ORSAY
n° d'ordre :

LAL 94-14
Avril 1994

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
Centre d'Orsay

THESE

présentée
pour obtenir

le titre de DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

par

Smaïn Kermiche

Etude du QED Compton à HERA: Luminosité et calibration du détecteur H1

soutenue le 28 Avril 1994 devant la Commission d'Examen

MM.	Michel	Davier	Président
	André	Courau	
	Michel	Fontannaz	Rapporteur
	Mieczyslaw Witold	Krasny	Rapporteur
	Jean Claude	Montret	

“ Je dois aux femmes tout ce que j’appelle “moi”, depuis que je suis bébé. Les femmes ont ouvert les fenêtres de mes yeux et les portes de mon esprit. S’il n’y avait pas eu la femme-mère, la femme-soeur, la femme-amie, j’aurais dormi parmi ceux qui cherchent la tranquilité du monde en ronflant.”

Gibran Khalil Gibran

A mes parents,

A mon pays, qu'il puisse retrouver sa paix.

Remerciements

Mes sentiments les plus profonds de reconnaissance et de remerciements, ne peuvent être exprimés par de simples mots ou phrases...

Néanmoins,

je remercie Monsieur le professeur Michel Davier de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de l'accélérateur linéaire et de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Tous mes sentiments de reconnaissance à André Courau, mon directeur de thèse, dont la très grande compétence et la rigueur scientifique m'ont permis d'approfondir sans cesse mes connaissances. Je le remercie pour le soutien moral qu'il n'a cessé de m'apporter, ainsi que pour sa sympathie, sa gentillesse et sa bonne humeur, pendant toute la période de thèse. Qu'il trouve en ces humbles mots ma reconnaissance la plus profonde.

Je remercie Michel Fontannaz et Mieczyslaw Witold Krasny d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et membres du jury. Je les remercie également pour toutes les remarques constructives sur le manuscrit. Mes remerciements vont également à Jean Claude Montret qui a accepté d'être membre du jury.

Je tiens à remercier les physiciens du groupe H1 du LAL, qui, en plus de leur sympathie, ont contribué à approfondir mes connaissances en tant que jeune chercheur: Michel Devel qui a suivi mes premiers pas dans le monde complexe des programmes informatiques de H1 et Michel Jaffré qui n'a cessé de m'apprendre les nouveautés de ce monde; Jozef Zacek grâce à qui j'ai pu faire mes premières simulations d'événements et qui m'a facilité le contact avec le groupe du BEMC et surtout avec Jozef Ferencei, sans l'aide de qui une bonne compréhension de la partie arrière de H1 ainsi qu'une majeure partie de mon analyse n'auraient été possibles; Fabian Zomer, pour son amabilité, et pour son aide incessante concernant les outils et connaissances nécessaires à un physicien des hautes énergies; Zinqing Zhang, pour les discussions fructueuses que nous avons eues sur les différents aspects de l'analyse; Rana Haydar, pour ses conseils et ses encouragements; Jean Claude Bizot avec qui il m'est toujours agréable de discuter, qui m'a fait part de ses connaissances sur le système de déclenchement de H1 et qui m'a beaucoup appris sur l'histoire de l'Europe et de la France; Violette Brisson pour ses remarques constructives sur le manuscrit; Benoit Delcourt, qui a contribué à ma compréhension et mon étude du système de déclenchement de BEMC et du LAC; Agnieszka Jacholkowska, pour les discussions et les conseils qu'elle n'a cessé de me donner; Peter Loch, dont la connaissance de la machine SGI m'a été très utile; merci à Stanislaw Mikocki pour ses explications du programme de "monitoring" des chambres proportionnelles d'Orsay; mes remerciements vont aussi à Christian Pascaud pour ses idées pertinentes sur l'analyse.

Je remercie Tancredi Carli avec qui j'ai apprécié de discuter sur les méthodes d'analyse et qui, le premier, m'a appris à utiliser CMZ. J'ai apprécié aussi le travail avec Uwe Öbrock que je remercie pour les remarques et discussions enrichissantes sur les événements de QED Compton. Mes remerciements à Paul Kessler sans l'aide de qui la compréhension des bases théoriques du processus étudié ainsi que l'élaboration du Monte Carlo qui a été primordial dans ma thèse, n'auraient pas été possibles. Je le remercie aussi pour toutes ses remarques à la suite d'une lecture attentive du chapitre théorique.

Merci à Valérie Chopin, Emanuelle Rouillére et à Alice Kara, pour leur sympathie et leur soutien. Je remercie également Aline Grouille qui a amplement facilité mes déplacements sur le site de DESY à Hambourg.

Mes remerciements vont également aux membres du secrétariat scientifique, en particulier : Nicole Mathieu, Catherine Eguren, Catherine Bourge, Jocelyne Brosselard et Bruno Mazoyer. Je remercie mesdames Besson et Chadan pour leur aide. Merci à Alain Coueslan et Jacques Pennec pour l'attention qu'ils ont prêtée à la reprographie de cette thèse.

Je remercie aussi les membres du service informatique en particulier : Christian Arnault, Christian Becam, René Bilhaut, Nicole Lhermitte, Antoine Perus et Alexandra Pichot, pour leur aide incessante.

Merci à Bernard Mouton pour le style de "Latex", sans lequel cette belle version de thèse n'aurait vu le jour et à Dirk Hoffmann pour "Arabtex".

Je remercie les responsables du sevice BGF du CROUS de Versailles ainsi que ceux du consulat d'Algérie pour l'aide matérielle sans laquelle cette thèse ne se serait déroulée dans de bonnes conditions.

Enfin, et surtout, je remercie toutes mes amies et tous mes amis ici en France, et là-bas en Algérie, pour leur soutien constant, et qui, avec gentillesse, ont supporté ma mauvaise humeur durant la phase finale de cette thèse.

A toutes et à tous, mes profonds remerciements.....

Notations

- m : Masse de l'électron.
- M : Masse du proton.
- $\Lambda(x,y,z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$
- Section efficace $a + b \rightarrow \sum_i c_i$:

  $$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{F}\delta^{(4)}\left(p_a + p_b - (\sum_i p_{c_i})\right)|\mathcal{M}|^2 \prod_i \left(\frac{d^3|\vec{p_{c_i}}|}{(2\pi)^3 2E_{c_i}}\right)$$

  Où le facteur de flux :$F = 4\sqrt{(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2} = 2\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_a^2, m_b^2)$
- $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$
- $\hbar = c = 1$.
- Toutes les énergies, les masses et les impulsions seront exprimées en GeV.
- E_e^i : énergie de l'électron incident.
- E_γ^i : électron du photon quasi réel émis par le proton.
- E_p : énergie du proton incident.
- $s \simeq 4E_e^i E_p$: carré de la somme des énergies des particules incidentes dans le centre de masse.
- $\mathcal{L}$ = Luminosité intégrée mesurée à partir des événements de QED Compton.
- $\mathcal{L}_{\mathcal{BH}}$= Luminosité intégrée mesurée par la méthode utilisant le processus de Bethe-Heitler.

Introduction

"Au commencement était la parole" [1] et "Si la mer était de l'encre pour transcrire les paroles de Dieu, alors cette mer serait épuisée avant que l'on ait tout écrit, même si on pouvait à chaque fois la renouveler"[2]. Cette parole, ces paroles, représentent en quelque sorte la vérité absolue qui a fasciné l'humanité entière et continue à le faire.

L'Homme, dans la quête de cette vérité, a été amené à se poser des questions, physiques ou métaphysiques d'ailleurs, et à y répondre, tantôt par des réponses hasardeuses, tantôt par des réponses justifiées.

Depuis le début des temps et jusqu'à nos jours, de grandes étapes de connaissances ont été franchies, surtout dans le domaine de la physique, du monde matériel qui nous entoure et de ses constituants fondamentaux. Depuis l'atome de Démocrite (env 400 ans av J.C) jusqu'à la confirmation de la composition des hadrons par les quarks, la connaissance de la composition de la matière qui nous entoure ne cesse d'évoluer. Elle s'est particulièrement accrue depuis la fin du siècle dernier jusqu'a nos jours:

Découverte de l'électron [3] (J. J. Thomson 1897), découverte du noyau atomique [4] (1911) et du proton [5] (E. Rutherford 1917), découverte du neutron [6] (J. Chadwick 1932), découverte du positron (C. Anderson 1932), découverte des mésons π et du μ [7] (1947), découverte du neutrino (C. Cowan et F. Reines 1955). La prolifération des particules hadroniques, dans les années 1950, et les propriétés qu'elles présentaient de se mettre en groupe $SU(3)$ (de saveur) d'isospin et d'étrangeté, a conduit M. Gell-mann et G. Zweig (1962) au concept de quarks qui a été confirmé par la suite par l'expérience [8]: tous les hadrons sont constitués de particules fondamentales à savoir, le quark "u" (up), le quark "d" (down) et le quark "s" (strange). Depuis, d'autres "types" de quarks ont été decouverts: le quark "c" (charm) (S. Ting et al., B. Richter et al. 1974) et le quark "b" (bottom) (L. Ledermann et al. 1977). La propriété des quarks et des leptons à se mettre en familles, prédit aussi un quark "t" (top) qui n'a pas été jusqu'à présent mis en évidence. Bien sur, la théorie a toujours accompagné ces découvertes, tantôt elle prédisait ce qu'on allait obtenir, tantôt elle venait après la découverte pour expliquer les faits.

On sait maintenant que les hadrons sont formés de quarks et de gluons, mais comment ces constituants sont-ils distribués dans ces hadrons ? Pour répondre à cette question, la solution la plus naturelle est de "sonder" une particule hadronique par une particule plus pénétrante (non hadronique), qui peut garder une "trace" de la structure qu'elle vient de traverser. La particule hadronique est généralement un proton ou un neutron, quoique le premier soit plus facile à obtenir, et soit une particule stable, même hors du noyau atomique. Le lepton est généralement un électron "e", un muon "μ" ou un neutrino "ν".

Les premières expériences dans ce domaine étaient ce que l'on appelle les expériences sur cible fixe [9], où le faisceau de leptons est envoyé sur une cible riche en protons. Alors, si ces expériences ont donné les premiers résultats sur la structure du proton, elles étaient toujours limitées dans les énergies et les moments de transfert mis en jeux lors de la collision lepton-proton. Cette limitation, surtout en énergie, est due au fait qu'une grande partie de l'énergie de la particule incidente est perdue dans le mouvement du système du centre de masse (lepton-proton). Pour éviter cette perte d'énergie, on fait appel aux collisionneurs de particules, accélérateurs circulaires où les deux particules en mouvement interagissent en collision frontale [1]. Le collisionneur HERA situé sur le site de DESY à Hambourg est le premier collisionneur électron-proton au monde. Son but principal est de permettre d'atteindre des domaines cinématiques et des énergies dans le centre de masse de la réaction ep, non atteintes jusqu'à présent. Domaines qui nous permettront de mieux comprendre la "structure" du proton.

Certes, le but principal d'une telle "entreprise" est de déterminer ce que l'on appelle "les fonctions de structure" du proton, mais il y a aussi tout ce qui est test et mesure des paramètres du modèle standard, ainsi que l'"au-delà" de ce modèle.

[1] ou à angle, comme ce qui se passe dans le collisionneur e^+e^- $DA\Phi NE$, en Italie.

Pour atteindre tous ces buts, si intéressants soient-ils, une bonne connaissance de la machine à collisionner ainsi que du détecteur de particules que l'on utilise, est nécessaire. Ce qui revient a dire que sans bonne connaissance de la Luminosité intégrée par le détecteur, sans bonne calibration des calorimètres et sans bonne connaissance de leurs résolutions, tous les résultats que l'on peut avoir, sont sujets à caution. En fait, on va voir par la suite que, par exemple, pour la mesure de la fonction de structure du proton, $F_2(x, Q^2)$, l'erreur sur la valeur de la Luminosité est une erreur globale à rajouter aux erreurs sur cette fonction, alors qu'une erreur de 1 à 2% sur l'échelle d'énergie donne une erreur sur $F_2(x, Q^2)$ variant de 4 à 20%.

Cette thèse porte principalement sur l'étude des événements Compton de l'électrodynamique quantique (QED Compton), dans les collisions ep et leur utilisation pour la mesure de la Luminosité intégrée sur le détecteur H1 placé sur l'un des point de croisement des faisceaux à HERA, ainsi que la calibration de son calorimètre électromagnétique arrière, le BEMC.

Le chapitre 1 est consacré aux bases théoriques nécessaires à une telle étude. Où, pour introduire les facteurs de forme du proton ainsi que ses fonctions de structure, on a commencé par un rappel des sections efficaces des réactions $ep \to ep$ et $ep \to eX$. Ensuite, on présente la méthode des hélicités pour le calcul de sections efficaces de processus "électromagnétiques " que l'on applique après pour le calcul de la section efficace $ep \to e\gamma X$. Le calcul de cette section efficace étant un calcul exact, on est néanmoins toujours dépendant du modèle de la section efficace $\sigma_{\gamma^* p}$ du coté du vertex hadronique. On définit, après, ce que l'on appelle le processus de QED Compton quasi réel, qui est une configuration particulière de la réaction $ep \to e\gamma X$. A la fin de ce chapitre, on présente une modèlisation de la section efficace de ce processus suivant les trois cas: l'élastique, le résonnant et l'inélastique non résonnant. Cette modèlisation est nécessaire surtout pour la simulation du processus par la méthode de Monte Carlo, que l'on aborde dans le chapitre suivant.

Dans le chapitre 2 on décrit le Monte Carlo qui nous a permis de simuler de tels événements, et toutes les techniques qui y sont associées. On verra notamment que si on veut se restreindre aux événements de QED Compton pour lesquels ce Monte Carlo a été créé, élastiques ou inélastiques dont la section efficace est bien connue, on doit faire des coupures expérimentales sur des variables cinématiques que l'on définira.

Le dispositif expériemental de cette étude est présenté dans le chapitre 3. On y explique, en détail, les conditions dans lesquelles ont été prises les données réelles et sur lesquelles on a basé cette étude : le collisionneur HERA et le détecteur H1. Après une description des différentes parties de ce dernier, on s'attardera un peu plus sur le calorimètre électromagnétique arrière, le BEMC, puisque l'une des parties de cette thèse porte sur sa calibration.

Le chapitre 4 est consacré à la reconstruction des variables caractérisant les événements ainsi qu'à la sélection des candidats de QED Compton et aux méthodes de rejection du bruit de fond. On y expose les coupures appliquées dans le code que l'on a créé pour la collaboration H1 pour mettre les candidats de QED Compton dans une classe spéciale de physique. L'-analyse que l'on a faite par la suite est basée uniquement sur les événements de cette classe, elle est basée sur une algorithme que l'on a créé pour la simulation du système de déclenchement ainsi que sur la rejection des événements de contamination en utilisant le fait que les particules vues dans le détecteur sont purement électromagnétiques et que le système formé par ces deux particules est très contraint. A la fin du chapitre on présente les résultats que l'on obtient ainsi que le nombre d'événements de QED Compton recueillis dans l'année 1993.

On consacrera le chapitre 5 aux résultats sur la calibration du BEMC. Les contraintes liant les énergies aux angles des particules finales nous donnent une méthode pour calibrer ce calorimètre en énergie et en position. Elles nous permettent aussi de faire une étude de la position relative de ce dernier par rapport au faisceau et à la chambre proportionnelle qui y est plaquée, la BPC. Une étude de l'efficacité ainsi que du taux de conversion de photons avant cette dernière est aussi faite dans ce chapitre.

Dans le chapitre 6, après un bref exposé de la méthode standard de H1 pour mesurer la Luminosité en utilisant le processus de Bethe-Heitler, on présente notre méthode pour la mesurer en utilisant les événements de QED Compton. Les avantages et les inconvènients de chacune des deux méthodes y sont aussi exposés. Avant de donner la valeur la Luminosité intégrée sur H1 dans la période de 1993, une étude de touts les effet systèmatiques est faite: l'efficacité de la sélection, les effets du déclenchement, les effets de nos coupures au niveau de l'analyse pour la rejection du bruit de fond, les effets de la variation de l'acceptance géométrique suivant les conditions du faisceau et enfin les erreurs théoriques qui entachent la section efficace que l'on tire du Monte Carlo.

A la fin, on conclura sur tous ces résultats ainsi que sur les perspectives d'un tel travail.

Chapitre 1

Bases théoriques

Chapitre 1

Bases théoriques

1.1 Introduction

Le calcul précis du “Lamb shift” [10] et du moment magnétique anormal de l'électron et du muon [11], sont quelques exemples qui illustrent le succès de l'électrodynamique quantique (QED). Cette théorie de perturbation renormalisée, basée sur une symétrie locale de jauge abelienne, servira par la suite de prototype pour construire les théories des autres interactions.

Si cette théorie arrive à décrire avec une haute précision l'interaction électromagnétique entre des particules élémentaires ponctuelles (leptons,quarks), elle présente des limitations lorsque l'on passe aux réactions mettant en jeu des particules hadroniques “composites”. Chose tout à fait normale puisqu'il faut introduire l'interaction forte entre les constituants du hadron.

Le cas de l'interaction ep est l'un des exemples où QED ne peut être appliquée. On a besoin donc de la théorie de l'interaction forte, QCD (chromodynamique quantique), et de l'expérience pour “paramétriser” ce qui se passe a l'intérieur du proton. Avant d'entrer dans le vif du sujet, on a trouvé utile de faire un rappel sur les sections efficaces du processus :

$$e + p \rightarrow e + X$$

1.1.1 Cas élastique $ep \rightarrow ep$:

La section efficace différentielle de ce processus a pour forme (voir les notations au début et la figure 1.1) :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{F}\delta^{(4)}(p+k-(p'+k'))|\mathcal{M}|^2\frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E'_e}\frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2E'_p} \tag{1.1}$$

Cette section efficace se réduit, dans le système du centre de masse de la réaction, à:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{16s}\frac{1}{(2\pi)^2}\frac{|\vec{p_f}|}{|\vec{p_i}|}|\mathcal{M}|^2 \tag{1.2}$$

Où l'on a, dans ce système $|\vec{p}| = |\vec{k}| = |\vec{p_i}|$ et $|\vec{p'}| = |\vec{k'}| = |\vec{p_f}|$

On montre que

$$|\vec{p_i}| = \frac{\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)}{2\sqrt{s}} \tag{1.3}$$

Utilisant la variable $t = q^2 = (k-k')^2$, on a :

$$\frac{dt}{d\cos\theta} = 2|\vec{p_i}||\vec{p_f}| \tag{1.4}$$

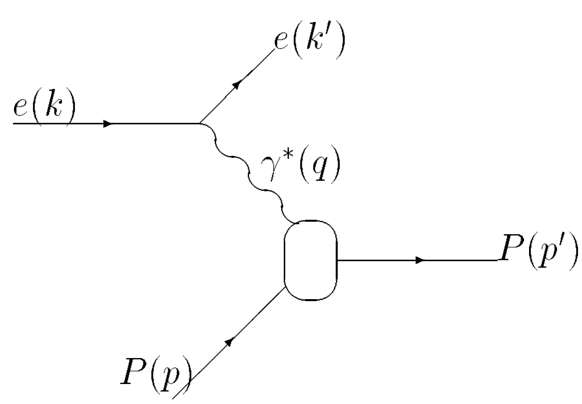


Figure 1.1: $ep \to ep$

Finalement, en intégrant $d\sigma/d\Omega$ sur l'angle φ, et en utilisant les relations (1.3 à 1.4), on aboutit à la section efficace:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{16\pi\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)} \tag{1.5}$$

Reste à calculer la matrice de diffusion $\mathcal{M}$. Pour ceci, on peut "copier" le calcul de la matrice de diffusion pour le processus $e\mu \to e\mu$, néanmoins il faut faire attention au vertex $(p\gamma p)$ où la "recette" de Feynman $-ie\gamma_\mu$

n'est plus applicable. En utilisant les règles de Feynman pour le calcul des matrices de diffusion, on peut montrer que $|\mathcal{M}|^{\in}$ a pour valeur :

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{t^2} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \tag{1.6}$$

où :

- $L_{\mu\nu}$: Tenseur leptonique formé à partir du courant leptonique j_μ tel que:

  $$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum j_\mu j_\nu^*$$

  et

  $$j_\mu = \overline{u}(k')\gamma_\mu u(k)$$

  Où l'on a utilisé les spineurs de Dirac pour l'électron, sommé sur les états de spin de l'électron final et moyenné le spin de l'électron incident.

- $H_{\mu\nu}$: tenseur hadronique incluant le courant "protonique" J_μ tel que:

  $$H_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum J_\mu J_\nu^*$$

  Dans l'expression de J_μ on doit remplacer la matrice γ_μ par une matrice Γ_μ plus générale qui doit tenir compte du fait que le proton n'est pas une particule de Dirac sans structure.

Cette matrice (sous sa forme la plus générale) doit conserver la parité (pas de γ^5), conserver l'inversion du sens du temps, doit être aussi Hermitique et conserver le courant (i.e $\partial_\mu J^\mu = 0$). Cette matrice s'écrit alors [12] :

$$\Gamma_\mu = F_1(t)\gamma_\mu + i\frac{\kappa}{2M}\sigma_{\mu\nu} q^\nu F_2(t) \tag{1.7}$$

Où κ est le moment magnétique anormal du proton.

Donc J_μ s'écrit : $J_\mu = \overline{u}(p')\Gamma_\mu u(p)$, où, bien sûr, on a supposé le proton comme étant une particule de Dirac et donc pouvant être décrit par les spineurs u. Ayant les formes de $L_{\mu\nu}$ et $H_{\mu\nu}$ en utilisant les propriétés des matrices γ_μ, et de leurs traces, on peut obtenir la section efficace différentielle dans le centre de masse de la réaction $ep \rightarrow ep$ [12] (obtenue la première fois par Rosenbluth en 1950, on l'appelle section efficace de Rosenbluth):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{\Lambda^{\frac{1}{2}}(s,m^2,M^2)} \tag{1.8}$$
$$\times \quad \left[\left((s-M^2-m^2)^2 + t(s-m^2)\right)\left(F_1^2(t) - \frac{\kappa^2 t}{4M^2}F_2^2(t)\right) + \frac{t(t+m^2)}{2}(F_1(t)+\kappa F_2(t))^2\right]$$

où $F_1(t)$ et $F_2(t)$ sont les facteurs de forme du proton, qui nous renseignent sur la distribution de charge dans celui-ci. Ils représentent en quelque sorte la réponse "collective" des constituants du proton en présence de l'électron dans ce domaine de t ou encore, q^2.

Les facteurs de forme électrique $G_E(t)$ et magnétique $G_M(t)$ du proton sont reliés à $F_1(t)$ et $F_2(t)$ par [13] :

$$G_E(t) = F_1(t) + \frac{\kappa t}{4M^2}F_2(t) \tag{1.9}$$

$$G_M(t) = F_1(t) + \kappa F_2(t) \tag{1.10}$$

La figure 1.2 montre la variation expérimentale [14] de $G_E = G_M/\mu = G$ en fonction de $(-q^2)$. Où $\mu = 2.79$ et $G = [1-(q^2/0.71)]^{-2}$. On voit qu'au delà de $-q^2 \simeq 1$ GeV^2, la section efficace élastique devient relativement petite.

La section efficace de l'équation (1.8) devient, en fonction de $G_E(t)$ et $G_M(t)$:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\frac{1}{\Lambda^{\frac{1}{2}}(s,m^2,M^2)}$$
$$\times \quad \left[\left((s-M^2-m^2)^2 + t(s-m^2)\right)\left(\frac{G_E^2(t)+\tau G_M^2(t)}{1+\tau}\right) - \left(M^2(t+m^2)\right)2\tau G_M^2(t)\right] \tag{1.11}$$

où

$$\tau = -\frac{t}{4M^2}$$

Figure 1.2: Variation du facteur de forme du proton en fonction de $(-q^2)$

1.1.2 Cas inélastique $ep \rightarrow eX$:

Le cas inélastique est un peu plus compliqué que le précédent. Du point de vue cinématique, et puisque l'état hadronique final est à priori indéfini, on doit ajouter un autre degré de liberté à notre système. En plus de q^2, par exemple, la variable ν :

$$\nu = \frac{pq}{M} \tag{1.12}$$

La masse invariante du système hadronique final s'écrit alors :

$$W_h^2 = M^2 + 2M\nu + q^2 \tag{1.13}$$

Par contre dans la formule donnant la section efficace, la forme du tenseur hadronique $H_{\mu\nu}$ ne peut plus être similaire à celle du tenseur leptonique. La section efficace doit être parametrisée différemment. Elle peut s'écrire sous la forme [14] :

$$d\sigma \propto L'_{\mu\nu} H^{'\mu\nu} \tag{1.14}$$

Où :

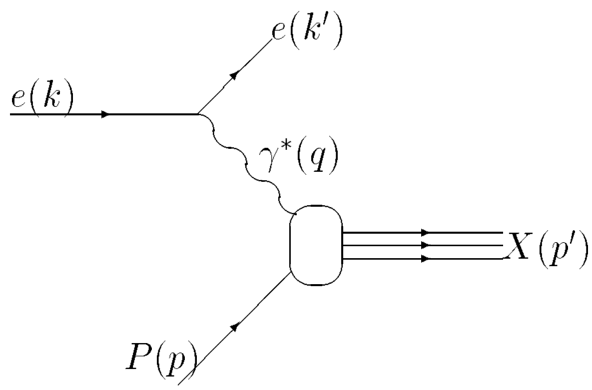


Figure 1.3: Diffusion inélastique $ep \to eX$

- $L'_{\mu\nu}$: tenseur leptonique défini plus haut.
- $H'^{\mu\nu}$: tenseur représentant le courant hadronique, défini par [15] :

$$H'^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{M^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{M^2}(p^\mu p^\nu + q^\mu q^\nu) \qquad (1.15)$$

La conservation du courant [16] réduit $H'^{\mu\nu}$ à :

$$H'^{\mu\nu} = -W_1 (g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) + W_2 \frac{1}{M^2}(p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu)(p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu) \qquad (1.16)$$

Finalement la section efficace inélastique reprend presque la forme de l'équation (1.11), en remplaçant les expressions $(G_E^2(t) + \tau G_M^2(t))/(1+\tau)$ et $\tau G_M^2(t)$ par $W_1(\nu, q^2)$ et $W_2(\nu, q^2)$ respectivement. Les fonctions de structure W_1 et W_2, en plus de q^2, dépendent aussi de ν. A relativement grand $Q^2 = -q^2$, W_1 et W_2 ne dépendent que du rapport Q^2/ν, ou encore, ne dépendent que de la variable sans dimension x, appelée $x - Bjorken$, définie par :

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2pq} \qquad (1.17)$$

On définit ainsi les fonctions de structure du proton :

$$F_1(x) = MW_1(\nu, Q^2) \qquad (1.18)$$

$$F_2(x) = \nu W_2(\nu, Q^2) \qquad (1.19)$$

Dans le modèle des quarks-partons, en première approximation, F_1 et F_2 ne dépendent que de x. Cette "indépendance d'échelle" (x) est violée lorsque, à grand Q^2, l'interaction du quark avec le photon virtuel commence à être sensible à l'émission de gluons à très petit x par le quark. L'interaction forte, autrement dit QCD, doit être prise en compte. Dans ce cas les fonctions de structure deviennent fonctions des 2 variables: x, Q^2.

Après cette introduction "naïve" des fonctions de structure du proton, il est à noter que dans le cas le plus général, incluant l'échange d'un Z^0, la section efficace de la réaction $ep \to eX$ s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[xy^2F_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2) + (y - \frac{y^2}{2})xF_3(x,Q^2)\right] \tag{1.20}$$

où y est l'invariant défini par :

$$y = \frac{pq}{pk} \tag{1.21}$$

La forme la plus générale de la relation (1.19) ($F_2(x) = 2xF_1(x)$: dite relation de Callan-Gross), en tenant compte des polarisations du photon est :

$$F_2(x) = (1+R)2xF_1(x) \tag{1.22}$$

où R est le rapport des sections efficaces d'absorption de photons polarisés longitudinalement et de photons polarisés transversalement :

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \tag{1.23}$$

Si l'on se restreint aux cas où $Q^2 < 500$ GeV^2, où la section efficace d'échange de Z^0 est négligeable, le terme $xF_3(x,Q^2)$ disparait de la section efficace $ep \to eX$ qui devient :

$$\frac{d^2\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\right]F_2(x,Q^2) \tag{1.24}$$

Les variables x, y et Q^2 sont reliées par la relation :

$$y = \frac{Q^2}{sx} \tag{1.25}$$

Donc la détermination de deux des trois variables est suffisante pour la mesure expérimentale de la fonction de structure $F_2(x,Q^2)$. Si on fait le choix des deux variables x et Q^2, on a deux manières des les déterminer : soit on utilise l'information sur l'électron diffusé, soit on utilise l'information sur le flux hadronique résultant de la diffusion inélastique. Si on fait le premier choix, ces variables sont données par :

$$Q^2 = 4E_e^i E_e \cos^2(\theta_e/2) \tag{1.26}$$

$$x = \frac{E_e^i E_e \cos^2(\theta_e/2)}{E_p(E_e^i - E_e \sin^2(\theta_e/2))} \tag{1.27}$$

Des relations précédentes on déduit que :

$$\frac{\Delta Q^2}{Q^2} = \frac{\Delta E_e}{E_e} \tag{1.28}$$

et que

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{1}{y}\frac{\Delta E_e}{E_e} \tag{1.29}$$

Pour la mesure précise de $F_2(x,Q^2)$ on doit mesurer avec précision x et Q^2 et donc l'énergie de l'électron diffusé (E_e). C'est pour cela qu'une bonne calibration des calorimètres mesurant cette énergie est primordiale. Une erreur sur l'échelle d'énergie de 1 à 2% entraîne une erreur sur $F_2(x,Q^2)$ de 4 à 20%.

$F_2(x,Q^2)$ est proportionnelle à la section efficace, qui à son tour est inversement proportionnelle à la Luminosité et donc l'erreur sur celle-ci est directement rajoutée au erreurs sur $F_2(x,Q^2)$.

De ceci on conclut qu'une bonne calibration et une mesure précise de la Luminosité sont nécessaires si l'on veut mesurer la fonction de structure $F_2(x,Q^2)$ du proton avec précision [17, 18].

1.2 Le QED Compton quasi réel

Soit la réaction :

$$e + p \rightarrow e + \gamma + X \tag{1.30}$$

correspondant aux graphes de Feynman, suivants :

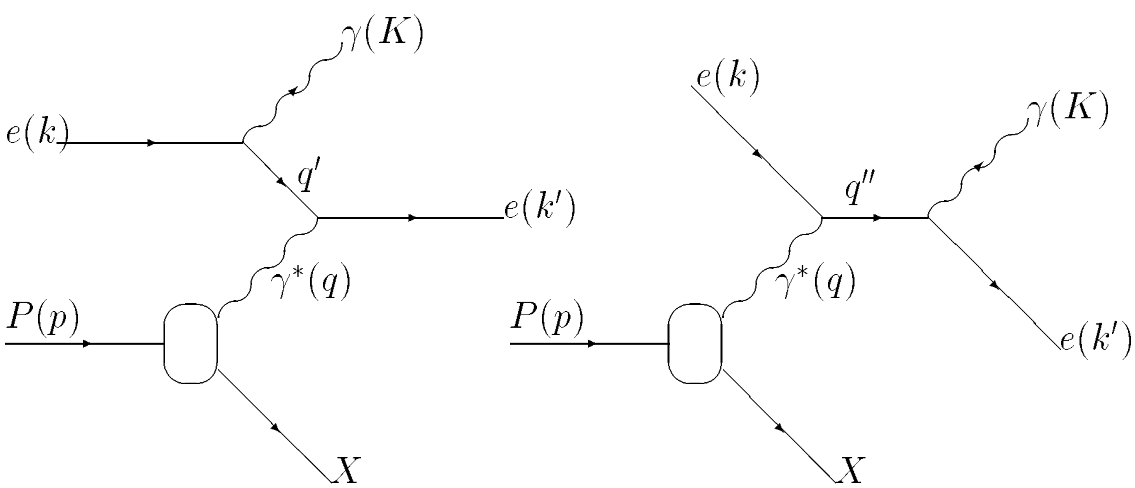


Figure 1.4: Graphes de Feynmann de la réaction $e + p \rightarrow e + \gamma + X$

et dont la section efficace est proportionnelle au produit des propagateurs de l'électron et du photon:

$$\frac{d\sigma}{dq'^2 dq^2} \propto \left(\frac{1}{q'^2 - m^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2}\right)^2 \qquad ou \qquad \left(\frac{1}{q''^2 - m^2}\right)^2 \left(\frac{1}{q^2}\right)^2 \tag{1.31}$$

Suivant les valeurs relatives de q'^2 (q''^2) et q^2 ce graphe peut représenter différents processus physiques. Dans ce qui suit on va essayer de les expliciter. Il est à noter que, dans ce qui suit, les termes "proche de zéro", "petit" ou "plus petit" signifient plus petit par rapport à une échelle que l'on prend égale à la masse invariante W du système $(e - \gamma^*)$.

1.2.1 Le Bremsstrahlung :

Le cas présentant la plus grande section efficace est le cas où q'^2 (q''^2) et q^2 sont proches de zéro, c'est à dire que le photon γ^* est quasi réel et que l'électron de quadri-vecteur q'^2 (q''^2) est presque sur sa couche de masse. On appelle ce processus Bremsstrahlung[1]. Les valeurs très petites

[1] D'une façon générale, on appelle Bremsstrahlung tous les processus où il y a émission de photons. Dans notre étude, on appellera Bremsstrahlung le processus connu aussi sous le nom de processus de Bethe-Heitler.

de $q^{'2}$ ($q^{''2}$) et q^2 impliquent que le proton n'est pratiquement pas dévié, et que l'électron et le photon finals sont émis dans la direction de l'électron incident. Les facteurs de forme élastiques prennent leurs valeurs maximums à petits (q^2), ce processus tend à être purement élastique.

1.2.2 Les corrections radiatives :

Pour qu'au moins l'une des particules finales du système $e\gamma X$ soit émise à angle fini, il faut que l'un des q^2 soit fini. Le premier cas est celui où q^2 a une valeur finie (photon virtuel) et où $q^{'2}$ ($q^{''2}$) est proche de zéro (électron sur couche de masse). Ce procesus tend à être purement inélastique. En effet, à relativement grands "q^2", la section efficace élastique est supprimée par les facteurs de forme du proton. Le photon observé à l'état final représente une correction radiative sur l'électron incident (voie t) ou l'électron diffusé (voie s). Dans ce cas, le photon final est colinéaire à l'électron incident ou à l'électron diffusé, le système hadronique est émis à angle par rapport à la direction des faisceaux incidents. Notons que la section efficace de ce processus dépend de la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ et donc présente des incertitudes variant suivant la paramétrisation que l'on utilise pour ces fonctions.

1.2.3 Le QED Compton quasi réel

On appelle QED Compton quasi réel le processus correspondants à la réaction (1.30) et aux graphes (1.4) où q^2 est proche de zéro (photon quasi réel) et où $q^{'2}$ ($q^{''2}$) a une valeur finie (électron hors couche de masse). Si on "oubliait" le vertex hadronique, on serait en présence d'une diffusion Compton d'un photon quasi réel ($q^2 \rightarrow 0$) avec l'électron incident :

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

Ce processus est intermédiaire entre le Bremsstrahlung et les corrections radiatives sur la diffusion inélastique, du point de vue de l'élasticité. Si le QED Compton quasi réel est dominé par l'élastique ($ep \rightarrow ep\gamma$) : les facteurs de forme dominant dans ce cas, il existe toutefois une contribution inélastique non négligeable. Le système hadronique final est essentiellement émis dans la direction du proton incident. L'électron et le photon finals sont émis à angle, Le système ($e - \gamma$) final étant caractérisé par une impulsion transverse proche de zéro.

1.2.4 Variables cinématiques caractérisant la réaction $ep \to e\gamma X$:

Dans ce qui suit on va énumerer les variables cinématiques caractérisant les événements $ep \to e\gamma X$. La démonstration des formules présentées ici, est faite dans l'appendice A. Notons que, mis à part les notations invariantes, les paramètres utilisés dans la définition de ces variables (énergies, angles, vecteurs..) sont définis dans le système du laboratoire.

- L'angle de Coplanarité : 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 (xy), perpendiculaire aux faisceaux incidents. En d'autres termes, $\Delta\varphi$ est l'angle azimutal entre les impulsions des particules finales observées : $(e-\gamma)$ (voir figure 1.5).

$$\Delta\varphi = |\varphi_e - \varphi_\gamma| \tag{1.32}$$

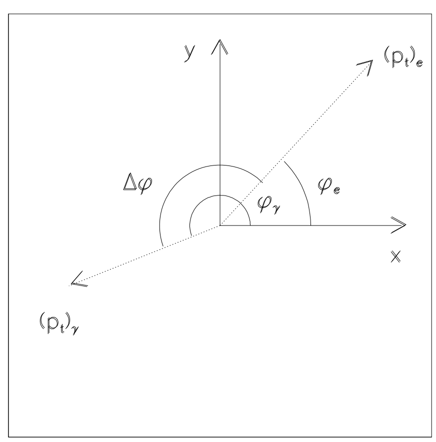


Figure 1.5: Définition de la Coplanarité

-

$$Q^2 = -q^2 \tag{1.33}$$

- Masse invariante du système hadronique final :

$$W_h^2 = (p-q)^2 = M^2 - 2pq - Q^2 \tag{1.34}$$

- La variable x définie par[2]:

$$x = \frac{-Q^2}{2pq} = \frac{Q^2}{W_h^2 - M^2 + Q^2} \tag{1.35}$$

[2] Le signe "-" dans cette définition, qui différe de la définiton standard de Bjorken, vient du fait que, par convention, dans notre cas c'est le proton qui émet le photon quasi réel. Convention différente dans le cas des diffusions profondément inélastiques, où le proton absorbe le photon virtuel.

Dans le modèle des quarks-partons, cette variable peut être définie comme la fraction d'énergie du proton emportée par le quark.

- masse invariante du système $(e - \gamma)$:

$$W^2 = (k+q)^2 = 4E_e^i E_\gamma^i - \left[1 - \frac{E_e^i}{xE_p}\right] Q^2 \tag{1.36}$$

Où E_e^i est l'énergie de l'électron incident, E_γ^i celle du photon quasi réel et E_p énergie du proton incident.

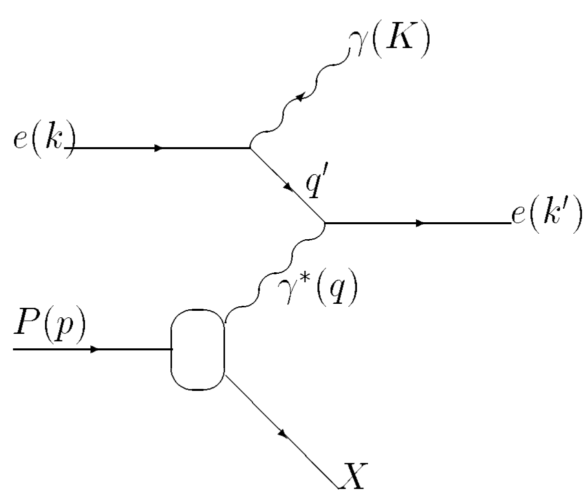


Figure 1.6: Graphe du QED Compton (voie t)

- x_γ caractérisant le photon quasi réel. C'est, à peu de choses près, la fraction de l'énergie du proton incident emportée par le photon quasi réel :

$$x_\gamma = \frac{qk}{pk} = \frac{W^2 - m^2 + Q^2}{s - M^2 - m^2} \tag{1.37}$$

- L'énergie visible est l'énergie du système $(e - \gamma)$:

$$E_{vis} = E_e^i + E_\gamma^i = E_e + E_\gamma \tag{1.38}$$

où E_e et E_γ sont respectivement l'énergie de l'électron et celle du photon finals.

$$E_{vis} = E_e^i \left[1 + \left(\frac{W}{2E_e^i}\right)^2 + \left(1 - \frac{E_e^i}{xE_p}\right)\frac{Q^2}{4{E_e^i}^2}\right] \tag{1.39}$$

- Impulsion transverse du système $(e-\gamma)$ (voir les notations de la figure 1.6):

$$P_t^2 = |\vec{K}_\perp + \vec{k'_\perp}|^2 = \left[1 - \frac{W^2+Q^2}{sx}\right] Q^2 \tag{1.40}$$

- Le centre de masse du système $(e-\gamma)$ est caracterisé par sa vitesse $\vec{\beta}$, dans le système du laboratoire :

$$\vec{\beta} = \vec{\beta_{||}} + \vec{\beta_\perp} = \frac{\vec{k}+\vec{q}}{E_e^i + E_\gamma^i} = \frac{\vec{K}+\vec{k'}}{E_e + E_\gamma} \tag{1.41}$$

Où $\vec{\beta_{||}}$ et $\vec{\beta_\perp}$ sont les composantes de $\vec{\beta}$ suivant la direction des faisceaux incidents et perpendiculaire à cette direction, respectivement.

On peut montrer (en suivant les notations de la figure 1.7) que l'on a $(\beta \in]-1,1[)$:

$$\beta_{||} = ||\vec{\beta_{||}}|| = \frac{\sin(\theta_e + \theta_\gamma)}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma} \tag{1.42}$$

$$\beta_\perp = |\vec{\beta_\perp}| = \frac{P_t}{E_{vis}} \tag{1.43}$$

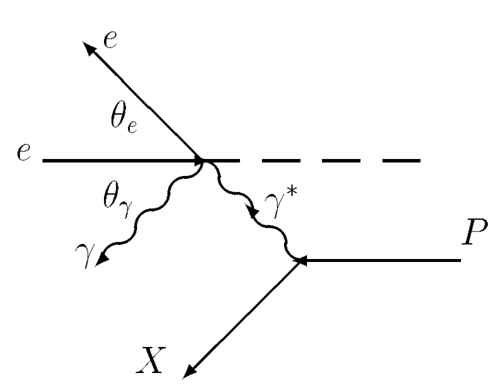


Figure 1.7: Cinématique du QED Compton

1.2.5 Approximations dans le cas du QED Compton quasi réel :

Dans le paragraphe précédent, on a donné les expressions exactes des variables cinématiques décrivant la réaction $ep \rightarrow e\gamma X$. Dans le cas des événements de QED Compton, où les petits Q^2 dominent (la section efficace étant en $1/Q^2$, Voir la suite du chapitre) et donc $P_t \simeq 0$ d'après l'équation (1.40). Dans ce cas, on néglige la composante $\beta_\perp$ de la vitesse et les principales variables deviennent ($x = 1$, le cas élastique domine) :

$$W^2 = 4E_e^i E_\gamma^i \tag{1.44}$$

$$E_{vis} = E_e^i \left[1 + \left(\frac{W}{2E_e^i}\right)^2\right] \tag{1.45}$$

$$\beta = ||\vec{\beta}|| = ||\vec{\beta}_{||}|| = \frac{E_\gamma^i - E_e^i}{E_\gamma^i + E_e^i} \tag{1.46}$$

Dans ce cas la valeur de la masse invariante W est égale (en utilisant 1.44 et 1.46) :

$$W \simeq 2E_e^i \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \tag{1.47}$$

On va voir par la suite que la section efficace du QED Compton est en dW/W^3 et donc très fortement dominée par les petites valeurs de W, dans ce cas l'énergie visible du système $(e-\gamma)$ (d'après l'équation 1.45) se réduit à l'énergie du faisceau des électrons incidents [3].

Dans le cas où $Q^2 \simeq 0$ (photon quasi réel émis dans la direction du proton incident), il n'existe que trois quantités cinématiques indéfinies : L'énergie du photon quasi réel émis par le proton E_γ^i et les angles d'émission θ^* et φ^* des particules sortantes dans le centre de masse de la réaction $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$. Expérimentalement, on mesure six paramètres, à savoir, les angles d'émission des particules finales $(\theta_e, \theta_\gamma)$ et $(\varphi_e, \varphi_\gamma)$ et leurs énergies E_e et E_γ. Ceci nous donne 3 contraintes, l'une sur l'angle azimutal en plus de deux contraintes, qui peuvent être, par exemple, les contraintes liant les énergies des particules finales à leurs angles d'émission (voir appendice A):

$$\begin{aligned} E_e(\theta_e, \theta_\gamma) &= \frac{2E_e^i \sin\theta_\gamma}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \\ E_\gamma(\theta_e, \theta_\gamma) &= \frac{2E_e^i \sin\theta_e}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma - \sin(\theta_e + \theta_\gamma)} \end{aligned} \tag{1.48}$$

[3] L'énergie visible est un peu inférieure à l'énergie du faisceau d'électrons incident dans le cas, à petits W, où ce dernier perd de l'énergie par corrections radiatives, avant de collisionner avec le photon quasi réel

Ou encore, à la place de l'une des deux contraintes précédentes, la contrainte liant l'énergie du faisceau d'électrons aux énergies et angles des particules sortantes :

$$E_e^i = \frac{1}{2}\left[(1-\cos\theta_e)E_e + (1-\cos\theta_\gamma)E_\gamma\right] \tag{1.49}$$

1.3 Dynamique et section efficace du QED Compton:

1.3.1 Méthodes de calcul de la section efficace $ep \to e\gamma X$:

Dans l'introduction de ce chapitre on a vu que la section efficace $ep \to eX$ était calculable (aux fonctions de structure près) en traitant séparément les 2 cas : élastique et inélastique. Pour le calcul de la section efficace du $ep \to e\gamma X$, au lieu de traiter séparement l'élastique et l'inélastique, il existe des méthodes de calcul plus élégantes qui permettent d'obtenir la section efficace du processus sans préciser, à priori, l'état final hadronique. La section efficace $\sigma(\gamma^* p \to X)$ sera explicitée à postériori, une fois tous les calculs faits.

L'une de ces méthodes est la méthode développée par Von Weizsacker et Williams [19] qui porte le nom de l'approximation de Weizsacker-Williams ou encore l'approximation des photons équivalents (EPA). C'est une méthode qui permet de simplifier le calcul des sections efficaces compliquées de processus électromagnétiques. Comme son nom l'indique cette approximation permet de décrire l'interaction électromagnétique entre deux particules comme étant l'interaction de l'une de ces deux particules avec le flux de photons équivalents au champ électromagnétique produit par l'autre particule [20, 21, 22]. Cette méthode d'approximation est valable aux petites valeurs de q^2 du photon échangé entre les deux particules.

Il existe une autre méthode trés élégante pour calculer les sections efficaces compliquées de processus électromagnétiques n'utilisant, à priori, aucune approximation, contrairement à la méthode précédente. Cette méthode notamment élaborée par P. Kessler [23] est fondée sur l'hélicité. Elle consiste en la séparation, dans le calcul de la section efficace, des termes correspondants aux différents états d'hélicité du photon virtuel échangé par les deux particules aux deux vertex.

Dans ce qui suit, on va essayer d'expliquer les principes de base de cette méthode bien détaillée dans [24] [25].

1.3.2 Méthode d'hélicité:

On va appliquer cette méthode pour un cas genéral, puis à la fin on donnera la section efficace du cas particulier $ep \to e\gamma X$.

Soit la réaction $a + b \to c + d$ décrite par le graphe (1.8), où a et b interagissent en échangeant un photon $\gamma^*(q^2)$, c et d sont des systèmes qui sont à priori indéfinis et auxquels on peut associer différents processus (e.g : $a = e$ et $c = e\gamma$ correspondant à une diffusion Compton virtuel au vertex $a\gamma^*c$, $b = d = p$ au cas d'un vertex $b\gamma^*d$ élastique $\gamma p \to p$).

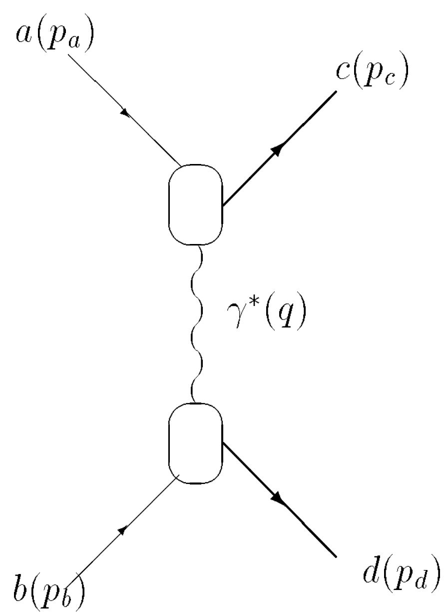


Figure 1.8: Processus $a + b \to c + d$

La section efficace d'un tel graphe s'écrit [24] :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{2\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)} \frac{1}{t^2} \delta^{(4)}\left(p_a + p_b - (p_c + p_d)\right) J_{\mu\nu} J'^{\mu\nu} d\Phi_c d\Phi_d \qquad (1.50)$$

Où:

- $J_{\mu\nu}$ et $J'^{\mu\nu}$ sont des tenseurs contenant les courants électromagnétiques aux vertex $(a\gamma^*c)$ et $(b\gamma^*d)$ respectivement, définis par :

$$J_{\mu\nu} = \frac{1}{n} \sum j_\mu j^*_\nu$$

et

$$J'^{\mu\nu} = \frac{1}{n'} \sum j'^{\mu} j'^{\nu *}$$

j_μ et j'_μ sont les courants électromagnétiques au vertex du haut $(a\gamma^* c)$ et du bas $(b\gamma^* d)$ respectivement, où on a fait la moyenne sur les $n(n')$ états de spin des particules incidentes $a(b)$ et sommé $(\sum)$ sur tous les états de spin des systèmes finals $c(d)$.

- $t = q^2$, m masse de la particule a et M masse de b.
- $d\Phi_c$ et $d\Phi_d$ sont les espaces de phase différentiels invariants de Lorentz, correspondants au système c et d respectivement.

Pour séparer les contributions des 2 vertex (haut et bas), on peut écrire la section efficace différentielle différement, sachant que :

$$\int \delta^{(4)}(p_a - p_c - q)\delta^{(4)}(p_d - p_b - q)d^4q = \delta^{(4)}\left(p_a + p_b - (p_c + p_d)\right) \quad (1.51)$$

Alors $d\sigma$ s'écrit :

$$d\sigma = \frac{1}{2\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)} \frac{1}{t^2} \left[(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_a - p_c - q) J_{\mu\nu} d\Phi_c\right] \left[(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_d - p_b - q) J'^{\mu\nu} d\Phi_d\right] \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \quad (1.52)$$

finalement :

$$d\sigma = \frac{1}{2\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)} \frac{|\mathcal{M}|^2}{t^2} \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \quad (1.53)$$

Où :

- $|\mathcal{M}|^2 = I_{\mu\nu} I'^{*\mu\nu}$
  tel que

$$I_{\mu\nu} = \int J_{\mu\nu} d\Phi \quad (1.54)$$

$$I'_{\mu\nu} = \int J'_{\mu\nu} d\Phi' \quad (1.55)$$

où on a intégré complètement sur les espaces de phases invariants que l'on a redéfinit comme:

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_a - p_c - q) d\Phi_c$$
$$d\Phi' = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_d - p_b - q) d\Phi_d$$

La conservation du 4-vecteur énergie-impulsion aux 2 vertex, s'écrit :

$$
\begin{aligned}
q &= p_a - p_c \\
q &= p_d - p_b
\end{aligned}
\tag{1.56}
$$

On a alors:

$$
d^4q = -d^4p_c \tag{1.57}
$$

Or

$$
d^4p_c = |\vec{p_c}|^2 d|\vec{p_c}| d\cos\theta d\varphi dp_{c0} \tag{1.58}
$$

L'équation (1.3) donne :

$$
d\cos\theta = \frac{\sqrt{s}dt}{|\vec{p_c}|\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)} \tag{1.59}
$$

Sachant que :

$$
\begin{aligned}
p_c^2 &= W^2 \\
p_d^2 &= W^{'2}
\end{aligned}
\tag{1.60}
$$

Un calcul relativement simple, en combinant toutes ces relations, conduit à [25] :

$$
d^4q = \frac{1}{4\Lambda^{\frac{1}{2}}(s, m^2, M^2)} dt dW^2 dW^{'2} d\varphi \tag{1.61}
$$

Où W et W' sont les masses invariantes des systèmes c et d. En intégrant sur l'angle azimutal φ du photon échangé la section efficace (1.53) devient :

$$
\frac{d\sigma}{dt dW^2 dW^{'2}} = \frac{1}{64\pi^3} \frac{1}{\Lambda(s, m^2, M^2)} \frac{1}{t^2} |\mathcal{M}|^2 \tag{1.62}
$$

Comme pour toute section efficace, le calcul de $(d\sigma/dtdW^2dW^{'2})$ revient au calcul du carré de la matrice $\mathcal{M}$. C'est ici qu'intervient la méthode des hélicités qui consiste à séparer les contributions dans $\mathcal{M}$ des différents états d'hélicités du photon (γ^*) aux deux vertex $(a\gamma^*c)$ et $(b\gamma^*d)$. La conservation du 4-moment aux deux vertex (1.56) implique que les 4-vecteurs (p_a, p_c, q) et (p_b, p_d, q) forment dans l'espace à 4 dimensions deux 4-plans. On définit un système de 4-vecteurs unitaires lié au vertex $(a\gamma^*c)$, $(\epsilon_{||}, \epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2)$ tels que: $\epsilon_{||}$ soit parallèle [4] à q, ϵ_0 perpendiculaire à $\epsilon_{||}$ et appartenant au plan (p_a, p_c, q), ϵ_2 perpendiculaire en même temps aux plan (p_a, p_c, q) et (p_b, p_d, q) finalement ϵ_1 perpendiculaire aux trois autres 4-vecteurs unitaires : $\epsilon_{||}$, ϵ_0 et ϵ_2. Si on définit en plus les vecteurs normalisés:

$$\epsilon_{\pm} = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon_1 \pm i\epsilon_2)$$

On obtient un nouvel ensemble de 4-vecteurs unitaires, représentant les 4-vecteurs polarisations du photon virtuel: $(\epsilon_{||}, \epsilon_0, \epsilon_+, \epsilon_-)$ tous orthogonaux :

$$\epsilon_m \epsilon_n^* = \pm\delta_{mn} \tag{1.63}$$

Physiquement, ϵ_+, ϵ_0 et ϵ_- représentent les valeurs +1, 0 et -1 de la projection du spin 1 du photon dans le 4-plan (p_a, p_c, q). $\epsilon_{||}$ est la partie non physique éliminée par l'invariance de jauge. On peut écrire le champ du photon virtuel massif (champ vectoriel de Proca) dans la base ϵ_μ comme :

$$A_\mu = \epsilon_\mu(q) \exp -iqx \tag{1.64}$$

Et puisque $q^2 \neq 0$, l'équation du mouvement du champ vectoriel implique que :

$$\partial^\mu A_\mu = 0 \tag{1.65}$$

et donc

$$\epsilon_\mu q^\mu = 0 \tag{1.66}$$

ce qui implique que $\epsilon_{||}$ ne donne pas de contribution physique.

Ainsi, on définit aussi un ensemble de 4-vecteurs unitaires de polarisation du photon au vertex $(b\gamma^*d)$ $(\epsilon'_{||}, \epsilon'_0, \epsilon'_+, \epsilon'_-)$ de façon analogue à $(\epsilon_{||}, \epsilon_0, \epsilon_+, \epsilon_-)$. Etant donné la définition des deux systèmes de 4-vecteurs, on a : $\epsilon_{||} = \epsilon'_{||}$ et $\epsilon_2 = \epsilon'_2$. On peut passer d'un système à un autre par une "4-rotation"

[4] parallèle et perpendiculaire au sens quadri dimensionnel.

d'angle imaginaire $\overline{\theta}$ autour du plan $(\epsilon_{||}, \epsilon_2)$. La matrice de rotation correspondante n'est autre que la matrice de Wigner de rotation d'un spin 1 généralisée à l'espace à 4 dimensions. Elle a pour forme :

$$R_{m,m'} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (1+x)/2 & -y/\sqrt{2} & (1-x)/2 \\ 0 & y/\sqrt{2} & x & -y/\sqrt{2} \\ 0 & (1-x)/2 & y/\sqrt{2} & (1+x)/2 \end{pmatrix}$$

Où $x = \cos\overline{\theta}$ et $y = \sin\overline{\theta}$.

Donc les 4-vecteurs ϵ_m dans la base ϵ'_m ont pour forme :

$$\epsilon_m = \sum_{m'} \epsilon'_{m'} R_{m,m'} \tag{1.67}$$

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{1}{n}\frac{1}{n'} \sum \int j_\mu j^*_\nu j'^{\nu} j'^{\mu *} d\Phi d\Phi' \tag{1.68}$$

La relation de fermeture, dans un espace de phase pseudo-galiléen, $g^{\nu\alpha} = -\sum_m \epsilon^{*\nu}_m \epsilon^\alpha_m$ s'écrit en utilisant (1.67) :

$$g^{\nu\alpha} = -\sum_{m,m'} \epsilon^{*\nu}_m R_{m,m'} \epsilon'^{\alpha}_{m'} \tag{1.69}$$

On aura alors:

$$j_\nu j'^{\nu *} = -\sum_{m,m'} j_m R_{m,m'} j'^{*}_{m'} \tag{1.70}$$

Où :

$$j_m = j_\nu \epsilon^{*\nu}_m$$

et

$$j'_{m'} = j'_\alpha \epsilon'^{*\alpha}_{m'}$$

En insérant (1.70) dans (1.68) et en faisant la même chose pour $j_\mu j'^{\mu *}$ on aura alors :

$$|\mathcal{M}|^2 = \sum_{m,m',n,n'} I_{mn} R_{mm'} R_{nn'} I'_{m'n'} \tag{1.71}$$

Où

$$I_{mn} = I_{\mu\nu}\epsilon_m^{\mu}\epsilon_n^{*\nu} = \frac{1}{n}\sum\int j_m j_n^* d\Phi \tag{1.72}$$

$$I'_{mn} = I'_{\mu\nu}\epsilon'^{\mu}_{m'}\epsilon'^{*\nu}_{n'} = \frac{1}{n'}\sum\int j'_m j^*_{n'} d\Phi' \tag{1.73}$$

La relation (1.66) implique que :

$$j_{\|} = j'_{\|} = 0 \tag{1.74}$$

et donc m et m' prennent leurs valeurs dans le triplet (+,0,-).

Des considérations de conservation [24] du moment angulaire aux deux vertex du graphe (1.8) ($m = n$ et $m' = n'$) réduisent $|\mathcal{M}|^2$ à :

$$|\mathcal{M}|^2 = \sum_{m,m'} I_{mm}(R_{mm'})^2 I'_{m'm'} \tag{1.75}$$

D'autre part, des considérations de conservation de la parité et du moment angulaire impliquent que $I_{++} = I_{--}$ et $I'_{++} = I'_{--}$. Finalement, la section efficace (1.62) prend la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dtdW^2dW'^2} &= \frac{1}{16\pi^3}\frac{1}{\Lambda(s,m^2,M^2)}\frac{1}{t^2} \\ &\times \left(I_{++}I'_{++}(1+\cosh^2\theta) + (I_{++}I'_{00} + I_{00}I'_{++})\sinh^2\theta + I_{00}I'_{00}\cosh^2\theta\right) \end{aligned} \tag{1.76}$$

L'angle imaginaire $\overline{\theta}$ a été remplacé par $i\theta$, où cette fois ci, θ est réel. Ceci est dû en fait à un choix des composantes des 4-vecteurs unitaires $\epsilon_m(\epsilon'_{m'})$. Un calcul cinématique conduit à [24]:

$$\cosh\theta = \frac{t(2s - t - \Sigma) - (W^2 - m^2)(W'^2 - M^2)}{\Lambda^{\frac{1}{2}}(W^2, m^2, -t)\Lambda^{\frac{1}{2}}(W'^2, M^2, -t)} \tag{1.77}$$

Où $\Sigma = m^2 + M^2 + W^2 + W'^2$

Dans la section efficace du processus (1.8) les paramètres : $I_{++}, I_{00}(I'_{++}$ et $I'_{00})$, représentent, en quelque sorte, la section efficace transverse et longitudinale, suivant la polarisation du photon γ^*, au niveau des vertex $a\gamma^* \to c$ et $\gamma^* b \to d$ respectivement .

Pour le calcul de la section efficace du processus $ep \to e\gamma X$, nous n'allons pas appliquer telle quelle la formule (1.76) qui implique une intégration complète sur les espaces de phase des deux systèmes finals c et d, y compris sur les angles. Mais le principe de la factorisation, faisant intervenir les hélicités du photon échangé, peut être étendu au calcul des distributions angulaires. C'est ce que nous ferons dans la section suivante.

1.3.3 Application de la méthode au QED Compton:

On peut maintenant appliquer la méthode d'hélicité au cas particulier (fig 1.9) $e + p \to e + \gamma + X$ où on peut mettre :

$$a \equiv e \qquad c \equiv (e - \gamma) \qquad b \equiv p \qquad d \equiv X$$

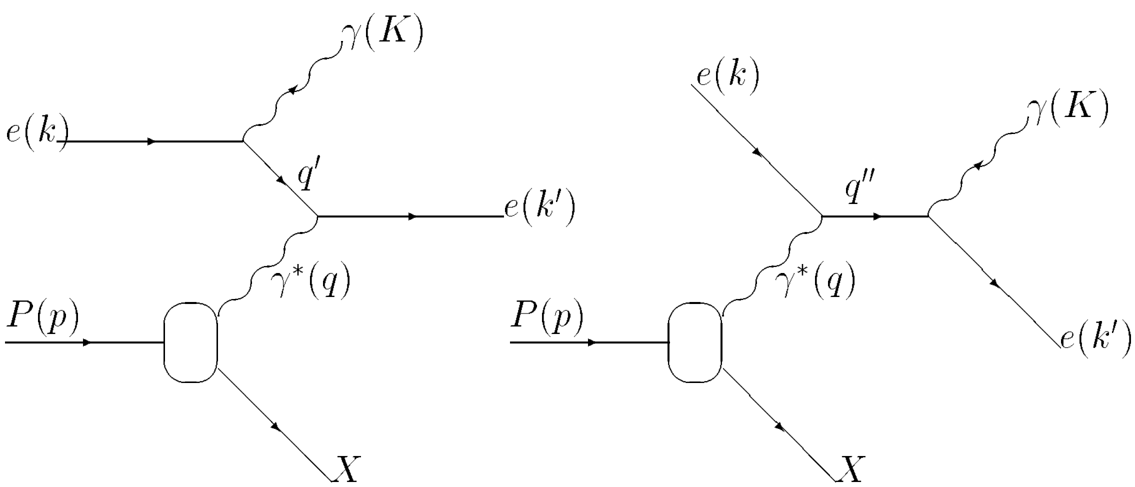


Figure 1.9: cas du $ep \to e\gamma X$

Le calcul de I'_{mm} nous donne la section efficace $\gamma^* p \to X$, ou encore le "spectre de photons émis par le proton". On aura 2 contributions suivant que le photon quasi réel est polarisé transversalement (I'_{++}) ou longitudinalement (I'_{00}). Au vertex de l'électron, le calcul est un peu délicat, étant donné qu'il y a deux particules sortantes (e et γ) et que l'on s'intéresse à leur distribution angulaire (on n'intégre donc pas complètement sur l'espace de phase correspondant). Dans ce cas, dans I_{mn} apparaissent en plus des termes diagonaux (I_{++}, I_{--}) et I_{00}, représentant la contribution transverse et longitudinale respectivement, les termes d'interférence: (I_{+-}, I_{-+}) interférence transverse-transverse, (I_{0-}, I_{+0}) interférence transverse-longitudinal.

Plus explicitement on a [26]:

$$\frac{d^4\sigma(ep \to e\gamma X)}{dx dx_\gamma dQ^2 d\Omega^*} = f^T_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2)\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right]^T + f^L_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2)\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right]^L \quad (1.78)$$

Les indices supérieurs T et L correspondent à la polarisation transverse et longitudinale respectivement, du photon quasi réel au vertex du proton. On a [27] :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right]^T = \frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} + \epsilon\frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*}\cos\varphi^* + \epsilon\frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*}\cos 2\varphi^* \quad (1.79)$$

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right]^L = \frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} + \left(\frac{1+\epsilon}{2\epsilon}\right)\frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} + \sqrt{2\left(\frac{1+\epsilon}{\epsilon}\right)}\frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*}\cos\varphi^* + \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*}\cos 2\varphi^* \quad (1.80)$$

Les indices inférieurs T, L, TT, TL désignent la contribution transverse, longitudinale, interférence transverse-transverse et transverse-longitudinale respectivement à la section efficace du processus de Compton virtuel $\gamma^* e \longrightarrow \gamma e$. Ω^* est l'angle solide dans le système du centre de masse $(e-\gamma)$ de la diffusion Compton. On voit que si l'on intégre les sections efficaces différentielles (1.79 et 1.80) sur les angles, les termes d'interférence disparaissent et on retrouve une section efficace similaire à celle de la relation 1.76. ϵ est le paramètre de polarisation du photon virtuel, défini en fonction du paramètre θ utilisé plus haut (1.77), comme suit :

$$\epsilon = \frac{\sinh^2\theta}{1+\cosh^2\theta} \quad (1.81)$$

Les sections efficaces différentielles de l'effet Compton virtuel, correspondant aux différentes polarisations du photon sont données par [26]:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} &= \frac{\alpha^2}{W^2+Q^2}\left[\frac{W^2}{(W^2+Q^2)(1+u^*+\eta)} + \frac{(W^2+Q^2)(1+u^*)}{4W^2}\right] \\ &+ \frac{\alpha^2}{W^2+Q^2}\left[\frac{Q^2(1-u^*)}{W^2(1+u^*+\eta)} + \frac{Q^2(1-u^*)}{2(W^2+Q^2)}\right] \quad (1.82)\end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{W^2+Q^2}\left[\frac{Q^2(1-u^*)}{W^2+Q^2}\right] \quad (1.83)$$

$$\frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{W^2+Q^2}\left[\frac{\sqrt{Q^2}W(\sqrt{1-u^{*2}})}{2(W^2+Q^2)}\left(1+\frac{Q^2}{W^2}\frac{1-u^*}{1+u^*+\eta}\right)\right] \quad (1.84)$$

$$\frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{W^2+Q^2}\left[\frac{Q^2(1-u^*)}{2(W^2+Q^2)}\right] \tag{1.85}$$

On a $d\Omega^* = du^* d\varphi^*$ où $u^* = \cos\theta^*$. θ^* et φ^* sont, dans le système du centre de masse, les angles orbital et azimutal respectivement. η a pour valeur :

$$\eta = \frac{2m^2W^2}{(W^2+Q^2)^2} \tag{1.86}$$

Cette valeur ne sera prise en compte dans les formules que pour éviter les divergences de ces dernières (partout ailleurs, la masse de l'électron a été négligée)

Revenant à la formule (1.78), les fonctions $f^{T(L)}_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2)$ qui donnent le spectre de photons émis au vertex hadronique, polarisé transversalement et longitudinalement repectivement, ont pour forme :

$$f^T_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) = \frac{1-x}{4\pi^3 x x_\gamma} g^T(x, x_\gamma, Q^2)\sigma^T_{\gamma^* p} \tag{1.87}$$

$$f^L_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) = \frac{1-x}{4\pi^3 x x_\gamma} g^L(x, x_\gamma, Q^2)\sigma^L_{\gamma^* p} \tag{1.88}$$

Avec :

$$g^L(x, x_\gamma, Q^2) = g^T(x, x_\gamma, Q^2) - \frac{x_\gamma^2}{2x^2} = \frac{(1-x_\gamma/x)Q^2 - x_\gamma^2 M^2}{Q^2+4x^2M^2} \tag{1.89}$$

Notons que la polarisation du photon virtuel ϵ se définit comme: $\epsilon = g^L/g^T$.

Après ce calcul exact de la section efficace $ep \to e\gamma X$, le seul paramètre qui reste à définir est la section efficace $\sigma^{T(L)}_{\gamma^* p}$ qui va prendre différentes formes suivant que le processus au vertex hadronique ($\gamma^* p \to X$) est élastique, ou inélastique. On distingue ainsi trois zones de masse invariante hadronique: le cas élastique où $W_h = M$, le cas de production de de résonances avec des masses hadroniques intermédiaires $M + m_\pi \leq W_h \leq 1.8$ GeV, enfin le cas du continuum inélastique avec des masses hadroniques $W_h > 1.8$ GeV. Dans ce qui suit on va essayer de déterminer la section efficace $\sigma^{T(L)}_{\gamma^* p}$ dans ces différentes régions de masse hadronique. A défaut de théories exactes, les valeurs de ces sections efficaces sont déduites de l'expérience, directement ou à l'aide de paramétrisations.

1.3.3.1 Cas élastique $ep \to e\gamma p$:

Dans ce cas, les sections efficaces $\sigma^{T(L)}_{\gamma^* p}$ ne sont autres que les sections efficaces élastiques évoquées au début de ce chapitre. Elles sont fonctions des facteurs de forme électrique $G_E(Q^2)$ et magnétique $G_M(Q^2)$ du proton :

$$\sigma^T_{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} G_M^2(Q^2) \frac{\delta(1-x)}{1-x} \tag{1.90}$$

$$\sigma^L_{\gamma^* p} = \frac{16\pi^2\alpha M^2}{Q^4} G_E^2(Q^2) \frac{\delta(1-x)}{1-x} \tag{1.91}$$

Avec (Q^2 en GeV^2):

$$G_E(Q^2) = \frac{G_M(Q^2)}{2.79} = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71}\right)^{-2} \tag{1.92}$$

1.3.3.2 Cas inélastique :

a) Cas des résonances :

Pour le calcul de $\sigma^{T(L)}_{\gamma^* p}$, dans les cas où il y a production de résonances, on a recours aux paramétrisations expérimentales [28, 29] des sections efficaces d'électroproduction de résonances. En admettant qu'au dessous de 1.8 GeV, on a essentiellement la production des trois résonaces $\Delta(1236)$, $N^*(1520)$ et $N^*(1688)$, on peut écrire:

$$\sigma^T = \sum_R \sigma_R \left[\frac{M_R^2\Gamma_R^2}{(W_h^2 - M_R^2)^2 + M_R^2\Gamma_R^2}\right] \left(1 + \frac{Q^2}{Q_R^2}\right)^{-2} \tag{1.93}$$

$$\sigma^L = 0 \tag{1.94}$$

Les paramètres qui apparaissent dans cette section efficace, déduits de l'expérience, sont donnés dans le tableau 1.1.

b) Cas inélastique à $W_h > 1.8GeV$:

A grandes masses hadroniques on distigue deux cas limites : le cas où le Q^2 tend vers zéro et le cas des grands Q^2.

	Δ	N^*	N^*
$M_R(GeV)$	1236	1520	1688
$\sigma_R(\mu b)$	550	280	220
$\Gamma_R(GeV)$	0.12	0.12	0.12
$Q_R^2(GeV^2)$	2.5	3.0	3.0

Tableau 1.1: Paramètres des sections efficaces de production de résonnances

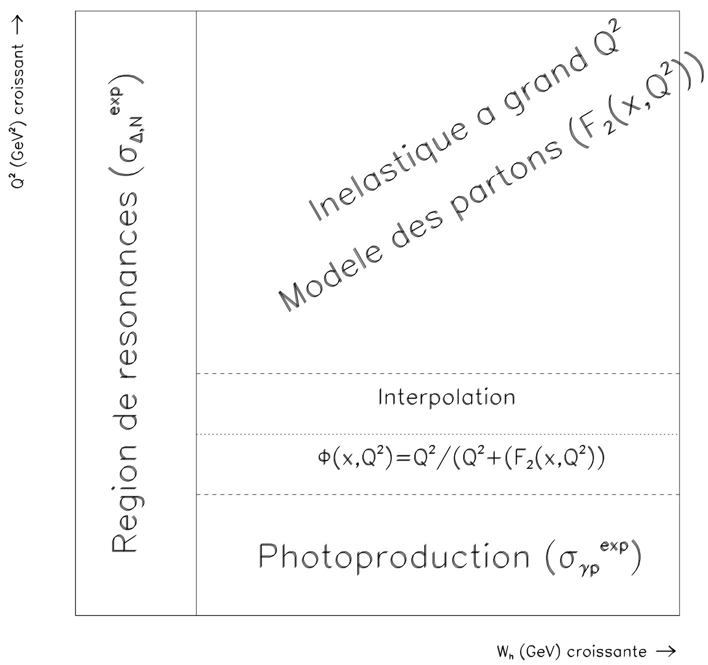


Figure 1.10: Modélisation de la section efficace inélastique $\sigma_{\gamma^* p}$ en fonction de (Q^2, W_h)

- Quand Q^2 tend vers zéro, $\sigma_{\gamma^* p}$ n'est autre que la section efficace bien connue de la photoproduction, paramétrisée en fonction du carré de l'énergie dans le système du centre de masse de la réaction $\gamma p \to X$ [30] :

$$\sigma_{\gamma p}(s) = 68 s^{0.0808} + 125 s^{-0.4525} \tag{1.95}$$

où $\sigma_{\gamma p}$ est exprimé en microbarn et s en GeV^2. Le photon étant réel à la limite, la contribution longitudinale s'annule ($\sigma^L = 0$), et donc il ne reste qu'une contribution transverse, σ^T, très approximativement donnée par :

$$\sigma^T(Q^2 \to 0) = \sigma_{\gamma p} \simeq 100 \mu b$$

- Dans le domaine des grand Q^2, on utilise le modèle des quarks-partons et la section efficace $\sigma_{\gamma^* p}$ se réduit à une section efficace ponctuelle sur le parton, et donc fait intervenir la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du proton que l'on a introduite au début du chapitre. Les composantes transverse et longitudinale de cette section efficace sont alors données par :

$$\sigma^T = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} F_2(x, Q^2) \tag{1.96}$$

$$\sigma^L = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} \frac{4x^2M^2}{Q^2} F_2(x, Q^2) \tag{1.97}$$

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

$$\Phi(x, Q^2) = \frac{Q^2(GeV^2)}{Q^2(GeV^2) + F_2(x, Q^2)} \tag{1.98}$$

Notons que $x \to 0$ quand $Q^2 \to 0$ et que $4\pi\alpha^2/(1GeV^2) \simeq 100\mu b$.

Les sections efficaces dans le cas des masses hadronique $W_h > 1.8GeV$ peuvent alors s'écrire sous la forme générale :

$$\sigma^T = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} F_2(x, Q^2)\Phi(x, Q^2) \tag{1.99}$$

$$\sigma^L = \frac{4\pi^2\alpha}{(1-x)Q^2} \frac{4x^2M^2}{Q^2} F_2(x, Q^2)\Phi(x, Q^2) \tag{1.100}$$

où on voit qu'aux cas limites de Q^2 on retrouve bien les section efficaces données ci-dessus.

Cette interpolation a été introduite en vue de la modélisation de la partie inélastique du processus de QED Compton hors de la zone des résonances, nécessaire à la génération de tels événements par la méthode de Monte Carlo. Cette méthode sera traitée dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Monte Carlo pour le QED Compton

Chapitre 2

Monte Carlo pour le QED Compton

2.1 Introduction :

Une fois la section efficace différentielle d'un processus calculée, il faut ensuite l'intégrer sur toutes les variables, en tenant compte des contraintes cinématiques aux limites et, bien sûr, de l'acceptance géométrique et de l'efficacité du détecteur dans lequel on observe la réaction. En fait, le but est double : On veut connaitre la section efficace totale du processus et donc sa probabilité d'être observé; en même temps, pour comparer les prédictions théoriques aux données réelles, on veut avoir les caractéristiques et les distributions des événements (générés individuellement, comme ils apparaissent dans l'expérience).

Dans la plupart des cas, la section efficace différentielle est impossible à intégrer analytiquement, étant donné le nombre des variables et la complexité de la fonction à intégrer. La méthode dite de Monte Carlo permet non seulement d'intégrer de telles fonctions complexes, mais aussi de simuler des événements (à savoir un ensemble de variables x_i caractérisant un événement donné) et la réponse du détecteur à ces derniers, et ceci comme son nom l'indique : en tirant des nombres au hasard !

Le principe général de cette méthode est le suivant: Ayant une section efficace différentielle, fonction des variables cinématiques $x_i (i = 1, ..., n)$:

$$d\sigma(x_1, ..., x_n) = f(x_1, ..., x_n) dx_1 ... dx_n \tag{2.1}$$

on détermine les limites (d'espace de phase et d'acceptance) des variables x_i : $x_i \in [x_i^{min}, x_i^{max}]$, et on choisit un nombre aléatoire $\mathcal{H}$ dans [0,1][1]. La variable x_i est donnée par:

$$x_i = (x_i^{max} - x_i^{min})\mathcal{H} + x_i^{min} \tag{2.2}$$

[1]Dans tout ce qui va suivre, le nombre aléatoire que l'on appelera $\mathcal{H}$ sera toujours dans l'intervalle [0,1].

Une fois que toutes les variables caractérisant l'événement sont générées, ce dernier est bien défini. Reste quand même un problème : En réalité les événements n'ont pas la même probabilité d'être observés (i.e section efficace) suivant les différentes régions de l'espace de phase où il ont été générés . Or, en tirant un nombre au hasard ayant une distribution plate, on a traité sur un pied d'égalité un événement ayant une faible section efficace et un autre ayant une grande section efficace. Chaque événement ainsi généré doit être affecté par la valeur de la section efficace en ce point. Un tel Monte Carlo s'appelle "pondéré" car chaque événement est ainsi pondéré par son poids. Si on veut avoir une simulation individuelle des événements, il faut générer un très grand nombre d'événements de sorte que la pondération en tout point soit inférieure à 1.

Cette méthode présente l'inconvénient de consommer beaucoup de temps. En fait, pour générer des spectres présentant un "pic" aux petites valeurs d'une variable (e.g $1/x_i$) on est obligé de générer beaucoup d'événements à grands x_i. Ces derniers ne subsisteront pas à la coupure sur le poids au deuxième tirage d'un autre nombre aléatoire $\mathcal{H}'$; puisque pour accepter ou rejecter un événement donné, suivant le principe dit de double tirage [31, 32, 33], on impose

$$poids \geq \mathcal{H}' \tag{2.3}$$

Le Monte Carlo que l'on a utilisé minimise ce genre de problèmes, en procédant comme suit:

On cherche une fonction $\tilde{f}(x_1, ..., x_n)$ qui a "presque" les mêmes variations que f sur tous l'espace de phase $dx_1...dx_n$ et qui majore f. Cette fonction ($\tilde{f}$) est choisie telle que :

$$\tilde{f}(x_1, ..., x_n) = \prod_{i=1}^{n} \tilde{f}_i(x_i) \tag{2.4}$$

Dans cette méthode, le choix de la fonction $\tilde{f}$ est tel que l'on puisse intégrer séparément les fonctions $\tilde{f}_i$. En plus, ces dernières doivent être intégrables et leurs intégrales $F_i(x)$

$$F_i(x_i) = \int_{x_i^{min}}^{x_i} \tilde{f}_i(y)dy \tag{2.5}$$

doivent possèder, chacune, une fonction inverse $F_i^{-1}(x)$ analytique. Dans ce cas la variable x_i peut être générée non pas d'une façon uniforme mais suivant la distribution $\tilde{f}_i$, de la façon suivante:

On tire un nombre au hasard $\mathcal{H}$ et on pose :

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{F}_i(x_i) - \mathcal{F}_i(x_i^{min})}{\mathcal{F}_i(x_i^{max}) - \mathcal{F}_i(x_i^{min})} \tag{2.6}$$

et on déduit que x_i a pour valeur :

$$x_i = F_i^{-1}[(F_i(x_i^{max}) - F_i(x_i^{min}))\mathcal{H} + \mathcal{F}_i(x_i^{min})] \tag{2.7}$$

Un deuxième tirage d'un nombre au hasard est effectué, à chaque tirage d'une variable x_i, où la valeur de la fonction approchée $\tilde{f}_i(x_i)$ est comparée à la vraie distribution $f(x_i)$ suivant le principe de double tirage.

Ce Monte Carlo est normalisé d'une façon absolue, c'est à dire qu'il fournit la Luminosité intégrée pour un nombre donné d'événements générés, ou le nombre d'événements générés pour une Luminosité donnée, suivant le choix que l'on fait. Le Monte Carlo présente aussi la possibilité d'introduire des corrections radiatives sur la ligne de l'électron incident.

2.2 Le Monte Carlo pour générer les QED Compton quasi réels:

Il faut noter que les formules des sections efficaces données au chapitre précédent correspondent à un calcul "exact" des graphe de la figure (1.4). "exact" signifie qu'aucune approximation n'a été faite dans le calcul, néanmoins il est toujours dépendant du modèle de la section efficace $\sigma_{\gamma^* p}$ au vertex du proton.

A cause de la présence de pôles dans les différents propagateurs, il est pratiquement impossible d'avoir un Monte Carlo ayant une bonne précision dans tout l'espace de phase et toutes les configurations expérimentales. Le Monte Carlo, que l'on va décrire par la suite, génère seulement des événements de QED Compton. Il s'agit d'événements $ep \to e\gamma X$ qui, expérimentalement parlant, présentent dans l'état final un électron et un photon presque coplanaires observés à angles finis dans le détecteur. Ces événements sont très dominés par les petites valeurs de Q^2. Une coupure sur l'angle de coplanarité et sur l'acceptance du détecteur implique des valeurs finies pour q' et q'' avec $Q^2 \ll W^2$ et $\eta \ll (1 + u^*)$.

Dans une première étape, on génère ces événements suivant une approximation de la section efficace où on néglige η et Q^2/W^2 dans les formules (1.82 à 1.85) donnant $d\sigma^T/d\Omega^*$, $d\sigma^L/d\Omega^*$..... Cette approximation n'est qu'une approximation au niveau de la dynamique, toutes les variables physiques sont générées et la cinématique du processus est dérivée d'une façon exacte. La génération des différentes variables caractérisant un événement donné est faite dans tout l'espace de phase permis expérimentalement, déterminé par l'acceptance du détecteur.

Dans une deuxième étape, les événements générés sont pondérés en comparant, pour chaque événement, la valeur de la section efficace approchée, utilisée dans la première étape avec la valeur de la section efficace exacte. Ceci nous permet d'avoir un Monte Carlo exact dans tout l'espace de phase considéré. On verra, par la suite, que plus le Q^2/W^2 est grand, plus la valeur du poids augmente. En fait, cela provient du fait que l'on commence à se rapprocher du régime du deuxième pôle, où $q'(q'')$ devient petit par rapport à Q^2, c'est à dire que l'on s'éloigne de la configuration du QED Compton pour se rapprocher de la configuration dite de corrections radiatives sur la diffusion profondément inélastique.

Ces événements à grands poids doivent être éliminés pour deux raisons principales :

- La précision statistique sur ces événements est mauvaise. En fait, ce n'est pas évident, statistiquement parlant, de comparer des événements ayant été générés avec des poids très différents.
- En plus, si on veut avoir des événements générés individuellement (non pondérés) on doit se limiter a des valeurs de poids telles que la section efficace avec laquelle on a généré les événements ne soit pas très différente de la section efficace exacte.

On verra, par la suite, que l'existence de tels événements peut être évitée en imposant des coupures, expérimentales, notamment sur $\Delta\varphi$ et P_t.

2.2.1 Utilisation de l'approximation EPA pour un premier tirage:

Comme on l'a vu dans l'introduction, on a besoin d'une fonction approchée de la section efficace différentielle qui majore cette dernière et qui soit facilement intégrable suivant les différentes variables x, x_γ, Q^2, u^* et φ^* séparement. Cette section efficace approchée sera déterminée à partir de la section efficace différentielle du processus dans l'approximation du photon équivalent (voir chapitre 1) où on néglige dans (1.82 à 1.85) tous les termes en Q^2/W^2. La section efficace différentielle dans l'approximation EPA devient très simple. Elle ne dépend plus que du spectre de photon équivalent et de $d\sigma_T/d\Omega^*$:

$$\frac{d^4\sigma(ep \to e\gamma X)}{dx dx_\gamma dQ^2 d\Omega^*} = f_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) \left[\frac{d\sigma_T}{d\Omega^*}\right] \tag{2.8}$$

En fait, dans $d\sigma_T/d\Omega^*$ ne subsiste que deux termes [2]:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{W^2}\left[\frac{1}{1+u^*+\eta} + \frac{1+u^*}{4}\right] \tag{2.9}$$

Dans cette approximation x_γ devient (en utilisant les relations 1.36 et 1.44) et sachant que $s = 4E_e^i E_p$:

$$x_\gamma = \frac{W^2}{s} = \frac{E_\gamma^i}{E_p} \tag{2.10}$$

et donc la section efficace $(e\gamma)$ (2.9) devient :

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega^*} = \frac{\alpha^2}{s x_\gamma}\left[\frac{1}{1+u^*+\eta} + \frac{1+u^*}{4}\right] < \frac{\alpha^2}{s x_\gamma}\frac{2}{1+u^*} \tag{2.11}$$

Quant au spectre de photons émis par le proton $f_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2)$:

$$f_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) = \left[f^T_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) + f^L_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2)\right] \tag{2.12}$$

Il est facile de montrer (en utilisant les relations 1.87 à 1.100) qu'il prend la forme (voir chapitre 1):

- Dans le cas élastique $x = 1$:

$$f_{\gamma^*/p}(x=1, x_\gamma, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi x_\gamma Q^2}\left[(1-x_\gamma)\frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^2}\left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau}\right) + \frac{x_\gamma^2}{2}G_M^2\right] \tag{2.13}$$

- Dans la région des résonances ($W_h \leq 1.8$ GeV) :

$$f_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) = \frac{1}{4\pi^3 x_\gamma Q^2}\left[(1-\frac{x_\gamma}{x})\frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^2 + 4x^2M^2} + \frac{x_\gamma^2}{2x^2}\right]$$
$$\times \sum_R \sigma_R \left[\frac{M_R^2\Gamma_R^2}{\left(W_h^2 - M_R^2\right)^2 + M_R^2\Gamma_R^2}\right]\left(1 + \frac{Q^2}{Q_R^2}\right)^{-2}(W_h^2 - M^2) \tag{2.14}$$

[2] Parmi tous les termes négligés, ce sont ceux qui ont été négligés dans $d\sigma_T/d\Omega^*$ qui contribuent le plus à l'erreur sur la section efficace dûe à cette approximation.

- Dans le cas inélastique ($W_h > 1.8$ GeV):

$$f_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi x_\gamma Q^2} \frac{F_2(x)}{x} \Phi(x, Q^2) \left[(1 - \frac{x_\gamma}{x}) \frac{Q^2 - Q^2_{min}}{Q^2} + \frac{x_\gamma^2}{2x^2} \right] \tag{2.15}$$

Dans ces trois cas le spectre $f_{\gamma^*/p}$ varie en $1/Q^2$ et $1/x_\gamma$ et peut être majoré par [3]:

$$f_{\gamma^*/p}(x, x_\gamma, Q^2) < f_0(x_\gamma, Q^2) \propto \frac{1}{Q^2} \frac{1}{x_\gamma} \tag{2.16}$$

Ainsi, on a trouvé, grâce à l'approximation des photons équivalents, la section efficace avec laquelle on va tirer les différentes variables caractérisant les événements de QED Compton. Cette section efficace est majorée par une fonction facilement intégrable, suivant les différentes variables, qui dans le cas élastique est :

$$d\sigma \leq \tilde{d\sigma} = \kappa \frac{dx_\gamma}{x_\gamma^2} \frac{dQ^2}{Q^2} \frac{du^*}{1 + u^*} \tag{2.17}$$

Dans le cas inélastique, on doit tenir en compte du fait que le spectre de photon $f_{\gamma^*/p}$ comporte une dépendance en x (voir plus loin les paragraphes sur la normalisation et le tirage de x).

2.2.2 Détermination des limites sur les différentes variables :

Tout d'abord, on doit déterminer les limites des variables cinématiques caractérisant les événements. Ces limites sont imposées soit par l'acceptance du détecteur soit par l'espace de phase du processus. Pour obtenir ces limites on se place dans l'approximation du "pic", où on suppose que le photon quasi réel a été émis à zéro degrés (P_t=0). Ces limites sont choisies suffisament relachées. A la fin de la génération, un test est fait pour vérifier que l'on ne s'est pas trop approché de ces dernières.

2.2.2.1 Limites sur x_γ:

On sait que $x_\gamma = W^2/s$ (relation 2.10), les valeurs limites sur x_γ sont alors données par:

[3] Ce pôle en Q^2 disparait, dans le cas inélastique non résonant à petits Q^2 (voir figure 2.5(a)), où la section efficace de photoproduction $\sigma_{\gamma p}$ domine. En fait, à ces valeurs de Q^2, $\Phi(x, Q^2) = Q^2/(Q^2 + F_2(x))$ est réduite à $Q^2/F_2(x)$ et donc le pôle en Q^2 ainsi que la dépendance de $f_{\gamma^*/p}$ de $F_2(x)$ disparaissent.

$$x_\gamma^{min} = \frac{W_{min}^2}{s} \tag{2.18}$$

Où W_{min} est, soit choisi à priori, soit imposé par l'acceptance du détecteur. Dans ce dernier cas, si on considère la relation (1.47), W_{min} est donné par :

$$W_{min} = 2E_e^i \sqrt{\frac{1+\beta_{min}}{1-\beta_{min}}} \tag{2.19}$$

Où β_{min} est la vitesse minimum (négative, puisque β est défini par rapport à la direction du proton incident) que peut avoir le système du centre de masse de la réaction $e\gamma^* \to e\gamma$, qui est imposée par l'acceptance angulaire du détecteur (voir plus loin):

$$\beta_{min} = \cos\theta_{max} \tag{2.20}$$

$$x_\gamma^{max} = \frac{W_{max}^2}{s} \tag{2.21}$$

où W_{max} est la valeur maximum de la masse invariante que l'on peut choisir. Sinon x_γ^{max} est par défaut posé égal à 1.

2.2.2.2 Limites sur Q^2:

La génération de cette variables sera faite par l'intermédiaire d'une autre variable t^2

$$t^2 = \frac{Q^2}{Q_{min}^2}$$

qui a l'avantage d'être indépendante de x_γ et de x.

- Cas élastique : Q^2 prend sa valeur minimum quand le proton n'est pas dévié de sa direction initiale (i.e $\theta_{pp'} = 0$). Dans ce cas :

  $$Q^2 = -q^2 = -(p-p') = 2E_pE_{p'}\left[1 - \sqrt{1-\left(\frac{M}{E_p}\right)^2}\sqrt{1-\left(\frac{M}{E_{p'}}\right)^2}\right] - 2M^2 \tag{2.22}$$

  En développant l'équation précédente en (M/E_p) et $(M/E_{p'})$ et sachant que (2.10) $x_\gamma = E_\gamma^i/E_p$ et que $E_p = E_\gamma^i + E_{p'}$ on obtient la valeur de Q_{min}^2 :

  $$Q_{min}^2 = \left(\frac{x_\gamma^2}{1-x_\gamma}\right) M^2 \tag{2.23}$$

dans ce cas, on génère t^2 dans l'intervalle :

$$1 \leq t^2 \leq t_0^2 \tag{2.24}$$

t_0^2 est pris assez grand, ce qui correspond à de grandes valeurs de Q^2 qui vont être éliminées par la suite dans la section efficace élastique par le facteur de forme du proton.

- Cas des résonances ($M + m_\pi \leq W_h \leq 1.8$ GeV) : Dans le cas des résonances et à partir de la relation 1.35 et des limites sur la masse hadronique caractérisants cette région, on déduit :

$$Q^2_{min} = \left(\frac{x}{1-x}\right)\left[(M + m_\pi)^2 - M^2\right] \tag{2.25}$$

$$Q^2_{max} = \left(\frac{x}{1-x}\right)\left[(1.8)^2 - M^2\right] \tag{2.26}$$

Les limites sur t^2 seront alors,

$$1 \leq t^2 \leq \frac{(1.8)^2 - M^2}{(M + m_\pi)^2 - M^2} \tag{2.27}$$

- Cas des événements inélastiques non résonants : les valeurs limites du Q^2 étant tirées de la relation 1.35 où $W_h > 1.8$ GeV.

$$Q^2_{min} = \left(\frac{x}{1-x}\right)\left[(1.8)^2 - M^2\right] \tag{2.28}$$

$$Q^2_{max} = \left(\frac{x}{1-x}\right) s \tag{2.29}$$

d'où on déduit les limites sur t^2 :

$$1 \leq t^2 \leq \frac{s}{(1.8)^2 - M^2} \tag{2.30}$$

2.2.2.3 Limites sur u^*:

Soit

- $u^* = \cos\theta^*$ le cosinus de l'angle du photon sortant par rapport au photon entrant, dans le système du centre de masse de la réaction $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$.

- $\cos\theta_e$ le cosinus de l'angle de l'électron sortant par rapport à la direction du proton incident, dans le système du laboratoire.
- $\cos\theta_\gamma$ le cosinus de l'angle du photon sortant par rapport à la direction du proton incident, dans le système du laboratoire.
- β la vitesse du centre de masse $(e-\gamma)$. Elle est définie par rapport à la direction du proton incident et prend ses valeurs dans]-1,1[.
- soit u_{min} et u_{max} les limites de $\cos\theta$ dans le laboratoire (acceptance du détecteur).

Pour avoir les limites sur u^* on doit avoir recours à une transformation de Lorentz (en supposant que le photon quasi réel est parti dans la direction du proton incident) :

$$\begin{bmatrix} E^*_\gamma \\ p^*_{\gamma x} \\ p^*_{\gamma y} \\ p^*_{\gamma z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_\gamma \\ p_{\gamma z} \\ p_{\gamma y} \\ p_{\gamma z} \end{bmatrix} \tag{2.31}$$

Où :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

donc :

$$E^*_\gamma = \gamma(E_\gamma - \beta p_{\gamma z}) \tag{2.32}$$

$$p^*_{\gamma z} = \gamma(p_{\gamma z} - \beta E_\gamma) \tag{2.33}$$

sachant que $p^*_{\gamma z} = E^*_\gamma \cos\theta^*_\gamma$ et que $p_{\gamma z} = E_\gamma \cos\theta_\gamma$ et en faisant le rapport des équations (2.33) et (2.32) on obtient :

$$\cos\theta^*_\gamma = \frac{\cos\theta_\gamma - \beta}{1-\beta\cos\theta_\gamma} \tag{2.34}$$

de la même façon on peut déduire :

$$\cos\theta^*_e = \frac{\cos\theta_e - \beta}{1-\beta\cos\theta_e} \tag{2.35}$$

Les deux particules (photon et électron) devant être dans l'acceptance du détecteur dans le laboratoire :

$$u_{min} \leq \cos\theta_\gamma \leq u_{max} \tag{2.36}$$

$$u_{min} \leq \cos\theta_e \leq u_{max} \tag{2.37}$$

à partir des relations (2.34 et 2.36) on obtient alors les premières limites sur u^* :

$$\frac{u_{min} - \beta}{1 - \beta u_{min}} \leq u^* \leq \frac{u_{max} - \beta}{1 - \beta u_{max}} \tag{2.38}$$

Sachant que :

$$\cos\theta^*_\gamma = -\cos\theta^*_e \tag{2.39}$$

à partir des relations (2.35 et 2.37) on déduit aussi :

$$\frac{\beta - u_{max}}{1 - \beta u_{max}} \leq u^* \leq \frac{\beta - u_{min}}{1 - \beta u_{min}} \tag{2.40}$$

des deux relations (2.38 et 2.40) on a finalement :

$$u^*_{min} = sup\left(\frac{u_{min} - \beta}{1 - \beta u_{min}}, \frac{\beta - u_{max}}{1 - \beta u_{max}}\right) \tag{2.41}$$

$$u^*_{max} = inf\left(\frac{u_{max} - \beta}{1 - \beta u_{max}}, \frac{\beta - u_{min}}{1 - u_{min}}\right) \tag{2.42}$$

A partir de là, on voit que les valeurs maximum maximurum de u^* sont données par l'acceptance du détecteur dans le laboratoire :

$$u_{min} \leq u^* \leq u_{max} \tag{2.43}$$

A partir de la relation (2.34), on peut déduire aussi que :

$$\beta = \frac{\cos\theta_\gamma - \cos\theta^*_\gamma}{1 - \cos\theta_\gamma \cos\theta^*_\gamma} \tag{2.44}$$

On voit que β prend ses valeurs extremums quand le photon est émis à 90^o dans le système du centre de masse de la réaction $e\gamma^* \to e\gamma$:

$$\beta = \cos\theta_\gamma \tag{2.45}$$

Dans ce cas, la valeur maximale du "boost" de Lorentz dans la direction de l'électron incident (correspondant aux petites masses invariantes) est égale à la valeur minimale de β (proche de -1) ayant pour valeur :

$$\beta_{min} = \cos\theta_{max} \tag{2.46}$$

2.2.3 Normalisations :

Les limites des variables cinématiques étant déterminées, les sections efficaces de normalisations (sections efficaces approchées utilisées dans la première étape de génération) sont calculées dans les trois cas : élastique, inélastique résonant et inélastique avec une masse hadronique supérieure à 1.8 GeV.

soit σ_e cette section efficace dans le cas élastique, σ_r dans le cas des résonaces et σ_i dans le cas inélastique non résonant. On choisi trois valeurs k_1, k_2 et k_3 représentant des limites supérieures au poids des événements que l'on veut générer, respectivement, dans le cas élastique, résonant et inélastique non résonant. On définit alors le nombre d'événements à génerer (pour une Luminosité intégrée donnée $\mathcal{L}$) pour chacune des configurations précédentes par :

$$N_1 = k_1 \mathcal{L} \sigma_{\rceil} \tag{2.47}$$

$$N_2 = k_2 \mathcal{L} \sigma_{\bigtriangledown} \tag{2.48}$$

$$N_3 = k_3 \mathcal{L} \sigma_{\rangle} \tag{2.49}$$

avec

$$N = N_1 + N_2 + N_3$$

Le choix de générer un événement élastique, résonant ou inélastique non résonant, se fait en tirant un nombre au hasard $\mathcal{H}$. On génère :

- un événement élastique si

$$N_1/N \geq \mathcal{H}$$

- un événement inélastique non résonant si

$$(N_1 + N_2)/N < \mathcal{H}$$

- un événement résonant dans les autres cas.

Finalement, le programme s'arrêtera quand le nombre total d'itérations sera égal à N

Il faut noter que, dans le cas inélastique non résonant, pour obtenir la section efficace de normalisation, on effectue une intégration numérique de la fonction $F_2(x)/x$, où $F_2(x)$ est la fonction de structure du proton [4]. Cette intégration est faite entre x_{min} et x_{max} sur cent intervalles égaux en $\ln(x)$. On calcule aussi $S(i)$, les 100 valeurs de l'intégrale (normalisée) de $F_2(x)/x$ entre x_{min} et $x(i)$:

$$S(i) = \left[\int_{x_{min}}^{x(i)} F_2(x) d(\ln x)\right] / \left[\int_{x_{min}}^{x_{max}} F_2(x) d(\ln x)\right] \qquad (2.50)$$

Ces intégrales normalisées sont mise en mémoire pour être utilisées, par la suite, pour le tirage de la variable x.

Dans le cas inélastique résonant, la normalisation est déterminée à partir de la valeur maximum de $f_{\gamma^*/p}$, compte tenu de la superposition des trois $Breit - Wigner$ de la relation (2.14) correspondants aux résonances Δ, $N^*(1520)$ et $N^*(1688)$.

2.2.4 Génération des variables :

Après initialisation, détermination des limites sur les variables cinématiques et détermination des normalisations, les variables de l'événement élastique, résonant ou inélastique non résonant, sont générées conformément à ce qui suit :

2.2.4.1 Génération de x_γ:

La variables x_γ est générée suivant dx_γ/x_γ^2. Pour cela, on tire un nombre au hasard $\mathcal{H}$ et on définit la variable x_γ par :

$$x_\gamma = x_\gamma^{min} / \left[1 - \mathcal{H}\left(\infty - (\S_\gamma^{\Updownarrow\rangle\backslash} / \S_\gamma^{\Updownarrow\dashv\S})\right)\right]$$

De cette valeur, et à partir de (2.23), on détermine Q^2_{min} dans le cas élastique.

[4]Puisqu'on ne s'intéresse qu'aux événements à très petit Q^2, les fonctions de structure que l'on a utilisées ne sont fonctions que de la variable x (voir le chapitre 6 pour les différentes fonctions utilisée dans le programme).

2.2.4.2 Génération de x et de la masse hadronique W_h:

La variable x est générée de la façon suivante :

- Dans le cas inlélastique non résonant : Si on note E_q l'énergie du quark émettant le photon quasi réel, on a alors $x \simeq E_q/E_p$. Sachant que $x_\gamma \simeq E^i_\gamma/E_p$ et que, dans ce cas, l'énergie du photon émis par le quark ne peut dépasser l'énergie de ce dernier, on déduit alors les limites sur x :

  $$x_\gamma \leq x < 1 \tag{2.51}$$

  Les limites les plus larges sur x sont alors :

  $$x_\gamma^{min} \leq x < 1 \tag{2.52}$$

  où x_γ^{min} est tiré de la relation (2.18). Il faut noter que dans le cas inélastique non résonant à $Q^2 \sim 0$ le modèle des quarks-partons n'est plus applicable. Pour déduire les limites sur x, un raisonnement comme celui que l'on a évoqué, ci-dessus, n'est plus valable, néanmoins on peut montrer que les limites les plus lâches sur x sont toujours données par la relation (2.52).

  La variable x est tirée suivant la distribution de $F_2(x)/x$, en utilisant les intégrales normalisées $S(i)$ (voir le paragraphe sur la normalisation). on tire un nombre au hasard $\mathcal{H}$ et on fait une boucle sur les cent valeurs de $S(i)$. Alors si $S(i) \geq \mathcal{H}$, la variable x prend pour valeur :

  $$x = \exp\left[(1 - \frac{2-i}{100}) \ln x_\gamma^{min} + \frac{\mathcal{H} - \mathcal{S}(\rangle - \infty)}{\mathcal{S}(\rangle) - \mathcal{S}(\rangle - \infty)} \Delta(\ln x)\right] \tag{2.53}$$

  où on a fait une interpolation linéaire de $S(i)$ entre les deux points x_{i-1} et x_i. Ensuite, on corrige $f_{\gamma^*/p}$, grâce à un second tirage en tenant compte, cette fois-ci, de la fonction $\Phi(x, Q^2)$ (relation 2.15).

- Dans le cas des résonances, on génére x d'une façon plate, dans les limites qu'on a définit précédement. On tire un nombre au hasard, $\mathcal{H}$, et on pose :

  $$x = \mathcal{H} \tag{2.54}$$

  A partir de là, on génère Q^2 (comme on le verra par la suite) et on déduit la masse hadronique W_h, à partir de la relation (1.35). Comme on veut générer cette masse hadronique selon la superposition des trois $Breit - Wigner$, Σ, correpondants aux résonances Δ, $N^*(1520)$ et $N^*(1688)$, on tire un autre nombre au hasard $\mathcal{H}'$ et on impose :

$$\Sigma > \mathcal{H}' \tag{2.55}$$

2.2.4.3 Génération de Q^2:

Au lieu de générer directement Q^2, qui dépend de x_γ (et éventuellement de x), on va tirer une variables t^2, qui ne dépend ni de x ni de x_γ, définie par :

$$t^2 = Q^2/Q^2_{min}$$

mais telle que $dt^2/t^2 = dQ^2/Q^2$.

On génère alors t^2 à partir d'un nombre au hasard, $\mathcal{H}$:

$$t^2 = \exp\left(\mathcal{H} \ln\left(Q^2_{max}/Q^2_{min}\right)\right)$$

et on déduit la valeur de Q^2 :

$$Q^2 = Q^2_{min} t^2$$

A partir de là, x_γ,x et Q^2 étant générés, on génère φ l'angle azimutal du système $(e - \gamma)$ dans le laboratoire (angle azimutal du photon quasi réel) d'une façon isotrope et on déduit :

- La valeur de la masse invariante W (à partir de la relation 1.37) et l'impulsion $(\vec{p})$ du système $(e - \gamma)$ dans le système du laboratoire.
- La masse hadronique W_h, dans le cas inélastique, à partir de la relation (1.35).

  On doit noter qu'aucune hadronisation n'est effectuée sur la masse hadronique générée. Ceci est dû au fait que l'on ne s'intéresse qu'aux événements élastiques ou inélastiques à petit Q^2 où les hadrons sont émis à très bas angle et donc ne sont pas vus dans le détecteur principal.
- La direction du photon et de l'électron incidents dans le système du centre de masse (dans le système de coordonnées du laboratoire).

2.2.4.4 Génération de u^* et de φ^*:

Maintenant, il nous reste à déterminer les angles d'émission du photon (ou l'électron) dans le système du centre de masse de la réaction $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$. Le tirage de u^* se fait en $du^*/(1+u^*)$, à partir d'un nombre au hasard $\mathcal{H}$, la variable u^* prend alors pour valeur :

$$u^* = (1 + u^*_{min}) \exp \left[\mathcal{H} \ln (\infty + \sqcap^*_{\Updownarrow\dashv\S})/(\infty + \sqcap^*_{\Updownarrow\rangle\backslash})\right] - 1$$

φ^* est tiré uniformément.

2.2.5 Changement de repère du centre de masse au laboratoire :

Toutes les variables caractérisant l'événement étant générées, on peut alors calculer les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules mises en jeu lors de la réaction $e\gamma^* \rightarrow e\gamma$ dans le système du centre de masse et dans le laboratoire. Cela nécessite deux transformations :

- L'axe de la collision $e\gamma^*$ dans le centre de masse (dans lequel a été défini u^* et φ^*) n'est pas forcément l'axe des faisceaux (ep) dans le laboratoire. En fait ceci dépend de la virtualité du photon émis par le proton, plus le photon est virtuel, plus les deux axes s'éloignent l'un de l'autre. La première transformation est donc une rotation pour faire coïncider les deux axes.
- Une fois que l'on est dans le même système de coordonnées, la deuxième transformation est une transformation de Lorentz "classique" pour passer du repère du centre de masse à celui du laboratoire.

Il est à noter qu'une fois tous les paramètres obtenus dans le laboratoire, et puisqu'on les a générés sur des coupures trop larges, on applique à nouveau des coupures, sur ces différents paramètres, à savoir : $\cos\theta$, E_{vis}, P_t, $\Delta\varphi$, etc...

2.2.6 Correction de la section efficace (utilisation de la section efficace exacte):

Une fois toutes les variables caractérisant un événement fixées, on calcule la valeur de la section efficace différentielle exacte pour cet événement (à savoir : pour l'ensemble de variables le caractérisant) et on la compare

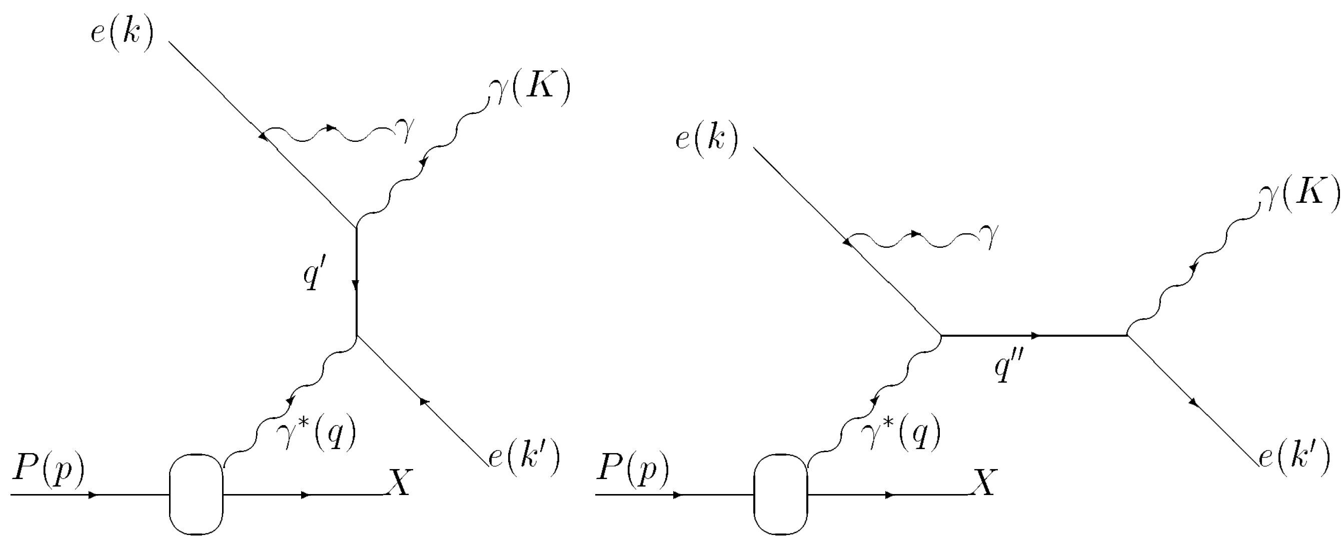


Figure 2.1: Correction radiative sur la ligne de l'électron incident du Compton

avec la valeur de la section efficace differentielle approchée, utilisée dans la génération. On calcule ainsi le poids de cet événement égal à :

$$poids = d\sigma_{exacte}/d\sigma_{gen} \tag{2.56}$$

On va voir, par la suite, qu'une coupure sur la coplanarité et l'impulsion transverse de ces événements permet de se restreindre à ceux présentant de petites valeurs du poids. Evénements pour lesquels ce Monte Carlo a été fait. On controlera, à la fin du programme qu'aucun événement accepté n'avait, compte tenu des renormalisations, un poids supérieur à un.

2.2.7 Les corrections radiatives :

Une caractéristique importante du Monte Carlo est que l'on peut introduire une correction radiative sur la ligne de l'électron incident (figure 2.1). On doit tenir compte de cette contribution parce que le photon radiatif et le photon final de la diffusion Compton sont complètement discernables : l'un continue dans la direction de l'électron incident alors que l'autre est émis à angle fini. Bien qu'il s'agisse d'une contribution avec un α supplémentaire, elle a des effets importants, tant sur les distributions des paramètres observés que sur les normalisations.

Le spectre de photons émis par l'électron incident est généré dans l'approximation du "pic", où les photons radiatifs sont émis à angle nul, par rapport à la direction de l'électron , suivant la loi de probabilité [34]:

$$\frac{dP(k)}{dk} = \frac{\beta}{k^{1-\beta}}\left(1 - k + \frac{k^2}{2}\right) \tag{2.57}$$

Où β est donné par la formule

$$\beta = \frac{2\alpha}{\pi}\left[\ln\left(\frac{2E_e^i}{m}\right) - \frac{1}{2}\right] \tag{2.58}$$

La relation (2.57) donne la probabilité d'émission par l'électron d'un photon dont la fraction d'énergie $k = E_\gamma/E_e^i$ est comprise entre k et $k+dk$.

Il faut noter que la probabilité d'emettre des photons radiatifs "durs" (à grandes valeurs de k) est faible. Toutefois ils conduisent à diminuer fortement l'énergie du centre de masse $(e-\gamma)$ et donc à de faibles valeurs de la masse invariante W (puisque $W \propto E_e^i$ et que E_e^i se trouve très diminuée par émission d'un photon très énergique). Cela entraine une grande section efficace de ces événements, celle-ci étant en dW/W^3. Le programme, en cas de correction radiative, utilise l'énergie de l'électron après radiation. Mais il faut donner de grands poids à ces événements, puisque, au début du programme, on a utilisé l'énergie nominale pour calculer la normalisation absolue. Pour éviter ce genre d'événements, on impose une coupure sur l'énergie visible E_{vis}.

En fait l'électron, après correction radiative de fraction d'énergie k, aura pour énergie $(1-k)E_e^i$. L'énergie visible devient alors :

$$E_{vis} = (1-k)E_e^i + E_\gamma^i$$

Donc imposer une valeur inférieure à E_{vis} : $E_{vis} \geq E_0$ signifie que l'on rejette tous les événements à photons "durs" (grands k) puisque k doit être inférieur à une valeur supérieure k_0 telle que:

$$k_0 = \frac{(E_e^i + E_\gamma^i) - E_0}{E_e^i}$$

2.2.8 Description technique du Monte Carlo

Le programme qui génère de tels événements COMPTON 2.00 a été créé par A.Courau [35] en version Fortran 77; son implémentation sur l'IBM de Lyon ainsi que sur celui de DESY sous forme d'une librairie CMZ a été faite par T.Carli avec notre contribution [36, 37]. Le schéma global du programme est donné dans le tableau (2.1). Dans ce qui suit on va expliquer les principales routines qui y sont incluses.

Tableau 2.1: principales routines de COMPTON 2.00

1. H1GEN est la routine principale standard pour tous les générateurs de H1. Cette routine, après avoir chargé les mémoires nécessaires, appelle la routine GCOMPT propre au générateur COMPTON. C'est une routine principale (coté H1 standard), puisque c'est à l'intérieur que sont appelées toutes les autres routines de génération, ainsi que celles de création de banques de paramètres générés :

2. GCOINI : Cette routine standard de H1 appelle la routine HCPTIN qui sert à l'initialisation et la définition de toutes les variables de base, à savoir : l'acceptance du détecteur, le nombre d'événements à générer, l'énergie de l'électron incident E_e^i, l'énergie du proton incident E_p, la valeur à prendre pour la paramétrisation de la fonction de structure $F_2(x)$ dans le cas inélastique ainsi que les coupures cinématiques sur $\Delta\varphi$, P_t etc... Le tableau 2.2 montre le début de la sortie du générateur qui rappelle les différents paramètres mis dans HCPTIN.

3. Les valeurs par défaut définis dans HCPTIN peuvent être changées dans la routine GCOCHA suivant les conditions dans lesquelles l'utilisateur veut générer les événements.

4. GCOBEG appelle principalement trois routines :

   a. IMPR1 imprime la sortie du tableau 2.2 où on voit les coupures dans lesquelles les événements ont été générés.

   b. PREPA : c'est dans cette routine que l'on calcule les sections efficaces approchées servant à la normalisation dans les trois cas : élastique, résonant et inélastique non résonant. Les limites sur les différentes variables sont aussi calculées dans cette routine.

   c. HCPLOT initialise les histogrammes de sortie du générateur.

5. GENFIL : appelle GCOVRS pour avoir la version du programme utilisée, GJVERS donne la version du programme JETSET qui crée les vecteurs à la LUND pour chaque particule générée servant par la suite à la simulation. Les autres routines appelées, le sont pour créer les banques BOS du générateur pour : la cinématique GCOGKI, les particules mises en jeux et leur caractéristiques GCOGTR, la position du vertex GCOGVX..etc.. Ces banques seront, aussi par la suite, utilisées par le programme de simulation.

6. Les routines GUBEG, GUANA et GUEND ont été crées pour permettre à un utilisateur d'étudier juste les événements Monte Carlo, sans

```
                ****************************************
                * MONTE CARLO FOR QED COMPTON AT HERA  *
                *     WITH RADIATIVE CORRECTIONS       *
                ****************************************

**********************************************************************
*                                                                    *
*  F2(X)=(1-X)**3.[(35/32)SQRT(X)+0.2(1-X)**4]                       *
*  ELECTRON BEAM ENERGY    EE=     26.7 GEV                          *
*  PROTON BEAM ENERGY      EP=    820.0 GEV                          *
*  POLAR ACCEPTANCE        3.6< TETA < 176.0 DEGREES                 *
*                                                                    *
*                              VARIOUS CUTS :                        *
*                                                                    *
*  TR.MOMENTUM     :      SUM(PT)<   20.0 GEV                        *
*  ACOPLANARITY    :       D(PHI)<  45.00 DEGREES                    *
*  ELECTRON ENERGY :        E(EL)>    2.0 GEV                        *
*  PHOTON ENERGY   :        E(PH)>    2.0 GEV                        *
*  VISIBLE ENERGY  :  E(EL)+E(PH)> 20.00 GEV                         *
*                                                                    *
**********************************************************************
```

Tableau 2.2: Exemple de paramètres utilisés dans la génération utiliser la simulation.

7. La routine principale dans le programme de base de génération est COMAIN. Cette routine, appelle pour la génération des différentes variables, plusieurs routines que l'on va exposer :

   a. Après initialisation et calcul des normalisations pour les trois cas : élastique, résonant et inélastique non résonant, la décision de générer l'événement dans l'un ou l'autre de ces trois cas est faite dans la routine CHOOSE.

   b. Si l'utilisateur désire introduire des corrections radiatives sur la ligne de l'électron incident, la routine RADIAT est appelée.

   c. La routine ELAST génère les variables cinématiques dans la cas élastique.

   d. La routine INRES génère les variables cinématiques dans le cas d'un événement résonant.

   e. La routine INCNT génère les variables cinématiques dans le cas où l'événement est inélastique non résonant.

   f. La routine ANGLES sert à calculer les angles d'émission du photon sortant dans le système du centre de masse de la réaction $e\gamma^* \to e\gamma$.

   g. Les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules mises en jeu dans la réaction et du "boost de Lorentz", dans le centre de masse, sont déterminés dans la routine KINEMA. C'est aussi cette routine qui effectue la rotation évoquée précédement. La transformation de Lorentz HCPLOR donne finalement ces mêmes quadri-vecteurs dans le système du laboratoire.

   h. La routine HCPROB calcule la valeur de la section efficace differentielle exacte de l'événement généré. Le poids de cet événement est ainsi déterminé en faisant le rapport de cette valeur avec celle obtenue à partir de la section efficace approchée, utilisée dans la première étape de génération.

2.2.9 Résultats et distributions Monte Carlo

Le tableau 2.3 représente la sortie du générateur COMPTON, où l'on voit un exemple d'événement généré. On voit aussi les coupures introduites à priori sur les différentes variables et aussi les valeurs limites atteintes par

```
                  The Lund Monte Carlo - JETSET version 7.3
                  **  Last date of change:   3 Nov 1992  **

                           Event listing (summary)

  I  particle/jet KS     KF orig    p_x      p_y      p_z       E        m

  1  (e-)         11     11    0    0.000    0.000  -26.700   26.700    0.001
  2  (p+)         11   2212    0    0.000    0.000  820.000  820.000    0.938
  3  (e-)         11     11    1    0.000    0.000  -26.700   26.700    0.001
  4  e-            1     11    2   -1.110   -0.952  -11.157   11.252    0.001
  5  gamma         1     22    2    1.110    0.952  -15.461   15.530    0.000
                 sum: -1.00         0.000    0.000  -26.618   26.782    2.963

*****************************************************************************
*  BEFORE CUTS MAX WEIGHT :        0.88        6.99      893.67            *
*  AFTER CUTS  MAX WEIGHT :        0.76        0.97        0.85            *
*****************************************************************************
*  ELASTIC        :  1391.905 PICOBARN   (  1387.246 P-BARN    6446 EVTS ) *
*  WH < 1.8  GEV  :   140.101 PICOBARN   (   135.798 P-BARN     631 EVTS ) *
*  WH > 1.8  GEV  :   625.813 PICOBARN   (   628.845 P-BARN    2922 EVTS ) *
*  TOTAL          :  2157.820 PICOBARN   (  2151.888 P-BARN    9999 EVTS ) *
*                                                                           *
*  GENERATION     :    W >   0.00      TETA* >  2.60      EG >   0.01831   *
*  ELASTIQUE      :    W >   1.51      TETA* >  5.41      EG >   0.02715   *
*  WH < 1.8 GEV   :    W >   1.17      TETA* >  5.55      EG >   0.03251   *
*  WH > 1.8 GEV   :    W >   0.96      TETA* >  3.07      EG >   0.02789   *
*                                                                           *
*  ALU =   4.63384342      SECEFF=   2157.81958                            *
*  XNEV=   9998.99609                                                       *
*****************************************************************************
                         +------------------------+
                         |  JOB SUMMARY FOR JOB   |
                         +------------------------+
JOB STATISTIC:
--------------
Total number of records (events) processed:       10000
Total CPU time used:                             345.28 seconds
Average CPU time per record:                       0.03 seconds
```

Tableau 2.3: Statistiques de sortie à la fin de génération

Figure 2.2: Poids et acoplanarité en fonction de Q^2/W^2 pour les événements pondérés avant la coupure sur l'acoplanarité

ces dernières après génération. Ceci permet de s'assurer que les coupures ont été choisies suffisament lâches.

La figure 2.2 présente les distributions (à échelle logarithmique) du poids et de l'acoplanarité ($\pi - \Delta\varphi$) des événements pondérés, en fonction de la virtualité du photon émis par le proton, Q^2/W^2. On voit que plus on s'éloigne des petits Q^2/W^2, plus les événements générés possèdent un grand poids. La même remarque peut être faite pour la figure représentant l'acoplanarité ($\pi - \Delta\varphi$) en fonction de Q^2/W^2, où les relativement grandes valeurs de Q^2/W^2 correspondent à des événements acoplanaires (grandes valeurs de $\pi - \Delta\varphi$).

La figure 2.3 représente la distribution de l'angle d'acoplanarité des événements pondérés. La partie hachurée est la contribution des événements inélastiques. On voit que, aux petites valeurs de l'angle d'acoplanarité (coplanarité proche de π), les événements de QED Compton élastiques dominent ($\sim$ 70% avec une coupure de l'acoplanarité à 45^o) (partie non hachurée). Par contre plus les valeurs d'acoplanarité augmentent moins il y a de contribution élastique. En fait, une grande acoplanarité signifie que le système ($e - \gamma$) possède une grande impulsion transverse (P_t), et donc Q^2 est grand et on se rapproche du pôle de l'électron, ou encore, de la configuration de correction radiative dans la diffusion inélastique.

A partir de ces trois figures on constate que, pour éliminer, expérimentalement, les événements inélastiques qui devraient être générés avec de grands poids (et de grandes valeurs de Q^2/W^2), il suffit d'effectuer une coupure au niveau

Figure 2.3: Distribution de l'angle d'acoplanarité pour des événements pondérés

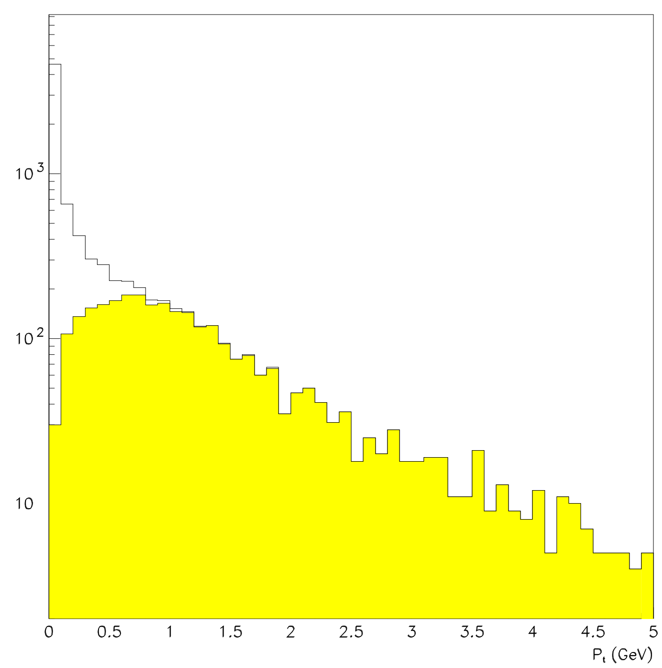
de l'angle de coplanarité $\Delta\varphi$. Dans la suite la coupure sur cet angle a été faite à $\pm 45^o$ (autour de π). L'utilisateur du Monte Carlo peut choisir différentes valeurs de cet angle. Il faut signaler que plus on se restreint aux petites valeurs de $(\pi - \Delta\varphi)$ plus le lot généré est dominé par les événements de QED Compton élastique.

Avec les coupures indiquées dans le tableau 2.1 on obtient des événements de QED Compton quasi réels dominés par le cas élastique (très petites valeurs de Q^2) avec des petites masses invariantes W (spectre en dW/W^3) et donc avec de très petites énergies du photon quasi réel. Rappelons l'ordre de grandeur des valeurs minimums de ces paramètres, pour lesquelles la section efficace est maximum:

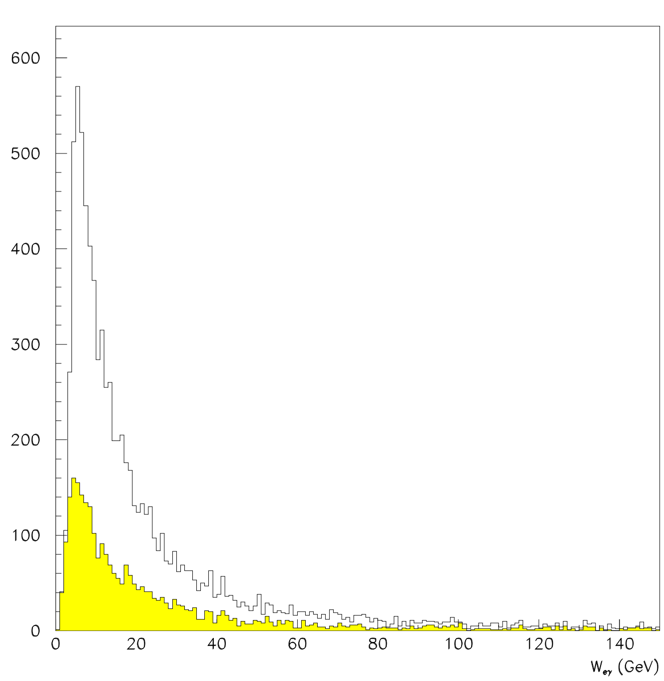
- $Q^2_{min} \simeq 1.52\ 10^{-9}$ GeV.
- $(E^i_\gamma)_{min} \simeq 32$ MeV.
- $W^2_{min} \simeq 2.56$ GeV^2.

Les figures 2.4 représentent respectivement, la distribution de l'impulsion transverse P_t (figure 2.4(a)) et de la masse invariante $W_{e\gamma}$ du système $(e - \gamma)$ final (figure 2.4(b)). La partie hachurée de ces distributions correspond à la contribution inélastique.

On doit noter que les événements à petits Q^2/W^2 (dominés par la contribution élastique) sont des événements à très petits P_t (de l'ordre de $\sim 100 MeV$). A priori, la sélection de tels événements pourrait se faire



(a) Distribution de l'impulsion transverse



(b) Distribution de la masse invariante

Figure 2.4: Impulsion transverse et masse invariante d'événements générés après coupure sur l'angle d'acoplanarité à 45^o, la partie hachurée est la contribution inélastique

en imposant une coupure supérieure sur l'impulsion transverse. En fait l'équation (1.40) implique que :

$$(P_t^2/W^2) \sim (Q^2/W^2) \tag{2.59}$$

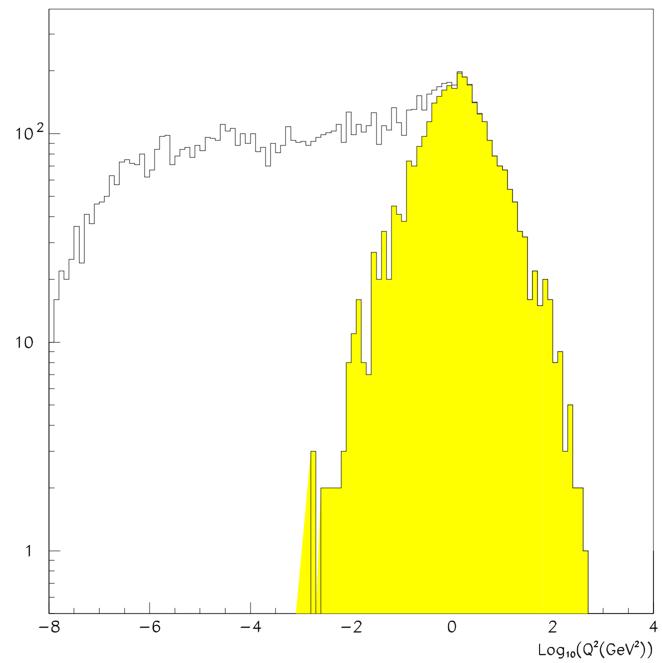
La condition $Q^2 \ll W^2$ implique alors que $P_t^2 \ll W^2$ et puisqu'on est dominés par les événements à petites valeurs de W^2, ceci signifie que P_t est très petit. Ne pouvant mesurer expérimentalement des valeurs d'impulsion très petites avec une bonne précision et puisqu'une coupure en coplanarité est similaire à une coupure en impulsion transverse, on a choisit, pour des petites masses invariantes, la coupure en coplanarité puisqu'elle est plus efficace.

Par contre, à grandes valeurs de la masse invariante, la coupure sur $\Delta\varphi$ n'est pas suffisante pour éliminer la contribution inélastique. Puisque, dans ce cas, $Q^2 \ll W^2$ n'implique pas que Q^2 a de petites valeurs, et donc une contamination d'événements inélastiques coplanaires à grands Q^2 peut apparaitre. Pour éliminer cette contribution, une coupure sur l'impulsion transverse P_t est nécessaire. D'où on voit sur le tableau (2.2) la coupure $P_t < 20$ GeV, prévue pour le cas de grandes masses invariantes générées.

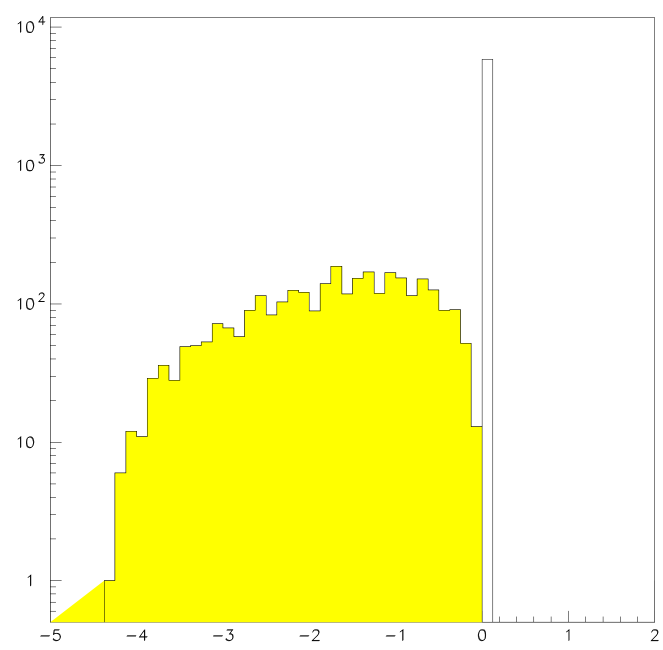
Les figures 2.5 représentent les distribution du Q^2 (figure 2.5(a)) et de $x_{Bjorken}$ (figure 2.5(b)) de tels événements après toutes les coupures. La partie hachurée est la contribution inélastique.

Les petites valeurs de la masse invariante impliquent que le système $(e-\gamma)$, dans le laboratoire, a une vitesse très importante. Dans ce cas le photon quasi réel possède une très petite énergie et donc le système $(e-\gamma)$ continue dans la direction de l'électron incident [5]. Les figures 2.6 montrent la distribution angulaire de l'électron et du photon finals, on voit la prédominance d'événements émis dans l'acceptance du BEMC $(151.5^o \leq \theta \leq 176.5^o)$. On voit aussi que l'électron a tendance à être émis à des angles plus petits (par rapport à la direction du proton incident) que le photon, ceci est dû au fait que la diffusion Compton favorise la rétrodiffusion dans le centre de masse de la réaction $\gamma^* e \rightarrow \gamma e$, et c'est le mouvement du centre de masse qui a tendance à éjecter les deux particules finales vers l'arrière.

[5] Il s'en déduit que l'électron et le photon finals sont observés vers l'arrière de H1 et spécialement dans le calorimètre BEMC (voir chapitre prochain)

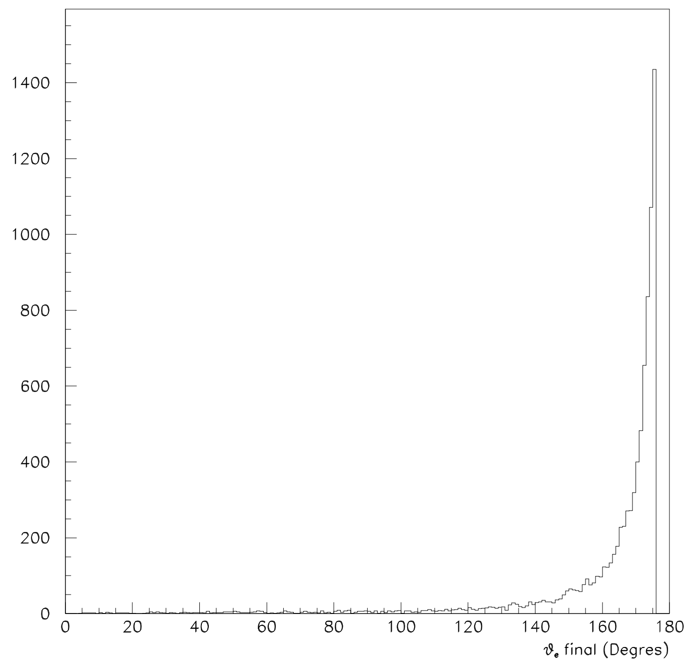


(a) Distribution de Q^2

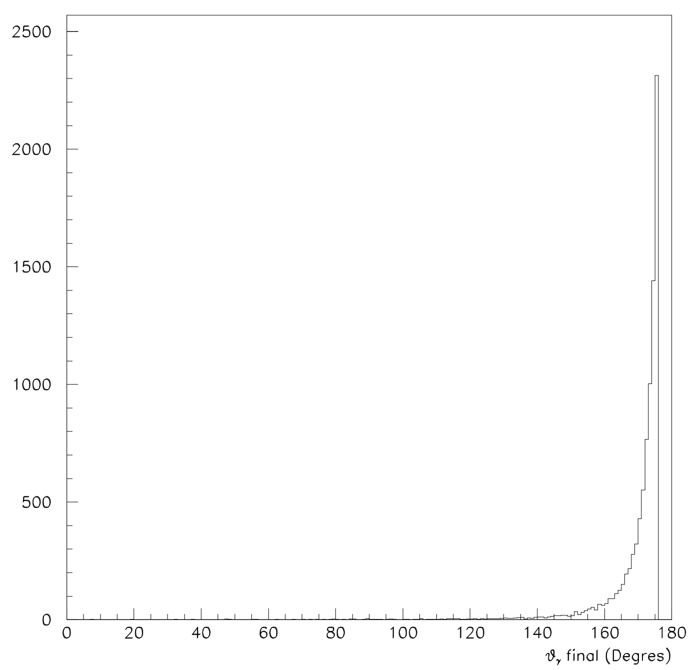


(b) Distribution de x_{bj}

Figure 2.5: Q^2 et x_{bj} d'événements générés après coupure sur l'angle d'acoplanarité à 45^o, la partie en hachures est la contribution inélastique



(a) Distribution de θ de l'électron final



(b) Distribution de θ du photon final

Figure 2.6: Distribution des angles d'émission de l'électron et du photon finals illustrant la prédominance d'événements à petites masses invariantes.

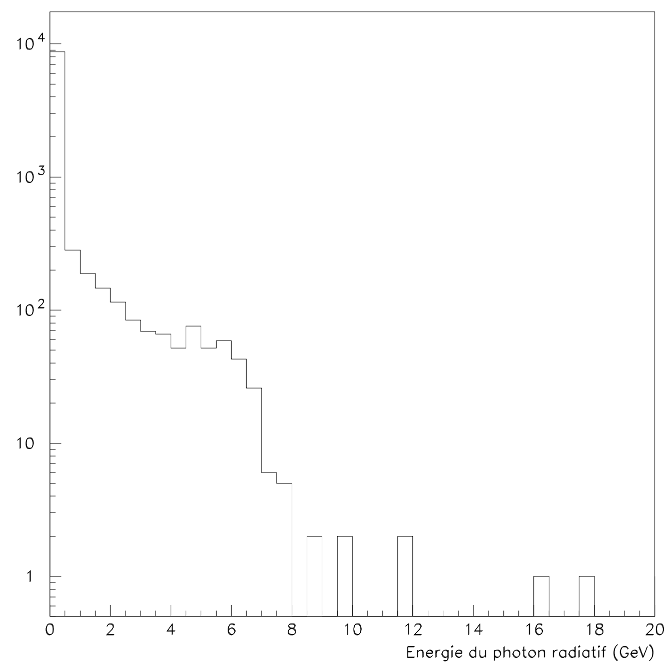
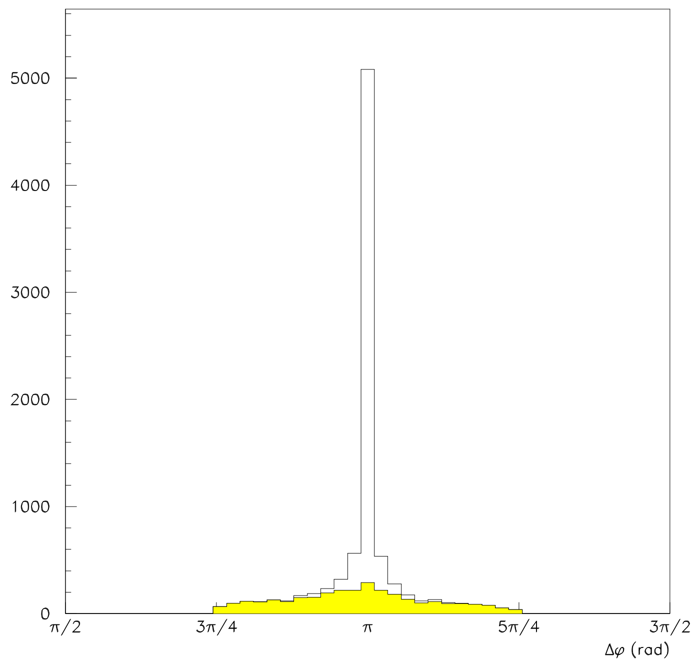


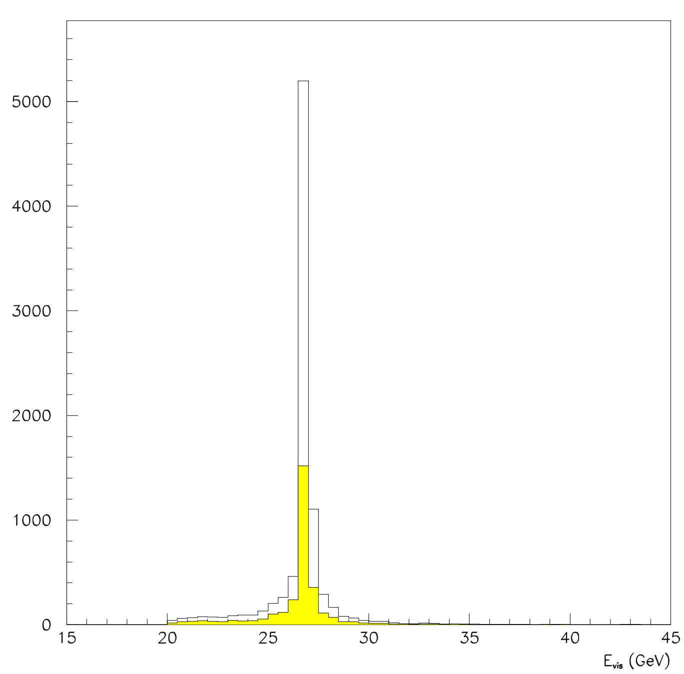
Figure 2.7: Energie du photon radiatif émis par l'électron

Comme indiqué au début du tableau 2.1, les événements qu'on présente ici ont été générés avec des corrections radiatives sur la ligne de l'électron entrant. La figure 2.7 illustre la distribution de l'énergie du spectre de photons radiatifs émis par l'électron incident, avant de collisionner avec le proton. On voit l'effet de la coupure que l'on a appliquée sur l'énergie visible du système $(e - \gamma)$ (tableau 2.1). La majorité des photons radiatifs ont leurs énergies inférieures à $\sim$ 7 GeV, les quelques événements à des valeurs plus grandes que cette valeur là correspondent à des événements avec des grandes masses invariantes.

La figure 2.8 représente la distribution de la coplanarité de tels événements. On voit que la majorité des événements ont un angle de coplanarité proche de π et que ce sont les événements inélastiques (partie hachurée) qui contribuent, pratiquement à 100%, à la queue autour de π. Le spectre de l'énergie visible (figure 2.9) est piqué à la valeur de l'énergie de l'électron incident, si on revient à l'équation (1.45), ceci veut dire que dans ces cas la masse invariante est très petite. La queue vers les petites valeurs de l'énergie visible est dûe aux corrections radiatives alors que celle vers les grandes valeurs (supérieures à 26.7 GeV) est dûes aux événements à grandes masses invariantes.



(a) Distribution de l'angle de coplanarité



(b) Distribution de l'énergie visible

Figure 2.8: Coplanarité et énergie visible du système $(e-\gamma)$, la partie hachurée est la contribution inélastique.

2.3 De la géneration à la simulation:

On a dit que le Monte Carlo COMPTON 2.00 était associé à JETSET 7.3, qui sert, en fait, à associer à chaque particule i (dans notre cas), initiale ou finale, 2 vecteurs $P(i,j)$ et $K(i,j)$ $(j = 1, 5)$ où : $P(i,j)$ est le vecteur (p_x, p_y, p_z, E, m) et $K(i,j)$ représente les caractéristiques de chaque particule, à savoir: $K(i,1)$ information si la particule apparait dans l'état final ou non, $K(i,2)$ le code de la particule à la PDG, $K(i,3)$ le numéro du vertex d'où provient la particule, $K(i,4)$ et $K(i,5)$ respectivement le numéro de la première particules fille et de la dernière. Ce sont ces vecteurs qui vont être transferés au programme de simulation du détecteur H1: H1SIM.

L'évolution des particules générées dans le détecteur est simulée par H1SIM qui fait un suivi, pas à pas, de chaque particule dans les différents milieux et dans la géométrie compliquée de H1. Les interactions des particules, primaires et secondaires, hadroniques ou électromagnétiques y sont incluses, en tenant en compte les différentes sections efficaces.

H1SIM utilise, principalement, le programme GEANT/GEISHA du CERN [38] adapté au contexte d'un détecteur comme H1. La gestion des entrées-sorties se fait grâce au système BOS-FPACK [39, 40, 41, 42]. Ce programme est constitué principalement de 3 parties : la simulation par GEANT/GEISHA, la création des banques de “digits” et enfin la simulation du système de déclenchement.

2.3.1 GEANT/GEISHA :

C'est la partie la plus importante de la simulation (en fait c'est elle qui consomme la majeure partie du temps de CPU). Comme on l'a dit au début de cette section, à l'entrée de ce programme on a les vecteurs de LUND associés aux particules générées. En sortie on a ce que l'on appelle les banques de “HITS”. Ces banques contiennent les coordonnées des particules à l'entrée et la sortie de chacun des volumes actifs du système de traces et l'énergie déposée dans les différentes cellules des calorimètres.

Entre l'entrée et la sortie de ce module, il y a tout un suivi des particules (primaires et secondaires) et de leurs interactions avec le milieu des différents sous détecteurs de H1 : génération de particules secondaires, évolution dans le système de traces, développement des gerbes d'énergie dans les calorimètres etc... Cette simulation est faite dans le programme H1SIM, programme qui simule le détecteur H1.

On va considèrer plus en détail la simulation des gerbes dans les calorimètres, non seulement parce qu'elle consomme une grande partie du temps de simulation, mais aussi parcequ'on va l'utiliser, ultérieurement, pour l'identification de gerbes électromagnétiques. La simulation "détaillée" de celles ci est faite grâce à GEANT alors que celle des gerbes hadroniques est faite par GEISHA. Dans celle-ci, on utilise le contenu détaillé de chaque partie du calorimètre. Cette simulation en détail du développement des gerbes dans le calorimètres "coute" beaucoup au niveau temps de calcul, et généralement on a recours à des paramétrisations du développement de ces gerbes dans un milieu "effectif" ou moyen. H1SIM pour sa version "fast" (rapide), utilise le programme GFLASH [43] . Dans ce dernier un module d'un calorimètre à échantillonnage est décrit comme rempli d'un seul milieu effectif. Les fluctuations de la gerbe dûes à l'échantillonnage sont prises en compte dans la conversion entre l'énergie déposée et la fraction de cette énergie qui est visible dans la partie active du calorimètre [44].

Ainsi le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique est paramétrisé par [45] (figure 2.9):

$$\frac{1}{E}\frac{dE}{dz} = \frac{\beta}{\Gamma(\alpha)}(\beta z)^{\alpha-1} exp(-\beta z) \tag{2.60}$$

Où z est le développement longitudinal (en unité de longueur de radiation X_0), α et β étant des coefficients sans dimension dépendant logarithmiquement de l'énergie E de la particule incidente.

La paramétrisation du développement latéral de la gerbe est décrit par [46]:

$$\frac{1}{E}\frac{dE}{dr} = \frac{2rR_{50}^2}{(r^2 + R_{50}^2)} \tag{2.61}$$

où r est le développement radial de la gerbe, R_{50}^2 étant une fonction de l'énergie incidente E et de la profondeur de la gerbe.

Les gerbes hadroniques, sont décrites par la superposition de deux fonction Gamma, de type (2.60) [47], l'une décrivant la composante électromagnétique de la gerbe ($\pi^0 \to 2\gamma$) et l'autre la composante purement hadronique.

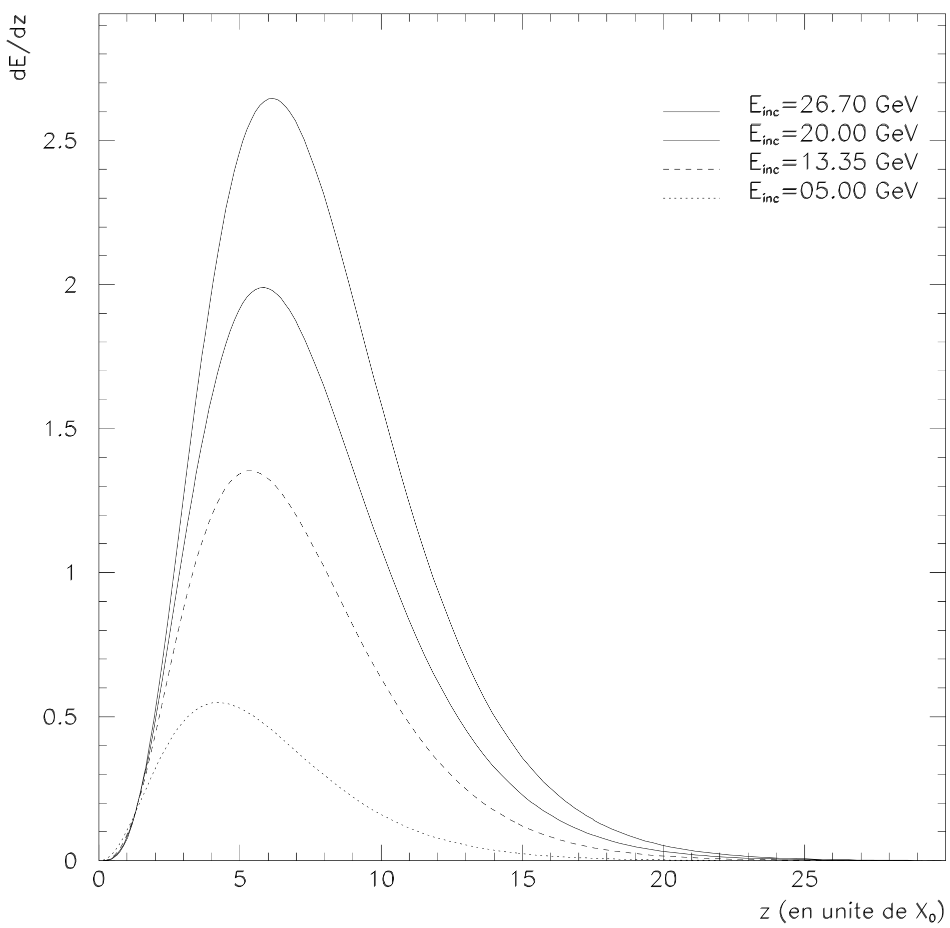


Figure 2.9: Forme du développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique à la GFLASH

Dans la version rapide de simulation de H1SIM, GFLASH utilise la paramétrisation suivante (incluant les deux précédentes) :

$$dE_{dp}(r) = E_{dp} f(z) dz f'(r) dr f''(\varphi) d\varphi \qquad (2.62)$$

Où $f(z)$ et $f'(r)$ représentent respectivement le développement de la gerbe électromagnétique longitudinal et transverse. Leurs valeurs sont données par les relations (2.60 et 2.61). Le développement transverse est considéré de façon isotrope (f''=constante).

Puisque la simulation rapide du développement de gerbes électromagnétiques, par paramétrisation de ces dernières, donne des résultats très proches de la simulation détaillée [48], en plus du gain du temps de calcul et du fait que le processus que l'on étudie donne uniquement des particules électromagnétiques vues dans H1, on a opté pour la simulation de ces événements par la version "fast" de H1SIM à la GFLASH. Pour avoir une idée sur le temps de calcul utilisé: on a (à peu près) 0.03 secondes pour générer un événement de QED Compton, la simulation rapide d'un tel événement prend 13 secondes alors que la simulation détaillée consomme ~ 200 secondes par événement ! (sur la machine SGI à DESY).

2.3.2 La digitisation :

Dans ce module, les banques de "hits" en sortie du module précédent sont transformées en banques de "digitisations" qui contiennent la réponse du détecteur sous une forme similaire à celle des données réelles, à savoir : le numéro de canal, adresse des fils, le nombres d'ADC, etc....

2.3.3 La partie trigger (simulation):

Une fois les banques de digitisation crées, ce module va les utiliser pour simuler la réponse du système de déclenchement implémenté dans H1. Jusqu'à présent cette partie n'est pas bien implémentée dans la simulation. C'est pour cette raison que l'on va créer des algorithmes basés sur les paramètres reconstruits pour simuler les système de trigger de nos événements .

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Chapitre 3

Dispositif expérimental

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré au dispositif expérimental, grâce auquel cette étude a été faite. Au lieu d'une description séparée du détecteur H1 et de la machine à collisionner électrons et protons, on a préféré faire suivre les particules mises en jeux dans ces interactions, depuis le tout début de leur "création" jusqu'au "boom" final qui donne, après interaction, des particules plus ou moins nombreuses, traversant les différentes parties du détecteur.

3.2 HERA et son systéme de préaccélération:

Avant d'atteindre l'anneau de stockage PETRAII (figure 3.1), électrons et protons suivent des itinéraires différents [1][49] :

Du côté des électrons, on part d'un paquet de 4 10^{10} électrons qu'on accélère jusqu'à une énergie de 500 MeV, grâce à l'accélérateur linéaire LINACI. L'énergie atteint 7 GeV lorsque ce paquet est accéléré dans le synchrotron DESYII. Le paquet ainsi obtenu est injecté dans l'anneau PETRAII dans lequel il atteindra une énergie de 12 GeV. Cette opération est répetée 70 fois avec à chaque fois un nouveau paquet d'électrons. A la fin de ceci les paquets d'électrons ainsi accélerés sont injectés dans l'anneau de HERA conçu pour le faisceau d'électrons, où leur énergie atteint 26.7 GeV en fin d'accélération. L'opération décrite ci-dessus repetée 3 fois, dure 15

[1] Les nombres donnés ici correspondent au nombre nominal de 210 paquets de protons et d'électrons dans leurs anneaux respectifs.

mn, pour avoir à la fin 210 paquets d'électrons, ou 0.8 10^{13} électrons à 26.7 Gev.

Du côté des protons, on part avec des paquets de 10^{11} ions d'hydrogène H^- accélérés jusqu'à 50 MeV par le LINACIII (figure 3.1). Ces ions sont ensuite injectés dans le synchrotron DESYIII pour atteindre une énergie de 7.5 GeV. L'opération est répetée pour 10 paquets H^- identiques au précédent. Dans DESYIII, les ions H^- sont doublement ionisés pour les transformer en protons. Cette opération est repetée 7 fois (depuis le paquet à 10^{11} ions jusqu'à la double ionisation). Les paquets ainsi obtenus sont injectés dans PETRAII pour atteindre une énergie de 40 GeV. C'est le premier anneau commun dans l'itinéraire des électrons et des protons. Les protons ainsi obtenus (40 GeV) sont injectés, par la suite, dans l'anneau de protons de HERA. L'opération ainsi décrite est repétée 3 fois, pour aboutir finalement à 210 paquets de protons ou 2.1 10^{13} protons à une énergie de 820 GeV. La durée totale du remplissage des protons est à peu près de 20 mn.

La particularité de HERA[2] est que l'on a deux types de particules mises en jeu et que les faisceaux d'électrons et de protons circulent dans deux anneaux complètement différents. Les principales caractéristiques de ce collisionneur sont montrées dans le tableau 3.1 [50].

L'anneau d'électrons est constitué d'aimants classiques et de cavités "Radiofréquence"(RF) supraconductrices. La puissance RF disponible actuellement limite l'énergie des électrons à 26.7 GeV. Les électrons ont la particularité de perdre leur énergie, lors de l'accélération, par rayonnement synchrotron. Cette énergie est compensée par le système de cavités RF, qui fournit également de l'énergie aux électrons pendant leur stockage. Ceci se voit d'ailleurs, dans la différence des puissances fournies par les cavités RF dans le cas des électrons et celui des protons (tableau 3.1), où le rayonnement synchrotron est négligeable.

Il est aussi possible de polariser longitudinalement les faisceaux d'électrons et ceci en installant un système de rotateurs de spin.

Les protons sont accélérés dans un anneau à aimants supraconducteurs (dipôles, quadrupôles et sextupôles), nécessaires à la production d'un champ magnétique intense permettant de déflechir les protons à cette énergie (820 GeV). Le refroidissement de ces aimants est assuré grâce à

[2] Hoch Energie Ring Anlage: collisionneur à haute énergie, ou encore Hadron Electron Ring Accelerator.

	Valeures nominales		Valeures actuelles		Unite
	electrons	protons	electrons	protons	
Energie	30	820	26.7	820	GeV
Nombre de paquets	210	210	84	84	
Nombre de particules	0.8	2.1	0.31	0.22	10^{13}
Temps séparant 2 paquets	96	96	96	96	ns
Temps de remplissage de HERA	15	20	30	120	mn
σ_x au point d'interaction	0.26	0.29	0.30	0.36	mm
σ_y au point d'interaction	0.02	0.07	0.07	0.10	mm
σ_z au point d'interaction	8	110	10	200	mm
Perte d'énergie par tour	127	$6.2\ 10^{-6}$	127	$6.2\ 10^{-6}$	MeV
Champ magétique	0.165	4.68	0.149	4.68	T
Energie à l'injection	14	40	12	40	GeV
Fréquence RF	499.8	52.03	499.8	52.03	MHz
Puissance RF	13.2	1	13.2	1	MW
Luminosité	$1.5\ 10^{31}$		$3.5\ 10^{29}$		$cm^{-2}s^{-1}$
Luminosité integrée/an	10^5		879		nb^{-1}

Tableau 3.1: Caractéristiques nominales et actuelles (1993) de HERA

Figure 3.1: HERA et son système de préaccélération

de l'hélium liquide. En fait, pour avoir cette hélium liquide, la plus grande centrale de liquefaction d'Europe a été construite sur le site de DESY.

Finalement, électrons et protons se trouvent "circulant" dans les deux anneaux de HERA. Ces deux anneaux sont dans le tunnel de HERA situé entre 10 et 25 mètres au dessous du site de DESY à Hambourg en république d'Allemagne. Comme le montre la figure 3.1, HERA a une circonférence de 6336 m. On a trois points sur l'anneau où les faisceaux d'électrons et protons pourraient se croiser. Deux d'entre-eux sont équipés de détecteurs : le détecteur H1 au hall *Nord* et le détecteur ZEUS [3] au hall *Sud*. Le hall *Est* est aussi fait pour accueillir une troisième expérience HERMES qui utilisera la polarisation du faisceau d'électrons pour des études d'interactions sur cible fixe. Enfin, l'anneau d'électrons peut aussi bien contenir des positrons, ce qui permettra en plus de faire des études d'interactions positrons-protons.

3.3 Le détecteur H1 :

Puisque l'on a "suivi" "nos" particules jusqu'à la formation de 210 paquets d'électrons d'une énergie de 26.7 GeV et du même nombre de paquets de protons d'une énergie de 820 GeV. On va continuer cette "poursuite" jusqu'à leur collision, en l'un des points d'interactions de HERA équipé du détecteur H1 (figure 3.2), dans lequel est faite toute l'étude qui suit [51, 52]. En fait, avec ce nombre de paquets et le contenu de chaque paquet en particules, la fréquence de croisement est très grande, autrement dit, l'intervalle séparant deux croisements est très petit (96 ns). Ceci donne une idée sur les contraintes de rapidité en ce qui concerne la décision de garder ou non l'événement en question. Avant de parler du système de déclenchement de l'acquisition et de reconstruction des événements, ainsi que du rejet des événements "inintéressants", on va parler du détecteur H1 lui même et de ses différentes parties qui servent, en fait, de base pour la mesure des énergies des particules et des traces des particules chargées ainsi que pour les différents niveaux de déclenchement permettant de distinguer entre ce qui est interaction et ce qui est bruit de fond.

En supposant que l'interaction ep (electron-proton) a lieu dans la zone nominale de $\pm 25cm$, à partir du point d'intéraction. Les particules produites lors de cette collision à $\sim$ 296 GeV d'énergie dans le système du

[3] H1 comme Hera1, on aurait tendance à préférer H2 que ZEUS..mais ...
Dans la mythologie grecque, Zeus est le frère de Hera divinité du mariage et de la fécondité....

Figure 3.2: Le détecteur H1

Figure 3.3: Le système de traces de H1

centre de masse de l'interaction, rencontrent respectivement: le système de traces, les calorimètres, la bobine supraconductrice et enfin les détecteurs de muons. Etant donné l'assymétrie des particules mises en jeux dans cette intéraction (électron+proton) et aussi l'assymétrie de leurs énergies respectives, le détecteur H1 est assymétrique (figure 3.2). La convention est telle que l'on appelle "avant" du détecteur la partie vers laquelle va le proton incident et où le reste du proton après interaction est émis. La partie arrière du détecteur est celle correspondant à la direction de l'électron incident ou à celle de la diffusion de ce dernier dans le cas des petits transferts de moment (Q^2). L'axe z étant suivant la direction du faisceau.

3.3.1 Le système de traces :

Cette combinaison de chambres proportionnelles et de chambres à dérive (figure 3.3) a plusieurs tâches et joue un rôle important dans H1. Son but principal est, bien sûr, de donner les trajectoires des particules chargées, nécessaires à la reconstruction des variables cinématiques des événements. Il permet aussi de connaitre l'impulsion des ces particules, ainsi que leur séparation par leurs dE/dx. Il a un grand rôle à jouer aussi dans les différents niveaux de déclenchement d'acquisition et permet :

1. La détermination du t_0, le temps d'interaction, avec une résolution plus petite que le temps séparant deux croisements successifs de faisceaux.
2. La reconstruction rapide du vertex de l'interaction au premier niveau de déclenchement, permettant une grande réduction du bruit de fond dû aux interactions du faisceau de protons avec les atomes du gaz résiduel dans le tube à vide et avec les parois de ce dernier.
3. La validation rapide de l'information du calorimètre à Argon liquide, en créant un lien entre les traces et les tours du calorimètre.

Le système de trace de H1 est constitué de chambres proportionnelles et de chambres à dérive:

3.3.1.1 Les chambres proportionnelles :

En partant du point d'interaction (figure 3.3), on rencontre la CIP (Central Inner Proportionnal chamber), la COP (Central Outer Proportionnal chamber). Vers l'avant on a les FWPC (Forward multi Wire Proportionnal Chambers). Enfin la BPC (Backward Proportionnal Chamber), montée sur le calorimètre arrière de H1.

a) **CIP et COP :**

Constituées de deux chambres chacune, elles servent pour la logique du déclenchement du premier niveau. La lecture du signal, déposé par une particule qui les traverse, est faite grâce a des cathodes sous forme de damiers. La CIP, la chambre la plus proche du faisceaux (rayon moyen de 16.2 cm), est segmentée en 60 secteurs dans la direction des z ($\Delta z = 3.65cm$) et 8 secteurs en φ, ce qui fait en tout 480 damiers pour la lecture du signal. La COP ayant la même structure en damiers que la CIP en comporte 288, repartis sur 18 secteurs en z ($\Delta z = 12cm$) et 16 en φ. Lors du passage d'une particule, sa position est donnée par le damier touché. L'information combinée de la CIP et de COP donne une trace. Cette trace prolongée vers l'axe z définit la position du vertex de l'interaction. Ainsi, en utilisant toute l'information des damiers des CIP et COP on peut avoir la distribution de la position du vertex de l'interaction, avec toutes les combinaisons possibles des pads touchés. Pour une interaction ep la distribution de z présente un pic autour du point d'interaction, dans la zone nominale du point d'interaction, alors qu'elle est plutôt plate, ou hors de cette zone, pour un événement de bruit de fond. La résolution temporelle de ces chambres étant de 75 ns pour CIP et de 60 ns pour COP, ceci est suffisant pour séparer deux croisements successifs de faisceaux de HERA distants de 96 ns. Pour minimiser la perte d'énergie des particules traversant ces chambres, leurs épaisseurs ont été optimisées à $0.14\%X_0$ pour CIP et $0.18\%X_0$ pour COP [53, 54].

b) **Les FWPC :**

Six chambres proportionnelles, incluses dans les trois supermodules du sytème de traces vers l'avant (figure 3.4), constituent les FWPC. Situées respectivement à 145.1 cm, 187.4 cm et 229.7 cm du point nominal d'interaction, ces chambres ont une étendue radiale entre r=16.75 cm et r=75.0 cm. Comme les CIP et COP, les signaux des FWPC sont lus par un système de damiers. Chaque chambre proportionnelle (figure 3.5) est segmentée en φ en 8 secteurs. Dans chaque secteur on a 20 damiers. En allant du centre vers l'exterieur des chambres, la largeur en r du damier augmente en progression géometrique : $\Delta r_{i+1} = 1.0382\Delta r_i$. Si les 16 premiers damiers d'un secteur ont une ouverture angulaire de $\Delta\varphi = 2\pi/8$, les 4 derniers en ont une de $\Delta\varphi = 2\pi/16$. En fait, dans chaque supermodule, les deux chambres sont placées de telle sorte que le bord d'un secteur de l'une coïncide avec le milieu du secteur de l'autre [50]. Cette disposition en φ, ainsi que celle des damiers en r permet une meilleure résolution spatiale sur la position de la particule traversant les chambres. La résolution en temps de ces chambres, 47ns, est largement inférieure au temps de HERA, ce qui fait que ces chambres sont utilisées dans la logique de déclenchement de premier niveau. Les traces, reconstruites avec les positions des damiers touchés, sont utilisées pour valider le déclenchement de premier niveau des "routes" vers l'avant, qui utilise aussi l'information des cellules du calorimètre à Argon liquide.

c) **La BPC :**

L'acceptance du système de traces central est completée vers l'arrière par la BPC. C'est une chambre proportionnelle constituée de 4 plans de fils, tournés à 45^o l'un de l'autre dans le plan $r\varphi$ [50]. A l'inverse des autres chambres proportionnelles de H1, la lecture du signal se fait par les fils anodiques. Les 5 plans cathodiques de graphite ne sont pas segmentés. La

Figure 3.4: Le système de trace vers l'avant de H1

Figure 3.5: Chambres proportionnelles avant de H1

chambre est comprise entre : $r = 11cm$ et $r = 81.8cm$, alors que sa partie active est entre $r = 13.5cm$ et $r = 65.0cm$. Son acceptance angulaire est : $155.5^o \leq \theta \leq 175.5^o$, avec une résolution angulaire de 0.5 mrad. Ceci nous permet de connaitre la direction des particules émises hors acceptance du système central de traces. Une étude de l'efficacité de cette chambre ainsi que de sa position relative par rapport au calorimètre sur lequel elle est fixée, a été faite dans notre analyse. Celle-ci sera exposée au chapitre 5 consacré à la calibration.

3.3.1.2 Les chambres à dérive :

Dans le système de traces central (figure 3.8), on a les chambres à z : CIZ (Central Inner Z chamber) et COZ (Central Outer Z chamber). Les chambres à jets CJC1 et CJC2 (Central Jet Chamber). Vers l'avant on a les chambres radiales et les chambres planaires.

a) **CIZ et COZ :**

Conçues pour donner les angles (θ et φ) d'émission des particules, et surtout pour donner la position du vertex de l'interaction avec une bonne précision, ces deux chambres à dérive, concentriques, ont des structures en cellules semblables (figure 3.6). La CIZ, la plus proche du faisceau, couvre une acceptance angulaire de: $20^o \leq \theta \leq 170^o$ avec un rayon moyen de 18.6 cm. Elle est constituée de 12 anneaux en direction de z, chacun d'eux constitué à son tour de 16 cellules, formant ainsi en vue azimutale un polygone régulier. Les plans des fils dans chaque cellule forment un angle de 45^o avec la direction du faisceau de l'électron (du proton) incident au cas ou la coordonnée z de la cellule est négative (positive). Cette inclinaison a été faite pour l'optimisation de la résolution des traces traversant la chambre [55]. Cette inclinaison sert aussi à lever l'ambiguité gauche-droite pour une trace donnée. La résolution en z de la CIZ est de $300\mu m$, elle est de 2% sur l'angle φ de la trace.

La COZ couvre une acceptance angulaire de $25^o \leq \theta \leq 165^o$ et possède un rayon moyen de 46 cm. C'est un ensemble de 576 cellules identiques, reparties en 24 anneaux suivant l'axe z, chacun ayant 24 cellules rectangulaires formant un polygone régulier en vue $r\varphi$ (figure 3.7). Contrairement à la CIZ et puisqu'on est à relativement grand rayon, les plans des fils de chaque cellule sont perpendiculaires au faisceau [56]. La COZ a une résolution en z de $400\mu m$ et la même résolution en φ que la CIZ. l'information combinée de la CIZ et de la COZ donne la position du z vertex de l'interaction avec une résolution de $300\mu m$.

b) **CJC1 et CJC2 :**

Ces chambres à dérive concentriques et dont les fils sont parallèles au faisceau (figure 3.3), sont les chambres principales du système de traces central. La CJC1 est comprise entre $r = 20.3cm$ et $r = 45.1cm$, la CJC2 entre $r = 53.0cm$ et $r = 84.8cm$. Les cellules actives de ces chambres sont semblables, elles ont des axes qui ne pointent pas vers l'axe du faisceau. L'inclinaison des cellules est de l'ordre de 30^o (figures 3.8 et 3.9). Cette

Figure 3.6: Coupes d'une cellule de la CIZ

inclinaison apporte une meilleure résolution au niveau des traces, puisque la dérive des électrons secondaires se fait perpendiculairement aux traces des particules à grande énergie, en présence du champs magnétique. Cette inclinaison a d'autres avantages [57] :

- Une bonne précision sur le temps de passage de particules de l'ordre de $2ns$. L'inclinaison des cellules est telle qu'une trace passe au moins une fois par le plan des fils de lecture dans chaque chambre. Cette précision nous permet une bonne séparation des traces venant de deux intractions correspondants à deux croisements successifs du faisceau de HERA (96 ns).

- L'ambiguité gauche-droite est levée grâce à la combinaison des "bouts" de trace de deux cellules adjacentes.

- La minimisation de l'erreur systématique sur le temps de dérive, dûe à la non uniformité du champs de dérive à proximité des cathodes et des fils de lecture du signal. Puisque la trace traverse au moins une fois le plan des fils, les erreurs changent de signe et se compensent.

Figure 3.7: Vue schématique de la COZ et d'une de ses cellules

Ces chambres ont pour tâche la mesure précise des trajectoires de particules chargées, leurs impulsions ainsi que le dE/dx pour leur identification. La résolution sur l'impulsion est de : $\sigma p_t/{p_t}^2 \simeq 10^{-2}$ GeV^{-1}, celle sur dE/dx est de 10% [50]. La résolution spaciale de ces chambres est, dans le plan $r\varphi$ de $\sigma_{r\varphi} \simeq 160\mu m$ et en z de l'ordre de 2.5 cm. On voit qu'au niveau résolution sur la position du z vertex, les chambres à z sont meilleures que les chambres à jets.

système de traces avant:

Le système de traces avant, compris entre 5^o et 30^o, est constitué de 3 supermodules identiques. Il contient, en plus des FWPC et des chambres à dérive (radiales et planaires) dont on va parler par la suite, un milieu de rayonnement de transition placé entre les FWPC et les chambres radiales (figure 3.4). En traversant ce milieu, une particule dépose une partie de son énergie qui sera recueillie et détectée par les chambres radiales sous forme de rayons X. Cette détection, par ionisation, des rayons X permet une séparation e/π avec une efficacité de 90% [50].

Figure 3.8: Coupe radiale du système de trace central de H1

c) **Les chambres Radiales :**

A raison d'une chambre par supermodule du système de traces avant (figure 3.4), on a trois chambres radiales. Leur nom vient du fait que les fils de ces chambres sont "tissés" dans des plans qui pointent tous vers l'axe du faisceau (figure 3.10). Chacune de ces chambres a un rayon intérieur de 15 cm et un rayon extérieur de 76 cm. Elle est composée de 48 cellules identiques reparties dans le plan $r\varphi$ à 7.5^o chacune. Chaque cellule comporte un plan de 12 fils de lecture du signal intercalés par 11 fils de champ. Les 12 fils de signal sont répartis à $\pm 300 \mu m$ du plan des fils de champs pour lever l'ambiguité gauche-droite. Ces cellules sont separées les unes des autres par des plans de cathodes parallèles aux plans des fils.

Chaque fil de signal est connecté à un partenaire dans la cellule à 105^o en φ. Ces fils sont lus au niveau de la circonférence extérieure de la chambre. La coordonnée radiale est déterminée par le principe de division de charge entre les deux fils. La résolution en r de ces chambres est de 2.9 cm, elle est de $210\mu m$ dans le plan $r\varphi$ [58].

Figure 3.9: Coupe radiale d'une cellule de la CJC

Figure 3.10: Vue schématique d'une chambre radiale

Figure 3.11: Les trois plans d'une chambre planaire

d) **Les chambres planaires :**

Ces trois chambres, qui sont les premières en allant vers les z positifs, dans chaque supermodule du système de traces avant, sont constituées chacune de trois plans de 32 cellules rectangulaires dont la longueur varie entre 46 cm et 141 cm (figure 3.11). Les chambres sont comprises en rayon entre 15 cm et 75 m. Chaque plan de cellules a subit une rotation de 60^o autour de l'axe z, par rapport à celui qui le précède. Les plans des fils de cellules sont parallèles à l'axe z. La résolution dans le plan $r\varphi$ de ces chambres est de $210\mu m$ [50].

3.3.2 Les scintillateurs:

Il y a principalement, en partant vers les z négatifs: le TOF (deux plans l'un à $z = -1.95m$ et l'autre à $z = -2.25m$) et les murs de VETO (deux plans situés à $z = -6.5m$ et $z = -8.1m$). Ces deux détecteurs servent principalement à rejeter le bruit de fond provenant du faisceau de protons. Ceci est fait en déterminant si la particule détectée provient de la zone nominale d'interaction (interaction ep), ou de la région hors de cette zone du coté du faisceau de protons qui peut être dûe à l'interaction de ce dernier avec le gaz résiduel ou avec les parois du tube à vide.

Le TOF (Time-Of-Flight)[59] est un détecteur à scintillation constitué de deux murs juste derrière le calorimètre électromagnétique arrière (BEMC). Il permet essentiellement de distinguer tout ce qui est interaction venant de la zone nominale d'interaction et celle venant de l'arrière du BEMC (dû à l'interaction du faisceau de protons avant le BEMC) grâce à leur temps de vol. Le premier mur TOF1 a une granularité double de celle du BEMC : un compteur plastique recouvre 4 modules du calorimètre arrière. TOF1 possède 16 compteurs alors que le TOF2 à plus grande granularité n'en possède que 8. Le principe du TOF est le suivant: en utilisant le temps caractéristique de HERA (HERA clock) on définit des “fenêtres” de temps caractérisant le temps de vol d'une particule après interaction jusqu'aux plans du TOF. Tout ce qui vient hors de cette “fenêtre” est considéré comme bruit. On reviendra plus en détail sur ce détecteur lorsqu'on parlera de la sélection des événements.

3.3.3 Les calorimètres de H1 :

Si la mesure des traces de particules chargées se fait au niveau du système de traces, celle de l'énergie des particules est assurée par les différents calorimètres de H1. Les particules y déposent la quasi-totalité de leur énergie grâce à un système de "sandwich": milieu absorbeur-milieu de détection, suivant le principe de calorimétrie bien expliqué dans la référence [60].

La pièce principale des calorimètres de H1, et même de tout H1, est le calorimètre à Argon liquide (LAC). Pour complèter l'acceptance de ce calorimètre dans la région du faisceau un calorimètre "bouchon" (Plug) a été placé vers l'avant. Un calorimètre électromagnétique (BEMC) complète cette acceptance vers l'arrière. La détection des "fins de gerbes" (surtout hadroniques) est assurée par le fer instrumenté, qui sert en même temps de détecteur de traces pour les muons et au retour du champs magnétique.

3.3.3.1 Le calorimètre à Argon liquide :

Parmi les différentes sortes de calorimètres utilisés en physique des hautes énergies, la collaboration H1 a opté pour un calorimètre à Argon liquide [61]. Cette solution présente beaucoup d'avantages :

- La stabilité dans le temps de la réponse du calorimètre. Des sondes (chambres à ionisation), dont la cathode est en B_i^{207} radioactif placées à différents endroits du calorimétre, montrent une atténuation du signal de moins de 0.5% par année.
- La fine granularité du calorimètre permet un bonne séparation e/π.
- Un calorimètre à Argon liquide permet une calibration facile et une mesure homogène du flux d'énergie deposée après interaction.

Ce calorimètre, à symétrie cylindrique, est plutôt développé vers l'avant. Son acceptance angulaire (polaire) est entre $\theta = 4^o$ et $\theta = 153^o$, il couvre 2π en acceptance azimutale. Le calorimètre est composé de 8 roues (figure 3.12), chacune composée d'une partie électromagnétique (la plus proche du faisceau) et une hadronique, exception faite des deux roues : la plus à l'avant (IF2H,OF2H) n'ayant que des parties hadroniques; la plus à l'arrière BBE n'ayant que la partie électromagnétique. Chaque roue est constituée de 8 modules "octants".

a) **Partie electromagnétique :**

Sur une épaisseur variant entre 20 et 30 longueurs de radiation X_0, s'étend une successsion de cellules (figure 3.12) constituées chacune de 2 plans de plomb d'une épaisseur de 2.4 mm, servant de radiateur de l'énergie des particules "electromagnétiques" (déclenchement des cascades), séparés par un "gap" de 2.4 mm d'Argon liquide servant à la détection de l'énergie "rayonnée" dans le plomb. La haute tension est mise sur l'une des plaques de plomb alors que le signal est recueilli par des plaques de lecture en Cuivre sous forme de damiers, placées sur l'autre plan.

b) **Partie hadronique :**

L'épaisseur des modules hadroniques varie entre 5 et 8 longueurs d'interactions λ_0. La cellule de base de chaque module est constituée (figure 3.12) de 2 plans d'acier inoxydable d'une épaisseur de 16 mm separés par 2 plaques de haute tension de 1.5 mm d'épaisseur, avec au milieu une plaque en G10 pour la collecte du signal. Les deux "gaps" d'Argon liquide ont une épaisseur de 2.3 mm.

Les test du CERN:

Des tests ont été faits au CERN sur des octants du LAC (comprenant une partie électromagnétique et une hadronique) pour l'étude de plusieurs caractéristiques du calorimètre : l'uniformité spatiale de la réponse, la linéarité et la résolution en énergie, l'extraction des facteurs de calibration (relation entre l'énergie déposée et la charge recueillie)....etc.. Ces étude de la réponse du calorimètre ont été faites avec des faisceaux d'électrons et de π à différentes énergies et sous différents angles d'incidence [62, 63].

La conception du calorimètre en roues et modules, présente des zones mortes ou "cracks" dans le plan $r\varphi$ ainsi que dans la direction de l'axe z. Par exemple, un électron traversant un "crack" en φ sera détecté dans la partie hadronique vue la géometrie des modules. L'un des but principaux des tests du CERN est aussi de comprendre et compenser cette perte d'énergie. Ceci est fait en étudiant la réponse du module testé à des électrons et des π projetés sur les "cracks" de ce dernier.

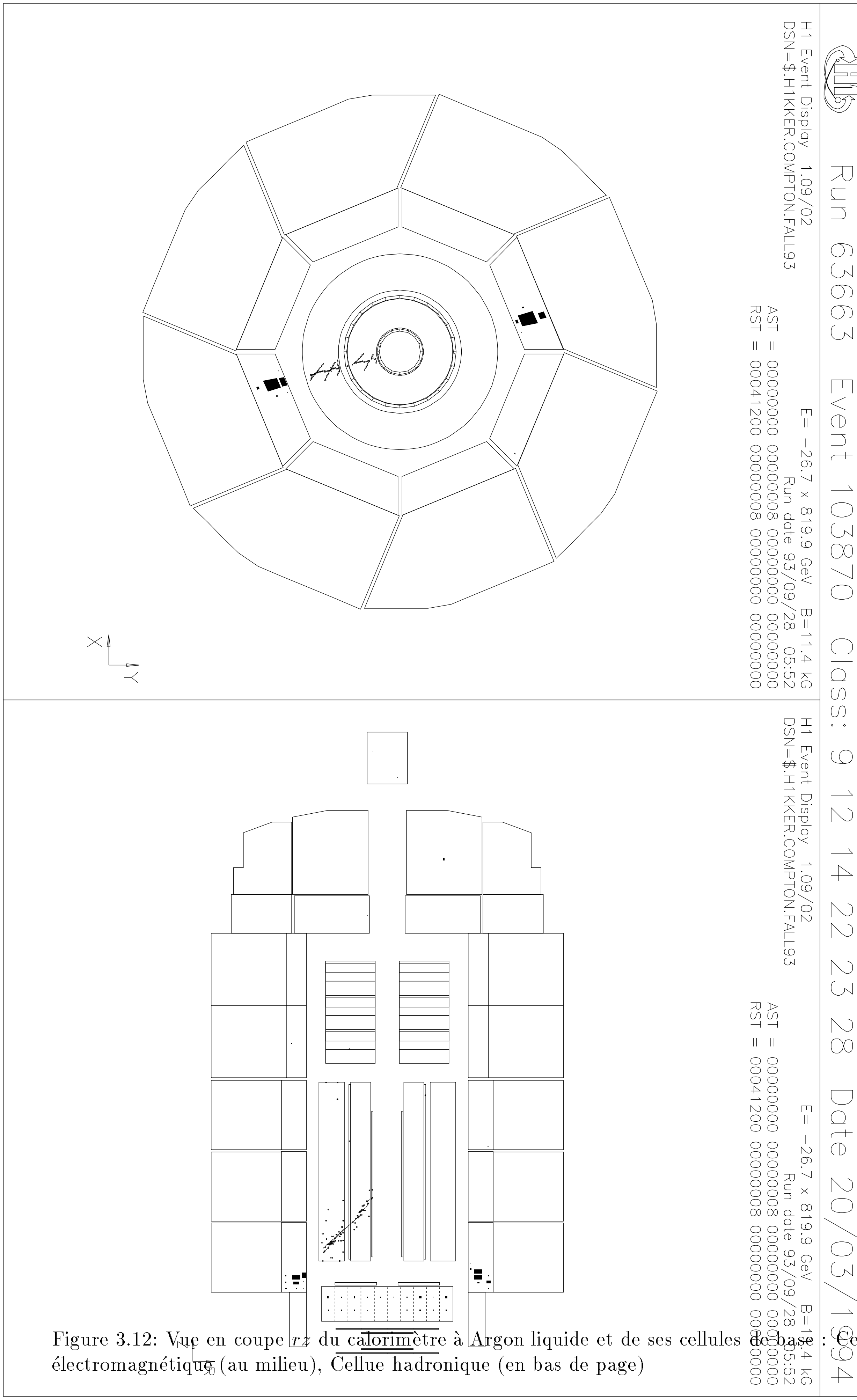


Figure 3.12: Vue en coupe rz du calorimètre à Argon liquide et de ses cellules de base : Cellule électromagnétique (au milieu), Cellue hadronique (en bas de page)

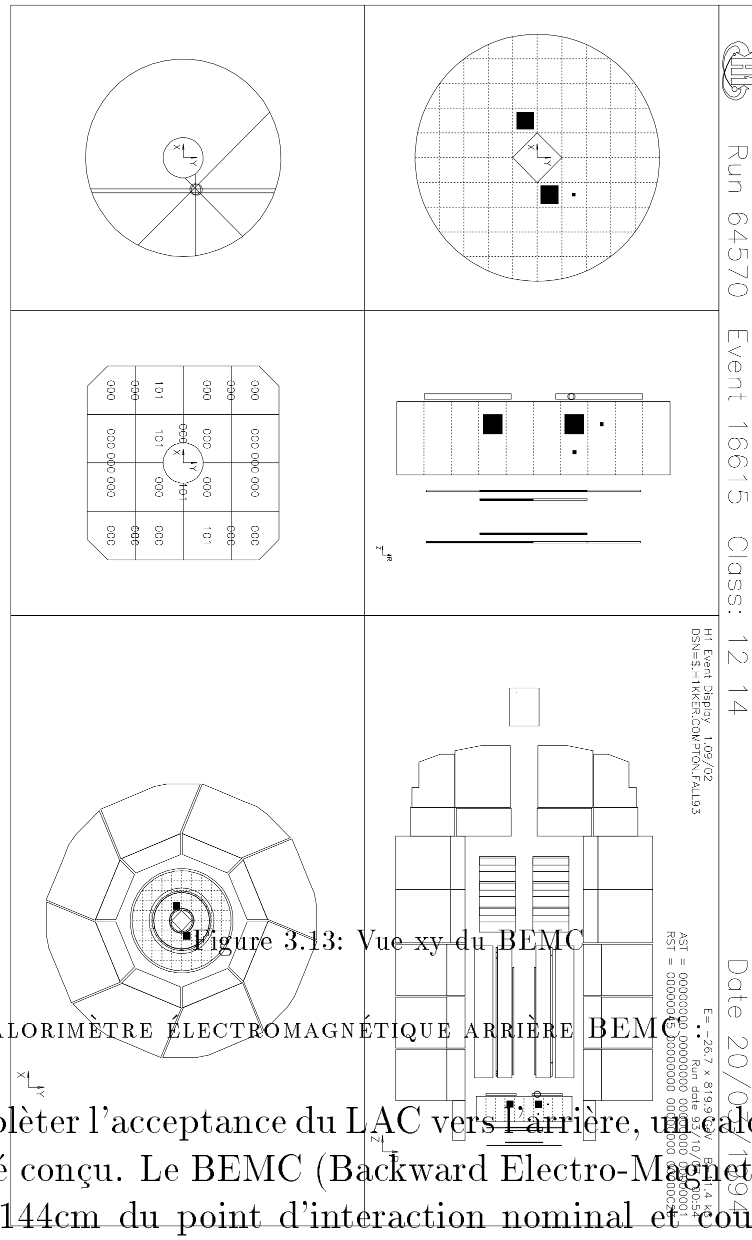


Figure 3.13: Vue xy du BEMC

3.3.3.2 Le calorimètre électromagnétique arrière BEMC :

Pour complèter l'acceptance du LAC vers l'arrière, un calorimètre électromagnétique "chaud" a été conçu. Le BEMC (Backward Electro-Magnetic Calorimeter) est placé à -144cm du point d'interaction nominal et couvre une acceptance angulaire entre $\theta = 151.5^o$ et $\theta = 176.5^o$. Ce calorimètre possède une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau, il est constitué de 88 modules (figure 3.13). Chacun de ces modules, ou "stack", a une dimension de $15.9 \times 15.9cm^2$ dans le plan xy. Le long de l'axe z, la dimension de chaque module est de 22.5 longueurs de radiations X_0 (région active). Sur cette profondeur s'étend 50 couches de plomb-scintillateur, avec une épaisseur de 4 mm de scintillateur et de 2.5 mm pour le Plomb, correspondant à 0.97 longueurs d'interaction λ_0 (figure 3.15) [64] (voir appendice B).

Le plomb est le milieu radiateur de l'énergie des particules. Les signaux lumineux émis par le scintillateur qui détecte ce passage, sont recueillis par des guides de lumière : les WLS (Wave-Length-Shifters) placés au bord de chaque module (figure 3.14 et 3.15).

On distingue deux sortes de WLS : Les plus longs (ayant la longueur d'un module) avec une largeur de 8 cm et une épaisseur de 3 mm. Ces

WLS servent à collecter le signal lumineux produit par le scintillateur le long du module. Les WLS “courts”, ayant une largeur double des WLS long 16 cm, couvrent la région des 15 dernières couches (vers l’arrière) du module. Ceci correspond à la détection de la lumière produite dans les 6.8 dernières longueur de radiation.

Les modules du BEMC n’ont pas la même forme. On distingue 5 types de modules comme l’indique la figure 3.14: les carrés, les trapèzes (grands et petits), et les triangulaires (grands et petits).

L’implémentation des WLS “courts” arrière ne concerne que les modules du type A et B (carrés et grands trapèzes). Les modules du type D (petits triangles) n’ont que 3 longs WLS.

Les WLS transmettent la lumière émise par les scintillateurs du BEMC, en modifiant sa longueur d’onde (d’où leur nom), à des photodiodes qui leur sont “collés” à l’arrière. Etant donnée l’épaisseur double des WLS courts par rapport aux longs WLS, les WLS courts sont connectées à 2 photodiodes. L’optimisation de la perte du signal lumineux par réfraction est faite grâce à du papier réfléchissant qui recouvre les WLS.

De tout le BEMC sort en fait 472 canaux de données, soit 344 correspondant aux longs WLS et 128 aux WLS arrière.

a) Electronique du BEMC :

On distingue l’électronique “collée” à l’arrière des modules du BEMC lui même, la zone de distribution des cables CDA (cable distribution area) qui vient juste après le BEMC, l’unité de distribution de cables CDU (cable distribution unit) et finalement les cartes analogiques ANCA (analog card) (figure 3.15).

a.1) Electronique du BEMC

Une ou deux photodiodes de type HAMAMTSU S2575 sont collées à la fin de chaque WLS. La sensibilité spectrale de ces photodiodes de $\simeq$ 1cm^2 de surface est comprise entre 320nm et 1060nm. Elle est maximum pour une lumière de 900nm, qui correspond bien à la lumière émise par le type de WLS utilisés dans le BEMC. Le signal sortant de la photodiode est

Figure 3.14: Les différentes formes des modules du BEMC et l'emplacement des WLS (longs et courts) dans chacun d'eux.

Figure 3.15: Vue en coupe d'un module carré du BEMC et de l'emplacement des WLS.

amplifié par le préamplificateur (figure 3.16) ayant un temps de montée de l'ordre de 100ns; son temps de descente est par contre plus long (400μs). Le signal passe ensuite dans un différenciateur dans le but de l'ajuster à l'impédance des câbles. Préamplificateur et différenciateur sont collés sur des cartes mères qui se trouvent à l'arrière de chaque module.

a.2) La CDU :

La longueur de câbles des signaux qui parviennent du BEMC au CDU est de 30.48m. Le rôle de la CDU est de:

- recevoir le signal analogique sortant des modules du BEMC.

Figure 3.16: Schéma de l'électronique du BEMC

- sommer les signaux des différents canaux pour le déclenchement "trigger" du BEMC (BSET) (voir la suite).
- envoyer la tension nécéssaire aux cartes mères et envoyer la tension de "biais" des photodiodes aux cartes mères.

On a en tout 2 "boites" ou "crates" CDU. Dans chacune de ces deux boites sont processés et stockés les signaux de 44 modules du BEMC. Il y a 12 modules CDU et une boite à cables dans chacune des 2 boites, ces modules étant de trois types :

- Type A pour la connection de 4 modules carrés du BEMC.
- Type B pour la connection de 3 modules quadratiques et 1 module triangulaire (grands triangles).
- Type C pour la connection d'un module grand trapèze un module petit trapèze et d'un module triangulaire (petit triangle).

Pour chacune des boites CDU on a 4 modules CDU de chaque type A,B et C.

Chaque module CDU reçoit les signaux de 3 à 4 modules du BEMC. Le signal de sortie de ces modules a un temps de montée inférieur à 100ns et un temps de descente de l'ordre de 100μs.

En ce qui concerne les signaux, on a trois types de sorties par module CDU : les canaux correspondants aux longs WLS des modules du BEMC, ceux de la partie arrière de ces modules et finalement la somme des signaux des longs WLS pour chaque modules. Pour le type A on a 16 canaux "totaux", 8 "arrières" et 4 pour la somme. Pour le type B on a 16 "totaux", 6 "arrières" et 4 pour la somme. Pour le type C on a 11 "totaux", 2 "arrières" et 3 "somme". Les signaux "totaux" et "arrière" vont directement à la carte analogique ANCA. Des amplificateurs opérationnels sont utilisés dans la CDU pour effectuer la somme des signaux de chaque modules du BEMC, une fois sommés, ces signaux vont directement vers le système de déclenchement du BEMC le BSET.

a.3) La CDA :
Elle sert de lien entre le BEMC et la CDU. En fait, la double face de connection des câbles sur la CDA permet de joindre le BEMC au CDU et

d'accéder plus facilement pour tester et réparer les câbles entre le CDA et le BEMC.

a.4) Les cartes analogiques ANCA :
Les cartes analogiques sont contenues dans des boites analogiques (analog boxes), à raison de 8 cartes par boite. Pour le BEMC, il y a 4 boites, une pour chaque quadrant. Chaque carte contient 16 canaux venant du BEMC à travers la CDU. Le signal entrant dans cette carte traverse un diviseur de tension qui le transforme en deux signaux : un pour le traitement analogique et l'autre pour le système de déclenchement par les calorimètres. Le signal analogique est mis en forme puis multiplexé dans un échantillonneur-bloqueur. Sorti de l'ANCA le signal est envoyé à l'unité de réception du signal analogique (ANRU). Les ADC (convertisseur analogique- numérique) transforment le signal en un signal numérique qui sera ensuite transmis aux micro-processeurs de traitement de données.

b) Calibration du BEMC

Comme pour le calorimètre à Argon liquide, des tests pour la calibration en énergie du BEMC ont été effectués à DESY et au CERN [65, 66]. La calibration des modules carrés et des non carrés n'était pas la même, étant donné la "symétrie" des premiers et l'"assymétrie" des seconds.

Des faisceaux de 5 GeV d'électrons, delivrés par le synchrotron DESY à Hambourg ont été utilisés pour la calibration des modules carrés. La figure 3.17 représente le dispositif des 6 modules utilisé dans ce but. Il est évident qu'un dispositif de 9 modules entourant le module testé aurait donné un meilleur résultat, puisque la gerbe serait bien contenue latéralement quand le modules testé est entouré par d'autres modules; la configuration choisie a été imposée par la limitation en charge de la plate forme utilisée ainsi que la facilité d'accès à ce module .

Le principe de la calibration est de trouver un facteur de conversion entre la charge donnée par les ADC et l'énergie réellement déposée par la particule dans le module, à travers les longs WLS.

$$E_i = \alpha_i Q_i \tag{3.1}$$

où E_i est l'énergie équivalente à la charge Q_i en coups ADC sortant du WLS i, α_i est le facteur de conversion de cette charge en énergie.

Pour les modules carrés, trois points d'impacts (figure 3.17 et 3.18) sont choisis sur le module: Un point au milieu, un point à droite et un autre à gauche.

$$E_{hg} = \alpha_{hg} Q_{rpix}^{hg} \qquad E_{bg} = \alpha_{bg} Q_{rpix}^{bg} \tag{3.2}$$

$$E_{hd} = \alpha_{hd} Q_{rpix}^{hd} \qquad E_{bd} = \alpha_{bd} Q_{rpix}^{bd} \tag{3.3}$$

- E_{hg} : l'équivalent en énergie du signal lumineux recueilli par le WLS haut gauche.
- E_{hd} : l'équivalent en énergie du signal lumineux recueilli par le WLS haut droit.
- E_{bg} : l'équivalent en énergie du signal lumineux recueilli par le WLS bas gauche.
- E_{bd} : l'équivalent en énergie du signal lumineux recueilli par le WLS bas droit.

et

- Q_{rpix}^{hg} est la charge ADC équivalente au signal du WLS haut gauche pour un run de point d'impact (rpi) x qui peut être gauche $x = g$ ou droit $x = d$ ou le point d'impact central $x = c$.

Dans une première étape (facteurs de calibartion b_i) on égalise les énergies déposées dans les WLS gauches pour un point d'impact gauche et on fait la même chose avec les WLS droits pour un point d'impact droit:

$$E_{hg} = E_{bg} \Longleftrightarrow b_{hg} Q_{rpig}^{hg} = b_{bg} Q_{rpig}^{bg} \tag{3.4}$$

$$E_{hd} = E_{bd} \Longleftrightarrow b_{hd} Q_{rpid}^{hd} = b_{bd} Q_{rpid}^{bd} \tag{3.5}$$

On utilise la normalisation $E_{hg} = E_{bg} = 1$ et $E_{hd} = E_{bd} = 1$ et donc :

$$\sum_{i=1}^{4} E_{WLS_i} = 4$$

On déduit alors les facteurs b_i :

Figure 3.17: Montage utilisé pour la calibration d'un module carré du BEMC lors des tests à DESY

$$b_i = \frac{1}{Q^i_{rpix}} \qquad (i = hg, hd, bg, bd) \tag{3.6}$$

Cette première étape de calibration peut entrainer des erreurs systématiques dûes à un mauvais positionnnement du support. Donc, ce facteur de calibration doit être corrigé d'un facteur g à déterminer dans une deuxième étape. Il a été montré qu'un mauvais alignement vertical n'a qu'un faible effet. Par contre, un déplacement latéral affectera ce facteur de calibration. Alors si le signal des WLS gauches est attenué d'un facteur g lors d'un décalage latéral vers la gauche, celui des WLS droits (par symétrie) sera modifié d'un facteur g^{-1}.

L'énergie totale du module (donnée par les 4 WLS) est la même pour un point d'impact gauche ou droit (étant donnée la symétrie du module), en tenant compte du facteur g on aura :

$$\begin{aligned} g\left[b_{hg}Q^{hg}_{rpig} + b_{bg}Q^{bg}_{rpig}\right] + g^{-1}\left[b_{hd}Q^{hd}_{rpig} + b_{bd}Q^{bd}_{rpig}\right] = ... \\ = g\left[b_{hg}Q^{hg}_{rpid} + b_{bg}Q^{bg}_{rpid}\right] + g^{-1}\left[b_{hd}Q^{hd}_{rpid} + b_{bd}Q^{bd}_{rpid}\right] \end{aligned} \tag{3.7}$$

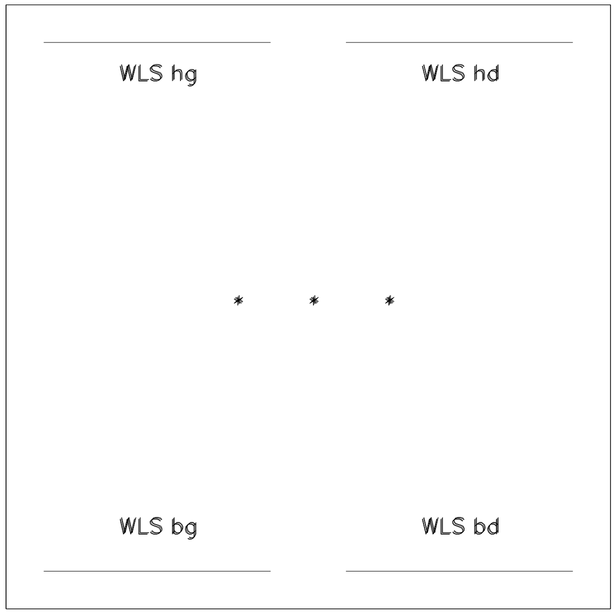


Figure 3.18: Emplacement des WLS longs et des point d'impact dans le module testé

Ceci nous permet de déterminer g ($|1-g| \leq 1\%$):

$$g = \sqrt{\frac{2 - b_{hd}Q^{hd}_{rpig} - b_{bd}Q^{bd}_{rpig}}{2 - b_{hg}Q^{hg}_{rpid} - b_{bg}Q^{bg}_{rpid}}} = \sqrt{\frac{2 - \frac{Q^{hd}_{rpig}}{Q^{hd}_{rpid}} - \frac{Q^{bd}_{rpig}}{Q^{bd}_{rpid}}}{2 - \frac{Q^{hg}_{rpid}}{Q^{hg}_{rpig}} - \frac{Q^{bg}_{rpid}}{Q^{bg}_{rpgd}}}} \tag{3.8}$$

Le facteur de calibration devient alors :

$$\beta_{hg,bg} = g b_{hg,bg} \qquad \beta_{hd,bd} = g^{-1} b_{hd,bd} \tag{3.9}$$

Dans une troisième étape, on normalise l'énergie du module à l'énergie de chacun de ses 4 WLS :

$$E_{module} = \frac{\sum_{i=1}^{4} E_{WLS_i}}{4} \tag{3.10}$$

En forcant l'énergie du module à être égale à celle du faisceau (5 GeV) pour les runs de point d'impact central, utilisant un facteur global de calibration de la forme :

$$\alpha_i = \alpha\beta_i \tag{3.11}$$

On aura pour ces runs:

$$\alpha\left[\beta_{hg}Q_{rpic}^{hg}+\beta_{bg}Q_{rpic}^{bg}+\beta_{hd}Q_{rpic}^{hd}+\beta_{bd}Q_{rpic}^{bd}\right]=4\times 5 \tag{3.12}$$

où :

$$\alpha = 5\times\frac{4}{\sum_{i=1}^{4}\beta_i Q_i^{rpic}} \tag{3.13}$$

On déduit ainsi les coefficients α_i de calibration pour chacun des WLS long des modules carrés.

La calibration des modules non carrés est plus délicate et ne peut être faite comme pour les modules carrés. Des tests avec une lampe à X_e à l'institut de physique de Hambourg ont montré une réponse tout à fait différente de ces modules, comparés aux modules carrés. Une comparaison des efficacités de réponse à la lumière ultraviolette des différents types de modules du BEMC et l'utilisation des muons cosmiques a permis d'établir un facteur de calibration des modules non carrés donné par :

$$\alpha_i = G_A L_t w_{ti} \tag{3.14}$$

où:

- G_A: Facteur global de correction égal à la valeur moyenne des facteurs des modules de type carré ($\pm 5.3\%$).
- L_t: Efficacité relative de collection de la lumiére pour le type "t" de modules ($\pm 10\%$).
- w_{ti}: Facteur de pondération pour la réponse du WLS_i d'un module de type "t" ($\pm 2.5\%$).

Quant à la calibration des WLS arrières, elle est basée sur une analyse utilisant des faisceaux de muons à 120 GeV au CERN. Cette calibration utilise l'égalité du rapport des énergies des longs WLS et des WLS arrières et du nombre de couches de scintillateur traversées. Ce facteur de calibration a pour forme :

$$\alpha_i = \frac{G_A}{2}B_T \tag{3.15}$$

où :

- G_A: Facteur global moyenne du facteur des longs WLS.(2 : les WLS arrière sont lues par deux photodiodes)
- B_T: Rapport des efficacités de collection de lumière (arrière/total=0.527).

c) Réponse du BEMC aux hadrons

Par sa conception, le BEMC est un calorimètre éléctromagnétique, sa profondeur en z est de 0.97 longueur d'interaction λ_0. 40% des π passent comme des particules au minimum d'ionisation et donc n'y sont pas détectés (voir appendice B). Le reste y dépose 30% à 40% de leur énergie initiale. Pour l'obtention de l'énergie hadronique totale on doit utiliser la partie du fer instrumenté juste à l'arrière du BEMC. L'énergie hadronique donnée par le BEMC doit être corrigée d'un facteur à déterminer.

3.3.3.3 Le calorimètre PLUG

Comme pour le BEMC, mais vers l'avant, le calorimètre PLUG a été conçu pour complèter l'acceptance du LAC [50]. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage Cuivre-Silicium. Neuf couches de C_u de 5mm d'épaisseur sont intercalées par 8 couches de plaques de G10 équipées de 42 détecteurs au silicium de 400μ d'épaisseur. Ce calorimètre situé à $476cm \leq z \leq 545cm$ couvre une acceptance angulaire de $\theta = 12.5mrd$ à $\theta = 58mrd$. Il sert principalement à la détection des hadrons émis à faible angle vers l'avant. La résolution du PLUG est de $\sigma_E = 150\%/\sqrt{E}$.

3.3.4 La bobine supraconductrice :

Une bobine supraconductrice entoure le calorimètre LAC et produit un champ magnétique de 1.2 Tesla necéssaire au détecteur de traces. Le choix d'avoir une bobine entourant le calorimètre a été fait pour minimiser la perte d'énergie des particules dûe à la présence de la bobine.

3.3.5 Le systéme de déclenchement de H1 :

Le taux de croisement des faisceaux d'électrons et de protons à H1 (bunch crossing.bc) est de 10.4 MHz, celui du bruit ou des interactions inintéressantes pour la physique est de 10 KHz. Le type d'événements physique ayant le plus grand taux d'événements, la photoproduction a un taux de 120 Hz. La comparaison relative de ces différents taux donne une idée des contraintes de rapidité d'un système de déclenchement (trigger) implémenté dans H1. La logique de déclenchement doit être très rapide (96

Figure 3.19: Les différents niveaux de déclenchement de H1

ns entre deux croisements de faisceaux) et capable de réduire le fort taux d'évenements de bruit. Ces événements inintéressants sont principalement:

- La lumière synchrotron du faisceau d'électrons (8 10^{17} rayons X/s). Des collimateurs sont prévus pour réduire ce taux très élevé.
- Les interactions du faisceau (surtout celui des protons) avec les atomes du gaz résiduel (beam-gaz) dans le tube à vide de 10^{-3} mbar. Il y a aussi les interactions avec les parois du tube à vide (beam-wall).

La fugure 3.18 représente les différents niveaux de déclenchement de H1 [67]. Pour prendre une décision rapide d'accepter ou refuser un événement, on a besoin d'un temps de traitement largement dépassé par le temps séparant le croisement de deux faisceaux successifs. Pour cette raison on utilise la méthode de "pipelining" où chaque sous-détecteur servant au déclenchement, garde en "mémoire" un maximum de 24 bc. Au fur et à mesure que le traitement des données des différents sous-détecteurs se fait, le "pipline" avance. Le premier niveau de déclenchement ($L1$) a besoin de 2μs pour prendre la décision d'accepter ou de rejeter l'événement (temps nécessaire à la collecte des charges dans les calorimètres et à la dérive des charges dans les chambres à dérive). Dans le cas ou l'événement est accepté, le déroulement du "pipeline" est arrêté et c'est à ce moment que commence le temps mort dû au deuxième niveau de déclenchement ($L2$). Le deuxième niveau utilise d'une façon plus précise et plus complète les informations sur l'événement accepté par le niveau 1. Après 20μs la décision sera prise d'accepter l'événement ou non. Un traitement plus précis des données des différents sous-détecteurs se fait au troisième niveau de déclenchement ($L3$) dans un temps de moins de 800μs.

Une analyse en détail et une reconstruction partielle de l'événement est faite au quatrième niveau de déclenchement ($L4$). Finalement, un cinquième niveau ($L5$) est implémenté pour une reconstruction complète de l'événement "online", une classification de l'événement suivant la physique qu'il contient (photoproduction, diffusion profondément inélastique....) et son enregistrement sur des bandes servant à l'analyse "offline".

3.3.5.1 Le premier niveau de déclenchement ($L1$) :

Ce niveau est jusqu'à présent le plus décisif (les niveaux $L2$ et $L3$ n'étant pas encore implémentés) [68]. Il utilise l'information provenant des différents sous-détecteurs. Chacun de ces sous-détecteurs représente un sous niveau de déclenchement. L'événement est accepté si au moins l'un de ces sous-niveaux l'a accepté. Le $L1$ est constitué de 18 sous-niveaux de déclenchement de physique, et de 22 sous-niveaux de "monitoring" servant à l'étude de la réponse de chacun de ces sous-niveaux, séparément.

on distingue principalement deux sortes de sous-niveaux : Le déclenchement par le vertex (z vertex subtriggers) et le déclenchement par les calorimètres (LAC trigger et BSET trigger).

a) Déclenchement par le z vertex :

Dans ce cas, on utilise principalement, comme expliqué précédement, l'information:

- des chambres proportionnelles centrales CIP et COP.
- de la combinaison des hits des chambres proportionnelles vers l'avant les FWPC et des CIP (trigger des traces avant).
- des chambres à jets centrales CJC1 et CJC2.
- des chambres à z CIZ et COZ.
- du détecteur de temps de vol TOF

b) Déclenchement par les calorimètres :

- Le LAC : Le déclenchement par le calorimètre à Argon liquide utilise principalement la distribution topologique de l'énergie et la somme des énergies dans les tours de déclenchement TT (Trigger Tower). Ces tours, pointant vers le point d'interaction, correspondent à un échantillonnage des cellules du LAC en 23 zones en θ et 32 zones en φ. Le signal d'une TT, s'il dépasse un seuil en énergie équivalent à $\sim 2GeV$, sert à définir le t_0 de l'interaction. Les TT sont ensuite regroupées en BT (big tower) servant à valider le déclenchement de "routes" (big rays) des chambres proportionnelles.
- Le déclenchement du BEMC [69]: le BSET (BEMC Single Electron Trigger) contribue, avec un grand pourcentage, à accepter les événements de QED Compton. Son principal but est d'identifier l'électron diffusé vers l'arrière, lors de l'interaction avec le proton et de façon

plus générale, à identifier tous les dépôts d'énergie dépassant un certain seuil (voir l'étude en détail de ce trigger lors de la sélection des événements et la mesure de la Luminosité). Il consiste en la reconnaissance des amas d'énergie dans le BEMC. Le déclenchement se fait suivant des seuils d'énergie pour les modules du BEMC et pour la totalité de l'énergie qui y est déposée.

Il existe d'autres éléments de déclenchement utilisant le fer instrumenté et les chambres à muons vers l'avant ainsi que le luminomètre.

Chapitre 4

Reconstruction et sélection des événements

Chapitre 4

Reconstruction et sélection

4.1 Introduction :

Toute analyse est nécessairement fondée sur ce que l'on observe dans le détecteur. Les événements, qu'ils soient simulés ou réels, sont caractérisés par la réponse du détecteur aux particules qui le traversent. L'identification de ces particules et la mesure des quantités cinématiques de ces dernières se fait par la mesure de leur impulsion et par la perte d'énergie par unité de longueur dE/dx dans le détecteur de traces, et par l'étude du développement des gerbes (transverse et longitudinal) dans les calorimètres. Il est donc nécessaire d'avoir une bonne reconstruction des trajectoires des particules, à partir des données du détecteur de traces et de la position du dépôt d'énergie et du développement des gerbes à partir des cellules des calorimètres.

Dans ce chapitre on va exposer quelques unes des méthodes de reconstruction de ces paramètres, ainsi que la sélection des événements.

4.2 Reconstruction des paramètres physiques :

Cette étape du traitement sera identique pour les évenements simulés et les données réelles. Une fois qu'on a enregistré la réponse des différents détecteurs, on doit interpreter les "hits" dans les chambres à traces en terme de trajectoires et les dépôts d'énergie dans les cellules des calorimètres en terme de position et d'énergie de particules. Cette tâche est accomplie par le programme de reconstruction de H1, H1REC, programme écrit sous forme modulaire et dans lequel les différentes parties du détecteur sont traitées indépendamment.

Dans ce qui suit, on ne décrira en détail que la reconstruction des variables qui ont été très utiles dans notre analyse, à savoir, la reconstruction d'un amas d'énergie "cluster", dans le calorimètre électromagnétique arrière (BEMC), ainsi que le développement transverse de la gerbe qui lui correspond.

4.2.1 Reconstruction de l'énergie des amas :

L'algorithme de reconstruction des amas d'énergie correspondant aux particules incidentes sur le BEMC procède comme suit :

- En premier lieu, on cherche les cellules chaudes, c'est à dire les cellules où l'énergie déposée est assez grande. Le signal observé sur ces cellules doit être supérieure de 3σ au bruit, ce qui correspond à un seuil inférieur de 500 MeV.
- Une fois les cellules chaudes du BEMC identifiées, on construit un amas d'énergie ou "cluster" en leur rattachant les cellules adjacentes (voir la figure 4.1 pour des exemples d'amas reconstruits) (au maximum huit cellules), ayant un signal supérieur à celui de leur bruit spécifique ($\sim$ 150 MeV).
- Pour lever l'ambiguité et éviter le double comptage dans le cas où on a deux cellules chaudes adjacentes, ou qui se touchent en diagonale, on utilise les résultats obtenus en simulant des électrons dans le BEMC, qui sont stockés dans une banque BOS [39] : Si deux cellules chaudes se touchent et que le rapport de leurs énergies est inférieur au paramètre stocké dans cette banque, caractérisant ces deux cellules, alors elles sont regroupées dans un même amas.

Il est à noter que, vue la granularité du BEMC (cellule à $15.9 \times 15.9 cm^2$), les particules électromagnétiques qui y entrent déposent dans la plupart des cas leur énergie dans une seule cellule.

Une fois les amas d'énergie définis, les informations concernant chacun d'eux sont stockées dans la banque (BOS) BCLR. Elle contient l'énergie de chaque amas, qui n'est autre que la somme des énergies des cellules constituantes :

$$E_{cl} = \sum_{i=1}^{n_{cell}} E^i_{cell} \tag{4.1}$$

Où n_{cell} est le nombre de cellules qui constituent l'amas, et E^i_{cell} est l'énergie de la i éme cellule de cet amas. Cette énergie, E^i_{cell}, stockée dans la banque BENR, est déterminée à partir de la réponse des 4 WLS longs, en utilisant la calibration en énergie décrite dans le chapitre 3 :

$$E^i_{cell} = \sum_{j=1}^{4} E^i_{WLS(j)} \tag{4.2}$$

où $E^i_{WLS(j)}$ est l'énergie du $j$ème WLS de la $i$ème cellule des n_{cell} cellules constituant l'amas.

4.2.2 Reconstruction de la position d'un amas :

La position du centre de gravité de la gerbe, dans une cellule donnée, est déterminée par la réponse des 4 WLS longs. Vu l'inhomogénéité des cellules [70], cette position n'est pas simplement le centre de gravité des 4 WLS pondérés par leurs énergies respectives. Elle se déduit en fait à partir de tables déterminées expérimentalement, pour chaque type de cellule (voir tableau 4.1).

Le principe de détermination de cette table est le suivant : On "scanne" chaque type de module du BEMC avec un rayonnement ultra violet d'énergie bien connue. Le faisceau lumineux est dirigé sur la face d'entrée du module. Les points d'impacts du faisceau sont les noeuds d'un réseau carré de un cm de coté (figure 4.2). On détermine ainsi la réponse relative des WLS cm par cm suivant le point d'impact (u, v) du faisceau lumineux :

$$R_k(u, v) = \frac{E_{WLS(k)}(u, v)}{\sum_{j=1}^{4} E_{WLS(j)}(u, v)} \tag{4.3}$$

Où $E_{WLS(k)}(u, v)$ est l'équivalent en énergie du signal lumineux déposé dans le k^{eme} WLS du module testé, pour un point d'impact (u, v) du faisceau lumineux. Après, ces 4 rapports sont stockés dans une banque, en fonction de u et de v (voir tableau 4.1).

Pour un événement donné (réel ou simulé), ayant les énergies mesurée sur les 4 WLS de la cellule i touchée, on calcule les 4 rapports (l'indice m est relatif aux variables mesurées):

```
BHP0       !  BEMC HIT POSITION DEPENDENT CONSTANTS (TYPE 0)
             ==========================================
  11        != LENGTH OF SUBHEADER
 289        != NUMBER OF MODULES (17*17)  (=NMOD)
   0        != DETECTOR TYPE (SQUARE)
  17        != NUMB OF U COORDINATES         (=NUMOD)
  17        != NUMB OF V COORDINATES         (=NVMOD)
   1.00     != OVERALL WEIGHT FACTOR RELATIVE TO SQUARE TYPE (DIODE 1)
   1.00     != OVERALL WEIGHT FACTOR RELATIVE TO SQUARE TYPE (DIODE 2)
   1.00     != OVERALL WEIGHT FACTOR RELATIVE TO SQUARE TYPE (DIODE 3)
   1.00     != OVERALL WEIGHT FACTOR RELATIVE TO SQUARE TYPE (DIODE 4)
   1.00     != OVERALL WEIGHT FACTOR RELATIVE TO SQUARE TYPE (DIODE 5)
   1.00     != OVERALL WEIGHT FACTOR RELATIVE TO SQUARE TYPE (DIODE 6)
   910225   != YYMMDD OF CREATION
L |  U    |   V   |  WLS1  |  WLS2  |  WLS3  |  WLS4  |  WLS5  |  WLS6  |
=========================================================================
8 | -8.00 | -8.00 | 0.5299 | 0.0757 | 0.2852 | 0.1085 | 0.4908 | 0.3093 |
8 | -8.00 | -7.00 | 0.4923 | 0.0814 | 0.3077 | 0.1058 | 0.6313 | 0.3751 |
8 | -8.00 | -6.00 | 0.4547 | 0.0871 | 0.3302 | 0.1032 | 0.7605 | 0.4283 |
8 | -8.00 | -5.00 | 0.4445 | 0.0868 | 0.3460 | 0.0963 | 0.8536 | 0.4413 |
8 | -8.00 | -4.00 | 0.4345 | 0.0865 | 0.3617 | 0.0893 | 0.8920 | 0.4506 |
8 | -8.00 | -3.00 | 0.4249 | 0.0857 | 0.3728 | 0.0857 | 0.9046 | 0.4582 |
8 | -8.00 | -2.00 | 0.4153 | 0.0849 | 0.3838 | 0.0821 | 0.9130 | 0.4615 |
8 | -8.00 | -1.00 | 0.4066 | 0.0852 | 0.3908 | 0.0838 | 0.9183 | 0.4623 |
8 | -8.00 | +0.00 | 0.3978 | 0.0856 | 0.3976 | 0.0856 | 0.9159 | 0.4738 |
8 | -8.00 | +1.00 | 0.3909 | 0.0839 | 0.4064 | 0.0853 | 0.9183 | 0.4623 |
8 | -8.00 | +2.00 | 0.3840 | 0.0821 | 0.4152 | 0.0849 | 0.9130 | 0.4615 |
8 | -8.00 | +3.00 | 0.3730 | 0.0857 | 0.4247 | 0.0857 | 0.9046 | 0.4582 |
8 | -8.00 | +4.00 | 0.3620 | 0.0892 | 0.4343 | 0.0865 | 0.8920 | 0.4506 |
8 | -8.00 | +5.00 | 0.3463 | 0.0962 | 0.4443 | 0.0868 | 0.8536 | 0.4413 |
8 | -8.00 | +6.00 | 0.3306 | 0.1031 | 0.4543 | 0.0872 | 0.7605 | 0.4283 |
8 | -8.00 | +7.00 | 0.3082 | 0.1058 | 0.4916 | 0.0815 | 0.6313 | 0.3751 |
8 | -8.00 | +8.00 | 0.2857 | 0.1084 | 0.5291 | 0.0758 | 0.4908 | 0.3093 |
8 | -7.00 | -8.00 | 0.5377 | 0.0800 | 0.2875 | 0.1137 | 0.4505 | 0.2927 |
8 | -7.00 | -7.00 | 0.5037 | 0.0836 | 0.3085 | 0.1116 | 0.5693 | 0.3537 |
8 | -7.00 | -6.00 | 0.4697 | 0.0872 | 0.3295 | 0.1094 | 0.6733 | 0.4067 |
8 | -7.00 | -5.00 | 0.4540 | 0.0869 | 0.3433 | 0.1034 | 0.7301 | 0.4347 |
8 | -7.00 | -4.00 | 0.4384 | 0.0867 | 0.3570 | 0.0974 | 0.7532 | 0.4500 |
8 | -7.00 | -3.00 | 0.4276 | 0.0863 | 0.3688 | 0.0929 | 0.7604 | 0.4594 |
```

Tableau 4.1: Partie d'une table text des réponses relatives des WLS du BEMC déduite lors des tests avec la lumière UV: On y voit la position des premiers points d'impact sur un module de type carré (type 0)

$$(R_k^i)_m = \frac{E^i_{WLS(k)}}{\sum_{j=1}^4 E^i_{WLS(j)}} \tag{4.4}$$

La position du centre de gravité de la gerbe dans une cellule (u_1^{opt}, v_1^{opt}) est alors déterminé, en première approximation, en minimisant la valeur de:

$$\chi^2(u,v) = \sum_{k=1}^{4} \left((R_k^i)_m - R_k(u,v)\right)^2 \tag{4.5}$$

Où $(R_k^i)_m$ est le rapport (4.4) obtenu pour l'événement considéré et $R_k(u,v)$ est le rapport (4.3) donné par la table déterminée précédement.

Une fois les valeurs (u_1^{opt}, v_1^{opt}) obtenues, on sait alors que le point d'impact de la particule frappant le module du BEMC se trouve dans un cercle de centre (u_1^{opt}, v_1^{opt}) et de rayon $0.5cm$.

Dans une seconde étape, l'estimation plus précise du point d'impact est obtenue en faisant un developpement de χ^2 autour du point (u_1^{opt}, v_1^{opt}) en cherchant les valeurs de Δu et de Δv qui minimisent $\chi^2(u + \Delta u, v + \Delta v)$. Mathématiquement ceci revient à résoudre le système d'équations :

$$\begin{bmatrix} \sum_k (\partial R_k/\partial u)^2 & \sum_k (\partial R_k/\partial u)(\partial R_k/\partial v) \\ \sum_k (\partial R_k/\partial u)(\partial R_k/\partial v) & \sum_k (\partial R_k/\partial v)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta u \\ \Delta v \end{bmatrix} = \quad ....$$

$$= \begin{bmatrix} \sum_k \left((R_k^i)_m - R(u_1^{opt}, v_1^{opt})\right)(\partial R_k/\partial u) \\ \sum_k \left((R_k^i)_m - R(u_1^{opt}, v_1^{opt})\right)(\partial R_k/\partial v) \end{bmatrix} \tag{4.6}$$

Les dérivées partielles de R_k sont obtenues en faisant une interpolation linéaire entre (u_1^{opt}, v_1^{opt}) et les quatres points avoisinants : $(u_{opt}^1 \pm 1, v_{opt}^1)$ et $(u_{opt}^1, v_{opt}^1 \pm 1)$.

La position du point d'impact est alors donnée par:

$$u_2^{opt} = u_1^{opt} + \Delta u \tag{4.7}$$

$$v_2^{opt} = v_1^{opt} + \Delta v \tag{4.8}$$

La position (u, v) du point d'impact relative dans un module étant obtenue, on déduit facilement la position x_{cell} et y_{cell} dans le plan (xy) en faisant des translations et des rotations suivant le type et la position du module concerné.

La position de l'amas d'énergie constitué de n_{cell} cellules est alors le centre de gravité des positions x_{cell} et y_{cell} de chaque cellule pondérée par leurs énergies repectives E_{cell}^i.

$$x_{cl} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{cell}} x_{cell}^i E_{cell}^i}{\sum_{i=1}^{n_{cell}} E_{cell}^i} \tag{4.9}$$

$$y_{cl} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{cell}} y_{cell}^i E_{cell}^i}{\sum_{i=1}^{n_{cell}} E_{cell}^i} \tag{4.10}$$

4.2.3 Autres caractéristiques d'un amas :

Le BEMC a une longueur de 22.5 X_0 qui lui permet de contenir à 98% une gerbe électromagnétique, par contre la plupart des hadrons traversent le BEMC sans interagir. Ceci est dû au fait que la longueur du BEMC de $\sim 1\lambda_0$ ne permet de détecter qu'une faible fraction de l'énergie du hadron (voir appendice B). Ceci confére au BEMC la caractéristique d'être un calorimètre uniquement électromagnétique.

Les caractéristiques du développement de la gerbe, utiles pour séparer les gerbes hadroniques des gerbes électromagnétiques, sont stockées dans la banque BCLP. Cette banque contient principalement le rayon de la gerbe (dimension latérale de celle-ci) ainsi que le rapport entre l'énergie des WLS courts et celle donnée par les WLS longs, qui donne en principe une information sur son développement longitudinal.

Le rayon de la gerbe est la moyenne des distances séparant le centre de gravité de l'amas (x_{cl}, y_{cl}), des centres de gravité de la gerbe (x_{cell}, y_{cell}), dans chacune des cellules le constituant.

$$R_{cl} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{cell}} E^i_{cell} \sqrt{\left(x_{cl} - x^i_{cell}\right)^2 + \left(y_{cl} - y^i_{cell}\right)^2}}{\sum_{i=1}^{n_{cell}} E^i_{cell}} \tag{4.11}$$

Il existe aussi, pour les modules équipés de WLS courts (voir chapitre 3), un estimateur de la fraction d'énergie électromagnétique dans la gerbe. Cet estimateur est défini par :

$$EFRAC = 1 - \frac{E_{had}}{E_{quad}} \tag{4.12}$$

Où E_{quad} est l'énergie totale, déposée dans les WLS longs des cellules constituants l'amas, et E_{had} la somme des énergies des WLS courts, donnée par :

$$E_{had} = \sum_{i=1}^{n_{cell}} \sum_{j=5}^{6} E^i_{WLS(j)} \tag{4.13}$$

En fait, la signification physique de $EFRAC$ est qu'une gerbe hadronique possède un développement longitudinal plus profond que celui d'une gerbe électromagnétique (voir appendice B). Une particule électromagnétique dépose $\sim$ 63% de son énergie dès le premier X_0 du module. Ce dernier a 22.5 X_0 de longueur et les WLS courts n'intégrent que l'énergie déposée dans les $\sim$ 6.8 derniers X_0; ce qui représente une fraction très faible de l'énergie totale déposée. Par contre, une particule hadronique, si elle dépose une énergie, la déposera plutôt à la fin du module dont la longeur totale correspond à une longueur d'interaction λ_0.

La mauvaise calibration des WLS courts "hadroniques" ainsi que le bruit qui leur est attaché, du fait que leurs diodes ont une surface double de celle des WLS longs (voir chapitre 3), nous a amené à abondonner, dans notre analyse, l'estimateur caractérisant la fraction d'énergie hadonique déposée à l'arrière de chaque module. Pour la séparation électromagnétique/hadronique, on a préféré travailler avec l'estimateur donnant le rayon de la gerbe qui, comme on va le voir, s'avère très efficace.

4.3 Sélection des événements QED Compton:

Dans les chapitres précédents on a défini les caractéristiques principales des événements de QED Compton quasi-réel, que l'on veut étudier. Il s'agit d'événements qui, expérimentalement parlant, ne donnent dans le détecteur H1 que deux amas électromagnétiques correspondants à l'électron et au photon finals. Le proton dans le cas élastique, ou les hadrons dans le cas inélastique, échappent à la détection de H1 dans la majorité des cas. En plus, comme on l'a vu dans le chapitre consacré aux études Monte Carlo, on introduit une coupure sur l'angle de coplanarité, pour se restreindre aux cas élastique ou inélastique dont la section efficace est bien connue. Cela présente l'avantage, notamment pour les petites masses invariantes, de se restreindre à de très petites valeurs de l'impulsion transverse (P_t) du hadron. C'est pourquoi on ne recherchera que deux particules dans le détecteur.

Au cours de l'année 1993, l'expérience H1 a accumulé $\sim$ 2000 DST (Data Summary Tape): cassettes contenant les événements utiles pour les différentes analyses de physique. A raison de $\sim$ 2000 événements par DST, on a $\sim$ 4 10^6 événements à lire, dans lesquels une grande partie ne concerne pas l'analyse que l'on se propose de faire. C'est pour cela que l'on a créé la répartition des événements au niveau $L5$ (voir chapitre

3) en différentes classes, suivant la physique qu'ils représentent. Ainsi pour gagner du temps de calcul on se restreindra aux événements qui nous intéressent en sélectionnant, dans notre lecture, la classe qui les contient.

La première étape de sélection des événements de QED Compton est donc faite au niveau $L5$ de classification, où la routine QEDCOM que l'on a créée "étiquette" les candidats et les met dans une classe spéciale (classe 12 bit 5) prévue pour ces derniers. On a recueilli $\sim$ 5000 candidats dans cette classe (à comparer avec les $\sim 4\ 10^6$ événements sans aucune classification). Ces événements sont ensuite stockés dans 5 mini-DST qui vont nous servir de base pour créer différents "ntuples" nécéssaires à l'analyse complète de ces candidats, qui vient dans une seconde étape.

4.3.1 Sélection au niveau de la classe 12 du $L5$:

Un première étude des possibilités de sélection a été faite sur des événements simulés, avant la première prise de données en 1992. Elle est exposée en appendice C.

Les premiers 24 événements de QED Compton observés dans H1 pendant la première prise de données en 1992, ainsi que les résultats obtenus à partir de l'étude précédente sur les événements simulés, nous ont permi d'établir les critères de sélection de ces derniers. Ainsi en étudiant la réponse du détecteur à de tels événements et aux événements de contamination dûs aux autres processus physiques, ainsi qu'au bruit qui apparait avec un taux élevé à H1 (les interactions du faisceau avec le gaz résiduel et les parois du tube à vide, les μ cosmiques ainsi que les halos de μ accompagnant le faisceau de protons), on a élaboré un programme de tri et de classification de ces événements. Ce dernier a été implementé au niveau $L5$ de déclenchement, où une classe spéciale est réservée aux candidats de QED Compton.

On distingue expérimentalement trois types d'événements de QED Compton :

1. Les événements où les deux particules (électron et photon) sont dans le calorimètre arrière, le BEMC. En fait, $\sim 80\%$ des événements de QED Compton sont de ce type. La section efficace de ce processus étant en (dW/W^3), ces événements sont dominés par la production des petites masses invariantes. Or, la masse invariante du système

$(e-\gamma)$ est proportionnelle à l'énergie du photon quasi réel émis par le proton; Ceci implique que le photon quasi réel a tendance à avoir des énergies très petites, comparées à l'énergie de l'électron incident (26.7 GeV). Le système $(e-\gamma)$ final a donc tendance à être émis vers l'arrière, dans la region du BEMC (voir figure 2.6). Donc, les masses invariantes observées dans cette catégorie d'événements sont petites, avec :

$$1.6\ \ GeV \leq W \leq 13.6\ \ GeV \tag{4.14}$$

2. Les événements où l'une des deux particules est émise dans le BEMC (dans la plupart des cas c'est le photon puisque le Compton favorise la rétrodiffusion) et l'autre dans le LAC. Ces événements sont caractérisés par des masses invariantes moyennes du système $(e-\gamma)$.

$$4.6\ \ GeV \leq W \leq 52.6\ \ GeV \tag{4.15}$$

3. Les événements où les deux particules, électron et photon sont émis dans le LAC. Plus l'angle d'émission (relativement à la direction du proton) diminue, plus le système $(e-\gamma)$ aura une masse invariante élevée.

$$13.5\ \ GeV \leq W \leq 300\ \ GeV \tag{4.16}$$

En fait, cela vient tout simplement de ce que le photon quasi réel est de plus en plus énergique et donc, la vitesse du centre de masse du système $(e-\gamma)$ diminue (en valeur absolue) et s'annule pour $W = 2E_e^i$, elle change même complètement de sens pour $W > 2E_e^i$, cas où les deux particules sont émises vers l'avant.

Notons que dans toute cette étude les amas d'énergie sont ordonnés par énergies décroissantes:

$$E_{cl1} \geq E_{cl2} \geq E_{cl3}..etc.. \tag{4.17}$$

Dans cette première étape de sélection des candidats, les coupures communes à ces trois types d'événements sont les suivantes :

a. Une première coupure sur le vertex de l'interaction rejette tous les événements qui ont un vertex se trouvant hors de la zone nominale d'interaction.

$$|z_{vtx}| \leq 80cm \tag{4.18}$$

Ceci est nécessaire pour éliminer les événements de bruit qui ne proviennent pas de l'interaction des faisceaux *ep*. Ces événements sont principalement des événements d'interaction du faisceau de proton avec le gaz résiduel ou avec les parois du tube à vide (figure 4.3), surtout derrière le BEMC[1].

b. – Une coupure sur l'énergie visible: L'équation 1.45 implique que l'énergie visible, ou encore l'énergie correspondant à la somme des énergies de l'électron et du photon finals, est supérieure ou égale à l'énergie du faisceau d'électrons. Par conséquent on imposera :

$$E_{cl1} + E_{cl2} \geq 18GeV \tag{4.19}$$

– Une coupure sur l'énergie du premier amas: l'énergie de la particule la plus énergique doit être au moins égale à la moitié de l'énergie de l'électron incident (26.7/2=13.35 GeV). On imposera alors:

$$E_{cl1} \geq 8GeV \tag{4.20}$$

On a choisit ces valeurs inférieures aux limites attendues, pour éviter toute perte d'événements qui serait dûe à une perte d'énergie dans les calorimètres, ou une mauvaise reconstruciton des énergies des amas, ou encore une correction radiative sur l'électron incident.

c. Une coupure sur l'énergie du deuxième amas à :

$$E_{cl2} \geq 2GeV \tag{4.21}$$

cette coupure a été choisie pour rejeter les petits amas simplement dûs au bruit (surtout dans le BEMC), de l'ordre de 1 GeV.

d. Puisqu'on ne veut avoir dans le détecteur que deux et uniquement deux amas, correspondants au photon et à l'électron, on impose une coupure sur l'énergie du troisième :

$$E_{cl3} \leq 2GeV \tag{4.22}$$

[1] Il faut noter que, dans le cas dominant des petites masses invariante, la plupart des événements de QED Compton sont émis à très grands angles vers l'arrière (BEMC). Par conséquent, ils sont hors de l'acceptance du système de traces central et donc ne possèdent aucun vertex reconstruit.

Cette coupure peut être la cause de perte de vrais événements dans les cas où les calorimètres sont très bruyant et présentent des canaux "chauds" donnant de faux amas avec une énergie supérieure à 2 GeV. Ceci entrainera une perte d'efficacité de notre classification. Cette efficacité sera traitée en détail au chapitre 6, quand on abordera les études des effets systématiques sur la Luminosité mesurée par notre méthode.

e. On fait une coupure sur l'angle de coplanarité. Cette coupure est cruçiale pour la rejection du bruit.

$$\frac{3\pi}{4} \leq \Delta\varphi \leq \frac{5\pi}{4} \tag{4.23}$$

Dans cette première sélection, on a coupé sur l'angle de coplanarité à 45^o. Plus tard, dans l'analyse, on restreindra éventuellement cette coupure à de plus petites valeurs pour éliminer davantage la contribution inélastique.

f. Une coupure sur le nombre de bonnes [2] traces reconstruites dans les chambres du détecteur central. Puisqu'on n'a que deux particules, le nombre de traces doit être au plus égal à trois, correspondant au cas où le photon final se serait converti dans le tube à vide, ou en traversant ces parois.

En plus de ces coupures communes, on a définit quelques autres coupures spécifiques à chacune des trois configurations d'événements de QED Compton :

A. Dans le premier cas où les deux amas sont dans le BEMC :

   - A partir des relations 1.45 et 1.47, connaissant l'acceptance du BEMC, on a déduit une limite supérieure de l'énergie visible :

$$E_{cl1} + E_{cl2} \leq 32GeV \tag{4.24}$$

   - Puisque les deux particules sont émises dans la direction arrière, on ne doit détecter aucune bonne trace dans le détecteur de traces vers l'avant (voir chapitre 3).

B. Cas où un amas est dans le BEMC et l'autre dans le LAC.

[2] Pour la définition des critères d'une bonne trace, voir l'appendice C.

– On choisit, pour la coupure en énergie visible, une limite légérement supérieure à celle définie précédement

$$E_{cl1} + E_{cl2} \geq 20GeV \tag{4.25}$$

et on n'impose aucune limite supérieure sur cette énergie.

– On impose qu'il n'y ait pas plus de deux bonnes traces dans le détecteur de traces vers l'avant, correspondant au cas où le photon émis vers l'avant se convertit en une paire e^+e^- et donne deux traces.

C. Pour les événements avec deux amas dans le LAC, en plus de la même coupure inférieure sur l'énergie visible, on impose qu'il n'y ait pas plus de trois traces vers l'avant, cas de grandes énergies du photon quasi réel ($> 2E_e^i$) où l'électron et le photon finals sont émis vers l'avant.

Pour les événements ayant au moins l'une des deux particules émise dans la région du LAC et pour éviter la contamination, surtout en μ cosmiques donnant deux amas très coplanaires et ayant des énergies suffisantes pour passer toutes les coupures précédentes, on a imposé que les amas du LAC aient une grande fraction d'énergie électromagnétique.

$$EMFR \geq 90\% \tag{4.26}$$

4.3.2 Première approche à l'analyse des candidats :

Après cette sélection, une analyse détaillée est faite sur le lot de candidats stockés dans les 5 mini-DST. Après une coupure sur le TOF, les événements sont stockés dans des ntuples à partir desquels se fait toute l'-analyse : application des coupures sur le trigger, application des coupures fiducielles et rejection du bruit de fond. Dans ce qui suit on va détailler ces différentes étapes.

4.3.2.1 Coupure au niveau du temps de vol TOF:

Les deux murs de scintillateur constituants ce détecteur placé derière le BEMC, servant à séparer par temps de vol les particules issues de la zone nominale d'interaction de celles venant en amont, dûes à l'interaction du faisceau du proton avant le BEMC (voir partie TOF dans le chapitre 3).

Un module du TOF ayant la réponse 110 nous informe que la particule qui l'a traversé était hors de la fenêtre caractérisant le temps de vol d'une particule crée au point nominal de l'interaction à un croisement donné. La coupure faite à ce niveau [3]: consiste à demander que l'amas d'énergie dans le BEMC ne coïncide pas avec un module du TOF ayant une telle réponse.

4.3.2.2 Le système de déclenchement et les variables le caractérisant:

Si on se restreint aux événements de QED Compton à petites masses invariantes du système $(e-\gamma)$ où l'électron et le photon sont dans l'acceptance du BEMC, ces derniers sont déclenchés au moins par le "trigger" du BEMC, le BSET (BEMC Single Electron Trigger). Il est à noter que les modules triangulaires du BEMC ne peuvent à eux seuls contribuer au déclenchement étant donné le fort taux de bruit près de la zone du faisceau.

Le principe du BSET est le suivant :

- Une fois les modules triangulaires exclus, l'algorithme du BSET cherche un module initiateur "seed" à l'exterieur de cette zone. Ce module doit avoir une énergie supérieure à un seuil haut E_{sh}.
- Une fois l'amas initiateur trouvé, la deuxième étape est de chercher parmis les modules qui lui sont adjacents (8 au maximum) ceux qui possèdent une énergie supérieure à un seuil bas E_{sb}. Si les modules triangulaires ne peuvent initier un amas vu par le BSET, il peuvent, néanmoins, contribuer à la formation d'un amas.
- Un amas, dans la définition du BSET est alors constitué du module initiateur ayant une énergie supérieure à E_{sh} et de tous les modules qui lui sont adjacents ayant une énergie supérieure à E_{sb}. L'énergie totale de cet amas doit être supérieure à un autre seuil haut défini, cette fois-ci, pour l'amas : E_{cl}.

Le BSET, tel qu'il a été implémenté lors des prises de données 1993 [71], est caractérisé par:

[3] La coupure sur le TOF n'a pas été implémentée dans le premièr niveau de sélection pour deux raisons principales:

- Eviter toute perte d'événements à cause de l'inefficacité du TOF.
- Permettre, justement, une étude de l'efficacité de ce dernier, basée sur de tels événements

- Une énergie d'initiateur, E_{sh}, à 3 GeV (2.3 - 2.6 GeV avec une efficacité de $\sim$ 50%).
- Un seuil bas , E_{sb}, de 1.3 GeV.
- Le seuil haut de l'amas, E_{cl}, possède trois valeurs et donc on a trois variantes du BSET:
  - $E_{cl} = 4$ GeV, le BSET correspondant s'appelle BSET-CL1. Ce "trigger" tout seul, présente un grand taux de comptage et donc il est soit "down-scalé" pour servir juste comme moniteur, soit combiné à d'autre sous-trigger pour réduire sa grande fréquence.
  - $E_{cl} = 8$ GeV, le BSET correspondant s'appelle BSET-CL2. C'est ce sous système du BSET que l'on va utiliser par la suite, puisque c'est le trigger principal des événements de QED Compton ayant le photon et l'électron dans le BEMC.
  - $E_{cl} = 15$ GeV, le BSET correspondant s'appelle BSET-CL3. Il est très selectif et peut être utilisé pour les événements de diffusion profondément inélastiques, où l'électron est diffusé dans le BEMC avec une énergie proche de celle du faisceau.

Toute ces énergies sont, bien sur, supérieures aux énergies que l'on utilise après reconstruction. Ceci est dû au fait que les temps de mise en forme des signaux du BSET sont cinq fois plus petits que ceux utilisés par la branche d'acquisition des données (DAQ). Ceci conduit à une contribution de bruit plus élevée : $\sim$ 0.8 GeV à comparer à $\sim$ 0.1 GeV de bruit des signaux de la DAQ.

Pour s'assurer que l'on traite de la même façon les événements simulés et les événements réels du point de vue "trigger", on a créé un algorithme simulant ce dernier. Cet algorithme, placé dans la chaîne d'analyse, utilise les énergies reconstruites corrigées et procède comme suit:

Comme on l'a expliqué précédement, on cherche une "graine" hors des modules triangulaires et qui peut initier un amas. Une fois la graine trouvée, on lui "agglutine" les modules (huit au maximum) qui se trouvent autours, pour constituer l'amas. cette opération est répetée une deuxième fois pour la deuxième graine (les graines sont ordonnés par énergie décroissante), les deux valeurs des énergies de ces graines et des amas qui leurs correspondent seront stockées par la suite dans le ntuple. Cet algorithme fait une recherche systématique de toutes les graines hors de la zone des triangles, tout en évitant le double comptage d'un même module dans deux amas.

On va voir, au chapitre 6 consacrée à la mesure de la Luminosité, dans l'étude des erreurs systématiques l'influence des valeurs des énergies imposées sur la graine et l'amas, sur le nombre d'événements ainsi que sur la mesure de la Luminosité intégrée.

4.3.2.3 Ntuples:

A partir des candidats des mini-DST, et après la coupure sur le TOF, on va créer différents ntuples contenant les variables utilisées dans l'analyse, à savoir:

- Les énergies des amas dans les différents calorimètres (E_{cl}).
- Les positions des amas dans les différents calorimètres (x_{cl}, y_{cl}, z_{cl}).
- Les rayons de gerbes dans le LAC et le BEMC.
- Les positions des hits dans la BPC.

Ceci n'est qu'un échantillon des variables utilisées dans le ntuple et qui sont déduites directement des banques crées lors de la reconstruction. En ce qui concerne le trigger, comme on vient de le décrire ci dessus, on cherche les deux graines du BEMC et leurs amas respectifs, les quatres énergies sont aussi stockées dans le ntuple.

4.3.3 Analyse détaillée des candidats :

4.3.3.1 Coupures fiducielles:

Au début de cette analyse, on applique les coupure fiducielles suivantes, si on veut se restreindre aux événements aux deux amas dans le BEMC, par exemple :

- Une coupure sur l'énergie du premier amas :

$$E_{cl1}(BEMC) \geq 8GeV \qquad (4.27)$$

- Une coupure sur l'énergie du deuxième amas à :

$$E_{cl2}(BEMC) \geq 2GeV \tag{4.28}$$

- Une coupure sur l'énergie visible :

$$E_{cl1}(BEMC) + E_{cl2}(BEMC) \geq 18GeV \tag{4.29}$$

- On coupe les événements ayant les deux amas reconstruits dans la zone des modules triangulaires interieurs. Puisque ces événements sont à la limite d'acceptance du BSET trigger, et si on a recueilli expérimentalement quelques uns d'entre eux, il y en a beaucoup qui ne sont pas "vu" par le BSET.

- Enfin, une coupure sur l'énergie de la graine E_{seed} ainsi que sur l'énergie de l'amas constitué à partir d'elle E_{cl}, et ceci pour simuler le BSET trigger :

$$E_{seed} \geq 3GeV \quad et \quad E_{cl} \geq 8GeV \tag{4.30}$$

4.3.3.2 Rejection du bruit de fond:

Pour la rejection du bruit de fond, on utilise les caractéristiques des événements de QED Compton. Les deux caractéristiques principales étant le fait que les deux particules finales mises en jeux sont électromagnétiques et que leurs énergies sont reliées à leurs angles d'émission par les contraintes énergie-angles des relations 1.48.

A) Utilisation du rayon de la gerbe R_{cl} :

Pour rejeter les événements hadroniques, on utilise le rayon de la gerbe, ou encore, le développement transverse de celle-ci. L'étude du développement longitudinal de la gerbe à partir des WLS courts (qui n'existent pas d'ailleurs dans tous les modules) n'est absolument pas fiable (voir chapitre 3). La figure 4.4 montre la distribution du rayon d'une gerbe électromagnétique simulée dans le BEMC. On voit que la valeur moyenne est de l'ordre de 1.3 cm et avec un rms de l'ordre de 1 cm.

On crée ainsi un χ^2, caractérisant le rayon des gerbes défini par :

$$(\chi^2_{cli})_1 = \left(\frac{R_{cli} - < R_{cl} >}{\sigma_R}\right)^2 \tag{4.31}$$

où l'indice i est relatif au i ème amas (en fait, il n y'en a que deux), R_{cli} le rayon de la gerbe qui lui est associée, Les valeurs $< R_{cl} >$ et σ_R sont le rayon moyen de la gerbe et la dispersion sur cette valeur respectivement déduits de la simulation il valent:

$$< R_{cl} >= 1.3cm \qquad\qquad \sigma_R = 0.7$$

La figure 4.5, montre la distribution de paramètres caractérisant les événements, à savoir :

- R_{cl1} : le rayon de la première gerbe.
- R_{cl2} : le rayon de la deuxième gerbe.
- E_{vis} : l'énergie totale des deux amas.
- $\Delta\varphi$: l'angle de coplanarité.

Les 4 premières figures sont les distributions correspondant aux événements simulés, les 4 dernières représentent celles des événements réels, événements dont les deux amas sont dans le BEMC, passant toutes les coupures précédentes, sauf celle relative au trigger. La partie hachurée représente les événements ayant au moins un amas avec un rayon de gerbe supérieur à 4 cm. Pour les événements simulés on voit une très faible proportion de ces événements (à grands rayons). Ils correspondent à des particules simulées dans un crack ou entrant dans le BEMC par sa face latérale, donnant une perte d'énergie et donc une mauvaise reconstruction du rayon de la gerbe. Pour les événements réels, on voit que dans les cas où l'une des deux gerbes a un rayon $R_{cl} > 4cm$, les événements sont dans les queues de distributions de l'énergie visible, et une distribution plate en coplanarité. Ces événements, s'il peuvent contenir de bon candidats de QED Compton dont les paramètres sont mal reconstruits, contiennent beaucoup d'événements de bruit qui n'ont aucune raison pour que leurs deux amas aient une énergie visible proche de celle du faisceau et soient coplanaires. Par contre les événements à $R_{cl} \leq 4cm$ ont des distributions de l'énergie visible et de la coplanarité présentant un pic autour de 26.7 GeV et π respectivement.

B) Utilisation des contraintes :

En plus du fait que les deux particules finales mises en jeu dans les événements de QED Compton et observées dans le détecteur sont éléctromagnétiques, on a vu que leurs énergies sont reliées à leurs angles d'émission par les relation 1.48. Ainsi on utilise ces contraintes pour créer un deuxième χ^2, définit par :

$$(\chi^2_{cli})_2 = \left(\frac{E_{cli} - E_{cli}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})}{\sigma_E}\right)^2 \tag{4.32}$$

où E_{cli} et $E_{cli}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})$ sont respectivement l'énergie mesurée de l'amas et celle calculée à partir des angles conformément aux contraintes 1.48.

Sachant que l'on est en présence d'un calorimètre à échantillonnage, l'erreur sur l'énergie est choisie sous la forme :

$$\frac{\Delta E}{\sqrt{E}} = \frac{\sigma_E}{\sqrt{E}} = \mathcal{R}_{\prime}$$

et donc $\sigma_E = \mathcal{R}_{\prime}\sqrt{\mathcal{E}}$.

Pour les événements aux deux amas dans le BEMC, la valeur de $\mathcal{R}_{\prime}$, est déduites expérimentalement (voir figure 4.6):

$$\mathcal{R}_{\prime} = \prime.\ni$$

Il est à noter que tout ce qui a trait à cette définition du χ^2 sera traité plus en détail dans le chapitre consacré à la calibration.

C) Un χ^2 regroupant les contraintes et le rayon de gerbe:

On regroupe maintenant les deux χ^2 définis précédement en un seul χ^2 défini pour chacun des deux amas de l'événements par :

$$\chi^2_{cli} = (\chi^2_{cli})_1 + (\chi^2_{cli})_2 = \left(\frac{R_{cli} - < R_{cl} >}{\sigma_R}\right)^2 + \left(\frac{E_{cli} - E_{cli}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})}{\sigma_E}\right)^2 \tag{4.33}$$

Le "pseudo" χ^2 de l'événement n'est autre que la somme des "χ^2_{cli}" pour chacun des deux amas:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{2} \chi^2_{cli} \tag{4.34}$$

La figure 4.7(a) montre la distribution de ce χ^2 pour les événements simulés. La figure 4.7(b) montre la même distribution pour touts les événements réels passant le premièr niveau de sélection et mis dans le ntuple après coupure sur la réponse du TOF. On voit que la distribution des événements réels, présente une queue plus importante que celle des événements simulés. Cette queue contient les vrais événements dont les paramètres ont été mal reconstruits (voir appendice C), mais aussi une proportion non négligeable d'événements de bruit. Ainsi imposera-t-on une coupure sur ce χ^2, pour éliminer ce bruit résiduel.

On voit aussi, sur la figure 4.8(a), la distribution bidimentionnelle de $(\chi_{cli})_2$ en fontion de $(\chi_{cli})_1$, ou encore de $(E_{cli} - E_{cli}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2}))/\sigma_E$ en fonction de $(R_{cli} - < R_{cl} >)/\sigma_R$, pour les événements réels. La figure 4.8(b) représente la même distribution pour des événements simulés.

Il faut noter que, dans ces deux figures, on a deux entrées par événement correspondant aux deux amas du BEMC. On voit que la plupart des points, pour les événements simulés et les événements réels, sont centrés autour de l'origine correspondants aux bons candidats ayant un petit rayon de gerbe pour les deux amas et obéissant aux contraintes cinématiques caractérisant les événements de QED Compton. Néanmoins, on voit sur les deux distributions des queues, en énergie et en rayon, que l'on peut expliquer. La queue de la distribution en énergie (grandes valeurs de $|E - E(\theta)/\sigma_E|$), commune entre les événements réels et les événements simulés vient d'événements dont les énergies ont été mal reconstruites. En fait, la queue de la distribution en rayon (grands $|R - < R > /\sigma_R|$) est plus importante dans la distribution des événements réels que celle des événements simulés. Cette dernière vient d'événements mal reconstruits, alors que celle des événements réels vient surtout des événements hadroniques à grands rayons de gerbes.

La coupure sur le rayon de gerbe (R_{cl}) est inclue dans la coupure que l'on applique sur le χ^2 de l'équation 4.34. Notre critère de rejection du bruit (et des vrais événements mal reconstruits) se résume alors en une coupure sur une certaine valeur χ_0^2 du χ^2. On voit dans les figures 4.7 (a) et (b), en comparaison avec le Monte Carlo que cette valeur ne doit pas dépasser $\chi_0^2 \simeq 20$. On va voir par la suite l'influence d'un tel choix sur le nombre d'événements acceptés et la contamination en bruit qui subsiste ainsi que les conséquences que ça peut entrainer sur la calibration et sur la valeur de la Luminosité mesurée (chapitres 5 et 6).

Les figures (4.9 et 4.10) montrent les points d'impact des particules reconstruits dans la région du BEMC pour les événements simulés (figure 4.9(c)) et réels (figure 4.10(c)) ayant passé une coupure sur le χ^2 telle que $\chi_0^2 = 12$. Les événements ne passant pas cette coupure sont de deux types :

- Des vrais événements de QED Compton donnant des particules qui perdent leur énergie en passant dans un interstice entre les modules du BEMC, ou frappant le BEMC par la face latérale de ses modules triangulaires. Les figures (4.9(a,b)) et (4.10(a,b)) confirment ceci pour les événements simulés et les événements réels. On voit que les particules ayant une grande perte d'énergie ou un grand rayon de gerbe ont, dans la majorité des cas, leur points d'impacts près d'un interstice ou dans la région latérale limite du BEMC.

- Des événements de bruit de contamination, qui ne figurent d'ailleurs que pour les événements réels avant coupure sur le χ^2. Ces événements donnent des points d'impacts uniformément répartits dans la zone du BEMC, et s'ils présentent un large rayon de gerbe ou une mauvaise énergie comparée à celle prédite par les contraintes énergie-angles c'est parce que les particules mises en jeu sont (au moins l'une d'entre elles) hadroniques.

Signalons que l'on peut utiliser d'autres estimateurs pour la séparation des bons événements de ceux du bruit ou pour vérifier que l'on n'a trié que de bon événements de QED Compton [72]. Ces estimateurs ne font rien d'autre qu'utiliser les caractéristiques cinématiques des événements de QED Compton, à savoir, l'impulsion transverse vectorielle du système $(e-\gamma)$ définie par :

$$P_t = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \tag{4.35}$$

où :

$$P_x = E_{cl1} \sin\theta_{cl1} \cos\varphi_{cl1} + E_{cl2} \sin\theta_{cl2} \cos\varphi_{cl2}$$

et

$$P_y = E_{cl1} \sin\theta_{cl1} \sin\varphi_{cl1} + E_{cl2} \sin\theta_{cl2} \sin\varphi_{cl2}$$

θ_{cl} est l'angle polaire du cluster dans le BEMC, défini par rapport à la direction du proton incident et φ_{cl} son angle azimutal dans le plan (xy).

et l'énergie du faisceau calculée à partir des relations 1.48:

$$E_e^i = \frac{1}{2}\left[(1 - \cos\theta_{cl1})E_{cl1} + (1 - \cos\theta_{cl2})E_{cl2}\right] \tag{4.36}$$

Les figures 4.11 montrent les distributions de $E_e^i(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})$ (a), P_t (b) et les corrélations entre l'impulsion transverse P_t et l'énergie du faisceau $E_e^i(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})$ (c) et entre P_t et l'angle de Coplanarité $(\Delta\varphi)$ (d), pour les événements réels avant et après coupure sur le χ^2 à $\chi_0^2 = 12$, par exemple. On voit que le bruit (événements à grand P_t ou petite énergie du faisceau) dominant dans le cas des événements réels est éliminé par cette coupure. Ces distributions sont à comparer avec celles de la figure 4.12, qui représentent les même distributions pour des événements simulés.

On a dit que à peu près 80% des événements de QED Compton ont l'électron et le photon finals émis vers la région du BEMC. Dans une première étape, on n'a considéré que ce genre d'événements, étant donné la faible statistique des autres configurations que l'on avait au démarrage de la machine au printemps 1992. En 1993 la Luminosité à été multipliée par un facteur de 20, à peu près, et on a commencé à recueillir des événements de QED Compton ayant l'un ou les deux amas hors de la région du BEMC. Ce genre d'événements obéit toujours aux contraintes 1.48 énergie-angles, par contre la largeur d'une gerbe électromagnétique dans l'Argon liquide n'est pas la même que dans un calorimètre du type BEMC. Les tests du CERN sur la réponse du LAC aux électrons et aux pions [62] ont montré que les gerbes éléctromagnétiques, dans le LAC, ont un rayon moyen de ~ 3 cm, alors que les rayons des gerbes des pions sont plus larges. La figure (4.13) montre la distribution du rayon d'une gerbe électromagnétique simulée dans le LAC, on voit que l'on a ~ 3 cm pour le rayon moyen et ~ 1.3 cm pour le rms Ainsi, on a "copié" le "pseudo" χ^2 des événements dans le BEMC pour sélectionner ce genre d'événements en prenant :

- pour l'amas dans le BEMC :

$$< R_{cl} >= 1.3cm \qquad \sigma_R = 0.7cm \qquad \mathcal{R}_{\prime} = \prime.\ni$$

- pour l'amas dans le LAC :

$$< R_{cl} >= 3cm \qquad \sigma_R = 0.8cm \qquad \mathcal{R}_{\prime} = \prime.\ni$$

Après une coupure à $\chi_0^2 = 12$, le nombre d'événements de QED Compton recueillis dans chacune des configurations, pour la prise de données 1993, est comme suit:

- Evénements où l'électron et le photon sont émis dans l'acceptance du BEMC: 250 événements. La figure 4.14 montre un événement typique de cette catégorie que l'on a sélectionné.
- Evénements où l'une des deux particules est émise dans l'acceptance du BEMC alors que l'autre se trouve dans le LAC : 67 événements. Un événements de cette catégorie est montré à la figure 4.15.
- Enfin un nombre plus restreint d'événements où les deux particules finales sont émises dans l'acceptance du LAC : 5 événements, dont l'un d'eux est montré à la figure 4.16.

La figure 4.17 donne les distribution de la masse invariante du système $(e-\gamma)$ (calculée à partir des quadri-vecteurs comme expliqué dans l'appendice A), l'énergie visible et de l'angle de coplanarité pour des événements selectionnés dans le lot de candidats recueillis en 1993. L'histogramme représente les événements simulés, normalisés au nombre d'événements réels, representés en point noirs.

A l'issue de ce chapitre, il faut noter que notre sélection dépend, à postériori, de la calibration en énergie et des positions dans le BEMC. Ainsi, après cette première sélection par tri des événements à petits χ^2 (lot très propre), on calibre le BEMC avec ces événements (voir chapitre prochain), les corrections tirées de cette calibration sont ensuite réinjectées dans le χ^2 et une nouvelle sélection à partir du ntuple est faite. Les événements ainsi obtenus seront utilisés par la suite pour la mesure de Luminosité .

Chapitre 5

Calibration du Calorimètre électromagnétique arrière le BEMC

Figure 4.1: Exemples de reconstruction d'amas dans le BEMC

Figure 4.2: Points d'impact du faisceau ultra-violet selon les différentes formes des modules du BEMC

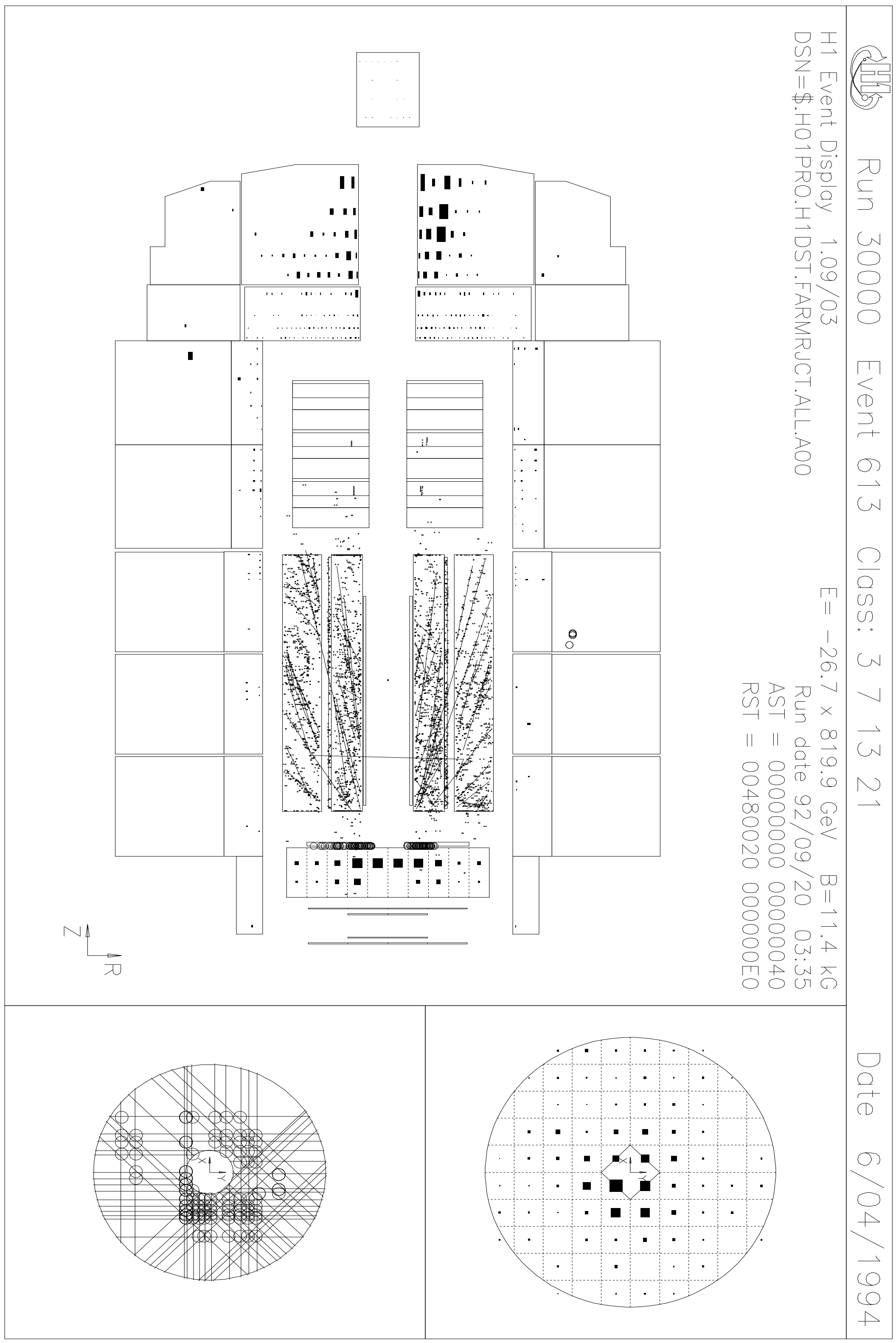


Figure 4.3: Evénement typique de bruit à H1 (interaction du faisceau de protons avec les parois du tube avant le BEMC)

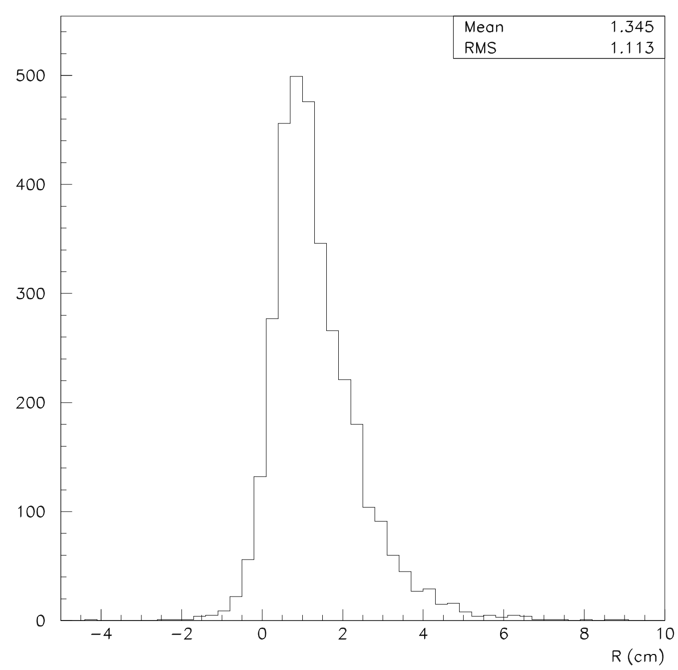


Figure 4.4: Distribution du rayon d'une gerbe électromagnétique simulée dans le BEMC

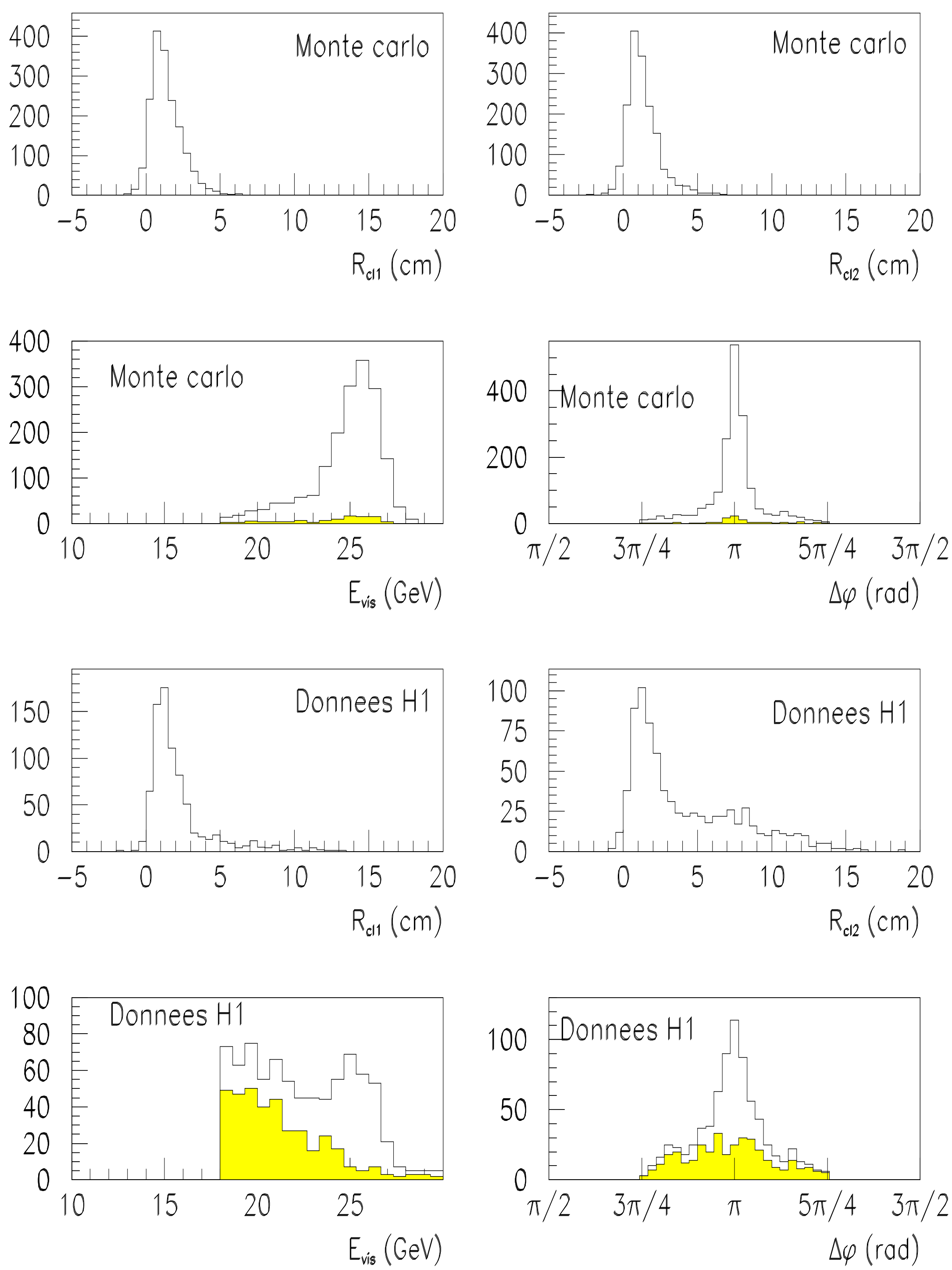


Figure 4.5: Distributions d'événements simulés et réels, la partie hachurée sont les événements avec un rayon de gerbe dans le BEMC supérieur à 4cm

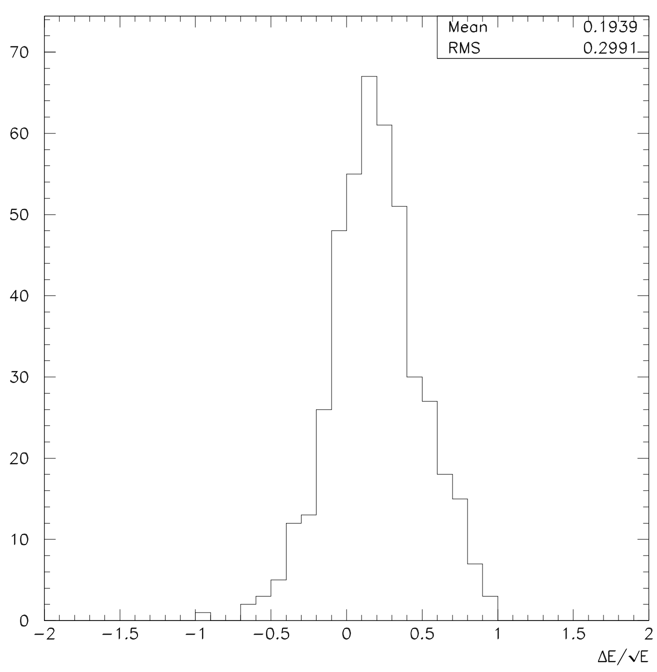
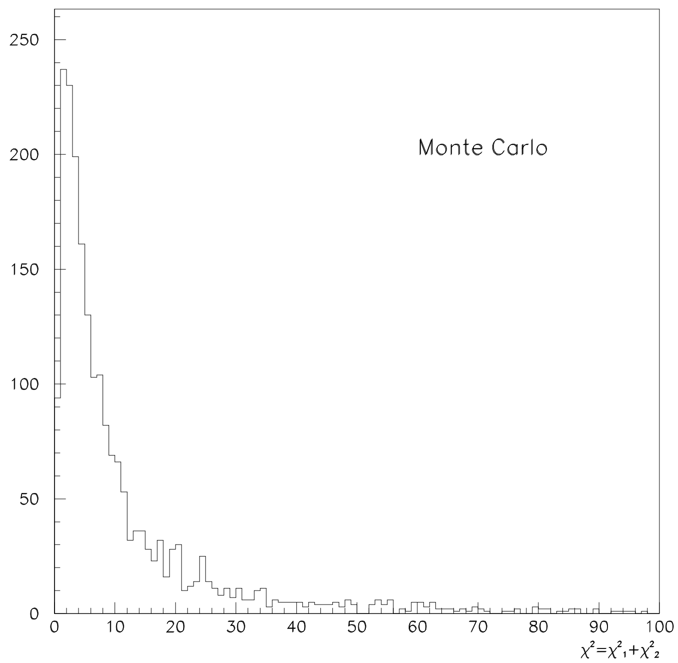
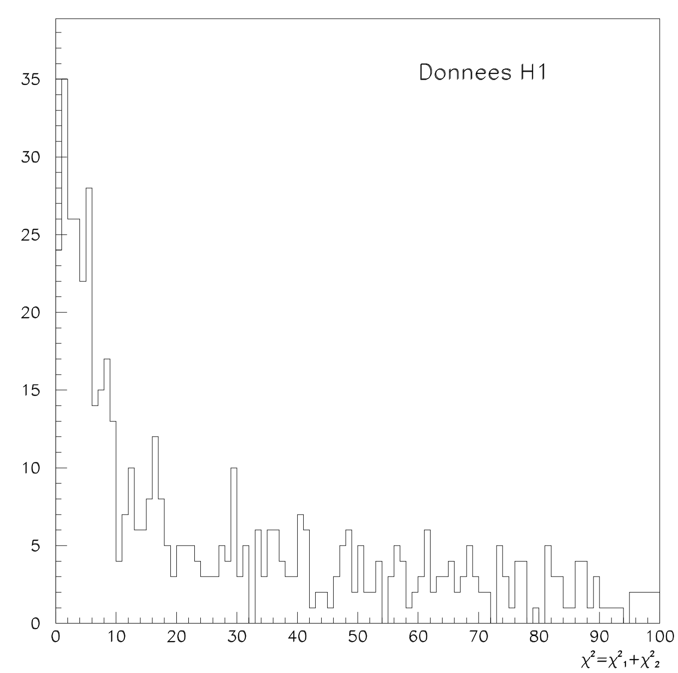


Figure 4.6: Résolution en énergie du BEMC

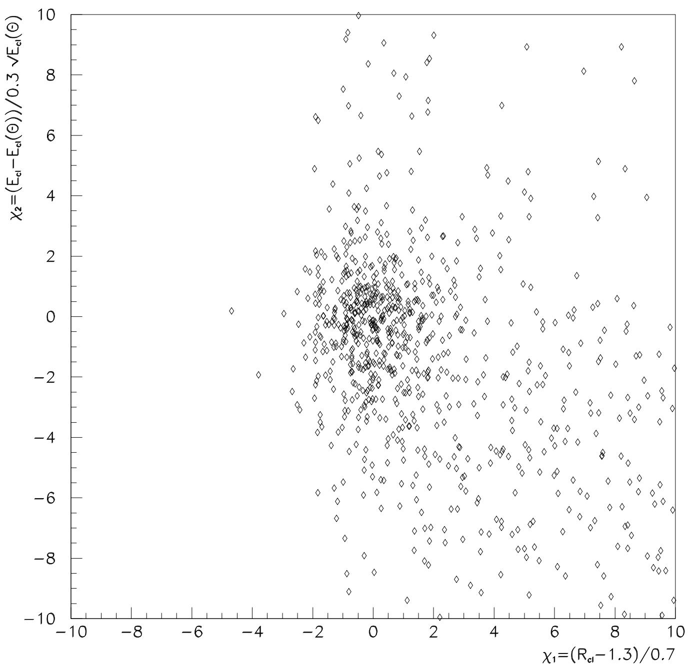


(a) Distribution du χ^2 pour les événements de QED Compton simulés

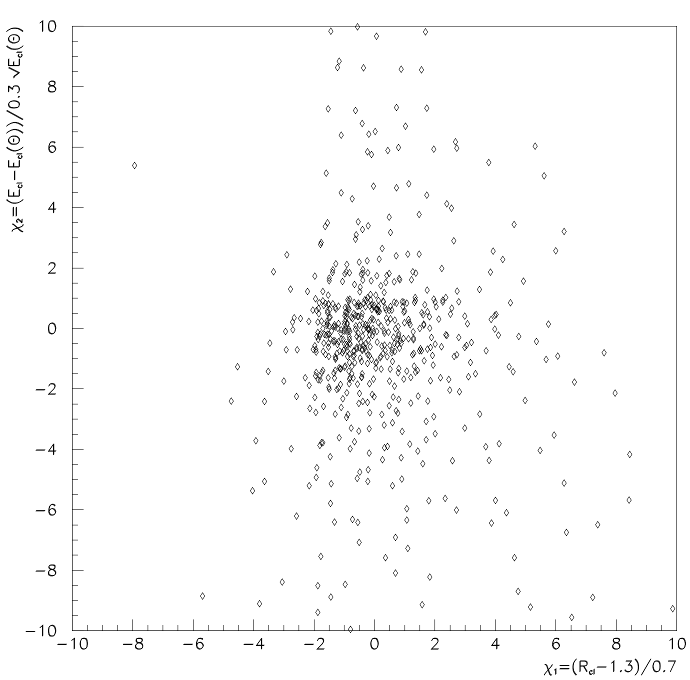


(b) Distribution du χ^2 pour les événements réels acceptés après la première étape de sélection

Figure 4.7: distributions de χ^2, des événements simulés et réels

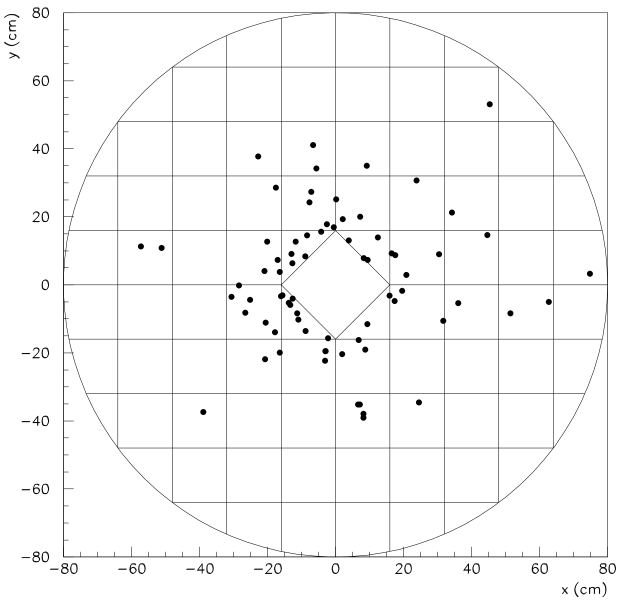


(a) Correlations entre les deux variables de chacun des deux χ^2 (χ_{cl1} et χ_{cl2}) pour les événements réels après la première étape de sélection

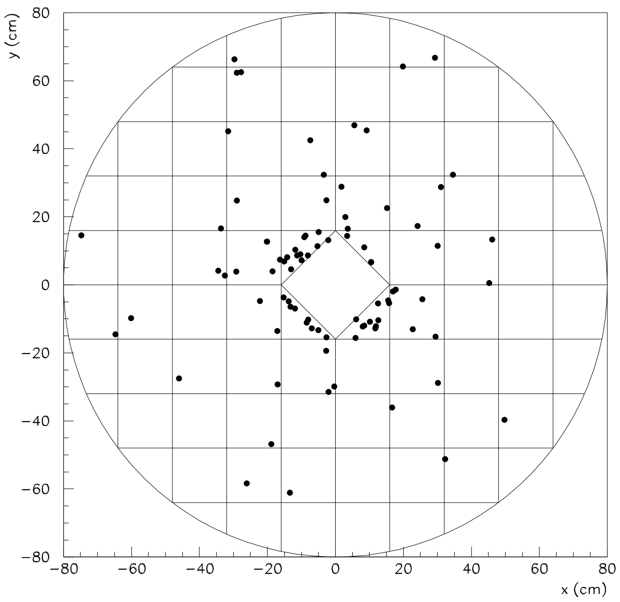


(b) Correlations entre les deux variables de chacun des deux χ^2 (χ_{cl1} et χ_{cl2}) pour les événements de QED Compton simulés

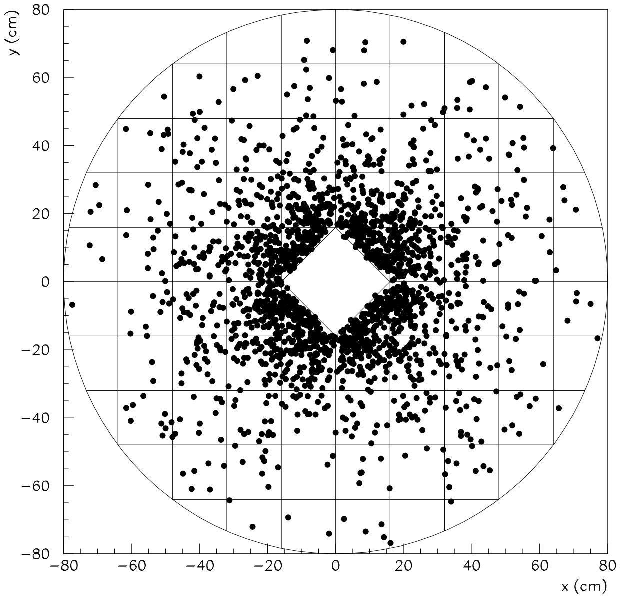
Figure 4.8: correlations entre χ_{cl1} et χ_{cl2}



(a) positions des amas avec $|\Delta E| \geq 10GeV$

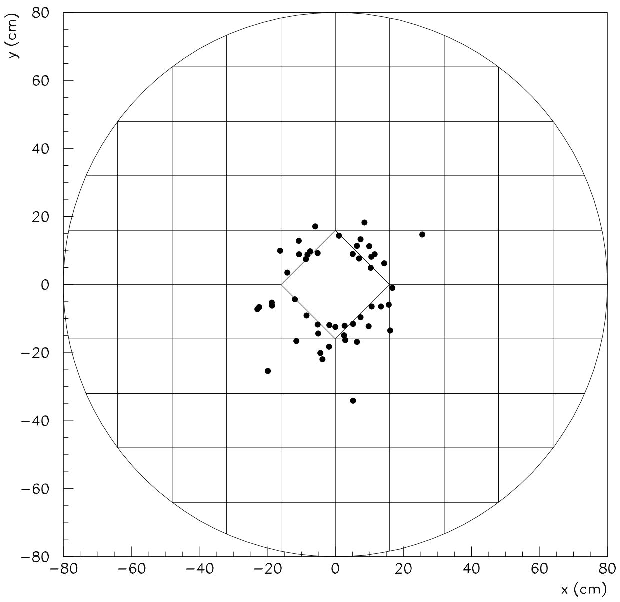


(b) positions des amas dont $R_{cl} \geq 4cm$

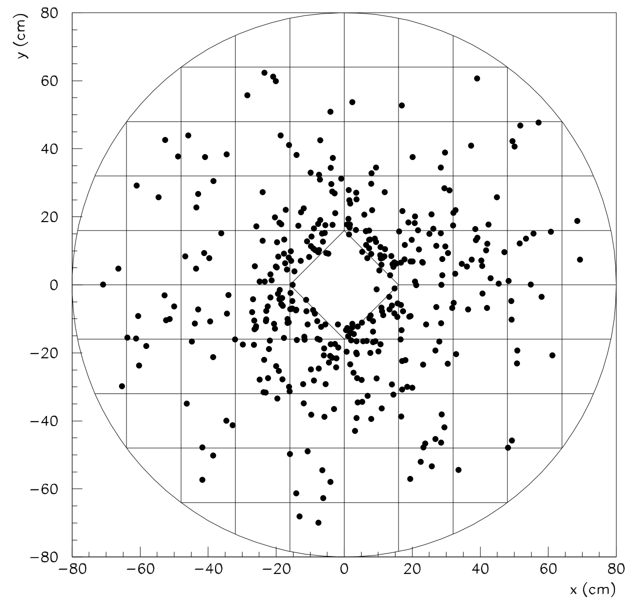


(c) impacts des événements passant la coupure à χ_0^2=12

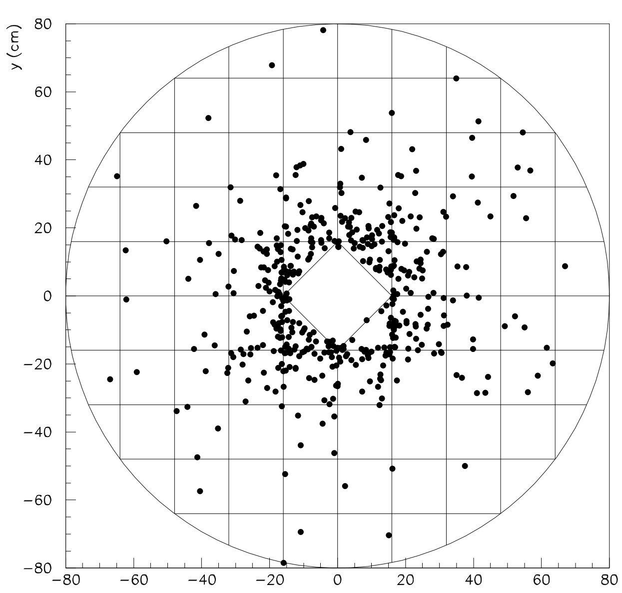
Figure 4.9: positions (x,y) des amas dans le BEMC, pour des événements simulés



(a) positions des amas avec $|\Delta E| \geq 10GeV$

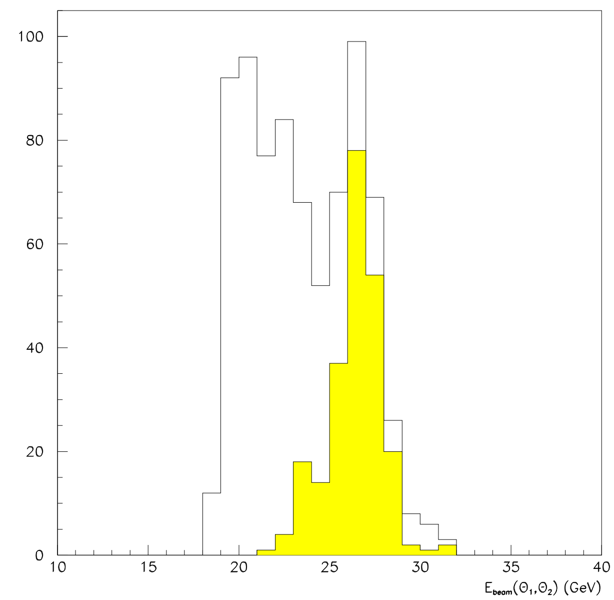


(b) positions des amas dont $R_{cl} \geq 4cm$

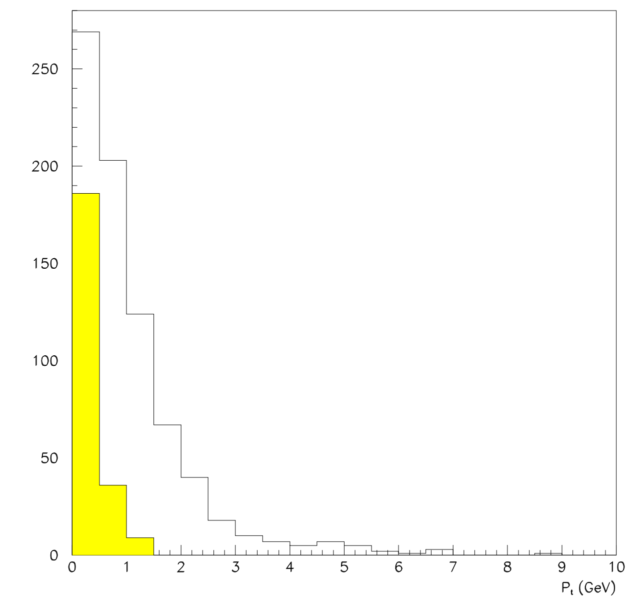


(c) impacts des événements passant la coupure à χ_0^2=12

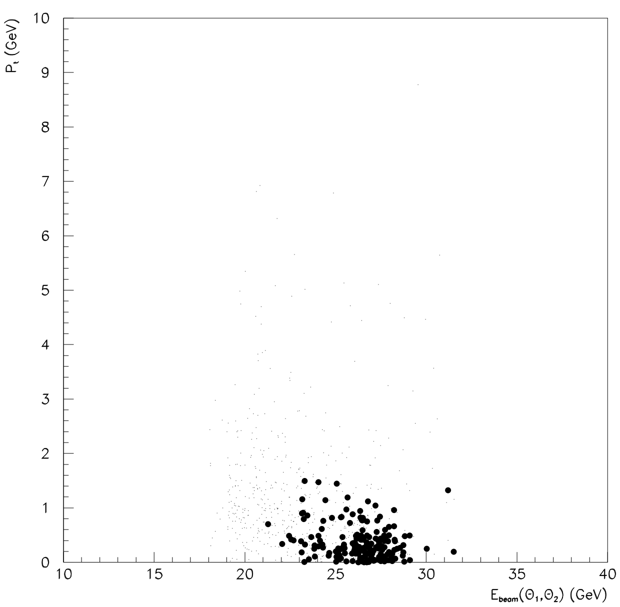
Figure 4.10: positions (x,y) des amas dans le BEMC, pour des événements réels



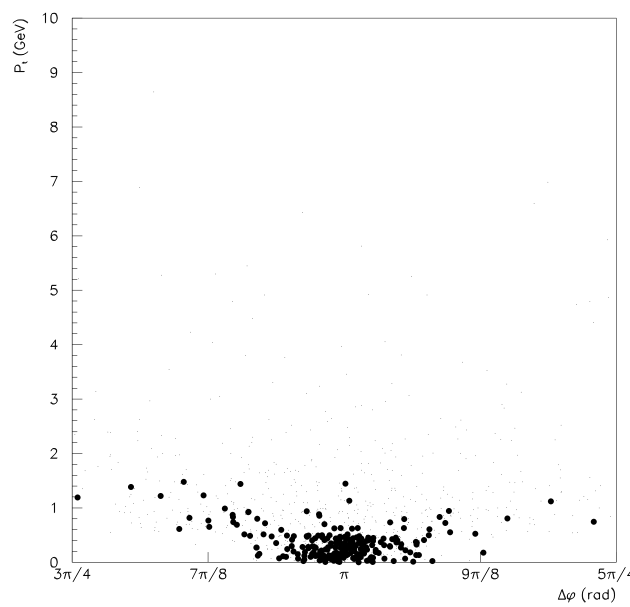
(a) Energie du faisceau (E_{beam})



(b) Impulsion transverse (P_t)

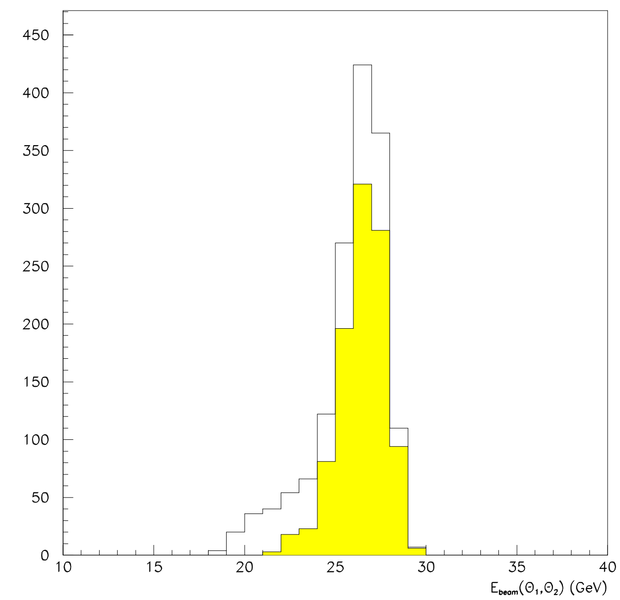


(c) Corelation E_{beam}/Impulsion transverse (P_t)

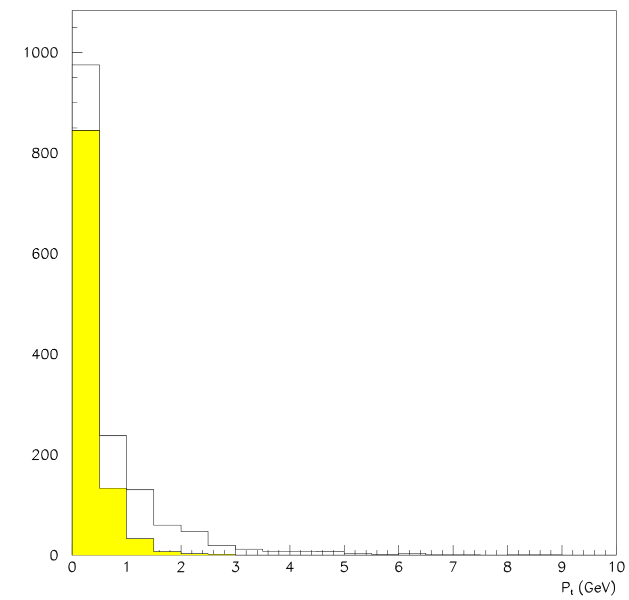


(d) Corelation P_t/ coplanarité ($\Delta\varphi$)

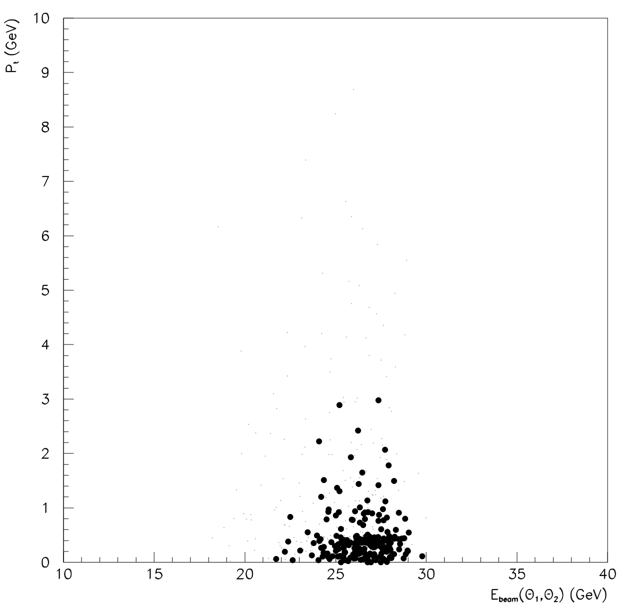
Figure 4.11: Energie du faisceau (E_{beam}), impulsion transverse (P_t) et la coplanarité ($\Delta\varphi$) : corelations pour des événements réels pris dans le ntuple. la partie hachurée (ou les gros points), correspondent à de bons candidats de QED Compton, dont le χ^2 est inférieur à 12



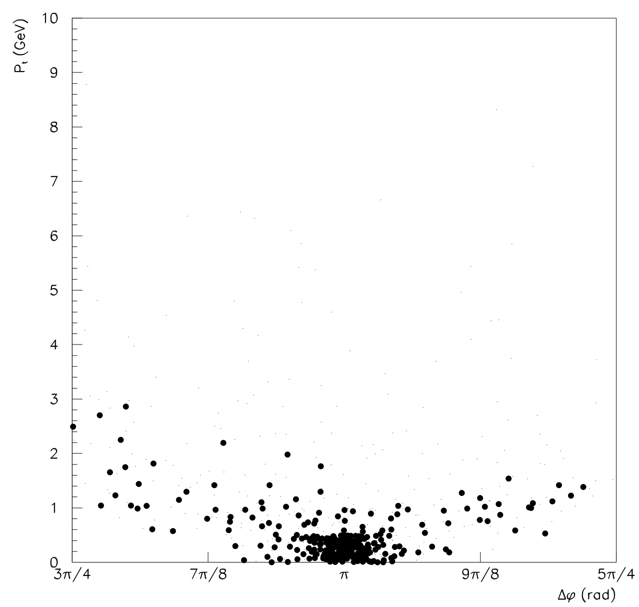
(a) Energie du faisceau (E_{beam})



(b) Impulsion transverse (P_t)



(c) Corelation E_{beam}/Impulsion transverse (P_t)



(d) Corelation P_t/ coplanarité ($\Delta\varphi$)

Figure 4.12: Energie du faisceau (E_{beam}), impulsion transverse (P_t) et la coplanarité ($\Delta\varphi$) : corelations pour des événements de QED Compton simulés, la partie hachurée (ou les gros points), correspondent aux événements dont le χ^2 est inférieur à 12

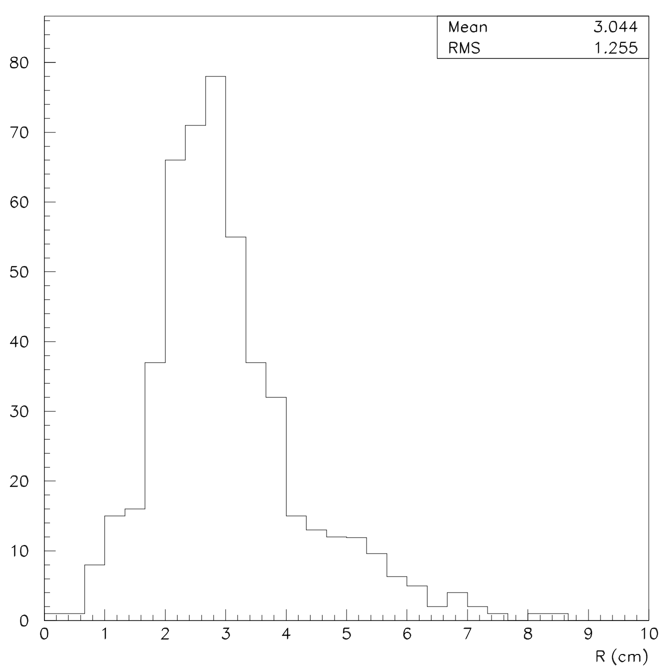


Figure 4.13: Distribution du rayon d'une gerbe électromagnétique simulée dans le LAC

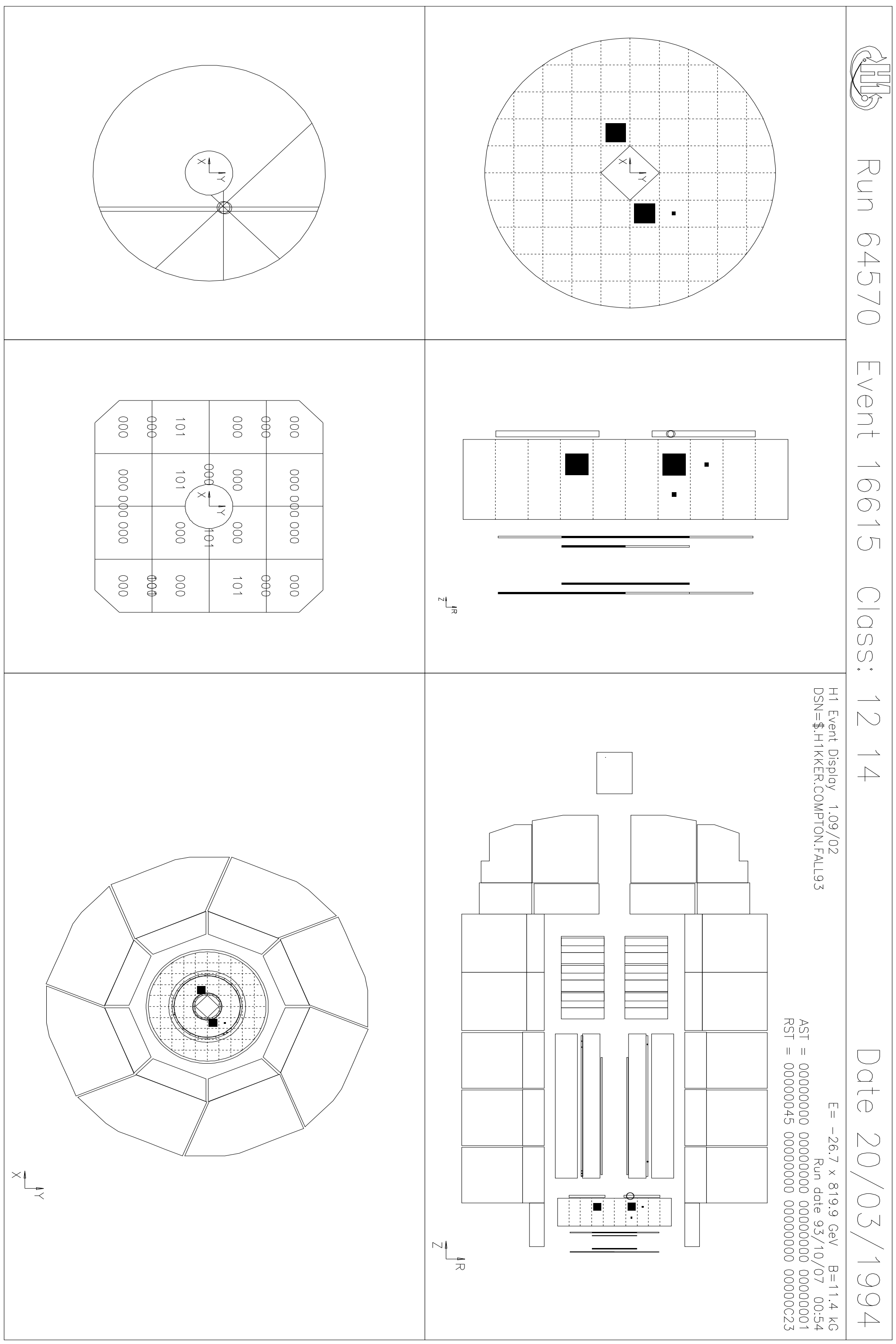


Figure 4.14: Evénement de QED Compton dont les deux particules finales sont dans le BEMC

Figure 4.15: Evénement de QED Compton dont l'électron est dans le LAC et le photon dans le BEMC

Figure 4.16: Evénement de QED Compton dont les deux particules finales sont dans le LAC

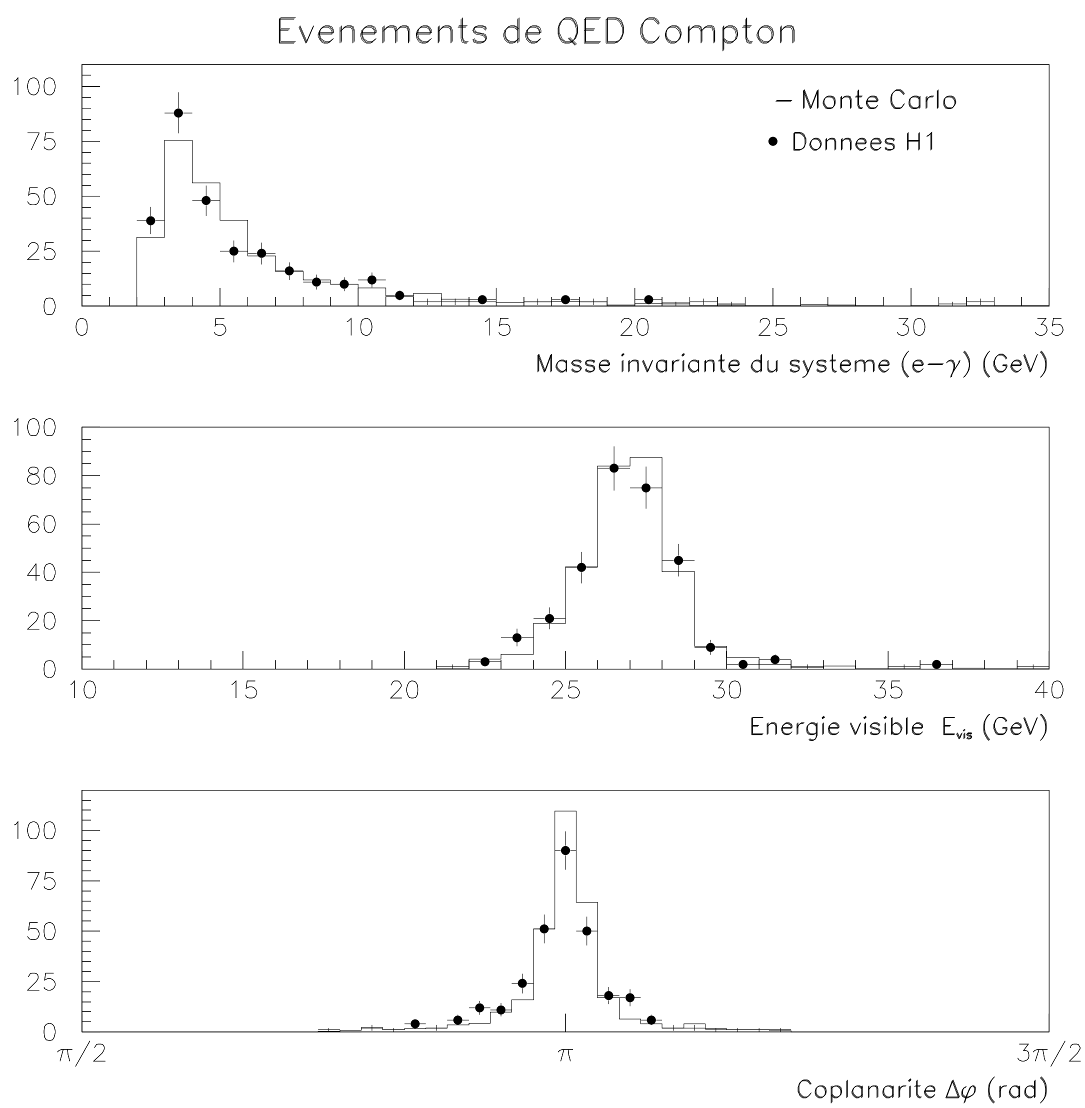


Figure 4.17: Caractéristiques principales des événements de QED Compton sélectionnés avec un χ^2 inférieur à 12

Chapitre 5

Calibration du BEMC

5.1 Introduction :

Après la sélection et l'analyse détaillée des candidats de QED Compton, on va les utiliser pour la calibration du calorimètre électromagnétique arrière de H1 le BEMC. On a déja noté dans les chapitres précédents que ces événements sont très contraints et que ces contraintes peuvent apparaitre, par exemple, dans les relations liants les énergies des deux particules finales (électron et photon) à leurs angles d'émission :

$$E_{cl1}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2}) = \frac{2E_e^i \sin\theta_{cl2}}{\sin\theta_{cl1} + \sin\theta_{cl2} - \sin(\theta_{cl1} + \theta_{cl2})} \tag{5.1}$$

$$E_{cl2}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2}) = \frac{2E_e^i \sin\theta_{cl1}}{\sin\theta_{cl1} + \sin\theta_{cl2} - \sin(\theta_{cl1} + \theta_{cl2})} \tag{5.2}$$

où on a remplacé les indices des particules finales (e et γ), par les indices des amas qui leurs sont associés ($cl1$ et $cl2$). Ceci est dû au fait que les relations précédentes sont symétriques par rapport aux angles des deux particules relativistes et donc, on n'a pas besoin de connaitre la nature de la particule (électron ou photon) corespondant à un amas donné. Ces relations vont servir à la calibration des énergies et des positions reconstruites dans le BEMC. Ce chapitre incluera aussi toutes les études que l'on a faites sur la partie arrière de H1: l'étude de la position relative du BEMC par rapport au faisceau, l'étude de la position relative du BEMC par rapport à la chambre proportionnelle fixée dessus, la BPC, l'étude de l'efficacité de cette dernière et enfin l'étude du taux de conversion de photons avant celle-ci.

Il faut noter qu'en plus de cette méthode, pour calibrer le BEMC en énergie, il existe deux autres méthodes utilisées dans H1 :

- La méthode utilisant le "pic" cinématique [73]: La distribution de l'énergie de l'électron diffusé dans le BEMC présente un "pic" à l'énergie de l'électron incident (26.7 GeV). La correction des énergies du BEMC se fait en comparant cette distribution à la même distribution obtenue pour des événements simulés. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle dépend du Monte Carlo utilisé pour simuler les événements dans le détecteur.

- La méthode dite "de double angle" [74]: La conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion lors de la diffusion inélastique $ep \to eX$, conduit à une relation entre l'énergie de l'électron diffusé et son angle de diffusion θ_e ainsi que l'angle du flux hadronique θ_h, donnée par :

$$E_{el}(\theta_e, \theta_h) = \frac{E_e^i(1 - y_A)}{\sin^2 \theta_e/2} \tag{5.3}$$

avec :

$$1 - y_A = \frac{\tan \theta_e/2}{\tan \theta_e/2 + \tan \theta_h/2} \tag{5.4}$$

et

$$\tan \theta_h/2 = \frac{E^h - P_z^h}{P_\perp^h} \tag{5.5}$$

avec :

$$E^h - P_z^h = \sum_{hadrons(i)} E^{hi} - P_z^{hi} \qquad et \qquad P_\perp^h = \sqrt{(\sum_{hadrons(i)} P_x^{hi})^2 + (\sum_{hadrons(i)} P_y^{hi})^2} \tag{5.6}$$

où E^{hi} est l'énergie du hadron i, P_x^{hi}, P_y^{hi} et P_z^{hi} sont les composante de l'impulsion de ce hadron suivant les axes x,y et z respectivement.

on peut calculer cette énergie à partir des angles et par comparaison avec l'énergie mesurée ceci permet une calibration absolue du BEMC. Cette méthode est en principe similaire à celle utilisant les événements de QED Compton, mais au lieu d'utiliser un électron et un photon on utilise un électron et le flux hadronique. La difficulté de cette méthode réside dans la détermination précise de l'angle θ_h, caractérisant le flux hadronique.

La calibration absolue du BEMC par les événements de QED Compton présente l'avantage d'être complètement indépendante de tout Monte

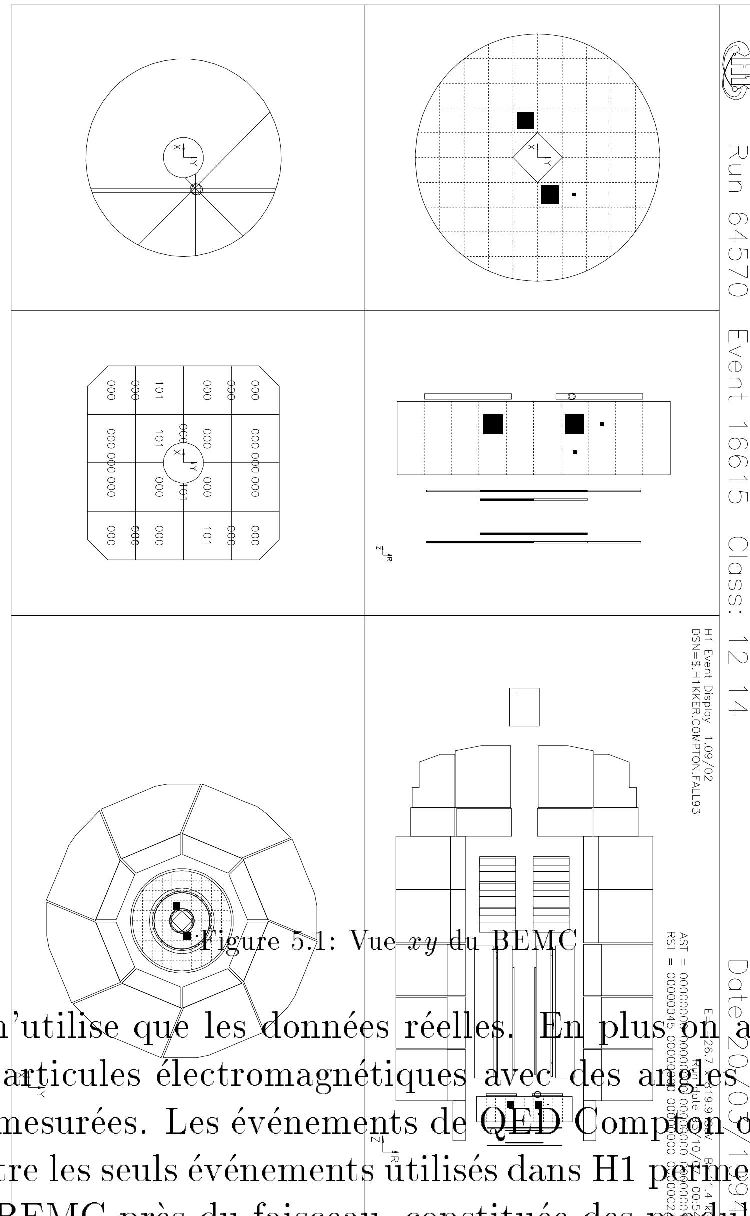


Figure 5.1: Vue xy du BEMC

Carlo. Elle n'utilise que les données réelles. En plus on a deux et seulement deux particules électromagnétiques avec des angles et des énergies directement mesurées. Les événements de QED Compton ont aussi la particularité d'être les seuls événements utilisés dans H1 permettant l'étude de la partie du BEMC près du faisceau, constituée des modules triangulaires (modules 44, 45, 54 et 55 de la figure 5.1). En fait pour des raisons de déclenchement (comme on l'a vu précédement), il a été convenu de rejeter les événements de diffusion inélastique à bas Q^2 où l'électron est diffusé dans la région du BEMC constituée par les modules triangulaires près du faisceau. Les événements de QED Compton ont le privilège de donner deux particules dans le BEMC dont l'une peut être émise dans cette zone et l'autre à l'extérieur de celle ci. Connaissant les contraintes liant les deux particules, une étude des paramètres reconstruits dans cette zone est alors possible.

5.2 Calibration en énergie du BEMC:

5.2.1 Résultats "bruts" des énergies BCLR:

Dans cette étude, on utilise les énergies données dans la banque BCLR (voir chapitre précédent) .i.e. les énergies "brutes" des amas du BEMC sans aucune correction. Notre but est, justement, de trouver la correction à apporter à ces énergies, pour qu'elles correspondent aux énergies des particules déduites de la mesure de leurs positions à partir des relations 5.1 et 5.2 . Ce facteur incluera toutes sortes de corrections, à savoir, la correction dûe à la perte d'énergie dans les matériaux morts dans le BEMC (correction dûe à la perte d'énergie dans les interstices du BEMC, ou "cracks"....), ou celle éventuellement dûe au programme de reconstruction.

On appelera ΔE_1 et ΔE_2 les différences entre l'énergie calculée à partir des angles (5.1 et 5.2) et l'énergie mesurée dans le BEMC pour le premier et le second amas respectivement:

$$\Delta E_1 = E_{cl1}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2}) - E_{cl1} \tag{5.7}$$

$$\Delta E_2 = E_{cl2}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2}) - E_{cl2} \tag{5.8}$$

L'angle de chacun des deux amas est calculé (voir la figure 5.2) par[1]:

$$\theta_{cl} = \pi - \arctan\left(\sqrt{\frac{x_{cl}^2 + y_{cl}^2}{(z_{cl} - z_{vrtx})^2}}\right) \tag{5.9}$$

où (x_{cl}, y_{cl}, z_{cl}) sont les coordonnées de chacun des deux amas dans le BEMC et z_{vrtx} est la position du vertex d'interaction le long de l'axe z.

Il est à noter que la plupart des événements de QED Compton, dont le photon et l'électron sont émis dans la direction du BEMC, sont hors de l'acceptance du système de traces central et, par conséquent, ne donnent aucune activité dans ce dernier. Comme le vertex d'un événement est déterminé grâce à ce système (voir chapitre 3), ces événements ne possèdent pas de vertex défini et ce dernier est reconstruit par défaut à $z_{vrtx} = 0$. Il

[1] Le terme π vient du fait que les angles sont définis par rapport à la direction des protons incidents

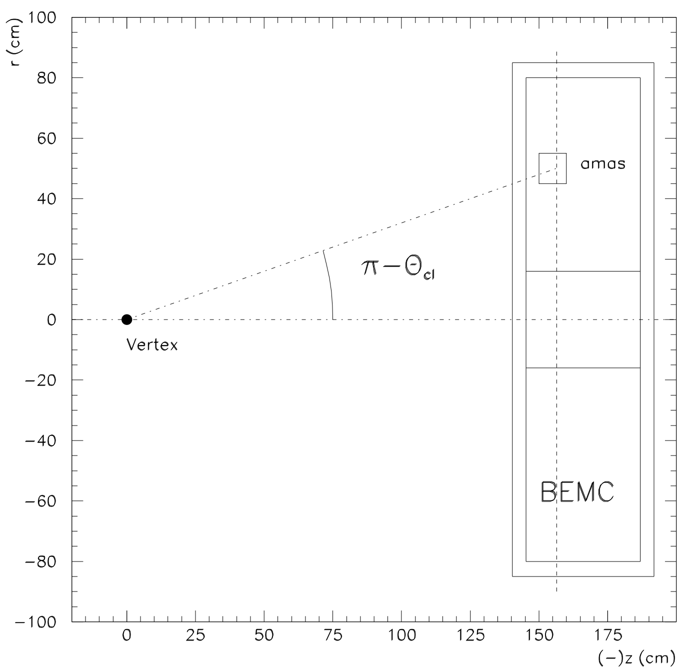


Figure 5.2: Vue latérale du BEMC et définition de l'angle θ_{cl}

faut noter que la valeur de z_{cl} est égale à -156.4 cm, correspondant au maximum de perte d'énergie en profondeur dans le BEMC.

Dans une étude précédente (voir appendice C), on a montré que l'erreur sur l'énergie dûe a une mauvaise connaissance du vertex est négligeable ($\sim$ 50 MeV).

En fait, si on définissait les angles par rapport à la direction de l'électron incident, $\Theta_1 = \pi - \theta_1$ et $\Theta_2 = \pi - \theta_2$. Et si on appelait R_1 et R_2 les distances repectives du premier et deuxième amas du BEMC par rapport à l'origine du plan (xy). les tangentes des deux angles sont données alors par :

$$\tan\Theta_1 = \frac{R_1}{z} \tag{5.10}$$

$$\tan\Theta_2 = \frac{R_2}{z} \tag{5.11}$$

Et puisque on est à relativement petits angles ($R \simeq 20cm$) et ($z \simeq 160cm$), on peut assimiler le sinus avec la tangente dans les relations 5.1 et 5.2 et poser le cosinus égal à 1, et donc au premier ordre les relations energie-angles sont indépendantes de z:

$$E_{cl1}(\Theta) \simeq \frac{2E_e^i R_2}{R_1 + R_2} \tag{5.12}$$

$$E_{cl2}(\Theta) \simeq \frac{2E_e^i R_1}{R_1 + R_2} \tag{5.13}$$

La figure 5.3(a) montre un diagramme bidimensionnel de la correlation $(\Delta E_2, \Delta E_1)$. On voit que les points, qui doivent être centrés autour de l'origine, sont décalés dans la direction de la première bissectrice. Les figures 5.3(b), 5.3(c) et 5.3(d) représentent respectivement les distributions de ΔE (ΔE_1 et ΔE_1) , $\Delta E/\sqrt{E}$ et de $(\Delta E_1 + \Delta E_2)/\sqrt{E_1 + E_2}$. On voit que ces distributions ne sont pas centrées autour d'une valeur moyenne égale à zéro, mais qu'au contraire, elles sont décalées.

5.2.2 Ajustement des énergies BCLR :

Notre but est donc de trouver un ou des facteurs de correction des énergies BCLR pour qu'elles correspondent aux énergies déduites de la mesure de leurs positions à l'aide des relations (5.1 et 5.2).

Pour des événements de QED Compton bien identifiés, ayant les deux amas dans le BEMC avec des énergies BCLR E_{cl1}^{bclr} et E_{cl2}^{bclr}, on pose :

$$E_{cl1} = \kappa E_{cl1}^{bclr} \tag{5.14}$$

et

$$E_{cl2} = \kappa E_{cl2}^{bclr} \tag{5.15}$$

Le facteur de correction κ est obtenu par la méthode des moindres carrés en minimisant:

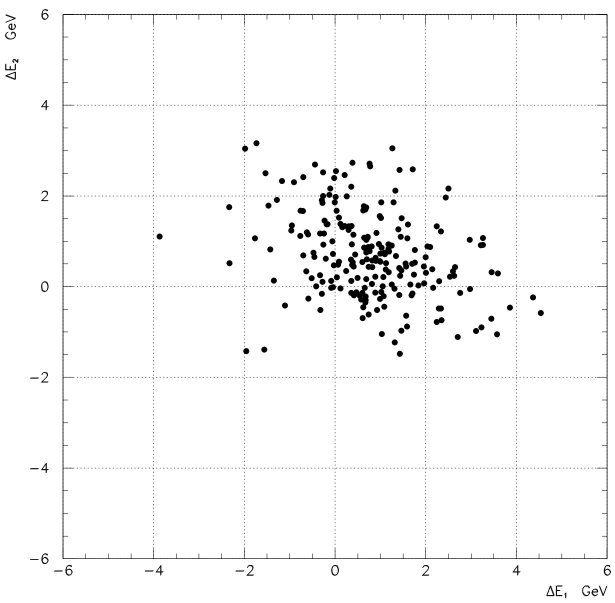
$$\chi_1^2 = \sum_{j=1}^{Nevt} \sum_{i=1}^{2} \left(\frac{\Delta E_i^j}{\mathcal{R}_\prime \sqrt{\mathcal{E}^{|}_{\rfloor\updownarrow\rangle}(\theta)}} \right)^2 \tag{5.16}$$

où $Nevt$ est le nombre d'événements de QED Compton utilisés dans cette étude et :

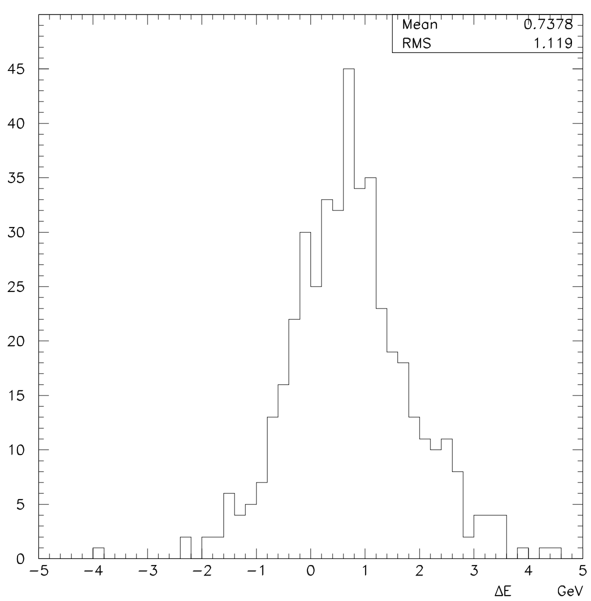
$$\Delta E_i^j = E_{cli}^j(\theta) - E_{cli}^j \tag{5.17}$$

avec

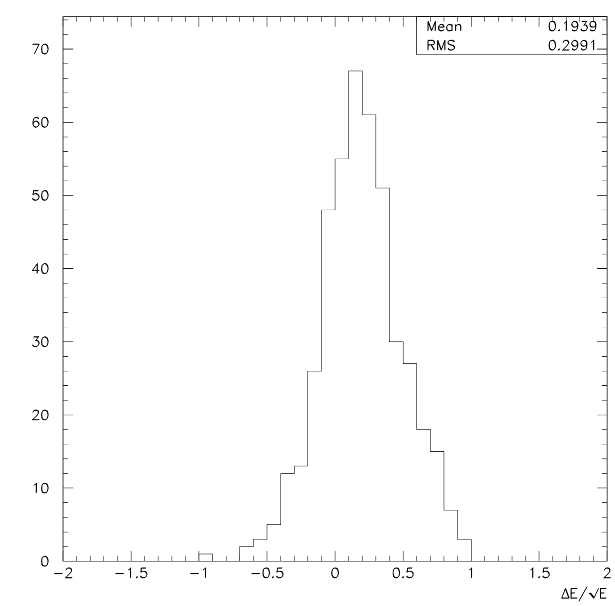
$$E_{cli}^j(\theta) = E_{cli}^j(\theta_{cl1}, \theta_{cl2}) \tag{5.18}$$



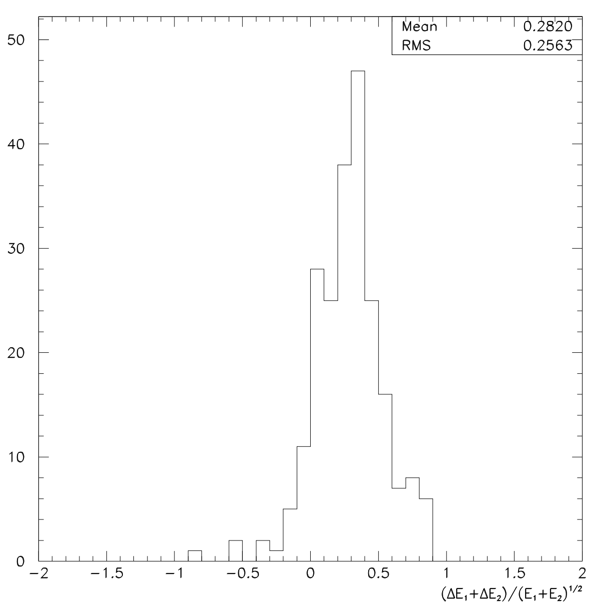
(a) Correlations $(\Delta E_1, \Delta E_2)$



(b) Distribution de ΔE



(c) Distribution de $\Delta E/\sqrt{E}$



(d) Distribution de $(\Delta E_1 + \Delta E_2)/\sqrt{E_1 + E_2}$

Figure 5.3: Différence entre les énergies mesurées et calculées avant toute correction, pour les 2 amas dans le BEMC

Sachant que l'on est en présence d'un calorimètre à échantillonnage, on choisit une erreur sur l'énergie de la forme :

$$\frac{\Delta E}{\sqrt{E}} = \frac{\sigma_E}{\sqrt{E}} = \mathcal{R}_{\prime} \qquad (\sigma_{\mathcal{E}} = \mathcal{R}_{\prime}\sqrt{\mathcal{E}}) \tag{5.19}$$

et la valeur $\mathcal{R}_{\prime}$ est simplement la valeur expérimentale de la dispersion de la distribution de $\Delta E/\sqrt{E}$ (figure 5.3(c)) pour les événements considérés: $\mathcal{R}_{\prime} = \prime.\ni$

Il faut noter que la valeur de ΔE est sensible à l'erreur sur l'énergie mais aussi à l'erreur sur la position (ou l'angle θ). Pour minimiser cette dernière on utilise une autre forme de χ^2. A partir des relations (5.1 et 5.2) on montre que l'on a (voir appendice A):

$$E_{cl1}(1-\cos\theta_{cl1}) + E_{cl2}(1-\cos\theta_{cl2}) = 2E_e^i \tag{5.20}$$

où E_e^i est l'énergie du faisceau d'électrons incidents.

Si maintenant on remplace θ, angle d'émission des particules par rapport à la direction du proton incident, par $\Theta = \pi - \theta$, angles définis par rapport à la direction de l'électron incident, la relation (5.20) devient :

$$E_{cl1}(1+\cos\Theta_{cl1}) + E_{cl2}(1+\cos\Theta_{cl2}) = 2E_e^i \tag{5.21}$$

Etant donné que ces angles (Θ) sont très petits (l'électron et le photon étant émis dans le BEMC), en faisant un développement limité de $\cos\Theta$ ($\cos\Theta \simeq 1 + \Theta^2/2$), on obtient:

$$\begin{aligned}\Delta E_1 + \Delta E_2 &= (E_{cl1}(\Theta) - E_{cl1}) + (E_{cl2}(\Theta) - E_{cl2}) \\ &\simeq \frac{1}{2}\left(E_{cl1}\Theta_1^2 + E_{cl2}\Theta_2^2\right) \simeq \frac{1}{2}\left(E_{cl1} + E_{cl2}\right)\Theta^2 \\ &\simeq \frac{1}{2}(E_e^i)\Theta^2\end{aligned} \tag{5.22}$$

On voit ainsi que si on choisit un χ^2 de la forme :

$$\chi_2^2 = \sum_{j=1}^{Nevt}\left(\frac{\Delta E_1^j + \Delta E_2^j}{\mathcal{R}_\infty\sqrt{\mathcal{E}^{|}_{\rfloor\updownarrow\infty}(\theta) + \mathcal{E}^{|}_{\rfloor\updownarrow\in}(\theta)}}\right)^2 \tag{5.23}$$

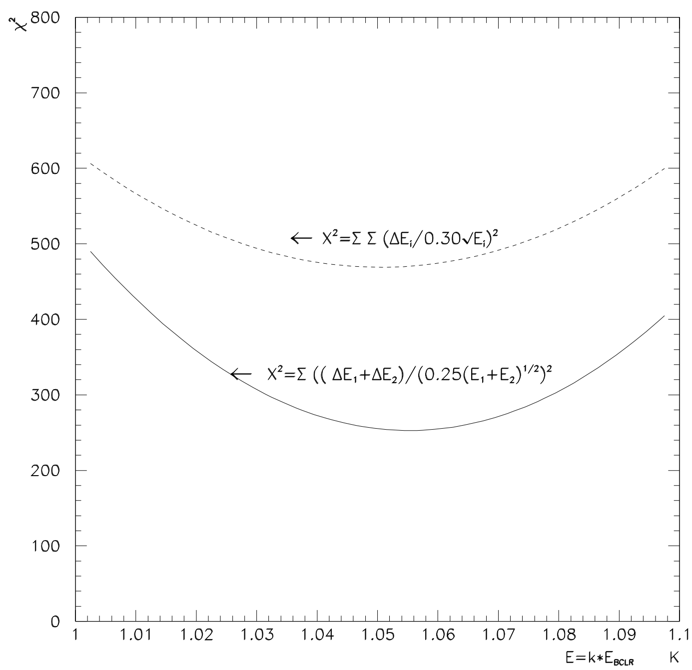


Figure 5.4: Distributions de χ_1^2 et de χ_2^2 en fonction de κ.

on minimise les erreurs dûes aux angles, puisque $\Delta E_1^j + \Delta E_2^j$ ne dépend de ces derniers qu'au second ordre "$o(\Theta^2)$". Le facteur $\mathcal{R}_\infty$ qui figure dans le dénominateur de χ_2^2 est aussi déduit des données expériementales, à partir de la dispersion de la distribution (figure 5.2(d)) de $(\Delta E_1 + \Delta E_2)/\sqrt{E_1 + E_2}$: $\mathcal{R}_\infty = \prime.\in\bigtriangledown$

La figure 5.4 montre la distribution de χ_1^2 et de χ_2^2 en fonction du facteur de correction κ. On voit que les deux distributions prennent leurs valeurs minimum à des valeurs similaires de κ:

$$\kappa \simeq 1.056 \tag{5.24}$$

On en déduit alors que l'on doit corriger les énergies BCLR de +5.6%.

5.2.3 Etude des effets systèmatiques :

Dans la suite les énergies BCLR seront à priori corrigées de 5.6% et on va faire une étude systématique en cherchant d'éventuelles corrections par rapport à cette valeur. A la fin, toutes les corrections faites, on donnera la valeur précise du facteur de correction des énergies BCLR avec l'erreur qui lui est associée.

5.2.3.1 Correction des énergies par deux facteurs:

Au lieu de corriger les énergies des deux amas dans le BEMC de la même façon en utilisant un seul facteur, on va maintenant les considérer séparement selon différents critères :

a) Différence entre le photon et l'électron:

La première étude que l'on a faite dans le cas de corrections des énergies des deux amas par deux facteurs différents consiste à corriger séparément les amas ayant un "hit" associé dans la BPC et les amas n'en ayant pas. Dans ce cas, on observe que cette correction est indépendante du fait que l'amas possède ou non un hit (ou des hits), et donc il n'y a pas de différence entre l'électron et le photon.

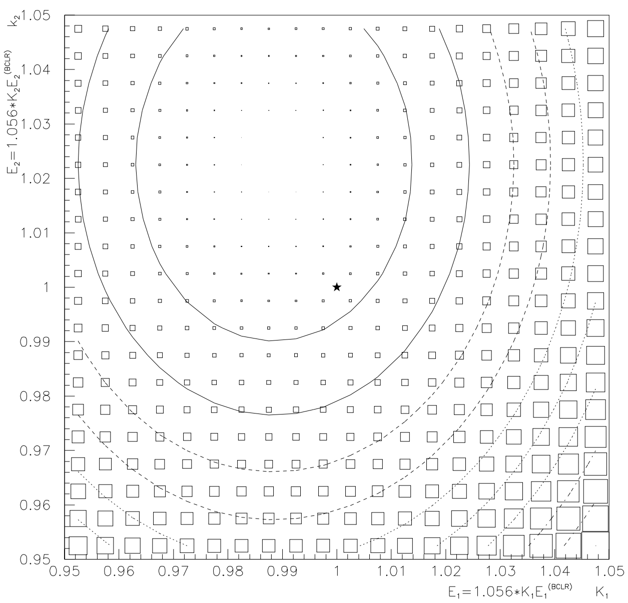
b) Différence entre les stacks carrés et les stacks triangulaires:

On peut aussi corriger séparément les énergies des amas qui sont reconstruits dans les modules triangulaires du BEMC et ceux reconstruits dans les modules carrés, ou encore on corrige séparément l'énergie de l'amas le plus énergique et celle du moins énergique. Dans ce qui suit, on va plutôt utiliser cette dérnière méthode où l'on corrige l'énergie de l'amas le plus énergique E_{cl1} par un facteur κ_1 et l'amas le moins énergique E_{cl2} par un facteur κ_2, après une correction commune des énergies de 5.6%. On crée ainsi un χ^2 de la forme :

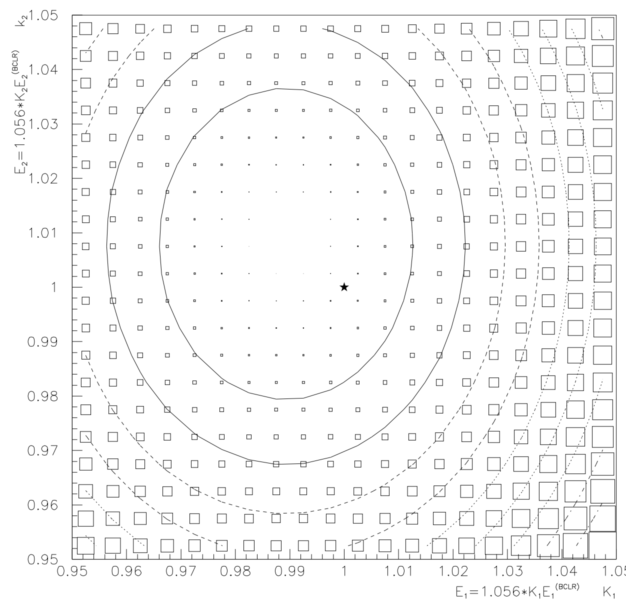
$$\chi_3^2 = \sum_{j=1}^{Nevt} \left(\left(\frac{E_{cl1}^j(\theta) - \kappa_1 E_{cl1}^j}{0.3\sqrt{E_{cl1}^j(\theta)}} \right)^2 + \left(\frac{E_{cl2}^j(\theta) - \kappa_2 E_{cl2}^j}{0.3\sqrt{E_{cl2}^j(\theta)}} \right)^2 \right) \quad (5.25)$$

On observe sur la figure 5.5(a) que le minimum de χ_3^2 correspond à des valeurs de κ_1 et κ_2 légérement différentes. Pour comprendre en détail ce qui se passe dans ce cas on a fait une étude séparée pour les événements ayant les deux amas reconstruits dans les modules carrés et les événements dont l'un des deux amas est reconstruit dans l'un des modules triangulaires du BEMC.

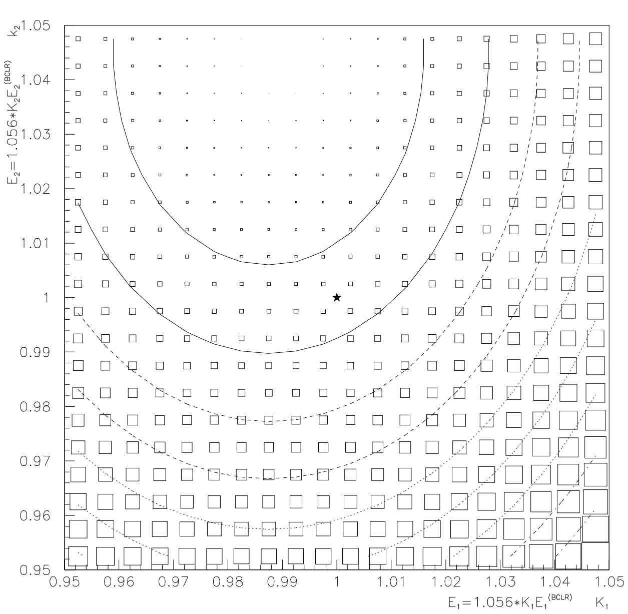
La figure 5.5(b) montre la distribution de χ_3^2 pour les événements avec les deux amas hors de la zone des modules triangulaires. On observe alors



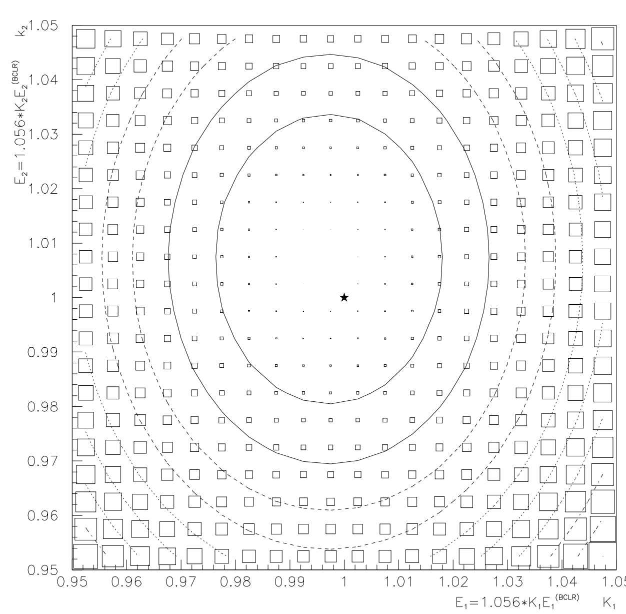
(a) Distribution de χ_3^2 pour tous les événements



(b) Distribution de χ_3^2 pour les événements carré/carré



(c) Distribution de χ_3^2 pour les événements triangle/carré



(d) Distribution de χ_3^2 pour tous les événements après correction des positions dans les triangles

Figure 5.5: Distributions de χ_3^2 après correction des énergies BCLR de 5.6%: a) Tous les événements, b) événements avec les deux amas reconstruits dans les modules carrés, c) événements ayant au moins un amas dans un module triangulaire, d) tous les événements après correction de 1cm des modules triangulaires

que les deux facteurs κ_1 et κ_2 sont pratiquement compatibles entre eux (à l'intérieur des erreurs) et que le minimum de χ_3^2 est centré autour de $\kappa_1 \simeq \kappa_2 \simeq 1$.

Par contre les événements dans lesquels l'un des deux amas est reconstruit dans la zone des modules triangulaires aboutissent à des ajustements sensiblement différents de κ_1 et κ_2 (avec $\kappa_1 < \kappa_2$) voir figure 5.5(c). Or la conservation de l'impulsion transverse est telle que la particule la moins énergique est celle émise au plus grand angle. Donc dans notre cas l'amas le moins énergique est celui qui est reconstruit dans un module carré du BEMC. C'est à priori celui-ci qu'il faudrait corriger en énergie, alors que l'on a vu que pour les événements avec deux amas reconstruit dans les modules carrés, une correction de l'énergie de 5.6% était suffisante. La seule issue est de corriger les positions BCLR (voir chapitre 4) des amas recontruits dans un module triangulaire. A priori, il n'y a pas de solutions évidentes à la façon de déplacer les points d'impact reconstruits dans les modules triangulaires du BEMC. Après plusieurs éssais et tests on a trouvé que le meilleur ajustement est obtenu par un décalage radial, des positions des modules triangulaires, vers la direction du faisceau de $\Delta r = 1cm$.

La figure 5.5(d) représente la distribution de χ_3^2 pour tous les événements à deux amas, après correction des énergies de 5.6% et des positions des modules triangulaires. On voit qu'à l'intérieur des erreurs, le minimum de χ_3^2 est bien à $\kappa_1 \simeq \kappa_2 \simeq 1$

5.2.3.2 Etude de la position relative du BEMC par rapport au faisceau :

Une erreur dans le montage du BEMC lors de réparations, ou un mauvais centrage du faisceau (en position ou en angle) conduit à une erreur sur la détermination des coordonnées des particules dans le BEMC, par rapport au système de coordonnées défini par le faisceau. La figure (5.6) montre l'erreur sur les angles des clusters dans le BEMC si, effectivement il y a un décalage relatif entre le BEMC et le faisceau. En fait, étant donné l'absence de vertex pour la majorité de nos événements, les angles θ_{cl1} et θ_{cl2} (voir figure 5.6) sont calculés en supposant le vertex à la position $(0., 0., 0.)$. Dans le cas d'un décalage BEMC/faisceau, cette position est plutôt en $(x_0, y_0, 0.)$ et donc les vrais angles d'émission des particules sont θ_{cl1}^* et θ_{cl2}^*.

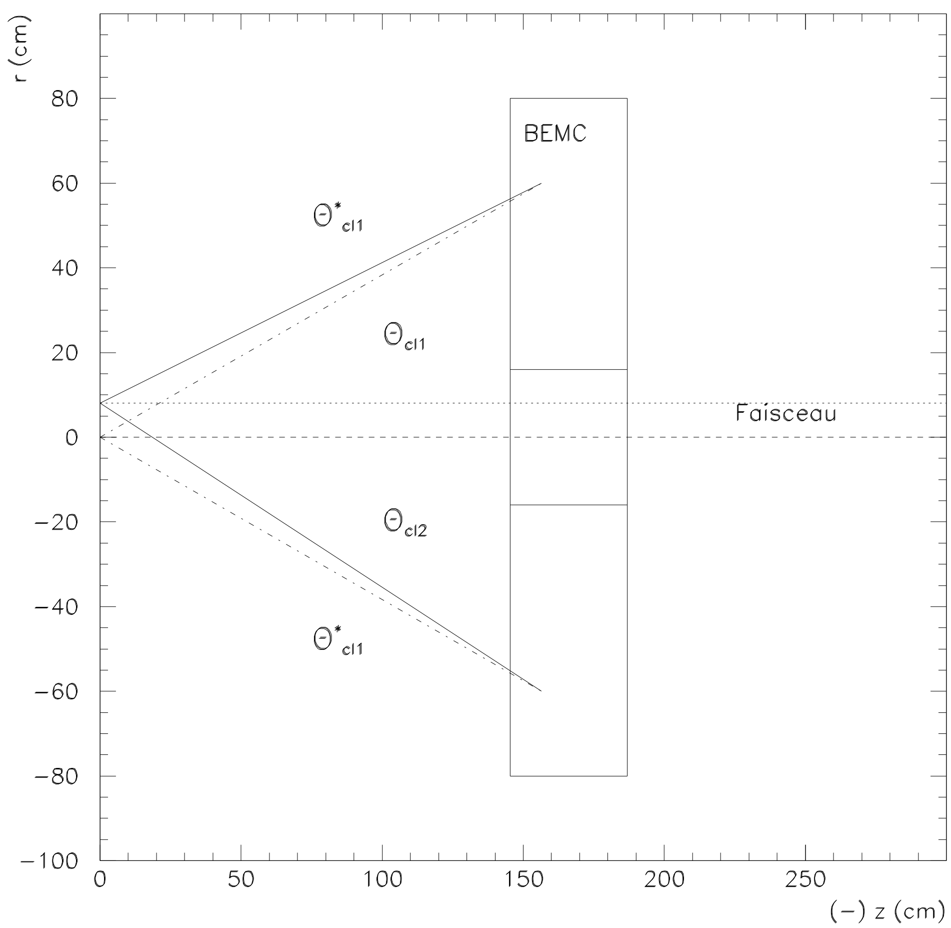


Figure 5.6: Décalage relatif du BEMC avec le faisceau

Les contraintes (5.1 et 5.2) nous permettent de tester s'il existe un éventuel décalage et alors de déterminer la valeur de x_0 et y_0. Après avoir effectué les corrections précédentes on va maintenant minimiser la valeur de :

$$\chi_4^2 = \sum_{j=1}^{Nevt} \sum_{i=1}^{2} \left(\frac{\Delta E_i^j}{0.3\sqrt{E_{cli}^j(\theta)}} \right)^2 \tag{5.26}$$

en faisant varier les deux variable (x_0, y_0) qui entrent dans le calcul de θ suivant:

$$\theta_{cli} = \pi - \arctan\left(\sqrt{\frac{(x_{cli} - x_0)^2 + (y_{cli} - y_0)^2}{(z_{cli} - z_{vrtx})^2}} \right) \tag{5.27}$$

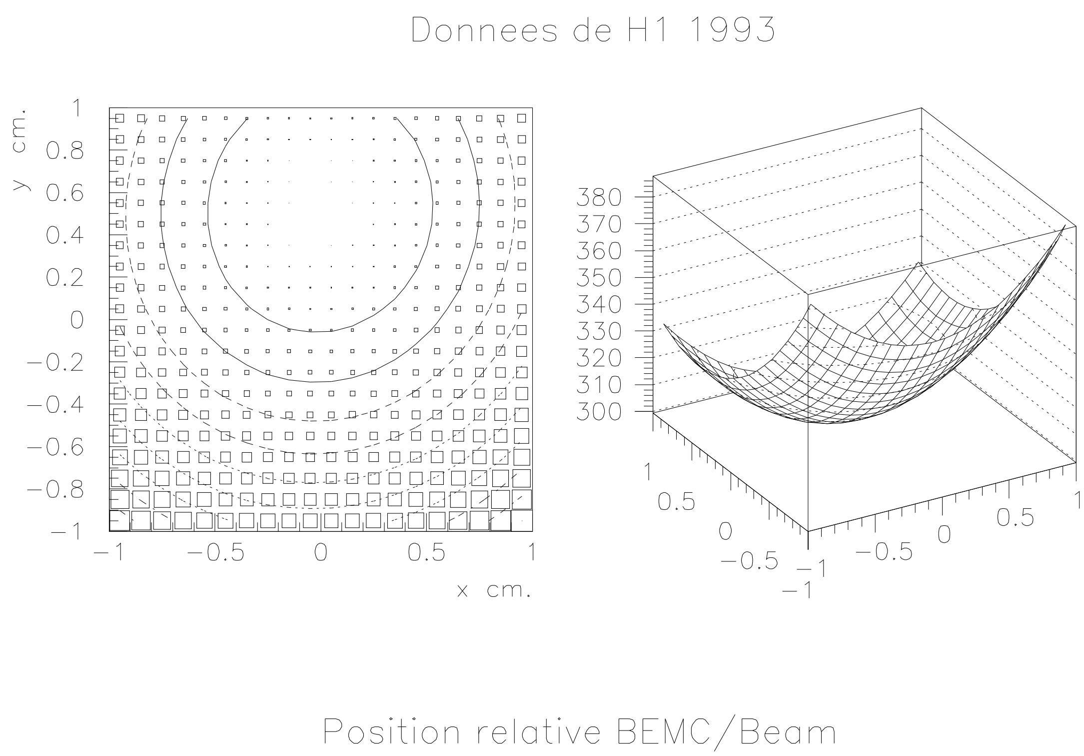


Figure 5.7: Distribution du χ^2 optimisant les positions relatives BEMC/faisceau (avant correction)

Dans la définition de χ^2_4, $Nevt$ est le nombre d'événements de QED Compton utilisés et :

$$\Delta E_i^j = E_{cli}^j(\theta) - E_{cli}^j \tag{5.28}$$

avec

$$E_{cli}^j(\theta) = E_{cli}^j(\theta_{cl1}, \theta_{cl2}) = f(x_0, y_0) \tag{5.29}$$

La figure 5.7 montre la distribution bidimensionnelle de χ^2_4 en fonction des valeurs du couple (x_0, y_0), on voit que le minimum de ce dernier n'est pas à la valeur $(0., 0.)$ mais à :

$$\begin{aligned} x_0 &\simeq (0.2 \pm 0.2)mm \\ y_0 &= (4.6 \pm 1.4)mm \end{aligned} \tag{5.30}$$

Ainsi on observe un décalage relatif du BEMC par rapport au faisceau d'une valeur significative dans la direction de l'axe des y. Donc soit le BEMC est décalé vers le “bas” soit le faisceau est mal centré et décalé vers le “haut”. On va voir, au début de la section suivante, en étudiant la

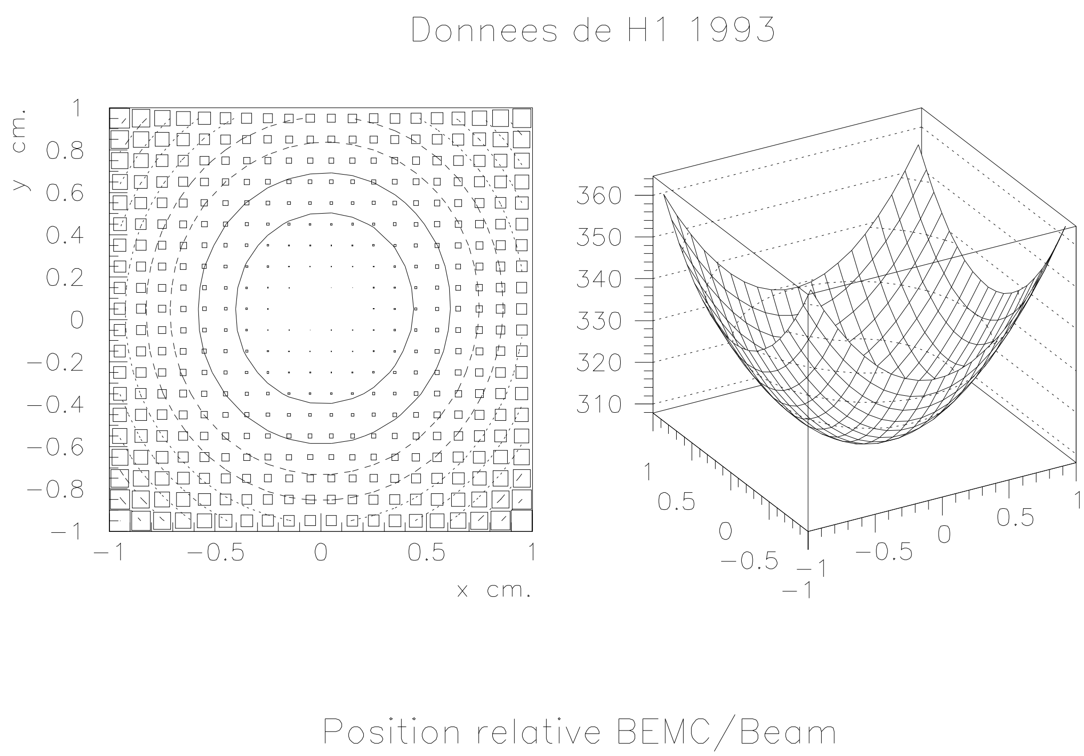


Figure 5.8: Distribution du χ^2 optimisant les positions relatives BEMC/faisceau (après correction)

position de la BPC par rapport au BEMC que c'est le BEMC qui est mal positionné.

La figure 5.8 montre la distribution de χ^2_4 une fois corrigées les positions y du BEMC par $y_0 = 4.6mm$. On voit que le minimum est maintenant au voisinage de (0.,0.).

5.2.3.3 Test de la linéarité du BEMC :

Un résultat fondamental, et qui ne peut être obtenu que par notre méthode de calibration des énergies du BEMC, est la linéarité en énergie de ce calorimètre : ceci est illustré par la figure 5.9, puisque, après correction des énergies BCLR par un seul facteur correctif, on voit une bonne correlation ($E_{cl}(\theta) = E_{cl}$, avec $E_{cl} = 1.056 E_{bclr}$) dans tout le domaine d'énergie des amas variant de ~ 5 GeV à 20 GeV.

5.2.3.4 Choix de la forme de l'erreur :

Afin d'étudier la sensibilité du facteur de calibration à l'erreur que l'on a introduite dans les ajustements par méthode de moindres carrées, on a aussi cherché la valeur κ qui annule la valeur moyenne de ΔE :

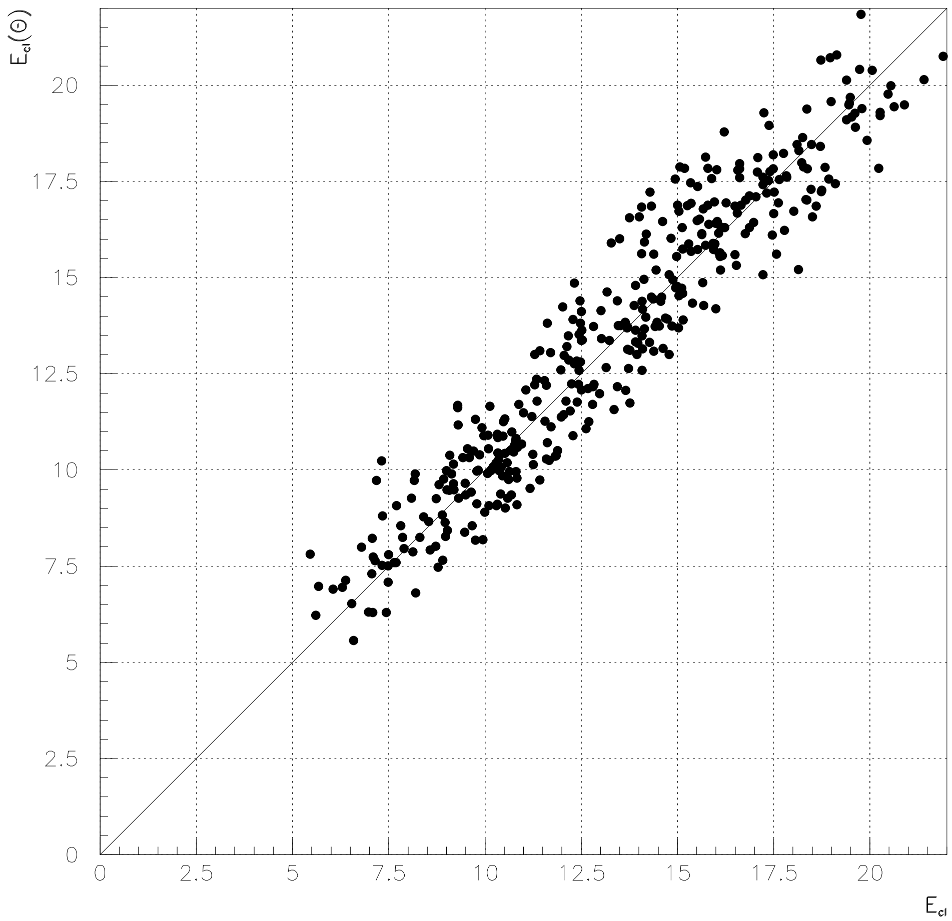


Figure 5.9: Linéarité du BEMC

$$< \Delta E >= \frac{1}{2Nevt}\left[\sum_{j=1}^{Nevt}\sum_{i=1}^{2}\left(E_i^j(\theta) - \kappa E_i^j\right)\right] \tag{5.31}$$

Le résultat est que:

$$\kappa = 1.058 \tag{5.32}$$

Ce facteur est pratiquement le même que celui obtenu en minimisant les χ^2. On s'attend à ce que la valeur et la forme choisie pour l'erreur n'ait à priori aucune influence sur les minimums dans la mesure où ces erreurs restent constantes (ce qui est plus ou moins vrai puisque les particules ont des énergies voisines autour de 13 GeV). Ceci est confirmé par le fait que les χ^2 aboutissent à des valeurs très voisines de celle qui annule la valeur moyenne.

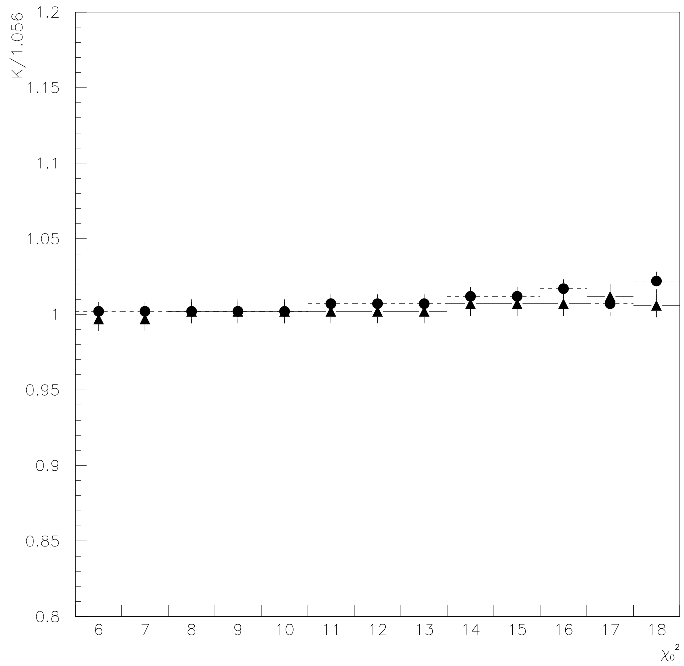


Figure 5.10: Variation du facteur de calibration κ en fonction de la coupure sur χ^2 appliquée au niveau de la sélection des événements. Les marqueurs (triangle et point) représentent les valeurs de κ obtenues à partir des deux formes de χ^2 : χ^2_1 et χ^2_2

5.2.3.5 Influence du choix de χ^2_0 sur le facteur :

Dans tout ce qui a précédé on a supposé que les erreurs avaient une distribution gaussienne. Pour s'assurer que cette hypothèse n'affecte pas notre resultat sur le facteur de correction κ, on va étudier l'influence du choix de la coupure χ^2_0 sur le χ^2 utilisé pour la rejection du bruit (voir chapitre 4 consacré à la selection de événements) sur ce dernier. En fait plus la valeur de χ^2_0 est grande plus on accepte des événements dans les queues des distributions. La figure 5.10 montre la variation de κ (après correction des énergies de 5.6%) en fonction de la valeur de χ^2_0 variant de 6 à 18. On voit que κ est pratiquement constant et est égal à 1 jusqu'à une valeur de $\chi^2_0 \simeq 14$. On verra dans le chapitre consacré à la mesure de Luminosité qu'à partir de cette valeur on commence à accepter des événements de bruit qui vont contaminer notre lot.

5.2.4 Résultats finals:

Une fois les corrections faites au niveau de la position du BEMC par rapport au faisceau et des modules triangulaires du BEMC, on effectue une seconde iteration pour la détermination précise du facteur de correction κ (à partir des deux premiers χ^2) et l'on obtient la valeur:

$$\kappa = 1.056 \tag{5.33}$$

On vérifie que dans les distribution des χ^2 par degré de liberté le minimum est bien égal à 1 (ce qui vient de ce que les erreurs que l'on à introduites sont les erreurs expérimentalement observées). L'erreur sur κ est alors donnée par la variation de κ quand le χ^2 augmente d'une unité à partir de sa valeur minimum. On note que la distribution de χ^2_2 est plus étroite que celle de χ^2_1 (figure 5.11). Donc l'erreur sur κ obtenue en minimisant χ^2_2 est plus petite que celle donnée par χ^2_1. Ceci confirme que dans χ^2_2 les erreurs sur les angles θ sont minimisées. L'erreur sur κ étant ainsi déterminée, notre résultat final sur le facteur de correction à apporter aux énergies BCLR est:

$$\boxed{\kappa = 1.056 \pm 0.008}$$

La figure 5.11 montre la distribution des deux χ^2 en fonction du facteur de correction κ après correction des énergies BCLR de 5.6%. On voit que les deux distributions prennent leurs valeurs minimum à $\kappa \simeq 1$. La figure 5.12 représente les mêmes distributions que la figure 5.3 (correlation $(\Delta E_1, \Delta E_2)$, ΔE, $\Delta E/\sqrt{E}$ et $(\Delta E_1 + \Delta E_2)/\sqrt{E_1 + E_2}$) après cette même correction. On voit que les points sont maintenant bien centrés autour de l'origine 5.12(a) et que les valeurs moyennes des distributions sont très petites (5.12(b),5.12(c) et 5.12(d)).

Les figures 5.13 sont, en quelque sorte, un résumé de toutes les distributions une fois faites toutes les correction en énergies et en positions: χ^2_1, χ^2_2, χ^2_3, $\kappa E_{bclr} = f(E(\theta))$ et enfin la correlation $(\Delta E_1, \Delta E_2)$.

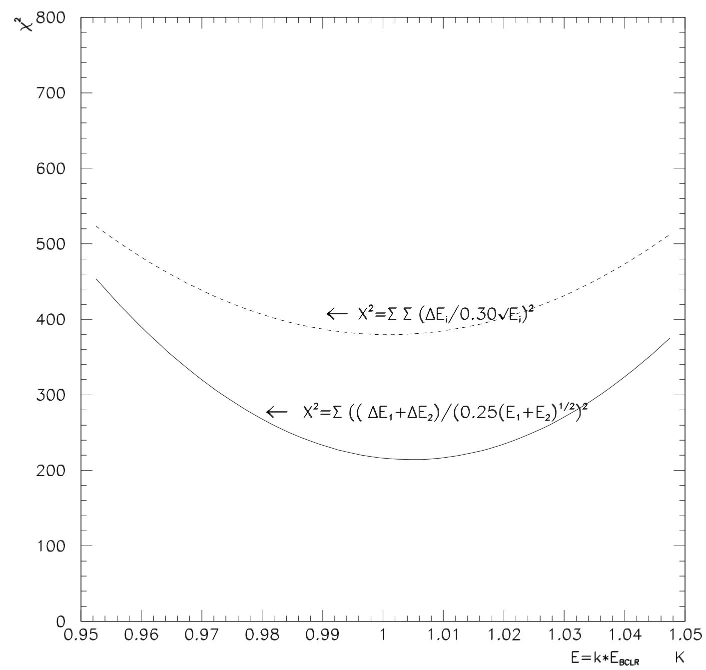


Figure 5.11: Distributions des χ^2 une fois les énergies BCLR corrigées de +5.6% et les positions des modules triangulaires décalées de 1cm

5.3 Etudes de la chambre proportionnelle arrière BPC:

Parmi les événements de QED Compton avec deux particules émises dans le BEMC, on distingue les trois types suivants (figure 5.14): Les événements ne donnant aucune activité dans la BPC, les événements où l'une des deux particules possède un "hit" dans la BPC et enfin le cas où les deux particules sont associées à un hit dans la BPC.

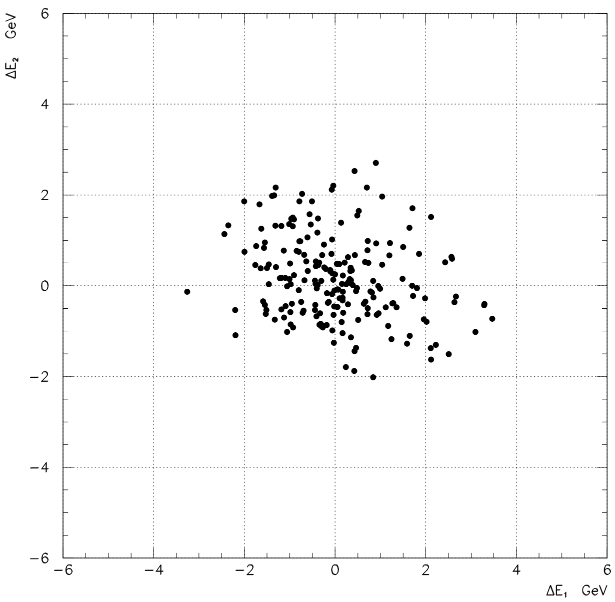
En principe, l'électron (particule chargée) ionise le gaz de la chambre et donc est détecté, le photon quant à lui traverse sans être détecté. On considèrera que les événements n'ayant aucune activité dans la BPC sont dûs à une inefficacité de cette dernière. Les événements ayant un seul amas associé à un hit dant la BPC permettent d'identifier l'électron et le photon. Dans le cas des événements avec deux hits BPC associés à chacun des deux amas du BEMC, ont admet que le photon a été converti avant la BPC.

Sachant que le plan de reconstruction des hits de la BPC est à

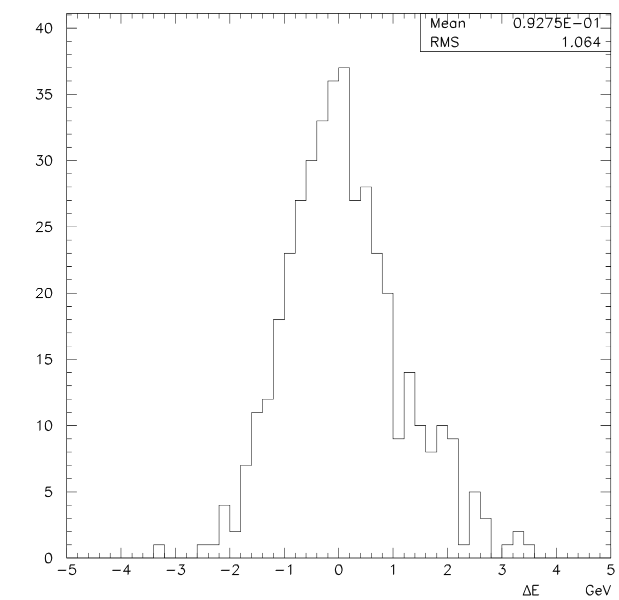
$$z_{bpc} = -143.2cm$$

et que le plan de reconstruction des amas dans le BEMC est à

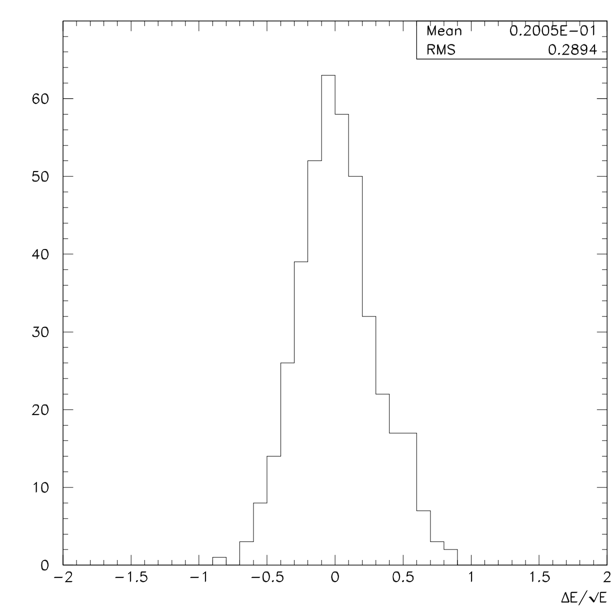
$$z_{cl} = -156.4cm$$



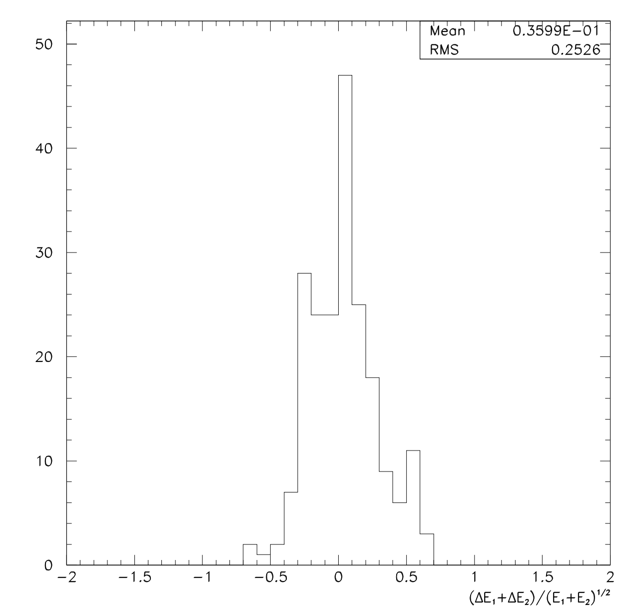
(a) Correlations $(\Delta E_1, \Delta E_2)$



(b) Distribution de ΔE

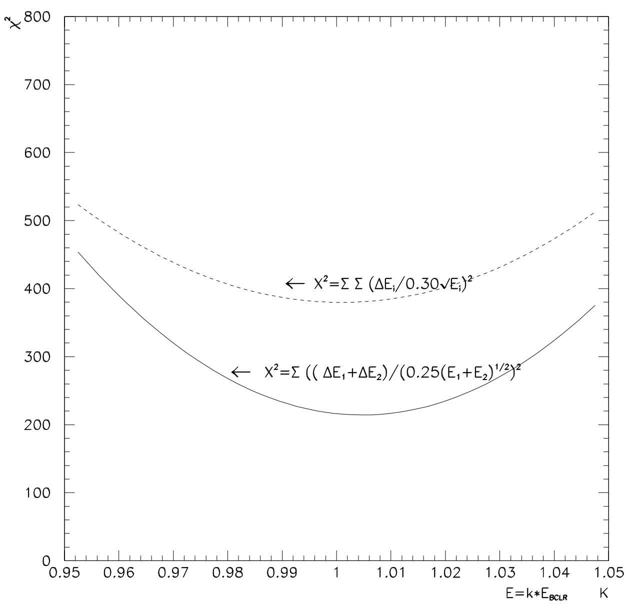


(c) Distribution de $\Delta E/\sqrt{E}$

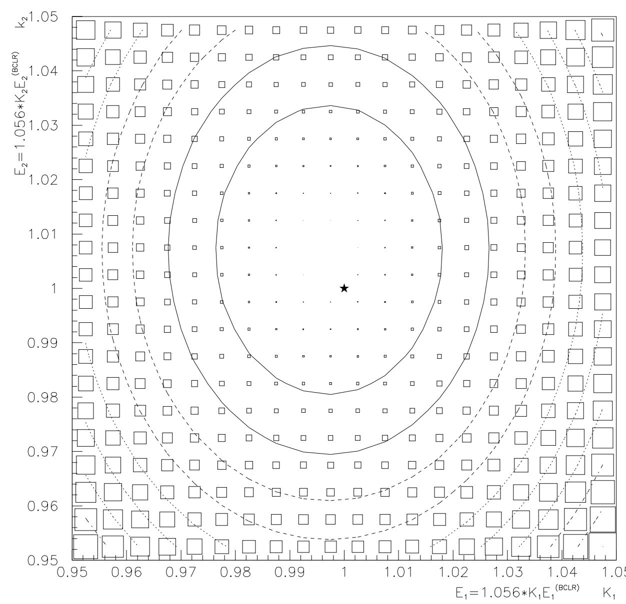


(d) Distribution de $(\Delta E_1 + \Delta E_2)/\sqrt{E_1 + E_2}$

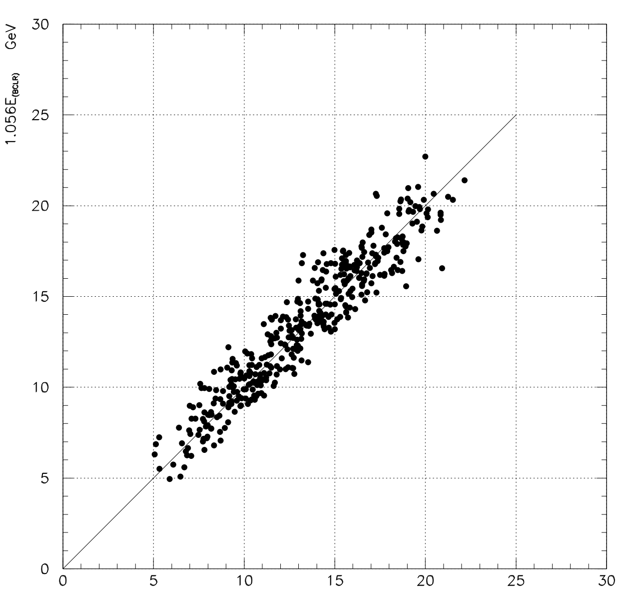
Figure 5.12: Différence entre les énergies mesurées et calculées après toutes les correction



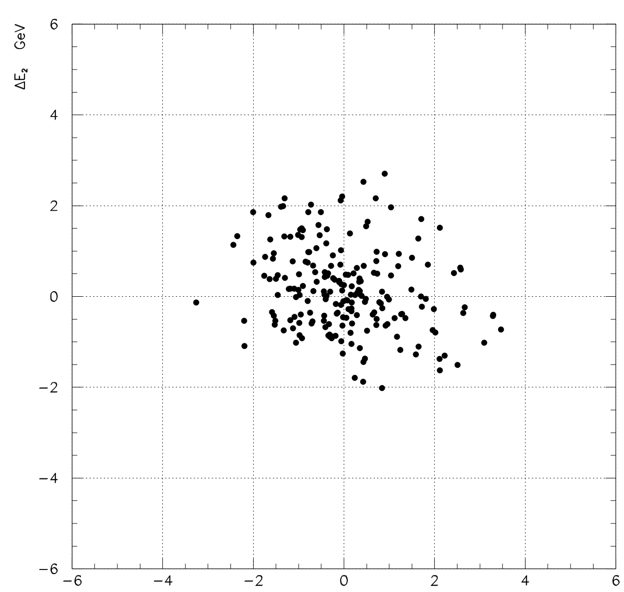
(a) Distribution de χ_1^2 et de χ_2^2



(b) Distribution de χ_3^2

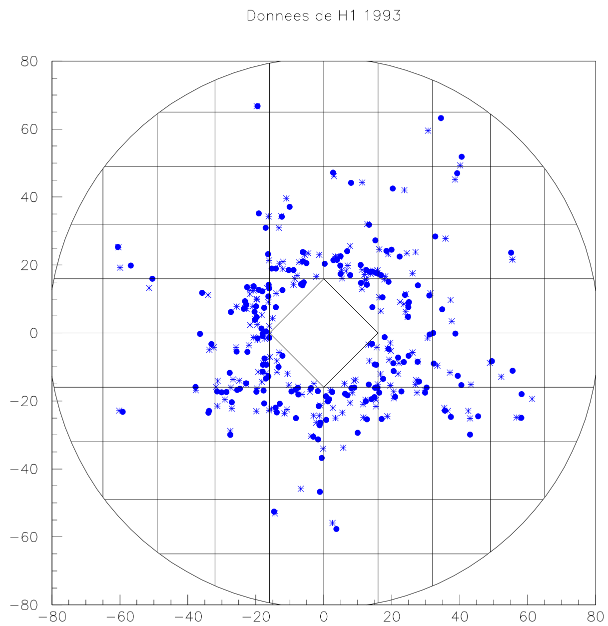


(c) Correlation $E_{bclr} = f(E(\theta))$

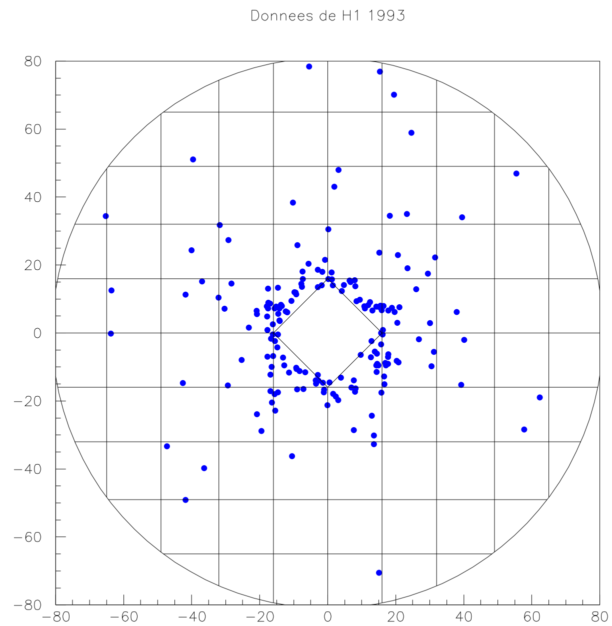


(d) Correlation $(\Delta E_1, \Delta E_2)$

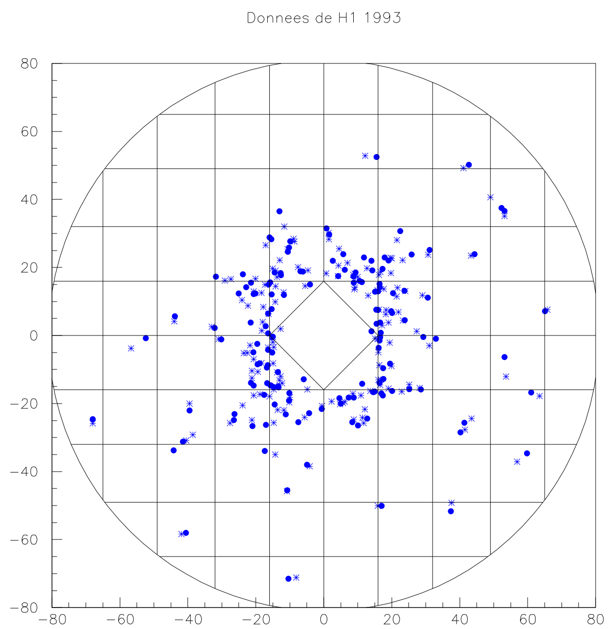
Figure 5.13: Distributions récapitulatives après toutes les corrections.



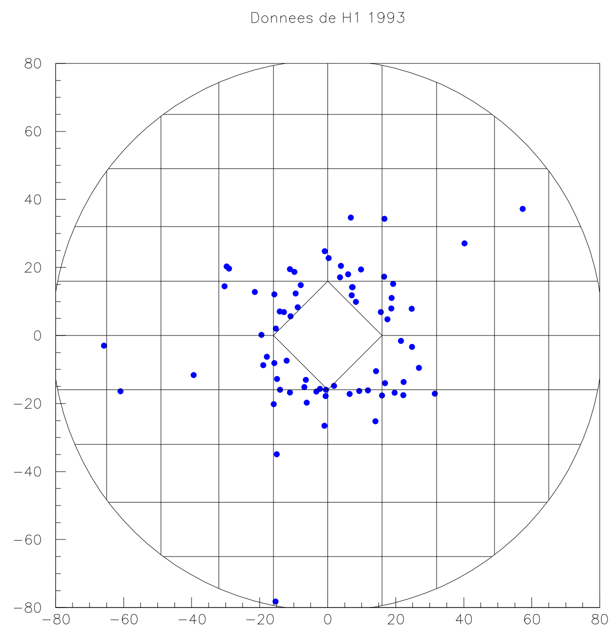
(a) Amas du BEMC associés à un hit BPC dans le cas où un seul des deux amas possède un hit



(b) Amas du BEMC non associés à un hit BPC dans le cas où un seul des deux amas possède un hit



(c) Cas d'événements où les deux amas du BEMC sont associés à un hit BPC



(d) Cas d'événements où les deux amas du BEMC ne sont pas associés à des hits BPC

Figure 5.14: Positions des amas dans le BEMC et les hits de la BPC qui leurs sont associés dans les différentes configurations (les positions des amas du BEMC sont indiquées par les points alors que celles données par la BPC sont représentées par les étoiles)

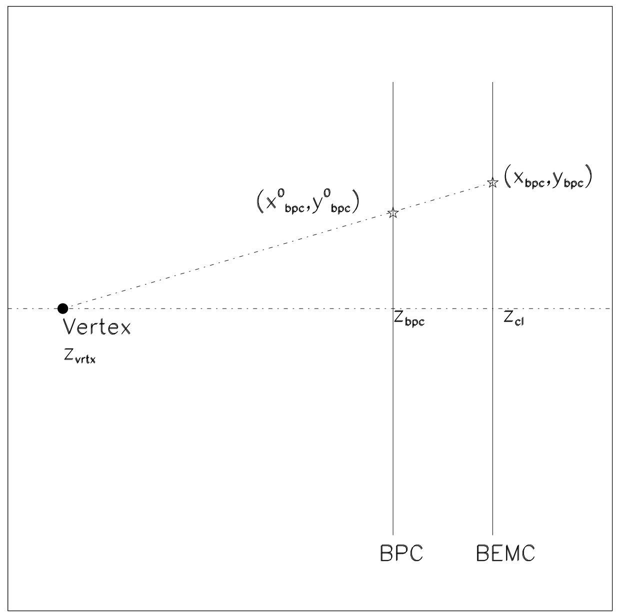


Figure 5.15: Détermination des coordonnées d'un hit de la BPC dans le plan du BEMC

On détermine la position (x_{bpc}, y_{bpc}) d'un hit BPC dans le plan de reconstruction des amas de la façon suivante (voir figure 5.15):

$$\begin{aligned} x_{bpc} &= \frac{z_{cl} - z_{vrtx}}{z_{bpc} - z_{vrtx}} x^0_{bpc} \\ y_{bpc} &= \frac{z_{cl} - z_{vrtx}}{z_{bpc} - z_{vrtx}} y^0_{bpc} \end{aligned} \tag{5.34}$$

où (x^0_{bpc}, y^0_{bpc}) est la position du hit BPC dans le plan de cette dernière.

Après cette "projection" des hits BPC sur le BEMC, Un hit BPC est alors associé à un amas du BEMC si ses coordonnées (x_{bpc}, y_{bpc}) sont dans un cercle centré sur la position de l'amas et de rayon 16 cm. Ainsi on peut avoir plusieurs hits BPC associés à un seul amas, ou au contraire aucun hit BPC associé à un amas.

Pour déterminer la position de la particule donnée par la BPC dans le cas où on a plusieurs hits BPC associés à un amas du BEMC, on a deux approches:

1. La première est tout simplement de chercher le hit BPC le plus proche de l'amas du BEMC.

2. La deuxième consiste à prendre la valeur moyenne des positions des hits BPC associés à l'amas.

Jusqu'à présent les positions des particules entrant dans le BEMC ont été déterminées par la position BCLR des amas. La figure 5.16 montre la différence entre la position donnée dans BCLR et la position donnée par la chambre proportionnelle BPC.

Dans tout le lot d'événements de QED Compton 1993 on a une proportion dans laquelle l'électron et le photon sont identifiés. La figure 5.17 montre la correlation (E_e, E_γ) avant et après correction des énergies BCLR de 5.6%. On voit que, après correction des ces énergies, les événements sont alignés sur la droite

$$E_e + E_\gamma = 26.7 Gev \tag{5.35}$$

Ceci confirme que la réponse du BEMC est la même pour un électron et un photon et qu'il suffit de corriger, dans ce cas, l'énergie BCLR du BEMC par le même facteur.

5.3.1 Etude de la position relative de la BPC par rapport au BEMC :

Pour trouver la position relative de la BPC par rapport au BEMC, on prend tous les amas associés à un hit BPC et on procède comme suit:

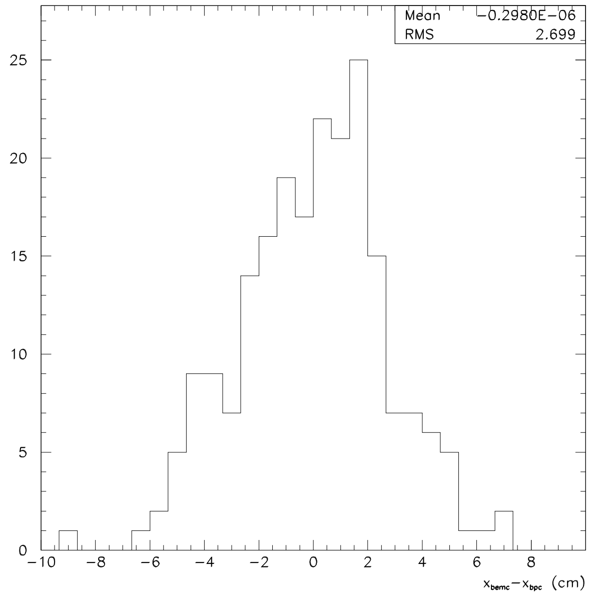
On crée tout d'abord un estimateur [2] χ^2 tel que :

$$\chi^2_5 = \sum_{j=1}^{Nevt} \left(((x_{cl} + \Delta x) - x_{bpc})^2 + ((y_{cl} + \Delta y) - y_{bpc})^2 \right) \tag{5.36}$$

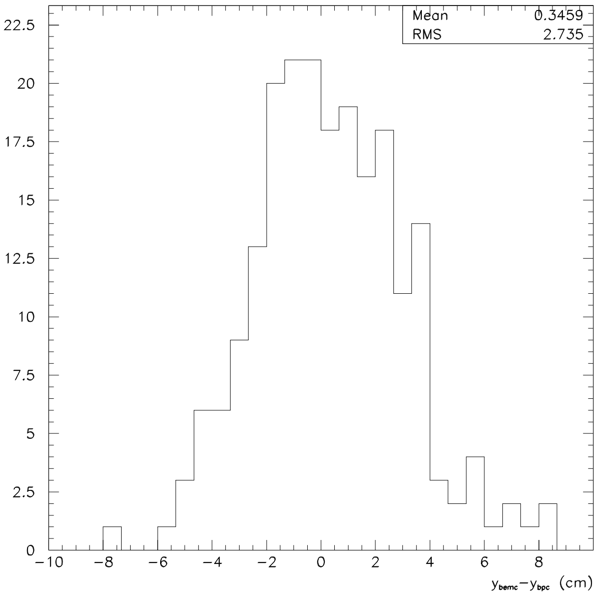
où $Nevt$ est le nombre de clusters ayant un hit associé dans la BPC. Le principe de cette méthode est de chercher les variations Δx et Δy sur les positions x_{cl} et y_{cl} qui minimisent le pseudo χ^2 pour déterminer la position optimale de la BPC par rapport au BEMC. Le minimum de χ^2_5 est obtenue pour (voir figure 5.18)

$$\begin{aligned} \Delta x &\simeq 0mm \\ \Delta y &\simeq -4mm \end{aligned} \tag{5.37}$$

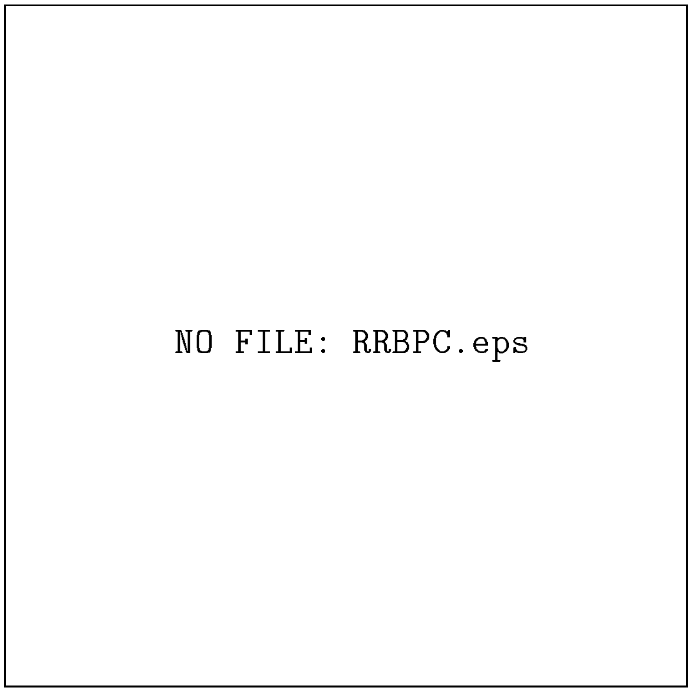
[2] Les erreurs sur les positions n'étant pas mises, cette estimateur n'est pas un "vrai" χ^2. C'est pour cela que l'on donne les valeurs des variables le minimisant sans erreurs.



(a) Difference entre la position de l'amas x, donnée par le BEMC et celle donnée par le hit BPC



(b) Difference entre la position de l'amas y, donnée par le BEMC et celle donnée par le hit BPC



(c) Distance entre le hit BPC et la position de l'amas reconstruite dans BCLR

Figure 5.16: Comparaison entre les positions données par la BPC et celles données par le BEMC.

NO FILE: EEEGB.eps

(a) Correlations de E_γ en fonction de E_e, avant toute correction

NO FILE: EEEGc.eps

(b) Correlations de E_γ en fonction de E_e, après correction en énergie et positions du BEMC

Figure 5.17: Correlation $E_e + E_\gamma = 26.7$ GeV avant et après correction des énergies et positions BCLR

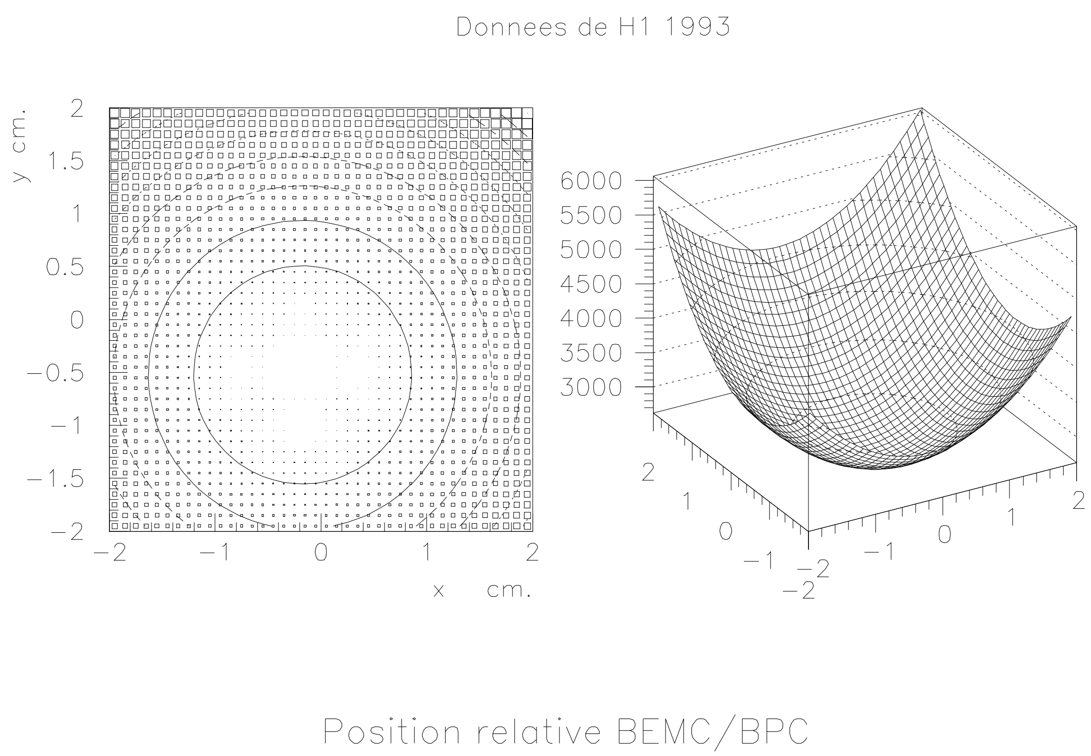


Figure 5.18: Position relative de la BPC par rapport au BEMC avant toute correction

On en conclut que la BPC est déplacée de 4mm vers les y positifs par rapport au BEMC. Or on a montré, dans la section précédente, que le BEMC était décalé de $4mm$ dans la direction des y négatifs, par rapport au faisceau, ce qui nous emmène à conclure que la BPC est bien centrée autour du faisceau et que donc c'est le BEMC qui est décalé par rapport à eux de 4 mm, vers le "bas". La figure (5.19) montre qu'après correction des positions y_{cl} des amas du BEMC de 4 mm, le minimum est bien centré autour de (0.,0.).

Il faut noter que dans cette étude, on a utilisé les deux définitions du hit BPC associé à un amas du BEMC : le plus proche et la valeur moyenne. Le résultat obtenu pour le positionnement de la BPC par rapport au BEMC est pratiquement identique dans les deux cas.

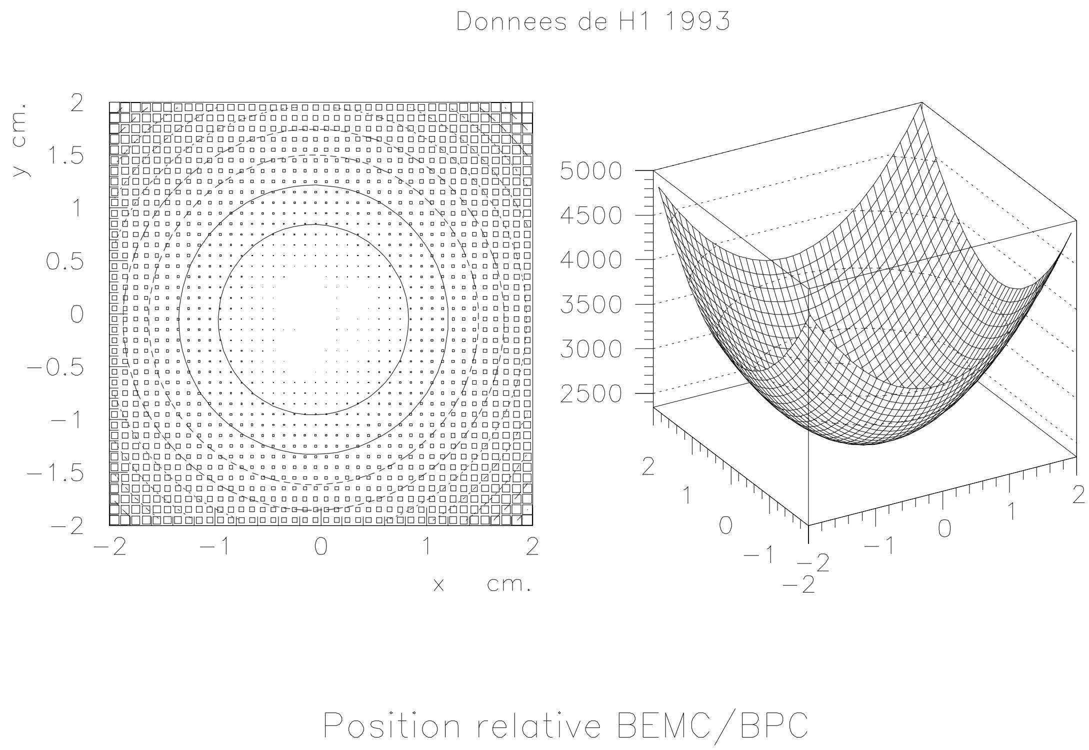


Figure 5.19: Position relative de la BPC par rapport au BEMC, aprés une correction de y_{cl} de 4.6 mm

5.3.2 Efficacité de la BPC et Taux de conversion des photons :

L'efficacité que l'on se propose d'étudier ici est une efficacité moyennée sur les quatres plans de cette chambre proportionnelle (voir chapitre 3) c'est à dire qu'un hit BPC est pris en compte s'il est reconstruit par au moins trois fils appartenant à trois plans différents de celle-ci.

La région derrière le système de traces central et avant le BEMC est une région mal connue du point de vue matière. C'est la région d'où sortent tous les câblages du système de traces central. Il est donc très important de déterminer l'épaisseur de cette matière en longeurs de radiations X_0, pour avoir une simulation proche de la réalité. Le taux de conversion des photons dans cette région est une occasion unique d'éffectuer une telle mesure. Comme dans les événements de QED Compton on a deux particules, l'électron et le photon, on peut déterminer ce taux en cherchant le nombre de fois ou le photon est associé à un hit BPC.

Alors si on considère :

- N_0 le nombre d'événements où aucun des amas du BEMC est associé à un hit de la BPC.

- N_1 le nombre d'événements où un seul des deux amas est associé à un hit BPC.

- N_2 le nombre d'événements où les deux amas sont associés à un hit.

avec $N = N_0 + N_1 + N_2$ le nombre total des événements.

L'efficacité ϵ_{bpc} de la BPC et le taux de photons convertis et détectés par cette dernière α_c, sont reliés à ces nombres par les relations :

$$N_0 = [(1 - \epsilon_{bpc})(1 - \alpha_c)]N \tag{5.38}$$

$$N_1 = [\epsilon_{bpc}(1 - \alpha_c) + (1 - \epsilon_{bpc})\alpha_c]N \tag{5.39}$$

$$N_2 = [\epsilon_{bpc}\alpha_c]N \tag{5.40}$$

d'où on déduit :

$$\epsilon_{bpc} = \frac{N_1 + 2N_2 + \sqrt{N_1^2 - 4N_0N_2}}{2N} \tag{5.41}$$

$$\alpha_c = \frac{N_1 + 2N_2 - \sqrt{N_1^2 - 4N_0N_2}}{2N} \tag{5.42}$$

α_c représente la probabilité pour que au moins l'un des deux électrons (e^- ou e^+) du photon converti soit détecté :

$$\alpha_c = \epsilon_{bpc}(2 - \epsilon_{bpc})\tau_c \tag{5.43}$$

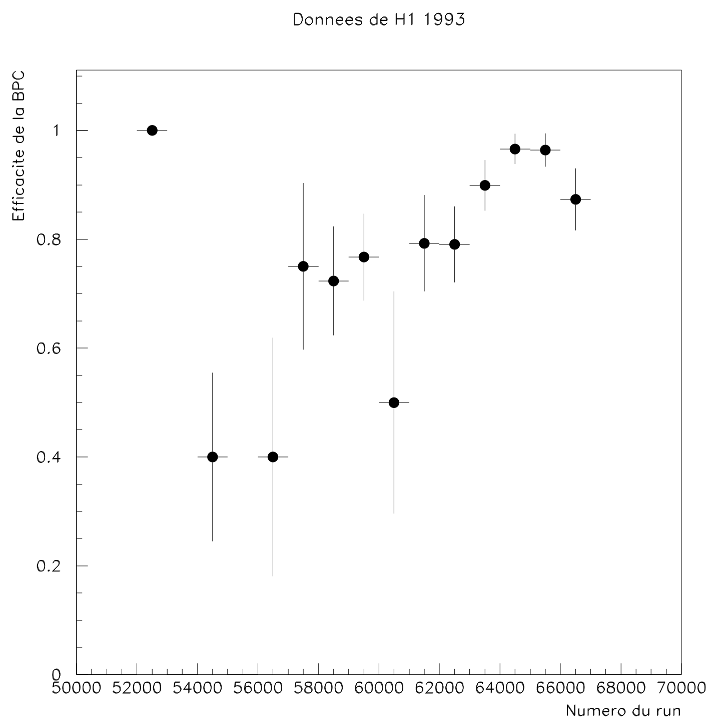
d'où on tire la valeur du taux de conversion des photons avant la BPC :

$$\tau_c = \frac{\alpha_c}{\epsilon_{bpc}(2 - \epsilon_{bpc})} \tag{5.44}$$

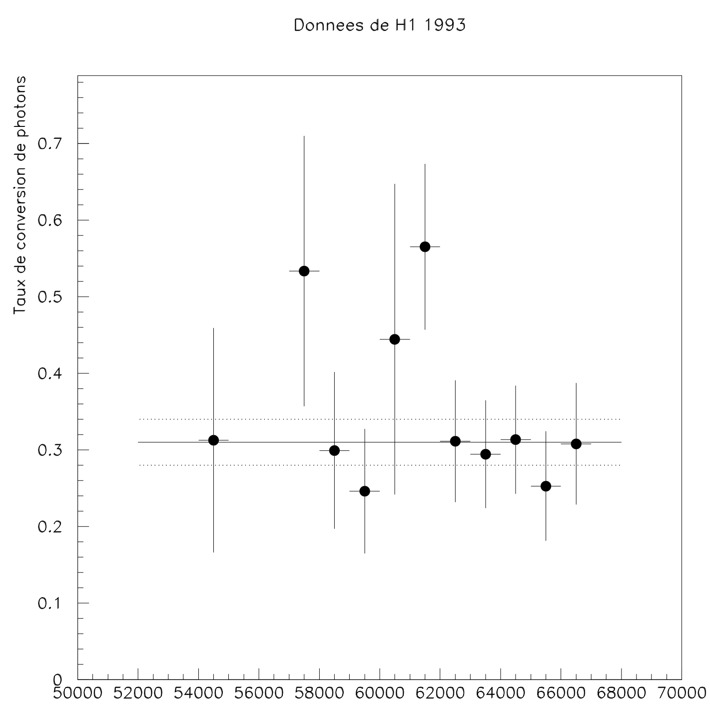
La figure 5.20(a) montre la variation de l'efficacité moyenne de la BPC en fonction des runs de la période 1993. On voit qu'au début de cette période la BPC présentait une faible efficacité, cette dernière s'est amélioré ensuite pour atteindre les valeurs de $\sim$ 90% (voir la bonne efficacité à la fin des runs).

Les erreurs sur ϵ_{bpc} ont été prises de la forme :

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{N}} \tag{5.45}$$



(a) Efficacité de la BPC en fonction des runs de la période 1993



(b) Taux de conversion de photons avant la BPC en fonction des runs de la période 1993

Figure 5.20: Variation de l'efficacité de la BPC et du taux de conversion des photons dans la partie de H1 avant le BEMC, en fonction des runs de la période de 1993

La figure 5.20(b) montre le taux de conversion des photons pendant toute la période 1993. On voit que ce rapport est constant et qu'il vaut :

$$\tau_c = 31\% \pm 3\%$$

Les erreurs sur τ_c ont été prises de la forme :

$$\Delta\tau = \sqrt{\frac{\tau(1-\tau)}{N}} \tag{5.46}$$

Sachant que le nombre de photons convertis en une paire (e^+e^-), $N_{e^+e^-}$, dans un lot de N_γ photons traversant une épaisseur x d'un milieu donné est obtenu à partir de la relation [76]:

$$N_{e^+e^-} = N_\gamma(1 - \exp[-\frac{7}{9}\frac{x}{X_0}]) \tag{5.47}$$

On déduit alors que l'épaisseur traversée avant le BEMC est de :

$$x = -\frac{9}{7}X_0 \ln(1-\tau_c) \tag{5.48}$$

qui a pour valeur :

$$x = 0.48X_0 \pm 11\%$$

5.4 Conclusions :

Dans ce chapitre on a essentiellement montré que pour les runs de 1993, dans le domaine des énergies considèrées :

- Il suffit de corriger les énergies "brutes" BCLR par un seul facteur de calibration :

$$\kappa = 1.056 \pm 0.008$$

- Ce facteur est indépendant de la nature de la particule électromagnétique (électron ou photon) et de son énergie (comprise entre ~ 5 GeV et 20 GeV).

- Le BEMC est déplacé de 4.6 mm vers le bas, dans le direction des y.

Cette étude a aussi permis d'obtenir des résultats sur la chambre proportionnelle arrière (BPC), sa position par rapport au faisceau et au BEMC, son efficacité en fonction des runs et le taux de conversion des photons à cause de la matière située avant le BEMC.

Chapitre 6

Mesure de la Luminosité intégrée de H1 avec les événements de QED Compton

Chapitre 6

Mesure de la Luminosité

6.1 Introduction :

La Luminosité, dans les collisionneurs de particules à hautes énergies est un facteur fondamental caractérisant la machine. La Luminosité instantanée L, est donnée par la formule:

$$L = n \times f \times \frac{p_1 p_2}{\sigma_x \sigma_y} \tag{6.1}$$

où f est la fréquence de collisions, n le nombre de paquets des deux faisceaux de particules en interaction, p_1 et p_2 le nombre de particules contenues dans chacun de ces paquets et où σ_x et σ_y représentent la section transverse des deux faisceaux. La Luminosité instantanée nominale de HERA est de 1.5 10^{31} $cm^{-2}s^{-2}$.

Expérimentalement, on est intéressé par la Luminosité intégrée $\mathcal{L}$, qui n'est autre que l'intégrale de la Luminosité instantanée sur une période de temps donnée :

$$\mathcal{L} = \int \mathcal{L} \lceil \sqcup \tag{6.2}$$

En fait, le nombre d'événements observés d'un processus donné, N_{evt}^{proc}, est relié à la section efficace du même processus σ^{proc} par (dans un cas idéal):

$$N_{evt}^{proc} = \mathcal{L}\sigma^{\surd^{\nabla\wr\rfloor}} \tag{6.3}$$

La mention "cas idéal" signifie que l'on doit en fait tenir compte des efficacités de détection et de la reconstruction, de l'acceptance géométrique du détecteur dans lequel on observe ce processus ainsi que de l'efficacité du système de déclenchement de tels événements. La formule (6.3) se trouve alors modifiée de la façon suivante :

$$N_{evt}^{proc} = \epsilon \mathcal{L} \sigma \surd^{\nabla \wr \rfloor} \tag{6.4}$$

où ϵ est un facteur correctif qui prend en compte les différentes efficacités et acceptances expérimentales.

Pour pouvoir mesurer la section efficace d'un processus donné, pour lequel on a observé un certain nombre d'événements, il faut connaitre la Luminosité intégrée. Une grande partie de la physique que l'on veut faire, dépend donc essentiellement de la précision avec laquelle on mesure cette quantité.

D'un autre coté pour mesurer précisement la Luminosité intégrée, on a besoin d'un processus dont la section efficace soit bien connue. Dans les collisionneurs e^+e^- on utilise les processus purement QED, vu la très haute précision avec laquelle on sait calculer leur section efficace (en particulier les événements Bhabha à petits angles [77]). Dans un collisionneur ep comme HERA, faisant intervenir un hadron dans l'interaction, il est impossible de trouver un processus purement QED. Alors on cherche des processus, que l'on puisse parfaitement identifier, dont la section efficace est bien connue.

A HERA on peut, pour mesurer la Luminosité, utiliser deux types de processus, déja évoqués dans le chapitre 1. Le premier processus est purement élastique, c'est le Bremsstrahlung, ou processus de Bethe-Heitler, qui correspond à la réaction :

$$e + p \rightarrow e + \gamma + p \tag{6.5}$$

où toutes les particules finales sont émises à très petits angles.

Le deuxième processus est le QED Compton quasi réel, qui fait plus particulièrement l'objet de cette thèse. Ce processus est dominé par le cas élastique, mais il subsiste aussi une contribution inélastique que l'on essaiera de minimiser.

Une des différences entre les deux méthodes est que, dans le premier processus, toutes les particules sont émises à de très petits angles et donc sont détectées dans un détecteur spécial situé à plus de 100 m du détecteur

H1. Par contre les particules finales issues du processus de QED Compton $(e+\gamma)$ sont observées dans le détecteur H1 et donc, la Luminosité mesurée par ce processus est la Luminosité intégrée dans le détecteur lui même.

Le début de ce chapitre est consacré à la méthode de mesure de la Luminosité par le processus de Bethe-Heitler, on y exposera brièvement les avantages et les inconvénients d'une telle méthode. Dans la deuxième partie, on exposera notre méthode de mesure de Luminosité utilisant les événements de QED Compton. Dans le chapitre 2, on a exposé en détail le Monte Carlo que l'on a utilisé pour déterminer la section efficace du processus de QED Compton ainsi que la simulation de ces événements dans H1. Les résultats de ce Monte Carlo seront utilisés dans cette partie du chapitre pour la mesure de la Luminosité ainsi que pour la comparaison entre les données et les prédictions théoriques. Avant de donner la valeur de la Luminosité intégrée sur H1 mesurée par cette méthode, pour la période de 1993, une étude des effets systématiques est exposée, où on traitera les différentes sources d'erreur pouvant affecter notre mesure : l'efficacité de la selection, l'efficacité du déclenchement, l'effet des coupures servant à la rejection du bruit, l'erreur sur la section efficace donnée par le Monte Carlo ainsi que l'erreur dûe à l'acceptance géométrique.

6.2 La Luminosité intégrée mesurée par le Luminomètre:

La méthode standard pour mesurer la luminosité à H1 utilise le processus de Bethe-Heitler. Puisqu'on est proche des deux pôles de la section efficace de la réaction (6.5) les particules finales sont émises à de très petits angles. Le proton continue dans sa direction initiale, l'électron et le photon finals, émis dans la direction de l'électron initial, sont détectés par coïncidence dans un détecteur spécial, le Luminomètre. La figure (6.1) montre le dispositif du Luminomètre, composé de deux calorimètres l'un pour étiqueter le photon "photon detector", l'autre pour étiqueter l'électron "electron tagger".

Comme indiqué sur la figure, l'électron diffusé, qui a perdu de l'énergie, est dévié de la trajectoire de l'orbite fermée par des aimants pour être détecté, hors de l'anneau à -33.4 m du point d'interaction nominal. Le photon est détecté dans le "photon detector" placé à -102.9 m du point d'interaction nominal.

Figure 6.1: Le Luminomètre de H1

Dans cette méthode on mesure la Luminosité simplement en comptant le nombre de coïncidences où il y a un électron dans le détecteur à électron et un photon dans le détecteur à photon . La somme des énergies des deux particules détectées en coïncidence doit, en plus, être égale à l'énergie du faisceau d'électrons (26.7 GeV) [78].

La Luminosité instantanée délivrée par HERA, calculée par cette méthode est obtenue à partir de la relation [79] :

$$L[cm^{-2}s^{-1}] = \frac{R_{tot} - (I_{tot}/I_0)R_0}{\sigma_{vis}C(\theta_x, \theta_y)} \tag{6.6}$$

où :

- R_{tot} est le taux de coïncidences $e\gamma$ dans les deux calorimètres du Luminomètre. I_{tot} est le courant total associé aux paquets d'électrons ayant un partenaire de protons.
- R_0 est le taux de coïncidences $(e-\gamma)$ associées aux paquets d'électrons n'ayant pas de partenaires de protons (pilot bunch), I_0 est le courant qui leur correspond.

- σ_{vis} est la section efficace du procesus $ep \to ep\gamma$, visible dans l'acceptance du système de mesure de Luminosité dans les conditions nominales du faisceau (à zéro degré).

- $C(\theta_x, \theta_y)$ est le facteur de correction à apporter à la section efficace à cause des modifications de l'acceptance du Luminomètre dûes à des déplacements éventuels des faisceaux. Cette correction est égale à :

$$C(\theta_x, \theta_y) = \frac{A(\theta_x, \theta_y)}{A(0,0)} \tag{6.7}$$

  où $A(0,0)$ est l'acceptance du luminomètre dans les conditions nominales de faisceau et $A(\theta_x, \theta_y)$ est l'acceptance de ce système quand le faisceau est désorienté d'un angle θ_x dans la direction des x, et θ_y dans celle des y.

Puisque le vide du tube contenant le faisceau n'est pas absolu, un événement de Bremsstrahlung, sur le gaz résiduel :

$$e + A \to e + A + \gamma \tag{6.8}$$

peut aussi produire un événement donnant en coïncidence un électron et un photon dans le Luminomètre, avec une énergie égale à celle du faisceau. Pour éliminer un tel bruit, on utilise ce que l'on appelle les paquets "pilotes" (pilot bunches) d'électrons. Ce sont des paquets n'ayant pas de partenaires dans le faisceau de protons, ou encore, ayant un paquet vide de protons comme partenaire !. Les électrons d'un paquet pilote peuvent interagir avec les particules du gaz résiduel. Le taux de coïncidences $(e - \gamma)$ associées aux paquets pilotes donne la contribution du Bremsstrahlung sur le gaz résiduel.

La mesure de la Luminosité par cette méthode n'implique que de faibles erreurs statistiques. Etant proches des deux pôles de la section efficace, on a un grand taux d'interactions, ceci présente l'avantage de permettre une mesure pratiquement instantanée de la Luminosité. Par contre, l'erreur systématique sur cette mesure est relativement élevée (5 à 7%). Elle est dûe principalement à la calibration en énergie des deux calorimètres et à la sensibilité de leurs acceptances à la moindre variation dans la direction du faisceau incident.

En effet, le tri de ces événements est très sensible à la calibration des deux calorimètres, à cause de la contrainte imposée sur la somme des énergies de l'électron et du photon détectés par coïncidence. Cette calibration est réajustée au cours de la prise de données à chaque modification des différentes conditions de cette dernière.

En plus des erreurs systématiques venant de la calibration des calorimètres, on a aussi une contribution, dûe à la variation de l'acceptance du système de Luminosité. Cette acceptance dépend des variations de la direction du faisceau par rapport à sa direction nominale. Par conséquent, la section efficace de normalisation σ_{vis} doit elle aussi être corrigée d'une façon permanente en fonction des conditions du faisceau.

6.3 Méthode de mesure de la Luminosité par le QED Compton:

La méthode de mesure de Luminosité intégrée que l'on a proposé à la collaboration H1 utilise les événements de QED Compton. L'avantage de cette méthode est de mesurer la Luminosité intégrée dans le détecteur lui même, puisque les deux particules finales ($e + \gamma$) sont observées dans ce dernier. En outre, l'erreur systématique sur la Luminosité est, à priori, inférieure à celle de la Luminosité donnée par le Luminomètre (dans la mesure où, avec nos coupures, on réduit la contribution inélastique à la partie dont la section efficace est la mieux connue). Par contre on est très sensible aux erreurs statistiques, ce qui ne permet de mesurer que des Luminosités intégrées sur des périodes de temps suffisamment grandes.

La Luminosité mesurée par cette méthode est obtenue en comparant les données et le Monte Carlo, utilisant les mêmes programmes d'analyse. Soit $\mathcal{L}'$ la Luminosité intégrée générée par le Monte Carlo et N' le nombre d'événements simulés passant toutes les coupures utilisées dans l'analyse, et N le nombre d'evts de QED Compton sélectionnés par le même programme. La Luminosité intégrée $\mathcal{L}$ est alors obtenue à partir de la relation :

$$\mathcal{L} = (\frac{\epsilon_{sel}\mathcal{N}}{\mathcal{N}'})\mathcal{L}' \tag{6.9}$$

où ϵ_{sel} est un facteur qui doit tenir compte des différentes efficacités de la sélection.

Etant donné la prédominance des événements de QED Compton dont les deux particules sont émises dans le BEMC, la normalisation que l'on va utiliser par la suite sera celle qui leur correspond.

6.3.1 Les premières données de H1 en 1992:

L'expérience H1 a commencé a prendre ses premières données au printemps 1992. Comme à tout début, la machine HERA n'a pas fonctionné à 100% de sa capacité : il y avait seulement 10 paquets d'électrons en collision avec 10 paquets de protons (au lieu des 210 paquets de chaque sorte prévus initialement).

Les premiers événements de QED Compton observés ont été utilisés pour donner, déja, une valeur de la Luminosité intégrée par H1 pendant cette première période. La vingtaine d'événements obtenus a conduit à une Luminosité intégrée de (voir la note en appendice C) :

$$\mathcal{L} = \in \not\pm \chi \lfloor^{-\infty} \tag{6.10}$$

cette valeur est à comparer avec celle donnée par le Luminomètre :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{BH}} = \in\forall \pm \in \backslash \lfloor^{-\infty} \tag{6.11}$$

Si l'erreur sur la Luminosité intégrée donnée par le Luminomètre est purement systématique, la valeur de l'erreur sur la Luminosité intégrée que l'on a alors donnés était dominée par l'erreur statistique, vu le faible nombre d'événements utilisés pour cette mesure.

6.3.2 Les données de l'année 1993:

En sa deuxième période de fonctionnement, les performances de HERA ce sont améliorées et la Luminosité intégrée en 1993 est ~ 20 fois supérieure à celle obtenue en 1992. Le nombre d'événements de QED Compton obtenu est de l'ordre de 300 événements, dont 250 ont les deux particules finales (électron et photon) émises dans le BEMC. Notons que ces nombres varient en fonction des coupures que l'on choisit pour la sélection des événements (voir le chapitre 4 sur la sélection des événements).

Pour déterminer la section efficace à l'intérieur des coupures ($N'/\mathcal{L}'$), on a généré 3000 événements à partir de notre Monte Carlo (voir chapitre 2) correspondant à une Luminosité intégrée de 1.42 pb^{-1}. On les a ensuite traités par la chaîne de simulation et de reconstruction. Ces événements sont analysés avec le même programme d'analyse que celui utilisé pour les événements réels.

Rappelons que le nombre d'événements réels utilisés pour la mesure de la Luminosité intégrée est obtenu de la manière suivante (voir le chapitre 4 consacré à la sélection des événements):

1. Dans une première étape le programme de tri automatique que l'on a créé et implémenté au niveau $L5$ de classification de H1, sélectionne les candidats de QED Compton suivant des critères sur les énergies et les traces. Ces événements sont mis dans une classe spéciale (classe 12 bit 5). On n'analysera, à priori, que les événements qui lui appartiennent.

Cette procédure présente l'avantage d'éviter la lecture et le traitement de toutes les données de H1 mises sur bande ($\sim 4\,10^6$ événements pour l'année 1993). On se restreindra donc aux événements de notre classe (~ 5000 événements). Par contre cette procédure automatique de tri des événements peut, dans certains cas, présenter une inefficacité que l'on étudiera par la suite.

2. La deuxième étape est l'analyse des événements résultants de cette classe (cette étape est commune aux données réelles et aux événements de Monte Carlo). Elle repose principalement sur :

   – Une simulation du système de déclenchement : Rappelons que les événements de QED Compton sont déclenchés par le BSET-CL2, trigger basé sur les dépôts d'énergies dans le BEMC. Ce dernier impose, pour que l'événement soit accepté, l'existence d'au moins un amas d'énergie supérieure à 8 GeV reconstruit autour d'une "graine" (module) d'une énergie de plus de 3 GeV. La graine doit être hors de la zone des modules triangulaires près du faisceau[1].

     On a noté que lors de notre analyse, on impose un certain seuil minimum à l'énergie de la graine et de l'amas pour les données et les événements simulés. Les deux graines les plus énergiques du BEMC sont prises en compte ainsi que les amas qui leur sont associés.

   – Une coupure sur un estimateur χ^2 utilisant les contraintes caractérisant les événements de QED Compton, défini par:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{2} \left(\frac{R_{cli} - < R_{cl} >}{\sigma_R} \right)^2 + \left(\frac{E_{cli} - E_{cli}(\theta_{cl1}, \theta_{cl2})}{\sigma_E} \right)^2 \qquad (6.12)$$

Pour mesurer la Luminosité intégrée on a donc besoin (relation 6.9) de connaitre les nombres d'événements réels (N) et simulés (N'), passant toutes les coupures de notre analyse: coupure sur le χ^2_0, coupure sur les énergies caractérisant le trigger, ainsi que du facteur ϵ_{sel} caractérisant l'-efficacité de notre tri automatique au niveau du $L5$ de classification. On va commencer, tout d'abord, par déterminer ce facteur, avant de faire une étude systématique des effets des différentes coupures.

[1] Des tests sont actuellement en cours pour implémenter ces modules dans le système de déclenchement, pour les prochains runs et dans de bonnes conditions du faisceau. Ceci augmentera d'une façon significative la statistique.

6.3.3 Efficacité de la classification:

Dans le chapitre 4 on a défini les coupures sur lesquelles on s'est basé pour la sélection des candidats de QED Compton au niveau de la classification (classe 12 bit 5 spécifique pour les événements de QED Compton). Dans cette sélection on a essentiellement deux sortes de coupures : les coupures sur les traces et les coupures sur les énergies .

6.3.3.1 Coupure sur les traces:

En principe, une faible partie des événements de QED Compton donne une activité dans le détecteur de traces. L'étude des événements simulés donne les résultats suivants (voir figure 6.2):

- 74% des événements ne donnent aucune trace (l'électron est hors de l'acceptance du détecteur de traces).
- 24% des événement donnent une seule trace associée à l'electron.
- 1.7% sont des événements ayant deux traces où l'on a soit des événements de conversion de photon donnant deux traces soit des événements avec une seule trace mais mal reconstruite.
- 0.3 % d'événements donnent 3 traces correpondant à l'électron et une paire e^+e^- dûe à une conversion de photon.

On voit que la coupure sur le nombre de traces n'introduit à priori aucune erreur sur la sélection. Mais cette étude est basée sur des événements simulés à partir de notre Monte Carlo qui ne traite pas le hadron. On va voir par la suite que ceci peut entrainer une perte d'evts inélastiques à petits Q^2 où les hadrons à ($\sum_{hadrons} P_t \simeq 0$) peuvent donner des traces et des dépôts d'énergie vers l'avant du détecteur.

6.3.3.2 Coupures sur les énergies :

Comme on l'a défini précédement, les événements de QED Compton sont des événements qui, expérimentalement parlant, ne donnent dans le détecteur H1 que deux amas électromagnétiques correspondant à l'électron et au photon finals. Le proton dans le cas élastique, ou les hadrons dans le

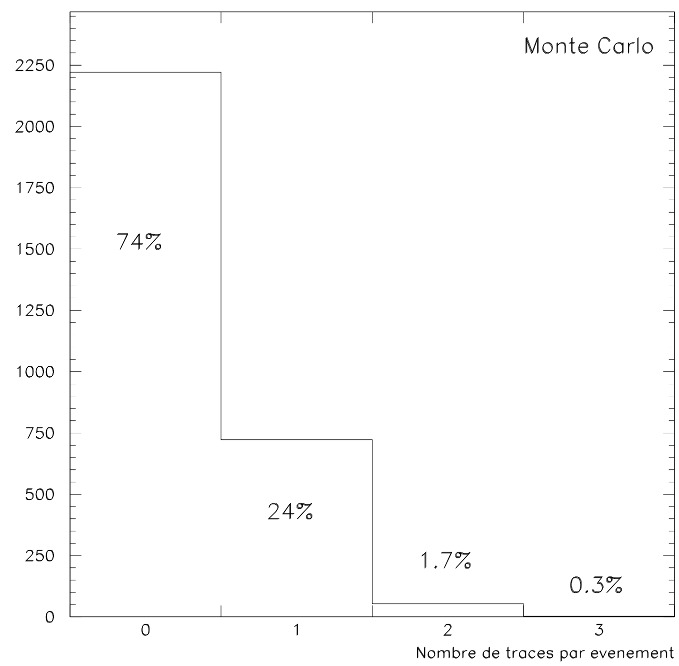


Figure 6.2: Multiplicité des traces dans les événements de QED Compton simulés

cas inélastique, échappent à la détection de H1 dans la majorité des cas. En plus, comme on l'a vu dans le chapitre consacré aux études Monte Carlo, on introduit une coupure sur l'angle de coplanarité, pour se restreindre aux cas élastique ou inélastique dont la section efficace est bien connue. Cela présente l'avantage, notamment pour les petites masses invariantes, de se restreindre à de très petites valeurs de l'impulsion transverse (P_t) du hadron. C'est pourquoi on a restreint notre recherche aux événements ne donnant dans le détecteur que deux dépôts d'énergie significatifs en coupant sur l'énergie du troisième amas à :

$$E_{cl3} \leq 2GeV$$

Dans la mesure où le Monte Carlo simule correctement le détecteur, à travers la reconstruction (commune entre les événements simulés et les données réelles), la coupure sur l'énergie du premier et deuxième amas ainsi que sur l'énergie visible n'a pas d'effet notable sur la rejection des candidats.

Par contre la coupure sur l'énergie du troisième amas peut être la cause de la rejection, au niveau de la sélection des données réelles, de bons candidats potentiels. En effet, s'il y a déja deux amas réels, un canal bruyant non éliminé lors de la reconstruction peut ajouter un troisième amas et, si son énergie dépasse 2 GeV, l'événement qui le contient est rejeté.

En principe, les canaux "chauds" dans les calorimètres sont éliminés dans la reconstruction, après avoir été répertoriés dans les événements eux mêmes et stockés dans la base de données de H1. Par exemple, pour le calorimètre à Argon liquide, la méthode de détermination de ces canaux consiste à sélectionner, pendant la prise de données, un échatillon de $\sim$ 3000 événements pris d'une façon aléatoire avec une fréquence variant entre $0.1Hz$ et $0.2Hz$, et de déterminer les canaux dépassant leurs seuils spécifiques. La liste des canaux chauds est mise à jour chaque 70 minutes. Néanmoins, si cette procédure laisse passer quelques canaux bruyants ils contribuent à éliminer des vrais événements Compton. En outre, le bruit dans le fer instrumenté et dans le calorimètre Plug ne sont pas très bien "monitorés" ils peuvent aussi contribuer à la rejection de vrais candidats.

6.3.3.3 Mesure expérimentale de l'efficacité de classification:

Ainsi, ces coupure sur le nombre de traces et sur l'énergie du troisième amas sont délicates et peuvent contribuer à diminuer l'efficacité de la sélection au niveau de la classification. Cette efficacité a été déterminée en utilisant des événements de QED Compton provenant d'une autre classe (classe des événements de radiations à l'état final FSR) et n'utilisant pas de coupures ni sur les traces ni sur l'énergie du troisième amas. Cette classe (classe 12 bit 7) est basée sur les critères de sélection suivants:

- Une coupure sur l'énergie du premier amas: $E_{cl1} \geq 10$ GeV.
- Une coupure sur l'énergie du deuxième amas: $E_{cl2} \geq 4$ GeV.
- Une coupure sur l'angle du premier amas :$\theta_{cl1} \leq 174^o$.
- Une coupure plus stricte sur l'angle de coplanarité : $\Delta\varphi \leq 22.5^o$
- Le nombre d'amas dans tous les calorimètres doit être inférieur à 10.
- Une coupure sur le vertex d'interaction : $|z_{vrtx}| < 50$cm, si ce vertex est reconstruit.

On étudie alors ces événements avec notre programme d'analyse mais en tenant compte des coupures définies ci-dessus.

L'efficacité de notre classification est alors donnée par:

$$\epsilon_{sel} = \frac{N_{QED}}{N_{QED} + N_{FSR}} \tag{6.13}$$

où:

- $N_{QED}(= 71)$ est le nombre d'événements de QED Compton qui ont bien été sélctionnés dans notre classe.
- $N_{FSR}(= 9)$ sont les événements de QED Compton sélectionnés dans la classe des FSR et pas dans la notre. Ces événements rejetés dans notre classification sont de deux types:
  - 2 événements de QED Compton inélastiques où les hadrons sont vus vers l'avant avec une relative balance en P_t ($\sum_{hadrons} P_t \simeq 0$) (figure 6.3).
  - 7 événements ayant un troisième amas de bruit dans l'un des calorimètres de plus de 2 GeV d'énergie (figure 6.4). Il faut noter que ce bruit n'apparait qu'après les runs 63000 de la période 1993.

On en déduit alors une efficacité de notre classification au niveau du $L5$ dans cette période "bruyante" :

$$\epsilon_{sel} = (88.8 \pm 3.5)\%$$

où l'erreur sur ϵ_{sel} a été calculée à partir de la loi binomiale :

$$\Delta\epsilon_{sel} = \sqrt{\frac{N_{QED} N_{FSR}}{(N_{QED} + N_{FSR})^3}}$$

En fait, on va considérer un inefficacité de 2.5% due aux événements inélastiques et de 8.8% due à la présence de bruit dans les différents calorimètres après les runs 63000.

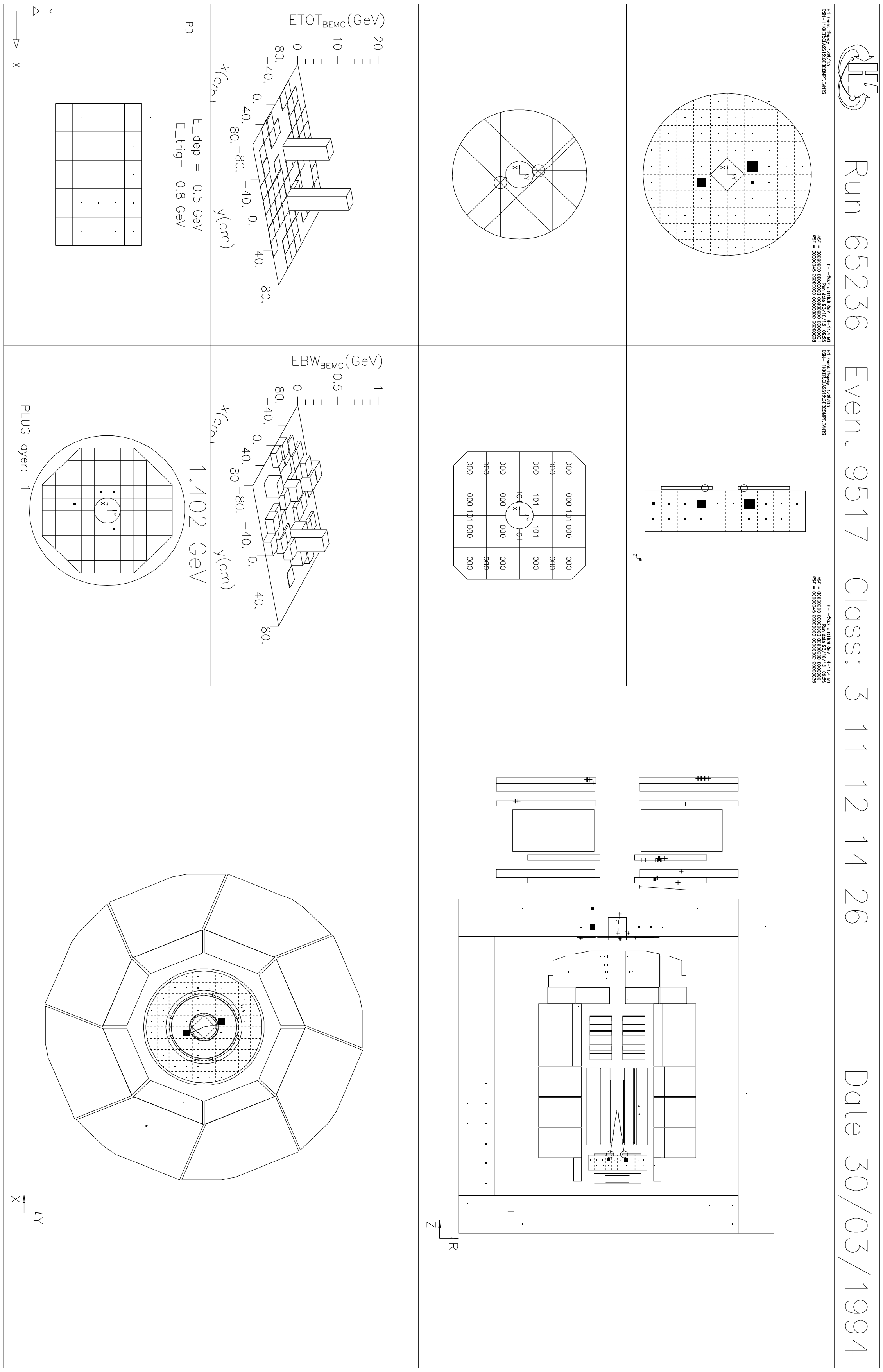


Figure 6.3: Evénement inélastique rejeté lors de la classification

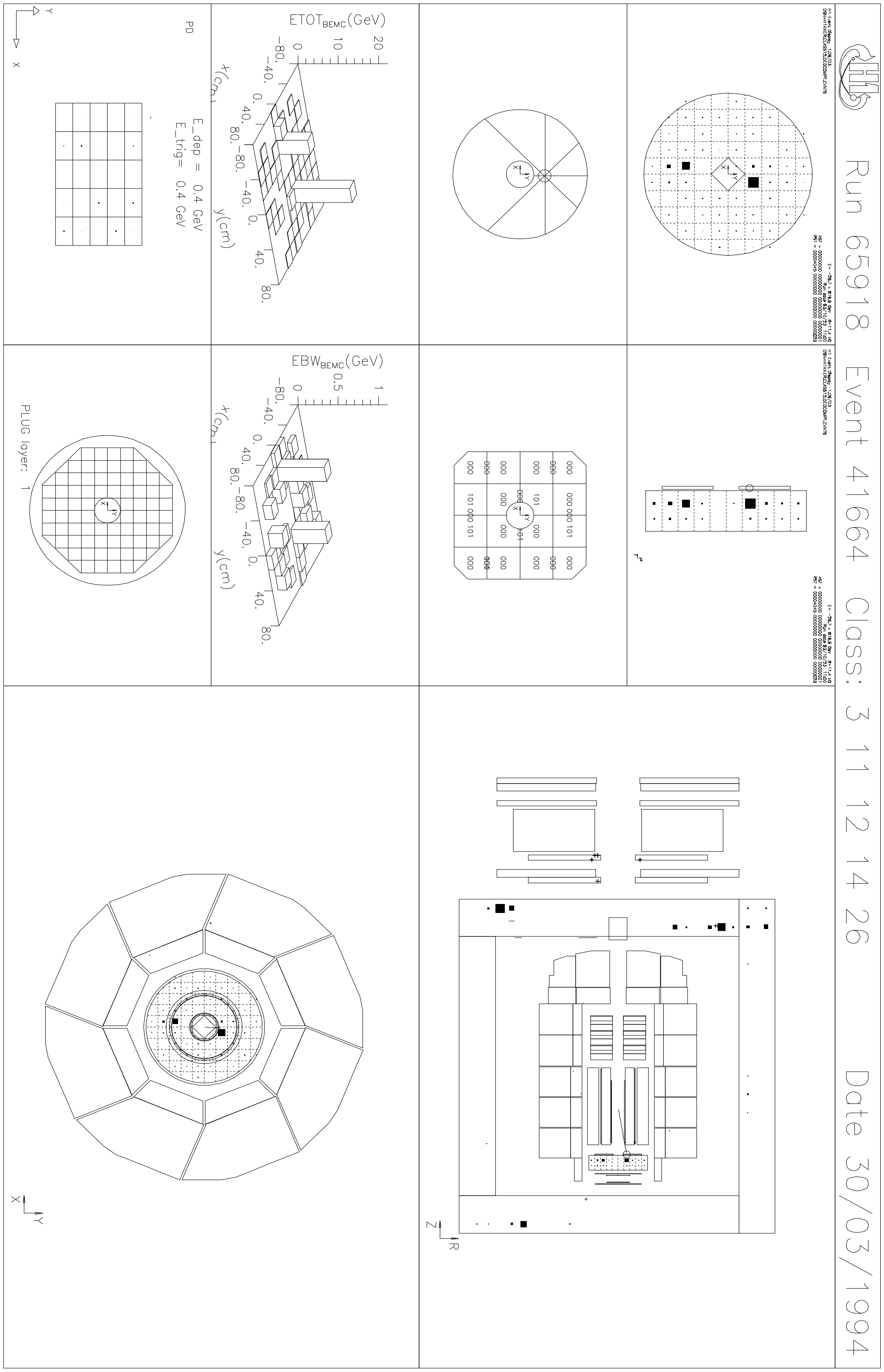


Figure 6.4: Evénement rejeté lors de la classification à cause d'amas de bruit dans le fer instrumenté

6.3.4 Etude des effets systématiques:

L'erreur de notre mesure peut provenir de différentes sources :

- L'effet de l'efficacité du système de déclenchement de tels événements.
- L'effet des coupures pour la rejection du bruit, au niveau de l'analyse.
- L'erreur sur la section efficace donnée par le Monte Carlo, ou "erreur théorique".
- L'erreur dûe à la variation de l'acceptance géométrique, en fonction des conditions de prise de données.

Dans ce qui suit on va exposer ces différentes contributions à l'erreur de notre mesure. Il faut noter que dans toutes les distributions on a pris en compte le facteur d'efficacité que l'on a déterminé dans la section précédente.

6.3.4.1 Etude des effets du déclenchement :

Les énergies que l'on utilise sont les énergies reconstruites à partir d'une branche d'électronique (DAQ) qui différe de celle utilisée pour déterminer les énergies lors du déclenchement (TRIGGER). La décision de déclenchement doit être prise rapidement c'est pour cela que les signaux utilisés par la branche "trigger" sont ~ 5 fois plus rapides que les signaux utilisés par la branche "DAQ". Par conséquent le bruit accompagnant les signaux de trigger est plus important et les énergies utilisées par le "vrai" trigger et le trigger que l'on a simulé sont légérement différentes. C'est pourquoi on va étudier l'influence des valeurs de l'énergie introduite dans le programme d'-analyse sur le nombre d'événements réels et simulés ainsi que sur la valeur de la Luminosité.

Rappelons que les événements (de QED Compton) qui nous interessent ont deux amas situés dans le BEMC, avec une petite extension transverse ($R_{cl} \leq 4$ cm) et que la somme de leurs énergies est de l'ordre de celle du faisceau incident: $E_{cl1} + E_{cl2} \simeq 26.7$ GeV. Notons aussi qu'au moins l'un des deux amas se trouve reconstruit dans un module carré.

La figure 6.5 montre, en l'absence de toute simulation du système de déclenchement dans l'analyse, les correlations entre les énergies des deux graines et entre les énergies des amas qui leurs sont associés, tant pour les événements simulés que pour les événements réels. Dans tous les cas, on a porté en abscisse les énergies correspondant à la graine ayant la plus grande énergie et en ordonnée celles associées à la graine ayant l'énergie la plus petite. On note que la différence essentielle entre les événements simulés et les événements réels est la disparition, dans ces derniers, de ceux pour lesquels l'énergie de l'amas associé à la plus petite graine est de ~ 20 GeV et celle de l'amas associé à l'autre graine est inférieure ou de l'ordre de 6 GeV. Cela se comprend facilement puisque des amas d'énergie de l'ordre de 20 GeV sont essentiellement situés dans les modules triangulaires qui ne comportent pas de graine, alors que l'amas situés dans un modules carré a une énergie $E_{cl2} = 26.7 - E_{cl1}$ voisine ou inférieure à la valeur minimum du BSET-CL2. Par contre il est aussi évident que les événements avec les deux amas reconstruits dans un module carré chacun, ont au moins un des deux amas avec une énergie supérieure à 14 GeV et donc une graine et une énergie largement supérieure aux coupures du BSET-CL2 qui est alors efficace à 100%.

Tout ceci est confirmé par les figures 6.6. On note (voir figure 6.6(a)) qu'une coupure entre 1.5 GeV et 4.5 GeV du minimum d'énergie de la graine avec une coupure de 8 GeV sur l'amas associé n'a aucune influence sur la valeur de la Luminosité. En fait au moins un des deux amas est situé dans un module carré avec une énergie supérieure à 8 GeV ($E_{cl} \geq 14$ GeV si les deux amas sont hors des triangles, $E_{cl} \geq 8$ GeV par définition s'il n' en y a qu'un).

On retrouve sur la figure 6.6(b) la perte d'efficacité du système de déclenchement si on impose dans l'analyse une coupure inférieure à 6 GeV sur l'énergie minimale associée aux amas. La figure 6.6(c) confirme que cette perte d'efficacité est bien dûe aux événements ayant l'un des deux amas dans un module triangulaire.

En conclusion, une coupure à une énergie de graine de 3 GeV et une énergie d'amas à 8 GeV, même si elle élimine quelques événements réels parmi ceux ayant un amas dans un module triangulaire est suffisante pour que les événements réels et simulés se comportent de la même façon du point de vue du système de déclenchement.

En fait, avec plus de statistique, on pourrait se restreindre uniquement aux événements avec deux amas reconstruits hors de la zone des triangles

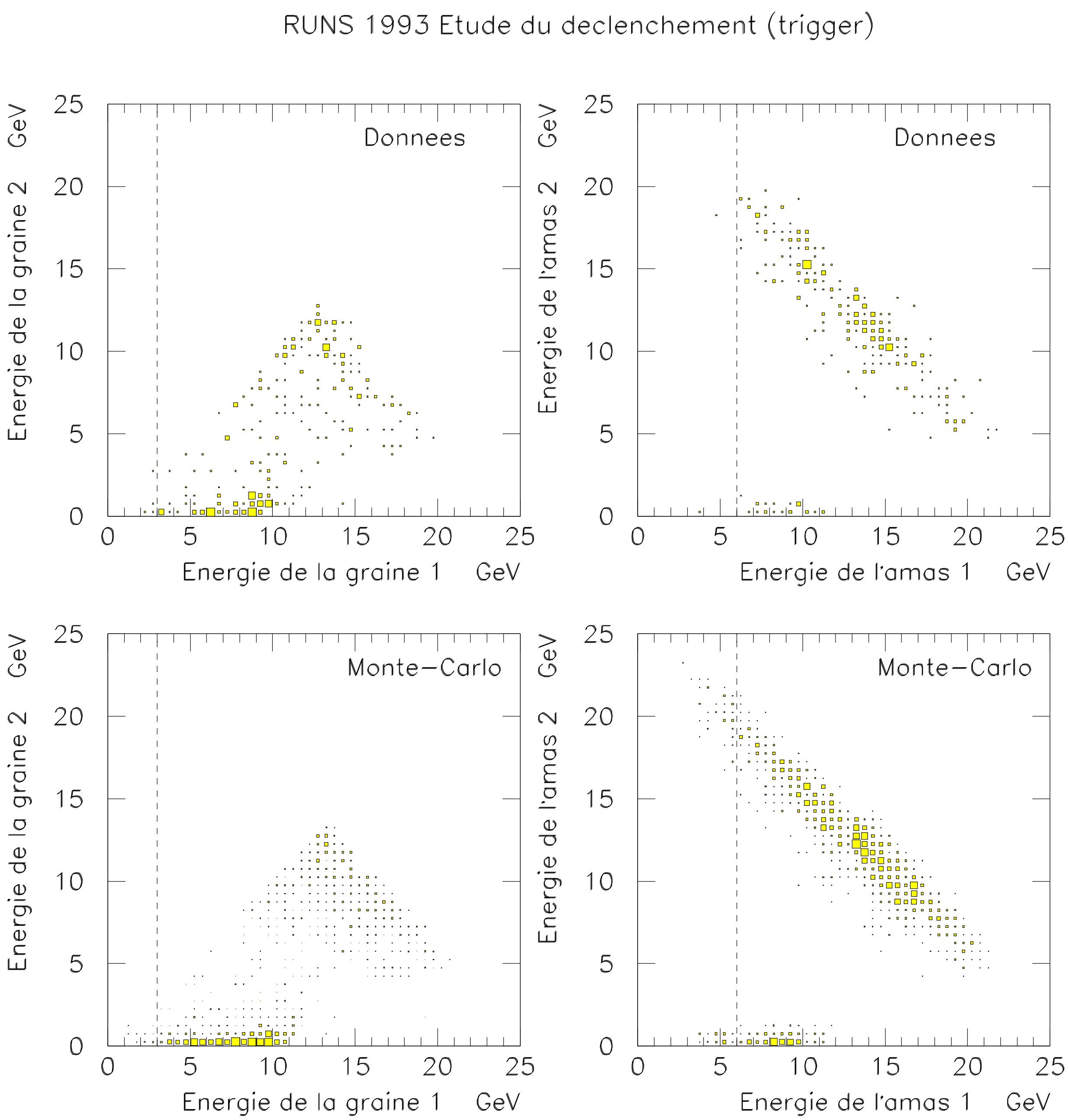
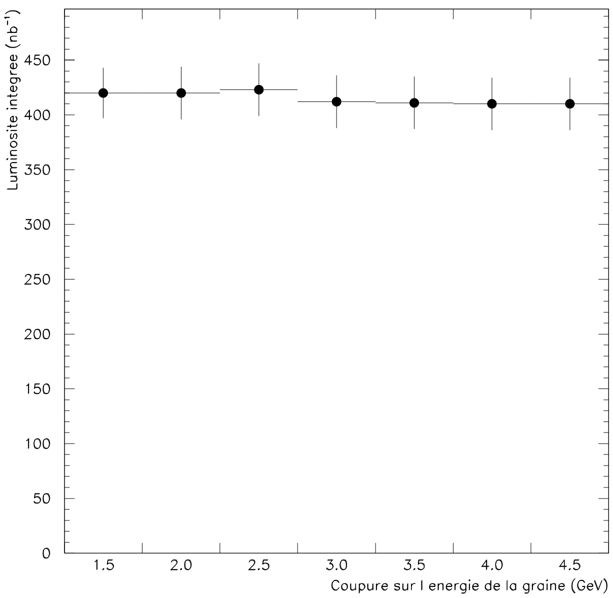
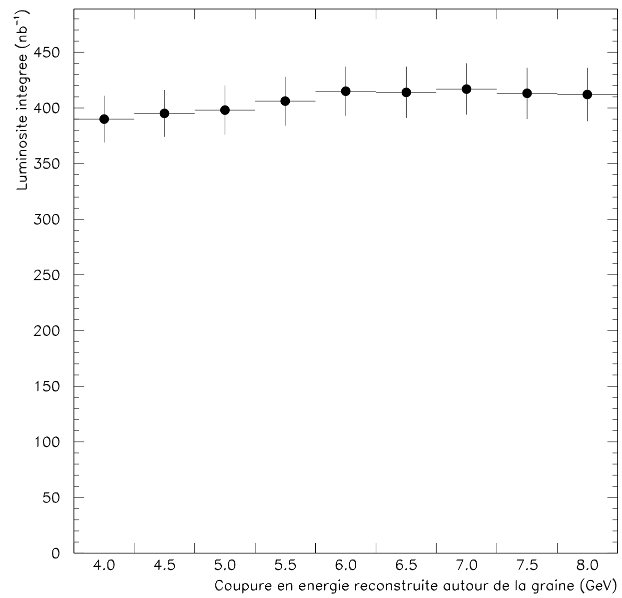


Figure 6.5: Comparaison données/Monte Carlo des énergies utilisées pour le déclenchement

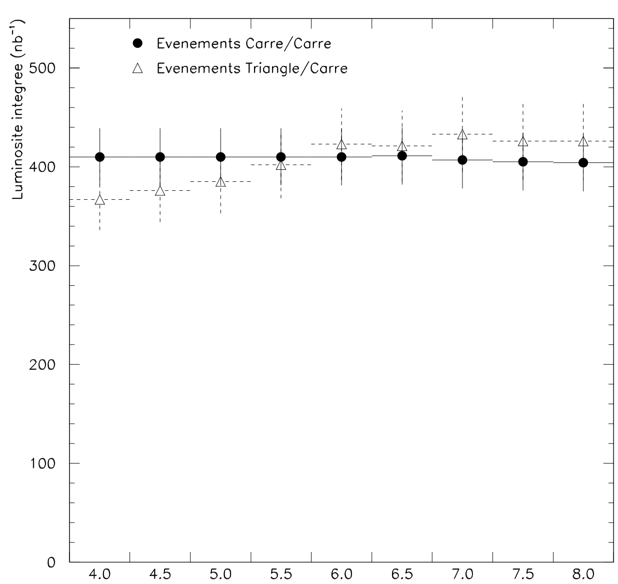
pour la mesure de la Luminosité, étant donné la très grande efficacité de déclenchement de ces événements.



(a) Variation de la Luminosité intégrée en fonction de la coupure sur l'énergie de la graine, pour une énergie de l'amas supérieure à 8 GeV



(b) Variation de la Luminosité intégrée en fonction de l'énergie de l'amas pour une énergie de la graine supérieure à 3 GeV



(c) Variation de la Luminosité intégrée en fonction de l'énergie de l'amas (événements aux deux amas dans les modules carrés et événements à un amas dans un carré et un autre dans un triangle)

Figure 6.6: Etude du déclenchement des événements

6.3.4.2 Effets de la rejection du bruit dans l'analyse:

On a vu, dans le chapitre consacré à la sélection, que pour rejeter le bruit de fond on imposait une coupure sur un χ^2 utilisant les contraintes caractèrisant les événements de QED Compton. Toutefois, cette coupure rejette aussi un certain nombre de vrais événements. La détermination de la Luminosité dépend donc du fait que les événements soient bien simulés par le Monte Carlo de sorte que le rapport du nombre d'événements simulés sur le nombre d'événements sélectionnés ne dépende pas de la valeur de la coupure sur χ^2 (χ_0^2).

La figure (6.7) montre les distributions du χ^2 pour les événements réels et simulés (avec $R_{cl} \leq 4cm$, voir chapitre 4) ainsi que la variation de la Luminosité calculée en utilisant différentes valeurs de χ_0^2 (figures 6.7 (a),(b) et(c)). Ces dernières illustrent cette variation pour les différents types d'événements dans le BEMC: les événements à un amas dans un triangle et l'autre dans un carré (a), les événements dont les deux amas sont reconstruits hors de la zone des triangles (b), ainsi que pour la totalité des événements. On voit que la Luminosité reste constante si on se restreint à des valeurs de χ_0^2 inférieures à 14. Au delà de cette valeur, la valeur de la Luminosité se met à croître: En fait on commence à accepter des événements de bruit et le nombre d'événements acceptés croît plus vite que celui prévu par le Monte Carlo. Ceci est mis en évidence dans la figure 6.8 qui compare les spectres d'énergie visible pour des valeurs de χ_0^2 de 14 et de 24. On voit sur la dernière distribution, une contribution importante de bruit aux petites valeurs des énergies.

Il est à noter que l'on peut avoir une contamination de notre lot d'événements par des événements dûs à l'interaction du faisceau d'électrons avec le gaz résiduel. Pour estimer cette contamination on a recours aux événements de paquets pilotes. Parmi $\sim$ 300 événements on n'a aucun événements passant nos coupures associé à un paquet pilote. Comme le rapport entre le courant associé aux paquets de physiques et celui associé aux paquets pilotes est de ~ 10, on peut donc conclure que la contamination par des événements d'interaction sur le gaz est inférieure au 1%.

LUMINOSITE DES RUNS 1993 (Etude du χ^2)

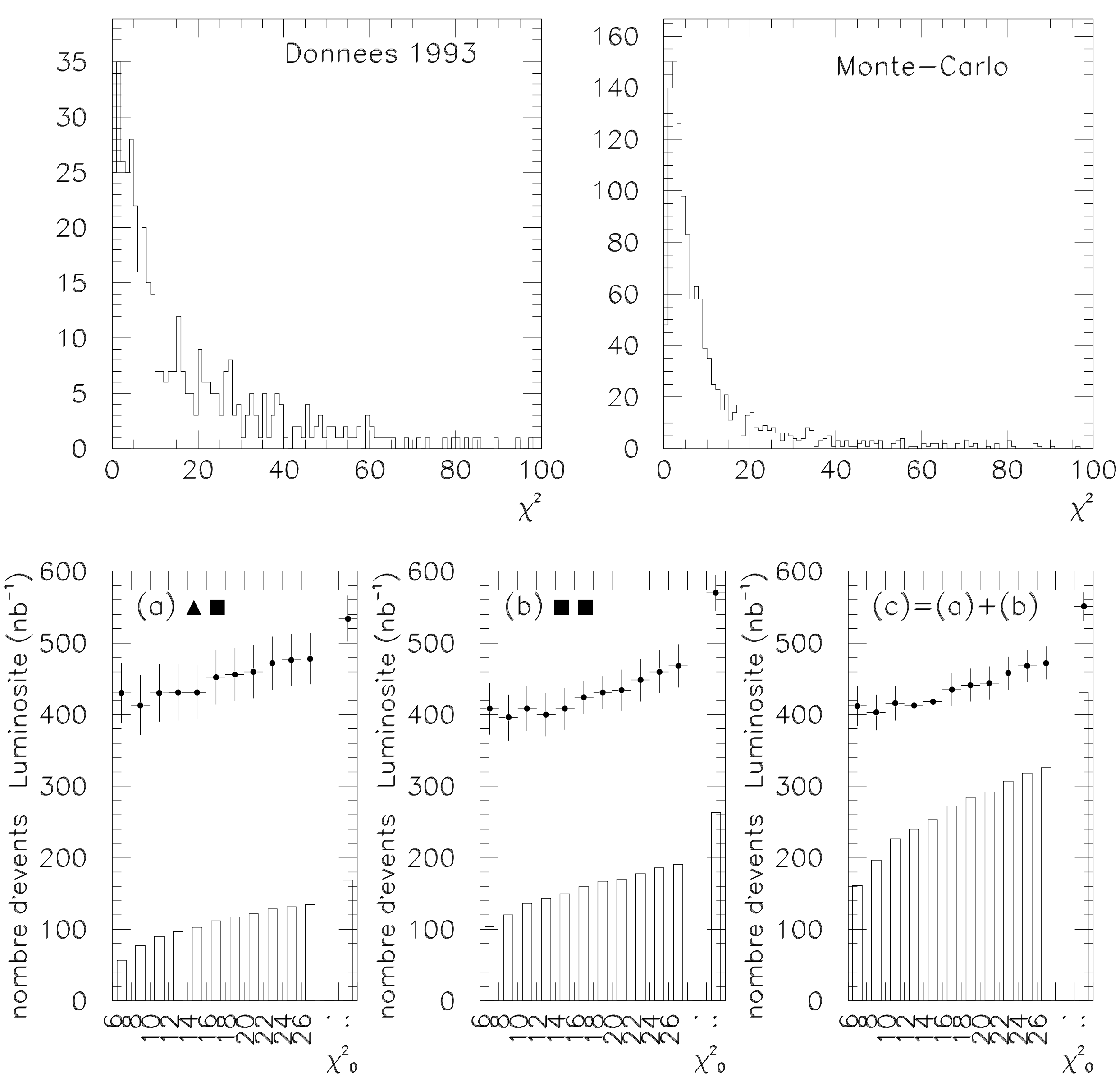
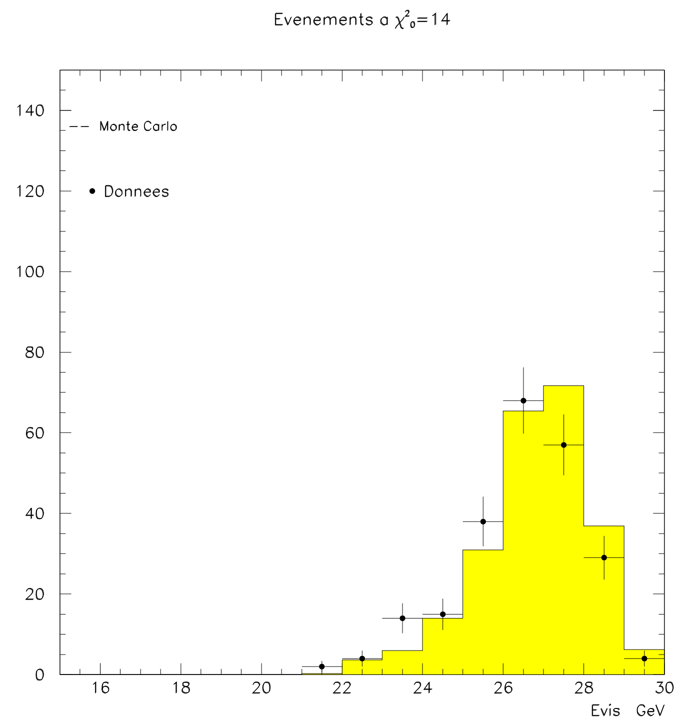
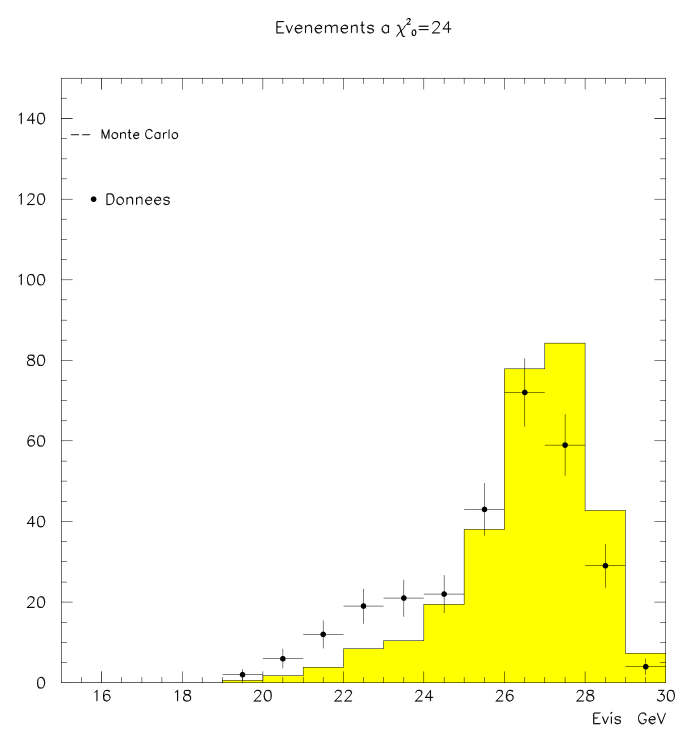


Figure 6.7: Variation de la Luminosité en fonction du χ_0^2



(a) Energie visible pour des événements sélectionnés avec $\chi_0^2 = 14$



(b) Energie visible pour des événements sélectionnés avec $\chi_0^2 = 24$

Figure 6.8: Distributions de l'énergie visible pour $\chi_0^2 = 14$ et $\chi_0^2 = 24$

6.3.4.3 Erreur théorique sur la section efficace :

La relation (6.9) montre que l'on est très sensible à toute erreur sur la section efficace déduite du Monte Carlo. C'est pour cette raison que l'on veut se restreindre, le plus possible, aux événements de QED Compton élastiques ou inélastiques à petit Q^2, dont la section efficace est connue. Comme on l'a vu dans le chapitre consacré aux études Monte Carlo, plus on restreint la coplanarité de nos événements, plus on sélectionne des événements à dominance élastique, avec une contribution inélastique faible et bien connue.

L'erreur systématique théorique serait de l'ordre du pour cent (1%) si on pouvait diminuer fortement la contribution inélastique, avec une coupure très stricte sur $\Delta\varphi$. Cette erreur serait simplement dûe à l'incertitude sur le facteur de forme élastique du proton. On est cependant limité par la résolution expérimentale sur cet angle.

L'erreur dûe à la contribution des resonances est de 5% [28], elle provient de l'ajustement expérimental que l'on a utilisé.

La fonction de structure $F_2(x)$ que l'on utilise dans cette étude (voir le chapitre 2) est choisie parmi les suivantes [80]:

$$F_2^1(x) = (1-x)^3\left[(0.774(1+2.3x)+0.123)\sqrt{x}+0.2(1-x)^4\right] \tag{6.14}$$

$$F_2^2(x) = (1-x)^3\left[(0.774(1+2.3x)+0.123)\sqrt{x}+0.13\sqrt{(1-x)^3}\right] \tag{6.15}$$

$$F_2^3(x) = (1-x)^3\left[(35/32)\sqrt{x}+0.2(1-x)^4\right] \tag{6.16}$$

$$F_2^4(x) = (1-x)^3\left[(0.774(1+2.3x)+0.123)\sqrt{x}+0.34667(1-x)^6\right] \tag{6.17}$$

Pour étudier l'effet de ces fonctions de structure sur la partie inélastique non résonante on a considéré les événements avec une masse invariante W comprise entre 1 GeV et 10 GeV et dont les deux particules sont émise dans l'acceptance du BEMC ($154^o \leq \theta \leq 176^o$).

Si on considère les événements avec une coupure sur l'angle de Coplanarité à $|\pi - \Delta\varphi| \leq 45^o$ (voir tableau 6.1), les 2/3 des événements sont purement élastiques (1126 pb), la contribution des événements résonants est de 6% (100 pb) et la contribution inélastique non résonante est de 28% (480 pb) avec une erreur systématique dûe aux différentes fonctions de

	$\|\pi - \Delta\varphi\| \leq 45^o$		$\|\pi - \Delta\varphi\| \leq 25^o$	
	Section efficace (pb)	% de la contribution	Section efficace (pb)	% de la contribution
élastique	1126 ±11	(66%)	1122 ±11	(74.1%)
résonant	100 ±5	(6%)	83 ±4	(5.5%)
inélastique	480 ±86	(28%)	309 ±56	(20.4%)
total	1706 ±87		1514 ±57	

Tableau 6.1: Contributions à la section efficace totale et erreurs sur la partie élastique, résonante et inélastique non résonant du QED Compton

structure de 18%, ce qui entraine une erreur systématique sur le résultat global de 5%.

si maintenant on considère des événements avec une coupure plus stricte sur l'angle de Coplanarité, $|\pi - \Delta\varphi| \leq 25^o$, la contribution élastique n'est pratiquement pas changée (1122 pb) alors que la contribution inélastique est diminué de 17% pour la partie résonnante et de 35% pour l'inélastique non résonnant, on a donc maintenant une erreur systématique de 4%.

La figure 6.9 montre la variation de la Luminosité en fonction de la coupure sur l'angle d'acoplanarité ($|\pi - \Delta\varphi|$). On voit que, au dela de 5^o, la Luminosité reste pratiquement inchangée (à l'intérieur des barres d'erreurs). Ceci implique que le Monte Carlo reproduit bien les données réelles, y compris la contribution inélastique, puisqu'en fait la Luminosité est proportionnelle au rapport du nombre d'événements simulés acceptés sur le nombre d'événements réels (relation 6.9), et que ce rapport reste constant. On voit, qu'à priori, on pourrait se restreindre à des coupres de l'ordre de 10^o pour diminuer la contribution inélastique.

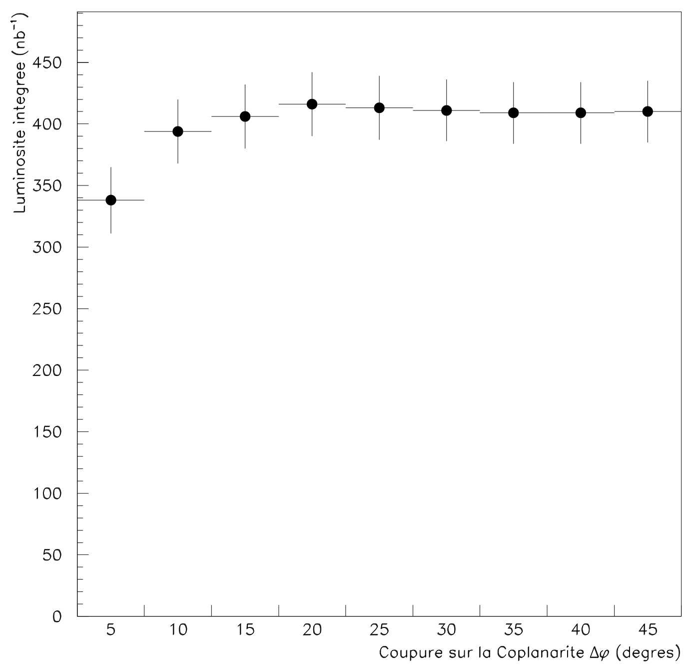
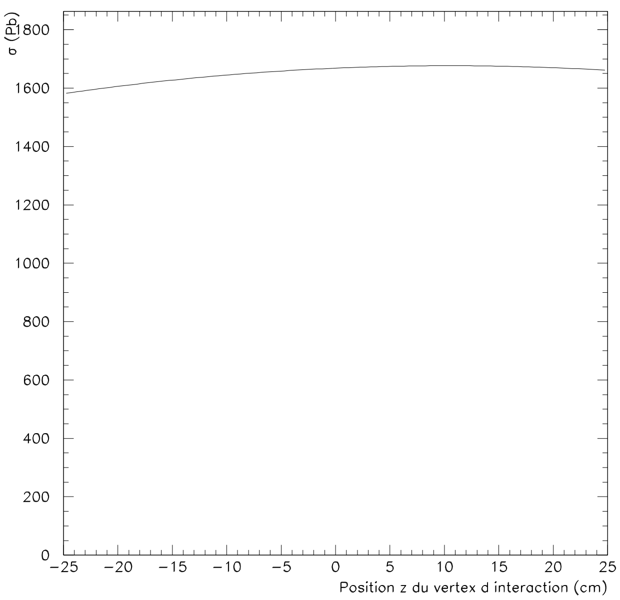


Figure 6.9: Influence de la coupure sur l'angles d'acoplanarite ($|\pi - \Delta\varphi|$) sur la Luminosité

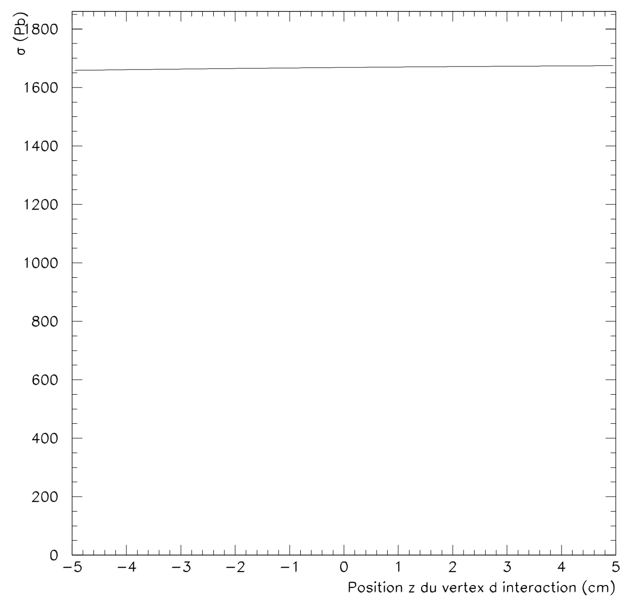
6.3.4.4 L'acceptance géométrique et son Erreur :

La section efficace telle qu'on l'utilise, ou en d'autres termes, le nombre d'événements avec lequel on se normalise, dépend de la position du vertex de l'interaction ainsi que de la taille de la zone d'interaction. La figure (6.10 (a)) montre la variation de cette section efficace pour les événements de QED Compton dont les deux particules sont dans l'acceptance du BEMC, en fonction d'un vertex d'interaction simulé dans la zone de ± 25 cm (avec une distribution gaussienne de $\sigma_z = 25$ cm). On voit que la section efficace diminue d'environ 5% pour un point d'interaction variant de +25cm à -25cm et qu'elle diminue quand le vertex est déplacé vers les z négatifs. Ceci est normal, puisque dans ce cas on a tendance à perdre beaucoup plus d'événements émis à petits angles hors de l'acceptance du BEMC. Par contre si on se restreint à la zone de $\pm 5cm$ (figure 6.10(b)), c'est à dire pour une erreur sur la position du vertex de $\pm 5cm$, l'erreur sur la section efficace (dans le BEMC) n'est que de $\sim 0.5\%$.

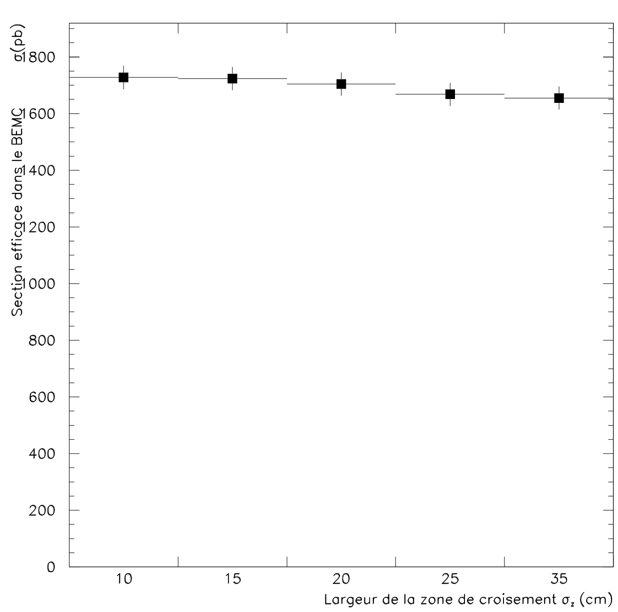
Un autre facteur qui peut modifier la section efficace intégrée sur l'acceptance, est la largeur de la zone d'interaction. La figure (6.10(c)) montre la variation de la section efficace, en fonction de cette dernière dans le cas



(a) Variation de la section efficace dans le BEMC pour un point d'interaction centré de -25cm à +25cm (pour une largeur $\sigma_z = 25cm$)



(b) Variation de la section efficace dans le BEMC pour un point d'interaction centré de -5cm à +5cm (pour une largeur $\sigma_z = 25cm$)



(c) Variations de la section efficace en fonction de la largeur (σ_z) de la zone d'interaction

Figure 6.10: variations de la section efficace dans le BEMC en fonction de la variation de l'acceptance géométrique

d'une interaction centrée à $0cm$ pour des largeurs caractérisées par un σ_z variant de 10 cm à 45 cm (voir tableau 6.2). Rappelons que la valeur nominale de cette largeur est à $\sigma_z = 25$ cm. On voit qu'une erreur sur cette largeur de ± 5 cm introduit sur la section efficace une erreur de l'ordre de 1%.

	$\sigma_z = 10cm$	$\sigma_z = 15cm$	$\sigma_z = 20cm$	$\sigma_z = 25cm$	$\sigma_z = 35cm$	$\sigma_z = 45cm$
$\sigma_{BEMC}(pb)$	1727.5	1723.3	1704.9	1668.3	1654.9	1628.8

Tableau 6.2: variations de la section efficace (dans le BEMC) en fonction de la largeur de la zone d'interaction

Le décalage de la position relative du faisceau ou du BEMC dans le plan (x,y) peut aussi contribuer à une variation de l'acceptance. De la même façon, on a simulé des événements avec un vertex déplacé dans le plan (x,y). La variation de la section efficace dans le BEMC pour un déplacement de $\sim$ 1cm est de l'ordre de 0.5% (or on a vu dans le chapitre consacré à la calibration que le décalage du BEMC n'était que de 4mm).

La conclusion de cette étude est que la variation de l'acceptance dûe à la position du vertex de l'interaction est de $\pm 0.5\%$ pour un déplacement de ± 5 cm, l'effet de la largeur de la zone d'interaction est de $\pm 1\%$ pour une variation de celle-ci de ± 5 cm, enfin une erreur de $\sim 0.5\%$ dûe à un déplacement du faisceau dans le plan (x, y) de $\sim 1cm$ (le BEMC étant symétrique par rapport aux axes x et y).

L'erreur systèmatique sur l'acceptance gómétrique, en sommant quadratiquement les erreurs précédentes, est alors de l'ordre ou inférieure à 1%.

6.4 Résultats sur la Luminosité intégrée de H1 en 1993:

Rappelons la relation donnant la Luminosité intégrée telle qu'on la mesure :

$$\mathcal{L} = (\frac{\epsilon_{\int]\updownarrow}\mathcal{N}}{\mathcal{N}'})\mathcal{L}' \tag{6.18}$$

le tableau 6.3 est un récapitulatif des résultats obtenus (Luminosité, erreur sur cette dernière, nombre d'événements simulés et nombre d'événements réels passant toutes les coupures : $\chi_0^2 = 14$ et une coupure sur le trigger à 3 GeV pour la graine et 8 GeV pour l'amas qui lui est associé) pour les :

- événements avec les deux amas dans le BEMC hors de la zone des modules triangulaires, près du faisceau.
- événements avec au moins l'un des deux amas du BEMC hors de la zone des modules triangulaires.

ainsi que pour la totalité des événements ayant les deux amas dans le BEMC.

	événements triangle/carré	événements carré/carré	total
Luminosité (nb^{-1})	425 $\pm$43	406 $\pm$31	413 $\pm$25
$\Delta\mathcal{L}$ (stat)	10%	8%	6%
événements Monte Carlo	324	581	905
donnés H1 (1993)	97	166	263

Tableau 6.3: Statistiques de la Luminosité pour les événements passant toutes les coupures d'analyse à $\chi_0^2 = 14$

Avant de donner le résultat final sur la Luminosité intégrée de H1 en 1993, faisons une récapitulation de toutes les contributions d'erreurs qui l'entachent. Le tableau suivant résume ces différentes contributions:

La Luminosité intégrée de H1 telle qu'on l'a calculée pour la période de 1993 avec les événements de QED Compton est alors égale à :

$$\boxed{\mathcal{L}=413\ nb^{-1} \pm (32\ nb^{-1})_{stat} \pm (21\ nb^{-1})_{syst}}$$

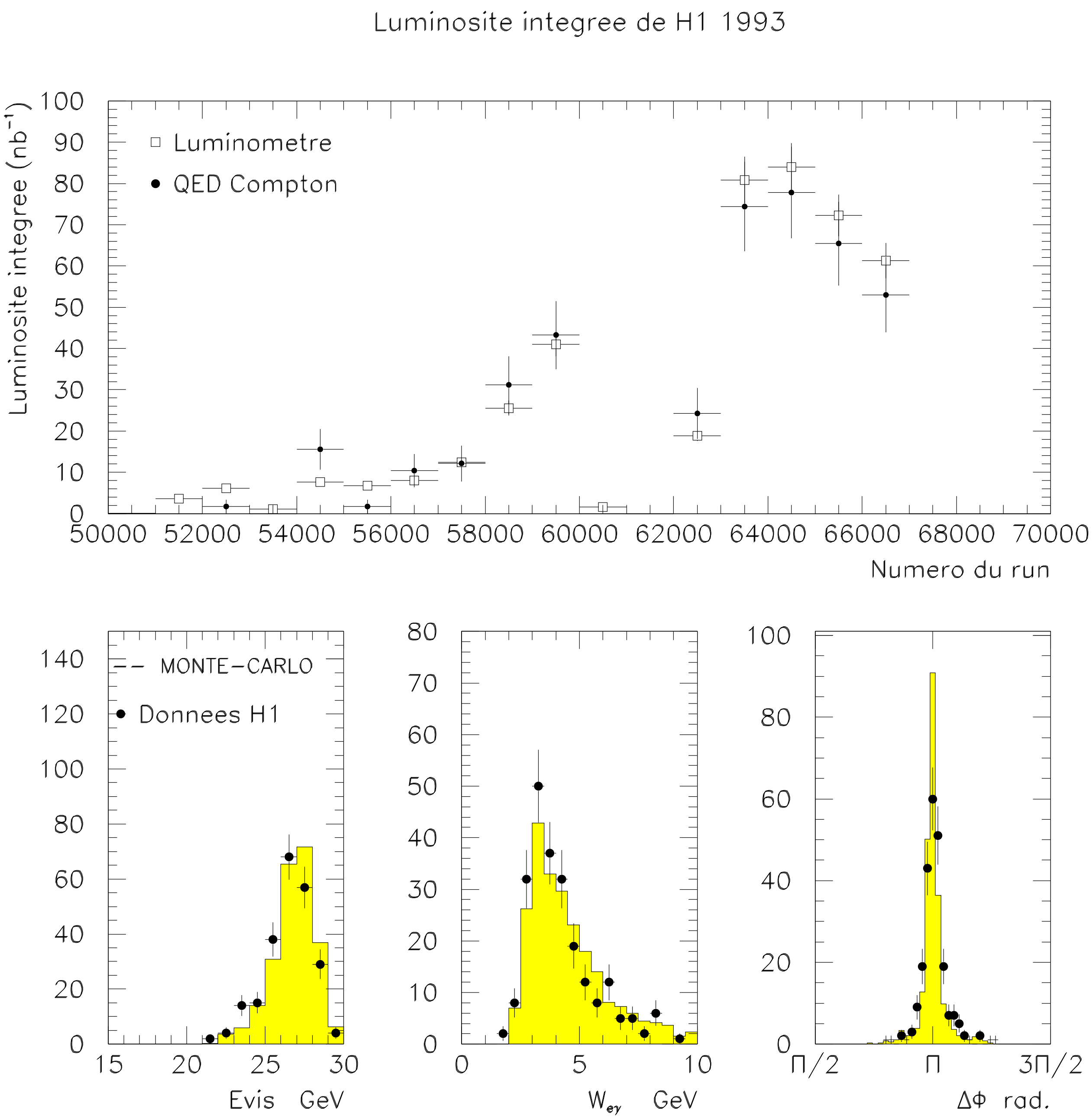


Figure 6.11: Luminosité intégrée par H1 pendant l'année 1993 en fonction des runs. comparaison entre les valeurs données par les deux méthodes: Luminomètre et QED Compton. Les spectres de paramètres caractérisant les événements de QED Compton sont pour vérifier qu'à cette coupure sur χ^2, le Monte Carlo reproduit bien les distributions réelles

alors que celle donnée par le Luminomètre vaut:

$$\mathcal{L}_{\mathcal{BH}}=(431 \pm 30)\ nb^{-1}$$

La figure 6.11 montre la variation de la Luminosité en fonction des runs de l'année 1993 mesurée par le Luminomètre et les événements de QED Compton. On voit aussi, dans cette même figure, les distributions de l'énergie visible, de la masse invariante et de la coplanarité du système $(e-\gamma)$ des événements acceptés, comparées aux distributions des événements simulés. On voit le bon accord entre les donnés et le Monte Carlo pour une valeur de $\chi_0^2 = 14$. La figure 6.12 montre la variation du rapport des Luminosités mesurées par les deux méthodes, en fonction des runs $(R = \mathcal{L}/\mathcal{L}_{\mathcal{BH}})$

6.5 Conclusions:

On a mesuré la Luminosité intégrée sur H1 pour la période de 1993 en utilisant les événements de QED Compton, avec une erreur systématique de 5% et une erreur statistique de ~ 8 %:

$$\boxed{\mathcal{L}=413\ nb^{-1} \pm (32\ nb^{-1})_{stat} \pm (21\ nb^{-1})_{syst}}$$

Ces erreurs peuvent être diminuées avec plus de statistique et l'on pourrait eventuellement se restreindre à une faible coupure en angle de Coplanarité ce qui reduirait l'erreur systématique due à la contribution inélastique mal connue.

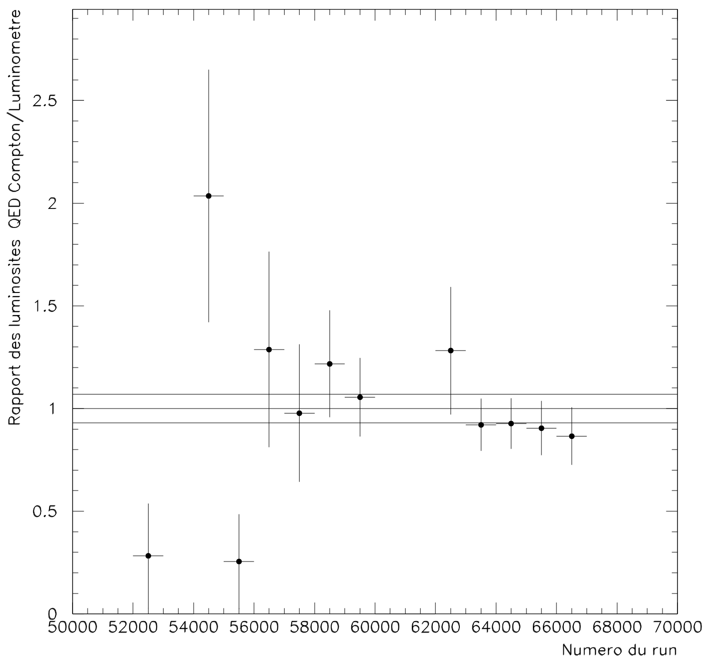


Figure 6.12: Rapport des valeurs de Luminosité intégrée donnée par les deux méthodes: Luminomètre et QED Compton, en fonction des runs de la période 1993

	Source de l'erreur	Erreur	Somme quadratique
Erreurs systématiques	Acceptance géométrique	1%	5%
	Théorique (sur $\mathcal{L}'$) à $\|\pi - \Delta\varphi\| \leq 45^o$	5%	
Erreurs statistiques	Erreur sur l'efficacité de sélection (ϵ_{sel})	3.5%	7.7%
	Erreur sur le nombre d'événements réels (N)	6%	
	Erreur sur le nombre d'événements du Monte Carlo (N')	3.3%	

Tableau 6.4: Les différentes sources d'erreur sur la Luminosité

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Dans ce travail de thèse on montré que les événements de QED Compton sont très utiles pour l'étude de la calibration en énergies et en positions et la linéarité de la réponse du BEMC. Ces événements contraints nous ont permis de trouver un facteur de calibration indépendant de la nature et de l'énergie des particules électromagnétiques incidentes :

$$\boxed{\kappa = 1.056 \pm 0.008}$$

On a aussi pu étudier l'efficacité de la BPC et le taux de conversion des photons avant celle ci, ce qui nous a permis de déterminer l'épaisseur de la matière entre le système de traces central et le BEMC.

On aussi montré que ces événements nous donnent une très bonne méthode pour la mesure de la Luminosité intégrée sur le détecteur. Pour les runs de 1993, cette valeur est de :

$$\boxed{\mathcal{L}{=}413\ nb^{-1} \pm (32\ nb^{-1})_{stat} \pm (21\ nb^{-1})_{syst}}$$

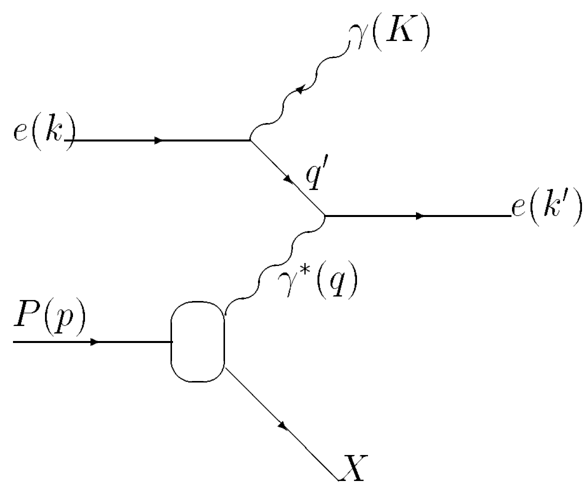
l'erreur systématique de 5% due principalement à la contribution inélastique mal connue, pourrait être diminuée avec plus de statistique; où, eventuellement, on pourrait restreindre notre étude à des événements de QED Compton sélectionnés avec une plus faible coupure en angle d'acoplanarité ($\Delta\varphi$ proche de π).

HERA promet une grande Luminosité pour les prochains runs, la méthode de mesure de la Luminosité par QED Compton pourrait être utilisée pour donner la Luminosité, par jour de prise de données, intégrée dans H1. Maintenant que le détecteur est maîtisé ainsi que le système de déclenchement et le tri automatique, une telle valeur peut être obtenue immédiatement, et avec une précision supérieure ou égale à celle du Luminomètre.

En ce qui concerne la calibration et l'étude de la partie arrière de H1: le BEMC et la BPC doivent être bientôt changés, le BEMC par un calorimètre type SPACAL avec une résolution plus fine, et la BPC par une chambre à dérive. Les événements QED Compton restent toujours des événements très précieux pour calibrer ce nouveau dispositif et donner des résultats aussi fructueux que ceux qu'ils ont donnés pour la période 92/93.

Appendice A

A Démonstrations des relations utilisées:



Dans tout ce qui suit, les quadri-vecteurs énergie-impulsion des différentes particules mises en jeux dans le processus de QED Compton sont donnés dans le graphe ci-dessus. On négligera les masses du proton et de l'électron et on utilisera les invariants Q^2,x et s définits par :

$$Q^2 = -q^2 \qquad x = \frac{-Q^2}{2pq} \qquad s = (p+k)^2 = 4E_e^i E_p$$

A.1 Masse invariante du système $(e-\gamma)$:

La masse invariante du système $(e-\gamma)$ est définie par :

$$W^2 = (k+q)^2$$

donc :

$$W^2 = 2kq - Q^2$$

si on se place dans le système du laboratoire :

$$kq = E_e^i(E_\gamma^i - |\vec{q}|\cos\theta_{\gamma^* e})$$

$$pq = E_p(E_\gamma^i - |\vec{q}|\cos\theta_{\gamma^* p})$$

sachant que $pq = Q^2/2x$ et que $\cos\theta_{\gamma^* e} = -\cos\theta_{\gamma^* p}$ (l'électron incident étant opposé au proton incident), on déduit :

$$E_\gamma^i - |\vec{q}|\cos\theta_{\gamma^* e} = \frac{kq}{E_e^i}$$

$$E_\gamma^i + |\vec{q}|\cos\theta_{\gamma^* e} = \frac{pq}{E_p} = \frac{-Q^2}{2xE_p}$$

En sommant les deux dernières relations, membre à membre, on aboutit à :

$$2E_\gamma^i = \frac{kq}{E_e^i} - \frac{Q^2}{2xE_p}$$

et donc :

$$kq = 2E_\gamma^i E_e^i + (\frac{E_e^i}{2xE_p})Q^2$$

en remplaçant kq dans la deuxième relation de cette section, on aboutit à la relation donnée au chapitre 1 :

$$W^2 = 4E_e^i E_\gamma^i - \left[1 - \frac{E_e^i}{xE_p}\right] Q^2$$

A.1.1 Méthodes expérimentales de calcul de la masse invariante W:

On a besoin d'avoir la masse invariante W en fonction de paramètres expérimentalement mesurables. On a ainsi deux méthodes :

1. Dans le cas des très petites valeurs de Q^2 (le cas le plus dominant pour les événements QED Compton quasi réel), la masse hadronique aura pour valeur :

   $$W^2 = 4E_e^i E_\gamma^i$$

   alors si on appelle β la vitesse du système du centre de masse $(e - \gamma)$ (voir plus loin), W peut être déduite de la relation :

   $$W = 2E_e^i \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$$

   où β n'est fonction que des angles d'émission des particules finales. Cette méthode, pour le calcul de W, présente l'avantage de ne pas dépendre des énergies mais uniquement des positions des particules finales.

2. Une autre méthode pour calculer la masse invariante W est la méthode utilisant les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules finales. Sachant que :

$$W^2 = (k+q)^2 = (K+k')^2$$

où K et k' sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion du photon et de l'électron finals respectivement. Si on appelle $\theta_{\gamma e}$ l'angle séparant les vecteurs des deux particules, on déduit :

$$W^2 = 2E_e E_\gamma (1-\cos\theta_{\gamma e}) = 4E_e E_\gamma \sin^2(\theta_{\gamma e}/2)$$

cette deuxième méthode de calcul de la masse invariante du système $(e-\gamma)$ est très sensible aux énergies reconstruites comme aux positions des deux particules.

A.2 Energie visible :

L'énergie visible étant définie par :

$$E_{vis} = E_e^i + E_\gamma^i = E_e^i \left(1 + (\frac{E_\gamma^i}{E_e^i})\right)$$

à partir de la relation de la masse invariante établie dans la section précédente, on déduit :

$$\frac{E_\gamma^i}{E_e^i} = (\frac{W}{2E_e^i})^2 + \left(1 - \frac{E_e^i}{xE_p}\right)\frac{Q^2}{4E_e^{i2}}$$

d'où on tire :

$$E_{vis} = E_e^i \left[1 + \left(\frac{W}{2E_e^i}\right)^2 + \left(1 - \frac{E_e^i}{xE_p}\right)\frac{Q^2}{4E_e^{i^2}}\right]$$

Dans le cas du QED Compton quasi réel , $Q^2/4E_e^{i^2}$ est négligeable et donc, on aboutit à une forme simplifiée de l'énergie visible :

$$E_{vis} = E_e^i \left[1 + \left(\frac{W}{2E_e^i}\right)^2\right]$$

A.3 Impulsion transverse du système $(e-\gamma)$:

L'impulsion transverse du système $(e-\gamma)$ final n'est autre que la composante transverse de l'impulsion du photon quasi réel $\vec{q_\perp}$:

$$P_t^2 = (\vec{q_\perp})^2$$

or

$$Q^2 = -q^2 = -(E_\gamma^i)^2 + (\vec{q_{||}})^2 + (\vec{q_\perp})^2$$

donc

$$P_t^2 = (E_\gamma^i)^2 - (\vec{q_{||}})^2 + Q^2$$

sachant que (voir les démonstrations précédentes) :

$$E_\gamma^i + |\vec{q}|\cos\theta_{\gamma^* p} = \frac{W^2 + Q^2}{2E_e^i}$$

$$E_\gamma^i - |\vec{q}|\cos\theta_{\gamma^* p} = \frac{-Q^2}{2xE_p}$$

et que

$$(\vec{q_{||}})^2 = (|\vec{q}|\cos\theta_{\gamma^* p})^2$$

en faisant le produit des deux relations précédentes on obtient :

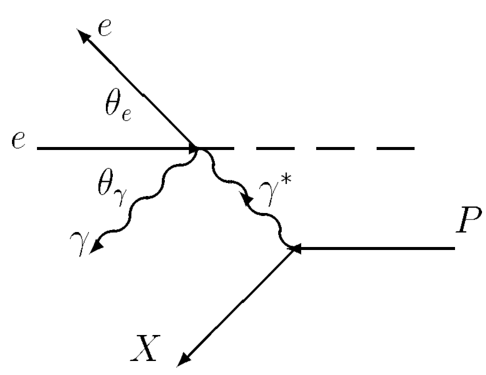
$$(E_\gamma^i)^2 - (\vec{q_{||}})^2 = -Q^2\left(\frac{W^2 + Q^2}{sx}\right)$$

d'où l'on déduit que :

$$P_t^2 = \left(1 - \frac{W^2 + Q^2}{sx}\right) Q^2$$

Les cas élastiques $(x = 1)$ et à très petits Q^2 dominant les événements QED Compton quasi réel , l'impulsion transverse aura de très petites valeurs et vaut :

$$P_t^2 = \left(1 - \frac{W^2}{s}\right) Q^2$$



A.4 Vitesse du centre de masse du système $(e-\gamma)$

Le centre de masse du système $(e-\gamma)$ est caracterisé par la vélocité $\vec{\beta}$:

$$\vec{\beta} = \vec{\beta}_{||} + \vec{\beta}_{\perp} = \frac{\vec{k} + \vec{q}}{E_e^i + E_\gamma^i} = \frac{\vec{K} + \vec{k'}}{E_e + E_\gamma}$$

Où $\vec{\beta}_{||}$ et $\vec{\beta}_{\perp}$ sont les composantes de $\vec{\beta}$ suivant la direction des faisceaux incidents et perpendiculaire à cette direction, respectivement.

En adoptant les notations de la figure ci-dessus, on a :

$$\beta_{||} = \frac{E_e \cos\theta_e + E_\gamma \cos\theta_\gamma}{E_e + E_\gamma} = \frac{(E_e/E_\gamma)\cos\theta_e + \cos\theta_\gamma}{(E_e/E_\gamma) + 1}$$

Il est à noter que $\beta_{||}$ est positive si le système $(e-\gamma)$ est émis dans la direction du proton incident, et négative dans le cas où ce système est émis dans la direction de l'électron incident. Puisque le cas des photons quasi réels à très petites énergies est dominant, ce système aura tendance à être émis dans cette dernière direction et donc $\beta_{||}$ est plutôt négative dans la plupart des cas.

Dans le cas où le photon quasi réel est émis dans la direction du proton incident $(P_t = 0)$ on a (conservation de l'impulsion):

$$E_e \sin\theta_e = E_\gamma \sin\theta_\gamma \Rightarrow \frac{E_e}{E_\gamma} = \frac{\sin\theta_\gamma}{\sin\theta_e}$$

donc :

$$\beta = \beta_{||} = \frac{(\sin\theta_\gamma/\sin\theta_e)\cos\theta_e + \cos\theta_\gamma}{(\sin\theta_\gamma/\sin\theta_e) + 1}$$

En arrangeant les fonctions trigonométriques sin et cos, on aboutit finalement à la relation :

$$\beta = \frac{\sin(\theta_e + \theta_\gamma)}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma}$$

Dans ce cas ($P_t = 0$), l'énergie du photon quasi réel peut s'exprimer en fonction de β, puisque:

$$\beta = \frac{E_\gamma^i - E_e^i}{E_\gamma^i + E_e^i}$$

on déduit alors :

$$E_\gamma^i = \frac{1+\beta}{1-\beta}$$

relation que l'on a utilisé précédement dans l'une des méthodes de calcul de la masse invariante. β ne dépendant que de θ, ceci nous donne une méthode de calcul de cette masse invariante uniquement en fonction des angles d'émission des particules finales.

A.5 Relations énergie-angles :

La conservation du quadri-vecteur énergie-impulsion s'écrit :

$$k + q = K + k'$$

ce qui implique la conservation de l'énergie :

$$E_e^i + E_\gamma^i = E_e + E_\gamma$$

et la conservation de l'impulsion :

$$\vec{k} + \vec{q} = \vec{K} + \vec{k'}$$

Dans le cas où $P_t = 0$, la composante parallèle donne :

$$E_\gamma^i - E_e^i = E_e \cos\theta_e + E_\gamma \cos\theta_\gamma$$

en faisant la différence entre la relation de conservation de l'énergie et la relation ci-dessus, on aboutit à :

$$2E_e^i = E_e(1-\cos\theta_e) + E_\gamma(1-\cos\theta_\gamma)$$

la conservation de l'impulsion transverse donne :

$$E_\gamma = E_e \frac{\sin\theta_e}{\sin\theta_\gamma}$$

On remplace alors E_γ par cette valeur dans la relation précédente et on aboutit à :

$$2E_e^i = E_e \left((1 - \cos\theta_e) + \frac{\sin\theta_e}{\sin\theta_\gamma}(1 - \cos\theta_\gamma) \right)$$

et on déduit alors que :

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

et

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

Appendice B

B La calorimètrie et le BEMC:

B.1 Introduction:

Les gerbes électromagnétiques dans les calorimètres , sont initiées par les électrons et les photons. La perte d'énergie d'un électron , dans un calorimètre est dûe principalement aux processus suivant:

1. Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung.
2. L'ionisation de la matière traversée.

Quant à la perte d'énergie des photons, elle est dûe à :

1. La création de paires e^+e^-.
2. L'effet Compton.
3. L'effet photoélectrique.

A très hautes énergies, ce sont le Bremsstarhlung et la création de paires e^+e^- qui sont la cause principale de la perte d'énergie des électrons et des photons respectivement. Ainsi, les gerbes électromagnétiques qui se développent dans un calorimètre sont dûes principalement aux cascades de rayonnement de Bremsstrahlung et de création de paires e^+e^-.

La seule différence entre une gerbe initiée par un photon et une autre initiée par un électron est que la première commence par une création d'une paire e^+e^- alors que la seconde commence par un rayonnement de freinage et donc le photon est plus pénétrant.

B.2 Caractérisiques d'une gerbe:

Le dépôt d'énergie de ces particules, dans un calorimètre , dépend évidement de la matière traversée. Néanmoins, on peut exprimer les développements (transverse et longitudinal) d'une gerbe d'une façon indépendante de cette matière.

En ce qui concerne le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique , on l'exprime en une unité appelée longueur de radiation X_0. C'est la distance parcourue par un électron, au bout de laquelle il aura déposé

$(1-1/e) \simeq 63\%$ de son énergie . Le photon perd le même pourcentage d'énergie en parcourant une longueur de $(9/7)X_0$.

On définit aussi l'énergie critique ϵ_c, énergie où la perte par rayonnement est égale à la perte par ionisation.

Le développement transverse d'une gerbe électromagnétique est décrit en une unité appelée rayon de Molière ρ_M. C'est la distance transverse à partir de l'axe de la gerbe qu'aurait parcourue un électron qui aurai une énergie égale à l'énergie critique ϵ_c, après avoir traversé une longueur de radiation X_0 du milieu considéré.

Pour un milieu (A,Z), les valeurs de ces paramètres sont données par les relations approximatives suivantes (à 10-20% près pour : $13 \leq Z \leq 92$) [81]:

$$X_0[g/cm^2] \simeq 180\frac{A^2}{Z}$$
$$\epsilon_c[MeV] \simeq \frac{550}{Z}$$
$$\rho_M[g/cm^2] \simeq 7\frac{A}{Z}$$

La perte d'énergie d'un hadron lors de son passage dans la matière se fait par interactions nucléaires. Le développement longitudinal d'une gerbe hadronique est décrit en unité de longueur d'interaction λ_0 qui n'est autre que le libre parcours moyen d'un hadron dans la matière. De la même façon que précédement, on peut avoir une formule approximative de λ_0:

$$\lambda_0[g/cm^2] \simeq 35A^{1/3}$$

Une gerbe électromagnétique , ininitiée par un électron de 10 GeV, est contenue à 98% dans une profondeur de $\sim 25X_0$, correspondant à 14 cm de Plomb. Quant au développement lateral, 95% de cette même gerbe sont inclus dans un cylindre de $\sim 2\rho_M$ de rayon, correspondant à 3.12 cm de Plomb. Par contre, une gerbe initiée par un Pion à 10 GeV, sera contenue à 95% dans un cylindre de longeur $\sim 4.5\lambda_0$ et de rayon $\sim 1\lambda_0$, correpondant à 77cm et 17cm respectivement.

B.3 Les gerbes dans le BEMC:

En comparant les valeurs ci-dessus, on conclut qu'une gerbe hadronique est plus longue et plus large qu'un gerbe électromagnétique . C'est sur ce principe que l'on s'est basés pour discriminer les électrons des pions dans le BEMC. Le tableau ci-dessous donne les caractéristiques du BEMC en X_0 et λ_0 :

nombre de couches	longueur-matière/couche	longueur en X_0	longueur en λ_0
1	18 mm Al	0.20	0.05
49	2.5 mm Pb	21.88	0.72
50	4mm SCSN 38	0.47	0.25
Longueur totale du BEMC		22.5	1.02

On voit que (en tenant compte des 10 à 20% d'erreur de détermination de X_0 à partir des relations approximatives précédentes) le BEMC a une longueur (22.5 X_0) qui lui permet de contenir à 98% une gerbe électromagnétique , par contre en longueur d'interaction, cette longueur est trop courte ($\sim 1\lambda_0$) pour qu'un hadron dépose "quelque chose" dans le BEMC. La plupart des hadrons traversent le BEMC sans interagir, ce qui confére au BEMC la caractéristique d'être un calorimètre uniquement électromagnétique .

Il est à noter que le rayon de Molière dans du plomb pur est de 1.56 cm, alors qu'il est de 14cm dans du polystyrol (constituant le scintillateur). Or le BEMC étant fait de succession de plomb et de scintillateur, un mélange de 38.5% de Pb et de 61.5% de scintillateur possède un rayon de Molière de 3.55 cm. Donc une gerbe électromagnétique , dans le BEMC, sera contenue dans sa quasi totalité dans un cylindre de rayon inférieur à 4 cm. Un hadron, dans les cas où il interagit dans le BEMC, aura un développement transverse plus large.

Appendice C

LABORATOIRE DE L'ACCELERATEUR LINEAIRE

QED Compton events in H1 :
Luminosity measurement
and
BEMC calibration studies

A.Courau and S.Kermiche.
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, IN2P3-CNRS
et Université de Paris-Sud, F-91405 Orsay Cédex, France.

Orsay, France

December 9, 1992

Abstract

We study the QED Compton events in *ep* collisions, with H1 detector. Since almost 80% of the final particles of the Compton process are emitted in the backward region of H1, especially in the BEMC, we first look for events in this area. Monte-carlo studies are followed by the study of real events taken in summer and automn runs, before November shut-down. Preliminary results on luminosity measurement and BEMC calibration are given.

Introduction :

The idea of measuring the absolute luminosity in HERA with H1 detector and calibrating the BEMC by using coplanar $(e-\gamma)$ events stemming from QED Compton process, was already proposed, studied and described many years ago [1] . This study is the first experimental attempt to use such an idea. The reader can refer to [1, 2] for more details.The paper is divided in three parts: in the first part we introduce briefely what we call quasi-real QED Compton, then we present results from Monte-carlo studies and, in the third part, we will report the QED Compton events obtained from analysing all available H1 data and the first results we got from studying these events.

Compton events and H1 acceptance :

The quasi-real QED Compton in ep collisions corresponds to the following reaction :

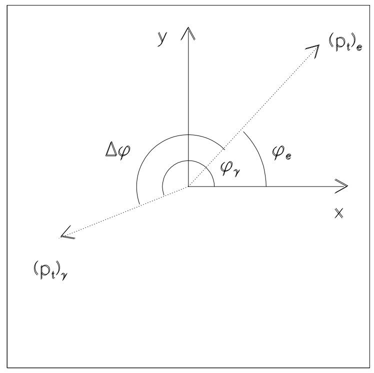
$$e + p \rightarrow e + \gamma + (X)$$

where the outgoing electron and photon are observed in H1. Those events are overdominated by the interaction of a quasi-real photon generated by the incident proton, with the incident electron; in other words, if we forget the hadronic part of the process, we are in the case of Compton scattering of the quasi-real photon $(Q^2 \rightarrow 0)$ with the incident electron. From this scattering, results a constrained $(e-\gamma)$ system. The main caracteristics of such a process are [3, 4] :

- The hadronic system (X) which has a very small transverse momentum escapes H1 detection.
- The $(e-\gamma)$ system has a very small transverse momentum P_t and small invariant mass W, with a very small energy of the quasi-real photon $E_{\gamma i}$ and a large boost along the direction of the incident electron :

$$\beta = \frac{E_{ei} - E_{\gamma i}}{E_{ei} + E_{\gamma i}}$$

  where E_{ei} is the incident electron energy. It results that the outgoing electron and photon :



– Are emitted at large angle and detected in the BEMC (fig 1). In addition if we impose that the two particles are in the BEMC acceptance, we find an upper limit of the quasi-real photon energy $(E_{\gamma i})_{max} \simeq 1.7$ GeV. The lower limits of $E_{\gamma i}$ and Q^2, which correspond to the highly probable events, are given by :

  * $(E_{\gamma i})_{min} \simeq 32$ MeV with $(\mathrm{W}^2)_{min} \simeq 3.4$ GeV^2
  * $Q^2_{min} \simeq 1.52\ 10^{-9}$ GeV^2 with $P_t^2 \simeq Q^2$

– Have their coplanarity angle $\Delta\varphi$ close to π, since the Compton events are dominated by very small $P_t^2 (\simeq Q^2)$ and small P_t^2/W^2 $(\simeq 10^{-8})$ [2].

– Have their visible energy E_{vis} almost equal to E_{ei}, since the energy of the two particles $(e+\gamma)$ in the final state [1] is given by :

$$E_{vis} = E_{ei} + E_{\gamma i}$$

and as we shown above, $E_{\gamma i}$ is very small. This means that this energy is close to [1]30 GeV. It could be smaller only in the case of a photon initial state radiation [2].

In addition to colpanarity angle and visible energy, Compton events have two supplementary constraints those, for example, linking the final particle energies to their emission angles [3]:

$$E_e(\Theta_e, \Theta_\gamma) = \frac{2E_{ei} sin(\Theta_\gamma)}{sin(\Theta_e) + sin(\Theta_\gamma) + sin(\Theta_e + \Theta_\gamma)}$$

[1] We did our reconstruction with generated incident electron energy 30 GeV, however the present energy of the electron is 26.7 GeV in real data.

[2] Where E_{ei} becomes smaller, since the radiated photon takes part of the electron energy.

[3] Θ_e and Θ_γ used in $E(\Theta_e, \Theta_\gamma)$ calculation are defined with respect to the incident electron direction.

$$E_\gamma(\Theta_e, \Theta_\gamma) = \frac{2E_{ei} sin(\Theta_e)}{sin(\Theta_e) + sin(\Theta_\gamma) + sin(\Theta_e + \Theta_\gamma)}$$

In a first step of luminosity calculation and H1 backward studies, we only look at events with both electron and photon emitted in the BEMC acceptance ($150^o \leq \Theta \leq 176^o$) [5]. For such events we have three types of particle hits in the BEMC (fig 2) :

- Events with $\Theta_1 \leq \Theta \leq \Theta_2$, particles hit the front side of the BEMC, but espape from its outer limit (type 1).
- Events with $\Theta_2 \leq \Theta \leq \Theta_3$, particles go through the whole BEMC (type 2).
- Events with $\Theta_3 \leq \Theta \leq \Theta_4$, particles hit the lateral side of what we call ring0 (triangular stacks)(fig 3) (type 3) .

Monte-carlo studies :

introduction

In this study we generated 998 events, which we processed by standard programs of simulation and reconstruction. The smearing of the vertex of the interaction (fig 4) was introduced in the simulation. The programs used in this study were :

- COMPTON 2.00/00 for generation [49]
- H1SIM (H1FAST) 2.06/00 for simulation
- H1REC 3.00/02 for reconstruction

Since almost 80% of particles stemming from this process are emitted in backward region of H1 (fig 1), we first look for events in the BEMC.

Reconstructing Compton events in BEMC :

From the 998 generated events we get 658 (66%) giving two clusters (with $E_{cluster} \geq 2$ GeV) in the BEMC, case where both the electron and the photon are emitted in the BEMC. 310 events (31%) give only one cluster in this area (case of emission of one of the two particles out of the BEMC acceptance).

After the reconstruction, the events with both electron and photon in the BEMC have a coplanarity distribution peaked around π, but wider than the generated one (fig 5.a). The distribution of the reconstructed visible energy E_{vis} does not reproduce the generated one (fig 5.b), it shows a tail at low energies which does not appear in the case of generated events.

Let us note that the reconstruction sets the z value of the center of gravity of the cluster in the BEMC at z=-156.4 cm. Therefore in order to compare x and y coordinates of the reconstructed clusters with the ones expected from the generation, we defined the z of the later at the same value (plane AA in fig 2). The figure 2 shows the 3 regions containing the 3 types of events defined above :

- Region (1) the outer ring of the BEMC (between the two doted circles) containing events of type 1.
- Region (2) containing events of type 2.
- Region (3) of lateral impacts (the two doted squares around BEMC inner limit) which contains events of type 3.

Looking at the layout of particle hits (fig6), we see that the reconstructed ones are not as uniform as the generated ones. Almost all hits in ring0 are reconstructed at the same point in each triangle stack (see the zoom on fig 6).

Reconstructed E_{cl} and φ_{cl} :

First of all we looked separately at the clusters reconstructed in ring0 and those reconstructed out. Fig 7 shows, for individual clusters, the difference between the generated and the reconstructed energies and azimutal angles . We see that energies and azimutal angles of the clusters in ring0 are not well reconstructed (flat distributions); out of this area, reconstructed energies and azimutal angles agree quite well with the generated ones.

Looking at the particles which have a badly reconstructed energy, leads to the same conclusion . We find that they correspond to events generated in ring0, especially in region (3) (lateral hits on ring0) (fig 8) and which are reconstructed at the same points in the triangular stacks.

Reconstructed visible energy E_{vis} :

The distribution of the reconstructed E_{vis} shows, as we already mentionned (fig 5.b), a tail coming from the events in which one of the two particles energy or both are badly reconstructed.

Actually, we have three types of events . When both the two clusters are reconstructed out of ring0, the reconstructed visible energy is close to the generated one (fig 9.a.1) (around E_{ei}). In the case where only one of the two clusters is reconstructed out of ring0 (fig 9.b.1), the reconstructed visible energy is not so good, because of the bad reconstruction of particle energies in region (3) of ring0. However, in this type of events it still remains some of them with good reconstructed visible energy : those emitted in ring0 but out of region (3). The worst distribution of visible energy comes from events in which the two clusters are reconstructed in ring0 (fig 9.c.1).

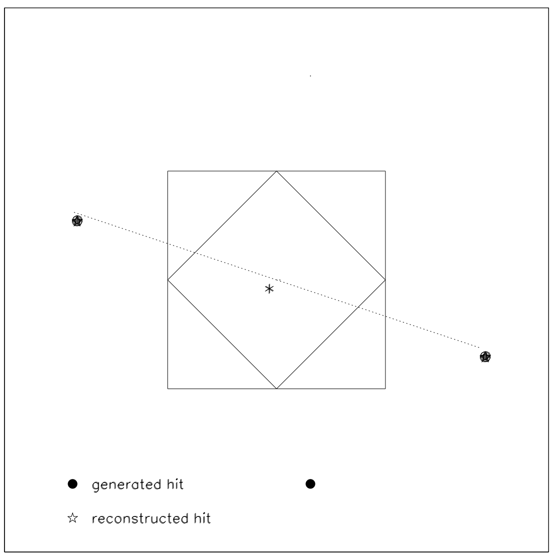
Reconstructed coplanarities $\Delta\varphi$:

We have seen (fig 5.a) that the coplanarity angles are well reconstructed around π, but with a distribution wider than the generated ones. We apply the same repartition of events as we did just above, the best reconstructed coplanarity we obtained, is for events with both electron and photon out of ring0 (fig 9.a.2). This good $\Delta\varphi$ reconstruction is due to good reconstruction of the hits out of this ring.

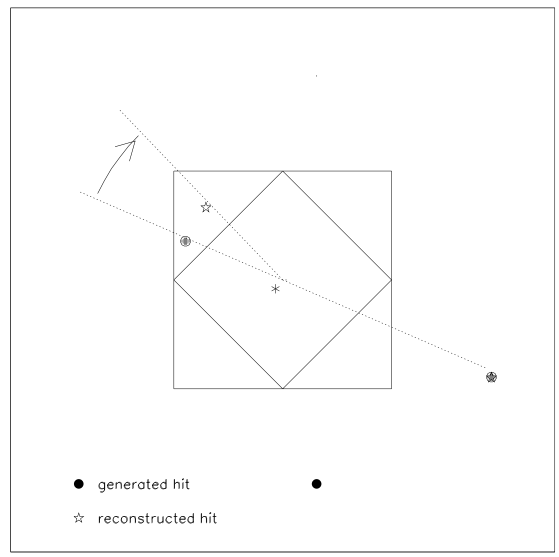
We verified that the tail for these events is physical.

The worst reconstructed coplanarity is for events with one cluster reconstructed out of ring0 and the other in it (fig 9.b.2). Since the hits in the stacks of ring0 are almost always shifted and reconstructed at the same point, even if the real coplanarity is good, the reconstructed one could be far from it.

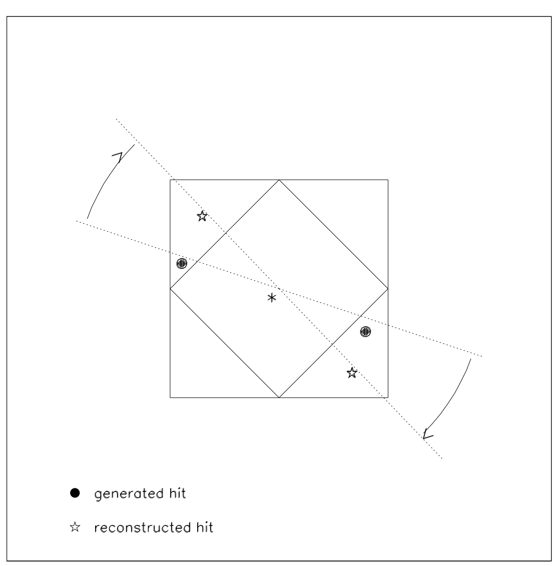
The third kind of events (fig 9.c.2) presents a good coplanarity, but this has no physical meaning. In this case the two reconstructed hits in ring0 stacks, are always in the same point for each triangular stack, of course such events have a good coplanarity, but this is simply due to the fact that the reconstructed points are always almost coplanar.


generated hit
reconstructed hit

(a)


generated hit
reconstructed hit

(b)


generated hit
reconstructed hit

(c)

conclusion :

We conclude from the previous study, that we have two ways to select Compton events. In both cases we look for events with 2, and only 2, clusters observed in the BEMC with a coplanarity obeing to :

$$\frac{3\pi}{4} \leq \Delta\varphi \leq \frac{5\pi}{4}$$

then :

1. Select only events out of ring0. Such events represent almost 25% of the total generated events (500 events for 1 Pb^{-1} of integrated luminosity). Fig 10 shows correlations between generated and reconstructed energies, emission angles Θ and φ of the particles. One see that these events have good correlations. The plot $E_\gamma = f(E_e)$ shows that for reconstructed energies we have $E_\gamma + E_e \simeq E_{ei}$. It results that, for such events one can use the constraints on the measured energy and the $\Delta\varphi$, using measured Θ and φ .
2. Select events with $E_{vis} \geq 20$ GeV. The events which pass such a selection represent almost 54% of the total generated ones. The advantage of such a selection is that it gives twice the number of events we obtain by the first type of selection (almost 1000 events for $1pb^{-1}$ of integrated luminosity), but obviously we lost the possibility of using stringent constraints on coplanarity. Fig 11 shows the same correlations, as for fig 10, between different parameters of the reconstructed and generated particles. In the φ correlation we see the four ring0 regions, coresponding to the triangular stacks and in which the azimutal angle is badly reconstructed.

H1 data studies :

Selection criteria :

In our search of QED Compton in the H1 data, we used the neutral current events with low Q^2 sample (class 11). We analysed all events taken by H1 during summer and automn 1992 period, taking into acount only good and medium runs. The selection criteria for such events are :

1. 2 clusters and only 2 clusters in the BEMC .

2. $E_{vis} = E_{cl1} + E_{cl2} \geq 20$ GeV ; E_{cl1},$E_{cl2} \geq 2$ GeV
3. $\frac{3\pi}{4} \leq \Delta\varphi \leq \frac{5\pi}{4}$, where $\Delta\varphi = |\varphi_{cl1} - \varphi_{cl2}|$
4. No more than one good track in the central tracker, corresponding to the electron track, defined by :
   - The packed number of hits : Nhits≥ 10
   - Distance of the closest approach : $|DCA| \leq 2$ cm
   - Radius at track start : Rad ≤ 30 cm
   - z at DCA : $|z_0| \leq 50$ cm
5. No forward track, from FTKR, Nhits≥ 10
6. No TOF response corresponding to 110 number matching a cluster in the BEMC, which corresponds to background coming from proton interaction before interaction region.

Using such criteria we obtained about 100 events.Then we did a scanning selection which leads to 24 events.The main reasons for eliminating events were :

- Events with tracker activity without track : digits without an FTKR or CTKR reconstructed tracks.
- BEMC monitor trigger events, in which we have only BEMC activity.
- Events which do not verify the constraint on photon and electron energy, since we can use (2) and (3) to compute the two cluster energies, using BEMC cluster angles as follows :

$$E_{cl1}(\Theta_{cl1}, \Theta_{cl2}) = \frac{2E_{ei}sin(\Theta_{cl2})}{sin(\Theta_{cl1}) + sin(\Theta_{cl2}) + sin(\Theta_{cl1} + \Theta_{cl2})}$$
$$E_{cl2}(\Theta_{cl1}, \Theta_{cl2}) = \frac{2E_{ei}sin(\Theta_{cl1})}{sin(\Theta_{cl1}) + sin(\Theta_{cl2}) + sin(\Theta_{cl1} + \Theta_{cl2})}$$

  Let us note that this criterion was not strongly used, since we rejected only the events in which one of the two clusters had $\Delta E = |E_{cl} - E_{cl}(\Theta_{cl})|$ greater than 8 GeV !.

Fig 12 shows one of these 24 events (run=35174,event=14514). We see the track of the electron in central tracker; we have no calorimeter clusters except in the BEMC where we see the two clusters corresponding to the electron and the photon, and also a hit in the backward proportionnal chamber which signs the electron. This event has the following parameters :

- $E_{vis} = 28.21$ GeV , $\Delta\varphi = 157^o$
- $E_{cl1} = 17.95$ GeV , $E_{cl2} = 10.26$ GeV
- $E_{cl1}(\Theta_{cl1}, \Theta_{cl2}) = 16.66$ GeV , $E_{cl2}(\Theta_{cl1}, \Theta_{cl2}) = 10.15$ GeV

Fig 13 shows a summary of the main parameters caracterising the 24 events [4]. In a first step we divide them as we did above for generated ones (fig 9) : events with the two clusters out of ring0, events with only one cluster reconstructed in and events with both clusters in ring0. The result is very good(fig 14). For example, if we normalise the monte-carlo to the data number (24), we have :

- 12 events where the two clusters are out of ring0, when from monte-carlo studies we expect the same number.
- 11 events with only one cluster reconstructed in ring0, where the monte-carlo predicts 10.
- 1 event with both clusters in ring0, where we expect 2 events of this type from the monte-carlo studies.

Now, if we compare the E_{vis} and $\Delta\varphi$ distributions of real data (fig 14) with the generated ones (fig 9) we also observe quite good agreements.

Studies with the Compton sample:

H1 ABSOLUTE LUMINOSITY MEASUREMENT :

The previous monte-carlo study shows that the cut on E_{vis} at 20 GeV decreases the Compton cross section in H1 from 1.7 nb to 0.9 nb. From our 24 events we derive a preliminary result of the luminosity measurement :

$$\int \mathcal{L}\lceil\sqcup = \in\shortmid\pm \bigtriangledown_{\int\sqcup\dashv\sqcup}\pm ?_{\int\dagger\int\sqcup}\setminus\lfloor^{-\infty}$$

[4] The 19th event in the summary (run=34545, event=5773) is well defined as a QED Compton event with radiative photon on the incident line. This photon energy is measured in the photon tagger, then all the energy constraints agree well.

to be compared with the $28 \pm 2nb^{-1}$[7], given by lumi group using Bremstrahlung process. The study of the systematical errors still need some efforts but also largest statistics. There is presently 2 events which does not fit well all criteria and remain doubtful (see events 4 and 6 in event sumary table (fig 13)). If we consider that one has 23 ± 1 Compton events, this does not change in practice our luminosity measurement which is dominated by statistical error and becomes $\simeq 26 \pm 6nb^{-1}$.

Let us emphasize that this study has already shown that QED Compton can be selected from data with a very high signal over noise ratio.

BPC and Compton events :

In such events, because we looked at DST5 sample, we have at least one BPC hit by event. However, if we avoid this BPC constraint in the selection, Compton events could be used for the efficiency study of this chamber. Our sample contains 14 events which have only one BPC hit (or cluster of hits) linked to only one of the two BEMC clusters, and 10 events in which the two clusters are linked to BPC hits. Therefore we already (with this low number of events) conclude that the photon converts in about 40% of cases in the material before the BPC.

BEMC resolutions :

Looking at the events with both clusters out of ring0, we observe that the measured visible energy (fig 14) tends to be a little bit larger than expected.

Since we have energy-angle relations (4) (5), we can compute energies from emission angles of the two particles in the BEMC and compare them to the measured values. We have two methods or possibilities to do that :

- Using (x,y) given by the reconstructed cluster in the BEMC.
- Using (x,y) given by the BPC hit, if it exists.

Fig 15 shows the BEMC resolution $(\Delta E)_1$, which is computed according to :

$$(\Delta E)_1 = E_{BCLR} - E(\Theta_{cl1}, \Theta_{cl2})$$

one can see that the resolution on energy using E_{BCLR} is of the order of 2 GeV. For the events in which the cluster is linked to only one BPC hit, we assume that the hit of the particle (x,y) is more known from the BPC than from the center of gravity of the cluster given by BCLR bank. Fig 15 also shows ΔR, the distance between the BEMC cluster hits and the ones deduced from BPC, at the same z value (-156.4 cm) :

$$\Delta R = \sqrt{(x_{bpc} - x_{cl})^2 + (y_{bpc} - y_{cl})^2}$$

and the angular resolutions $(\Delta\varphi)_1$ and $(\Delta\Theta)_1$, where :

$$(\Delta\varphi)_1 = \varphi(x_{cl}, y_{cl}) - \varphi(x_{bpc}, y_{bpc})$$

$$(\Delta\Theta)_1 = \Theta(x_{cl}, y_{cl}) - \Theta(x_{bpc}, y_{bpc})$$

Before being confident in the $(\Delta E)_1$ result we must check that $E(\Theta)$ computation gives the correct value, otherwise, such a comparison is meaningless. The error we can do on $E(\Theta)$, is due to the error on Θ, which is function of the z vertex and the (x,y) coordinates of the hit. In our 24 events, 5 have a vertex, because of the existence of a track in central tracker. The other events have no vertex, so its value is given by default from database and set to z=0. For verifying the z vertex influence on the Θ computation, we varied z value from z_1=-40 cm to z_2=40 cm, and compared the angle and the energy given at this z value with the angle and the energy at z=0. The result is shown in fig 16, where :

$$(\Delta\Theta)_2 = \Theta_{|z|\leq 40} - \Theta_{z=0}$$

is lower than 2^o in almost all cases, while the resulting error on energy $(\Delta E)_2$:

$$(\Delta E)_2 = E(\Theta_{|z|\leq 40}) - E(\Theta_{z=0})$$

is of order of 100 MeV. Then setting z to 0 in the events(which have no track) does not affect very much the $E(\Theta)$ calculation .

Actually, the error on $E(\Theta)$ comes essentially from the error on (x,y) position of the cluster in the Θ computation. Figure 16 shows the error $(\Delta\Theta)_1$ using the events which have only one BPC hit linked to the cluster. This error is of about 2^o and leads to an error on $E(\Theta)$ of about 2 GeV.

We conclude that our method to calibrate the BEMC, or to study its resolution is very sensitive to the reconstruction of the cluster position. In the future, we will try to use the WLS of the BEMC stacks to get such a position.

conclusion :

Quasi-real QED Compton were observed in ep collisions at HERA, using H1 detector. The rate and distributions of these real events are compatible with the predictions.With our sample of 24 events we derived an HERA integrated luminosity on H1 of $\int \mathcal{L} \lceil \sqcup = \in \not\pm \not{n} b^{-1}$. For the BPC response one can already say that about 40% of photons convert before the chamber. The BEMC accuracy is of 2±2 GeV, the (±)2 GeV error comes essentially from the $\Theta_{cluster}$ determination, so we need more precision on the cluster position to be more accurate.

However, the results we already get with this very low statistic show that such a process is very promising.

Acknowledgments:

We are very grateful to Jozef Ferencei for illuminating discussions.

Bibliographie

[1] A.Courau and P.Kessler, Physical review D33(1986) 2024-2028

[2] H1note : A.Courau, H1-07/91-187

[3] A.Courau et al., Proc. Workshop on Physics at HERA, DESY, Hambourg(1991), vol. 2, p. 902

[4] A.Courau and P.Kessler, Physical review D46 1(1992) 117-124

[5] H1note : BEMC group H1-08/92-233

[6] T.Carli et al., Proc. Workshop on Physics at HERA, DESY, Hambourg(1991), vo. 3, p. 1468

[7] T.Ahmed et al (H1 collaboration), DESY 92-160; submitted to PL.

Bibliographie

[1] Evangile selon Jean, Chapitre 1, 1.

[2] Le Coran, sourate de “La grotte” (“El kahf”), 109.

[3] J. J. Thomson “ Cathod rays” Proceeding of the royal institution 15 (1897), 419. “Cathod rays” Phylosophical magazine 44 (1897). “ cathod rays” Nature 55 (1897), 453.

[4] E. Rutherford, “ The scattering of α and β rays and the structure of atom ” Proceedings of the manchester literary and phylosophical society ” 4, 55 (1911),18.

[5] E. Rutherford, “Nuclear constituants of atoms”, Proceedings of the royal society A97 (1920), 374.

[6] J. Chadwick,“ The existence of the neutron”, Proceedings of the royal society A136 (1932), 692.

[7] CMG. Lattes, H. Muirhead, G.P.S Occhialini et C.F.Powell “ Processs involving cherged mesons”, Nature 157 (1947) 694.

[8] M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23(1969), 935; 1990 Nobel prize lectures : R. Taylor, Rev. Mod. Phys. 63(1991),573;H.W. Kendall,ibid. p.597; J. Friedemann, ibid. p.615.

[9] EMC:J. J. Aubert et al.,Nucl.Phys. 259(1985),189, ibid.293(1987), 740; BCDMS: A. C. Benvenuti et al., Phys. Lett. B223(1989), 485, ibid, B237 (1990), 592; NMC: P. Amaudruz et al., Phys. Lett. B294 (1992),120, ibid. 295, 159.

[10] W. E. Lamb, Jr. et R. C. Retherford. Phys. Rev. 72(1947),241; ibid.75(1949),1325; ibid.79(1950), 549; ibid.81(1951), 222; ibid.85(1952), 259; ibid.86(1952), 1014.

[11] J. Schwinger. Phys. Rev 73(1948), 416; ibid.76(1949), 790.

[12] F. Scheck, “Leptons, Hadrons and Nuclei”.

[13] H. Pilkuhn, “The interactions of Hadrons”.

[14] F. Halzen et A. D. Martin, “Quarks and Leptons : An introductory course in modern particle physics”.

[15] P. Roy. “Theory of Lepton-Hadron processes at high energies”.

[16] S. D. Drell et J. D. Walecka, Annals of phys. 28, 18-33 (1964).

[17] I. Abt et al, “ Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low$-x$ region at HERA”. Nucl. Phys. B407(1993) 515-535.

[18] C. Royon, Thèse de doctorat “Mesure de la fonction de structure F_2 dans l’expérience H1 auprès du collisionneur HERA”. (Mars 1994).

[19] C. F. Weizsacker, Z. Phys. 88, 612 (1934). E. J. Williams, Phys. Rev. 45, 729 (1934).

[20] V. M. Budnev et al, Phys. Rep. 4 (1975).

[21] M. S. Chen et P. Zerwas. Phys. Rev. D. 12, 187 (1975).

[22] L. Landau et E. Lifchitz, “Théorie quantique relativiste”, Tome 1.

[23] P. Kessler. Nuclear Phys. B15. 253 (1970).

[24] P. Kessler. Acta Physica Austriaca. 41, 141 (1975).

[25] C. Carimalo et al, Phys. Rev. D. 10, 1561 (1974).

[26] C. Carimalo, P. Kessler, J.Parisi, calculs non publiés.

[27] A. Courau et P. Kessler, Phys. Rev. D 46, 117 (1992).

[28] F. W. Brasse et al, “ Analysis of photo and electroproduction data against ω_W”, Nucl. Phys. B 39, (1972) 421.

[29] J. Drees, Springer tracts in modern physics, Springer New york, vol. 60, Page 107 (1971).

[30] A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. B296 (1992) 227.

[31] P. Janot, Thèse de doctorat. “ Tests de l’électrodynamique quantique aux ordres α^3 et α^4 et recherche de leptons excités avec le détecteur CELLO à PETRA”. (Juin 1987)

[32] V. D. Barger et R. J. N. Phillips, "Collider physics", Chapitre 11.

[33] Particle Data Group. Phys. Lett. B. vol 239 (Avril 1990). page III.37.

[34] E. Etim, G. Pancheri et B. Touschek, Il Nuovo Cimento 51 B, 276 (1967). G. Pancheri, Il Nuovo Cimento 60 A, 321 (1967).

[35] A. Courau, "Quasi-real QED Compton at HERA", H1-note, H1-07/91-187.

[36] A. Courau, S. Kermiche, T. Carli et P. Kessler. "Quasi-real QED Compton Monte Carlo for HERA". Proceedings of the HERA workshop. Hambourg, Octobre 29-30, 1991. Page 902.

[37] T. Carli, A. Courau, S. Kermiche et P. Kessler. "Quasi-real QED Compton Monte Carlo". Proceedings of the HERA workshop. Hambourg, Octobre 29-30, 1991. Page 1468.

[38] R. Brun et al., GEANT-CERN Program Library W5013.

[39] V. Blobel, BOS and related packages, Proc. 14. Workshop of the INFN Eloisatron Project: Data structures for particle physics experiments, R. Brun, P. Kunz et P. Palazzi eds. Erice, Sicily, Italy.

[40] V. Blobel, "The BOS system, dynamic memory management". Internal DESY report. R1-88-01 January 1988.

[41] Proc. Int. Conf. on computing in hight energy physics, Annecy, France (1992).

[42] V. Blobel, P. Binko et Z. Szkutnik, "FPACK a general input/output system". Note interne à la collaboration H1.

[43] G. Grindhammer, M. Rudowicz et S. Peters, The Fast simulation of electromagnetic and hadronic showers, NIM A 290 (1990) 469.

[44] R. Brun, F. Carminati, I. Josa et K. Lassila. Simulation of showers and detectors. Proceedings of the second international confernce on Calorimetry in high energy physics. Page 82. Capri, Italie . 14-18 Octobre 1991.

[45] E. Longo et I. Sestili, Monte Carlo calculation of photon initiated electromagnetic showers in lead glass, NIM 128 (1975) 283.

[46] A. De Angelis et al., NIM A271 (1988) 455.

[47] R. K. Bock et al., Parametrisation of the longitudinal developement of hadronic showers in sampling calorimeters, NIM 186 (1981) 533.

[48] C. Charlot, A Fast calorimeter simulation using GEANT. Proceedings of the second international confernce on Calorimetry in high energy physics. Page 82. Capri, Italie . 14-18 Octobre 1991.

[49] HERA status, volume 1, page 1, Proceedings of the HERA workshop. Hamburg, October 29-30, 1991.

[50] H1 collaboration, The H1 detector at HERA. DESY 93-103. July 1993.

[51] F. Brasse, The H1 detector at HERA, proceedings of the 1992 Dallas high energy physics conference.

[52] G. Cozzika (DAPNIA, Saclay), DAPNIA-SPP-92-29, Nov 1992. 18pp. 3rd International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Corpus Christi, TX, 29 Sep - 2 Oct 1992.

[53] K. Muller et al., NIM, A312 (1992) 457-466.

[54] G. Bertrand-Coremans et al., Nucl. Phys. B16 (1990) 518-519.

[55] S. Egli et al., NIM, A283 (1989) 487-491.

[56] U. Barwolff et al.,Proceedings of the 4th San Minato Topical Seminar on Experimental Apparatus, San Miniato, 1990, 284-286.

[57] J. Burger et al., NIM, A279 (1989) 217-222.

[58] G. A. Beck et al., NIM, A283 (1989) 471-476.

[59] A. Mavroidis et al. "Time of flight efficiency as a function of the time strobe positions". H1-08/93-308.

[60] C. W. Fabjan, "Calorimetry in hight energy physics". CERN EP /85-54.

[61] The H1 Calorimeter Group, "The H1 liquid Argon Calorimeter system". DESY 93-078, Juin 1993

[62] Vincent Boudry, thèse de doctorat :"Recherche de leptoquarks dans l'éxperience H1 auprés du collisionneur e-p HERA". Mai 1992.

[63] H1 Calorimeter Group. "Results from pion calibration runs for the H1 liquid Argon calorimeter and comparisons with simulations. DESY 93-047, Avril 1993.

[64] H1 BEMC group. “ The H1 backward electromagnetic calorimeter (BEMC)”. H1-08/92-233.

[65] H1 BEMC group. “Calibration and reconstruction of the BEMC”. H1-08/92-234.

[66] M. Fleischer. “Electronic calibration the Backward Electromagnetic Calorimter”. H1-07/92-236.

[67] E. Elsen ,“ The H1 trigger and data acquisition system”. H1-01/93-262 & Proceedings of the “International symposium electronic instrumentation in physics”, Dubna, May 14-17, 1991.

[68] H. Krehbiel, “ The H1 trigger decider : From trigger elements to L1-keep”. H1-09/92-239.

[69] J. Bán et al.“ The BEMC single electron trigger (BSET)”. H1-07/92-235.

[70] P. Murin, “New scintillateur map”. H1/BEMC group internal note.

[71] T. Kurca Internal report, DESY FH1K-94-01. January 1994.

[72] A. Courau et S. Kermiche, “H1 integrated Luminosity using QED Compton events: July-August 1993”. H1-10/93-321.

[73] M. Fleischer et E. Peppel, “BEMC energy calibration from quasi-elastic scattered electrons” (1992 Data). H1-07/93-304.

[74] M. Goldberg, “Energy calibration and resolution in BEMC”. H1-5/93-292

[75] A. Courau et S. Kermiche, “QED Compton events in H1: Luminosity measurement and BEMC calibration”. H1-12/92-260

[76] K. H. Spring, “Photons and Electrons”

[77] ALEPH collaboration, “ The ALEPH handbook , 1989”. ALEPH 89-77, Note 89-03. CERN (page VII.5).

[78] S . Levonian, “H1LUMI- fast simulation package for the H1 Luminosity system”. H1-04/93-287

[79] H1 collaboration, T. Ahmed et al., “Total photoproduction cross section measurement at HERA energies’. Phys. Lett., B 299 (1993) 374-384.

[80] K. Kajantje ans R. Raitio, Nucl. Phys. B139, 72 (1978).

[81] U. Amaldi, Phys. Scripta V23 (1981) 409-424.

[82] A. Courau et P. Kessler, Phys. Rev. D 33, 2028 (1986)

[83] L. N. Hand. Phys. Rev. 129,1834 (1963).

Liste des figures

Liste des tableaux

Table des matières