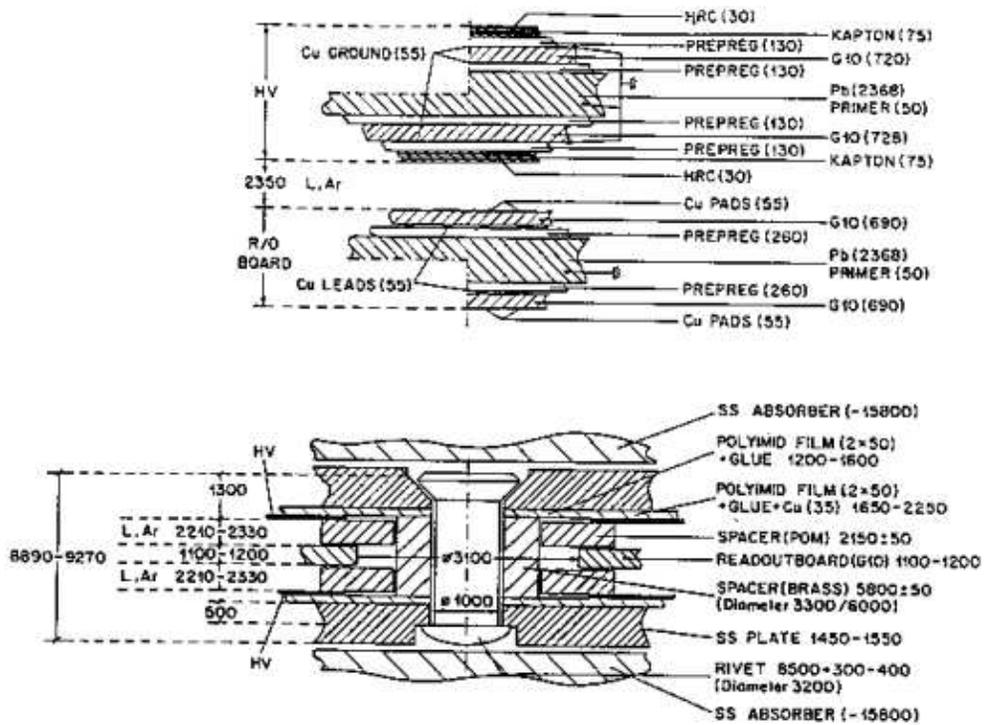


Figure 4.16: Schéma d'une cellule de la partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide (en haut) et d'une cellule de la partie hadronique (en bas).

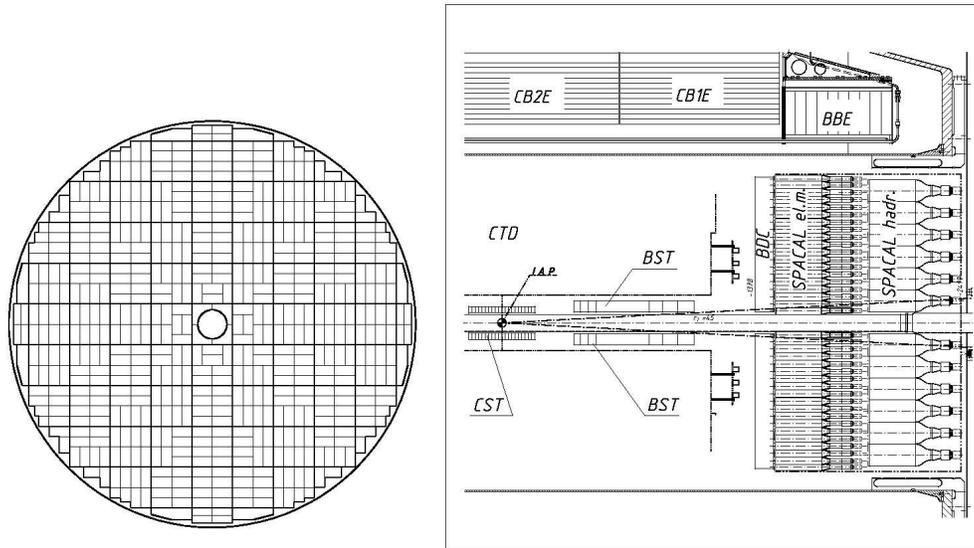


Figure 4.17: Schéma représentant la disposition des modules de la partie électromagnétique du SpaCal (à gauche). Vue de la partie arrière du détecteur H1 montrant le calorimètre SpaCal (à droite).

installé en 1995 en remplacement du calorimètre plomb-scintillateur BEMC (Backward ElectroMagnetic Calorimeter) et du système de mesure de temps de vol (ToF) utilisé pour rejeter les événements de bruit de fond provenant des interactions du faisceau de proton avec le tube à vide et le gaz résiduel. La figure 4.17 en montre une coupe longitudinale.

C'est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu actif est formé de fibres optiques scintillantes et la partie absorbante de plomb. Il est constitué d'une roue électromagnétique d'épaisseur $28 X_0$ et d'une roue hadronique d'épaisseur $2 \lambda_I$ situées respectivement à $z = -150$ cm et $z = -200$ cm du point d'interaction nominal. Chaque roue a un diamètre de 160 cm.

La section électromagnétique est composée de 1192 cellules de $4,05 \times 4,05$ cm² de surface et de 25 cm de profondeur. Les cellules sont regroupées par deux en modules composés de 52 plaques de plomb rainurées dans le sens de la longueur pour accueillir 90 fibres scintillantes de 0,5 mm de diamètre. La figure 4.18 montre la structure des plaques de plomb utilisées. Les fibres de chaque cellules sont regroupées et reliées à un photomultiplicateur. La partie centrale de la section électromagnétique contient 12 cellules dont la forme est adaptée à celle du tube à vide. Ces cellules entourent quatre canaux formant un cylindre qui sert de veto pour la perte d'énergie dans le tube. La section hadronique possède 128 cellules. Ces cellules sont plus grande, leur surface mesure 12×12 cm² et les fibres mesure 1 mm de diamètre. Elles sont situées derrière les photomultiplicateurs de lecture de la partie électromagnétique. Lors du passage à la phase HERA II, l'installation de l'aimant GG a nécessité la suppression de cellules proches du tube à vide réduisant son acceptance angulaire de $177,5^\circ$ à 174° .

La granularité de la section électromagnétique permet d'obtenir une résolution spatiale de

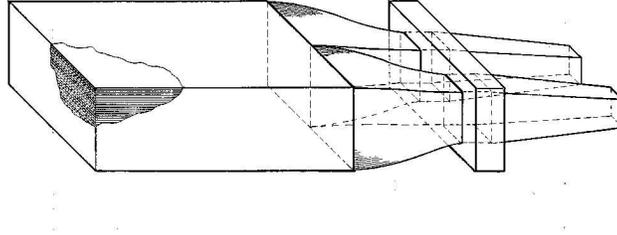


Figure 4.18: Schéma d'un module de la partie électromagnétique du SpaCal

quelques millimètres pour les électrons. La résolution en énergie est de :

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

pour la partie électromagnétique et de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 4\%$$

pour la partie hadronique. Plusieurs méthodes de calibration, utilisant les muons cosmiques, le pic cinématique, les π_0 , les électrons et photons des événements de Compton QED, permettent le contrôle de l'échelle d'énergie électromagnétique à 1% près.

La réponse temporelle du SpaCal étant très courte (inférieure à la nanoseconde), le calorimètre est utilisé pour la mesure du temps de vol alors qu'il y avait un système séparé (et beaucoup moins performant) avec le BEMC.

Bouchon avant (PLUG)

Suite à l'installation de l'aimant GO, le bouchon calorimétrique de HERA I (PLUG) a été remplacé par le PLUG2k. Il est composé de deux parties constituées de 4 plans de scintillation chacune mesurant au total de 4 centimètres d'épaisseur. Un plan de scintillation comprend 2 couches sensibles contenant 8 tuiles de scintillateur plastique. Le PLUG2k est représenté sur la figure 4.19. Les tuiles d'une couche sont regroupées par deux. Toutes les paires consécutives le long du PLUG sont lues par le même photomultiplicateur. Le PLUG2k possède donc huit voies en ϕ et couvre la région $1,9^\circ \leq \theta \leq 3,2^\circ$.

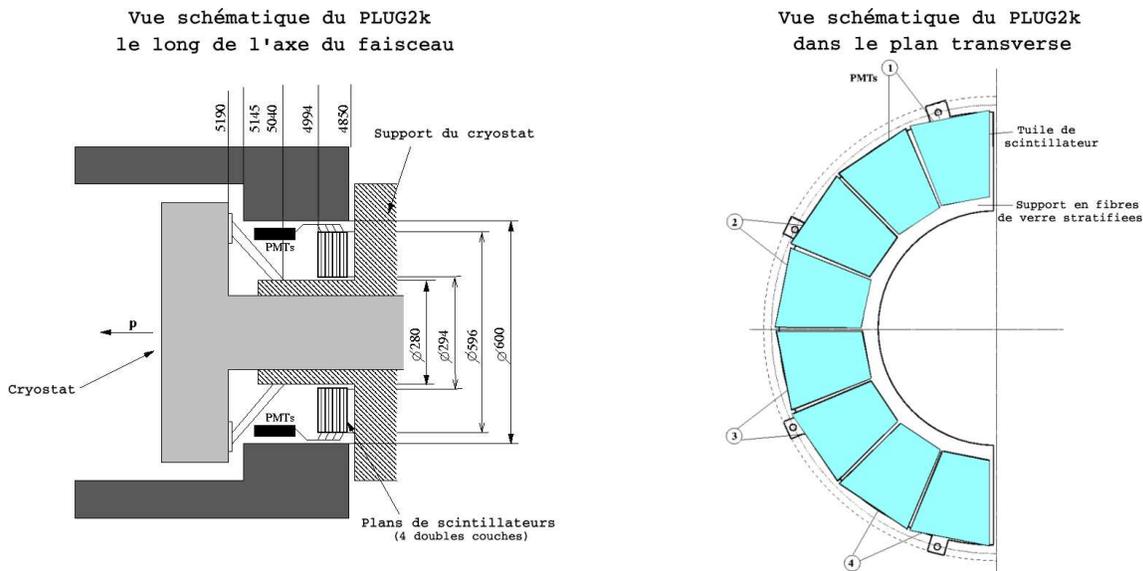


Figure 4.19: Coupe longitudinale du PLUG2k (à gauche). Coupe transverse de la moitié du PLUG2k (à droite).

En plus de la mesure d'énergie, le PLUG2k est utilisé par le système de temps de vol. Les informations temporelles sont obtenues grâce à 4 photomultiplicateurs supplémentaires collectant la lumière de 4 tuiles voisines.

Le calorimètre de fin de gerbe (Tail Catcher)

Il est destiné à détecter les fuites de gerbes hadroniques au-delà du calorimètre à argon liquide. Il fait partie intégrante du fer instrumenté et sera décrit dans le paragraphe suivant qui concerne les détecteurs à muons. Ce calorimètre a une résolution de $100\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ et une précision sur la mesure, déterminée à partir des muons cosmiques, d'approximativement de 35%.

4.2.3 Les systèmes de détection des muons

Le détecteur central de muons (CMD) : le fer instrumenté

Le fer instrumenté permet de détecter les muons ainsi que les fins de gerbes hadroniques (Tail Catcher) dans la région $4^\circ \leq \theta \leq 172^\circ$. Il assure également le retour des lignes de champ magnétique. Il a une structure octogonale dont chaque octant est constitué de 10 plaques d'acier de 7.5 cm d'épaisseur équipées de 16 plans de tubes à décharge (streamer). Cinq plans sont composés de plaques d'électrodes orientées dans la direction transverse (strips) : 2 à l'avant, 1 au milieu et 2 à l'arrière du fer instrumenté. Les éléments du système du déclenchement dépendant du détecteur central à muons cherche des segments de traces dans le fer en utilisant la coïncidence entre ces cinq plans. Un signal est requis dans au moins trois des cinq plans pour toutes les régions, excepté le bouchon avant dans

lequel le flux de particules est très grand. Dans cette région, quatre plans doivent être en coïncidence. Les 11 autres plans sont équipés de blocs d'électrodes (pads).

Ce système de détection permet de reconstruire les impulsions des muons entre 1,5 GeV et 170 GeV avec une très bonne efficacité. La précision sur la coordonnées perpendiculaire aux fils est de l'ordre de 3 à 4 mm. Dans la région centrale, les fils sont orientés le long de l'axe z afin d'obtenir une bonne mesure de l'angle ϕ et une précision sur la mesure d'impulsion de l'ordre de 30%. A l'avant et à l'arrière, ils sont orientés perpendiculairement au faisceau dans le plan transverse pour améliorer la mesure de l'angle polaire. Le nombre moyen de fils touchés dans les détecteurs de traces est de 13 et le nombre de coups obtenus au niveau du fer instrumenté varie entre 5 et 15 ce qui permet de reconstruire avec précision la trajectoire des muons.

Le spectromètre à muons (FMD)

Le but du spectromètre à muons est de mesurer les muons de haute énergie émis vers l'avant entre 3 et 17 degrés. Le détecteur est formé d'un aimant toroïdal entouré de six plans de chambres à dérive mesurant entre 4 et 6 m de diamètre. Quatre plans mesurent essentiellement l'angle polaire et donc l'impulsion du muon traversant le détecteur alors que les deux autres plan mesurent l'angle azimutal. Chaque plan est composé d'une double couche de chambres à dérive décalées entre elles afin d'éliminer les ambiguïtés de reconstruction. Il y a au total 1520 cellules à dérive. La précision spatiale de ces cellules dans la direction de dérive est d'environ 250 μm .

L'aimant mesure 1,2 m d'épaisseur, son rayon interne mesure 0,65 m et son rayon externe mesure 2,9 m. Le champ varie de 1,75 T au niveau du rayon interne jusqu'à 1,5 T au niveau du rayon externe. Le champ courbe la trace des muons pour permettre la mesure de leur impulsion indépendamment des détecteurs des traces. Ce détecteur est capable de mesurer les impulsions des muons entre 5 GeV et 200 GeV. La résolution sur la mesure de l'impulsion est 24% à 5 GeV et se détériore lentement quand l'impulsion augmente (36% à 200 GeV). Les muons ayant une impulsion inférieure à 5 GeV sont mesurés dans le détecteur de traces à l'avant dont nous avons déjà parlé.

4.2.4 Le système de mesure de temps de vol (ToF)

Le système de mesure de temps de vol est composé de sept détecteurs à scintillation couplés à des photomultiplicateurs ayant une précision temporelle de l'ordre de 2 ns. Les détecteurs du système de mesure de temps de vol sont situés à différentes positions dans le détecteur H1 comme indiqué sur la figure 4.20.

- Le PLUG2k (PToF) : Le PLUG2k a été présenté dans un paragraphe précédent. Il permet de marquer les dépôts d'énergie avec une bonne résolution temporelle.
- Le détecteur de mesure de temps de vol avant interne (FIT) : Il est installé juste avant le détecteur de traces à l'avant. Il est utilisé par le système de déclenchement pour rejeter les événements de bruit de fond induits par le faisceau de protons en comparant la position temporelle de l'évènement avec l'horloge de HERA. Ce détecteur fournit également une mesure

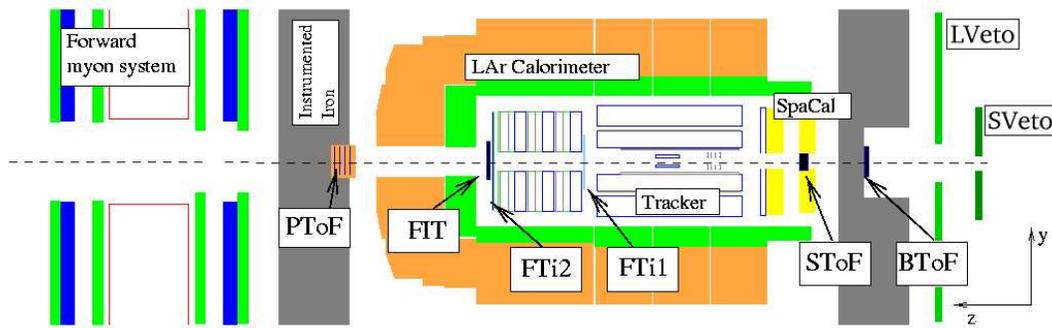


Figure 4.20: Emplacements des différents sous-détecteurs utilisés par le système de mesure du temps de vol.

du profil des paquets de protons (voir chapitre 3).

- Les détecteurs de mesure de temps de vol avant interne 1 et 2 (FT_{i1} et FT_{i2}) : Ils entourent le détecteur de traces à l'avant. Ils sont composés d'un plan de scintillateur divisé en deux anneaux de huit segments. Ils sont utilisés par le système de déclenchement pour la reconstruction du vertex et pour rejeter le bruit de fond. Leur granularité correspond à la granularité du système de déclenchement du calorimètre à argon liquide.
- Le SpaCal (SToF) : La réorganisation des aimants de l'accélérateur lors du passage à la phase HERA II a nécessité la modification de la partie centrale du SpaCal et des cellules du calorimètre ont dû être supprimées. Les espaces restés vides ont été remplis avec des scintillateurs.
- Le détecteur de mesure de temps de vol arrière (BToF) : Il est composé de deux plans de scintillateurs divisés en quatre segments chacun. Le SToF et le BToF sont utilisés pour rejeter le bruit de fond produit par le faisceau de protons en amont du détecteur.
- Le grand mur-veto (LVeto) et le petit mur-veto (SVeto) : Les murs veto sont constitués de 2 plans de scintillateurs installés à $z = -6,4$ m et $z = -8,1$ m. Le petit couvre une surface de 100×90 cm² avec une résolution de 3 ns et le grand couvre une surface de 5×4 m² pour une résolution de 8 ns. Ces deux sous-systèmes donnent la différence de temps entre le bruit du paquet de protons traversant le détecteur et les événements produits lors des collisions avec le faisceau d'électrons.

4.3 Acquisition et traitement des données

4.3.1 Le système de déclenchement

Le but du système de déclenchement est de sélectionner, parmi le flot des signaux enregistrés par les sous-détecteurs, les événements qui proviennent d'une interaction électron-proton. Il doit aussi rejeter le bruit de fond constitué par les muons cosmiques, les interactions des protons avec le gaz résiduel et les parois du tube à vide et enfin discriminer les différents types d'événements physiques.

La variété des processus physiques rencontrés lors de collisions e-p couvre un large intervalle

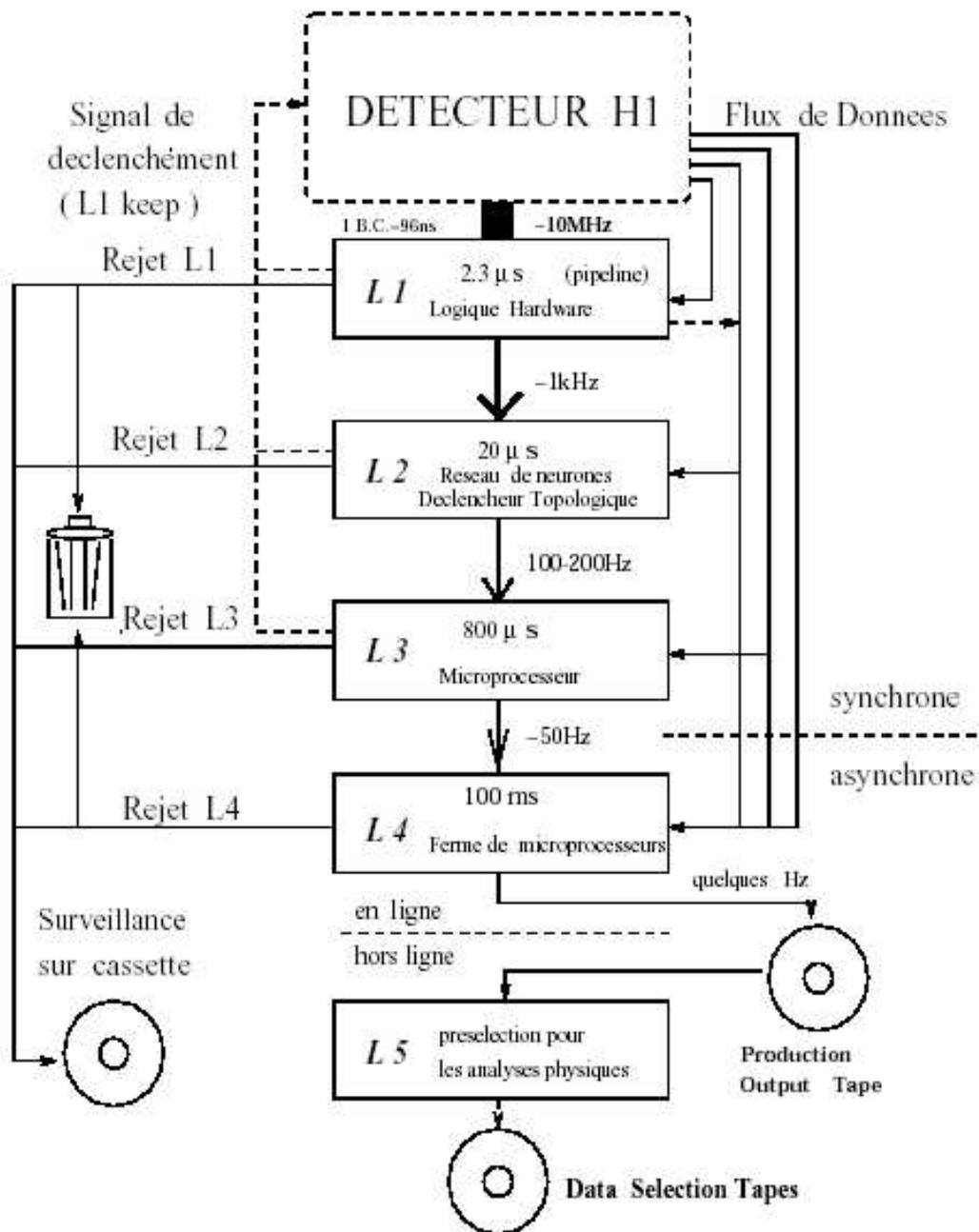


Figure 4.21: Structure du système de déclenchement de H1.

Evènement	Taux
Interaction proton-gaz	50 kHz
Muon cosmique	700 Hz
Photoproduction	1000 Hz
$c\bar{c}$ total	15 Hz
DIS NC bas Q^2	2,2 Hz
DIS NC grand Q^2	1,4 min ⁻¹
DIS CC $pt > 25$ GeV	3 h ⁻¹
Production de W	0,5 jour ⁻¹

Table 4.4: Taux d'évènements pour une luminosité de $1,5 \times 10^{31} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$

de sections efficaces et de taux de production. Il est intéressant de noter qu'une interaction à grand Q^2 a un taux de un événement par minute alors que celui des muons cosmiques est de 700 par seconde et celui du bruit de fond faisceau-gaz et faisceau-tube est de 50000 par seconde. Les taux d'évènements de différents processus sont présentés dans le tableau 4.4. La fréquence des évènements de bruit de fond étant de 50 kHz, il n'est pas possible d'enregistrer tous les évènements car l'écriture sur bande ne se fait qu'à une fréquence de 10 Hz. De plus, l'intervalle de 96 ns entre deux croisements de faisceaux est très court comparé aux temps de réponse de la plupart des sous-détecteurs. Par exemple, le temps de dérive des CJC est de l'ordre de $1 \mu\text{s}$ et le temps de réponse des préamplificateurs du calorimètre à argon liquide est d'environ $1,5 \mu\text{s}$. Les ordres de grandeur des différentes échelles de temps mises en jeu sont présentés dans le tableau 4.5. Il est donc nécessaire d'avoir un système de décision rapide et permettant de minimiser le temps mort pendant lequel le système ne peut pas enregistrer de nouvel évènement ($\simeq 10\%$ pour H1), par exemple pendant la lecture d'un sous-système. Pour cette raison, le système de déclenchement est composé de différents niveaux. A chaque niveau, le système de déclenchement étudie une reconstruction plus précise des évènements ce qui nécessite plus de temps. La structure du système de déclenchement est représentée sur la figure 4.21.

Le système de déclenchement sert également à pondérer certains évènements provenant des collisions e-p dont la section efficace, et donc le taux de production, est trop grande pour envisager de tous les enregistrer (comme les évènements de photoproduction). Seul un évènement sur n est réellement enregistré et un facteur de pondération (n) est appliqué à l'évènement. Les facteurs de pondération des différentes classes d'évènements peuvent être modifiés au cours des prises de données. On peut ainsi définir des priorités ou adapter le détecteur aux conditions de fonctionnement de HERA.

Le système du déclenchement de H1 est divisé en cinq niveaux de déclenchement. Le premier et le second niveau (L1 et L2) sont synchrones avec l'horloge de HERA (10,4 MHz). Le premier niveau donne une décision de déclenchement pour chaque croisement de paquets sans temps mort et il rejette la plupart des évènements de bruit de fond. La plupart des sous-détecteurs de H1 fournissent

Evènement	Temps
Largeur d'un paquet de protons	1,4 ns
Distance du premier paquet satellite	5 ns
Temps de vol depuis le ToF arrière	6 ns
Temps de vol depuis le système à muons central	20 ns
Intervalle entre deux croisements de faisceaux	96 ns
Temps de dérive maximum dans les CJC	1 μ s
Temps de réponse de l'électronique du LAr	1,5 μ s
Temps de réponse pour le premier niveau de déclenchement	2,3 μ s

Table 4.5: Echelles de temps mises en jeu pour HERA et H1

des informations au niveau L1. La lecture des informations complètes des différents sous détecteurs commence après le niveau L2. La lecture peut être interrompue si le niveau L3 rejette l'événement. Les trois premiers niveaux de déclenchement doivent réduire le taux d'événement à un maximum de 50 Hz, qui est le taux maximum d'entrée pour les niveaux L4/L5.

Le premier niveau de déclenchement

Le premier niveau donne une décision de déclenchement de déclenchement pour chaque croisement de paquets. Comme il n'est pas possible d'obtenir une décision de déclenchement en moins de 96 ns et pour éviter les temps morts, les données des sous-détecteurs sont stockées temporairement dans une mémoire tampon qui peut être vue comme un tuyau (pipeline). Ce tuyau a une profondeur de 2,3 μ s qui fixe le temps maximal disponible pour les décisions de déclenchement. A chaque croisement de faisceaux, presque tous les sous-détecteurs de H1 envoient des informations codées sur 8 bits, appelées éléments de déclenchement, au système de déclenchement central (Central Trigger Control). Celui-ci combine jusqu'à 256 éléments de déclenchement (trigger element ou TE) en 128 sous-déclencheurs (subtrigger ou ST). Lorsqu'au moins un des sous déclencheur est vrai, le flux du tuyau est arrêté et les calculs pour le déclenchement du niveau 2 commencent. Dans le cas contraire, l'évènement est perdu à la fin du tuyau.

Le deuxième niveau de déclenchement

La décision du niveau L1 est validée par le deuxième niveau de déclenchement. Le niveau L2 se compose de deux systèmes indépendants : le déclencheur topologique (Level 2 Topological Trigger ou L2TT) : et un réseau de neurone (Level 2 Neural Network ou L2NN). Le temps de décision du niveau L2 est de 20 μ s pendant lequel le détecteur n'est pas capable d'enregistrer de nouveaux.

- Le réseau de neurones (L2NN) : il exploite les corrélations multidimensionnelles des quantités de déclenchement délivrées par les sous-détecteurs afin de rejeter le bruit avec plus

d'efficacité que les analyses unidimensionnelles. Il a l'avantage d'être très rapide car il effectue les calculs en parallèle. Les réseaux de neurones doivent être entraînés régulièrement pour s'adapter aux conditions de bruit de fond.

- Le déclencheur topologique (L2TT) : il analyse les événements en projetant les informations de déclenchement des sous-détecteurs dans une matrice 16×16 représentant l'espace dans le plan (η, ϕ) . Il dresse ainsi une "carte" des événements, indiquant la distribution des dépôts d'énergie calorimétriques, des positions des traces et des signaux provenant des détecteurs à muons. Il peut ainsi classer les événements en fonction de leur ressemblance aux bruits de fond, et les rejeter en conséquence.

Si le L2TT ou le L2NN accepte un événement, les informations de l'évènement sont lues entièrement ce qui donne lieu à un temps mort de 1,5 ms.

Le troisième niveau de déclenchement

Le troisième niveau de déclenchement utilise des algorithmes fonctionnant sur des microprocesseurs RISC pour affiner la décision du niveau L2. Il arrête la lecture des informations des sous-détecteurs si l'évènement est rejeté. Le nouveau déclencheur à trace rapide (Fast Track Trigger ou FTT) utilise les microprocesseurs du niveau L3 pour reconstruire des traces, chercher des résonances et des jets. Il est capable de détecter différentes structures ou topologies en $50 \mu\text{s}$.

Le niveau L4/L5

Pour le quatrième niveau de déclenchement, la totalité des informations du détecteur est transférée à une ferme de processeurs qui procède à leur reconstruction en 100 ms. Le niveau L4 permet ainsi une sélection plus fine que les niveaux précédents. On a par exemple accès au vertex de la collision ainsi qu'aux énergies déposées dans les calorimètres. Les événements sont présélectionnés en fonction du processus physique auquel ils semblent correspondre afin de faciliter le traitement des données. Une fraction des événements qui sont rejetés par les niveaux L4 et L5 ($\simeq 1\%$) sont conservés afin de vérifier les efficacités de ces niveaux de déclenchement.

Les éléments de déclenchement du calorimètre LAr

Les événements de diffusion Compton à grand Q^2 sont caractérisés par un dépôt d'énergie détecté dans le calorimètre LAr. Nous allons par conséquent utiliser les éléments de déclenchement de ce calorimètre.

Afin de construire ces éléments, les signaux provenant du calorimètre sont amplifiés séparément de la branche d'acquisition et regroupés en cellules de déclenchement (somme analogique de 16 pads dans la section électromagnétique et 4 dans la section hadronique). Les signaux des cellules hadroniques sont amplifiés par un facteur 2 par rapport aux signaux des cellules électromagnétiques, ce qui en moyenne permet de les ramener à une même échelle d'énergie. Ces cellules sont à leur

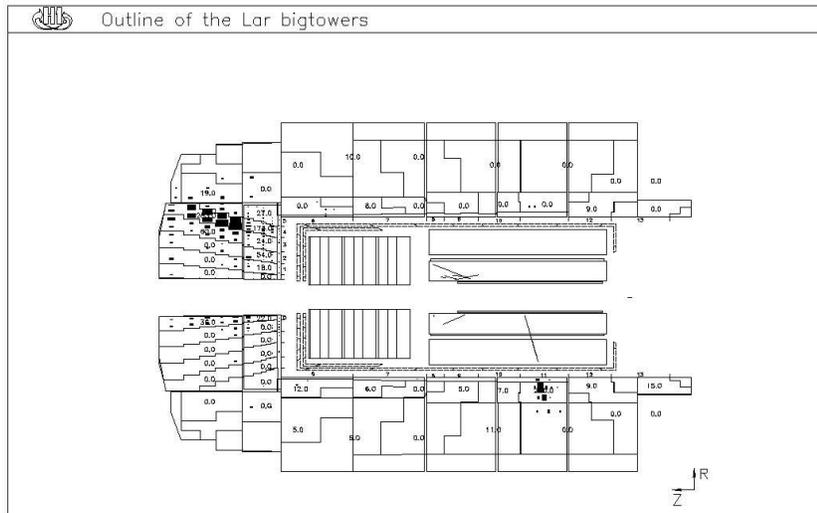


Figure 4.22: *Le grandes tours de déclenchement du calorimètre à argon liquide.*

tour sommées (4 cellules de type électromagnétique et 6 de type hadronique) et mises en forme pour constituer des tours de déclenchement. Celles-ci pointent approximativement vers le vertex et divisent le calorimètre en 23 intervalles en θ et jusqu'à 32 en ϕ . Selon la région en θ , une, deux ou quatre tours de déclenchement sont regroupées pour former les grandes tours (240 au total). La figure 4.22 montre que la granularité la plus fine est obtenue à l'avant. Finalement, les signaux électromagnétique et hadronique de chaque grande tour sont traités à chaque collision. C'est en combinant les quantités ainsi obtenues que l'on forme les éléments de déclenchement du niveau L1.

4.3.2 L'environnement d'analyse

Lorsqu'un événement passe tous les niveaux du système de déclenchement de H1, les informations des sous-systèmes du détecteur sont organisées sous forme de banques et stockées sur des bandes (Raw Data). Ces banques contiennent les données brutes fournies par chacun des sous-détecteurs (tensions électriques, coordonnées des fils touchés...) qui ne sont pas exploitables en l'état pour la physique. Ces données sont utilisées pour la reconstruction complète et la classification des événements en utilisant le programme HIREC. Grâce au programme de reconstruction, on extrait à partir des fichiers initiaux des fichiers comportant seulement des informations physiques qui sont stockées sur des bandes de sortie de production (Production Output Tape ou POT). Une version réduite est écrite sur des bandes de stockage de données (Data Storage Tapes ou DST). Les banques sont écrites et lues avec le format BOS et l'ouverture des fichiers est gérée par le programme FPACK. Lors du passage de HERA-I à HERA-II le système d'analyse a été modifié pour passer du langage Fortran

au langage C++ et à l'outil Root. Le nouveau système, appelé OO (Object Oriented) a pour but de rassembler et de mettre à disposition de tous le savoir faire des experts des différents sous systèmes pour améliorer la qualité des analyses.

La structure des données de H1

Les données de physique sont stockées dans un système de trois couches. Le premier niveau, ODS, est produit par conversion des fichiers DST tels que le contenu est équivalent pour les deux types de stockage. Les fichiers ODS contiennent les traces et les amas reconstruits ainsi que les informations au niveau détecteur. Les deux autres niveaux, les formats fondamentaux pour les analyses, sont produits à partir des fichiers ODS. Le deuxième niveau, μ ODS, est conçu pour permettre l'accès rapide aux informations sur les particules identifiées (électrons, photons, muons), sur les particules de l'état final hadronique, les traces reconstruites et les particules composées comme les jets, J/ψ , K^0 ... Le troisième niveau (HAT) contient des informations globales sur l'évènement tels que la position du vertex, le numéro de l'évènement, l'état du système de déclenchement par exemple. Les variables HAT ont des formats simples comme des bytes, des shorts, des nombres entiers ou des flottants qui rendent les fichiers HAT approximativement quatre fois plus petits que les fichiers μ ODS et donc plus petits que les fichiers ODS, permettant une présélection très rapide des événements. Si l'utilisateur a besoin d'informations qui ne sont pas disponibles dans les fichiers μ ODS ou HAT, il peut construire un fichier spécifique pour stocker les informations qui l'intéresse (User Tree). Cette méthode est plus rapide et plus simple que de rechercher ces informations dans les fichiers ODS directement.

Les outils d'analyse

La plupart des étapes des analyses de physiques sont communes à toutes les analyses. Par conséquent, des outils ont été développés à partir du système de stockage de données décrit précédemment pour être utilisés par les différents utilisateurs et être facilement adaptables à leurs analyses. L'analyse sur les évènements Compton présentée dans le chapitre 6 utilise ces outils d'analyse. Certains outils fournissent à l'utilisateur des informations supplémentaire sur les évènements calculées à partir des variables μ ODS ou HAT comme des pondérations à partir des informations du système de déclenchement ou de la luminosité. D'autres outils permettent de gérer les différents fichiers, sélectionner les évènements, définir la taille ou remplir des histogrammes.

4.3.3 Simulations Monte-Carlo

Les analyses de données en physique des hautes énergies nécessitent des corrections d'acceptance, d'efficacité et de résolution à cause du système de détection très complexe. Les générateurs Monte-Carlo sont des outils très utiles pour déterminer ces corrections. Il est difficile de déterminer les corrections d'acceptance et de les exprimer à partir de variables cinématiques directement à partir des données car certains effets peuvent être corrélés avec elles. Dans cette analyse, le principal intérêt

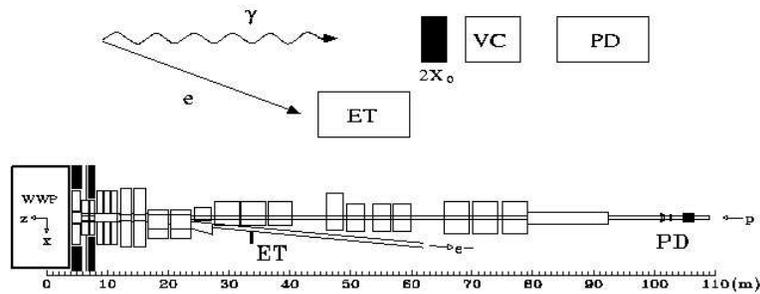


Figure 4.23: Schéma du système de luminosité (en haut). Position du PD et du ETAG dans la configuration HERA I (en bas).

des simulations est d'estimer le bruit de fond des événements Compton. Pour simuler un processus dans le détecteur, on commence par générer les particules secondaires d'après notre connaissance théorique du processus physique puis on simule la façon dont ces particules interagissent avec le détecteur et les informations qu'il enregistre. Cette deuxième étape est réalisée par le programme standard de simulation du détecteur H1 (H1SIM) qui est sans cesse amélioré et adapté aux modifications du détecteur. Les simulations produisent des événements qui ont une structure identique aux événements réels enregistrés par le détecteur. En plus, les informations concernant les particules générées sont également disponibles ce qui permet de contrôler les différences entre les quantités générées et reconstruites.

4.4 Le système de luminosité

Depuis le début du fonctionnement de HERA en 1992, la mesure de la luminosité est réalisée en détectant les photons de bremsstrahlung émis par les électrons dans la région d'interaction (section efficace de Bethe-Heitler³). La précision de cette mesure dépend essentiellement de la précision de la mesure des photons.

Le système de luminosité (figure 4.23), installé dans le tunnel, est composé de plusieurs détecteurs complémentaires. Les électrons ayant interagi avec le faisceau de proton ont une énergie plus faible que les électrons incidents et la courbure de leur trajectoire sera plus importante dans le champ des dipôles de déflexion. Un calorimètre appelé marqueur d'électron (Electron TAGger ou ETAG) a été placé à 6 mètres du point d'interaction pour observer ces électrons. Les photons issus de la réaction de Bethe-Heitler ne sont pas déviés⁴. Ils sont recueillis par un détecteur de photon (Photon Detector ou PD) installé à 104 mètres du point d'interaction.

Lors du passage de la phase HERA I à la phase HERA II, les modifications des régions d'interaction de H1 a entraîné une augmentation de l'émission de rayonnement synchrotron d'un ordre de

³voir chapitre 2, paragraphe 2.1

⁴Ces photons seront appelés photons BH dans la suite de ce chapitre.

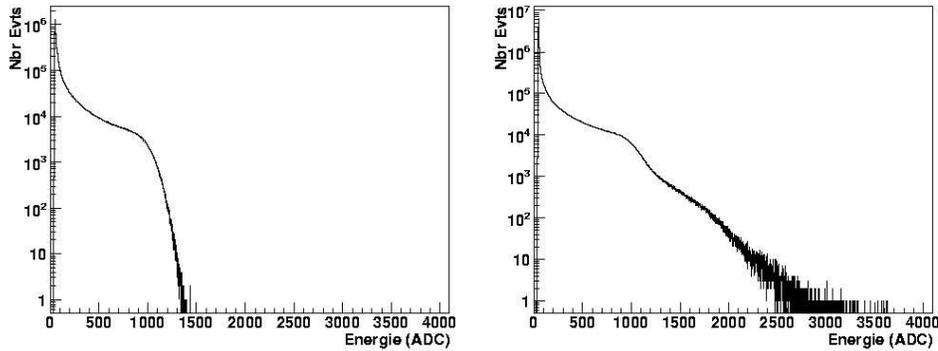


Figure 4.24: Simulations de spectres mesurés dans le détecteur de photons. Sans empilement à gauche et avec des empilements à droite (pour une luminosité de $20 \mu\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$)

grandeur⁵. L'énergie critique est passée de 35 keV à 160 keV augmentant également le spectre dans la région proche de 1 MeV où la section efficace d'absorption des photons est minimale pour la plupart des matériaux. La conception du filtre et le choix des matériaux pour la construction du détecteur de photons a nécessité un soin particulier en raison des conditions difficiles de fonctionnement.

Une deuxième contrainte a été imposée par l'augmentation de la luminosité. En effet, à la luminosité espérée, en moyenne 0,5 photons au dessus de 5 GeV et 1,5 photons au dessus de 0,5 GeV seront émis à chaque croisement de faisceau, c'est à dire toutes les 96 ns. Les empilements de photons de BH lors d'un croisement des faisceaux sont inévitables à haute luminosité et entraînent des déformations du spectre d'énergie observée dans le détecteur de photons (figure 4.24). De plus, la suppression des photons de basse énergie à cause de l'effet de *beam size* n'est pas négligeable⁶.

4.4.1 Détecteur de photons

Le nouveau détecteur de photons du système de luminosité est un calorimètre Cherenkov à échantillonnage composé de 69 couches de fibres en quartz séparées par des plaques d'absorbeur en tungstène d'une profondeur totale de $25 X_0$. Les plans de quartz et d'absorbeurs mesurent respectivement 1 mm et 0.7 mm (figure 4.25).

Les fibres de chaque couche sont groupées en 12 bandes d'environ 10 millimètres de largeur (strips). Les bandes sont disposées horizontalement et verticalement en alternance pour obtenir une mesure de la position selon les deux directions perpendiculaires à l'axe du faisceau. Les fibres de deux couches successives sont orientées d'un angle de 60° les unes par rapport aux autres et l'angle d'incidence du faisceau sur les couches est de 54.74° permettant une collecte optimale de la lumière Cherenkov (figure 4.26). Avec des couches horizontales et verticales ainsi disposées les deux coordonnées transverses, y et x , peuvent être mesurées avec une précision identique.

⁵voir chapitre 3, paragraphe 3.2.3

⁶voir chapitre 2, paragraphe 2.1.3

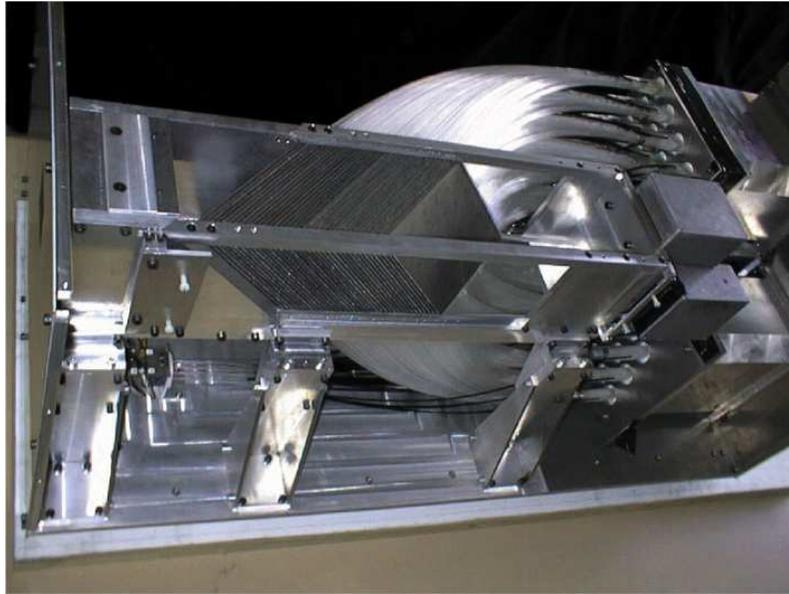


Figure 4.25: Vue du détecteur de photons.

Le volume actif du détecteur est un parallélépipède oblique de $120 \times 120 \times 191 \text{ mm}^3$, avec une coupe transverse de dimension $120 \times 120 \text{ mm}^2$. Chaque couche se compose de 224 fibres de diamètre 0.640 millimètres espacées de 0.655 millimètre soit approximativement 15500 fibres. Le tungstène a été choisi afin de conserver un rayon de Molière le plus petit possible (17,2 mm) c'est-à-dire limiter la taille latérale des gerbes.

Toutes les fibres correspondant à une même bande, environ 650 fibres, sont rassemblées dans une nasse. La lumière provenant de chaque nasse est envoyée dans un tube photomultiplicateur (PMT) par des guides de lumière en quartz. Afin de contrôler la stabilité des gains des PMTs, la lumière de deux diodes électro-luminescentes bleues (LED) peut être injectée dans chaque guide de lumière par l'intermédiaire de fibres optiques additionnelles. Malheureusement ce dispositif n'a pas fonctionné convenablement.

Des tests ont été réalisés au CERN en 1999 et 2000 en utilisant des faisceaux d'électrons avec une énergie comprise entre 6 et 100 GeV. Ils ont permis de mesurer la réponse en énergie du calorimètre. La résolution en énergie $\sigma(E)/E$ est de $27.5\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ pour les bandes horizontales et verticales séparément et de $19.2\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ si on prend toutes les bandes. Le rapport $\approx \sqrt{2}$ entre ces deux valeurs indique que les fibres horizontales et verticales mesurent les gerbes indépendamment.

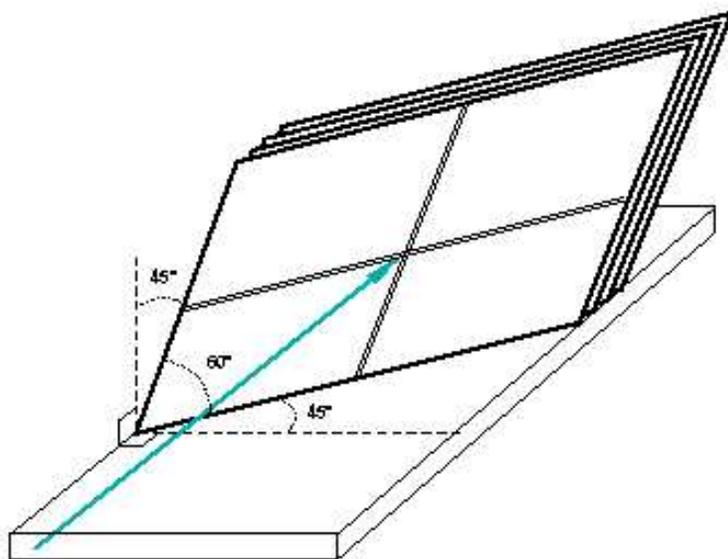


Figure 4.26: Schéma représentant l'orientation des plans de fibres du détecteur de photons.



Figure 4.27: Photo du filtre en Béryllium.

Date	Opération
3 février 2005	Ajout de 6 mm de plomb
18 mars 2005	Remplacement du plomb par 1 X ₀ de carbone
juin 2006	Suppression du carbone

Table 4.6: Récapitulatif des modification du filtre du détecteur de photons

Les tailles typique du faisceau de photons dans le PD (rms) sont données par les formules :

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\epsilon_{ex}}{\beta_{ex}} d_{IP}^2 + \sigma_{res}^2 + \left(d_{IP} \frac{1}{\gamma_e}\right)^2} = 18,5 \text{ mm}$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\epsilon_{ey}}{\beta_{ey}} d_{IP}^2 + \sigma_{res}^2 + \left(d_{IP} \frac{1}{\gamma_e}\right)^2} = 12 \text{ mm}$$

où $d_{IP} = 104 \text{ m}$ est la distance entre le point d'interaction et le PD, $\sigma_{res} = 1.5 \text{ mm}$ est la résolution du PD, $\gamma_e = 5.382 \cdot 10^4$ est le facteur relativiste du faisceau d'électron, ϵ et β sont les émittances et les fonctions bêta du faisceau d'électron au point d'interaction (voir chapitre 3).

Le filtre en Béryllium

La radiation synchrotron générée dans la région d'interaction conduit à des doses de radiation de l'ordre de 10^{10} Gy par an qui doivent être réduites de quatre ordres de grandeur pour éviter d'endommager le détecteur de photons. Le filtre utilisé doit également éviter de trop dégrader la mesure d'énergie. Le meilleur compromis entre ces deux exigences consiste à utiliser des matériaux avec des petits nombres atomiques Z . En effet, les photons avec une énergie de l'ordre du MeV interagissant principalement par diffusion Compton dont la section efficace est proportionnelle à Z alors que les photons de haute énergie interagissent par création de paires dont la section efficace est proportionnelle à Z^2 .

Dans notre cas, deux longueurs de radiation (70 cm) de Béryllium sont utilisés pour atténuer la radiation synchrotron de cinq ordres de grandeurs. Le filtre est composé de quatre blocs cylindriques de 135 mm de diamètre et 175 mm de longueur cerclés de cuivre. Le premier bloc est refroidi par une circulation d'eau. Le filtre est présenté sur la figure 4.27.

Lors du passage d'un faisceau de positrons à un faisceau d'électrons au début de l'année 2005, les conditions de fonctionnement de HERA se sont sérieusement dégradées et le filtre a été renforcé. Plusieurs essais, détaillés dans le tableau 4.6, ont été réalisés et finalement 1 X₀ de carbone a été ajouté. Le carbone a été retiré quand HERA est repassé en mode positron.

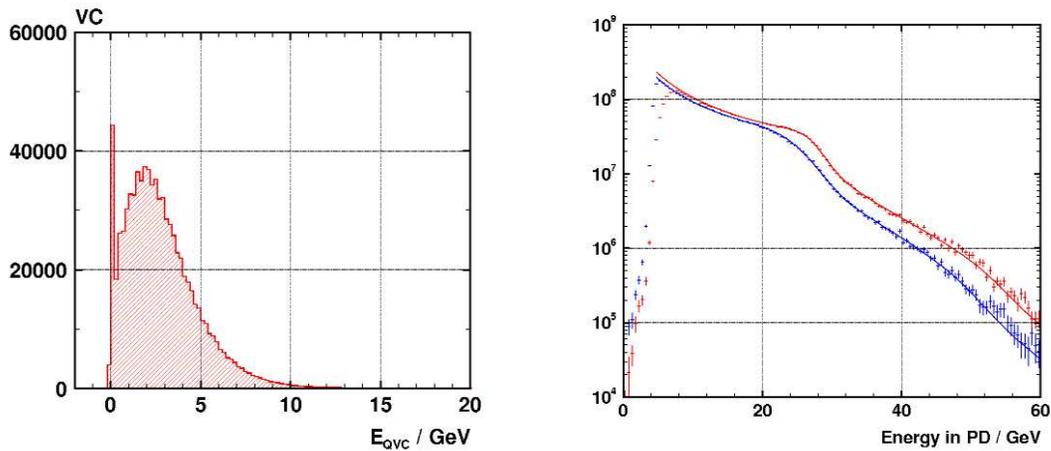


Figure 4.28: A gauche : Spectre d'énergie mesuré par le compteur Cherenkov. A droite : Spectre d'énergie mesuré par le détecteur de photons sans correction (en bleu) et corrigé à l'aide du compteur Cherenkov (en rouge).

Le compteur Cherenkov

Lorsqu'un photon BH interagit avec le filtre, le plus souvent par diffusion Compton ou création de paires, il produit une gerbe de particules électromagnétiques. Ces particules émettent du rayonnement Cherenkov lorsqu'elles traversent le compteur. A partir de ce rayonnement, on peut estimer l'énergie perdu par chaque photon BH dans le filtre. Un spectre de l'énergie mesurée par le compteur Cherenkov est représenté sur la figure 4.28.

4.4.2 Marqueurs d'électron

On a vu que les électrons qui interagissent selon le processus de BH sont déviés d'un angle très faible et partent dans le tube à vide. Ensuite, l'optique va dévier les faisceaux vers l'intérieur de l'anneau dans le plan horizontal. Comme ces électrons n'ont pas la même énergie que le faisceau, ils vont être déviés différemment. D'après la figure 4.29, la position détermine la gamme d'énergie E'_e des électrons diffusés. La variable $y \simeq 1 - E'_e/E_e$ est souvent utilisée comme variable pour exprimer l'acceptance. Les emplacements disponibles pour installer des détecteurs dans le tunnel sont -6m et -40m. Des calorimètres appelés marqueurs d'électrons ETAG6 et ETAG40 (Electron TAGger) sont installés à ces emplacements. Les marqueurs d'électron peuvent servir à étudier les événements de photoproduction dans lesquels l'électron s'échappe par le tube à vide. L'état final détecté dans la partie centrale de H1 peut alors être mis éventuellement en correspondance avec l'énergie de l'électron. L'acceptance des deux ETAGs est montrée sur la figure 4.29.

Le ETAG6 (figure 4.30) est installé dans le trou d'air du premier quadrupôle G11 à 6 mètre du point d'interaction. Le ETAG6 est un calorimètre spaghetti en plomb avec un grand volume de fibre scintillantes dont seul le volume actif ($78 \times 24 \times 2000 \text{ mm}^3$) est situé dans l'espace d'air de l'aimant.

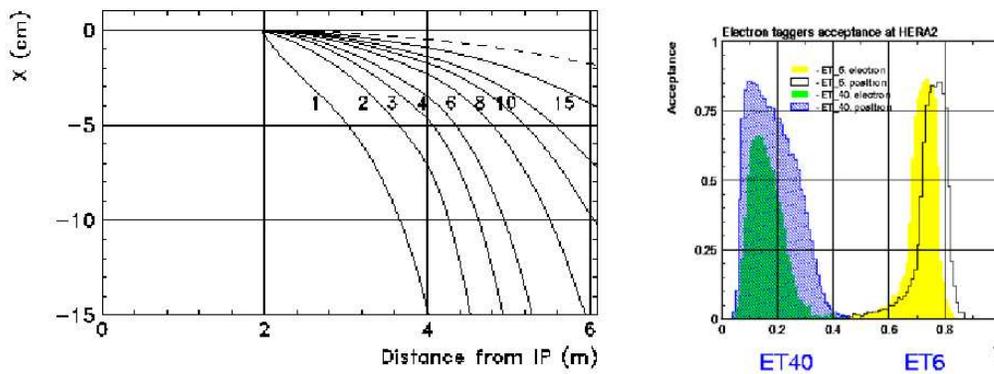


Figure 4.29: A gauche : trajectoire des électrons en fonction de leur énergie en GeV. L'axe horizontal représente la distance par rapport au point d'interaction. A droite : acceptance des deux ETAGs en fonction de y .

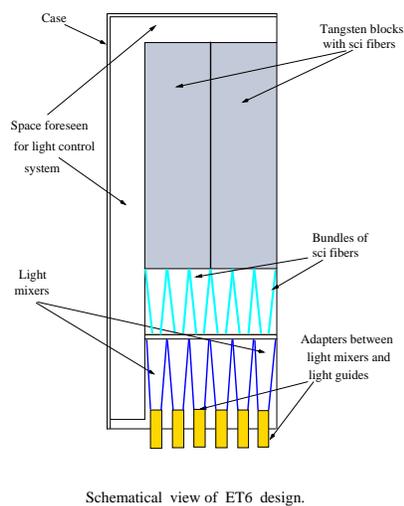


Figure 4.30: Schéma de l'identificateur d'électron ETAG6.

La lumière est collectée par des guides de lumière qui l'amène à des tubes photomultiplicateurs. Le calorimètre a une granularité de 6 cellules dans la direction horizontale et deux cellules verticalement permettant de mesurer la position d'impact. Cette mesure de position est importante pour compenser les pertes dues à la petite taille du calorimètre.

4.4.3 Electronique et acquisition des données

Le détecteur de photons est installé loin du point d'interaction, dans le tunnel de HERA, inaccessible pendant le fonctionnement de l'accélérateur. Par conséquent, le système électronique doit être placé dans le hall expérimental de H1. Les détecteurs sont reliés au système d'électronique en utilisant un câble coaxial de 125 mètres pour chaque canal électronique. Un soin particulier a été apporté pour lutter contre la dispersion des signaux, les pertes dues à l'atténuation (10 dB) et le bruit.

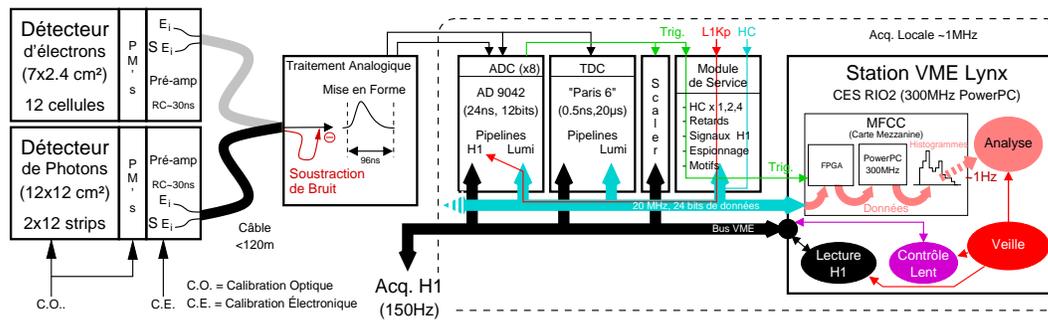


Figure 4.31: Schéma du système d'acquisition de données.

Les canaux individuels sont pré-amplifiés dans le tunnel et une fraction de chaque signal amplifié entre dans une somme de douze canaux. Trois cartes pré-amplificatrices sont installées le plus près possibles des tubes photomultiplicateurs dont elles reçoivent le signal : une carte pour le ETAG6, et deux cartes pour les voies X et Y du détecteur de photons. En plus, chaque carte à un canal relié à la masse. Ce canal permet de soustraire le bruit basse fréquence qui apparaît dans les câbles coaxiaux. Grâce à cette technique, on obtient une réduction du bruit d'un facteur 10.

A la sortie des câbles coaxiaux, les signaux sont transmis à des cartes de mise en forme (shaper). Ces cartes permettent de compenser les déformations dues aux câbles et de soustraire le bruit collecté dans ceux-ci. Chaque signal est numérisé dans des cartes ADC avec une précision de 12 bits et stocké temporairement dans deux piles indépendantes. La première pile est lue par la DAQ de H1 par l'intermédiaire d'un bus VME standard à un taux de 150 Hz. La deuxième pile est lue par la DAQ du système de luminosité par l'intermédiaire d'un bus 24 bits fonctionnant à 20 MHz.

La DAQ du système de luminosité est construite à partir de composants disponibles dans le commerce. Elle a deux modes de fonctionnement.

- Un mode trigger où l'acquisition se déclenche pour les événements dont l'énergie sur la somme des voies X ou Y est supérieure à 5 GeV^7 . Tous les canaux sont lus et l'énergie de chaque canal est stockée dans un histogramme utilisé pour la calibration et la mesure de la position du faisceau. Dans les conditions standards typiquement 1000 événements sont accumulés en 0,1 seconde.
- Dans le mode train, elle stocke dans un histogramme l'énergie des sommes des canaux selon X et selon Y pour chaque type de paquet à une fréquence de 400 kHz. Ces histogrammes seront utilisés pour la mesure de la luminosité. Le mode train a été mis en place pour éviter les effets d'écrantage expliqués au paragraphe suivant (figure 4.32).

Tous les histogrammes produits chaque seconde sont sommés et sont enregistrés toutes les quatre minutes ou lorsque les conditions de fonctionnement de HERA changent brutalement. Le système d'acquisition de données est schématisé sur la figure 4.31.

⁷Ces événements seront appelés *événements triggerés* dans les chapitres suivants.

4.4.4 Mesure actuelle de la luminosité

Actuellement, la mesure de la luminosité est réalisée en utilisant la formule présentée dans le chapitre 3 pour les évènements enregistrés par le système d'acquisition de H1 dont l'énergie déposée dans le détecteur de photons est supérieure à 10 GeV. On peut écrire l'équation 3.1 sous la forme :

$$L = \frac{\frac{\sum(N_{Tot} - N_{BdF})}{\epsilon_{trig}} \cdot (1 - \delta_{n\gamma}(\mathcal{L}, E_{min}))}{\sigma_{BH}(E_{min}) \cdot A_{\gamma}(\theta_x, \theta_y)} \quad (4.1)$$

où \mathcal{L} est la luminosité instantanée, $E_{min} = 10$ GeV est le seuil en énergie utilisé pour la mesure de la luminosité, N_{Tot} est le nombre d'évènements pour lesquels l'énergie déposée dans le détecteur de photons est supérieure à 10 GeV, N_{BdF} est l'estimation du nombre d'évènements de bruit de fond, ϵ_{trig} est l'efficacité de déclenchement, $\delta_{n\gamma}(\mathcal{L}, E_{min})$ est la correction des effets d'empilements, $\sigma_{BH}(E_{min})$ est la section efficace de Bethe-Heitler tenant compte du seuil en énergie et de corrections telles que l'effet BS, $A_{\gamma}(\theta_x, \theta_y)$ est l'acceptance géométrique du détecteur.

Un sous-déclencheur spécifique a été mis en place pour la mesure de la luminosité, il s'agit du sous-déclencheur *s91*. Il est composé de l'élément de déclenchement *LU_PD_low* qui se déclenche lorsque que l'énergie déposée dans le détecteur de photons est supérieure à 10 GeV. Il a une efficacité, ϵ_{trig} , très proche de 100%. Les paquets d'électrons dans l'accélérateur sont organisés en groupes séparés par des emplacements vides. Etant donné que le sous-déclencheur a une efficacité et un taux de déclenchement élevés, il a tendance à se déclencher pour le premier paquet de chaque groupe. Cet effet d'écrantage, illustré par la figure 4.32, a été corrigé en 2006 en introduisant une pondération.

La luminosité est mesurée sur de longues périodes (de l'ordre de deux semaines). Elle est ensuite corrigée par la mesure en ligne. Celle-ci utilise les taux de comptage des croisements de paquets dans le détecteur de photons au delà d'un seuil fixe (~ 5 GeV), corrigé des décalages de piédestaux dus à la radiation synchrotron, des variations de l'échelle d'énergie et des effets d'empilements.

Ensuite, il faut appliquer les corrections dues aux paquets satellites avant de stocker la valeur dans la banque correspondant au système de luminosité. Les incertitudes sur la mesure de la luminosité, telle qu'elle est mesurée actuellement, sont répertoriées dans le tableau 4.7.

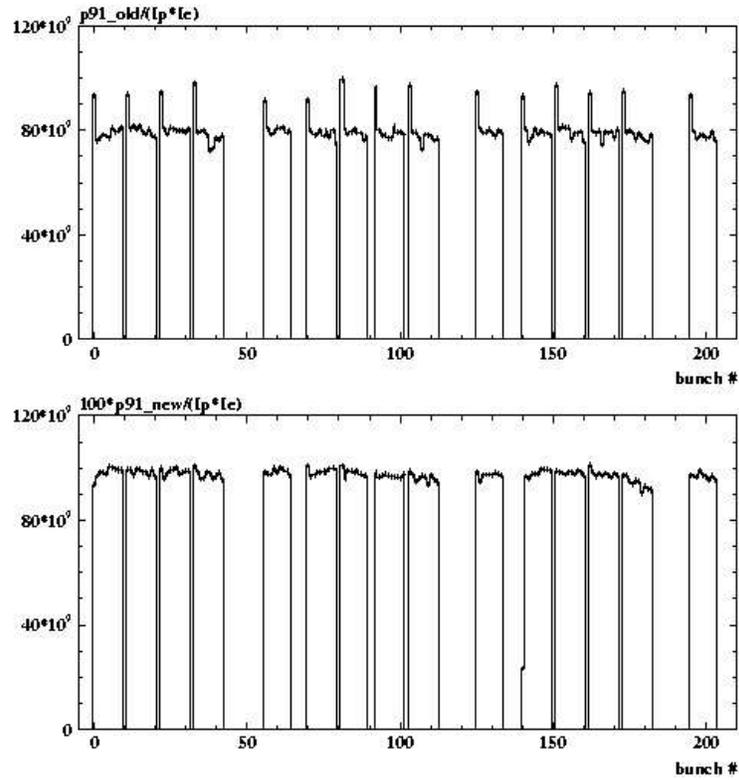


Figure 4.32: Nombre d'événements ayant validé le sous déclencheur *s91* normalisé par les courants des paquets en fonction du numéro du paquet de protons sans pondération (en haut) et avec pondération (en bas).

	e^+p	e^-p
Théorie	0,5	0,5
Echelle d'énergie	0,7	0,5
Acceptance	0,5	0,9
Empilements	0,2	0,2
Déclenchement	0,1	0,1
Système de mesure	1,02	1,17
Satellites	0,7	0,5
Total	1,24	1,27

Table 4.7: Incertitudes sur la mesure de la luminosité

Chapitre 5

Analyse des données du détecteur de photons

Sommaire

5.1	Introduction	86
5.1.1	Les empilements	86
5.1.2	La réponse du détecteur	87
5.1.3	La simulation	88
5.1.4	La mesure de la luminosité	88
5.2	Données et bruits de fond	89
5.2.1	Données	89
5.2.2	Bruits de fond	90
5.3	Calibration du détecteur	91
5.3.1	Méthode de calibration	91
5.3.2	Application aux sommes sur les voies X et sur les voies Y	96
5.3.3	Application aux voies individuelles	99
5.4	Détermination de l'acceptance géométrique du détecteur	104
5.4.1	Détermination de la forme de l'acceptance géométrique	107
5.4.2	Calcul de l'acceptance	110
5.5	Mesure de la luminosité	117
5.5.1	Energie totale	117
5.5.2	Ajustement de la forme	118
5.5.3	Conclusion	120

5.1 Introduction

La mesure de la luminosité est réalisée en détectant les photons de bremsstrahlung¹ émis par les électrons dans la région d'interaction selon la section efficace de Bethe-Heitler². L'énergie de ces photons est mesurée par le détecteur de photon présenté dans le paragraphe 4.4.

D'après l'équation 3.1, on peut exprimer le nombre de photons émis au dessus d'un seuil ϵ en fonction de la section efficace et de la luminosité :

$$\frac{d^2 N}{dE dt} = \mathcal{L} \cdot \frac{d\sigma}{dE} \quad (5.1)$$

On définit également :

$$\sigma_{Tot} = \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE} dE \quad (5.2)$$

5.1.1 Les empilements

Lors d'un croisement des faisceaux, plusieurs électrons peuvent interagir selon le processus de Bethe-Heitler. Dans ce cas, plusieurs photons sont émis et l'énergie mesurée correspond à la somme de leurs énergies. Seuls les photons d'énergie supérieure à ϵ sont considérés. Si n photons d'énergie E_1, E_2, \dots, E_n sont produits au point d'interaction, le détecteur mesurera une énergie $E = E_1 + E_2 + \dots + E_n$. Les empilements de photons BH sont inévitables à haute luminosité et entraînent des déformations du spectre d'énergie observé dans le détecteur de photons (figure 4.24).

Le nombre de photons produits lors d'un croisement des faisceaux suit une distribution de Poisson :

$$P(n) = \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \quad (5.3)$$

où μ est la moyenne de la distribution et n est le nombre de photons. Ainsi, le nombre de photons mesuré par le détecteur par unité de temps et pour une énergie E donnée vaut :

$$\frac{d^2 N}{dE dt} = \sum_n \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \cdot \mathcal{G}_n(E) \quad (5.4)$$

où $\mathcal{G}_n(E)$ est la probabilité qu'un ensemble de n photons ait une énergie totale $E = E_1 + E_2 + \dots + E_n$. Le spectre mesuré par le détecteur pour n photons est égal à la convolution de n spectres correspondant à un seul photon et $\mathcal{G}_n(E)$ peut s'exprimer en fonction de $\mathcal{G}_1(E_i)$:

$$\mathcal{G}_n(E) = \int_{\epsilon}^{\infty} \int_{\epsilon}^{\infty} \dots \int_{\epsilon}^{\infty} \mathcal{G}_1(E_1) \cdot \mathcal{G}_2(E_2) \dots \mathcal{G}_1(E_{n-1}) \cdot \mathcal{G}_1(E - E_1 - \dots - E_{n-1}) dE_1 dE_2 \dots dE_{n-1} \quad (5.5)$$

En intégrant les équations 5.1 et 5.4 sur l'énergie et sur un intervalle de temps Δt , on obtient :

$$\int \int \frac{d^2 N}{dE dt} dE dt = \mu \cdot N_{coll} \cdot f_0 \cdot \Delta t = L \cdot \sigma_{Tot} \quad (5.6)$$

¹Ces photons seront appelés photons BH dans la suite de ce chapitre.

²voir chapitre 2, paragraphe 2.1

où $L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} dt$ est la luminosité intégrée, N_{Coll} est le nombre de paquets en collision et f_0 est la fréquence de HERA. Le nombre moyen de photons par croisement de faisceaux μ est proportionnel à la luminosité.

5.1.2 La réponse du détecteur

Le spectre d'énergie mesuré est déformé par la réponse du système de détection et d'acquisition (filtre, détecteur et électronique) :

$$\frac{d\sigma_{\text{mesuré}}(E_s)}{dE_s} = \int R(E_i, E_s) \frac{d\sigma(E_i)}{dE_i} dE_i \quad (5.7)$$

où E_s est l'énergie mesurée, E_i est l'énergie incidente et $R(E_i, E_s)$ est la fonction de réponse de l'ensemble du système de détection. $R(E_i, E_s)$ peut s'écrire comme la convolution des fonctions de réponse du filtre, du détecteur et de l'électronique.

La réponse du filtre en fonction du rapport x_f entre l'énergie mesurée et l'énergie incidente, pour une énergie incidente donnée, peut être modélisée par la somme de trois fonctions[25]. En $x_f = 1$, la réponse est caractérisée par un pic correspondant aux photons BH qui ne perdent quasiment pas d'énergie dans le filtre. Certains photons, surtout ceux de basses énergies, déposent presque toute leur énergie dans le filtre. Ils forment un deuxième pic en $x_f = 0$. La troisième composante de la réponse du filtre, $1 > x_f > 0$, dépend de l'énergie incidente. Pour une énergie incidente inférieure à 500 MeV, la distribution est constante. Pour une énergie incidente supérieure à 500 MeV, la réponse est une distribution gaussienne.

Des tests ont été réalisés au CERN en 1999 et 2000 en utilisant des faisceaux d'électrons avec une énergie comprise entre 6 et 100 GeV. Ils ont permis de mesurer la réponse en énergie du calorimètre. La résolution en énergie $\sigma(E)/E$ est de $27.5\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ pour les bandes horizontales et verticales séparément. A basse énergie, le détecteur possède un seuil ϵ_{PD} qui correspond à l'énergie minimum nécessaire pour qu'un photon interagisse par effet Compton dans la première plaque de tungstène et que l'électron émis atteigne la première rangée de fibres. Ce seuil est de l'ordre de 5 MeV pour les voies X et de l'ordre de 10 MeV pour les voies Y. En effet, les photons doivent franchir deux plaques de tungstène avant d'atteindre les fibres des voies Y.

Le spectre du bruit électronique dû aux photomultiplicateurs, à l'électronique de lecture et de mise en forme et au câblage a été expérimentalement mesuré. Il est composé de deux gaussiennes superposées. Leurs valeurs moyennes sont décalées artificiellement de 49 pas ADC afin d'observer la totalité du signal lié au bruit.

La convolution de ces fonctions de réponse est représentée sur la figure 5.1. La coupure à basse énergie ϵ_{DET} n'est pas nettement définie :

$$\sigma_{DET} = \int_{\epsilon_{DET}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE} dE \quad (5.8)$$

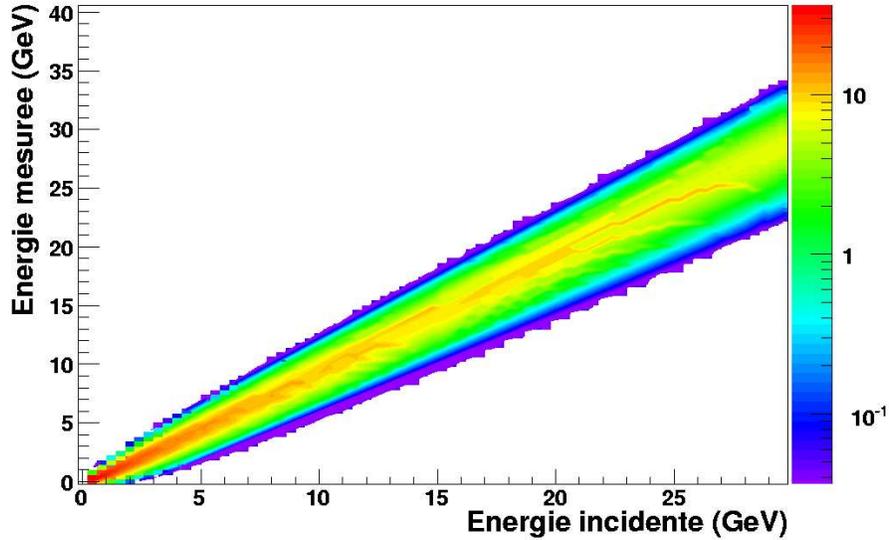


Figure 5.1: Fonction de réponse du détecteur de photon avec l'énergie du photon incident en GeV sur l'axe des abscisses et l'énergie mesurée en GeV en ordonnée.

Ainsi, on peut écrire l'équation 5.6 sous la forme :

$$\int \int \frac{d^2N}{dEdt} dEdt = \mu_{DET} \cdot N_{coll} \cdot f_0 \cdot \Delta t = L \cdot \sigma_{DET} \quad (5.9)$$

où μ_{DET} est le nombre moyen de photons produits lors d'un croisement des faisceaux mesuré par le détecteur.

5.1.3 La simulation

Les évènements sont simulés d'après la section efficace du processus de Bethe-Heitler corrigée de l'effet *Beam Size* (BS)³. Les informations sur la réponse du détecteur et les empilements, détaillées dans les paragraphes précédents, sont pris en compte par la simulation. La simulation se limite à 10 empilements. Tous les photons d'énergie supérieure à $\epsilon_{simu} = 10$ MeV sont générés.

5.1.4 La mesure de la luminosité

Il existe plusieurs méthodes pour calculer la luminosité à partir des spectres d'énergie des photons BH mesurés dans le détecteur de photon uniquement.

La première méthode, appelée méthode "un photon", consiste à compter le nombre de croisements des faisceaux pour lesquels l'énergie déposée dans le détecteur de photons E est supérieure à

³Voir le chapitre 2, paragraphe 2.1.3

un certain seuil ϵ . Pour un intervalle de temps Δt , la formule 3.1 peut s'écrire :

$$N_\gamma(E > \epsilon) = LA \int_\epsilon^\infty \frac{d\sigma_{BH}}{dE} dE \quad (5.10)$$

avec N_γ le nombre de photons BH et A l'acceptance du détecteur. Pour chaque valeur de luminosité, il existe un seuil ϵ pour lequel le nombre de photons BH sera égal au nombre de croisement de faisceau. Les empilements de photons d'énergie supérieure à ϵ sont compensés par des événements avec plusieurs photons d'énergie inférieure à ϵ mais dont la somme est au dessus du seuil. Le seuil a été fixé à 5 GeV ce qui correspond à une valeur moyenne par rapport au domaine de variation de la luminosité. Cette méthode est actuellement utilisée pour déterminer la valeur de la luminosité à partir des données "online".

Pour calculer la luminosité, on peut également mesurer le flux d'énergie des photons BH dans le calorimètre :

$$F_{BH}^{Tot} = LA \int_0^\infty E \frac{d\sigma_{BH}}{dE} dE \quad (5.11)$$

où F_{BH}^{Tot} est l'énergie totale des photons BH mesurée dans le détecteur pendant un intervalle de temps Δt . Cette méthode est appelée méthode "énergie totale".

Une troisième méthode permet de déterminer la luminosité à partir de la forme du spectre mesuré.

Les méthodes utilisant l'énergie totale et la forme du spectre semblent mieux adaptées aux hautes luminosités. Pour effectuer une mesure plus précise, le seuil utilisé par la méthode un photon devrait varier en fonction de la luminosité. Le seuil fixe est à l'origine d'une erreur supplémentaire sur la valeur de la luminosité.

Pour mesurer la luminosité avec une bonne précision, il est nécessaire de bien contrôler les échelles d'énergie et l'acceptance du détecteur.

5.2 Données et bruits de fond

5.2.1 Données

Les données du système de luminosité sont regroupées en Lumi Fill. Un Lumi Fill commence lorsque le détecteur de photons est placé en position de fonctionnement et s'achève lorsque détecteur retourne à sa position de stationnement en général après plusieurs heures de collisions efficaces.

Le détecteur de photons est composé de 12 bandes horizontales et 12 bandes verticales de 10 mm d'épaisseur (les voies X et les voies Y)⁴. Cette disposition permet d'obtenir deux mesures indépendantes de l'énergie déposée dans le détecteur et de leurs profils selon des directions orthogonales. Les données enregistrées sont organisées en différentes structures :

⁴Les bandes seront appelées *strips* dans ce chapitre

- Les données "online" contiennent une estimation de la luminosité calculée pour les voies X et Y avec la méthode "un photon", la position du faisceau et quelques variables essentielles évaluées à chaque seconde.
- Les données "data" contiennent des informations plus complètes incluant les histogrammes d'énergie pour chaque strip enregistrés en mode trigger et les histogrammes d'énergie des sommes des canaux selon X et selon Y enregistrés en mode train⁵. Un certain nombre d'informations générales comme le statut de HERA ou les courants des paquets ou encore les mesures des capteurs de température sont également disponibles. Ce sont ces données qui seront utilisées pour cette analyse.
- Des informations sur l'identificateur d'électron (ETAG) et les LEDs sont également disponibles mais elles ne sont pas utilisées pour cette analyse.

Il est possible d'enregistrer des données brutes (Raw Data) regroupant toutes les informations sur le détecteur événement par événement. Ces données, très volumineuses, sont enregistrées en fin de Lumi Fill et sont généralement utilisées pour la calibration.

5.2.2 Bruits de fond

Il y a deux sources principales de bruit de fond pour la mesure de la luminosité.

La radiation synchrotron

La radiation synchrotron n'est pas totalement arrêtée par le filtre. Une petite partie des photons traversent le filtre et déposent leur énergie dans le calorimètre. Le rayonnement synchrotron, déjà présenté dans le chapitre 3, est un flux continu de photons de basse énergie proportionnel au courant des paquets d'électrons. On observe un décalage du spectre de quelques centaines de MeV ainsi qu'un élargissement du piédestal. Les énergies mises en jeu correspondent à quelques photo-électrons suivant une distribution de Poisson.

Les collisions entre le faisceau d'électrons et le gaz résiduel

Le processus de Bethe-Heitler dans les collisions entre le faisceau d'électrons et les molécules du gaz résiduel constitue la principale source de bruit de fond dans cette analyse. Il est estimé à partir de l'énergie mesurée par le détecteur pour les paquets d'électrons pilotes⁶. Un exemple de distribution enregistrée sur quatre minutes est présenté sur la figure 5.2. Les électrons pilotes émettent également de la radiation synchrotron qui dépose de l'énergie dans le détecteur.

⁵voir le paragraphe 4.4.3

⁶Paquets d'électrons ne croisant pas de paquet de protons (voir le chapitre 4, paragraphe 4.1.1)

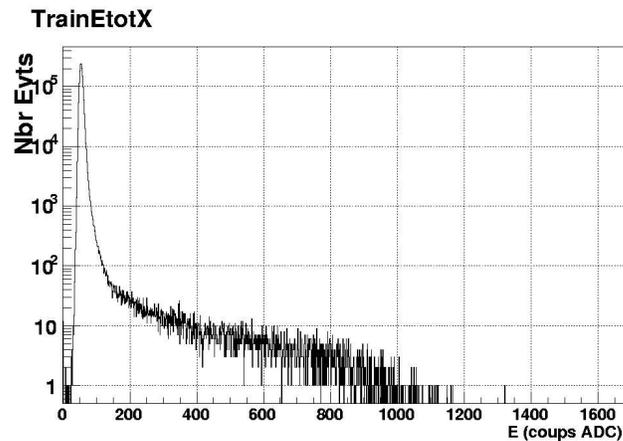


Figure 5.2: Spectre mesuré pour les paquets d'électrons pilotes. Une entrée correspond au passage d'un paquet d'électrons.

5.3 Calibration du détecteur

La première étape de l'analyse des données acquises par le détecteur de photons est de réaliser un étalonnage des signaux en sortie des ADCs. A l'origine, un système de LEDs devait servir à la calibration du détecteur malheureusement, ce système n'a pas fonctionné de façon satisfaisante. Une autre méthode de calibration, utilisant les caractéristiques des spectres mesurés par le détecteur, a donc été développée et est présentée ici.

Le système complet de détection est constitué du filtre, du Veto-Counter et du détecteur de photon incluant les photomultiplicateurs et leur électronique associée. Le gain déterminé ici est un gain global incluant les effets dus au filtre, à la qualité des fibres et à l'électronique. Par exemple, l'ajout ou le retrait de matériaux constituant le filtre sont considérés comme des modifications du gain du détecteur.

5.3.1 Méthode de calibration

Piédestaux

Pour pouvoir déterminer le gain du détecteur, il est nécessaire de connaître le zéro en pas d'ADC de la réponse du détecteur. Le signal mesuré en l'absence de paquets de particules au point d'interaction est un pic unique gaussien dont la largeur correspond au bruit électronique et thermique des photomultiplicateurs et du système d'acquisition (figure 5.3). La valeur moyenne se situe vers 50 pas ADC. L'absence de paquets de particules au point d'interaction est parfois appelée paquet vide.

Pour les spectres mesurés lors de collisions entre les faisceaux, il est également possible de déterminer la position du piédestal avec un ajustement gaussien bien que le spectre à basse énergie soit déformé par la radiation synchrotron (figure 5.4). La contribution de la radiation est estimée en

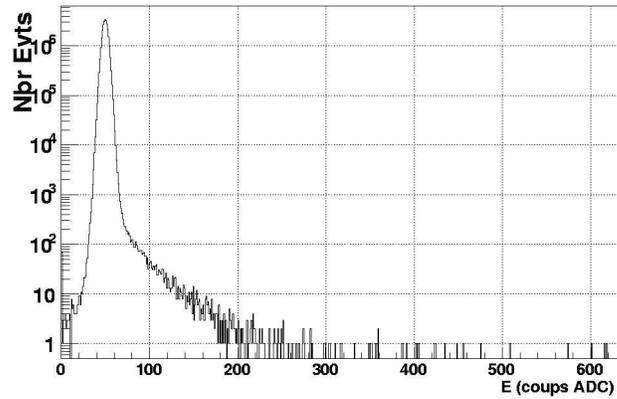


Figure 5.3: Signal mesuré par le détecteur de photons en l'absence de paquets de particule au point d'interaction.

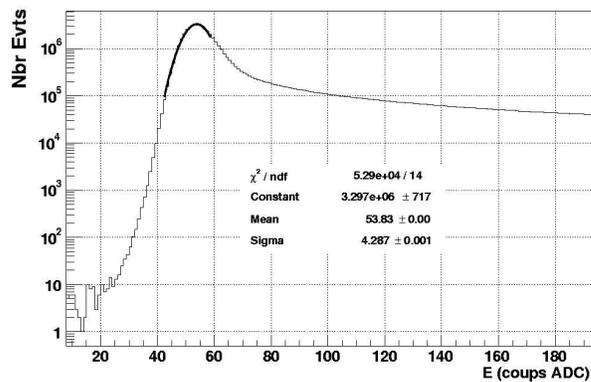


Figure 5.4: Ajustement du piédestal des collisions avec une fonction gaussienne.

prenant la différence entre la position du piédestal pour les électrons pilotes et la position du piédestal en l'absence de paquets de particule au point d'interaction. Finalement, la position du piédestal pour les paquets en collision est donnée par :

$$PED_{Coll} = (PED_{Pilote} - PED_{Vide}) \frac{I_e^{Coll}}{I_e^{Pilote}} \frac{N_{Pilote}}{N_{Coll}} + PED_{Vide}$$

où PED_{Vide} est la position du piédestal pour les emplacements vides, PED_{Pilote} est la position du piédestal pour les paquets pilotes, I_e^{Coll} est l'intensité de l'ensemble des paquets d'électrons en collision, I_e^{Pilote} est l'intensité de l'ensemble des paquets d'électrons pilotes, N_{Coll} est le nombre de paquets en collision et N_{Pilote} est le nombre de paquets d'électrons pilotes.

Echelle d'énergie

Une fois le zéro en pas d'ADC connu, il est possible de déterminer l'échelle d'énergie du détecteur. Le nombre de pas d'ADC au-dessus du piédestal est proportionnel à l'énergie déposée dans le détecteur. Pour connaître l'énergie en GeV, il faut connaître le facteur de conversion A2G (pour ADC to GeV) qui donne l'énergie correspondant à un pas d'ADC. Ainsi on obtient :

$$E(\text{GeV}) = (N_{ADC} - PED_{ADC}) \cdot A2G \quad (5.12)$$

où N_{ADC} est le nombre de pas d'ADC et PED_{ADC} est la position du piédestal en pas ADC. On définit également le gain du détecteur comme étant l'inverse du facteur de conversion :

$$\text{Gain}(\text{GeV}^{-1}) = \frac{1}{A2G} \quad (5.13)$$

Le facteur de conversion est déterminé à partir des caractéristiques des spectres mesurés. Le spectre théorique (équation 2.8) et un exemple de spectre d'énergie mesuré par le détecteur de photons sont représentés sur la figure 5.5. La limite du spectre théorique, notée E_0 sur la figure, correspond à l'énergie du faisceau d'électrons soit 27,6 GeV. Cette limite apparaît également sur le spectre mesuré. En ajustant une fonction sur le bord du spectre, il est possible de déterminer la position de E_0 . La fonction d'ajustement utilisée est de la forme :

$$\mathcal{F}_{A2G} = \frac{1}{2} \frac{NORM}{E} \cdot \text{Erfc} \left(\frac{E - E_e^0}{\sqrt{2} \cdot RESOL} \right) \quad (5.14)$$

où $E = (N_{ADC} - PED_{ADC}) \cdot A2G$, $E_e^0 = 27,6$ GeV est l'énergie du faisceau d'électrons, $RESOL = \frac{\alpha(\%)}{100} \cdot \sqrt{E_e^0}$ est la résolution du détecteur, $NORM$ est un facteur de normalisation et Erfc est la fonction d'erreur complémentaire. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 5.6.

Le calcul est réalisé par ROOT (Minuit). L'erreur sur l'échelle d'énergie est donnée par l'erreur sur le paramètre de l'ajustement.

Correction due aux empilements

Après la détermination de l'échelle d'énergie, il reste à appliquer une correction due aux empilements de photons qui déforment le spectre d'énergie (figure 4.24). La figure 5.7 représente la valeur du A2G en fonction de l'énergie moyenne du spectre en GeV obtenue avec la simulation. La courbe peut être ajustée avec un polynôme du quatrième ordre, \mathcal{P}_{Corr} . Finalement, le facteur de conversion est donné par :

$$A2G_{Corr} = A2G \cdot \frac{\mathcal{P}_{Corr}(0)}{\mathcal{P}_{Corr}(E_{mean})}$$

L'erreur sur la correction du facteur de conversion dépend essentiellement de l'erreur sur les paramètres de la simulation caractérisant le filtre du détecteur de photons. Cette erreur est négligeable par rapport à l'erreur sur l'échelle d'énergie.

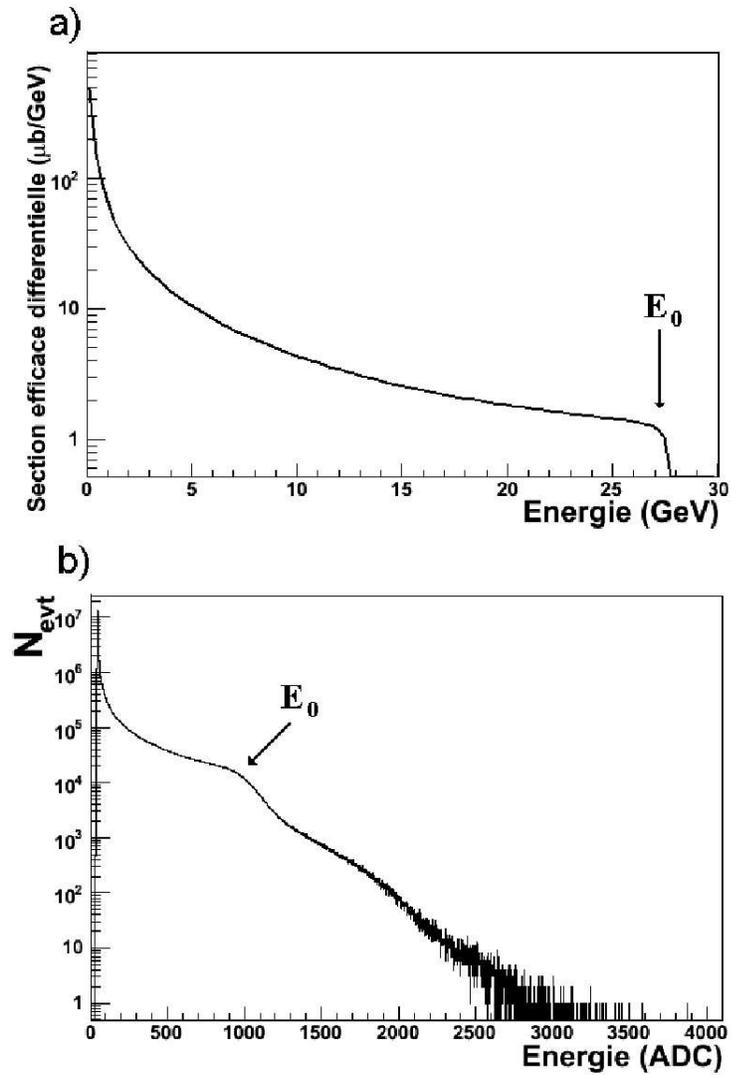


Figure 5.5: Spectre théorique (en haut) et spectre mesuré (en bas) de l'énergie du photon dans le processus de BH.

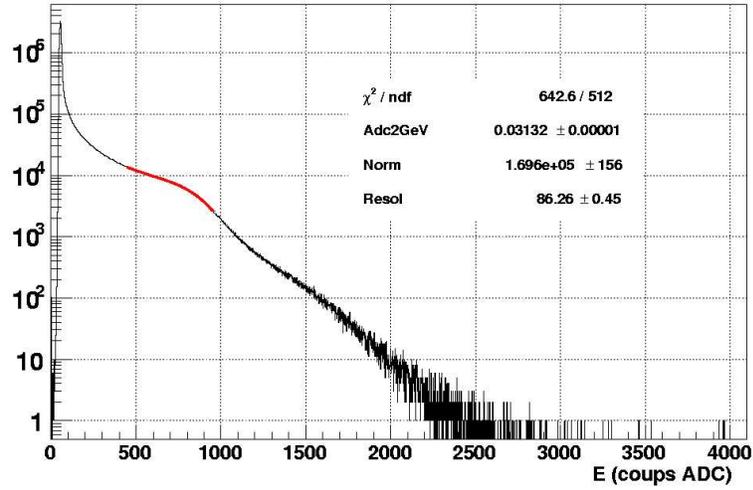


Figure 5.6: Exemple d'ajustement de la fonction \mathcal{F}_{A2G} sur un spectre mesuré dans le détecteur de photons.

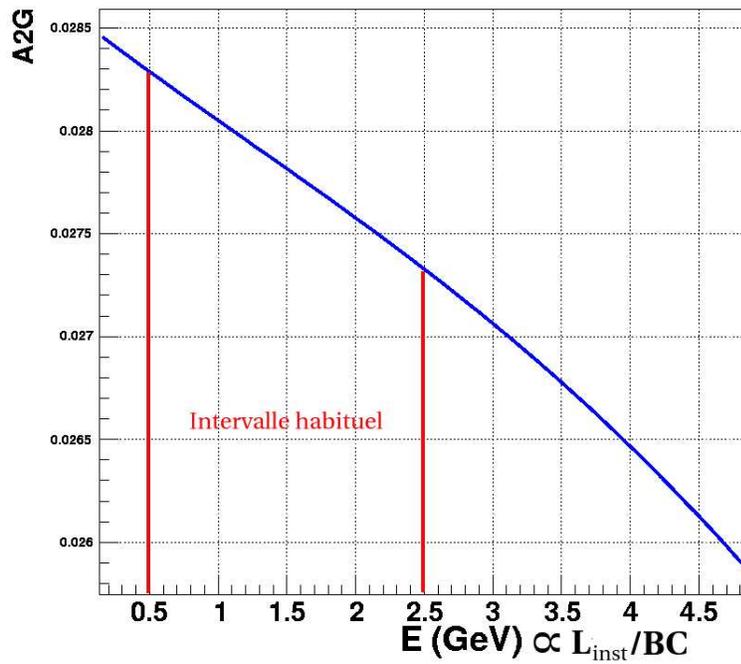


Figure 5.7: Polynôme \mathcal{P}_{Corr} déterminée à partir de la simulation pour corriger le facteur de conversion. L'intervalle en rouge représente le domaine de variation de l'énergie moyenne que l'on observe habituellement.

5.3.2 Application aux sommes sur les voies X et sur les voies Y

En appliquant la méthode de calibration aux données, on peut déterminer l'échelle d'énergie pour les sommes sur les voies X et sur les voies Y toutes les quatre minutes. L'erreur sur l'échelle d'énergie est de l'ordre de 0,5 pour mille. La figure 5.8 représente les gains des voies X et Y entre juillet et août 2004. Cette figure ne fait pas apparaître de corrélations évidentes entre les voies X et Y. On observe également des fluctuations à l'intérieur des Lumi Fills.

Les variations de gains à l'intérieur d'un Lumi Fill peuvent être reproduites avec une combinaison linéaire de trois variables : la position le long des strips, la moyenne des gains de chaque strip et l'énergie moyenne en GeV. La moyenne des gains est calculée avec une pondération gaussienne :

$$G_{moy} = \sum_i G_i \int_{strip\ i} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-m}{\sigma}\right)^2\right) dx$$

où m est la position du faisceau selon l'axe perpendiculaire aux strips, σ est la largeur du faisceau. La dépendance avec la position le long des strips avait déjà été observée lors des tests en faisceaux. La figure 5.9 montre les résultats obtenus sur la mesure de l'énergie en fonction de la position pendant ces tests. La dépendance avec l'énergie moyenne est liée à la réponse des photomultiplicateurs. Aucun effet dû à la température n'a été observé. Les ajustements sont réalisés avec la bibliothèque TMultiDimFit de ROOT [26] [27]. Les erreurs sur les paramètres de l'ajustement varient de 5 à 10% selon les conditions de fonctionnement de HERA, le nombre de points du Lumi Fill et la précision sur les gains de chaque strip. La figure 5.10 montre un exemple de l'ajustement de cette combinaison linéaire sur le gain des voies X pour le Lumi Fill 3529 (4 août 2004). La dispersion du résidu est de l'ordre de un pour mille. L'évolution de la position et de l'énergie moyenne au cours du temps pour ce Lumi Fill est présentée sur la figure 5.11. Le saut de la valeur du gain à la fin du Lumi Fill s'explique par un saut de la position du faisceau.

Les coefficients calculés à partir d'un Lumi Fill restent valables pour les autres Lumi Fills sauf le terme constant. Un décalage apparaît d'un Lumi Fill à l'autre. Cet écart est peut être provoqué par une dérive des tensions d'alimentation ou un décalage entre l'horloge de HERA, celle de H1 et celle du système de luminosité mais aucune mesure suffisamment précise n'a permis de quantifier leurs influences. Les figures 5.12, 5.13 et 5.14 montrent le A2G mesuré et le A2G reconstruit en fonction du temps pour trois Lumi Fills (voies Y). Les coefficients ont été calculés pour le Lumi Fill 3532 (figure 5.12). Les A2Gs des deux autres Lumi Fills sont reconstruits à partir de ces coefficients. Sur la figure 5.13 (Lumi Fill 3524), on remarque le décalage entre le A2G mesuré et le A2G reconstruit alors que les variations au cours du temps sont bien reproduites. La figure 5.14 est intéressante car elle met en évidence l'effet d'une correction de l'horloge de HERA.

Cette étude a permis d'introduire les relations entre le A2G de la somme des voies en X ou en Y et le A2G de chaque voies. Etant donné que le A2G intervient de manière directe dans le calcul de la luminosité quelque soit la méthode, il est nécessaire de bien contrôler l'échelle d'énergie de la somme des canaux et donc l'échelle d'énergie de chaque canal.

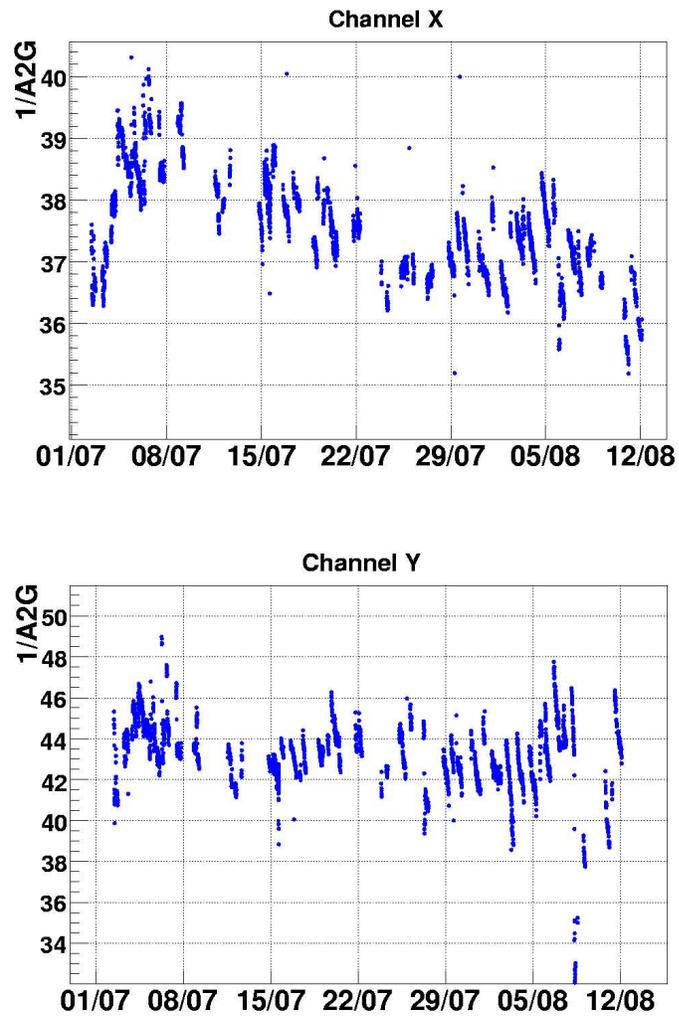


Figure 5.8: Gains des voies X (en haut) et des voies Y (en bas) en juillet et août 2004.

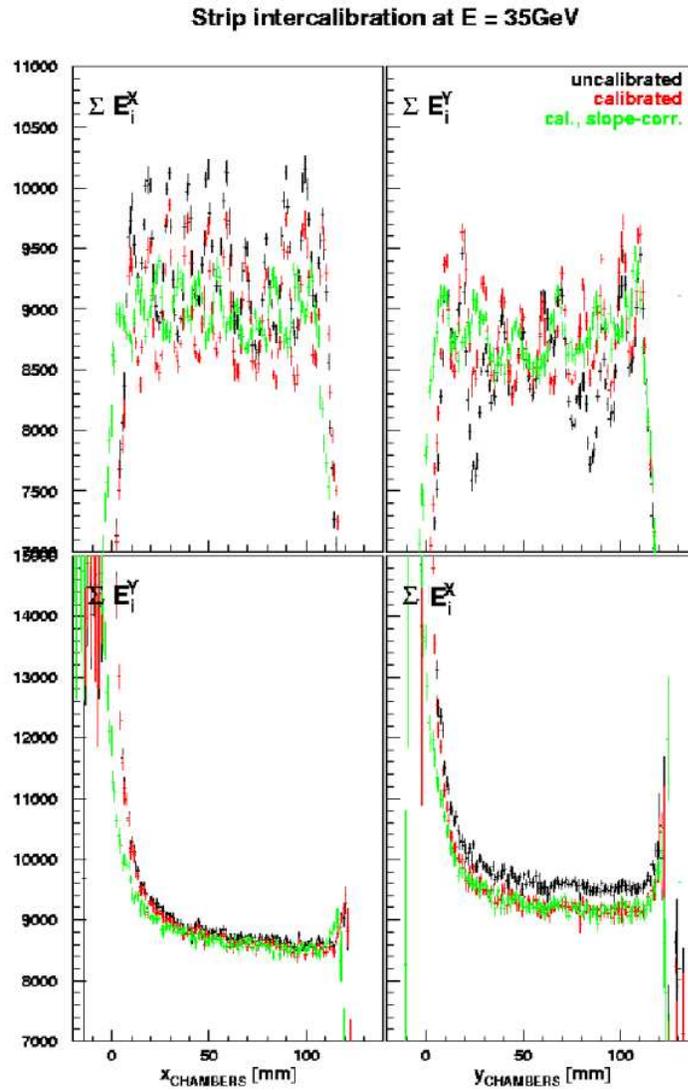


Figure 5.9: Résultats obtenus en faisceau test en 1999-2000. Sur les figures du bas, on peut voir l'évolution du gain en fonction de la position le long des strips en Y (à gauche) et en X (à droite).

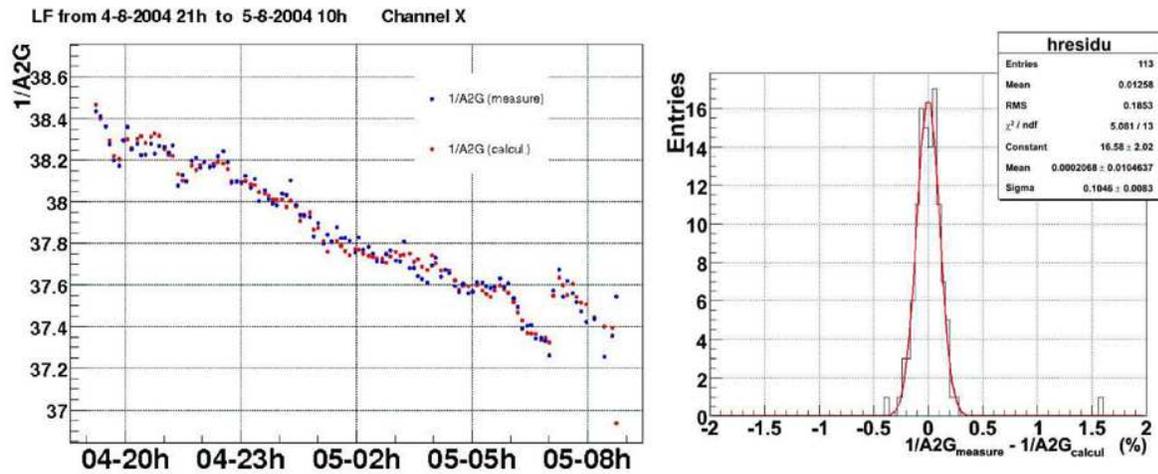


Figure 5.10: A gauche : gain mesuré (en bleu) et gain reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies X - Lumi Fill 3529). Un point correspond à quatre minutes. A droite : distribution de la différence entre la valeur du gain mesuré et la valeur du gain reconstruit.

5.3.3 Application aux voies individuelles

Les gains des strips sont mesurés et éventuellement rééquilibrés à partir de données brutes enregistrées en fin de Lumi Fill ou lors de prises de données spécifiques. Ces corrections n'étant pas effectuées suffisamment régulièrement, il est nécessaire de contrôler les gains des strips au cours des prises de données, a posteriori.

Pour les évènements triggés, le détecteur enregistre l'énergie de chaque strip (figure 5.15). A partir de ces évènements, il est possible de déterminer l'échelle d'énergie pour chaque voie individuellement. Lorsqu'un photon atteint le détecteur, il dépose environ 80% de son énergie dans une strip et le reste dans les strips voisines. L'échelle d'énergie exacte n'est pas connue mais il est possible de comparer les gains des strips les uns par rapport aux autres et de suivre leur évolution.

Les figures 5.16 représentent l'évolution des strips 5, 6, 7 et 8 selon X en fonction de différentes échelles de temps. La figure du haut montre les variations des gains sur l'année 2005. Sur la figure du milieu, on peut voir la variation des gains due à une modification de l'horloge du système de luminosité (voir aussi la figure 5.17) ainsi que les variations des gains dues aux modifications du filtre : l'ajout, en urgence lors du basculement de HERA de positron à électron, de six millimètres de plomb début février 2005 et leur remplacement par un X_0 de carbone le 18 mars 2005. La figure du bas regroupe quelques Lumi Fills. Les gains semblent diminuer avec l'énergie moyenne déposée dans la strip au cours d'un Lumi Fill. Ce comportement a déjà été observé dans le paragraphe précédent.

Le nombre de photons reçu par une strip est maximal pour les strips situées autour du centre du faisceau et diminue rapidement vers les bords. Cet effet est accentué par l'acceptance géométrique du détecteur qui couvre une partie des strips externes. Il est possible de calculer une calibration des strips centrales toutes les quatre minutes mais pour les strips extérieures, il est nécessaire de prendre des

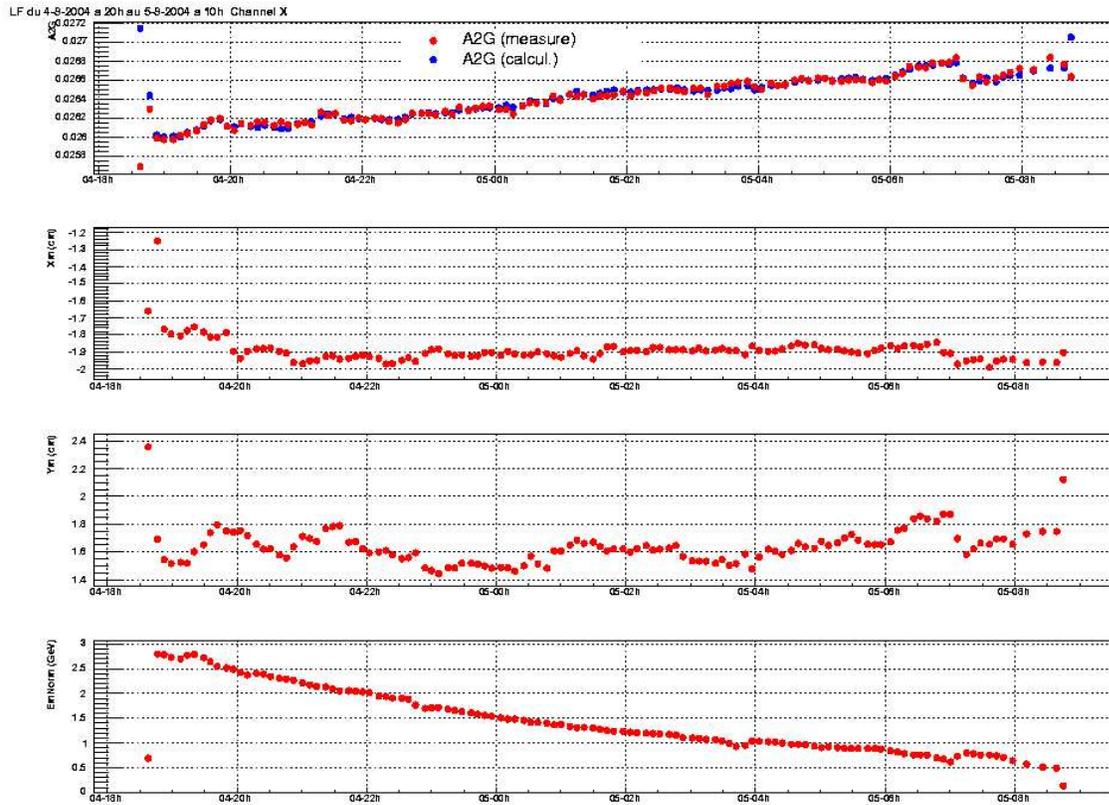


Figure 5.11: La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies X - Lumi Fill 3529). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.

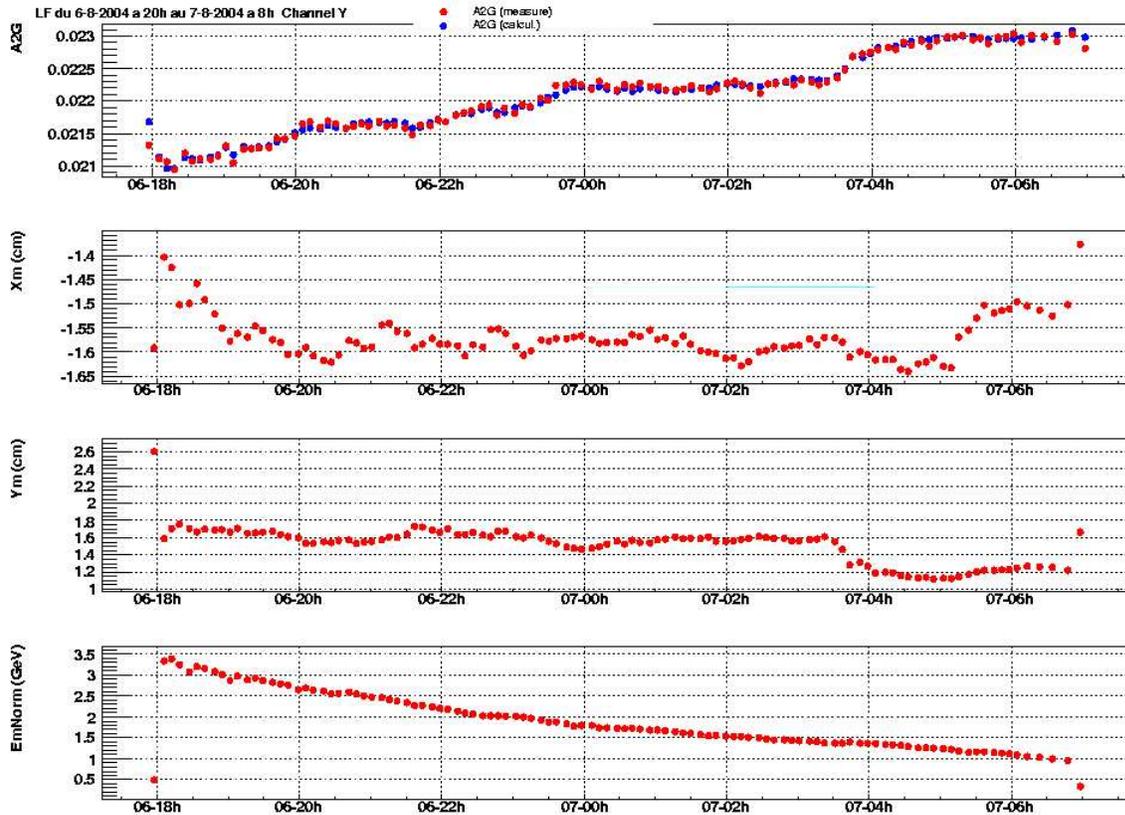


Figure 5.12: La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies Y - Lumi Fill 3532 - 6 août 2004). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.

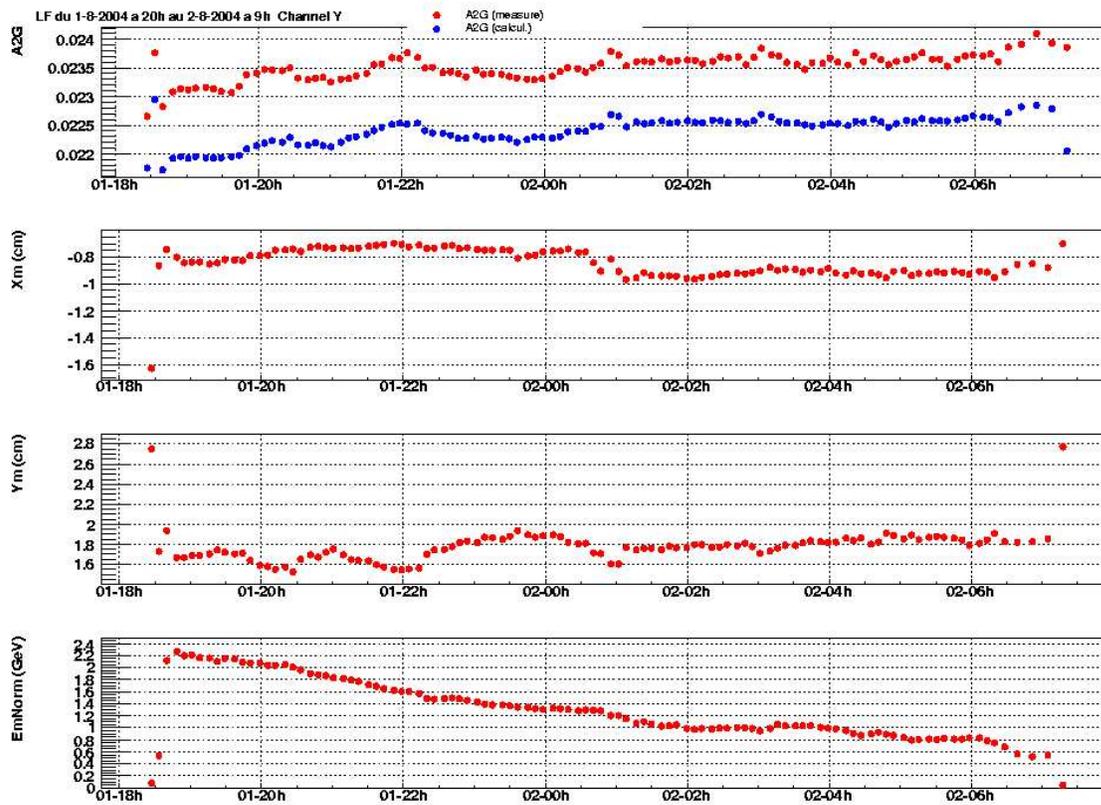


Figure 5.13: La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies Y- Lumi Fill 3524 - 1er août 2004). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.

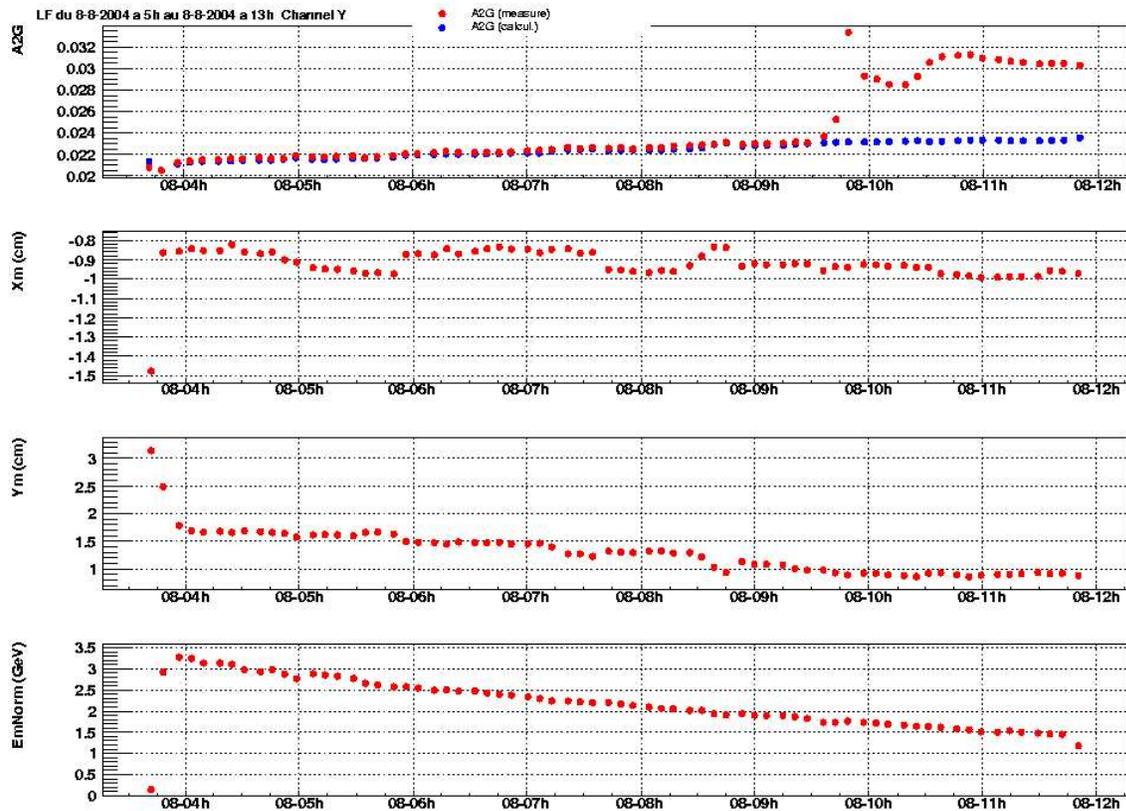


Figure 5.14: La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies Y - Lumi Fill 3535 - 8 août 2004). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.

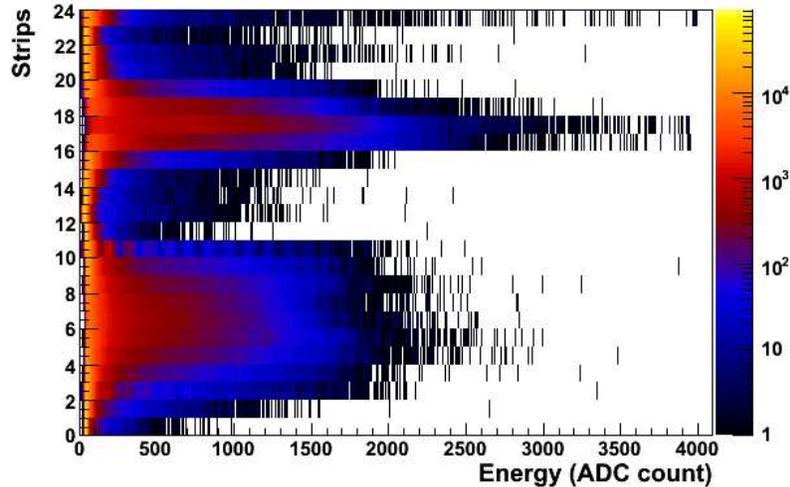


Figure 5.15: Distribution des énergies dans chaque strip. Les 12 premières distributions le long de Y sont les voies X de 1 à 12 et les 12 suivantes sont les voies Y.

périodes plus longues pouvant atteindre la totalité du Lumi Fill pour les strip 2 et 11 des voies X et Y. L'erreur sur l'échelle d'énergie des strips est de l'ordre de 1 pour mille. Il n'est pas possible de calibrer les voies 1 et 12 en X et en Y avec cette méthode. Ces strips sont totalement masquées. L'énergie mesurée correspond à une fraction de l'énergie déposée par un photon dans une strip voisine. Pour les données 2005, la strip 2 selon X est partiellement masquée et elle est située loin du centre du faisceau par conséquent cette strip récolte peu d'évènements et il n'est pas possible de la calibrer avec la méthode présentée dans ce paragraphe. Il arrive également qu'une erreur de lecture apparaisse pour la strip 11 (voir la figure 5.18).

Le calcul de l'échelle d'énergie pour les strips en X ne nécessite pas de correction d'empilements. En effet, la probabilité que deux photons soient mesurés par la même strip est faible. En revanche, le faisceau est beaucoup plus fin en Y et à haute luminosité (en début de Lumi Fill), les trois strips les plus proche du centre du faisceau peuvent mesurer quelques empilements mais ils sont trop faibles pour être corrigés.

5.4 Détermination de l'acceptance géométrique du détecteur

La détermination de l'acceptance géométrique du détecteur est actuellement la source d'erreur la plus importante pour la mesure de la luminosité.

La forme exacte de la projection des éléments présents entre le point d'interaction et le détecteur de photons, principalement les aimants de HERA et en particulier leurs bobines, ne sont pas précisément connus. Cette forme peut changer en fonction de la position du point d'interaction. Ainsi, la forme de zone d'acceptance doit être déterminée expérimentalement.

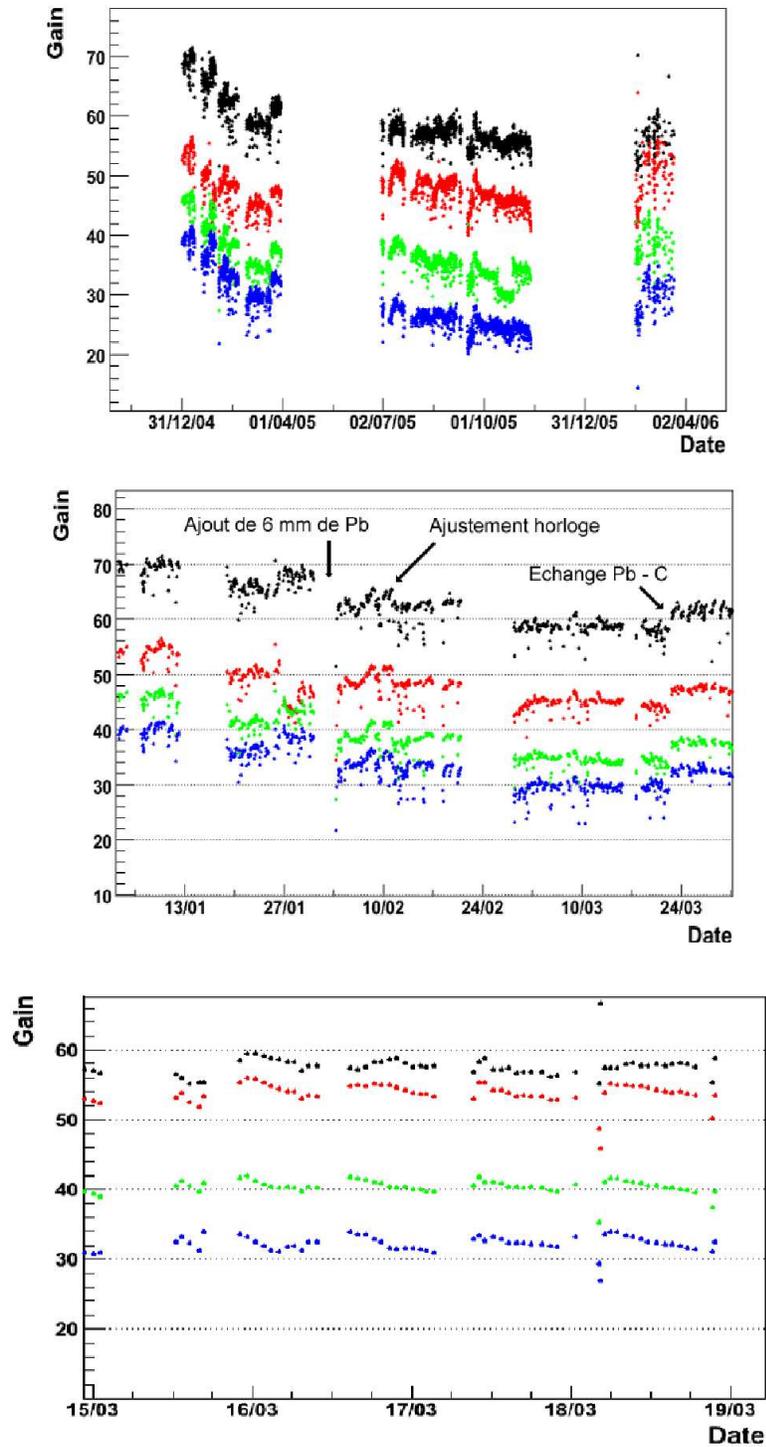


Figure 5.16: Evolution des strips 5, 6, 7 et 8 selon X en fonction de différentes échelles de temps. Pour faciliter la lecture, le gain de la strip 5 (noir) est tracée avec un décalage de 20 GeV^{-1} , le gain de la strip 6 (rouge) est tracée avec un décalage de 10 GeV^{-1} , la strip 7 (vert) est tracée sans décalage et la strip 8 (bleu) est tracée avec un décalage négatif de 10 GeV^{-1} . Il y a un point toutes les 40 minutes.

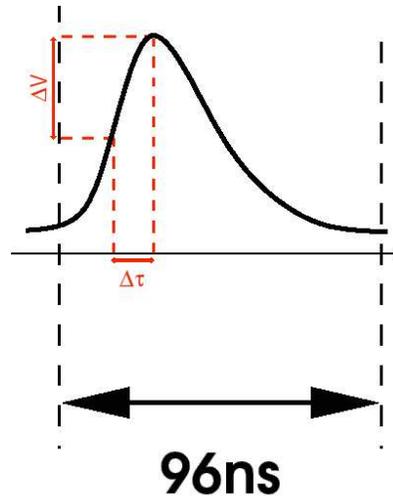


Figure 5.17: Exemple de signal en sortie du shaper. La figure illustre la variation de la mesure en fonction d'un décalage temporel.

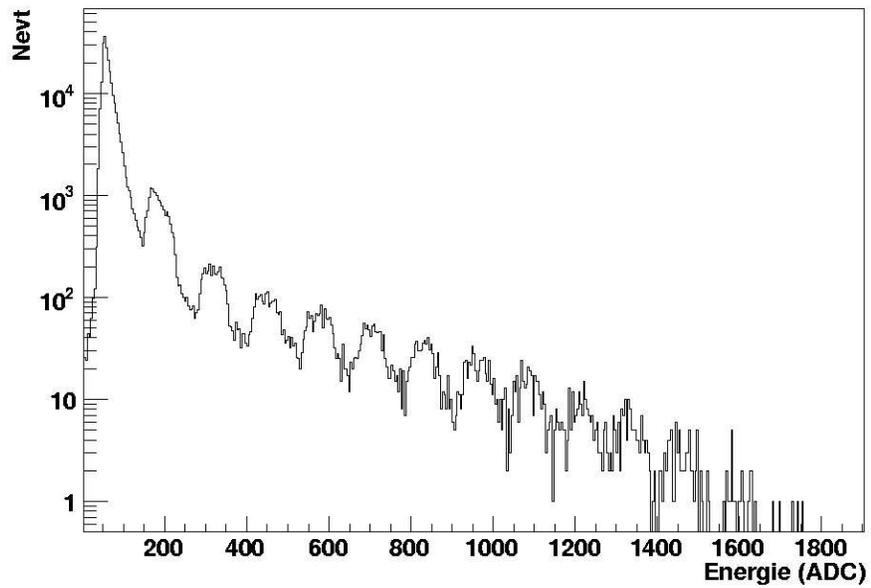


Figure 5.18: Energie mesurée par la strip 11. Les créneaux sont dus à une erreur de lecture.

On considère que le faisceau de photons suit une distribution gaussienne à deux dimensions. La densité de photons à un point (x,y) du plan d'entrée du détecteur de photons peut être modélisée comme suit :

$$\varphi(x, y) = \frac{N_\gamma}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-r^2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{1}{1-r^2} \left[\frac{(x-m_x)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-m_y)^2}{\sigma_y^2} - 2r \frac{(x-m_x)(y-m_y)}{\sigma_x\sigma_y} \right]\right) \quad (5.15)$$

où m_x, σ_x et m_y, σ_y sont les positions moyennes et les écart-types selon les directions horizontales et verticales respectivement (X et Y), r est le coefficient de corrélation et N_γ est le nombre de photons total.

5.4.1 Détermination de la forme de l'acceptance géométrique

Les données brutes mesurées en mode trigger à la fin de certains Lumi Fills contiennent les énergies des strips pour chaque évènement. Ces informations permettent de déterminer la position de chaque photon qui dépose de l'énergie dans le détecteur.

Seuls les évènements avec un seul photon sont sélectionnés, c'est à dire les évènements qui contiennent qu'un seul pic dans les distributions d'énergie selon X et Y. Pour chaque évènement sélectionné, la position est reconstruite d'après les formules :

$$X_\gamma = \frac{\sum_{strip} X_i^0 \sqrt{E_i^X}}{\sum_{strip} \sqrt{E_i^X}} \quad (5.16)$$

$$Y_\gamma = \frac{\sum_{strip} Y_j^0 \sqrt{E_j^Y}}{\sum_{strip} \sqrt{E_j^Y}} \quad (5.17)$$

où X_i^0 et Y_j^0 sont les centres des strips i et j et E_i^X et E_j^Y sont les énergies en GeV des strips i et j . La distribution de la position des photons calculée à partir des données de l'année 2005 est tracée sur la figure 5.19.

Cette distribution est découpée en tranches selon X et Y dont les bords sont évalués avec une fonction du type :

$$\mathcal{F}_{Bord} = Norm \cdot e^{-((x-m_{exp})/\sigma_{exp})^2} \cdot \text{Erfc}\left(\frac{x-x_e}{\sigma_e}\right) \quad (5.18)$$

où x_e est la position du bord. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 5.20.

Lorsque les bords de toutes les tranches ont été évalués (figure 5.21 en haut à gauche et à droite), on obtient un ensemble de points représentant la forme de l'acceptance. Celle-ci est déterminée en ajustant des segments de droites et de cercles sur les points (figure 5.21 en bas à gauche et à droite). La distribution des photons dans la région supérieure gauche ($X < 0$ et $Y > 0$) du détecteur ne semble pas être coupée mais il n'y a pas suffisamment de statistique pour en être sûr. La figure est refermée arbitrairement. Finalement, la forme de l'acceptance est constituée de sept droites et deux cercles dont les équations sont répertoriés dans le tableau 5.1.

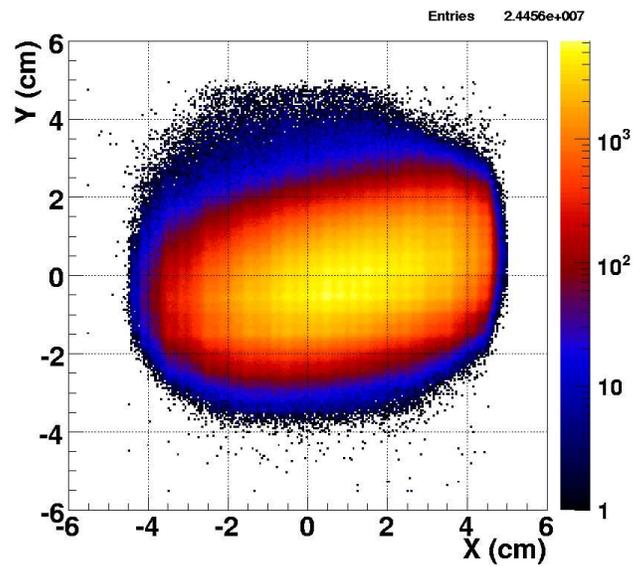


Figure 5.19: Distribution de la position reconstruite des photons dans le détecteur montrant la forme de la zone d'acceptance. L'échelle de l'axe Z est logarithmique.

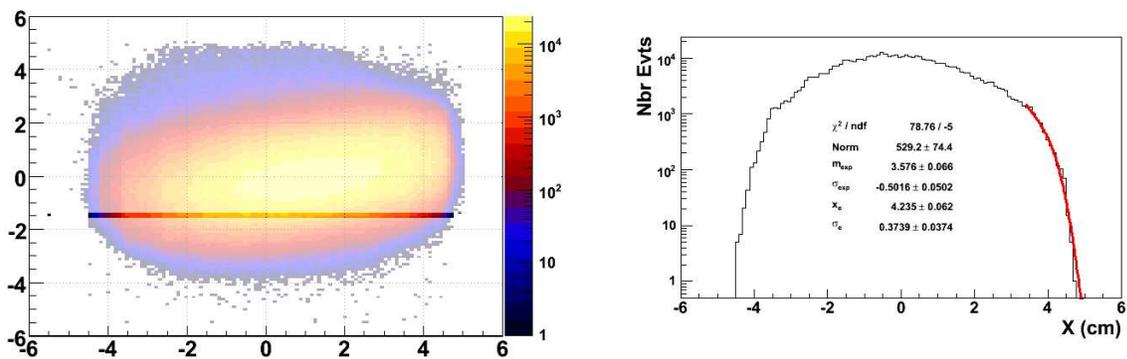


Figure 5.20: Exemple d'ajustement pour déterminer le bord de la forme de l'acceptance. A gauche, la position de la tranche et à droite le résultat de l'ajustement

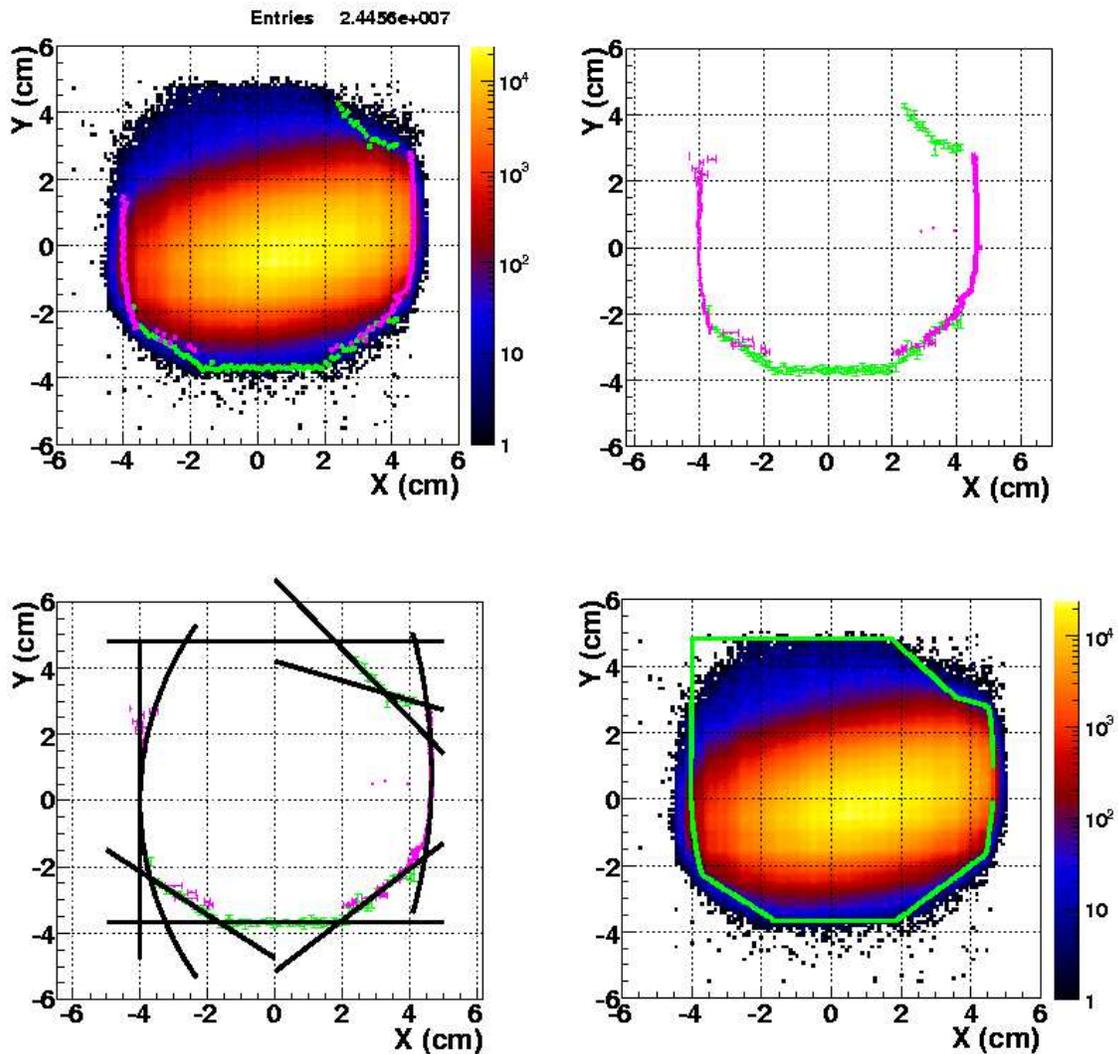


Figure 5.21: Les différentes étapes de la modélisation de la forme de l'acceptance. Les points verts ont été obtenus à partir des tranches selon Y et les points violets ont été obtenus à partir des tranches selon X. En haut à gauche, les points sont tracés sur la distribution des photons dans le détecteur. En haut à droite, les points sont tracés avec leurs erreurs. En bas à gauche, la figure représente les droites et les cercles ajustés sur les points. En bas à droite, la figure représente la forme définitive de l'acceptance.

Type	Inéquation	Erreurs (en \pm dans l'inéquation)
Droite	$x > -3,99998$	0,1
Droite	$y < 4,8$	0,1
Droite	$y > -3,68$	0,0098
Droite	$y < -0,6536x - 4,7491$	0,0217 ; 0,0591
Droite	$y < 0,7758x - 5,1552$	0,0297 ; 0,0838
Droite	$y < -0,9583x + 6,4381$	0,028 ; 0,0949
Droite	$y < -0,3266x + 4,213$	0,0222 ; 0,0716
Cercle	$(x - 5,27)^2 + (y + 0,0157)^2 < 9,27^2$	0,049 ; 0,0045 ; 0,049
Cercle	$(x + 11,68)^2 + (y + 0,823)^2 < 16,33^2$	0,0091 ; 0,0156 ; 0,0091

Table 5.1: Récapitulatif des équations des droites et des cercles constituant l'acceptance du détecteur et des erreurs sur les paramètres.

5.4.2 Calcul de l'acceptance

Présentation de la méthode

Le profil transverse du faisceau de photons suivant la distribution de forme gaussienne bi-dimensionnelle décrite par l'équation 5.15, sa projection ϕ_X sur l'axe X (Y) est une gaussienne de moyenne m_x (resp. m_y), de d'écart-type σ_x (resp. σ_y) et dont l'intégrale vaut N_γ . En tenant compte de la forme de l'acceptance, cette projection est de la forme :

$$\phi_X^A(x) = \int_{S_{min}(x)}^{S_{max}(x)} \varphi(x, y) dy \quad (5.19)$$

où $S(x)$ est la forme de l'acceptance. On pose :

$$\begin{aligned} u &= \frac{x - m_x}{\sigma_x} \\ a_1 &= \frac{S_{min}(x) - m_y}{\sigma_y} \\ b_1 &= \frac{S_{max}(x) - m_y}{\sigma_y} \\ a &= \frac{a_1 - u \cdot r}{\sqrt{2(1 - r^2)}} \\ b &= \frac{b_1 - u \cdot r}{\sqrt{2(1 - r^2)}} \\ C &= \frac{N_\gamma}{2\sqrt{2\pi}\sigma_x} \end{aligned}$$

où m_x , m_y , σ_x , σ_y , r et N_γ ont été définis plus haut. Finalement, on obtient :

$$\phi_X^A(x) = C \cdot e^{-\frac{1}{2}u^2} (\text{Erf}(b) - \text{Erf}(a)) \quad (5.20)$$

L'acceptance peut être calculée en divisant l'intégrale de $\phi_X^A(x)$ (resp. $\phi_Y^A(y)$) par l'intégrale de $\varphi(x, y)$ c'est-à-dire N_γ .

Application aux données

La première étape consiste à obtenir des distributions du nombre d'évènements le long de l'axe X et de l'axe Y. Ces distributions sont obtenus à partir des distributions d'énergie dans les strips pour les évènements triggés.

Les distributions d'énergie dans les strips sont rééquilibrées en utilisant les facteurs de conversion calculés au paragraphe 5.2.3 et le nombre d'évènements au dessus du seuil (~ 5 GeV) pour chaque strip est stocké dans un histogramme. L'erreur sur un bin de l'histogramme est calculée en sommant quadratiquement l'erreur statistique et l'erreur sur l'échelle d'énergie du bin.

Pour faciliter les calculs d'erreurs ultérieurs, cet histogramme est normalisé. Le contenu a_i du bin i est défini à partir du contenu brut b_i par :

$$a_i = \frac{b_i}{I} = \frac{b_i}{\sum_j b_j} = \frac{b_i}{b_i + \sum_{j \neq i} b_j} \quad (5.21)$$

On définit également l'erreur σ_{a_i} de ce bin :

$$\sigma_{a_i}^2 = \left(\frac{\partial a_i}{\partial b_i} \right) \sigma_{b_i}^2 + \sum_{j \neq i} \left(\frac{\partial a_i}{\partial b_j} \right) \sigma_{b_j}^2 \quad (5.22)$$

On a :

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_i}{\partial b_i} &= \frac{I - b_i}{I^2} \\ \frac{\partial a_i}{\partial b_j} &= \frac{-b_i}{I^2} \end{aligned}$$

D'où :

$$\sigma_{a_i}^2 = \left(\frac{I - b_i}{I^2} \right)^2 \sigma_{b_i}^2 + \sum_{j \neq i} \left(\frac{-b_i}{I^2} \right)^2 \sigma_{b_j}^2 \quad (5.23)$$

$$\sigma_{a_i}^2 = \frac{I - 2b_i}{I^3} \sigma_{b_i}^2 + \frac{b_i^2}{I^4} \sum_j \sigma_{b_j}^2 \quad (5.24)$$

Ensuite, la fonction $\phi_X^A(x)$ est ajustée sur la distribution du nombre d'évènements entre -4 cm et 4 cm le long de l'axe X en laissant les paramètres m_x , σ_x , r et N_γ libres. De la même façon, la

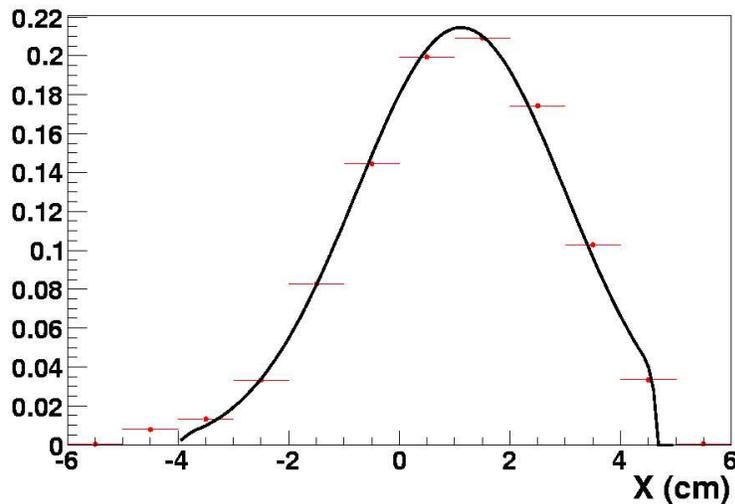


Figure 5.22: Exemple d'ajustement de la distribution du nombre d'évènements le long de l'axe X sur un histogramme pour un point de donnée (~ 4 minutes). Le deuxième bin n'a pas été pris en compte car il n'était pas possible de déterminer son échelle d'énergie en raison d'une statistique trop faible.

fonction $\phi_Y^A(y)$ est ajustée sur la distribution du nombre d'évènements entre -5 cm et 5 cm le long de l'axe Y en laissant les paramètres m_y , σ_y , r et N_γ libres. Chaque ajustement d'une des fonctions est réalisé en injectant les paramètres calculés à partir de l'ajustement de l'autre fonction. L'opération est répétée deux fois pour obtenir des paramètres stables. Des exemples d'ajustement sont présentés sur les figures 5.22 et 5.23. L'intervalle pour l'ajustement est plus petit le long de l'axe X car il n'est pas possible d'utiliser les strips 2 et 11 (voir le paragraphe 5.3.3). Lorsque la position selon X du faisceau est proche de la strip 11, ce qui est souvent le cas en 2005, cette restriction de l'intervalle peut amener des difficultés pour réaliser l'ajustement.

Finalement, l'acceptance est calculée en divisant le contenu de chaque histogramme par N_γ . Les deux valeurs de l'acceptance, obtenues toutes quatre minutes, sont en accord (figure 5.24). L'erreur sur l'acceptance, calculée en additionnant quadratiquement les erreurs relatives sur le contenu des histogrammes et l'erreur relative sur le paramètre N_γ des ajustements, est de l'ordre de 2 pour mille. La position et la largeur du faisceau sont également déterminées à partir de cette méthode avec une très bonne précision : de l'ordre de 0,01 mm pour la position et de 0,05 mm pour la largeur (figure 5.25).

Il faut également tenir compte de l'erreur sur la forme de l'acceptance. Cette erreur est déterminée en faisant varier chaque paramètre de la forme de l'acceptance et en sommant quadratiquement les écarts obtenus sur les valeurs l'acceptance. L'erreur varie en fonction de la position. Elle est fixée à 3,4 pour mille qui est l'erreur maximale observée.

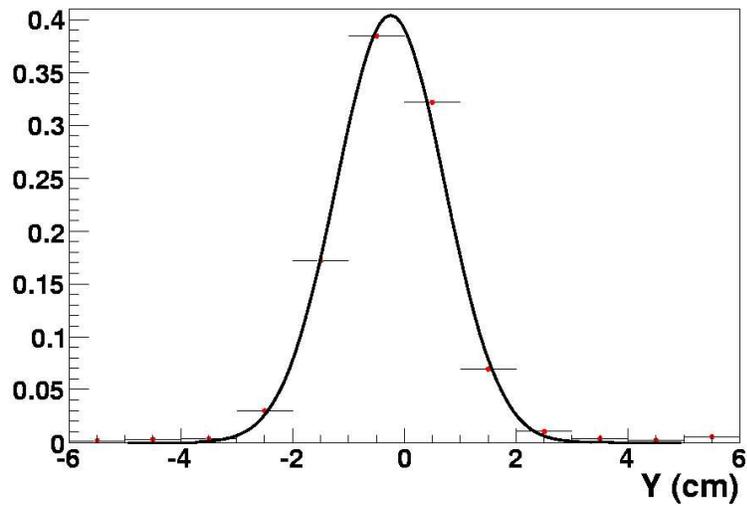


Figure 5.23: Exemple d'ajustement de la distribution du nombre d'évènements le long de l'axe Y sur un histogramme pour un point de donnée (~ 4 minutes).

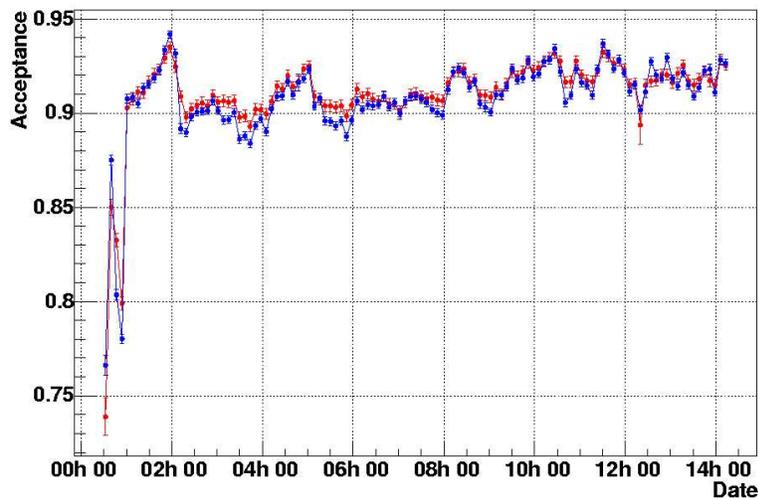


Figure 5.24: Acceptance calculée à partir des distributions du nombre d'évènements le long de l'axe X (rouge) et le long de l'axe Y (bleu) pour le LumiFill 3911 (17 juin 2005). Les variations sont principalement liées à la position du faisceau.

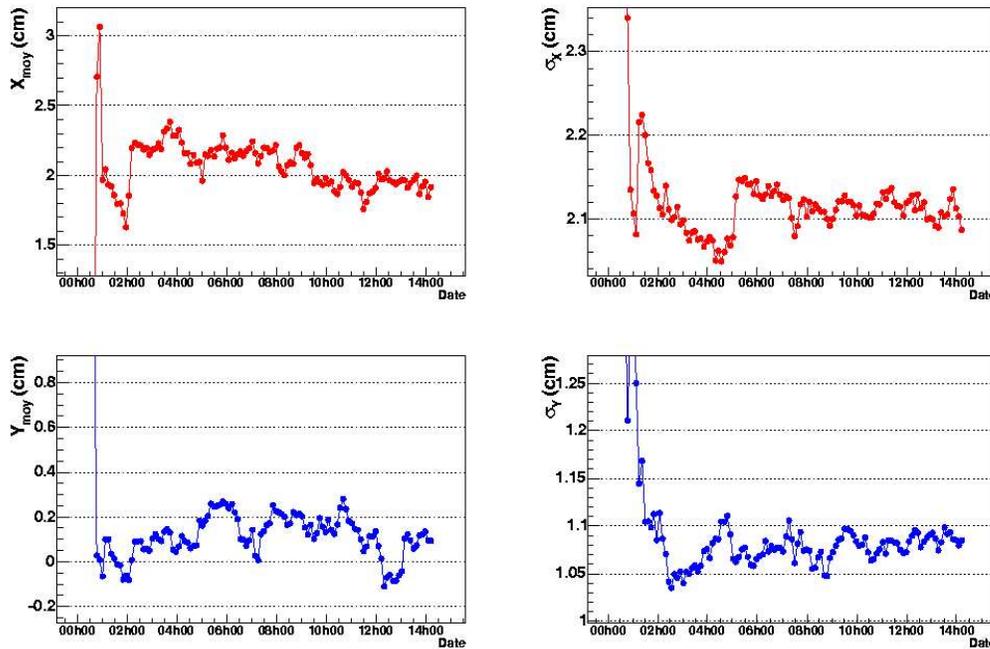


Figure 5.25: Reconstruction de la position (à gauche) et de la largeur du faisceau (à droite) en X (en haut) et en Y (en bas) pour le LumiFill 3911 (17 juin 2005).

Vérifications avec la simulation

La méthode a été appliquée à différents lots de données simulées correspondant à différents ensembles de paramètres : la position, la largeur et l'inclinaison du faisceau ainsi que la luminosité ont été modifiés pour étudier la stabilité de la méthode de reconstruction dans des proportions couramment rencontrées. La forme de l'acceptance utilisée par la simulation est celle déterminée au paragraphe 5.3.1. Les résultats obtenus sont semblables à ceux obtenus avec les données réelles. Un exemple est présenté sur la figure 5.26.

Les données 2006

En 2006, HERA a fonctionné avec des positrons. La distribution des événements dans le détecteur de photons, utilisée pour déterminer la forme de l'acceptance, a changé. La position moyenne du faisceau selon X est passée d'environ 2 cm à environ -2 cm. Il est donc nécessaire de déterminer précisément la forme de l'acceptance dans la région $X < 0$ et $Y > 0$. De plus, avec l'optique pour le faisceau de positrons, l'enveloppe de sécurité du filtre en Béryllium, ajoutée début 2006, masque une partie du détecteur de photons vers -4 cm (voir figure 5.27). La forme de l'acceptance doit être déterminée pour cette période.

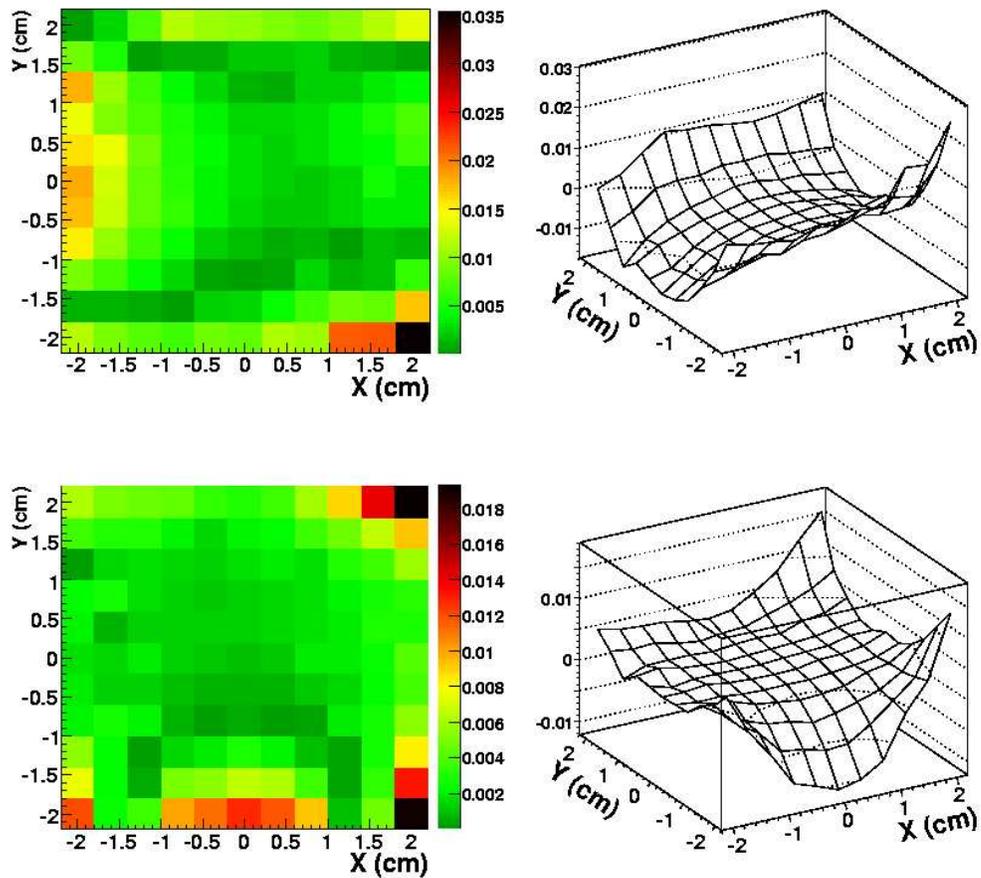


Figure 5.26: Exemple de la différence entre l'acceptance réelle et l'acceptance reconstruite en fonction de la position du faisceau. Sur les figures de gauche, l'écart est en valeur absolue. Les deux figures du haut représentent l'écart calculé à partir des distributions du nombre d'évènements le long de l'axe X. Les deux figures du bas représentent l'écart calculé à partir des distributions du nombre d'évènements le long de l'axe Y.

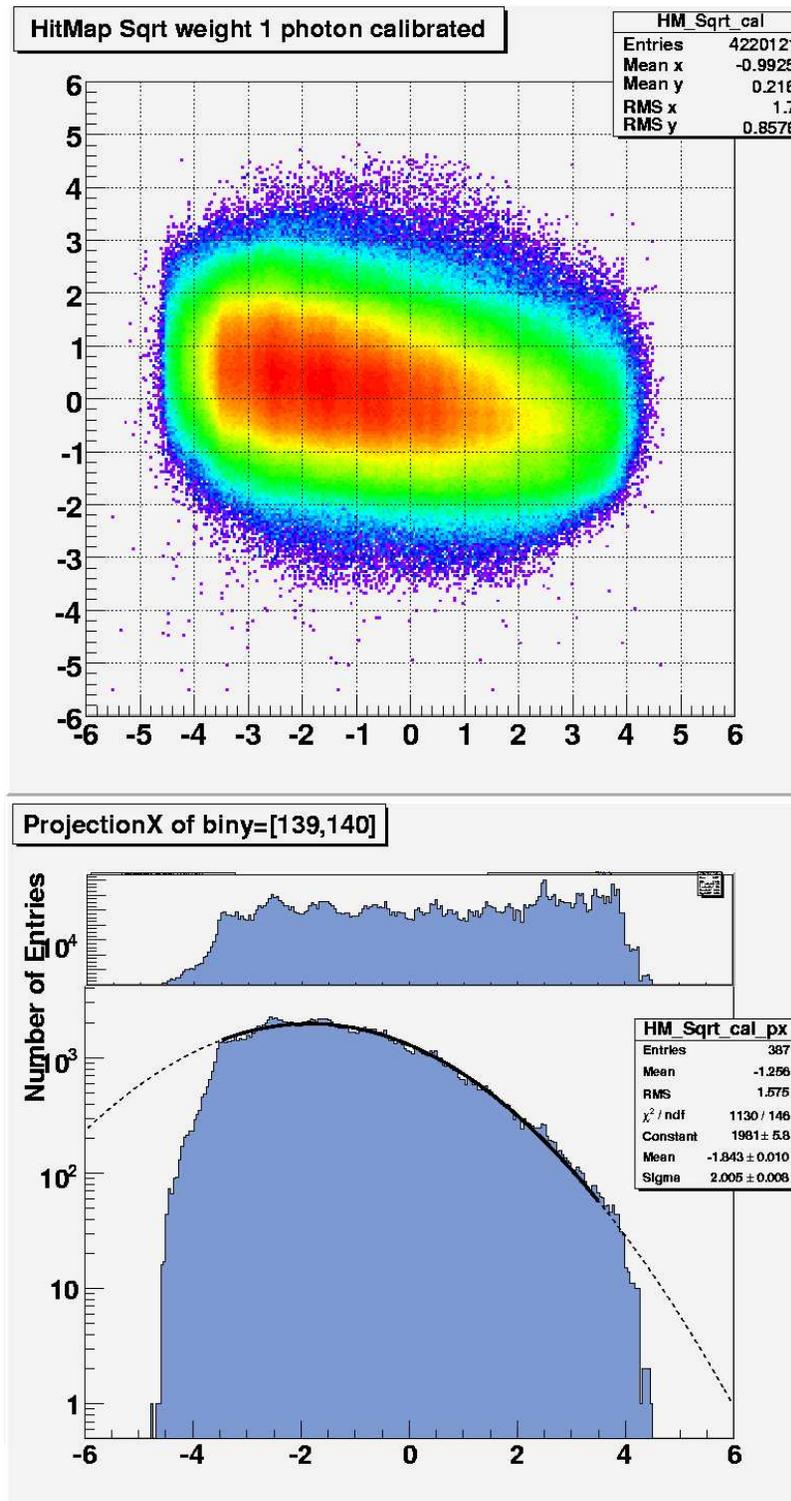


Figure 5.27: Distribution de la position des photons dans le détecteur en août 2006 pour les données Raw (en haut). Coupe de la distribution avec l'ajustement d'une fonction gaussienne (en bas). Rapport entre la coupe et l'ajustement gaussien (au milieu) montrant une occultation partielle due à une enveloppe de sécurité autour du filtre ajoutée en 2006.

5.5 Mesure de la luminosité

A présent, l'échelle d'énergie et l'acceptance du détecteur sont connues toutes les quatre minutes avec une bonne précision. On peut donc passer au calcul de la luminosité en utilisant les méthodes présentées au début de ce chapitre.

5.5.1 Energie totale

En pratique, l'équation 5.11 s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{F_{BH} \cdot A2G}{A \cdot \int_0^\infty \int_0^\infty R(E_\gamma, E_{mes}) E_\gamma \frac{d\sigma(E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma dE_{mes}} \quad (5.25)$$

où F_{BH} est l'énergie des photons BH déposée dans le détecteur en pas d'ADC par seconde, $A2G$ est l'échelle d'énergie du détecteur, E_{mes} est l'énergie théorique mesurée, E_γ est l'énergie théorique du photon BH et $R(E_\gamma, E_{mes})$ est la fonction de réponse de l'ensemble du système de détection.

L'acceptance et l'échelle d'énergie du détecteur ainsi que leurs erreurs ont déjà été présentés dans les paragraphes précédents. L'intégrale du spectre d'énergie théorique :

$$\int_0^\infty \int_0^\infty R(E_\gamma, E_{mes}) E_\gamma \frac{d\sigma(E_\gamma)}{dE_\gamma} dE_\gamma dE_{mes}$$

est, pour l'instant, fixée arbitrairement.

Soustraction du bruit de fond

La soustraction est réalisée à partir des mesures d'énergie pour les paquets d'électrons pilotes. L'énergie déposée par seconde par les photons BH est donnée par :

$$F_{BH} = \left(\langle E_{Coll} \rangle - \langle E_{Vide} \rangle - (\langle E_{Pilote} \rangle - \langle E_{Vide} \rangle) \frac{I_e^{Coll}}{I_e^{Pilote}} \frac{N_{Pilote}}{N_{Coll}} \right) \cdot N_{Coll} \cdot f_0 \quad (5.26)$$

où $\langle E_{Coll} \rangle$ est l'énergie moyenne mesurée pour les paquets en collision, $\langle E_{Vide} \rangle$ est l'énergie moyenne mesurée pour les emplacements vide, $\langle E_{Pilote} \rangle$ est l'énergie moyenne mesurée pour les paquets d'électrons pilotes, I_e^{Coll} est l'intensité des paquets d'électrons en collision, I_e^{Pilote} est l'intensité des paquets d'électrons pilotes, N_{Coll} est le nombre de paquets en collision, N_{Pilote} est le nombre de paquets d'électrons pilotes et f_0 est la fréquence de HERA. $\langle E_{Vide} \rangle$ représente essentiellement la contribution du piédestal. Le bruit de fond dû à la radiation synchrotron est soustrait avec les électrons pilotes.

En pratique, F_{BH} est déterminé en plusieurs étapes afin de simplifier le calcul des erreurs. Les erreurs sur les valeurs moyennes sont données par la formule :

$$\sigma_{\langle E \rangle} = \frac{\sigma_E}{\sqrt{N}}$$

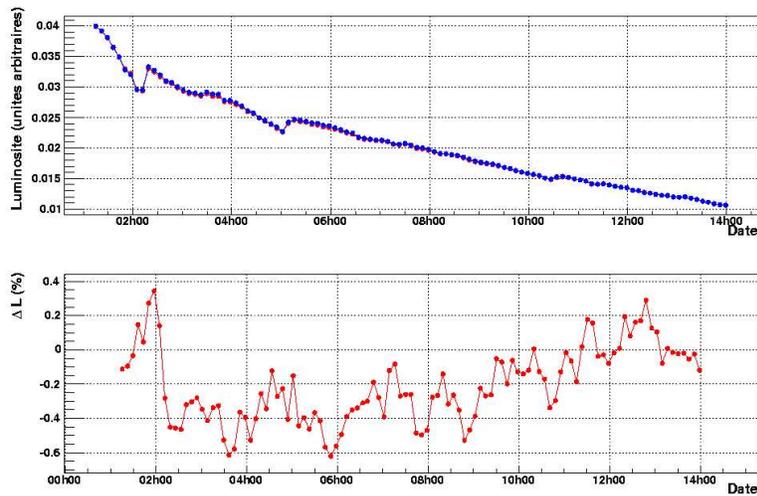


Figure 5.28: Comparaison de la luminosité mesurée avec la méthode énergie totale pour les voies X (en rouge) et Y (en bleu). La figure du bas montre l'écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).

où $\sigma_{\langle E \rangle}$ est l'erreur sur la moyenne, σ_E est l'écart-type et N est le nombre de croisement de faisceaux accumulés.

L'erreur sur la fréquence de HERA est négligeable [28] [29]. L'erreur sur la somme des courants des paquets est de l'ordre de 5 pour mille [29].

Finalement, l'erreur sur F_{BH} est de l'ordre de 6 pour mille toutes les quatre minutes.

Mesure avec la méthode énergie totale

L'erreur finale sur la luminosité, avec l'intégrale du spectre d'énergie théorique fixée arbitrairement, est de l'ordre de 6 pour mille. La luminosité au cours d'un Lumi Fill est tracée sur la figure 5.28. Les mesures sur les voies X et Y sont en accord. Cette méthode permet d'étudier les variations de la luminosité au cours d'un Lumi Fill avec une très bonne précision.

Pour calculer la luminosité absolue, il faut calculer l'intégrale du spectre d'énergie théorique. L'erreur théorique est de l'ordre de 5 pour mille. Finalement, la luminosité est obtenue avec une erreur de l'ordre de 6,5 à 9,5 pour mille. Un exemple est représenté sur la figure 5.35.

5.5.2 Ajustement de la forme

Dans le paragraphe 5.1, nous avons vu que le nombre de photons produits lors d'un croisement des faisceaux suit une distribution de Poisson dont la valeur moyenne est proportionnelle à la luminosité.

Le spectre simulé peut être ajusté sur les données en fonction de deux paramètres : l'échelle d'énergie et le nombre moyen de photons générés par croisement de faisceaux μ_{Simu} . La simulation

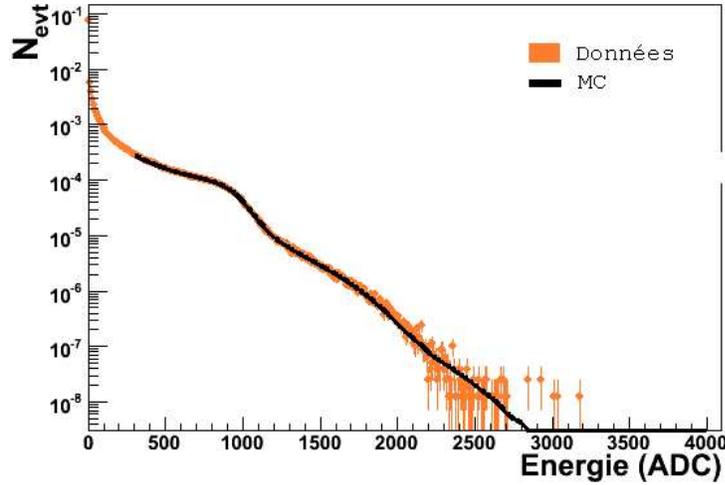


Figure 5.29: Exemple d'ajustement de la forme du spectre.

se limite à 10 empilements ce qui s'est avéré suffisant pour l'ajustement. Un exemple d'ajustement est présenté sur la figure 5.29. Il est possible de déterminer la luminosité sachant que :

$$\int \int \frac{d^2 N}{dE dt} dE dt = \left(\mu_{Simu}^{Coll} - \mu_{Simu}^{Pilote} \frac{I_e^{Coll}}{I_e^{Pilote}} \frac{N_{Pilote}}{N_{Coll}} \right) \cdot N_{coll} \cdot f_0 \cdot \Delta t = L \cdot \sigma_{Simu} \quad (5.27)$$

où $L = \int_{\Delta t} \mathcal{L} dt$ est la luminosité intégrée, I_e^{Coll} est l'intensité des paquets d'électrons en collision, I_e^{Pilote} est l'intensité des paquets d'électrons pilotes, N_{Coll} est le nombre de paquets en collision, N_{Pilote} est le nombre de paquets d'électrons pilotes, f_0 est la fréquence de HERA et :

$$\sigma_{Simu} = \int_{10 \text{ Mev}}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE} dE \quad (5.28)$$

Dans un premier temps, il est possible de déterminer la luminosité relative en utilisant un σ_{Simu} arbitraire.

L'erreur statistique sur la luminosité se calcule simplement en additionnant quadratiquement l'erreur relative sur le paramètre μ de l'ajustement et l'erreur relative sur l'acceptance. L'erreur sur μ est de l'ordre de 0,5 pour mille et l'erreur sur la luminosité est de l'ordre de 4 pour mille.

Sur la figure 5.30, montrant la valeur de la luminosité mesurée sur un Lumi Fill à partir de l'ajustement, on remarque une différence de l'ordre de 1,5 pour cent entre les valeurs pour les voies X et Y. Le faisceau est plus fin selon Y ($\sigma_Y \sim 1$ cm) que selon X ($\sigma_X \sim 2$ cm) rendant le spectre des voies Y plus sensible aux différences de gains des strips. Ce spectre peut être déformé ce qui expliquerait l'écart entre les valeurs de la luminosité. Cette hypothèse semble confirmée par les figures 5.31 et 5.32. En effet, l'écart entre les luminosités mesurées avec les deux méthodes est inférieur au pour cent pour les voies X mais il est supérieur au pour cent pour les voies Y.

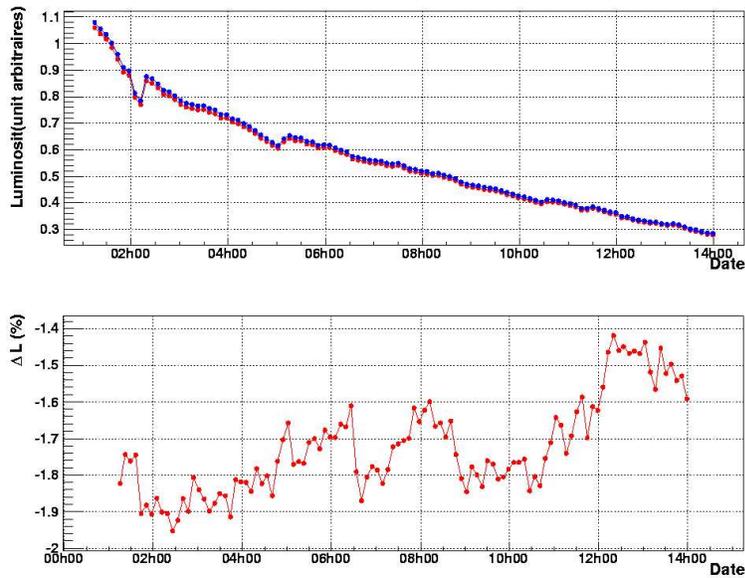


Figure 5.30: Comparaison de la luminosité mesurée avec l’ajustement de la forme pour les voies X (en rouge) et Y (en bleu). La figure du bas montre l’écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).

Dans un deuxième temps, il est possible de calculer σ_{Simu} avec une précision de l’ordre de 0,5% pour obtenir la luminosité absolue. Un exemple est représenté sur la figure 5.35.

Cette méthode est sensible aux conditions de prise de données. Par exemple, des variations rapides de la luminosité provoquent des déformations sur le spectre qui perturbent l’ajustement.

5.5.3 Conclusion

Les méthodes de calcul de l’échelle d’énergie et de l’acceptance présentées dans ce chapitre permettent de déterminer ces grandeurs toutes les quatre minutes avec une précision de l’ordre de 0,5 pour mille pour l’échelle d’énergie et de l’ordre de 2 pour mille pour l’acceptance. La position et la largeur du faisceau sont également mesurés toutes les quatre minutes avec une précision de l’ordre de 0,01 mm pour la position et de l’ordre de 0,05 mm pour la largeur.

Ces résultats permettent de calculer la luminosité instantanée toutes les quatre minutes avec la méthode "énergie totale" et l’ajustement de la forme du spectre. La précision obtenue sur la mesure de la luminosité relative est de l’ordre de 3 à 8 pour mille en fonction de la méthode et des conditions de fonctionnement de HERA. L’erreur théorique est de l’ordre de 5 pour mille et l’erreur sur la forme de l’acceptance est de l’ordre de 3 pour mille. Au final, l’erreur sur la mesure de la luminosité est de l’ordre de 6,5 à 9,5 pour mille. Un exemple est représenté sur la figure 5.35.

Les mesures sont en accord sauf la mesure avec l’ajustement de la forme sur le spectre mesuré à partir des voies Y qui présente un décalage par rapport aux autres résultats. Ce décalage serait provoqué par une mauvaise inter-calibration des strips qui introduit des déformations sur le spectre.

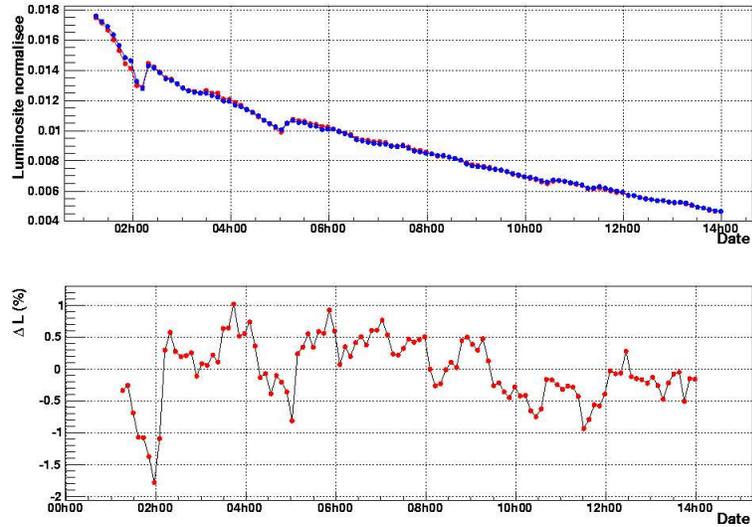


Figure 5.31: Comparaison de la luminosité obtenue avec la méthode énergie totale (en rouge) et l'ajustement de la forme du spectre (en bleu) pour les voies X. La figure du bas montre l'écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).

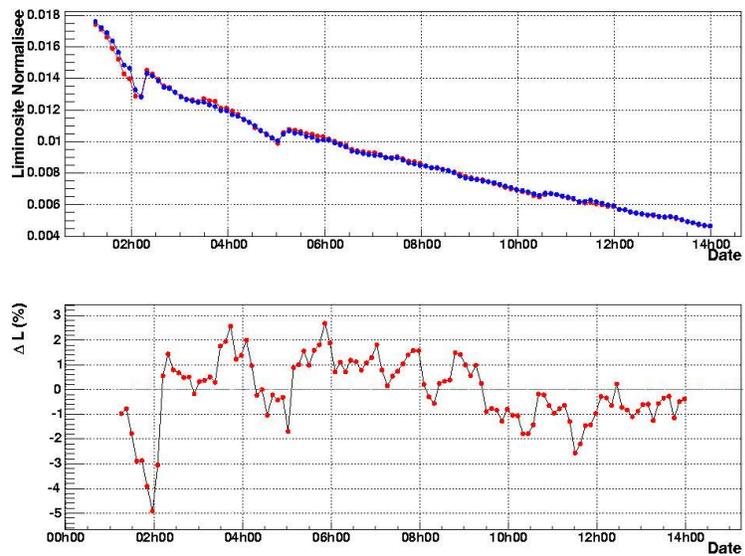


Figure 5.32: Comparaison de la luminosité obtenue avec la méthode énergie totale (en rouge) et l'ajustement de la forme du spectre (en bleu) pour les voies Y. La figure du bas montre l'écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).

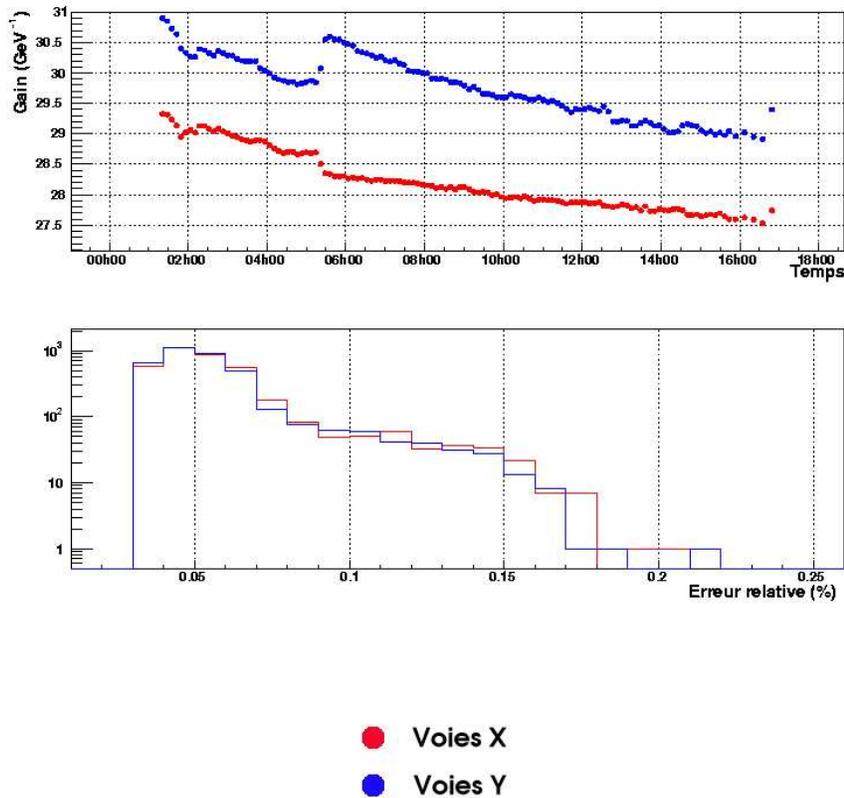


Figure 5.33: La figure du haut représente les gains des sommes pour les voies X (rouge) et les voies Y (bleu) pour le Lumi Fill 4117 (2 octobre 2006) et la figure du bas montre la répartition des erreurs sur la détermination des gains au mois d'octobre 2005. Le saut vers 5h30 correspond à un repositionnement du faisceau opéré par la machine pour optimiser la luminosité (voir la figure suivante).

Une inter-calibration plus régulière des strips devrait corriger ce problème.

Avec ces méthodes, la luminosité a été calculée sur quelques périodes de prises de données et en particulier sur le mois d'octobre 2005 (voir les figures 5.33, 5.34 et 5.35). Ces résultats sont en cours de validation pour devenir la méthode standard dans H1 ce qui nécessite une comparaison run par run avec les valeurs actuellement utilisées par H1.

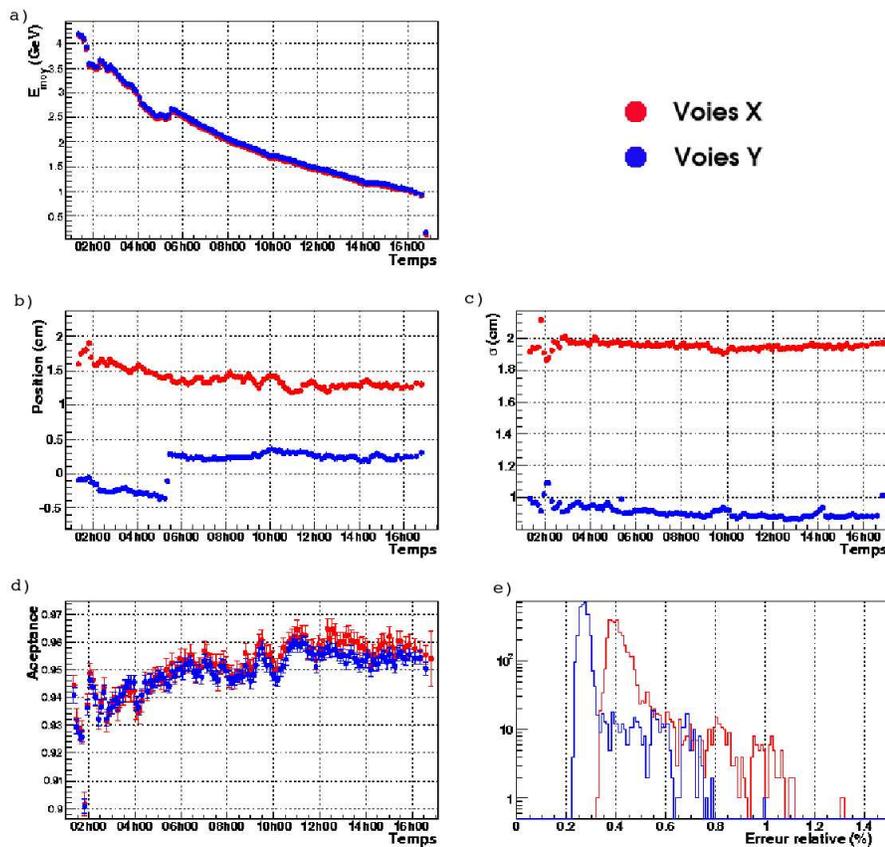


Figure 5.34: Les figures a), b), c) et d) montrent quelques grandeurs déterminées pour les voies X (rouge) et pour les voies Y (bleu) pour le Lumi Fill 4117 (2 octobre 2006). La figure a) représente l'énergie moyenne mesurée par le détecteur de photons. La figure b) représente la position moyenne du faisceau dans le détecteur. La figure c) représente la largeur du faisceau. La figure d) représente l'acceptance. La figure e) montre la répartition des erreurs sur la détermination de l'acceptance au mois d'octobre 2005. Le saut sur la figure a) vers 5h30 correspond à un repositionnement du faisceau opéré par la machine pour optimiser la luminosité.

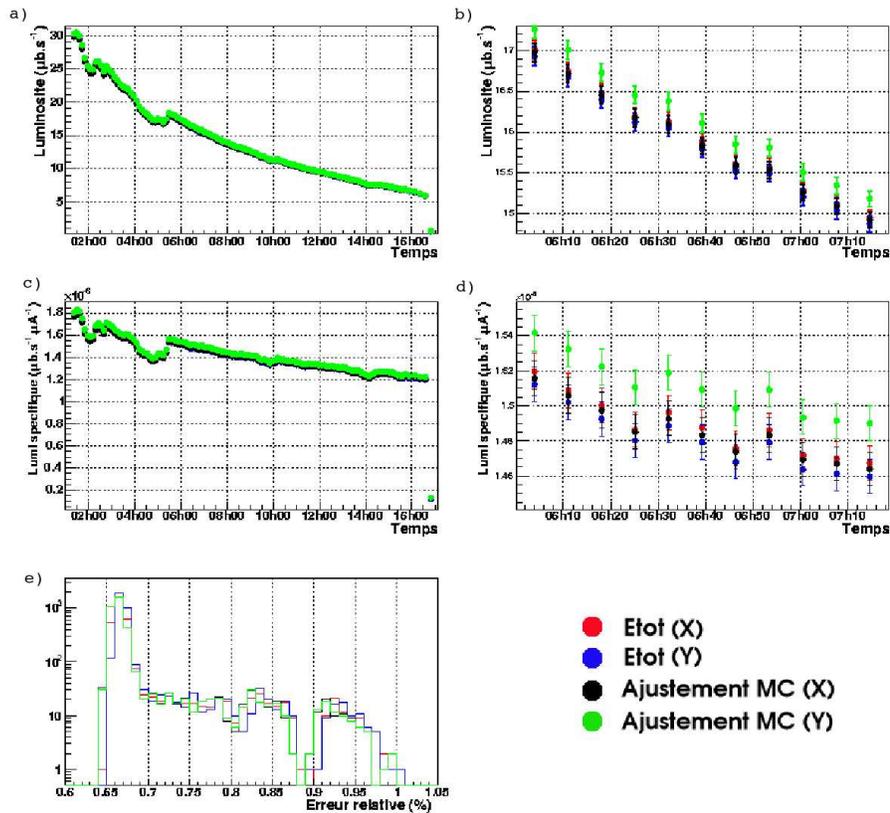


Figure 5.35: Ces figures montrent la luminosité instantanée et de la luminosité spécifique mesurée avec les différentes méthodes au mois d'octobre 2005. La figure a) représente la luminosité instantanée pour le Lumi Fill 4117 (2 octobre 2006). La figure b) représente la luminosité instantanée avec un zoom à l'intérieur du Lumi Fill 4117. La figure c) représente la luminosité spécifique pour le Lumi Fill 4117. La figure d) représente la luminosité spécifique avec un zoom à l'intérieur du Lumi Fill 4117. La figure e) montre la répartition des erreurs sur la détermination de la luminosité instantanée.

Chapitre 6

La diffusion Compton

Sommaire

6.1	Données et simulations	126
6.1.1	La diffusion Compton	126
6.1.2	Bruit de fond	126
6.2	Reconstruction	132
6.2.1	Création des amas dans le calorimètre à argon liquide	132
6.2.2	Création des amas dans le SpaCal	133
6.2.3	Identification des particules électromagnétiques	134
6.2.4	Reconstruction des traces	136
6.3	Sélection des données	139
6.3.1	Pré-sélection	139
6.3.2	Déclenchement	140
6.3.3	Sélection finale	143
6.4	Mesure de la luminosité	144

Dans ce chapitre, nous allons décrire les différents lots de données ainsi que les sélections utilisés pour mesurer la luminosité à partir des évènements Compton. La première partie présente les lots de données et les simulations Monte Carlo. Ensuite, nous verrons comment sont reconstruits les électrons et les photons dans le détecteur H1 avant de présenter la sélection des données et les résultats.

6.1 Données et simulations

Pour cette analyse, nous avons utilisé les données enregistrées par le détecteur H1 entre novembre 2003 et décembre 2005. Ces données se répartissent en deux lots : en 2003 et 2004, HERA fonctionnait en mode e^+p alors qu'en 2005, il fonctionnait en mode e^-p . La luminosité intégrée utilisable pour les analyses est de 54 pb^{-1} pour 2003-2004 et de $112,7 \text{ pb}^{-1}$ pour 2005.

6.1.1 La diffusion Compton

La diffusion Compton élastique, présentée dans le chapitre 2, est utilisée pour une mesure complémentaire de la luminosité car sa section efficace est connue avec une bonne précision et la signature des évènements dans le détecteur H1 est facilement identifiable. Cette méthode a l'avantage d'être indépendante des mesures réalisées avec le système de luminosité.

Les évènements Compton élastique sont caractérisés par deux amas de haute énergie, dos à dos dans le plan azimutal, détectés dans les calorimètres de H1. La présence d'une trace associée à un des amas permet de différencier l'électron du photon. Un exemple d'évènement Compton dans le détecteur H1 est présenté sur la figure 6.1.

Les évènements Compton ont été simulés par le générateur Wabgen (Wide Angle Bremsstrahlung GENERator [34]). La section efficace a été calculée à partir des formules du paragraphe 2.2.2 dans le domaine cinématique caractérisé par la masse invariante du système électron-photon, $M_{e\gamma}$ et le carré du quadrivecteur transféré entre l'électron incident et l'électron sortant. Les évènements Monte Carlo sont répartis en six lots différents : les évènements élastiques et les évènements quasi-élastiques répartis en trois domaines de masse invariante (10 à 50 GeV, 50 à 100 GeV et supérieur à 100 GeV). Les lots utilisés sont répertoriés dans le tableau 6.1. Les évènements Compton inélastiques sont considérés comme du bruit de fond dans cette analyse. Ces évènements sont générés avec les évènements de diffusion profondément inélastique présentés dans le paragraphe suivant.

6.1.2 Bruit de fond

Diffusion profondément inélastique

La diffusion profondément inélastique (Deep Inelastic Scattering - DIS) correspond à un échange d'un boson de jauge entre l'un des quarks du proton et l'électron. Le quark et le lepton acquièrent

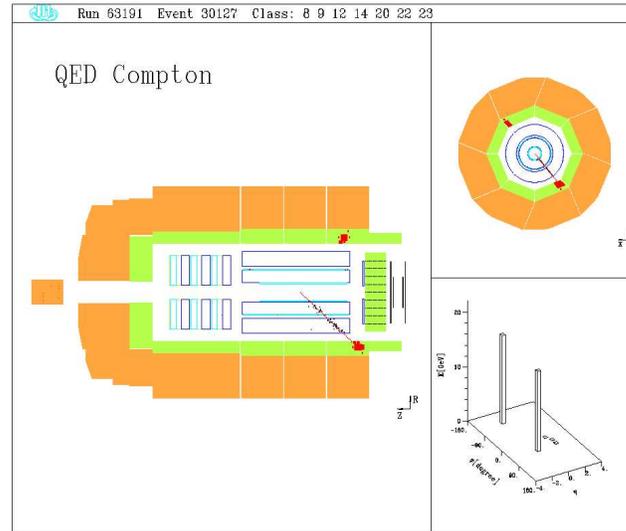


Figure 6.1: Exemple d'un évènement Compton dans le détecteur H1.

	Coupure générateur sur $M_{e\gamma}$ (GeV)	Luminosité (pb^{-1})
Evènements élastiques	10 à 50	629,49
	50 à 100	22505,25
	> 100	330354,58
Evènements quasi-élastiques	10 à 50	1066,5
	50 à 100	37301,21
	> 100	541214,14

Table 6.1: Lots d'évènements Compton simulés par le générateur Wabgen.

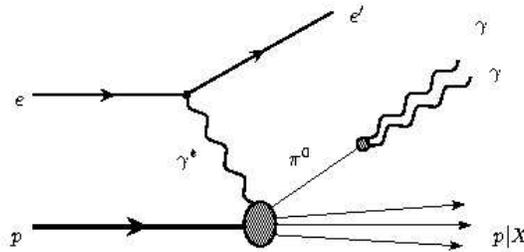


Figure 6.2: Exemple d'un diagramme de Feynman du processus DIS avec une conversion d'un π^0 en deux photons.

alors chacun une impulsion transverse. Le quark ayant interagi s'hadronise ainsi que le reste du proton. Si le boson de jauge est neutre, il s'agit d'un événement à courant neutre (Neutral Current - NC) et la topologie finale est composée d'un électron et d'un jet. Pour être confondu avec un événement Compton, la signature d'un événement DIS doit posséder en plus un photon. Dans les événements à bas Q^2 , un photon peut être produit par une particule de l'état hadronique final. Par exemple, lorsqu'un π^0 se désintègre en deux photons, indiscernables à hautes énergies, et qu'ils sont détectés dans le calorimètre (figure 6.2). Les événements DIS utilisés dans cette analyse ont été simulés par le générateur RAPGAP [37] qui inclue les effets radiatifs QED et QCD dont, en particulier, les événements Compton inélastiques qui ont une part importante du calcul de la section efficace radiative.

Production de paires de leptons

La production de paires électron-positron est l'une des principales sources de bruit de fond dans l'analyse des événements Compton. Trois exemples de diagrammes de Feynman pour ce processus sont représentés sur la figure 6.3. Lorsque le lepton incident et le proton rayonnent chacun un photon, ceux-ci peuvent interagir et donner naissance à des paires lepton-antilepton. Dans l'état final, ces événements photon-photon seront caractérisés par le lepton diffusé, une paire particule-antiparticule, éventuellement un jet de recul et des restes d'hadronisation du proton dans le cas d'une interaction inélastique. La signature d'un événement Compton peut être reproduite par une petite fraction des créations de paire électron-positron lorsque un des trois leptons sortants s'échappe par le tube faisceau. La plupart de ces événements sont rejetés dans la chaîne d'analyse lors de l'identification électron-photon. Néanmoins quelques uns subsistent en raison d'une mauvaise identification d'un électron due à l'inefficacité des chambres de traces. Comme pour les événements Compton, les paires de leptons peuvent être produits dans différents modes (élastique, résonnant ou inélastique). Dans la sélection finale, il reste essentiellement des événements élastiques. L'erreur systématique liée à la section efficace élastique de ce processus est de 2%.

Pour cette analyse, les événements simulés sont générés par le programme Monte Carlo GRAPE (GRACE-based generator for Proton Electron [33]), fondé sur les éléments exacts de la matrice élec-

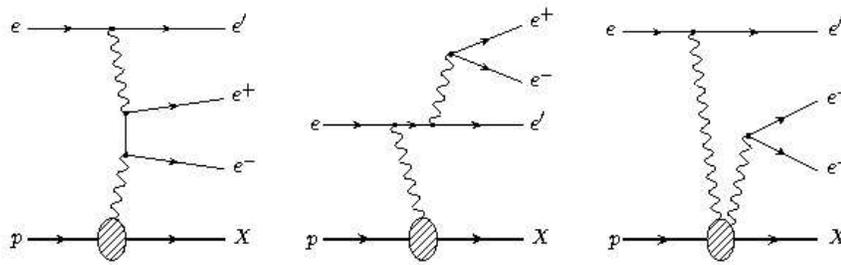


Figure 6.3: Exemples de diagrammes de Feynman du processus de production de paires de leptons.

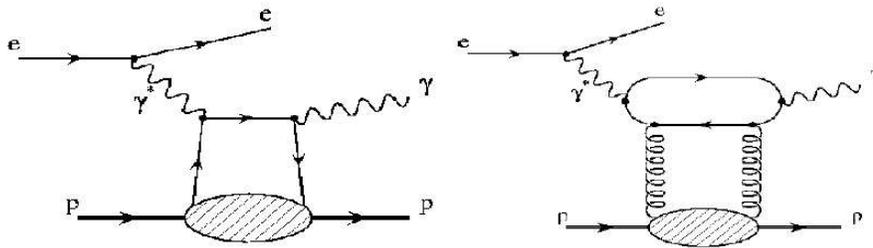


Figure 6.4: Exemples de diagrammes de Feynman de la diffusion Compton profondément virtuelle.

troisible calculés automatiquement par GRACE [36]. Le programme est interfacé avec PYTHIA [31] pour générer l'état final complet.

Diffusion Compton profondément virtuelle

La diffusion Compton profondément virtuelle (Deeply Virtual Compton Scattering ou DVCS) est une diffusion diffractive d'un photon virtuel par un proton. La figure 6.4 représente deux diagrammes illustrant ce processus. Comme les particules dans l'état final sont les mêmes que pour la diffusion Compton, il n'est pas possible de séparer ces deux processus expérimentalement. Les événements DVCS ont été générés par le programme Monte Carlo TINTIN [35]. L'erreur systématique liée aux connaissances théoriques sur le processus DVCS est de l'ordre de 15 %.

Bruit de fond non physique

En plus des événements produits par les interactions ep , les événements produits par les collisions entre les faisceaux et les molécules du gaz résiduel contenu dans le tube faisceau ou les parois du tube faisceau ou encore les événements contenant des muons cosmiques sont détectés par le détecteur H1. Ces événements constituent le bruit de fond non physique des analyses à HERA et sont rejetés d'après leurs signatures caractéristiques dans le détecteur.

Les muons cosmiques (figure 6.5) sont produits lors des collisions entre des particules cos-

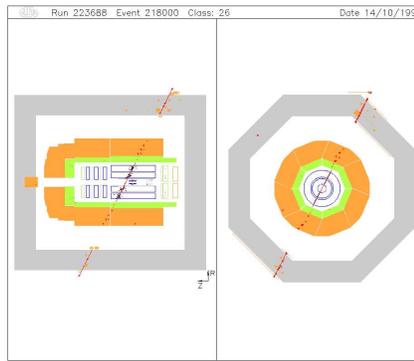


Figure 6.5: Exemple d'un évènement muon cosmique.

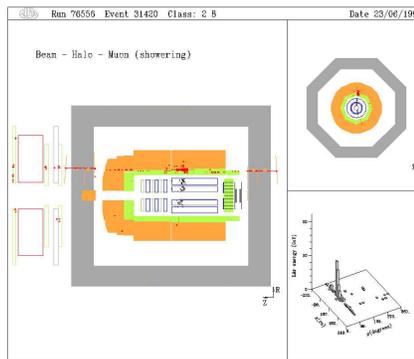


Figure 6.6: Exemple d'un évènement du halo du faisceau de protons.

miques énergétiques et des molécules de gaz dans l'atmosphère terrestre. Les muons cosmiques traversent tout le détecteur avec un angle proche de la verticale et ils ne sont généralement pas synchrones avec les collisions *ep*. Ils interagissent avec le fer instrumenté, le calorimètre à argon liquide et les détecteurs de traces. Ils peuvent ainsi être caractérisés par des traces ou des dépôts calorimétriques dos à dos dans les plans polaire et azimutal.

Les particules du halo des protons sont produites lors des collisions entre le faisceau de proton et les parois du tube à vide. Les résidus hadroniques des gerbes sont absorbés, ainsi on observe principalement des muons dans le détecteur. Ils traversent le détecteur longitudinalement en même temps que le paquet de proton qu'ils accompagnent. Ils se distinguent par une trace parallèle au faisceau dans le fer instrumenté ou une succession de dépôts d'énergie dans le calorimètre à argon liquide (figure 6.6).

Les collisions du faisceau de proton avec les molécules du gaz résiduel ou les parois du tube à vide (beam-gas) produisent des particules propulsées vers l'avant qui peuvent être diffusées hors du tube faisceau par les collimateurs qui protègent le détecteur de la rétrodiffusion de la radiation synchrotron émis par le faisceau d'électrons (voir chapitre 3). La signature de ces évènements est caractérisée par des dépôts d'énergie dans la direction avant et de nombreuses traces avec de petites

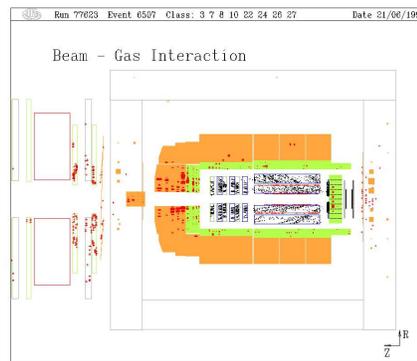


Figure 6.7: Exemple d'un évènement beam-gas.

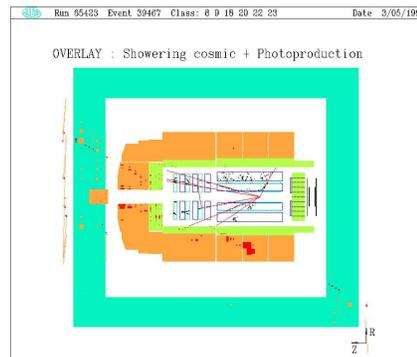


Figure 6.8: Exemple de la superposition d'un évènement de photoproduction et d'un muon cosmique.

impulsions transverses uniformément réparties dans la direction azimutale (figure 6.7).

Un évènement de bruit non physique peut également coïncider avec un évènement ep (figure 6.8). Ces empilements constituent le principal bruit de fond non physique. En effet, un tel évènement passe les critères de sélection en ligne et peut même persister après la présélection. A HERA, le taux d'évènements non-physique est plus grand que le taux d'évènements ep . Le tableau 4.4 résume les taux d'évènements typiques sur la période d'analyse considérée. Les taux des évènements rares à grande impulsion transverse (NC, CC, production de W) sont plusieurs ordres de grandeurs plus petits que les taux de bruits de fonds non physique. Par rapport à d'autres collisionneurs, le rapport entre le taux d'évènements physique et le taux de bruit de fond est particulièrement défavorable à HERA. Par rapport aux collisions proton-proton, la section efficace électron-proton est faible à cause de l'interaction électro-faible du faisceau d'électron alors que le bruit de fond produit par le faisceau est grand par rapport aux collisionneurs électron-électron à cause des interactions fortes du faisceau de proton avec les parois du tube à vide et des molécules du gaz résiduel. Il faut donc apporter un soin particulier à la suppression du bruit de fond à HERA. Dans l'expérience H1, la majorité du bruit de fond non physique est rejeté en ligne pendant la prise de données par le premier niveau du système de déclenchement à partir des informations du système de mesure du temps de vol et par le quatrième

niveau du système de déclenchement grâce à des algorithmes de filtrage dédiés. Dans les données hors ligne, ce bruit de fond peut également être supprimé grâce aux informations temporelles des détecteurs de traces et du LAr ainsi que grâce à des algorithmes plus complexes : les identificateurs topologiques de bruit de fond [38].

6.2 Reconstruction

Dans cette partie, nous allons voir comment les électrons et les photons sont identifiés et reconstruits dans le détecteur H1. Ils peuvent être détectés dans le calorimètre à argon liquide, le SpaCal, ainsi que dans les détecteurs du système de luminosité installés près du tube à faisceau (ETAG et PD).

Dans cette analyse, seuls les deux calorimètres principaux sont utilisés. Avant de différencier les électrons des photons, tous les dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques sont analysés et, s'ils satisfont un certain nombre de critères, ils sont identifiés comme particules électromagnétiques. Ensuite, les électrons seront distingués des photons par la présence d'une trace associée à l'amas calorimétrique.

6.2.1 Création des amas dans le calorimètre à argon liquide

La création des amas se déroule en deux étapes détaillées ci-dessous. La première étape consiste à créer des amas à deux dimensions (2D) isolés dans les couches longitudinales du calorimètre : couches perpendiculaires à l'axe du faisceau dans les roues IF/OF et parallèles à l'axe du faisceau dans les autres roues (voir le chapitre 4). Ensuite les amas à 2D sont regroupés pour former des amas à trois dimensions (3D). Cette procédure est justifiée par le fait que les fluctuations latérales sont moins importantes que les fluctuations longitudinales et que le calorimètre est à peu près projectif. Le développement latéral de la gerbe est donc plus stable.

Amas 2D

Toutes les cellules géométriquement connectées dans lesquelles de l'énergie a été déposée définissent une région énergétique qui est ensuite divisée en sous-amas. Pour former ces sous-amas, on cherche d'abord des cellules initiatrices (ou cellule souche) parmi les cellules avec une énergie supérieure à 10 MeV en commençant par la cellule de plus grande énergie. Ces cellules sont considérées comme des candidats qui sont rejetés dans l'un des cas suivant :

- la cellule est voisine d'un candidat plus énergétique déjà existant ;
- la cellule est voisine d'une cellule plus énergétique ;
- si le candidat est dans une région où l'énergie de toutes les cellules est constante (les fluctuations en énergie entre les cellules sont faibles). Cette condition permet d'éviter la formation d'amas d'énergie dans une région où il y a un problème de haute tension ;

- si le candidat est voisin avec une cellule voisine d'un autre candidat, on compare les énergies du candidat et de la cellule. Si l'énergie de la cellule n'est pas significativement plus petite que l'énergie du candidat ;
- si un candidat à moins de 3 voisins et si l'énergie du candidat est comparable à l'énergie d'un de ses voisins ;

Toutes les cellules voisines d'un seul candidat sont automatiquement associées à la cellule souche. Les cellules restantes sont reliées à la cellule souche de leur voisin de plus haute énergie en commençant par la cellule de plus haute énergie. Les cellules qui n'ont pas de voisin associées à une cellule souche, sont raccordées à une cellule souche la plus proche. Les cellules souches et leurs cellules associées définissent les amas 2D définitifs.

Amas 3D

Les sous-amas en deux dimensions sont regroupés en amas à trois dimensions en deux étapes : on forme d'abord des chaînes énergétiques et on attribue ensuite les sous-amas restants à celles-ci. Plus précisément, un paramètre décrivant le voisinage de chaque sous-amas est calculé à partir de son barycentre.

Pour chaque amas 2D, on fait la liste de ses voisins les plus proches (au dessus et au dessous). On cherche les ensembles d'amas 2D (chaînes principales) dans lesquels chaque amas est le plus proche voisin supérieur de son plus proche voisin inférieur. On essaie d'associer les amas restants avec des chaînes principales. On regarde les plus proches voisins d'un amas. L'amas isolé est associé à une chaîne principale si son plus proche voisin fait partie de la chaîne ou s'il est associé à une chaîne dans une étape suivante. On réitère l'opération jusqu'à ce que les amas isolés restants ne puissent plus être associés à une chaîne. Les chaînes ainsi formées deviennent les amas définitifs. Ensuite, une autre procédure fait le lien entre les amas séparés par des cracks en ϕ ou en z .

6.2.2 Création des amas dans le SpaCal

La création des amas dans le SpaCal est similaire à celle dans le calorimètre à argon liquide. Les cellules sont classées en fonction de leur énergie. En respectant ce classement, toutes les cellules géométriquement connectées dans lesquelles de l'énergie a été déposée sont regroupées en amas. Dans le cas où une cellule a une seule cellule voisine déjà rattachée à un amas, elle est regroupée avec l'amas. Dans le cas où la cellule a plusieurs cellules voisines, il y a deux possibilités. Si toutes les cellules voisines sont rattachées au même amas, la cellule étudiée est elle aussi rattachée à l'amas. Si les cellules voisines sont rattachées à différents amas, la cellule étudiée est rattachée à l'amas de la cellule voisine de plus haute énergie.

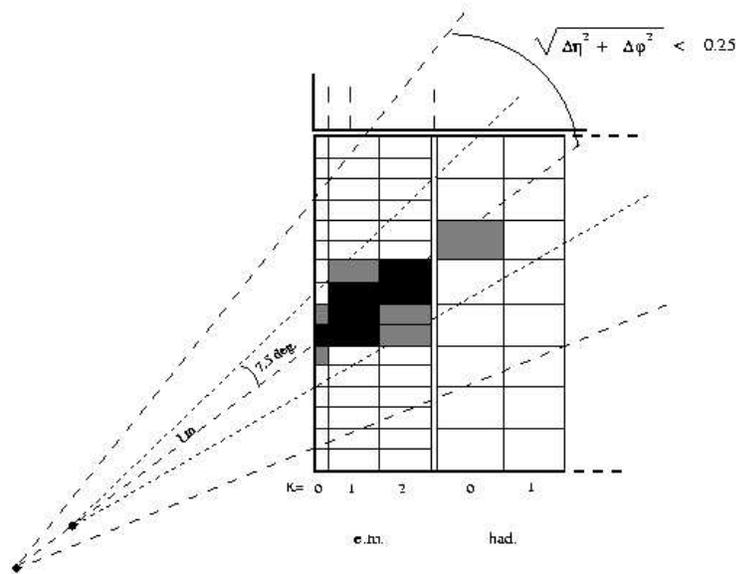


Figure 6.9: Vue schématique du signal d'un positron dans le calorimètre LAr. L'enveloppe électronique et le cône d'isolation sont représentés.

6.2.3 Identification des particules électromagnétiques

L'identification des particules électromagnétiques s'appuie sur les caractéristiques des gerbes dans les calorimètres. Les signatures des gerbes électromagnétiques diffèrent de manière significative dans ces détecteurs, des algorithmes indépendants ont été développés pour l'identification et la reconstruction dans chaque calorimètre. Grâce à la fine granularité des calorimètres, l'information détaillée décrivant les caractéristiques, la forme et la taille du profil des gerbes permet de distinguer entre les gerbes électromagnétiques et hadroniques.

Identification dans le calorimètre à argon liquide

L'identification des particules électromagnétiques dans le calorimètre à argon liquide est réalisée par l'algorithme QECFWD. Tout d'abord on présélectionne la liste des amas en demandant $E_{amas} > 2 \text{ GeV}$, et une fraction d'énergie dans la partie électromagnétique du LAr supérieure à 0,5. Cependant, lorsque l'énergie est déposée près du bord d'une roue ou d'un octant, les amas peuvent être fractionnés. Les amas voisins d'un amas présélectionné peuvent être regroupés à celui-ci si leur barycentres sont contenus dans un cône d'ouverture $7,5^\circ$ autour de l'axe défini par le vertex et le barycentre de l'amas et dont le sommet est situé à un mètre du barycentre de l'amas. Le cône couvre la section électromagnétique et la première couche de la section hadronique. Ce volume ainsi délimité, schématisé sur la figure 6.9, est appelé l'enveloppe de l'électron.

A partir de cette nouvelle liste d'amas, seuls les amas composés d'au moins trois cellules, dont l'énergie est supérieure à 5 GeV et dont l'impulsion transverse est supérieure à 3 GeV sont

considérés. Les trois estimateurs suivants sont définis afin d'identifier les amas provenant de gerbes électromagnétiques.

- La fraction électromagnétique de l'énergie déposée par l'amas (f_{EM}) :

$$f_{EM} = \frac{E_{EM}}{E_{Tot}}$$

où E_{EM} est l'énergie déposée par l'amas dans la partie électromagnétique du calorimètre et E_{Tot} est l'énergie de l'amas. Les gerbes électromagnétiques se développent longitudinalement sur une distance relativement courte. L'énergie des électrons est telle qu'ils sont quasiment toujours arrêtés dans la partie électromagnétique du calorimètre. En revanche, un pion interagira peu dans la partie électromagnétique et déposera la majorité de son énergie dans le calorimètre hadronique. f_{EM} est très proche de 1 dans le cas des amas d'électrons. La coupure, f_{EM}^{min} , a une dépendance polaire qui reflète l'épaisseur de la partie électromagnétique du calorimètre traversée par les particules :

$$f_{EM}^{min} = 0.94 + 0.05 \cos(2\theta)$$

- La fraction d'énergie contenue dans le coeur chaud de l'amas :

$$f_{HOT}^N = \frac{E_{HOT}^N}{E_{EM}}$$

où E_{HOT}^N est l'énergie déposée par l'amas dans le groupe de N cellules les plus énergétiques et E_{EM} est l'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre. La taille des cellules variant avec leur angle polaire, le nombre N de cellules considérées dans le coeur chaud varie de 4 à 12 de telle sorte que f_{HOT}^N soit indépendant de l'angle polaire. La fraction d'énergie dans le coeur chaud d'une gerbe électromagnétique est plus élevée que pour une gerbe hadronique. La coupure varie avec l'angle polaire de l'amas en raison de la présence des zones mortes du calorimètre.

- Le rayon transverse : σ_R La taille transverse d'une gerbe électromagnétique est de l'ordre du rayon de Molière R_M , qui est bien inférieure à la longueur d'interaction λ_I . On calcule pour cela l'écart type transverse $\sigma_R = \sqrt{\langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2}$ où r^n sont les moments d'ordre n des distances transverses (r_i) des cellules par rapport à l'axe de la gerbe. Ces moments s'écrivent :

$$\langle r^n \rangle = w^{-1} \sum_{cell.} w_i r_i^n$$

avec $w_i = E_i/V_i$ et $w = \sum_{cell.} w_i$, E_i et V_i étant respectivement les énergies et les volumes des cellules. La prise en compte du volume des cellules permet de s'affranchir en partie des distorsions dues au bruit électronique. Le rayon est faible pour les électrons. Les variations de la géométrie du calorimètre et en particulier le passage de la roue FB2 à IF sont pris en compte en paramétrisant la limite sur σ_R .

- Critère d'isolation : f_{ISO} L'isolation des particules électromagnétiques est estimée par la relation :

$$f_{ISO} = \frac{E_{Tot}}{E_{ISO}}$$

où E_{Tot} est l'énergie de l'amas et E_{ISO} est l'énergie à l'intérieur d'un cône dont l'axe passe par le vertex et le barycentre de l'amas, dont le sommet est le vertex et l'ouverture est de 0,25 radians dans le plan (η - ϕ). Les amas doivent vérifier $f_{ISO} > 0,98$ ou $f_{ISO} > 0,95$ et $E_{ISO}^{Had} < 300$ MeV (E_{ISO}^{Had} est la composante hadronique de l'énergie dans le cône). Cela permet de sélectionner l'électron même en présence de bruit électronique (qui n'engendre pas plus de quelques centaines de MeV d'énergie dans la partie hadronique) ou en cas d'émission d'un photon dont le dépôt d'énergie est à l'intérieur du cône d'isolation.

Les amas d'énergie vérifiant tous ces critères sont identifiés comme étant des particules électromagnétiques (électrons ou photons). L'efficacité d'identification des particules électromagnétiques avec ces critères est d'environ 99% sauf près du bord d'une roue ou d'un octant où les particules électromagnétiques passe la section électromagnétique du calorimètre et interagissent directement dans la partie hadronique.

Identification dans le SpaCal

Pour les amas dans le SpaCal l'identification est elle aussi purement calorimétrique. L'énergie minimale de l'amas doit être d'au moins 5 GeV. Le rayon transverse de l'amas, calculé avec une pondération logarithmique ($w_i = \log(E_{cell.}/E_{amas})$), doit être inférieur à 4 cm.

6.2.4 Reconstruction des traces

Les traces sont reconstruites à partir des points de passage dans les détecteurs de traces chargées (voir chapitre 4). Suivant l'angle polaire, on distingue les traces à l'arrière, les traces centrales et les traces à l'avant. Les méthodes de reconstructions sont un peu différentes selon les détecteurs traversés par les particules chargées.

L'association d'un amas et d'une trace dépend également des détecteurs. Pour les traces avant et les traces centrales, la distance minimale d'approche entre une trace et un amas est définie comme étant la distance entre l'amas et la tangente à la trace passant par le point d'entrée dans le calorimètre. On considère que l'amas possède une trace associée si l'une des traces de l'événement est à une distance inférieure à 20 cm de l'amas candidat. Cette distance est grande afin de garder le maximum d'efficacité, notamment à l'avant du détecteur où la mesure des traces est difficile. Les traces arrière sont toujours associées à un amas car elles sont reconstruites à partir des amas dans le SpaCal. Les traces sont également utilisées pour déterminer le point d'interaction des événements.

Traces à l'avant

La reconstruction des traces dans les détecteurs de traces avant s'effectue en deux étapes. Il y a, tout d'abord, constitution de segments de traces. Les segments de trace sont de trois types :

- *Segments primaires* : trois points dans chaque plan d'un supermodule ;
- *Segments secondaires* : les points appartenant aux segments primaires sont écartés. On forme toutes les combinaisons possibles avec deux groupes de trois points dans deux plans. Un segment secondaire est formé si un ou deux points sont trouvés dans le troisième plan quand on extrapole une des combinaison ;
- *Segments tertiaires* : ce sont les combinaisons restantes.

Ensuite, les segments de traces sont reliés de manière à former des traces respectant les conditions suivantes :

- une trace doit contenir au moins deux segments dont au moins un segment primaire ou secondaire ;
- $p > 0,5 \text{ GeV}$;
- $6^\circ > \theta > 25^\circ$;
- $dp/p < 1$;
- $\chi^2 < 25$.

Pour être rattaché à un vertex, les traces doivent en plus satisfaire deux conditions. La distance radiale entre le début de la trace et l'axe du faisceau (r_0) doit être inférieure à 2,5 cm et le χ^2 de l'ajustement entre la trace et le vertex doit être inférieur à 10.

Traces centrales

La reconstruction des traces dans les détecteurs de traces centraux s'effectue en trois étapes. On commence par chercher des éléments de trace dans chaque cellule des CJs, excepté dans les régions très denses. Un élément de trace est un triplet de points sur trois électrodes adjacentes. Les triplets ayant un coup en commun sont rattachés pour former une chaîne. Les chaînes sont combinées en segments de trace. Les segments compatibles sont reliés pour former des traces. Les points isolés se trouvant sur la trajectoire et ayant de temps de dérive compatibles sont associés à la trace. Avant d'être définitivement acceptées, les traces doivent vérifier certaines conditions :

- $20^\circ < \theta < 160^\circ$;
- $p_t > 0,12 \text{ GeV}$;
- $L > 10 \text{ cm}$ pour $\theta \leq 150^\circ$ et $L > 5 \text{ cm}$ pour $\theta > 150^\circ$ où L est la longueur de la trace ;
- Le début de la trace doit se trouver dans un rayon de 50 cm par rapport à l'axe du faisceau.

Si la distance minimale d'approche à un vertex dans le plan x-y est inférieure à 2 cm et le χ^2 de l'ajustement entre la trace et le vertex est inférieur à 20, la trace est reliée à ce vertex.

Traces combinées

Les traces combinées sont reconstruites à partir de segments identifiés dans les détecteurs de traces centraux et dans les détecteurs de traces à l'avant. Les traces combinées doivent vérifier les conditions suivantes :

- $0^\circ < \theta < 40^\circ$
- $p_t > 0,12 \text{ GeV}$;
- $\chi^2 < 50$;

Si la distance minimale d'approche à un vertex dans le plan x-y est inférieure à 2 cm et le χ^2 de l'ajustement entre la trace et le vertex est inférieur à 50, la trace est reliée à ce vertex.

Traces à l'arrière

Reconstruction avec le BST

La BST permet de reconstruire les traces de particules chargées dans la région $163^\circ < \theta < 174^\circ$. Elle est également utilisée pour déterminer la position du vertex de l'évènement et pour identifier les électrons parmi les particules détectées dans la partie centrale du calorimètre électromagnétique arrière (SpaCal). Il existe deux méthodes de reconstruction selon qu'un vertex ait déjà été déterminé par les détecteurs de traces centraux ou non.

Dans le premier cas, l'algorithme utilise l'erreur sur la position du vertex et l'erreur sur la position de l'amas dans le SpaCal pour calculer une fenêtre entre le vertex et l'amas. Si au moins deux plans de la BST ont reçu des points dans la fenêtre considérée alors une trace est ajustée à partir de la position du vertex, de la position de l'amas dans le SpaCal et des points dans la BST appartenant à la fenêtre. A partir de cet ajustement, une nouvelle fenêtre est déterminée pour sélectionner les points qui seront conservés pour l'ajustement final.

Dans le deuxième cas, l'algorithme recherche les points dans la BST se trouvant dans la même région en ϕ que l'amas dans le SpaCal en commençant par le disque le plus proche du SpaCal puis continuant avec les autres disques. A partir de la position de l'amas dans le SpaCal et des points sélectionnés, il détermine des fenêtres dans lesquelles il cherche d'autres points dans la BST. Dès qu'il trouve un coup dans un autre disque, il détermine une autre fenêtre à partir de ces deux points. Il regroupe tous les points appartenant à la fenêtre pour former une trace. En procédant de cette manière, il obtient plusieurs traces possibles. Finalement, il ne conserve que la trace avec le plus grand nombre de points. En prolongeant la trace jusqu'aux faisceaux, il peut déterminer la position du vertex.

Reconstruction avec la CIP

Les deux couches sensibles de la CIP sont utilisées pour déterminer la trajectoire ou une partie de la trajectoire des particules chargées provenant du point d'interaction. Bien que les autres détecteurs centraux pourraient également contribuer à la reconstruction des traces dans la région arrière, seule la CIP a été utilisée. En effet, l'acceptance des CJs diminue rapidement avec l'augmentation de l'angle polaire et la reconstruction devient de plus en plus difficile. En outre, la procédure avec la CIP est très efficace et les améliorations apportées par la CJC sont négligeables. Les méthodes de

reconstruction sont très similaires aux méthodes utilisées avec la BST.

Dans le cas où un vertex a déjà été reconstruit, une fenêtre est calculée à partir de la position du vertex et de la position d'une trace dans la BDC (ou la position de l'amas dans le SpaCal s'il n'y a pas de trace dans la BDC) dans laquelle il cherche ces cellules actives de la CIP pour construire une trace.

Dans l'autre cas, des signaux dans les cellules des deux couches de la CIP sont recherchés dans une région en ϕ compatible avec la position d'une trace dans la BDC (ou la position de l'amas dans le SpaCal s'il n'y a pas de trace dans la BDC). Deux cellules actives ou deux groupes de cellules actives adjacents et appartenant chacun à une couche différente forme un segment de trace. Ensuite, ce segment est ajusté avec la position de la trace dans la BDC. La position du vertex est déterminée en prolongeant la trace jusqu'aux faisceaux.

6.3 Sélection des données

La sélection des événements s'effectue en deux étapes. Un jeu de coupures assurant une bonne qualité des événements et un rejet optimal du bruit de fond permet de produire les fichiers μ ODS et HAT¹. C'est sur ce lot d'événements préselectionnés que seront appliqués des critères plus spécifiques pour l'étude des événements Compton.

6.3.1 Pré-sélection

La pré-sélection demande que deux particules électromagnétiques soient reconstruites dans le calorimètre LAr et SpaCal. Une partie du bruit de fond dû aux événements non *ep* ou cosmique est rejeté par des identificateurs de bruit de fond décrits dans [38]. Des critères de sélection généraux, décrits dans ce paragraphe, sont également appliqués. Pour être retenu par le système de déclenchement, un événement doit également valider au moins un sous-déclencheur. Le sous-déclencheur utilisé dans cette analyse et les coupures qui lui sont associées sont présentés dans le paragraphe 6.3.2.

Run et haute tension

La coupure sur les runs a pour but de sélectionner les périodes de prises de données pendant lesquelles les conditions expérimentales sont stables et bien comprises. Pour pouvoir analyser les données, les sous-détecteurs essentiels aux analyses doivent être opérationnels c'est-à-dire, alimentés à leur tension nominale et en lecture. Les sous-détecteurs considérés comme essentiels et pour lesquels un régime de fonction stable est exigé, sont les CJs, la CIP, la COP, le LAr, le SpaCal, les ToFs et le système de luminosité.

¹Voir le paragraphe 4.3.2

Position du Vertex

En raison de la taille des paquets des faisceaux d'électrons et de protons, la position de l'interaction d'un électron avec un proton est distribuée autour de la position nominale du point d'interaction suivant une gaussienne d'écart type d'environ 10 cm (essentiellement due aux paquets de protons). En plus de la distribution principale, d'autres pics correspondants aux interactions avec les paquets satellites² apparaissent typiquement à ± 72 cm de la position nominale. Les interactions avec les molécules du gaz résiduel produisent également une distribution continue de bruit de fond.

Pour maximiser le rapport signal sur bruit, les événements pour lesquels une position longitudinale du point d'interaction est reconstruite à plus de 50 cm du point de croisement nominal sont rejetés pour les analyses.

6.3.2 Déclenchement

Le déclenchement pour les événements Compton à haut p_T s'appuie sur la détection d'un dépôt de haute énergie dans une des tours du calorimètre à Argon liquide (voir le chapitre 4). Une bonne performance des éléments du système de déclenchement correspondants à ce calorimètre est donc essentielle et en particulier, de l'élément de déclenchement *LAr_electron_1*. Cet élément de déclenchement s'active si l'énergie électromagnétique mesurée dans une des tours du calorimètre à argon liquide dépasse un seuil et si l'énergie hadronique demeure en dessous de ce même seuil. Le seuil varie en fonction de la roue du calorimètre (tableau 6.2). L'élément de déclenchement *LAr_electron_1* est combiné aux informations temporelles du LAr (*LAr_T0*) et de la CIP (*CIP_T0*) et quelques conditions veto, dont les inefficacités sont négligeables, pour former le sous-déclencheur *s67* qui est utilisé pour préselectionner les événements.

L'élément de déclenchement *LAr_electron_1*

Pour un lot d'événements sélectionné à partir d'un sous-déclencheur indépendant de l'élément de déclenchement étudié, appelé sous-déclencheur de référence, l'efficacité d'un élément de déclenchement est donnée par la formule suivante :

$$\varepsilon_{TE} = \frac{N_{TE}}{N_{TR}}$$

où N_{TR} est le nombre d'événements ayant validé le sous-déclencheur de référence et N_{TE} est le nombre d'événements ayant validé l'élément de déclenchement étudié et le sous-déclencheur de référence. Pour l'élément *LAr_electron_1*, l'efficacité de déclenchement est déterminée à partir de plusieurs sous-déclencheurs dépendant des détecteurs de traces ou de muons : *s52*, *s58*, *s64*, *s66*, *s71*, *s76*, *s77*.

²voir le paragraphe 3.2.4

Numéro de la grande tour	Roue	Seuil (GeV)
0	IF	30
1	IF	30
2	IF	27
3	IF	18
4	IF	12
5	IF	9
6	FB	7,75
7	FB	6
8	FB	6
9	FB	6
10	CB	6
11	CB	6
12	CB	6
13	BBE	6

Table 6.2: Seuils utilisés par le système de déclenchement pour l'élément de déclenchement *LAr_electron_1*. (voir la figure 4.21)

La figure 6.10 représente l'efficacité de déclenchement en fonction de la position de l'électron dans le plan ($z - \phi$). L'énergie de l'électron est supérieure à 10 GeV. Elle montre que l'efficacité est proche de 100% dans la majorité du plan sauf dans certaines zones clairement délimitées où l'efficacité est plus faible. Ces inefficacités correspondent à des cellules du calorimètre qui ont été désactivées pour le déclenchement en raison d'un bruit trop important. Dans la suite de cette analyse, ces zones, répertoriées dans le tableau 6.3 seront coupées.

La courbe 6.11 représente l'efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie de l'électron diffusé. La valeur minimale de l'énergie (5 GeV) est due aux critères d'identification des électrons dans le calorimètre. L'efficacité de déclenchement est d'environ 70% vers 5 GeV et augmente avec

Intervalle en z (cm)	Intervalle en ϕ
-90 à -5	135° à 157,5°
-90 à -60	157,5° à 180°
-90 à -60	90° à 112,5°
-35 à -5	90° à 112,5°
0 à 30	157,5° à 180°
-35 à -5	-180° à -157,5°

Table 6.3: Coupures dans le plan ($z - \phi$).

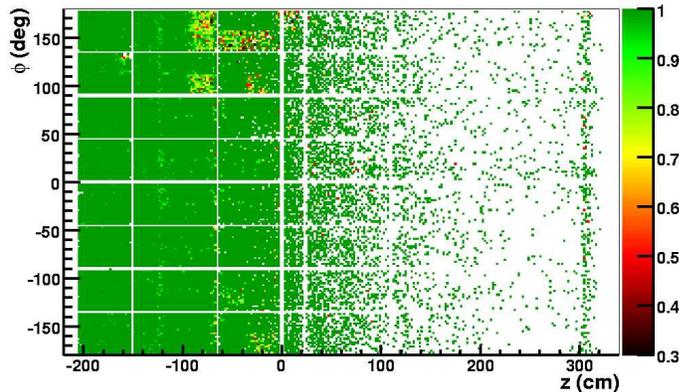


Figure 6.10: Efficacité de l'élément de déclenchement *LAr_electron_1* en fonction de la position de l'électron dans le plan ($z - \phi$). L'énergie de l'électron est supérieure à 10 GeV. Le "quadrillage" correspond aux cracks.

l'énergie l'électron pour atteindre 100% pour les énergies supérieures à 10 GeV. Une particule électromagnétiques d'énergie supérieure à 10 GeV est donc requise dans le calorimètre à Argon liquide.

Informations temporelles

Pour le système de déclenchement, le temps de passage des particules peut être déterminé à partir des systèmes de détection rapide des détecteurs de traces (CJC ou CIP) et du calorimètre à Argon liquide. En comparant avec l'horloge interne de HERA, on peut définir un temps relatif, T_0 , de l'événement par rapport au croisement des faisceaux. La résolution de ce T_0 est d'environ 2 ns pour les détecteurs de traces, mais il a des queues non gaussiennes significatives. Les événements sont rejetés si leur T_0 n'est pas dans $\Delta T_0 = \pm 9,6$ ns autour du temps nominal de croisement des faisceaux (45 ns pour le calorimètre). La taille de cette fenêtre de temps est choisie afin de rejeter seulement une fraction très petite des événements *ep*. La plupart des événements de muons cosmiques sont rejetés par cette condition. Le bruit de fond produit par le halo des protons et les interactions beam-gas ne sont pas sensiblement réduit car les muons du halo traversent le détecteur presque parallèle aux fils d'anode des CJs rendant la reconstruction du T_0 difficile, tandis que des particules produites dans des interactions beam-gas traversent le détecteur à des temps proches de ceux des particules produites dans des interactions *ep*. L'efficacité des conditions temporelles est proche de 100%.

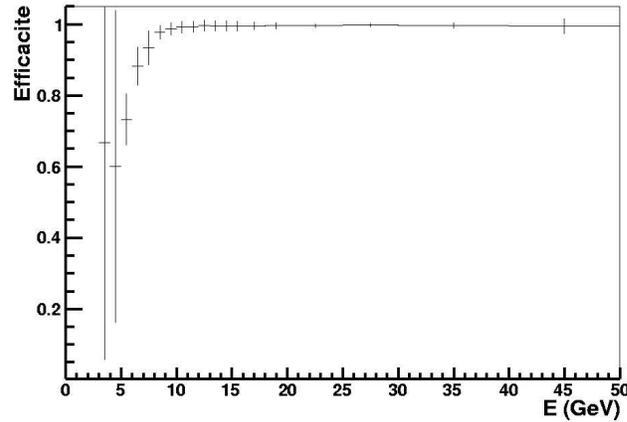


Figure 6.11: Efficacité de l'élément de déclenchement *LAr_electron_1* en fonction de l'énergie.

6.3.3 Sélection finale

La sélection pour l'analyse de la diffusion Compton requiert un électron et un photon avec un angle polaire compris entre 10° et 174° et une impulsion transverse supérieure à 5 GeV dont au moins un des deux est dans le calorimètre LAr. La coupure sur le vertex est resserrée à $|z_{vtx}| < 35$ cm. La sélection est complétée par les coupures détaillées dans ce paragraphe.

L'énergie longitudinale $\sum_i P_{z_i} - E_i$

Cette variable traduit la conservation de l'énergie longitudinale. Puisque l'énergie et l'impulsion sont conservées : $\sum_i P_{z_i} - E_i \simeq 55$ GeV

Cette variable permet donc de distinguer les évènements dont l'état final est entièrement reconstruit dans le détecteur, des évènements où des particules sont perdues dans le tube à vide (création de paires par exemple) et des évènements de bruit de fond où il y a plus d'énergie dans le détecteur.

Pour tenir compte des incertitudes sur la reconstruction de l'énergie et de l'impulsion dans les détecteurs, nous prenons un domaine un peu plus large : $35 \text{ GeV} < \sum_i P_{z_i} - E_i < 75 \text{ GeV}$.

La coplanarité $\Delta\phi$

C'est l'angle entre la projection de l'impulsion de l'électron final et celle de l'impulsion du photon final dans le plan transverse. L'impulsion transverse totale est nulle par conservation de l'impulsion, dans le cas de la diffusion Compton élastique, on a $\Delta\phi \sim 180^\circ$. La distribution de la coplanarité avant les coupures pour les simulations est présentée sur la figure 6.12.

Une coupure $160^\circ < \Delta\phi < 180^\circ$ est appliquée.

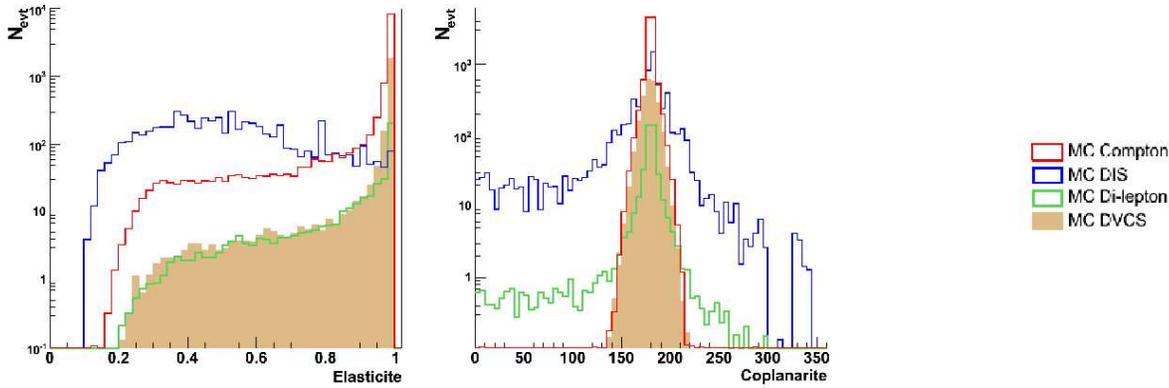


Figure 6.12: Distribution de la coplanarité et de l'élasticité pour les simulations.

Masse invariante du système (e - γ)

La simulation des événements Compton utilise une coupure sur la masse invariante au niveau générateur, fixée à 10 GeV. On est donc obligé d'appliquer une coupure sur les données également. La coupure est fixée à 12 GeV pour les données et les simulations pour tenir compte des migrations.

Elasticité

L'élasticité est défini par la formule :

$$R_{Ela} = \frac{E_e + E_\gamma}{E_{Tot}}$$

où E_e est l'énergie de l'électron, E_γ est l'énergie du photon et E_{Tot} est l'énergie totale mesurée par les calorimètres principaux du détecteur. Pour des événements Compton élastiques, R_{Ela} tend vers 1. La coupure est fixée à 0,95. La distribution de l'élasticité avant les coupures pour les simulations est présentée sur la figure 6.12.

6.4 Mesure de la luminosité

Les résultats de la sélection sur les données 2003, 2004 et 2005 sont présentés dans le tableau 6.4. Il y a un bon accord entre les données et les simulations. La figure 6.13 montre des distributions de contrôle.

Pour déterminer la luminosité intégrée à partir des événements Compton, on écrit la formule 3.1 sous la forme :

$$L_{Compton} = \frac{N_{Sel} - N_{bf}}{N_{MC}} \frac{1}{\epsilon_{Sel}} L_{MC} \quad (6.1)$$

où N_{Sel} est le nombre d'événements sélectionnés, N_{bf} est le nombre d'événements de bruit de fond restant après la sélection déterminée dans le paragraphe précédent, N_{MC} est le nombre d'événements

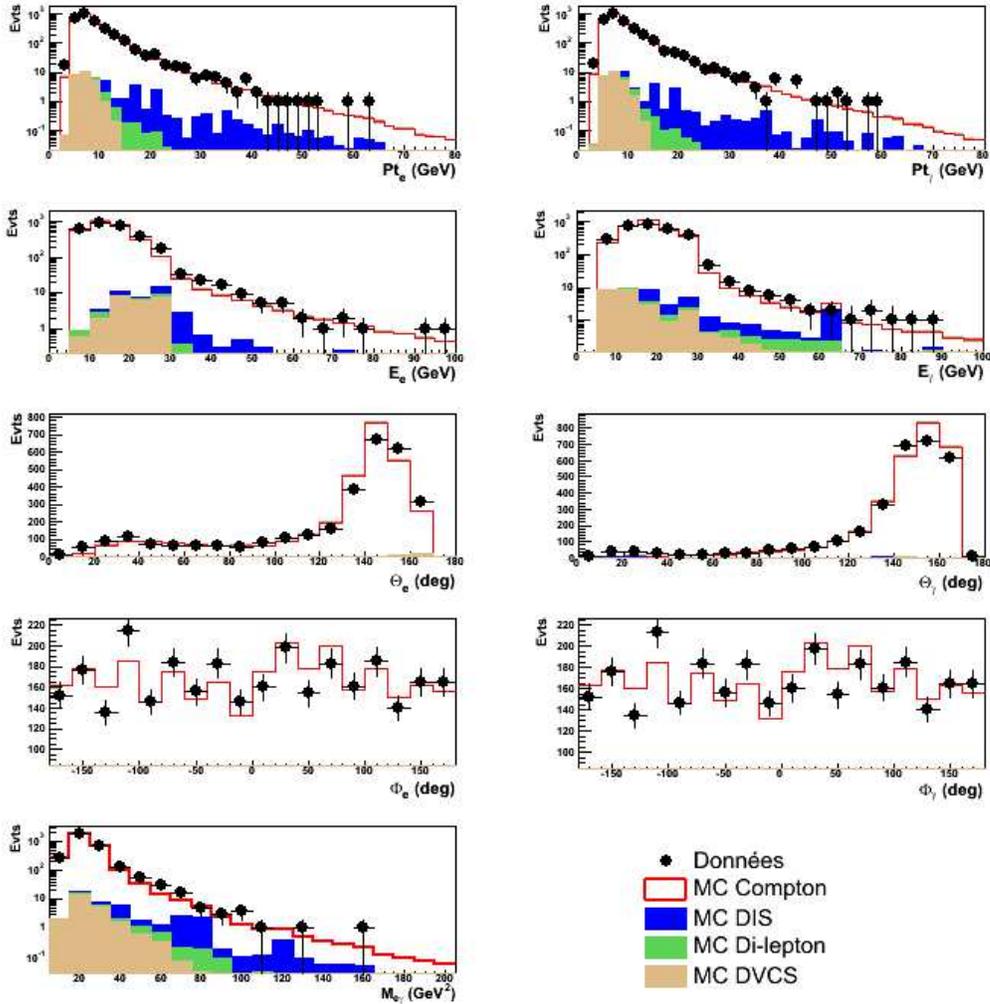


Figure 6.13: Distributions de contrôle pour les données de l'année 2005. De haut en bas et de gauche à droite, on trouve la distribution de l'impulsion transverse de l'électron, celle du photon, la distribution de l'énergie de l'électron, celle du photon, la distribution de l'angle polaire de l'électron, celle du photon, la distribution de l'angle azimutal de l'électron, celle du photon et enfin la distribution de la masse invariante du système ($e - \gamma$).

	2003-2004		2005	
	Sélection (2 part. EM)	Sélection (e+ γ)	Sélection (2 part. EM)	Sélection (e+ γ)
Données	1909	1479	3893	3003
Total MC	1847,46	1472,95	3717,11	3015,52
MC Compton	1694,84	1423,42	3535,8	2970,63
MC DIS	76,38	43,12	32,08	15,88
MC di-lepton	57,11	1,86	119,19	3,88
MC DVCS	19,13	15,59	30,04	25,13

Table 6.4: Résultats de la sélection.

Compton simulés qui sont passés dans la même chaîne de reconstruction et d'analyse que les données réelles, ϵ_{sel} est l'efficacité de la sélection et \mathcal{L}_{MC} est la luminosité intégrée correspondant au lot d'évènements Compton simulés. Cette analyse comporte plusieurs lots d'évènements simulés. L'équation 6.1 devient alors :

$$L_{Compton} = \frac{N_{Sel} - N_{bf}}{\sum_i \frac{N_{MC}^i}{L_{MC}^i}}$$

où N_{MC}^i et L_{MC}^i sont respectivement le nombre d'évènements sélectionnés et la luminosité du lot i d'évènements Compton simulés.

La luminosité calculée à partir de cette formule en fonction du numéro de run est représentée sur la figure 6.14 (en haut) pour la période 2003-2004 et sur la figure 6.14 (en bas) pour la période 2005. En comparant le résultat avec la mesure réalisée par le système de luminosité, on obtient un bon accord entre les deux méthodes. La luminosité mesurée avec les évènements Compton est de 53,8 pb⁻¹ pour la période 2003-2004 et de 112,2 pb⁻¹ pour la période 2005.

L'erreur statistique sur la luminosité mesurée avec les évènements Compton est de l'ordre de 2% sur une période complète (2% pour l'année 2005 et 2,5% pour la période 2003-2004). L'erreur théorique sur le calcul de la section efficace provient essentiellement de l'incertitude sur les facteurs de forme du proton. Elle est de l'ordre de 1%. Les principales sources d'erreurs systématiques sont répertoriées dans le tableau 6.5.

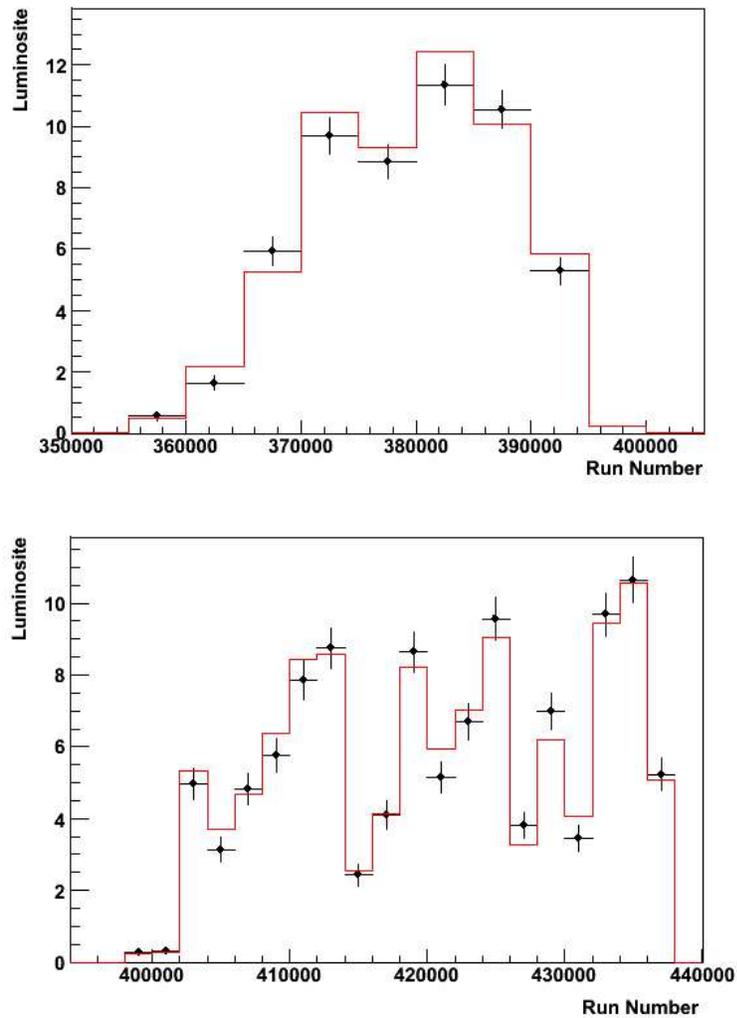


Figure 6.14: Comparaison entre la luminosité (en pb^{-1}) mesurée par le système de luminosité (rouge) et la luminosité mesurée avec la méthode Compton (noir) pour la période 2003-2004 (en haut) et pour la période 2005 (en bas).

Source	Incertitude sur la mesure	Incertitude sur la détermination de la luminosité
Energie des particules électromagnétiques	1% à 3% selon la roue	3,5%
Angle polaire des particules électromagnétiques	3 mrad	0,2%
Angle azimutal des particules électromagnétiques	2 mrad	< 0,1%
Efficacité de l'identification des particules électromagnétiques	1%	2%
Efficacité de reconstruction du vertex	2%	2%
Efficacité d'association trace-amas	2%	2%
Efficacité de déclenchement	0,5%	1%

Table 6.5: Principales sources d'erreurs systématiques.

Conclusion

A HERA, la mesure de la luminosité est réalisée en détectant les photons de bremsstrahlung émis par les électrons dans la région d'interaction (section efficace de Bethe-Heitler). Un nouveau détecteur de photons pour le système de luminosité de H1 a été développé et installé en 2001. La précision de cette mesure dépend essentiellement de la compréhension et de la modélisation du spectre des photons.

Les études présentées dans cette thèse concernent la mesure de la luminosité pour H1. Le travail est séparé en deux parties : d'une part l'analyse des données du détecteur de photons du système de luminosité et d'autre part, une étude des événements Compton et de leur utilisation pour une mesure de la luminosité indépendante du système de luminosité. Les résultats de la mesure de la luminosité avec les événements Compton sont en accord avec la mesure du système de luminosité.

L'analyse des données du détecteur de photons a montré qu'il est possible de mesurer la luminosité à partir des spectres d'énergie des événements Bethe-Heitler. L'échelle d'énergie du détecteur est déterminée avec une très bonne précision : de l'ordre de 0,5 pour mille toutes les quatre minutes. Le contrôle de l'inter-calibration des strips et la méthode de mesure de l'acceptance du détecteur permettent une bonne compréhension du détecteur et des variations qui interviennent au cours des mesures.

La luminosité instantanée peut alors être calculée toutes les quatre minutes par deux nouvelles méthodes, dites de l'énergie totale et de l'ajustement de forme du spectre. La précision obtenue sur la mesure de la luminosité relative est de l'ordre de 3 à 8 pour mille en fonction de la méthode et des conditions de fonctionnement de HERA. L'erreur théorique est de l'ordre de 0,5% et l'erreur sur la forme de l'acceptance est de l'ordre de 3 pour mille. Au final, l'erreur sur la mesure de la luminosité est de l'ordre de 6,5 à 9,5 pour mille. Ces résultats sont en cours de validation pour devenir la méthode standard dans H1.

Ainsi, il est possible de suivre l'évolution de la luminosité au cours des prises des données. Ce point est particulièrement critique pour les analyses de physique qui sélectionnent des périodes de prises données très précises avec des conditions de fonctionnement spécifiques comme, par exemple, la valeur de la polarisation des faisceaux.

Annexe A

Calcul de la section efficace de la diffusion Compton

A l'ordre le plus bas de l'interaction électromagnétique, la diffusion Compton est représentée par les deux diagrammes de la figure 1.3. D'après les règles de Feynman, l'élément de matrice \mathcal{M} réduit correspondant à ces deux diagrammes s'écrit :

$$\mathcal{M} = \langle k, p, in | \iota \tau | k', p', in \rangle$$

$$\mathcal{M} = i(-ie)^2 \bar{u}^{(\beta)}(p') \left[\hat{\epsilon}' \frac{\hat{p} + \hat{k} + m_e}{(p+k)^2 - m_e^2} \hat{\epsilon} + \hat{\epsilon} \frac{\hat{p} - \hat{k}' + m_e}{(p-k')^2 - m_e^2} \hat{\epsilon}' \right] u^{(\alpha)}(p) \quad (\text{A.1})$$

où $u^{(\alpha)}(p)$ et $u^{(\beta)}(p')$ sont les spineurs correspondant à l'électron de quadri-impulsion p et de polarisation α et à l'électron de quadri-impulsion p' et de polarisation β . Nous allons calculer la section efficace différentielle pour des polarisations ϵ et ϵ' des photons fixées. Pour cela, il faut calculer le carré du module de l'amplitude \mathcal{M} , sommer sur la polarisation β de l'électron sortant et prendre la moyenne sur la polarisation α de l'électron initial.

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^2 |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} e^4 \sum_{\alpha, \beta=1}^2 (\bar{u}^{(\beta)}(p') M u^{(\alpha)}(p)) (u^{(\alpha)}(p) \bar{M} \bar{u}^{(\beta)}(p'))$$

avec

$$M = \hat{\epsilon}' \frac{\hat{p} + \hat{k} + m_e}{(p+k)^2 - m_e^2} \hat{\epsilon} + \hat{\epsilon} \frac{\hat{p} - \hat{k}' + m_e}{(p-k')^2 - m_e^2} \hat{\epsilon}'$$

$$\bar{M} = \gamma^0 M^\dagger \gamma^0 = \hat{\epsilon} \frac{\hat{p} + \hat{k} + m_e}{(p+k)^2 - m_e^2} \hat{\epsilon}' + \hat{\epsilon}' \frac{\hat{p} - \hat{k}' + m_e}{(p-k')^2 - m_e^2} \hat{\epsilon}$$

On peut également écrire :

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^2 |\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{2} e^4 \text{Tr} \left\{ \left[\sum_{\beta} u^{(\beta)}(p') \bar{u}^{(\beta)}(p') \right] M \left[\sum_{\alpha} u^{(\alpha)}(p) \bar{u}^{(\alpha)}(p) \right] \bar{M} \right\}$$

Un spineur $u^{(\alpha)}$ vérifie :

$$\sum_{\alpha=1}^2 u^{(\alpha)}(p) \bar{u}^{(\alpha)}(p) = \frac{\hat{p} + m_e}{2m_e}$$

et donc :

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^2 |\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{8m_e^2} \text{Tr} \left\{ (\hat{p}' + m_e) M (\hat{p} + m_e) \overline{M} \right\}$$

Il est judicieux de définir les polarisations des photons tel que :

$$\begin{aligned} \epsilon^\mu &= (0, \epsilon) \quad \text{avec } \epsilon \cdot k = 0 \\ \epsilon'^\mu &= (0, \epsilon') \quad \text{avec } \epsilon' \cdot k' = 0 \end{aligned}$$

Il s'ensuit que :

$$\epsilon p = \epsilon' p' = 0$$

Ce choix des polarisations simplifie les calculs :

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon}' (\hat{p} + \hat{k} + m_e) \hat{\epsilon} &= -\hat{\epsilon}' \hat{\epsilon} (\hat{p} + \hat{k} - m_e) \\ \hat{\epsilon} (\hat{p} - \hat{k}' + m_e) \hat{\epsilon}' &= -\hat{\epsilon} \hat{\epsilon}' (\hat{p} + \hat{k}' - m_e) \end{aligned}$$

Comme $(\hat{p} + m_e)(\hat{p} - m_e) = \hat{p}^2 - m_e^2 = 0$ et puisque que $(p + k)^2 - m_e^2 = 2pk$, l'expression de M peut être écrite :

$$M = -\frac{\hat{\epsilon}' \hat{\epsilon} \hat{k}}{2pk} - \frac{\hat{\epsilon} \hat{\epsilon}' \hat{k}'}{2pk'}$$

En procédant de la même façon pour \overline{M} , on obtient :

$$(\hat{p}' + m) M (\hat{p} + m_e) \overline{M} = (\hat{p}' + m) \left[-\frac{\hat{\epsilon}' \hat{\epsilon} \hat{k}}{2pk} - \frac{\hat{\epsilon} \hat{\epsilon}' \hat{k}'}{2pk'} \right] (\hat{p} + m_e) \left[-\frac{\hat{k} \hat{\epsilon} \hat{\epsilon}'}{2pk} - \frac{\hat{k}' \hat{\epsilon}' \hat{\epsilon}}{2pk'} \right]$$

Un calcul de trace sans intérêt particulier conduit à :

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^2 |\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{4m_e^2} \left[4(\hat{\epsilon} \hat{\epsilon}')^2 - 2 + \frac{pk'}{pk} + \frac{pk}{pk'} \right] \quad (\text{A.2})$$

Dans le référentiel où l'électron est au repos, l'équation précédente devient :

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^2 |\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{4m_e^2} \left[4(\hat{\epsilon} \hat{\epsilon}')^2 - 2 + \frac{k'_0}{k_0} + \frac{k_0}{k'_0} \right] \quad (\text{A.3})$$

La section efficace s'écrit :

$$d\sigma = \int \frac{1}{4kp} (4m_e^2) \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^2 |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2p'_0} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2k'_0} (2\pi)^4 \delta^4(p + k - p' - k') \quad (\text{A.4})$$

On pose :

$$dF = \int \frac{1}{4k} \frac{1}{p} (4m_e^2) \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2p'_0} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2k'_0} (2\pi)^4 \delta^4(p + k - p' - k')$$

On calcule la section efficace dans le référentiel où l'électron est au repos, c'est à dire $p = (m_e, \vec{0})$.

On a :

$$\begin{aligned} dF &= \frac{1}{4m_e k_0} (4m_e^2) \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2p'_0} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2k'_0} (2\pi)^4 \delta^4(p + k - p' - k') \\ dF &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{4m_e k_0} (4m_e^2) \int \frac{|k'|^2 d|k'| d\Omega}{2|k'|} \int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^4(p + k - p' - k') \end{aligned}$$

où $d\Omega$ est l'élément d'angle solide centré sur l'angle de diffusion θ du photon. Sachant que :

$$\frac{d^3 p'}{p'_0} = \int_{-\infty}^{\infty} d^4 p' \delta(p'^2 - m_e^2) \theta(p'_0)$$

On peut écrire :

$$dF = \frac{m_e^2}{2\pi^2} \int_0^{\infty} |k'| d|k'| \int_{-\infty}^{\infty} d^4 p' \delta(p'^2 - m_e^2) \theta(p'_0) \delta^4(p + k - p' - k') d\Omega$$

En utilisant :

$$\begin{aligned} (p + k - k')^2 &= k^2 + k'^2 + p^2 + 2kp - 2kk' - 2k'p \\ &= m_e^2 + 2m_e(k_0 - k'_0) - 2k_0 k'_0 (1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

et

$$\int dx \delta(f(x)) g(x) = \sum \frac{g(x)}{\left| \frac{df}{dx} \right|_{\text{zero de } f(x)}}$$

on obtient :

$$\begin{aligned} dF &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{4m_e k_0} (4m_e^2) \int_0^{\infty} k'_0 dk'_0 \delta((p + k - k')^2 - m_e^2) \theta(m_e + k_0 - k'_0) d\Omega \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{4m_e k_0} (4m_e^2) \int_0^{m_e + k_0} k'_0 dk'_0 \delta(2m_e(k_0 - k'_0) - 2k_0 k'_0 (1 - \cos \theta)) d\Omega \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{4m_e k_0} (4m_e^2) \frac{k'_0}{|-2m_e - 2k_0(1 - \cos \theta)|} d\Omega \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{4m_e k_0} (4m_e^2) \frac{k'_0}{2m_e |1 + \frac{k_0}{m_e} (1 - \cos \theta)|} d\Omega \end{aligned}$$

On reconnaît la formule de Compton de l'équation (1.1) :

$$k'_0 = \frac{k_0}{1 + \frac{k_0}{m_e} (1 - \cos \theta)}$$

que l'on remplace dans l'équation précédente :

$$dF = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{4m_e^2 k_0} (4m_e^2) \frac{k_0'^2}{2k_0} d\Omega \quad (\text{A.5})$$

En substituant les relations (A.3) et (A.5) dans l'équation (A.4), on retrouve la formule de Klein-Nishina pour des photons polarisés :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_e^2} \left(\frac{k_0'}{k_0} \right)^2 \left[4(\hat{\epsilon} \cdot \hat{\epsilon}')^2 - 2 + \frac{k_0'}{k_0} + \frac{k_0}{k_0'} \right] \quad (\text{A.6})$$

La polarisation moyenne vaut :

$$\frac{1}{4} \sum_{\lambda, \lambda'=1}^2 \left| \epsilon^\lambda \cdot \epsilon'^{\lambda'} \right|^2 = \frac{1}{4} (\cos^2 \theta + 1)$$

En utilisant ce résultat, la section efficace non-polarisée pour la diffusion Compton devient :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_e^2} \left(\frac{k_0'}{k_0} \right)^2 \left[\frac{k_0'}{k_0} + \frac{k_0}{k_0'} - \sin^2 \theta \right] \quad (\text{A.7})$$

L'angle de diffusion θ du photon est relié à son énergie par l'équation (1.1). La section efficace peut être exprimée en fonction de l'énergie du photon diffusé :

$$\frac{d\sigma}{dk_0'} = \frac{\pi \alpha^2}{m_e k_0^2} \left[\frac{k_0'}{k_0} + \frac{k_0}{k_0'} + \left(\frac{m_e}{k_0'} - \frac{m_e}{k_0} \right)^2 - 2m_e \left(\frac{1}{k_0'} - \frac{1}{k_0} \right) \right] \quad (\text{A.8})$$

Annexe B

Le barn

L'unité a été nommée par C.P. Baker et M.G. Holloway en décembre 1942 lors d'un dîner à l'université Purdue (Lafayette, Indiana). Ils utilisaient déjà 10^{-24} centimètres carrés comme une unité pour les sections efficaces nucléaires dans leur travail pour le projet Manhattan mais cette unité n'avait encore aucun nom. Holloway et Baker ont d'abord pensé à des noms comme "le Bethe", "l'Oppenheimer" ou "le Manley" (pour John Manley, chef de leur groupe). "L'Oppenheimer" fut écarté en raison de sa taille et "le Bethe" ressemblait trop à la lettre grecque bêta. "Le Manley" semblait également trop long. Du "Manley", ils passèrent au "John" mais il s'agissait d'un prénom trop courant. Finalement, ce fut l'environnement agricole qui leur inspira le passage du "John" au "Barn", ce bâtiment très courant dans les fermes aux alentours de leur université.

Le barn a fait sa première apparition officielle dans le rapport LAMS-2 du centre de recherche de Los Alamos en juin 1943.

Bibliographie - Chapitre 1

- [1] R. Greiner, *Quantum Electrodynamics*. Springer, 1994.
- [2] I. J. R. Aitchison and A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*. Adam Hilger, 1989.
- [3] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons : an introductory course in modern particle physics*. John Wiley and sons, New York, 1984.
- [4] G. Ingelman, A. De Roeck, and R. Klanner, “Future physics at HERA. Proceedings, Workshop, Hamburg, Germany, September 25, 1995-May 31, 1996. Vol. 1, 2,” DESY-96-235.

Bibliographie - Chapitre 2

- [5] T. Ahmed *et al.*, “Experimental study of hard photon radiation processes at HERA,” *Z. Phys.*, vol. C66, pp. 529–542, 1995.
- [6] H. Bethe and W. Heitler, “On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons,” in *Proc. Roy. Soc. Lond.*, vol. A146, pp. 83–112, 1934.
- [7] V. B. Berestetsky, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevsky, *Relativistic Quantum Theory. Course of Theoretical Physics*, Pergamon Press, 1971.
- [8] V. N. Baier and V. M. Katkov, “Beam-size effect in bremsstrahlung,” 2003.
- [9] A. Courau and P. Kessler, “QED Compton scattering in high-energy electron - proton collisions,” *Phys. Rev.*, vol. D46, pp. 117–124, 1992.
- [10] A. Courau, *Quasi-Real QED Compton at HERA*. H1-note, H1-07/91-186, 1991.
- [11] S. Kermiche, *Etude du QED Compton à HERA : luminosité et calibration du détecteur H1*. PhD thesis, Université Paris-Sud - Paris XI, 1994. LAL-94-14.

Bibliographie - Chapitre 3

- [12] T. Suzuki, "General formulas of luminosity for various types of colliding beam machines," KEK-76-3.
- [13] H. Wiedemann, "Particle accelerator physics : Basic principles and linear beam dynamics," Berlin, Germany : Springer (1993) 445 p.
- [14] E. Keil, "Beam-beam dynamics," Presented at CERN Accelerator School : Course on Advanced Accelerator Physics, Rhodes, Greece, 20 Sep - 1 Oct 1993.
- [15] M. Dohlus, G. H. Hoffstaetter, M. Lomperski, and R. Wanzenberg, "Report from the hera task-force on luminosity optimization : Theory and first luminosity scans," DESY-HERA-03-01.
- [16] M. Month and R. Siemann, "Accelerator physics : Introduction," Prepared for 1990 DPF Summer Study on High-energy Physics : Research Directions for the Decade (Snowmass 90), Snowmass, Colorado, 25 Jun - 13 Jul 1990.
- [17] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. John Wiley sons, New York, 1975.
- [18] H. background working group, "Technical report on the beam induced backgrounds in the H1 Detector," H1-10/02-606.
- [19] B. Pietrzyk, "High precision luminosity measurements and calculations in ALEPH at LEP," In *Warsaw 1991, Proceedings, Puzzles on the electroweak scale* 97-100.
- [20] "ATLAS : Detector and physics performance technical design report. volume 1," CERN-LHCC-99-14.

Bibliographie - Chapitre 4

- [21] G. H. Hoffstaetter, “The luminosity upgrade of HERA,” *ICFA Beam Dyn. Newslett.*, vol. 24, pp. 8–18, 2001.
- [22] I. Abt *et al.*, “The H1 detector at HERA,” DESY-93-103.
- [23] D. E. Groom *et al.*, “Review of particle physics,” *Eur. Phys. J.*, vol. C15, pp. 1–878, 2000.
- [24] B. List, “The H1 silicon tracker,” *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A549, pp. 33–36, 2005.

Bibliographie - Chapitre 5

- [25] M. Gouzevitch, "Rapport de stage : Mesure de luminosité à H1, DESY," http://polywww.in2p3.fr/activites/physique/h1/lumi/QVC/RapportdeStage_MG.pdf.
- [26] R. Brun, F. Rademakers, and S. Panacek, "Root, an object oriented data analysis framework," Prepared for CERN School of Computing (CSC 2000), Marathon, Greece, 17-30 Sep 2000.
- [27] R. Brun and al., "MUDIFI," DD/75-23, CERN, 1980.
- [28] G. H. Hoffstaetter, B. Holzer, F. Willeke, and A. Meseck, "Measurement of HERA's central RF frequency," Prepared for 8th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2002), Paris, France, 3-7 Jun 2002.
- [29] Discussion avec B. Holzer.
- [30] M. Bieler *et al.*, "Hera machine studies december 1998," DESY-HERA-99-03.

Bibliographie - Chapitre 6

- [31] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual,” *JHEP*, vol. 05, p. 026, 2006.
- [32] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand, “Parton fragmentation and string dynamics,” *Phys. Rept.*, vol. 97, p. 31, 1983.
- [33] T. Abe, “Grape-dilepton (version 1.1) : A generator for dilepton production in e p collisions,” *Comput. Phys. Commun.*, vol. 136, pp. 126–147, 2001.
- [34] C. Berger and P. Kandel, “A new generator for wide angle bremsstrahlung,” pp. 596–600. Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr 1998 - DESY-PROC-1999-02.
- [35] E. Perez, L. Schoeffel, and L. Favart, “MILOU : A Monte-Carlo for deeply virtual Compton scattering,” 2004.
- [36] F. Yuasa *et al.*, “Automatic computation of cross sections in HEP : Status of GRACE system,” *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, vol. 138, pp. 18–23, 2000.
- [37] H. Jung, “Hard diffractive scattering in high-energy e p collisions and the Monte Carlo generation RAPGAP,” *Comp. Phys. Commun.*, vol. 86, pp. 147–161, 1995.
- [38] I. Négri, *Recherche de fermions excités dans l’expérience H1 auprès du collisionneur positron-proton HERA*. PhD thesis, Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 1998. DESY-THESIS-1998-022.

Table des figures

1.1	Schéma de la diffusion Compton	4
1.2	Longueur d'onde des photons diffusés en fonction de l'angle θ de diffusion	4
1.3	Diagrammes de la diffusion Compton	5
1.4	Diffusion de Rutherford	7
1.5	Diagramme de l'interaction électron-proton	11
2.1	Diagramme de l'interaction électron-proton avec radiation d'un photon réel	16
2.2	Représentation schématique des processus correspondant à l'interaction électron-proton avec radiation d'un photon réel. a) Processus de Bethe-Heitler. b) Diffusion Compton. c) ISR. d) FSR.	17
2.3	Section efficace différentielle du processus de Bethe-Heitler	19
3.1	Référentiel d'une particule se déplaçant dans un synchrotron.	28
3.2	Schéma illustrant la variation de la taille transverse des paquets à cause de l'effet sablier	32
3.3	Tailles transverses effectives des faisceaux : $\sigma_{eff,x}(s)$ et $\sigma_{eff,y}(s)$	33
3.4	Emission de radiation synchrotron dans la région d'interaction de H1 (en rouge). Sur l'axe horizontal, les distances sont en mètres alors que sur l'axe vertical, les distances sont en centimètres. Les lignes vertes délimitent l'enveloppe du faisceau d'électron. H1 est représenté par les rectangles noirs en haut et en bas. Les objets nommés "G*" sont les aimants de HERA. Une couche de cuivre est installée devant chaque aimant situé à droite (GM et GN) pour les blinder et limiter la rétrodiffusion. La radiation synchrotron peut être rétrodiffusée par ces couches de cuivre en direction de H1. Le tube faisceau et les détecteurs internes de H1 sont protégés de la rétrodiffusion par les collimateurs C4, C5A et C5B.	35
3.5	Structure des paquets de proton mesuré par la FToF pendant le LF 4296 (mars 2006). Jusqu'en 2005, la distribution était ajustée par une somme de trois gaussiennes (à gauche). A partir de 2006, la distribution est ajustée par une fonction du type $A \cdot \exp x + B \cdot (erf(C \cdot (x + D)) + E)$ (à droite).	37
3.6	Corrections dues aux paquets satellites en fonction du numéro de run : à gauche pour les années 2004 et 2005, à droite pour 2006.	38

4.1	Schéma de HERA et de ses injecteurs.	43
4.2	Vue aérienne de DESY. Le collisionneur HERA et l'injecteur PETRA sont représentés par des lignes pointillées. Les positions des différentes expériences sont indiquées par les cercles.	45
4.3	Luminosité intégrée utile accumulée par H1 au fil des années. Les périodes de prises de données avec un faisceau d'électrons sont représentées en rouge, les périodes de prises de données avec un faisceau de positron sont représentées en bleu.	47
4.4	Schéma de la région d'interaction avant et après les modifications.	48
4.5	Le détecteur H1.	50
4.6	Coupe longitudinale des détecteurs de traces.	51
4.7	Coupe transverse des détecteurs de traces centraux.	52
4.8	Schéma d'une cellule de la chambre COZ (à gauche) et de la chambre COZ (à droite).	53
4.9	Coupe de la CST dans le plan transverse (à droite). Vue tridimensionnelle de la CST (à gauche)	54
4.10	Schéma illustrant la recherche du vertex par la CIP2k.	55
4.11	Schéma du détecteur de traces avant dans le plan transverse.	56
4.12	Coupe d'un module de la BDC dans le plan transverse (à gauche). Vue tridimensionnelle de la BDC (à droite).	57
4.13	Coupe d'un disque de la BST équipé de capteurs de type r dans le plan transverse (à gauche). Vue tridimensionnelle de la BST (à droite).	58
4.14	Coupe longitudinale du calorimètre à argon liquide. La partie supérieure montre la structure en roues avec l'orientation des plaques d'absorbeurs. La partie inférieure montre la structure en cellules.	60
4.15	Coupe transverse du calorimètre à argon liquide. La roue est divisée en huit octants.	62
4.16	Schéma d'une cellule de la partie électromagnétique du calorimètre à argon liquide (en haut) et d'une cellule de la partie hadronique (en bas).	63
4.17	Schéma représentant la disposition des modules de la partie électromagnétique du SpaCal (à gauche). Vue de la partie arrière du détecteur H1 montrant le calorimètre SpaCal (à droite).	64
4.18	Schéma d'un module de la partie électromagnétique du SpaCal	65
4.19	Coupe longitudinale du PLUG2k (à gauche). Coupe transverse de la moitié du PLUG2k (à droite).	66
4.20	Emplacements des différents sous-détecteurs utilisés par le système de mesure du temps de vol.	68
4.21	Structure du système de déclenchement de H1.	69
4.22	Le grandes tours de déclenchement du calorimètre à argon liquide.	73
4.23	Schéma du système de luminosité (en haut). Position du PD et du ETAG dans la configuration HERA I (en bas).	75

4.24	Simulations de spectres mesurés dans le détecteur de photons. Sans empilement à gauche et avec des empilements à droite (pour une luminosité de $20 \mu\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$)	76
4.25	Vue du détecteur de photons.	77
4.26	Schéma représentant l'orientation des plans de fibres du détecteur de photons.	78
4.27	Photo du filtre en Béryllium.	78
4.28	A gauche : Spectre d'énergie mesuré par le compteur Cherenkov. A droite : Spectre d'énergie mesuré par le détecteur de photons sans correction (en bleu) et corrigé à l'aide du compteur Cherenkov (en rouge).	80
4.29	A gauche : trajectoire des électrons en fonction de leur énergie en GeV. L'axe horizontal représente la distance par rapport au point d'interaction. A droite : acceptation des deux ETAGs en fonction de y	81
4.30	Schéma de l'identificateur d'électron ETAG6.	81
4.31	Schéma du système d'acquisition de données.	82
4.32	Nombre d'évènements ayant validé le sous déclencheur $s91$ normalisé par les courants des paquets en fonction du numéro du paquet de protons sans pondération (en haut) et avec pondération (en bas).	84
5.1	Fonction de réponse du détecteur de photon avec l'énergie du photon incident en GeV sur l'axe des abscisses et l'énergie mesurée en GeV en ordonnée.	88
5.2	Spectre mesuré pour les paquets d'électrons pilotes. Une entrée correspond au passage d'un paquet d'électrons.	91
5.3	Signal mesuré par le détecteur de photons en l'absence de paquets de particule au point d'interaction.	92
5.4	Ajustement du piédestal des collisions avec une fonction gaussienne.	92
5.5	Spectre théorique (en haut) et spectre mesuré (en bas) de l'énergie du photon dans le processus de BH.	94
5.6	Exemple d'ajustement de la fonction \mathcal{F}_{A2G} sur un spectre mesuré dans le détecteur de photons.	95
5.7	Polynôme \mathcal{P}_{Corr} déterminée à partir de la simulation pour corriger le facteur de conversion. L'intervalle en rouge représente le domaine de variation de l'énergie moyenne que l'on observe habituellement.	95
5.8	Gains des voies X (en haut) et des voies Y (en bas) en juillet et août 2004.	97
5.9	Résultats obtenus en faisceau test en 1999-2000. Sur les figures du bas, on peut voir l'évolution du gain en fonction de la position le long des strips en Y (à gauche) et en X (à droite).	98
5.10	A gauche : gain mesuré (en bleu) et gain reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies X - Lumi Fill 3529). Un point correspond à quatre minutes. A droite : distribution de la différence entre la valeur du gain mesuré et la valeur du gain reconstruit.	99

5.11	La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies X - Lumi Fill 3529). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.	100
5.12	La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies Y - Lumi Fill 3532 - 6 août 2004). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.	101
5.13	La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies Y- Lumi Fill 3524 - 1er août 2004). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.	102
5.14	La figure du haut représente le A2G mesuré (en bleu) et le A2G reconstruit (en rouge) en fonction du temps (voies Y - Lumi Fill 3535 - 8 août 2004). Les trois autres figures montrent l'évolution de la position et de l'énergie moyenne du faisceau.	103
5.15	Distribution des énergies dans chaque strip. Les 12 premières distributions le long de Y sont les voies X de 1 à 12 et les 12 suivantes sont les voies Y.	104
5.16	Evolution des strips 5, 6, 7 et 8 selon X en fonction de différentes échelles de temps. Pour faciliter la lecture, le gain de la strip 5 (noir) est tracée avec un décalage de 20 GeV^{-1} , le gain de la strip 6 (rouge) est tracée avec un décalage de 10 GeV^{-1} , la strip 7 (vert) est tracée sans décalage et la strip 8 (bleu) est tracée avec un décalage négatif de 10 GeV^{-1} . Il y a un point toutes les 40 minutes.	105
5.17	Exemple de signal en sortie du shaper. La figure illustre la variation de la mesure en fonction d'un décalage temporel.	106
5.18	Energie mesurée par la strip 11. Les créneaux sont dus à une erreur de lecture.	106
5.19	Distribution de la position reconstruite des photons dans le détecteur montrant la forme de la zone d'acceptance. L'échelle de l'axe Z est logarithmique.	108
5.20	Exemple d'ajustement pour déterminer le bord de la forme de l'acceptance. A gauche, la position de la tranche et à droite le résultat de l'ajustement	108
5.21	Les différentes étapes de la modélisation de la forme de l'acceptance. Les points verts ont été obtenus à partir des tranches selon Y et les points violets ont été obtenus à partir des tranches selon X. En haut à gauche, les points sont tracés sur la distribution des photons dans le détecteur. En haut à droite, les points sont tracés avec leurs erreurs. En bas à gauche, la figure représente les droites et les cercles ajustés sur les points. En bas à droite, la figure représente la forme définitive de l'acceptance.	109
5.22	Exemple d'ajustement de la distribution du nombre d'évènements le long de l'axe X sur un histogramme pour un point de donnée (~ 4 minutes). Le deuxième bin n'a pas été pris en compte car il n'était pas possible de déterminer son échelle d'énergie en raison d'une statistique trop faible.	112
5.23	Exemple d'ajustement de la distribution du nombre d'évènements le long de l'axe Y sur un histogramme pour un point de donnée (~ 4 minutes).	113

5.24	Acceptance calculée à partir des distributions du nombre d'évènements le long de l'axe X (rouge) et le long de l'axe Y (bleu) pour le LumiFill 3911 (17 juin 2005). Les variations sont principalement liées à la position du faisceau.	113
5.25	Reconstruction de la position (à gauche) et de la largeur du faisceau (à droite) en X (en haut) et en Y (en bas) pour le LumiFill 3911 (17 juin 2005).	114
5.26	Exemple de la différence entre l'acceptance réelle et l'acceptance reconstruite en fonction de la position du faisceau. Sur les figures de gauche, l'écart est en valeur absolue. Les deux figures du haut représentent l'écart calculé à partir des distributions du nombre d'évènements le long de l'axe X. Les deux figures du bas représentent l'écart calculé à partir des distributions du nombre d'évènements le long de l'axe Y. .	115
5.27	Distribution de la position des photons dans le détecteur en août 2006 pour les données Raw (en haut). Coupe de la distribution avec l'ajustement d'une fonction gaussienne (en bas). Rapport entre la coupe et l'ajustement gaussien (au milieu) montrant une occultation partielle due à une enveloppe de sécurité autour du filtre ajoutée en 2006.	116
5.28	Comparaison de la luminosité mesurée avec la méthode énergie totale pour les voies X (en rouge) et Y (en bleu). La figure du bas montre l'écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).	118
5.29	Exemple d'ajustement de la forme du spectre.	119
5.30	Comparaison de la luminosité mesurée avec l'ajustement de la forme pour les voies X (en rouge) et Y (en bleu). La figure du bas montre l'écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).	120
5.31	Comparaison de la luminosité obtenue avec la méthode énergie totale (en rouge) et l'ajustement de la forme du spectre (en bleu) pour les voies X. La figure du bas montre l'écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).	121
5.32	Comparaison de la luminosité obtenue avec la méthode énergie totale (en rouge) et l'ajustement de la forme du spectre (en bleu) pour les voies Y. La figure du bas montre l'écart en pour cent entre les deux mesures (Lumi Fill 3911).	121
5.33	La figure du haut représente les gains des sommes pour les voies X (rouge) et les voies Y (bleu) pour le Lumi Fill 4117 (2 octobre 2006) et la figure du bas montre la répartition des erreurs sur la détermination des gains au mois d'octobre 2005. Le saut vers 5h30 correspond à un repositionnement du faisceau opéré par la machine pour optimiser la luminosité (voir la figure suivante).	122

5.34	Les figures a), b), c) et d) montrent quelques grandeurs déterminées pour les voies X (rouge) et pour les voies Y (bleu) pour le Lumi Fill 4117 (2 octobre 2006). La figure a) représente l'énergie moyenne mesurée par le détecteur de photons. La figure b) représente la position moyenne du faisceau dans le détecteur. La figure c) représente la largeur du faisceau. La figure d) représente l'acceptance. La figure e) montre la répartition des erreurs sur la détermination de l'acceptance au mois d'octobre 2005. Le saut sur la figure a) vers 5h30 correspond à un repositionnement du faisceau opéré par la machine pour optimiser la luminosité.	123
5.35	Ces figures montrent la luminosité instantanée et de la luminosité spécifique mesurée avec les différentes méthodes au mois d'octobre 2005. La figure a) représente la luminosité instantanée pour le Lumi Fill 4117 (2 octobre 2006). La figure b) représente la luminosité instantanée avec un zoom à l'intérieur du Lumi Fill 4117. La figure c) représente la luminosité spécifique pour le Lumi Fill 4117. La figure d) représente la luminosité spécifique avec un zoom à l'intérieur du Lumi Fill 4117. La figure e) montre la répartition des erreurs sur la détermination de la luminosité instantanée. . .	124
6.1	Exemple d'un évènement Compton dans le détecteur H1.	127
6.2	Exemple d'un diagramme de Feynman du processus DIS avec une conversion d'un π^0 en deux photons.	128
6.3	Exemples de diagrammes de Feynman du processus de production de paires de leptons.	129
6.4	Exemples de diagrammes de Feynman de la diffusion Compton profondément virtuelle.	129
6.5	Exemple d'un évènement muon cosmique.	130
6.6	Exemple d'un évènement du halo du faisceau de protons.	130
6.7	Exemple d'un évènement beam-gas.	131
6.8	Exemple de la superposition d'un évènement de photoproduction et d'un muon cosmique.	131
6.9	Vue schématique du signal d'un positron dans le calorimètre LAr. L'enveloppe électron et le cône d'isolation sont représentés.	134
6.10	Efficacité de l'élément de déclenchement LAr_ electron_ 1 en fonction de la position de l'électron dans le plan $(z - \phi)$. L'énergie de l'électron est supérieure à 10 GeV. Le "quadrillage" correspond aux cracks.	142
6.11	Efficacité de l'élément de déclenchement LAr_ electron_ 1 en fonction de l'énergie. .	143
6.12	Distribution de la coplanarité et de l'élasticité pour les simulations.	144
6.13	Distributions de contrôle pour les données de l'année 2005. De haut en bas et de gauche à droite, on trouve la distribution de l'impulsion transverse de l'électron, celle du photon, la distribution de l'énergie de l'électron, celle du photon, la distribution de l'angle polaire de l'électron, celle du photon, la distribution de l'angle azimutal de l'électron, celle du photon et enfin la distribution de la masse invariante du système $(e - \gamma)$	145

6.14 Comparaison entre la luminosité (en pb^{-1}) mesurée par le système de luminosité (rouge) et la luminosité mesurée avec la méthode Compton (noir) pour la période 2003-2004 (en haut) et pour la période 2005 (en bas).	147
--	-----

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques des principales résonances	23
3.1	Réduction de la luminosité à cause de l'effet sablier pour différentes tailles des paquets de protons de HERA	33
4.1	Paramètres typiques de HERA	43
4.2	Les expériences installées auprès de HERA	44
4.3	Position des disques de la BST	59
4.4	Taux d'évènements pour une luminosité de $1,5 \times 10^{31} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$	70
4.5	Echelles de temps mises en jeu pour HERA et H1	71
4.6	Récapitulatif des modification du filtre du détecteur de photons	79
4.7	Incertitudes sur la mesure de la luminosité	84
5.1	Récapitulatif des équations des droites et des cercles constituant l'acceptance du détecteur et des erreurs sur les paramètres.	110
6.1	Lots d'évènements Compton simulés par le générateur Wabgen.	127
6.2	Seuils utilisés par le système de déclenchement pour l'élément de déclenchement LAr_electron_1. (voir la figure 4.21)	141
6.3	Coupures dans le plan $(z - \phi)$	141
6.4	Résultats de la sélection.	146
6.5	Principales sources d'erreurs systématiques.	148

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier Vincent Boudry pour ses conseils, sa patience et surtout sa disponibilité. Pendant ces 3 ans, il m'a encouragé pour parvenir jusqu'au bout et m'a accordé sa confiance. Merci.

J'adresse mes plus vifs remerciements aux membres de mon jury. A commencer par Monsieur Philippe Schwemling qui m'a fait l'honneur de présider le jury. Merci à Laurent Favart et Bernhard Holzer qui, en tant que rapporteur, se sont livrés à un examen approfondi du manuscrit. Je les remercie pour l'enthousiasme et le soin avec lesquels ils ont effectués cette tâche ainsi que pour leurs remarques et leurs conseils qui m'ont permis d'améliorer le manuscrit. Je remercie également Fabian Zomer pour l'intérêt qu'il a porté sur mon travail.

Je remercie chaleureusement l'ensemble du groupe H1 du LLR, Vincent Boudry, Maxime Gouzevitch, François Moreau, Matti Peez et Arnd Specka, pour leur sympathie et leurs conseils. Travailler avec vous a été un plaisir. J'aimerais remercier particulièrement François Moreau qui a pris la responsabilité d'être mon Directeur de thèse officiel.

Je remercie le responsable du DEA MIP, Monsieur Murat Boratav, ainsi que le responsable de l'école doctorale Rayonnement et Environnement, Monsieur Bernard Berthier, sans qui je n'aurais jamais pu faire cette thèse. Je tiens également à ne pas oublier mes responsables d'enseignement en Licence et Maîtrise à l'Université Joseph Fourier de Grenoble, Messieurs Konstantin Protassov et Laurent Puech pour m'avoir fait confiance et soutenu dans des moments difficiles.

Cette thèse a été menée au sein du laboratoire Leprince-Ringuet dont je remercie tous les membres et particulièrement son directeur, Henri Videau ainsi que l'ensemble des groupes administratif et informatique pour leur disponibilité et leur efficacité.

J'aimerais remercier les membres de la collaboration H1 et plus particulièrement le groupe Lumi : Vladimir F. Andreev, Igor Cheviakov, Alexandre M. Fomenko, Nelly Gogitidze, Serguei V. Levonian, Petr A. Smirnov et Yuri Soloviev. Je remercie également Franca Cassol Brunner, Matti Peez et Emmanuel Sauvan pour leur aide sur H100.

Je tiens à remercier mes différents responsables de stage qui au cours de mes études m'ont fait découvrir la physique. Merci donc à messieurs Philippe Miné, Chaouqi Misbah et Michel Moisan.

Je remercie chaleureusement le groupe des thésards et post-docs du laboratoire pour les goûters et les sorties. Un grand merci à Andry, Caroline, Catherine, Chiara, Cristina, Emmanuel, Ermias, Federico, Giulia, Hakima, Marianne, Martin, Maxime, Nicolas, Pol, Stéphane et Vi-Nham.

Un grand merci aussi aux amis qui m'ont permis de m'évader un peu de mon travail durant ces trois années de thèses. Merci à mes camarades de DEA et compagnons de galère. Merci à Hassen, Nicolas, Nidhal ainsi que leurs familles pour tous les bon moments passés au Canada, en France et en Tunisie. Merci à Anna, Benoît, Charline, Emilie, Jackie, Jérémie, Léa, Marine et Stéphane pour leur amitié et leur soutien.

Je tiens à adresser des remerciements particuliers à Com, Elwood, Odil et Shain pour tout ce qu'ils m'ont apporté depuis des années. Merci pour votre amitié et vos encouragements. Merci au Com pour la hotline «Restaurer une session Windows à la main sous DOS sans perdre ses documents» la veille de la soutenance.

Ma profonde reconnaissance à ma famille pour m'avoir toujours offert réconfort et encouragements.

Résumé

Depuis le début du fonctionnement de HERA, la mesure de la luminosité est réalisée en détectant les photons de bremsstrahlung émis par les électrons dans la région d'interaction. En raison des nouvelles conditions de fonctionnement, un nouveau détecteur de photons pour le système de luminosité de H1 a été développé et installé dans le tunnel à 104 mètres du point d'interaction. L'objet de cette thèse est d'analyser les données enregistrées par le détecteur de photons et d'étudier les variations de la luminosité dans H1 au cours des prises de données. Les méthodes de calcul de l'échelle d'énergie et de l'acceptance présentées dans cette thèse permettent de déterminer ces grandeurs toutes les quatre minutes avec une précision de l'ordre de 0,5 pour mille pour l'échelle d'énergie et de l'ordre de 2 pour mille pour l'acceptance. La position et la largeur du faisceau sont également mesurées toutes les quatre minutes avec une précision de l'ordre de 0,01 mm pour la position et de l'ordre de 0,05 mm pour la largeur. Ces résultats permettent de calculer la luminosité instantanée toutes les quatre minutes avec une erreur de l'ordre de 6,5 à 9,5 pour mille. Ces résultats sont en cours de validation pour devenir la méthode standard dans H1.

J'ai également étudié les événements Compton élastique. La diffusion Compton élastique est utilisée pour une mesure complémentaire de la luminosité car sa section efficace est connue avec une bonne précision et la signature des événements dans le détecteur H1 est facilement identifiable

Mots clés : HERA, H1, luminosité, Compton, Bethe-Heitler, photon, détecteur de photons.

Abstract

At HERA, luminosity is determined on-line and bunch by bunch by measuring the bremsstrahlung spectrum from e-p collisions. The H1 collaboration has built a completely new luminosity system in order to sustain the harsh running conditions after the fourfold luminosity increase. Namely, the higher synchrotron radiation doses and the increased event pile-up have governed the design of the two major components, a radiation resistant quartz-fibre electro-magnetic calorimeter, and a fast read-out electronic with on-line energy histogramming at a rate of 500 kHz. The LLR group was in charge of the electronic and the on-line data analysis of the new luminosity system. In this thesis, I present analysis tools and methods to improve the precision of the luminosity measurement. The energy scale and acceptance calculation methods set out in this thesis permit these values to be determined every four minutes, to an accuracy of 0.5 parts per thousand for the energy scale and 2 parts per thousand for the acceptance. From these results, the degree of accuracy obtained on the luminosity measurement is between 6.5 and 9.5 parts per thousand. These results are currently undergoing validation, with the aim of becoming the standard H1 method.

I also studied quasi-elastic Compton events to cross-check the luminosity measurement using the 2003-2004 and 2005 data. Indeed, this process has a well calculable cross section and a clear experimental signature. The leptonic final state consists of a coplanar e-gamma system, both observable in the central H1 detector.

Keywords : HERA, H1, luminosity, Compton, Bethe-Heitler, photon, photon detector.