



UNIVERSITÉ DE GENÈVE
FACULTÉ DES SCIENCES
Département de Physique
Nucléaire et Corpusculaire

**Identification de π , K et p
provenant de l'interaction de
deux photons et étude de la
section efficace de production
de paires $\pi^+\pi^-$, K^+K^- et $p\bar{p}$**

Travail de diplôme

Patrick Déglon

sous la direction du
Professeur Maria Novella Kienzle-Focacci

GENÈVE

juin 1997

Bien qu'un diplôme soit un travail personnel, il m'aurait été impossible de le réaliser tout seul. Je désire remercier les quelques personnes sans qui ce diplôme n'aurait pas vu le jour.

Je pense tout d'abord à mon directeur de diplôme, le professeur Maria Kienzle, pour sa disponibilité et sa clairvoyance. Chaque fois que j'avais des questions, elle y répondait de suite. Chaque fois que je m'égarais, elle me redirigait vers le droit chemin.

Mes pensées vont ensuite à Saverio Braccini, dont l'aide m'a été très précieuse. Il a toujours eu une remarque pertinente qui m'a permis de continuer lorsque j'étais bloqué dans mon analyse.

Je désire aussi remercier tout particulièrement le Dr John Field dont j'admire la patience à répondre à mes questions et la rapidité à trouver mes erreurs, signe de sa très grande érudition.

En ce qui concerne la théorie, je souhaite remercier le Dr Gerhard Schuler pour ses calculs et son cours de troisième cycle qui m'a aidé à mieux comprendre cette physique.

Mes remerciements chaleureux vont aussi à l'équipe de Genève : le Dr Franz Muheim pour ses discussions constructives lors des repas, le Dr Lotfi Fredj pour ses conseils pratiques, le Dr Nicolas Produit pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail, Gabriele Susinno pour l'amabilité qu'il a eue à répondre à mes questions, Claudia Paus-Cecchi pour sa bienveillance à mon égard et sa grande connaissance des outils d'analyse, Deborah Sciarrino pour sa disponibilité et sa gentillesse et last but not least Pascal Emonet pour son précieux apport technique et sa disponibilité à aller prendre un café avec moi.

Un grand merci encore au Dr Pedro Ladron de Guevara, qui, travaillant sur le même sujet que moi, m'a été d'une grande aide.

Je ne voudrais pas oublier dans ces remerciements les secrétaires, que se soit au CERN, Caroline Laignel, ou à l'université, Collette Suter, pour leur gentillesse et leur aide administrative.

Je souhaite enfin exprimer un merci tout particulier à toutes les personnes du groupe $\gamma\gamma$ et de L3 qui ont bien voulu répondre à mes questions, et sans qui je n'aurais pas eu de données à analyser.

Finalement, je tiens à remercier spécialement mes parents qui m'ont permis d'entreprendre des études supérieures et qui m'ont soutenus pendant toutes ces années, ainsi que ma soeur Sandra qui m'a aidé à corriger ce diplôme.

Merci à tous ...

Patrick Déglon

TABLE DES MATIÈRES

1. La physique à deux photons	7
1.1. Approximation du photon équivalent	9
1.2. Production de leptons	10
1.3. Production d'une paire de mésons	13
1.4. Extension à la production d'une paire $p\bar{p}$	17
1.5. Résonances	18
2. L'expérience L3	19
2.1. Les détecteurs	19
2.2. Calibration du $\frac{dE}{dx}$	26
2.3. Autres mesures employées dans l'analyse	32
3. Introduction aux réseaux de neurones	33
3.1. Description d'un neurone	34
3.2. La fonction d'erreur	35
3.3. Apprentissage	36
3.4. Contrôle de l'apprentissage	37
3.5. Suggestion pour d'autres études à venir	39
4. Méthode d'analyse	39
4.1. Monte-Carlo	39
4.2. Variables d'entrée du réseau de neurones	40
4.3. Sélection des particules	41
4.4. Acceptance et efficacités	43
4.5. Contamination	46
4.6. Spectres en masse	47
4.7. Calcul de la section efficace	47
5. Résultats	48
5.1. Résonance $f_2(1270)$	48
5.2. Production continue d'une paire $\pi^+\pi^-$	51
5.3. Production continue d'une paire K^+K^- ou $p\bar{p}$	55
6. Conclusion	59
Acronymes utilisés	94
Références	95
Liste des figures	97
Liste des tableaux	99
Index	101

Mon travail de diplôme a consisté à étudier la production de paires de pions, de kaons et de protons provenant de l'interaction de deux photons. Au niveau du détecteur L3, qui est décrit dans la section 2, on ne peut mesurer que cinq types de particules chargées : les électrons, les muons, les pions, les kaons et les protons. La production d'une paire de leptons $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$ a déjà été longuement étudiée [4][3], c'est pourquoi ce travail ne se penche que sur les trois autres particules. Néanmoins, la production de leptons étant très largement majoritaire, il a été nécessaire d'identifier les électrons et les muons pour pouvoir les rejeter.

Pour identifier ces particules, j'ai utilisé des réseaux de neurones artificiels. En effet, autant les électrons, les muons et les hadrons peuvent être assez aisément identifiés, autant il peut être difficile de distinguer différents hadrons. Ceci est dû au fait que les hadrons ont une réponse des détecteurs relativement similaire. Il était alors devenu intéressant de savoir si un réseau de neurones pouvait identifier ces particules.

A l'instar de leur analogue biologique, les réseaux de neurones artificiels sont capables de prouesses spectaculaires, et en particulier lorsqu'il s'agit de sélection. Nous verrons ce qu'il en est. La section 3 donnera une courte introduction aux réseaux de neurones.

1. LA PHYSIQUE À DEUX PHOTONS

Comme son nom l'indique, la physique à deux photons s'occupe de l'interaction de deux photons. Ces deux photons vont interagir pour créer quantiquement de la matière. Dans mon cas, cette matière est composée d'une paire de pions, de kaons ou de protons.

Le problème principal de cette physique est de trouver deux photons ! On pourrait penser qu'en croisant deux faisceaux de laser, on obtienne une interaction entre deux photons, mais nous nous heurtons à deux insuffisances techniques. D'une part l'énergie des photons n'est pas suffisante pour créer de la matière. D'autre part, il est encore impossible de faire des faisceaux suffisamment concentrés pour que deux photons passent assez près l'un de l'autre pour interagir.

La solution est d'utiliser des électrons. En effet, les électrons se promènent avec un nombre important de photons virtuels. Donc en croisant deux faisceaux d'électrons très denses (de l'ordre de 10^{31} électrons par cm^2 par seconde), on arrive à obtenir une probabilité d'interaction entre deux photons suffisante pour pouvoir être étudiée.

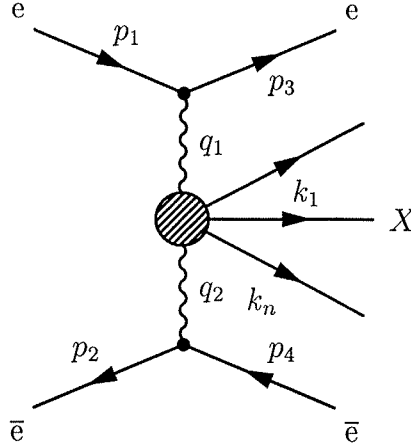


FIGURE 1. Diagramme de Feynman pour la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$

Ce diagramme représente la création de matière X par l'interaction de deux photons provenant d'une paire électron-positron. Un électron se rapproche d'un positron, chacun émet un photon. Ces photons interagissent pour créer X . A la fin du processus, il ne reste que l'électron, le positron et X .

Il est possible d'obtenir un faisceau d'électrons très dense, car comme les électrons sont chargés, nous pouvons construire des "entonnoirs" électromagnétiques pour les concentrer. De plus, l'énergie des photons dépend de l'énergie des électrons; donc en accélérant les électrons, on obtient des énergies de photons importantes. Il est alors intéressant d'utiliser le LEP pour étudier cette physique. Nous verrons plus en détail le LEP dans la section 2.

Mais avant d'aller plus loin, je vais définir les quantités cinématiques qui interviennent dans cette physique. Prenons la figure 1. Un électron de quadri-impulsion p_1 émet un photon virtuel de quadri-impulsion q_1 ; un positron de quadri-impulsion p_2 émet un photon virtuel de quadri-impulsion q_2 . L'interaction de ces deux photons va donner lieu à la création du système X composé de n particules ayant une quadri-impulsion k_i , $1 \leq i \leq n$.

On dit d'un photon qu'il est virtuel si sa masse est imaginaire et s'il va plus vite que la lumière. Pour travailler avec des grandeurs positives, nous allons définir la virtualité du photon :

$$(1.1) \quad \begin{aligned} Q_1^2 &\equiv -q_1^2 \geq 0 \\ Q_2^2 &\equiv -q_2^2 \geq 0 \end{aligned}$$

Une deuxième grandeur intéressante est la masse du système des deux photons. Par conservation de la quadri-impulsion, c'est aussi la masse du système X . On définit cette masse par :

$$(1.2) \quad W \equiv \sqrt{(q_1 + q_2)^2} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n k_i\right)^2}$$

Il est aussi intéressant d'introduire d'autres grandeurs, comme :

$$\begin{aligned}
 E &\equiv p_1^0 && \text{l'énergie du faisceau d'électrons} \\
 x &\equiv \frac{q_1^0}{E} && \text{l'énergie normalisée du premier photon} \\
 y &\equiv \frac{q_2^0}{E} && \text{l'énergie normalisée du deuxième photon} \\
 z &\equiv \frac{W}{2E} && \text{la masse normalisée du système produit } X
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

1.1. Approximation du photon équivalent. Les photons sont émis par des particules chargées en mouvement. Le nombre de photons émis par un lepton de masse m_ℓ est donné par[25] :

$$d^2N = \frac{\alpha_{em}}{\pi} \frac{dx}{x} \frac{dQ^2}{Q^2} \left[1 - x + \frac{x^2}{2} - \frac{m_\ell^2 x^2}{Q^2} \right]
 \tag{1.4}$$

avec α_{em} la constante de structure fine électromagnétique.

Avec cette formule on s'aperçoit que les petites valeurs de x et de Q^2 sont favorisées, donc le photon est quasiment réel. Cela signifie aussi que le photon suit la direction de l'électron; ils sont colinéaires. En effet, en partant des quadri-vecteurs, on obtient pour l'angle θ d'émission du photon :

$$\begin{aligned}
 \cos \theta &= \frac{2 x E^2 - Q^2}{2 \sqrt{E^2 - m_e^2} \sqrt{x^2 E^2 - Q^2}} \\
 \cos \theta &\stackrel{Q^2 \rightarrow 0}{=} \frac{E}{\sqrt{E^2 - m_e^2}} = \beta_e
 \end{aligned}
 \tag{1.5}$$

avec β_e la vitesse de l'électron. Un électron du LEP à 45 GeV va tellement vite qu'il est impossible de différentier sa vitesse de celle de la lumière ($\beta_e = 1 - 10^{-6}$). Ainsi, le fait de dire que les photons sont radiés dans la direction de l'électron est une bonne approximation.

Dès lors, dans la plupart des événements les deux électrons ne sont pas observables, car ils s'en vont dans le tube à vide du faisceau. On parle alors d'événements anti-taggs. La condition d'anti-tag implique une limite en Q^2 . En effet, à une énergie de faisceau donnée E , plus Q^2 est grand, plus l'angle de diffusion est grand, et donc les limites géométriques du détecteur impliquent une limite maximum à θ , et donc à Q^2 , pour que les électrons ne soient pas détectés. Lorsqu'un seul électron est vu par le détecteur, on parle d'événements taggs une fois, lorsque les deux électrons sont vus, on parle d'événements taggs deux fois.

Ainsi, en prenant les événements anti-taggs, qui sont les plus nombreux, Q^2 est petit et le photon est quasiment réel. Ceci est très intéressant, car en posant le photon réel, les équations se simplifient énormément. En effet, on peut découper le diagramme de Feynman de la figure 1 en trois processus :

$e \rightarrow e\gamma$, $\bar{e} \rightarrow \bar{e}\gamma$ et $\gamma\gamma \rightarrow X$. Et ainsi, on obtient la factorisation suivante [19][25] :

$$(1.6) \quad d\sigma[e^+e^- \rightarrow e^+e^-X] = \sigma_{\gamma\gamma}(W^2, Q_1^2 = 0, Q_2^2 = 0) \cdot d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$$

où $d\mathcal{L}_{\gamma\gamma} = dN_1 dN_2$ et $\sigma_{\gamma\gamma}(W^2, Q_1^2 = 0, Q_2^2 = 0)$ est la section efficace du processus pour des photons réels. Cela signifie que l'on peut obtenir directement la section efficace $\sigma_{\gamma\gamma}$ en connaissant la luminosité des photons. Des études ont montré que cette approximation donne lieu à des erreurs inférieures à 5% [19].

Cette dernière équation est appelée l'approximation du photon équivalent (APE) ou l'approximation Weitsäcker Williams (AWW).

Cette approximation permet de simplifier le problème. En effet, la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ est dépendante du flux des photons. Cette dépendance a pour effet que nous ne pouvons pas comparer des résultats obtenus avec des énergies de faisceau E différentes. Mais ce flux de photons est calculable à la précision voulue grâce à l'électrodynamique quantique (QED). On peut alors soustraire cette dépendance, de manière à obtenir la section efficace $\sigma_{\gamma\gamma}$.

Le fait que la luminosité soit calculable à la précision voulue n'implique pas que son calcul soit aisé. Il existe des programmes qui calculent cette luminosité, mais pour mon diplôme, je vais utiliser l'approximation donnée par le particle data book (PDG)[22] :

$$(1.7) \quad d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}(W) = \frac{2\alpha_{em}^2}{\pi^2 W} \left[f\left(\frac{W^2}{s}\right) \left(\ln \frac{s Q_{max}^2}{m_e W^2} - 1 \right)^2 - \frac{1}{3} \ln^3 \frac{s}{W^2} \right] dW$$

$$f(z) = \left(1 + \frac{1}{2}z\right)^2 \ln \frac{1}{z} - \frac{1}{2}(1-z)(3+z)$$

avec $Q_{max}^2 \cong m_\rho^2$ pour la production de hadrons, et $Q_{max}^2 \cong W^2$ pour la production d'une paire de leptons.

Pour avoir une fonction de luminosité plus correcte, nous avons à notre disposition le programme de Schuler[24] qui nous donne cette fonction de luminosité pour différents modèles.

1.2. Production de leptons. La section efficace de cette production est un calcul très simple pour l'approximation $m_\ell = 0$. En partant de la figure 3, on obtient l'élément de matrice suivant :

$$(1.8) \quad \mathcal{M} = -4\pi i \alpha_{em} \epsilon^\mu(p_1) \epsilon^\nu(p_2) \bar{u}(p_3) \gamma_\mu \frac{1}{\not{p}_1 - \not{p}_3} \gamma_\nu v(p_4) \\ - 4\pi i \alpha_{em} \epsilon^\mu(p_1) \epsilon^\nu(p_2) \bar{u}(p_3) \gamma_\nu \frac{1}{\not{p}_2 - \not{p}_3} \gamma_\mu v(p_4)$$

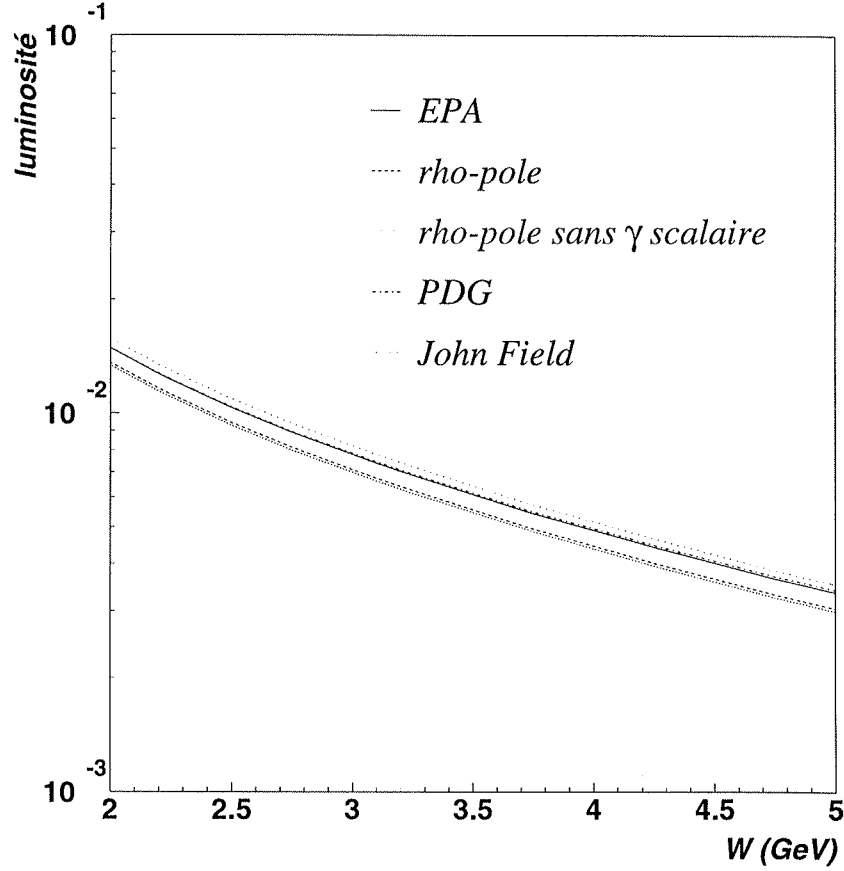


FIGURE 2. Fonctions de luminosité en fonction de W pour différentes approximations

Sur cette figure, on peut voir la dépendance en W pour cinq modèles différents. Ces luminosités ont été obtenues par le programme de Schuler[24].

En insérant les variables de Mandelstam $s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$, $u = (p_1 - p_4)^2$, $s + t + u = 2 m_\ell^2 = 0$, on trouve :

$$(1.9) \quad \mathcal{M} = -\frac{4\pi i \alpha_{em}}{t} \epsilon^\mu(p_1) \epsilon^\nu(p_2) \bar{u}(p_3) \gamma_\mu (\not{p}_1 - \not{p}_3) \gamma_\nu v(p_4) \\ - \frac{4\pi i \alpha_{em}}{u} \epsilon^\mu(p_1) \epsilon^\nu(p_2) \bar{u}(p_3) \gamma_\nu (\not{p}_2 - \not{p}_3) \gamma_\mu v(p_4)$$

Dans notre configuration, nous avons $s = W^2$ et :

$$(1.10) \quad \begin{aligned} t &= p_1^2 + p_3^2 - 2 p_1 \cdot p_3 \\ &= 0 + 0 - 2 \left(E_1 E_3 - |\vec{p}_1| |\vec{p}_3| \cos \theta^* \right) \\ &= -2 E_1 E_3 \left(1 - \beta \cos \theta^* \right) \\ &= -2 \frac{\sqrt{s}}{2} \frac{\sqrt{s}}{2} \left(1 - \beta \cos \theta^* \right) \\ &= -\frac{s}{2} \left(1 - \beta \cos \theta^* \right) \end{aligned}$$

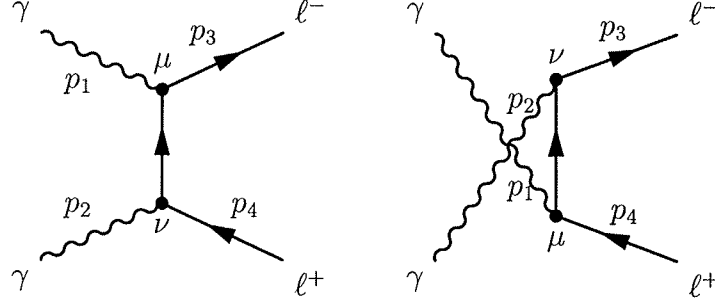


FIGURE 3. Diagrammes de Feynman de la production de leptons par l'interaction de deux photons

Ces deux diagrammes de Feynman représentent les deux éléments de matrices du premier ordre dans le processus $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$. Le diagramme de gauche représente le canal t , et celui de droite le canal u . L'équation (1.8) est l'équivalent mathématique de ces diagrammes.

$$(1.11) \quad \begin{aligned} u &= -s - t \\ &= -\frac{s}{2} (1 + \beta \cos \theta^*) \end{aligned}$$

avec β la vitesse d'un lepton dans le centre de masse ($\beta = \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{s}}$), et θ^* l'angle entre le photon p_1 et le lepton p_3 . Bien que j'ai posé $m_\ell = 0$, je garde $\beta \neq 1$, car ainsi j'évite une divergence en $\cos \theta^* = \pm 1$.

En calculant la norme carrée de $\mathcal{M}$ avec HIP[12], j'obtiens :

$$(1.12) \quad \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle = \frac{64 \alpha_{em}^2 \pi^2 (1 + \beta^2 \cos^2 \theta^*)}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta^*}$$

En utilisant la formule qui relie $\langle |\mathcal{M}|^2 \rangle$ et la section efficace, pour une interaction à deux corps, on a :

$$(1.13) \quad \begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{64 \pi^2 s} \langle |\mathcal{M}|^2 \rangle \\ &= \frac{\alpha_{em}^2}{s} \frac{1 + \beta^2 \cos^2 \theta^*}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta^*} \end{aligned}$$

en intégrant sur $d\phi$ et en prenant $s = W^2$, on trouve :

$$(1.14) \quad \frac{d\sigma[\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-]}{d\cos \theta^*} = \frac{2\pi \alpha_{em}^2}{W^2} \frac{1 + \beta^2 \cos^2 \theta^*}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta^*}$$

Le pic en $\cos \theta^* = \pm 1$ est associé au terme du propagateur du lepton virtuel échangé dans la figure 3 dans le canal t (diagramme de gauche). On observe une dépendance en s^{-1} de la section efficace, ce qui est caractéristique des interactions à deux corps.

En intégrant cette équation on obtient :

$$(1.15) \quad \sigma(W) \Big|_{-\cos \theta_0^*}^{\cos \theta_0^*} = \frac{4\pi \alpha_{em}^2}{\beta W^2} \left(2 \operatorname{atanh}(\beta \cos \theta_0^*) - \beta \cos \theta_0^* \right)$$

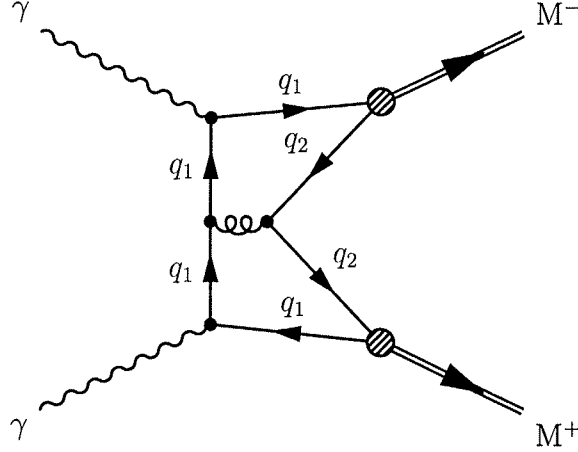


FIGURE 4. Diagramme de Feynman pour le processus $\gamma\gamma \rightarrow M^+M^-$

Ce diagramme de Feynman représente la famille des diagrammes de Feynman pour ce processus. On peut obtenir d'autres diagrammes en faisant partir le gluon d'un autre quark, ou en croisant les photons. Le rond hachuré représente notre ignorance : nous ne savons pas prévoir l'amplitude de ce processus. C'est pourquoi nous le remplaçons par une fonction empirique.

1.3. Production d'une paire de mésons. Autant la production de leptons peut être calculée à la précision voulue, autant la production de hadrons est compliquée. Ceci tient au fait que la production de hadrons est un processus de la chromodynamique quantique (QCD). Or, dans ce cas, le calcul est non-perturbatif. C'est pourquoi, il faut remplacer les termes non-perturbatifs par des fonctions empiriques, appelées facteurs de formes.

En regardant la figure 4, on s'aperçoit que l'on peut découper le diagramme de Feynman en trois morceaux : $\gamma\gamma \rightarrow q_1\bar{q}_2q_2\bar{q}_1$, $q_1\bar{q}_2 \rightarrow M^-$ et $q_2\bar{q}_1 \rightarrow M^+$.

L'amplitude $q\bar{q} \rightarrow M$ n'est pas calculable, car elle est non-perturbative. On la remplace alors par la fonction d'onde du méson $\Psi_M(x, \mu_F)$, qui est l'amplitude de probabilité de trouver une paire $q\bar{q}$ dans le méson M , avec x la fraction de la quantité de mouvement longitudinale des constituants de M ayant une quantité de mouvement transverse inférieure au facteur d'échelle μ_F . L'axe longitudinal est défini par l'axe de propagation du méson M .

La normalisation de l'amplitude de distribution Ψ_M est fixée par :

$$(1.16) \quad \int_0^1 dx \Psi_M(x, \mu_F) = \frac{f_M}{\sqrt{3}}$$

où f_M est la constante de désintégration leptonique du méson M ($f_\pi = 0.131$ GeV, $f_K = 0.160$ GeV). Pour $\mu_F \rightarrow \infty$, la forme de Ψ_M est donnée par :

$$(1.17) \quad \Psi_{AS}(x) = \lim_{\mu_F \rightarrow \infty} \Psi_M(x, \mu_F) = \sqrt{3} f_M x(1-x)$$

L'amplitude de diffusion correspondante au diagramme $\gamma\gamma \rightarrow q_1\bar{q}_1 q_2\bar{q}_2$ est appelée $T_H(x, y, \mu_F)$. Cette amplitude peut être calculée[15], et vaut au premier ordre pour une hélicité nulle de la paire quark-antiquark :

$$(1.18) \quad \begin{aligned} T_{++} = T_{--} &= \frac{16\pi\alpha_s}{3s} \frac{32\pi\alpha}{x(1-x)y(1-y)} \left[\frac{(e_1 - e_2)^2 a}{1 - \cos^2 \theta^*} \right] \\ T_{+-} = T_{-+} &= \frac{16\pi\alpha_s}{3s} \frac{32\pi\alpha}{x(1-x)y(1-y)} \left[\frac{(e_1 - e_2)^2 (1-a)}{1 - \cos^2 \theta^*} \right. \\ &\quad \left. + \frac{e_1 e_2 a [y(1-y) + x(1-x)]}{a^2 - b^2 \cos^2 \theta^*} + \frac{(e_1^2 - e_2^2)(x-y)}{2} \right] \end{aligned}$$

avec $a, b = (1-x)(1-y) \pm xy$. Les indices + et - se référant à la polarisation des photons incidents, e_1 et e_2 sont les charges des quarks (ici les charges valent 2/3 et -1/3).

Dans ces conditions, l'élément de matrice $\mathcal{M}$ devient[15] :

$$(1.19) \quad \mathcal{M} = \int dx dy \Psi_M^*(x, \mu_F) T_H(x, y, \mu_F) \Psi_M(y, \mu_F)$$

On obtient alors une section efficace pour différentes amplitudes initiales. Nous allons retenir quatre propositions données par des théoriciens.

La première proposition est celle formulée par Brodsky et Lepage[14], ils gardent uniquement la forme asymptotique :

$$(1.20) \quad \Psi_M(x, \mu_F) = \sqrt{3} f_M x(1-x)$$

La deuxième proposition est donnée par Chernyak-Zhitnitsky[15] :

$$(1.21) \quad \Psi_M(x, \mu_F) = 5\sqrt{3} f_M x(1-x)(2x-1)^2$$

Les deux dernières sont proposées par Schuler[25]. Il a développé la fonction d'onde du méson en une somme de polynôme de Gegenbauer $(C_n^{3/2})$ et ne garde que les trois premiers termes :

$$(1.22) \quad \Psi(x, \mu_F) = \Psi_{AS}(x) \left[1 + 3(2x-1)B_1(\mu_F) + \frac{3}{2}[5(2x-1)^2 - 1]B_2(\mu_F) \right]$$

Schuler préconise de prendre $B_1 = 0$ et $B_2 = -0.1$ pour les pions, et $B_1 = -0.2$ et $B_2 = -0.2$ pour les kaons.

On peut voir que dans cette formulation, la fonction d'onde de Brodsky-Lepage est donnée par $B_1 = 0$ et $B_2 = 0$, et que la fonction d'onde de Chernyak-Zhitnitsky est donnée par $B_1 = 0$ et $B_2 = \frac{2}{3}$. La figure 5 donne une interprétation graphique de la fonction d'onde pour ces quatre hypothèses. Dans la limite isotopique ($\pi^+ = \pi^-$), la fonction d'onde du pion doit être symétrique, et donc $B_1 = 0$.

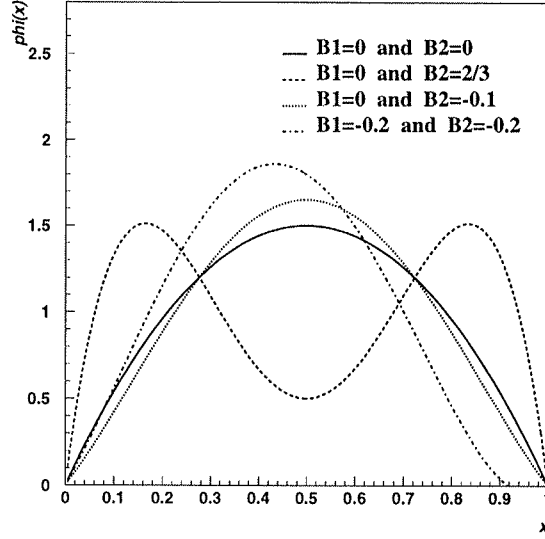


FIGURE 5. La distribution $\Psi(x)$

Cette figure représente quatre différentes hypothèses pour la fonction d'onde d'un méson (voir équation (1.22)). La première $B_1 = 0$ et $B_2 = 0$ est l'hypothèse qui mène à la section efficace de Brodsky-Lepage. La deuxième $B_1 = 0$ et $B_2 = \frac{2}{3}$ est l'hypothèse de Chernyak-Zhitnitsky. Les deux dernières représentent l'hypothèse d'un bon pion et d'un bon kaon tel que le définit Gerhard Schuler.

Le calcul de la section efficace permet d'obtenir [25]:

(1.23)

$$\frac{d\sigma[\gamma\gamma \rightarrow M^+M^-]}{d\cos\theta^*} = \frac{8\pi\alpha_{em}^2}{W^6} \beta \left| W^2 F_M(W^2) \right|^2 \cdot \left\{ \frac{1}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta^*)^2} - \frac{4}{9(1 - \beta^2 \cos^2 \theta^*)} g(\beta \cos \theta^*) - \frac{8}{81} g(\beta \cos \theta^*)^2 \right\}$$

avec $\beta^2 = 1 - \frac{4m_M^2}{W^2}$ et g défini comme :

(1.24)

$$g(z) = \frac{\int_0^1 dx \int_0^1 dy r(x, y) \frac{\Psi(x)}{x(1-x)} \frac{\Psi(y)}{y(1-y)}}{\int_0^1 dx \int_0^1 dy \frac{\Psi(x)}{x(1-x)} \frac{\Psi(y)}{y(1-y)}}$$

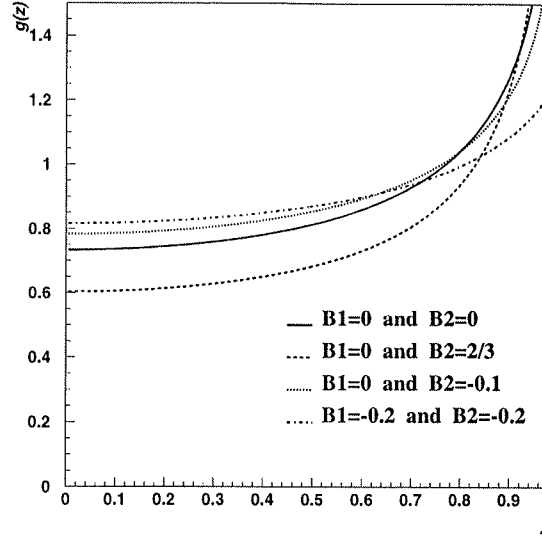
où

$$(1.25) \quad r(x, y) = \frac{a[x(1-x) + y(1-y)]}{a^2 - b^2 z^2}$$

$$a = (1-x)(1-y) + xy$$

$$b = (1-x)(1-y) - xy$$

La figure 6 représente la dépendance en $z = \beta \cos \theta^*$ pour les quatre hypothèses.

FIGURE 6. La fonction $g(z)$

Sur cette figure, on peut voir la fonction $g(z)$ pour les quatre hypothèses sur la fonction d'onde du méson. Comme on ne peut pas calculer la fonction $g(z)$ analytiquement, je l'ai calculée par des intégrales numériques.

Ce que l'on appelle la section efficace de Brodsky-Lepage est une version simplifiée de l'équation (1.23) :

$$(1.26) \quad \frac{d\sigma[\gamma\gamma \rightarrow M^+M^-]}{d\cos\theta^*} = \frac{8\pi\alpha_{em}^2}{W^6} \frac{|W^2 F_M(W^2)|^2}{(1 - \beta^2 \cos^2\theta^*)^2}$$

On peut voir que le rapport entre la section efficace de production de leptons et la section efficace de Brodsky-Lepage donne :

$$(1.27) \quad \frac{\frac{d\sigma[\gamma\gamma \rightarrow M^+M^-]}{d\cos\theta^*}}{\frac{d\sigma[\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-]}{d\cos\theta^*}} = \frac{4|F_M(W^2)|^2}{1 - \beta^4 \cos^4\theta^*}$$

En intégrant l'équation (1.26), on obtient :

$$(1.28) \quad \sigma(W) \Big|_{-\cos\theta_0^*}^{\cos\theta_0^*} = \frac{8\pi\alpha_{em}^2 |W^2 F_M(W^2)|^2}{W^6 \beta (1 - \beta^2 \cos^2\theta_0^*)} \left[\beta \cos\theta_0^* + \operatorname{atanh}\beta \cos\theta_0^* - \beta^2 \cos^2\theta_0^* \operatorname{atanh}\beta \cos\theta_0^* \right]$$

On s'aperçoit que les termes $|W^2 F_M(W^2)|^2$ sont regroupés. Ceci est dû au fait que $F_M(W^2)$ a une dépendance en W^{-2} pour grand W . Dès lors $|W^2 F_M(W^2)|^2$ doit tendre vers une constante. C'est en effet ce que l'on observe en regardant la figure 8. Dans ces expériences, on collisionne des électrons avec des protons : $ep \rightarrow en\pi$. La variable entrant en jeu dans le facteur de forme est donc Q^2 et non pas W^2 . Mais ceci ne change rien et le facteur de forme du pion doit

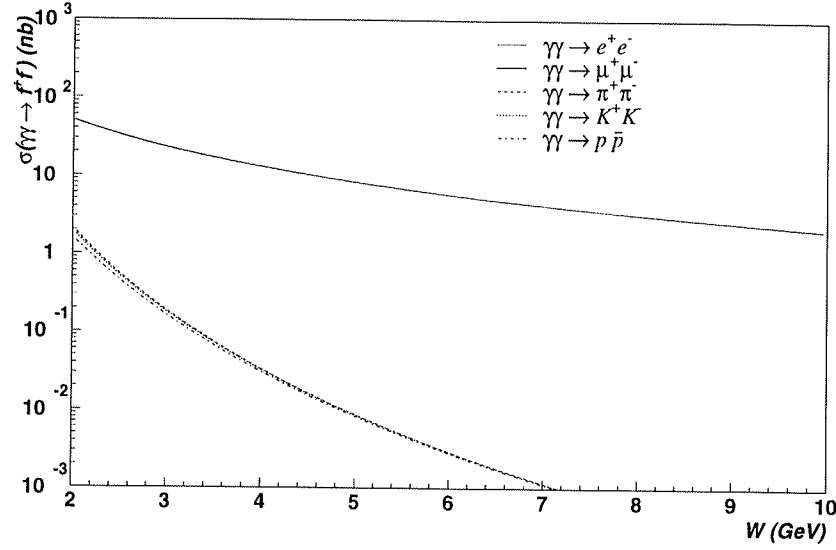


FIGURE 7. Sections efficaces de production de leptons et de mésons

Sur ce graphique on peut voir la dépendance en W des sections efficaces des leptons et des mésons. On observe que le rapport nombre de leptons sur nombre de mésons augmente avec W .

être le même pour notre expérience. En définitive, on observe que :

$$(1.29) \quad \lim_{W^2 \gg 0} F_M(W^2) = \frac{0.4 \text{ GeV}^2}{W^2}$$

Dans l'approximation de Schuler, le facteur de forme peut être calculé en prenant :

$$(1.30) \quad W^2 F_{M^+}(W^2) = 8\pi\alpha_s f_M^2 \left[(1 - B_1 + B_2)^2 + \frac{4}{3} B_1 (1 + B_2) \right]$$

1.4. Extension à la production d'une paire $p\bar{p}$. Des prédictions fondamentales de la QCD prévoient pour l'amplitude T_H [25][15]:

$$(1.31) \quad T_H(W) \sim \frac{1}{W^{n-4}}$$

avec n le nombre de constituants prenant part à l'interaction. Pour le cas $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$, nous avons à faire à 2 photons et 6 quarks, donc :

$$(1.32) \quad \mathcal{M}[\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}] \sim \frac{1}{W^4} f(\cos\theta^*)$$

avec $f(\cos\theta^*)$ la dépendance angulaire du processus.

Dans leur article[9], la collaboration CLEO mesure :

$$(1.33) \quad \frac{d\sigma[\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}]}{d\cos\theta^*} = \frac{1.5 \cdot 10^5 \text{ nb GeV}^{12}}{W^{12}} \sqrt{1 - \frac{4m_p^2}{W^2}}$$

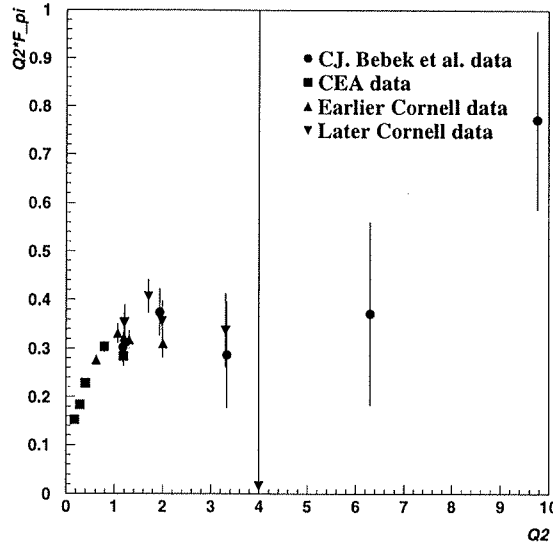


FIGURE 8. Mesure du facteur de forme du pion en fonction de Q^2

Comme $F_M(Q^2)$ a une dépendance en $1/Q^2$, $Q^2 F_M(Q^2)$ devrait être indépendant de Q^2 . On observe en effet qu'à grand Q^2 , $Q^2 F_M(Q^2)$ tend vers une constante. Les auteurs du dernier point estiment que l'on ne doit pas y croire. Donc en faisant abstraction du dernier point, $Q^2 F_M(Q^2)$ semble tendre vers 0.4 GeV. Il est important de noter qu'ici $Q^2 = W^2$. En effet, la notation dépend de l'expérience, et ici nous avons des expériences de diffusions $e p \rightarrow e n \pi$. Mais le facteur de forme du pion doit être le même pour notre expérience. [5]

1.5. Résonances. Les sections efficaces de production de leptons et de mésons décrites précédemment sont des processus continus. Leur section efficace varie avec W et $\cos \theta^*$, mais de façon continue et homogène. Il arrive que le système composé des deux photons entre en résonance avec une particule qui a les mêmes nombres quantiques et à peu près la même masse. Ce processus est appelé résonance et correspond à une particule *réelle*.

Étant un calcul quantique, le calcul de la section efficace est une fonction de la norme carrée de la somme des processus possibles. Or les résonances amènent une nouvelle possibilité dans le calcul de la section efficace. Comme nous parlons d'un processus quantique, cette contribution crée une interférence qui peut être constructive ou destructive.

L'étude des résonances est le seul moyen d'étudier ces particules. En effet, elles ont un temps de vie tellement petit, qu'elles se désintègrent quasiment instantanément. Nous ne pouvons donc pas les étudier directement.

Bien que ce diplôme ne soit pas consacré à l'étude de résonances, leur présence (ou absence) dans le spectre en masse est une preuve de l'efficacité (ou de l'inefficacité) de l'identification.

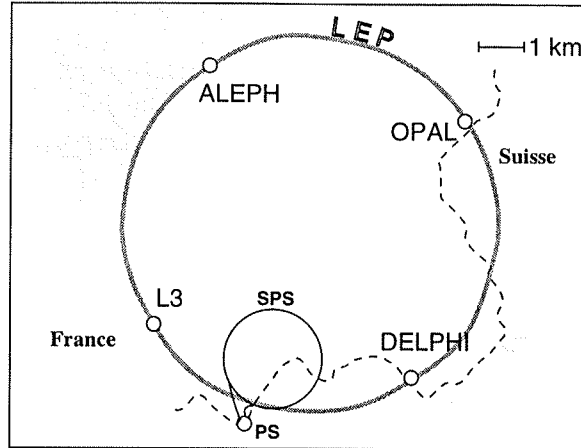


FIGURE 9. Situation du LEP

La section efficace d'une résonance $\gamma\gamma \rightarrow R$, de masse m_R et de spin $J \neq 1$, est donnée par [22]:

$$(1.34) \quad \sigma[\gamma\gamma \rightarrow R](W) = \frac{4\Gamma_{\gamma\gamma}(2J+1)}{\pi^2\alpha_{em}^2 m_R^2} \frac{\Gamma_{tot}}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_{tot}^2}$$

avec Γ_{tot} la largeur totale de la résonance et $\Gamma_{\gamma\gamma}$ la largeur partielle en deux photons.

Pour obtenir la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$, on utilise l'équation (1.6). En général, comme on utilise une évaluation numérique de la fonction de luminosité, la section efficace est donnée par les Monte-Carlo.

Pour que le système résonne avec une particule, il faut que cette particule satisfasse à certaines conditions. Dans les processus QCD, les nombres quantiques J^{PC} sont conservés. Un photon a $J^{PC} = 1^{--}$. Donc le système $\gamma\gamma$ peut avoir un J^{PC} qui vaut: 0^{-+} , 2^{++} .

Lorsque l'on consulte le PDG, on constate que le nonet 2^{++} est formé par: $a_2(1320)$, $K_2^*(1430)$, $f_2'(1525)$, $f_2(1270)$.

2. L'EXPÉRIENCE L3

Le LEP est un collisionneur d'électrons et de positrons. Sur un cercle de 27 km de circonférence, des paquets d'électrons rencontrent des paquets de positrons aux emplacements des quatre expériences du LEP: ALEPH, DELPHI, OPAL et L3. L'université de Genève travaille activement à l'expérience L3. Ce diplôme se base uniquement sur les données de L3.

2.1. Les détecteurs. L'expérience L3 est composée de plusieurs détecteurs emboîtés les uns autour des autres. L'ensemble forme un cylindre couché de

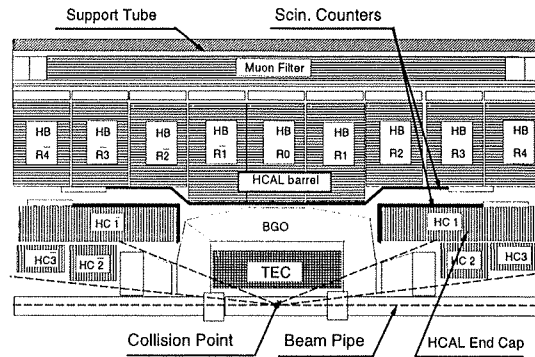


FIGURE 10. Schéma d'une partie de l'expérience L3

Ce schéma représente les détecteurs de l'expérience L3 selon un plan r-Z. Cela signifie que l'on peut obtenir l'ensemble de L3 en faisant pivoter ce schéma selon l'axe du beam pipe. On peut voir sur ce schéma la TEC, le BGO, les modules HCAL et les scintillateurs. Autour de ces détecteurs se trouvent encore les chambres à muons et l'aimant.

14 mètres de long et de 16 mètres de haut. Pour comprendre les différentes parties de l'expérience, je vais décrire les détecteurs depuis le point d'interaction des deux faisceaux, qui se trouve au centre du détecteur L3, aux parties les plus externes. Il est important de noter que tous les détecteurs sont plongés dans un champ magnétique produit par un ÉNORME aimant. Le champ magnétique, parallèle au faisceau, fait tourner les particules dans le plan transverse et cela nous permet de connaître leur quantité de mouvement.

Les électrons circulent dans un tube à vide de 5 cm de large, mais les dimensions du faisceau ne sont que $100\text{ }\mu\text{m}$ en X et $10\text{ }\mu\text{m}$ en Y. Les électrons voyagent par paquet. Juste avant d'entrer dans le détecteur L3, les électrons sont concentrés grâce à un *entonnoir* électromagnétique. On arrive alors à une concentration de l'ordre de 10^{31} électrons par cm^2 par seconde !

Le premier détecteur ne peut se trouver qu'à 5 cm du point d'interaction. Il s'agit du détecteur de microvertex en silicium (SMD). Il est capable de mesurer le passage d'une particule à $5\text{ }\mu\text{m}$ près dans le plan transverse. La distance d'approche minimum (DCA) d'une trace est la distance minimum qui relie cette trace au point central du détecteur (voir figure 11). La connaissance du DCA nous permet de rejeter des événements qui ne proviennent pas du point d'interaction. Par exemple quand une particule a touché la paroi du tube, qui se trouve à 5 cm, et a donné lieu à des gerbes hadroniques. Sur la figure 12, Saverio Braccini a reporté l'origine des traces pour un large échantillon de données. On observe au centre les événements provenant du

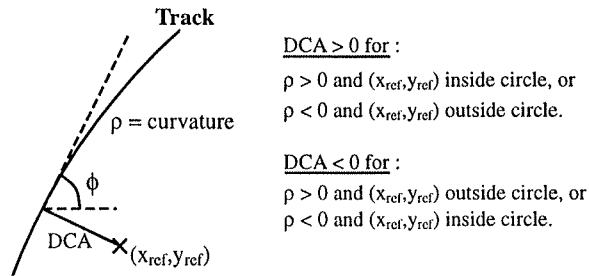


FIGURE 11. Définition du DCA

Le X représente le point d'interaction de l'électron et du positron. Lorsque nous observons une trace, nous aimerions connaître son point d'origine. Malheureusement, nous ne pouvons pas mettre de détecteur dans le tube à vide. Nous devons donc extrapoler la trajectoire de la trace dans le tube. Cette extrapolation est très précise, mais nous ne connaissons pas le point d'origine sur cette trajectoire. Par contre nous pouvons définir la distance d'approche la plus courte. Il s'agit du point de la trajectoire qui est le plus proche du point d'interaction.

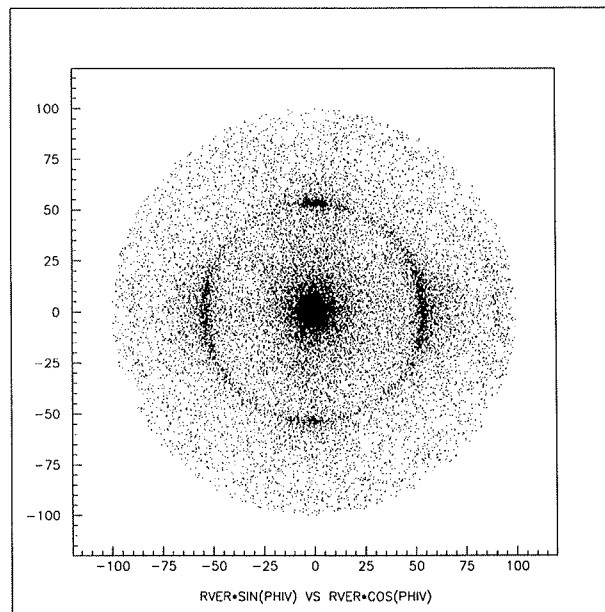


FIGURE 12. Histogramme en 2 dimension du DCA

Cet histogramme m'a été donné par Saverio Braccini. Il représente le point d'intersection entre chaque couple de traces (vertex). On peut clairement distinguer les événements provenant du point d'interaction e^+e^- et ceux provenant de l'interaction du faisceau avec le tube à vide à 50 mm du centre (beam-wall).

point d'interaction. On peut aussi voir le tube à vide qui se trouve à 5 cm du point d'interaction.

De 6 cm à 45 cm se trouve la chambre à expansion temporelle (TEC). Cette chambre à dérive permet de mesurer jusqu'à 62 points sur le passage des

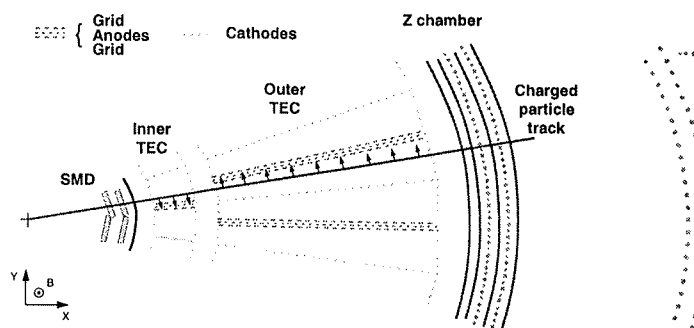


FIGURE 13. Schéma représentant la TEC

Ce schéma représente la TEC sur le plan transverse au faisceau d'électrons. La croix + représente le point d'interaction. Le trait partant de ce point représente le passage d'une particule chargée. Son passage va ioniser le gaz de la TEC, et ces charges vont dériver vers les anodes. On peut voir que les modules intérieurs sont légèrement décalés par rapport aux modules extérieurs. Ceci permet de lever l'ambiguïté droite-gauche lors de la reconstruction.

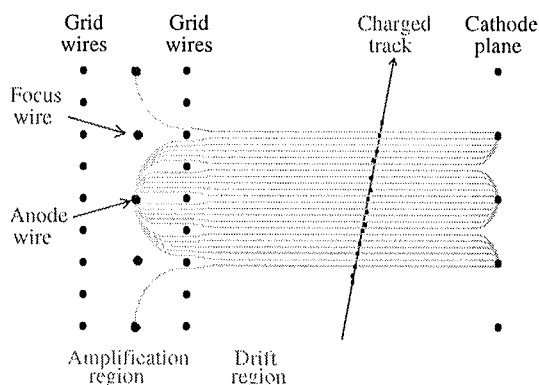


FIGURE 14. Schéma de la dérive des charges dans la TEC

Ce schéma représente un agrandissement de la figure 13. On peut voir que les lignes de champ électromagnétiques qui vont faire dériver les charges, ainsi que les grilles qui permettent d'avoir des lignes de champ bien parallèles.

particules chargées. La figure 14 montre le principe de la dérive des charges. Lorsqu'une particule chargée traverse la TEC, elle ionise le gaz qui est composé à 80% de CO_2 et à 20% de C_4H_{10} . Un champ électromagnétique va guider ces charges vers les fils d'anode. Les charges se déplacent à une vitesse de $6 \mu\text{m}/\text{ns}$. Lorsque les charges approchent l'anode, elles sont amplifiées. Comme on connaît le temps qu'ont mis ces charges pour arriver aux anodes, on peut connaître les coordonnées tridimensionnelles de la trace.

Shower Shapes in the BGO

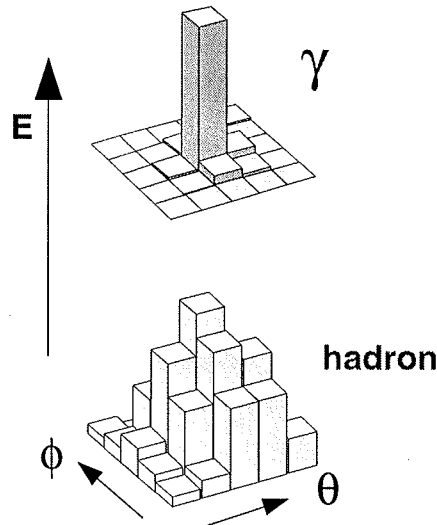


FIGURE 15. Différence de réponses du BGO pour un photon et un hadron

Ces deux histogrammes représentent la réponse du BGO à un photon et à un hadron. Chaque boîte représente la hauteur d'impulsion enregistrée sur un cristal. Plus cette boîte est grande, plus la particule y a déposé de l'énergie. On observe que le photon a déposé presque toute son énergie dans le cristal central, alors que l'énergie déposée par le hadron s'étend sur plusieurs cristaux.

La figure 13 représente un secteur intérieur et deux secteurs externes dans le plan transverse de la TEC. On peut voir les 8 fils de la TEC-intérieur, les 54 fils de la TEC-extérieur. Dans les 8 premiers fils, 2 sont consacrés à une mesure de la coordonnée Z , on les appelle les fils intérieurs- Z . Dans les 54 fils suivants, il y en a 9 qui y sont consacrés, et on les appelle les fils extérieurs- Z .

Ainsi, nous pouvons reconstruire les trajectoires correspondant aux traces. Comme ces particules sont plongées dans un champ magnétique, elles ont une trajectoire courbée. En mesurant leur rayon de courbure, nous obtenons leur quantité de mouvement.

De plus, ce détecteur permet de mesurer la charge déposée par les particules sur leur passage. Ainsi, nous connaissons leur perte d'énergie par unité de longueur ($\frac{dE}{dx}$), quantité primordiale pour l'identification de particules.

Le calorimètre électromagnétique formé par des cristaux d'oxyde au germanium de bismuth (BGO) se trouve à 45 cm du point d'interaction. Lorsqu'une particule chargée ou un photon entre dans le BGO, son champ électromagnétique va produire une gerbe d'électrons et de photons. Cette gerbe est une suite de photons émis par Bremsstrahlung et de production de paires e^+e^- .

Energy Measurement

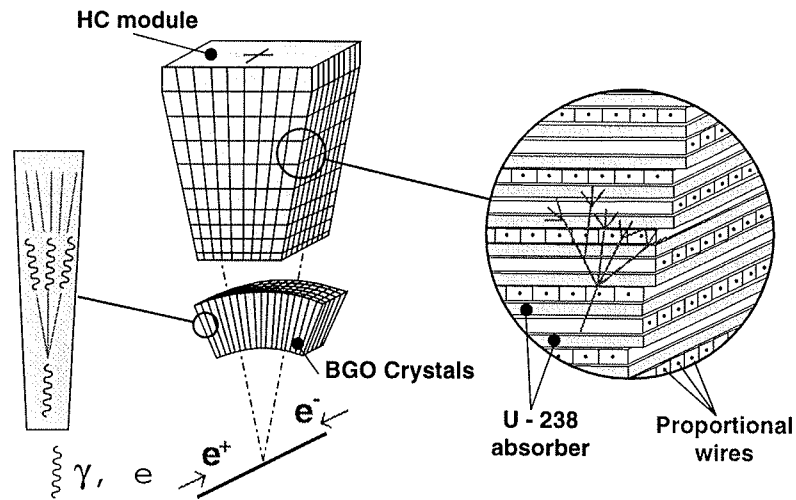


FIGURE 16. Principe d'un calorimètre

Un calorimètre permet de mesurer l'énergie d'une particule. Il y a deux types de calorimètre : les calorimètres électromagnétiques (BGO dans L3) et les calorimètres hadroniques (HCAL). L'énergie dans le BGO se trouve sous la forme d'une gerbe électromagnétique de photons et d'électrons. On peut voir qu'il n'y a qu'une seule couche de cristaux dans le BGO. Chaque module HCAL ressemble à un mille-feuilles composé de couches d'uranium et de chambres à fils proportionnelles. L'énergie dans le HCAL se trouve sous la forme de gerbes hadroniques.

La forme de cette gerbe dépend du type de la particule qui entre dans le BGO. Pour des leptons, la gerbe sera étroite, pour des hadrons, elle sera plus large. La figure 15 montre la différence entre un photon et un hadron.

Pour des électrons et des photons à haute énergie on définit la longueur de radiation L_R , qui vaut pour le BGO 1.12 cm. Ainsi un électron perd la moitié de son énergie tous les 0.78 cm ($L_R \ln 2$). Pour les particules de haute énergie, seuls les électrons et les γ sont arrêtés dans le BGO. Ceci nécessite de mettre d'autres détecteurs autour du BGO pour étudier les hadrons et les muons.

Juste après le BGO, se trouvent des scintillateurs qui permettent de connaître le temps de passage des particules chargées. Le principe est le suivant. Dès le passage du faisceau, nous mettons en route un chronomètre. Lorsqu'une particule chargée passe dans un scintillateur, elle va produire de la lumière. Cette lumière va se propager, à une vitesse connue, des deux côtés du scintillateur. Aux deux extrémités du scintillateur on enregistre le temps qu'indique le chronomètre et l'intensité de la lumière. En connaissant ces deux temps, on peut calculer le point par où est passé la particule et le temps qu'elle a mis pour arriver aux scintillateurs.

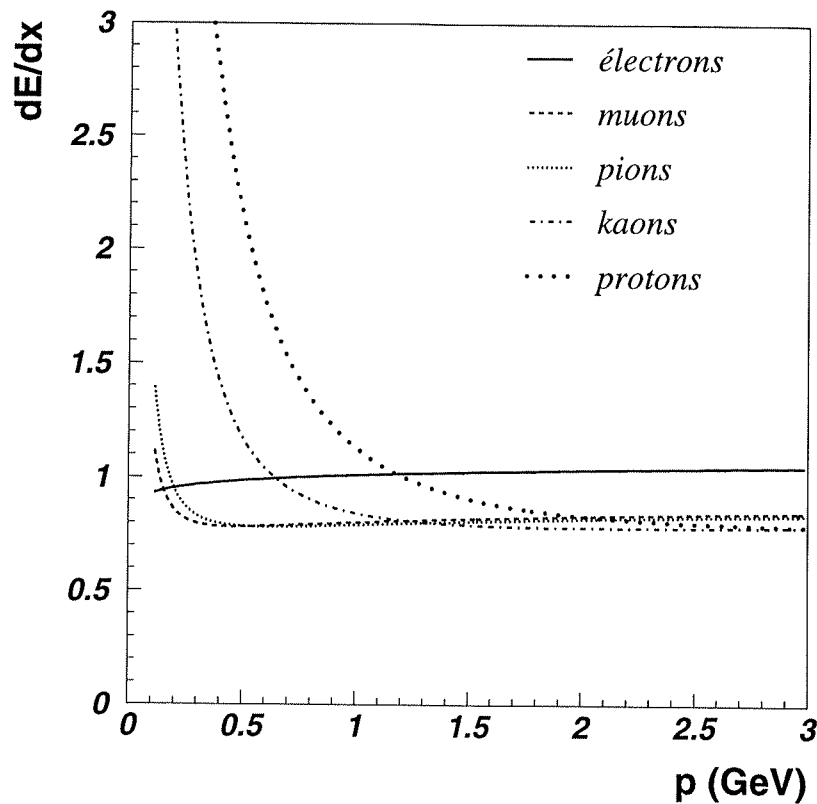


FIGURE 17. Dépendance du $\frac{dE}{dx}$ en fonction de p

Sur cette figure se trouve la dépendance en p du $\frac{dE}{dx}$ pour les cinq particules. On peut voir qu'à basse quantité de mouvement, le $\frac{dE}{dx}$ permet d'identifier les particules. On observe aussi que le $\frac{dE}{dx}$ seul ne permet pas de différencier le pions des muons.

Entre 85 cm et 180 cm, se trouve le calorimètre hadronique (HCAL). Le principe est de provoquer des collisions entre la particule et les noyaux d'uranium du détecteur. Ces collisions provoquent des gerbes hadroniques. Contrairement au BGO, composé d'une couche de cristaux, le HCAL est composé de 9 anneaux de 16 modules (voir figure 16). Chaque module ressemble à un mille-feuilles composé de plaques d'uranium et de chambres à fils proportionnels.

Après le HCAL, il ne peut guère y avoir que des muons, toutes les autres particules ayant été arrêtées. Il reste aussi les neutrinos, mais ils ne sont pas détectables.

Autour du HCAL se trouvent les chambres à muons. Ces chambres sont composées de trois cylindres octogonaux emboîtés. Elles ne détectent que des particules chargées (comme la TEC), mais heureusement toutes les autres particules chargées ne sont plus là.

2.2. Calibration du $\frac{dE}{dx}$. La quantité la plus importante pour différencier des particules est la perte d'énergie par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$. Cette quantité est mesurée dans la TEC. Quand une particule traverse un milieu, elle perd une quantité d'énergie bien définie, qui ne dépend que de sa vitesse et de sa charge. Cette quantité, pour une charge $z = 1$, est approximée par la formule de Bethe-Bloch[16] (voir figure 17) :

$$(2.1) \quad \frac{dE}{dx} = \frac{c_1}{\beta^2} \left[c_2 + \log \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

avec

$$\frac{\delta}{2}(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } X < X_0 \\ X_b(X - X_a) + X_b(X_a - X_0) \left[\frac{X_1 - X}{X_1 - X_0} \right]^m & \text{si } X_0 < X < X_1 \\ X_b(X - X_a) & \text{si } X_1 < X \end{cases}$$

$$X = \log_{10} \beta \gamma = \log_{10} \frac{p}{m}$$

Ainsi, en connaissant la quantité de mouvement d'une particule et son $\frac{dE}{dx}$ on doit pouvoir retrouver l'identité de la particule. Or, ce n'est pas si facile. La résolution de la TEC est telle, qu'il est difficile de différencier des particules lorsque les fonctions de Bethe-Bloch se rejoignent. D'autant plus qu'à grande quantité de mouvement ($p > 1$ GeV), toutes les fonctions se rejoignent, parce que toutes les particules réagissent de la même manière. Néanmoins, pour $p < 1$ GeV, le $\frac{dE}{dx}$ est très efficace.

Pour pouvoir utiliser le $\frac{dE}{dx}$ des données, il est primordiale de posséder un bon simulateur d'événements et donc de bien comprendre le $\frac{dE}{dx}$. C'est pourquoi une grande importance a été donnée dans mon travail de diplôme à l'étude du $\frac{dE}{dx}$ et à l'amélioration des routines de simulation.

Quand une particule chargée passe au travers de la TEC, elle ionise le gaz. Les charges ainsi créées vont dériver vers les anodes de la TEC pour être lues. La chambre extérieure est divisée en 24 secteurs, dans chaque secteur se trouve 54 anodes. La partie intérieure est divisée en 12 secteurs de 8 fils. L'amplitude du signal est proportionnelle à la charge d'ionisation. Elle est enregistrée par un ADC. La distribution de charge suit la loi d'une pseudo-Landau.

$$(2.2) \quad \psi(y) = \exp\left(\frac{-1}{2}(y + \exp y)\right) \quad y = \frac{x - x_0}{\omega_0}$$

On peut regrouper ces 62 fils en quatre familles : 6 intérieurs, 2 intérieurs-Z, 45 extérieurs et 9 extérieurs-Z. A l'intérieur de chaque famille, la distribution de charge est la même (voir figure 18). Suivant la trajectoire de la trace, un nombre n de fils sont *touchés*. Pour construire la valeur moyenne du $\frac{dE}{dx}$, on utilise les 80 % plus petites valeurs des ADC. Le fait de rejeter 20% des

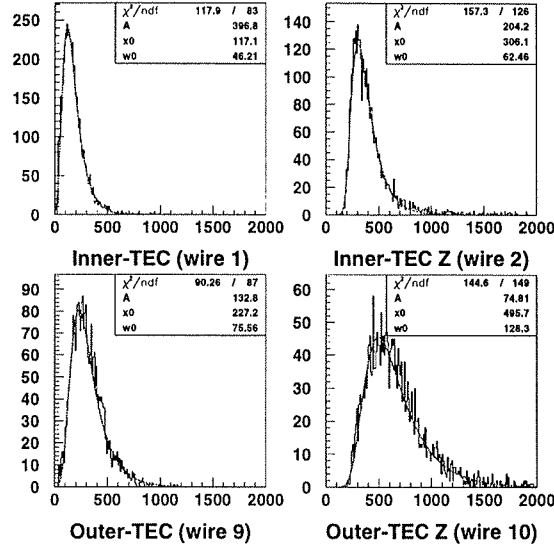


FIGURE 18. Distribution de charge pour les quatre types de fils

Ces histogrammes représentent les quatre distributions de charge pour les quatre familles de fils. On peut voir que la pseudo-loi de Landau correspond très bien aux données.

valeurs permet une optimisation de la valeur moyenne du $\frac{dE}{dx}$ [20]. La distribution de chaque fil est calibrée de telle sorte que sa moyenne vaut 1. Cette calibration est faite avec des muons et des électrons provenant du processus $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou e^+e^- . Le fait d'utiliser une distribution obtenue à partir de leptons ultra-relativistes et de l'appliquer aux hadrons n'est pas une excellente approximation. En effet, bien que la valeur moyenne de la distribution vaut toujours la valeur de Bethe et Bloch, grâce au théorème de la limite centrale, la largeur de la distribution peut varier si l'on prend des hadrons. Nous verrons par la suite ce qu'il en est.

La distribution de charge pour chaque fil m'a été donnée par le responsable de la calibration du $\frac{dE}{dx}$, Saverio Braccini (voir figure 18).

Le point délicat a été d'ajuster les paramètres de la fonction de Bethe et Bloch. Pour les connaître, j'ai sélectionné un ensemble de pions, de protons et d'électrons parmi les données prises pendant la période B de 1994.

Pour obtenir les électrons, j'ai sélectionné les événements qui ont un DCA plus petit que 10 mm et dont toute l'énergie est passée dans le BGO ($|1 - \frac{E_{BGO} \sin \theta}{p_t}| < 0.1$).

Pour les pions et les protons c'est un peu plus compliqué. Pour obtenir un nombre suffisant de protons, j'ai utilisé les événements *beam-wall*. Il s'agit d'un électron du faisceau qui en touchant la paroi du tube à vide crée une gerbe hadronique dans laquelle se trouve un nombre important de pions et

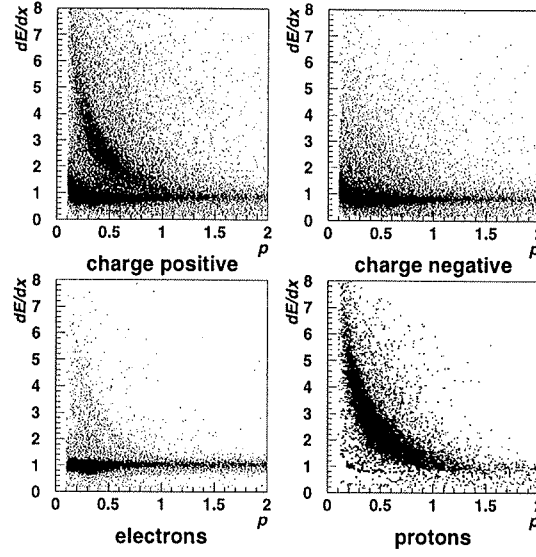


FIGURE 19. Quelques histogrammes qui ont servi à paramétrer la fonction de Bethe et Bloch

de protons. Mais ce qui est intéressant, c'est qu'il y a plus de particules positives que négatives, à cause de l'interaction avec les protons du noyau. C'est pourquoi en prenant la différence d'un histogramme de *beam-wall* positif et d'un autre négatif, on obtient une magnifique distribution $\frac{dE}{dx}$ pour les protons (voir figure 19). La distribution des pions est obtenue en prenant la différence entre un histogramme composé des événements positifs et négatifs, et l'histogramme des protons, que l'on vient juste d'obtenir. Les *beam-wall* ont été obtenus en prenant les traces qui ont un DCA entre 20 mm et 80 mm.

En ce qui concerne les pions, j'ai aussi retenu, dans les histogrammes positifs et négatifs, les événements 4π . En effet, dans les quatre traces, il y a une forte dominance de pions. La sélection des quatre traces a été obtenue en prenant 4 *bonnes* traces, où chaque DCA est plus petit que 10 mm.

Une *bonne* trace est défini par : $\frac{N_{hits}}{Span} > 0.8$, $N_{hits} > 12$ et $|\vec{p}_t| > 0.1$ GeV. Ce qui signifie que la trace a été reconstruite avec plus de 12 fils qui se suivent à *peu près* et une quantité de mouvement transverse suffisante.

Ainsi, nous obtenons trois histogrammes $\frac{dE}{dx}$ en fonction de p . J'ai découpé l'histogramme des électrons et celui des pions en 40 tranches, et l'histogramme des protons en 20 tranches (voir figure 20). Pour chaque tranche, j'ajuste une gaussienne pour avoir la valeur moyenne $\frac{dE}{dx}$. Je prend aussi la valeur moyenne en p et comme je connais l'identité de la particule, j'obtiens ainsi une valeur pour $\beta\gamma = \frac{p}{m}$. Avec les valeurs $\beta\gamma$ et les moyennes de toutes les

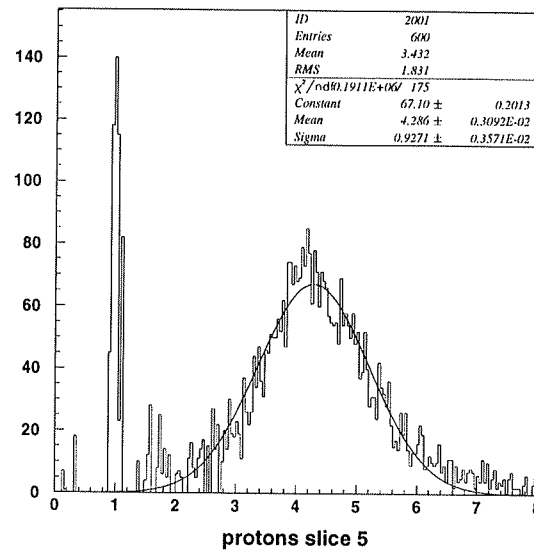


FIGURE 20. Exemple d'une tranche

Sur cette tranche d'histogramme on peut voir la distribution de charge pour un proton à une certaine énergie. Le pic à 1 correspond à un surplus d'événements positifs beam-pipe. Ce surplus est dû au fait que les noyaux du tube sont positifs, et qu'une partie de la charge de la gerbe hadronique provient du tube.

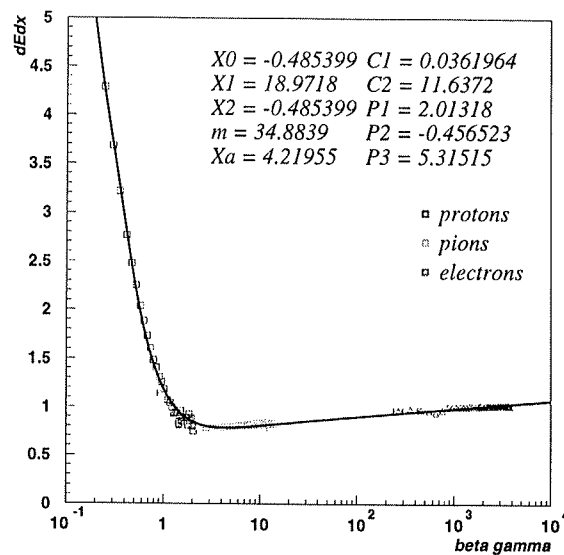


FIGURE 21. Le résultat du fit des paramètres de Bethe et Bloch

En ajustant les paramètres de la fonction de Bethe et Bloch aux points obtenus, on arrive à cette courbe. On peut voir que la fonction empirique correspond bien aux données.

gaussiennes, nous pouvons ajuster les paramètres de la formule de Bethe et Bloch. Sur la figure 21, nous pouvons voir ces points et le résultat de l'ajustement de la formule (2.1). Pour arriver à ajuster les données à petit $\beta\gamma$, j'ai remplacé la formule de Bethe et Bloch par un polynôme du troisième degré à partir d'un certain $\beta\gamma$. Ce polynôme n'a qu'un degré de liberté, car deux des paramètres sont fixés par la continuité de la fonction, ainsi que la continuité de sa première dérivée. Le passage de la fonction de Bethe et Bloch au polynôme se fait alors de manière douce et continue.

On peut observer que la formule de Bethe et Bloch décrit bien ce que l'on observe. La moins bonne qualité des points pour les protons à $\beta\gamma \cong 1$ et les pions à $\beta\gamma \cong 10$ vient du manque d'événements à ces vitesses.

Il est important d'ajuster les paramètres avec des données provenant de ces trois particules. En effet, nous pouvons observer que les protons sont sensibles à la descente de la fonction, les pions au creux et les électrons au plateau relativiste.

Maintenant que nous avons une valeur centrale correcte, nous allons nous occuper de la largeur de la distribution. Mais la largeur dépend de la pente de la fonction de Bethe et Bloch. Il est donc nécessaire d'avoir à ce point un Monte-Carlo. Le principe de la simulation du $\frac{dE}{dx}$ est le suivant. Un Monte-Carlo du détecteur nous donne un tableau qui nous permet de savoir quels fils ont été touchés. On tire au sort une valeur $\frac{dE}{dx}_i$ pour chaque fil touché en utilisant les quatre distributions de charge qui correspondent aux quatre familles de fils. On prend les 80% plus petites valeurs pour calculer la moyenne $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$. Cette moyenne est mise à l'échelle de la valeur théorique du $\frac{dE}{dx}$. Pour avoir une plus grande liberté dans l'ajustement de la distribution de charge, j'ai inséré un facteur d'échelle ϵ , qui permet d'augmenter ou de diminuer la largeur de la distribution. Ainsi,

$$(2.3) \quad \frac{dE}{dx}_{obs} = \left(1 + \epsilon \left(\langle \frac{dE}{dx} \rangle - 1\right)\right) \frac{dE}{dx}_{BB}$$

avec $\frac{dE}{dx}_{obs}$ la valeur simulée, $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ la valeur moyenne des distributions de charge, ϵ le facteur d'échelle du changement de la largeur de la distribution et $\frac{dE}{dx}_{BB}$ la valeur de Bethe et Bloch.

Comme nous possédons un Monte-Carlo, nous pouvons étudier quelle est la dépendance relative de la largeur de la distribution par rapport au nombre de *hits* (voir figure 22). La largeur relative est la largeur de la distribution divisée par la valeur de Bethe et Bloch pour $\epsilon = 1$. Cette fonction aurait pu être calculée à partir des distributions de charges, mais cela est très difficile : il faut convoluer un nombre n de distributions de Landau coupées à 80%. Sur

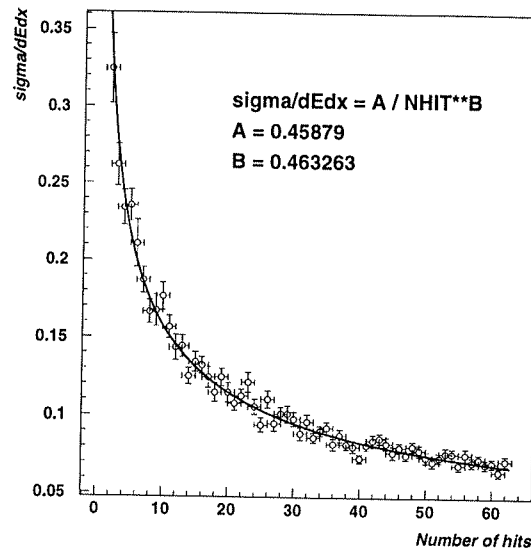


FIGURE 22. Largeur relative de la distribution par rapport au nombre de *hits*

Sur cette figure on peut voir la variation de la largeur relative par rapport au nombre de fils touchés. La largeur relative est la largeur de la distribution par rapport à la valeur moyenne. On observe presque une dépendance en $1/\sqrt{N}$, ce qui serait compatible avec une distribution binomial. On peut voir qu'il est important de tenir compte du nombre de hits dans la distribution, spécialement lorsque que l'on a à faire à moins de 30 fils touchés.

cette figure, on observe que la largeur relative de la distribution suit une loi en $\frac{A}{N_{hits}^B}$. Il est intéressant de voir que B vaut presque 0.5, cela signifie que cette statistique est presque binomiale.

Dès lors, il devient possible d'avoir une routine qui calcule la probabilité d'être une particule en ne connaissant que le nombre de *hits*.

Les statistiques nous disent que si l'on multiplie une distribution par un facteur, l'écart-type de la distribution est aussi multiplié par ce facteur. On s'attendrait donc à voir que l'écart-type divisé par la moyenne soit constant. Or, on observe que ce n'est pas le cas, voir figure 23. C'est pourquoi, nous introduisons un facteur de correction $\epsilon \neq 1$ pour la largeur de la distribution. J'ai mesuré ce facteur pour les protons et les pions, et il vaut 1.6 pour les deux. Nous allons estimer qu'il vaut aussi 1.6 pour les kaons. ϵ vaut 1.0 pour les électrons et les muons, car nous les avons pris comme référence.

En guise de test, j'ai calculé la probabilité d'être un pion pour les événements à quatre traces. Cette probabilité se trouve sur la figure 24. On observe que la probabilité est plate, comme on l'espérait. Le pic à 0 vient du fait que dans l'événement à quatre traces, il n'y a pas que des pions.

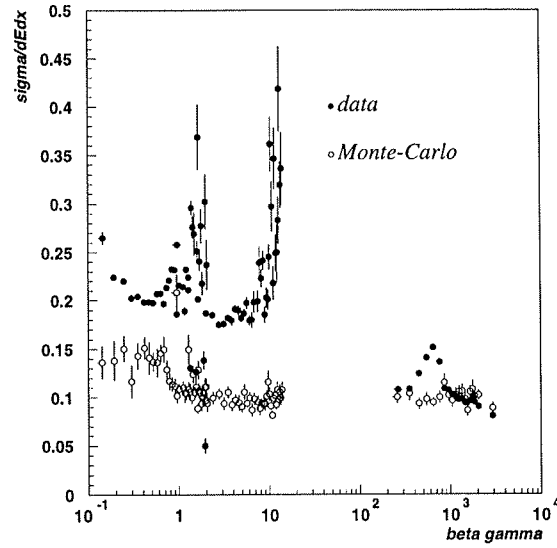


FIGURE 23. Largeur relative de la distribution $\frac{dE}{dx}$ en fonction de $\beta\gamma$

Sur cette figure on peut voir la dépendance en $\beta\gamma$ de la largeur relative de la distribution $\frac{dE}{dx}$ pour un nombre de hits > 58 pour les données et les Monte-Carlo qui tiennent compte du nombre de hits et des distributions de charge pour chaque fil. On peut voir que les données sont assez chaotique, ce qui est dû à un manque de statistique à grand p . C'est pourquoi nous n'allons seulement tenir compte de la valeur moyenne de chaque type de particule. En faisant cela, on mesure 1.6 pour le facteur d'échelle ϵ des hadrons et 1 pour les leptons.

2.3. Autres mesures employées dans l'analyse. Comme nous allons utiliser d'autres grandeurs pour différencier les particules, voici une courte description de chacune d'elles.

Le BGO va nous donner plusieurs paramètres. Lorsqu'une particule chargée traverse le BGO, elle va créer une gerbe d'électrons et de photons. La largeur de cette gerbe est intéressante, car elle varie suivant qu'il s'agisse d'un lepton ou d'un hadron. On distingue alors trois grandeurs : **l'énergie dans le cristal avec le signal le plus énergétique, l'énergie dans les 9 cristaux autour et le nombre de cristaux touchés.** Ces trois paramètres vont nous permettre de connaître l'allure de la gerbe. En plus de ces variables, je calcule aussi **le nombre de cristaux touchés dans un cône de 20° et l'énergie déposée dans un cône de 20° .** Je considère tous les cristaux touchés, même s'ils ne sont pas associés à une trace.

Les scintillateurs vont nous donner **le temps de vol relatif.** Il s'agit d'une mesure corrigée qui représente le temps qu'à mis la particule entre le point d'interaction et les scintillateur par rapport à la vitesse de la lumière. Je vais aussi prendre **l'énergie déposée dans les scintillateurs.**

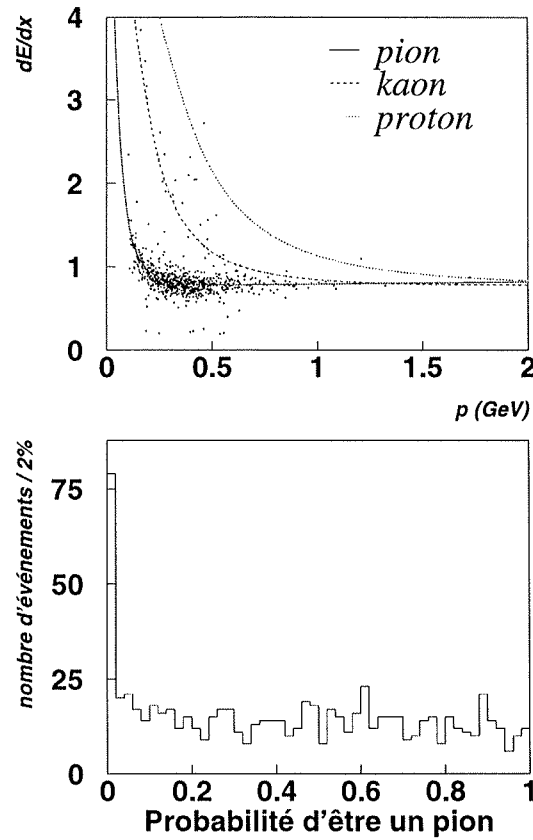


FIGURE 24. Exemple de l'utilisation du $\frac{dE}{dx}$: les événements 4 traces

Pour obtenir ces graphiques, j'ai sélectionné tous les événements 4 traces de 1994b. On peut voir sur la figure du haut le $\frac{dE}{dx}$ en fonction de p . On observe qu'il y a une forte dominance de pions, mais qu'il y a aussi quelques kaons et protons. Cela se retrouve sur la figure du bas, où l'on observe une probabilité plate due aux pions, et un pic à 0 qui provient des autres particules.

Le HCAL nous donne le **nombre de hits**, l'**énergie associée à la trace** et la **longueur par span**. Cette dernière mesure permet de savoir si les hits se suivent ou non. J'ai aussi calculé le **nombre de hits dans un cône de 20°** et l'**énergie HCAL dans un cône de 20°**.

3. INTRODUCTION AUX RÉSEAUX DE NEURONES

Comme leur correspondant biologique, les réseaux de neurones artificiels sont composés de neurones reliés entre eux. Chaque neurone reçoit un nombre de signaux d'entrée. Suivant la somme de ses entrées, il va répondre ou non, c'est-à-dire qu'il va émettre ou non un signal.

Nous allons nous concentrer sur les réseaux appelés *feed forward networks*. Il s'agit de réseaux composés de couches. Chaque couche peut émettre des signaux vers l'avant, mais pas vers l'arrière. En premier, nous avons une couche

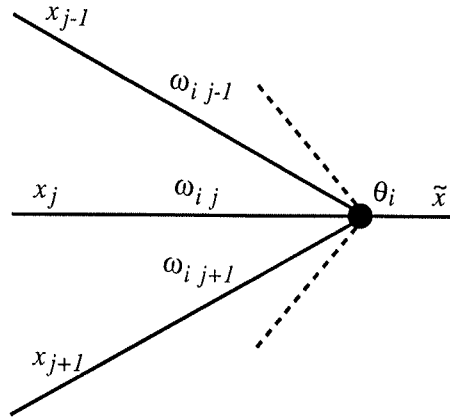


FIGURE 25. Représentation schématique d'un neurone artificiel

Le neurone i reçoit des signaux x_j d'autres neurones, chaque signal est pondéré par un poids $w_{i,j}$. Le neurone envoie alors un signal $\tilde{x}_i$ qui dépend de la valeur de cette somme et du piédestal θ_i .

d'entrée, composée d'autant de neurones que de variables d'entrée. Ensuite, nous avons un certain nombre de couches intermédiaires. Finalement, nous avons la dernière couche qui correspond aux variables de sortie. La géométrie d'un réseau composé de k couches peut être décrit par : $n_1 : n_2 : n_3 : \dots : n_k$, avec n_j le nombre de neurones dans la couche j . Par exemple, pour ce travail, j'ai utilisé des réseaux $20 : 10 : 10 : 1$, c'est-à-dire 20 variables d'entrée, 1 variable de sortie et deux couches intermédiaires de 10 neurones.

Nous allons utiliser un programme qui s'appelle JetNet[18]. Il s'agit d'un ensemble de routines qui permettent une large utilisation des réseaux *feed forward*.

L'utilisation d'un réseau de neurones se passe en deux phases : l'apprentissage et l'utilisation. Grâce à JetNet, l'apprentissage est très aisé. Il suffit de présenter chaque événement sous la forme d'un vecteur. Chaque composante du vecteur correspond à une caractéristique de l'événement. On lui donne aussi la solution. Après un certain nombre de présentations, JetNet modifie de lui-même les paramètres du réseau de façon à diminuer ses erreurs. Durant un cycle d'apprentissage, on lui présente tous les événements disponibles. Au bout d'un certain nombre de cycles, le réseau atteint une position optimale.

Lorsque l'apprentissage est terminé, nous pouvons utiliser ce réseau pour analyser les données.

3.1. Description d'un neurone. Chaque neurone d'une couche est connecté avec tous les neurones de la couche précédente. Son signal est transmis à tous

les neurones de la couche suivante. A chaque liaison entre neurones correspond un poids w_{ij} . Ces poids, qui peuvent être positifs ou négatifs, servent à pondérer les signaux lors de la somme faite par chaque neurone. Un neurone i , tel qu'il est défini sur la figure 25, émet un signal :

$$(3.1) \quad \tilde{x}_i = g\left(\sum_j w_{ij}x_j + \theta_i\right)$$

avec la fonction d'activation :

$$(3.2) \quad \begin{aligned} g(x) &= \frac{1}{1 + \exp(-2x)} \\ &= \frac{1 + \tanh x}{2} \end{aligned}$$

La fonction d'activation vaut 0 lorsque la somme des signaux est largement en dessous de zéro, elle vaut 1 lorsque cette somme est largement au dessus de zéro et elle vaut un nombre entre 0 et 1 de façon tangente hyperbolique lorsque cette somme est proche de zéro.

3.2. La fonction d'erreur. L'erreur du réseau est la différence entre ce que l'on aimerait que le réseau réponde et sa réponse. Lors de l'apprentissage, on lui présente des variables d'entrée (le signal) et ce que l'on attend de lui (le but). Par exemple lorsqu'on lui demande de différencier un pion d'un kaon, on lui demande de répondre 1 si on lui présente un pion, 0 si on lui présente un kaon. L'erreur est sommée sur plusieurs événements : *le nombre d'échantillons par mise à jour*. On utilise aussi une autre grandeur pour évaluer ce nombre : *le nombre de mises à jour par cycle*. Par défaut dans JetNet, *le nombre d'échantillons par mise à jour* vaut 10. Il faut éviter à tout prix de prendre ce nombre ! En effet, 10 est une bonne valeur si l'on veut différencier des balles rouges et des balles bleues, mais en physique des hautes énergies, les particules sont caractérisées par des distributions. Il faut donc quelques milliers d'événements pour que les échantillons représentent correctement ces distributions. En théorie, il faudrait une *mise à jour par cycle*, mais nous sommes alors confrontés à un autre problème : le temps d'apprentissage. En effet, un petit *nombre de mises à jour par cycle* augmente la qualité de l'apprentissage, mais augmente d'autant le temps d'apprentissage. Comme au CERN, nous ne pouvons pas lancer un programme, de façon non-interactive, qui dure plus de 24 heures, la question a été vite réglée : cette limite dans le temps limite le nombre de cycles. Si au bout de 24 heures, le réseau n'a pas fini de minimiser la fonction d'erreur, c'est comme si nous avions une mauvaise qualité d'apprentissage. J'ai choisi comme compromis de prendre 10 *mises à*

jour par cycle. Cette valeur permet d'avoir une bonne qualité d'apprentissage et une certaine rapidité (10'000 cycles en moins de 24 heures).

3.3. Apprentissage. Créer un réseau de neurones n'est pas un problème, d'ailleurs voici les quelques lignes qui font marcher un réseau :

```
C...Remplit la première couche
      DO I=1, INEUR(0)
        O(0, I)=OIN(I)
      ENDDO
```

```
C...Boucle sur les couches
      DO IL=1, ILAY-1
        DO I2=1, INEUR(IL)
          O(IL, I2)=0.
          DO I1=1, INEUR(IL-1)
            O(IL, I2)=O(IL, I2)+W(IL, I1, I2)*O(IL-1, I1)
          ENDDO
          O(IL, I2)=O(IL, I2)+T(IL, I2)
          O(IL, I2)=1./(1.+EXP(-2.*O(IL, I2)))
        ENDDO
      ENDDO
```

```
C...Remplit le vecteur de sortie
      DO I=1, INEUR(ILAY-1)
        OUT(I)=O(ILAY-1, I)
      ENDDO
```

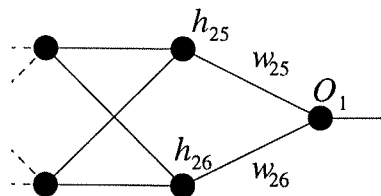
avec OIN les valeurs d'entrée, OUT les valeurs de sortie, $O(i, j)$ la valeur du neurone j dans la couche i , ILAY le nombre de couches, INEUR(I) le nombre de neurones dans la couche I , W les poids et T les piédestaux.

Non, le plus grand problème vient de l'apprentissage : comment modifier les poids pour obtenir une erreur minimale. Heureusement, l'apprentissage des réseaux *feed forward* est très simple d'un point de vue calculatoire grâce aux méthodes de propagation inverse (*back-propagation*). Une de ces méthodes est la méthode de Langevin, qui est basée sur l'équation suivante : [18]

$$(3.3) \quad \Delta \vec{w}_{t+1} = -\eta \frac{\partial E}{\partial \vec{w}} + \alpha \Delta \vec{w}_t + \vec{\sigma}$$

avec η le taux d'apprentissage, α un facteur correspondant à une quantité de mouvement, σ un bruit gaussien, $\vec{w}_t$ les poids avant la mise à jour et $\vec{w}_{t+1}$ les poids après la mise à jour.

Ainsi, la mise à jour est entièrement déterminée si l'on évalue le terme $\frac{\partial E}{\partial \vec{w}}$. Prenons un exemple, soit la partie de réseau suivante : [23]



lors du calcul de mise à jour, il faudra évaluer le terme :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial \omega_{26}} (o_1 - t_1)^2 &= 2(o_1 - t_1) \frac{\partial o_1}{\partial \omega_{26}} \\
 (3.4) \qquad \qquad \qquad &= 2(o_1 - t_1) \underbrace{\frac{\partial}{\partial \omega_{26}} g(h_{25}\omega_{25} + h_{26}\omega_{26})}_{h_{26}g'(h_{25}\omega_{25} + h_{26}\omega_{26})}
 \end{aligned}$$

avec o_i la réponse du réseau, t_i ce que l'on voudrait que le réseau réponde et h_i le signal du neurone i . Mais :

$$(3.5) \qquad \qquad \qquad g'(x) = 2g(x)(1 - g(x))$$

Ainsi, nous avons une méthode qui permet de changer les poids de façon à diminuer l'erreur. Cette méthode est appelée propagation inverse, car les Δw se calculent en partant de la dernière couche pour revenir vers la première. Néanmoins, il est très important que durant l'apprentissage nous contrôlions ce que fait le réseau, c'est pourquoi dans le paragraphe suivant je vais développer quelques moyens de contrôle.

3.4. Contrôle de l'apprentissage.

3.4.1. *Puissance de séparation.* Pour voir si le réseau apprend quelque chose ou non, il est intéressant de prendre en compte la *puissance de séparation*. C'est un nombre entre 0 et 1, qui représente la façon dont sont séparées deux distributions. Elle prend la valeur 1 quand les deux distributions sont totalement séparées.

On peut définir la séparation de deux distributions en considérant [1]:

$$(3.6) \qquad \qquad \qquad F(a, b) = \frac{\int (a(x) - b(x)) dx}{\int (a(x) + b(x)) dx}$$

On voit que $F(a, b) = 1$ quand les deux distributions sont totalement séparées, $F(a, b) = 0$ quand elles sont identiques et qu'entre deux $F(a, b) \in [0; 1]$.

3.4.2. *Saturation.* La saturation mesure l'éparpillement d'une distribution au bord (0 ou 1). On peut la considérer comme le moment d'inertie de la distribution. Elle est définie par [18]:

$$(3.7) \qquad \qquad \qquad s(a) = \int (1 - 2a(x))^2 dx$$

Dans JetNet, pour chaque nœud, la saturation est mesurée après chaque cycle, et JetNet nous donne la saturation moyenne de chaque couche.

3.4.3. *Le taux d'apprentissage (η)*. Le taux d'apprentissage nous donne une idée de la rapidité à laquelle le réseau apprend. Dans la méthode de Langevin, le paramètre est initialisé à 1 au début. A chaque mise à jour des poids, η est augmenté ou diminué de $1 - \delta\eta$. Ceci est appelé *bold driver dynamic*. J'ai posé $\delta\eta$ à 0.999. Le choix d'augmenter ou de diminuer η dépend de l'erreur des réponses. Si le réseau fait de plus en plus d'erreurs, il augmente η , sinon il le diminue. Ainsi, quand le réseau atteint un minimum de la fonction d'erreur, le taux d'apprentissage tombe à zéro et le réseau atteint une position stable. Ceci dit, le réseau peut atteindre aussi une position stable sans que η soit nul. En effet si l'erreur tombe à zéro, le réseau est aussi stable.

3.4.4. *Erreur moyenne durant le dernier cycle*. Cette valeur correspond à la façon dont le réseau répond à la présentation d'échantillons. JetNet calcule l'erreur effectuée par tout l'échantillon d'apprentissage à chaque cycle. Si l'erreur diminue, le réseau apprend et lorsque cette erreur tombe à zéro, le réseau à fini d'apprendre.

3.4.5. *Largeur du bruit gaussien (σ)*. Dans la méthode de Langevin, le réseau ajoute un bruit gaussien à la mise à jour des poids. Ceci permet d'éviter de surestimer certaines caractéristiques propres à l'échantillon d'apprentissage (overfitting). A chaque cycle, σ est diminué par un facteur $1 - \delta\sigma$. J'ai posé $\delta\sigma = 0.999$. Avec cette valeur, il n'y a presque plus de bruit dans l'apprentissage après le 3'000^e cycle.

3.4.6. *Pourcentage de réponses correctes*. Lorsque le réseau doit différencier un signal d'un bruit, et que le nombre d'échantillons du signal est le même que celui du bruit, on s'attend à ce que la meilleure séparation dans la réponse du réseau soit à 0.5. Ainsi, si le réseau répond par un nombre entre 0.5 et 1, il dit *oui*, sinon il dit *non*. On peut alors évaluer le nombre de réponses correctes par rapport aux nombre de présentations. Une identification basée sur un nombre aléatoire donnerait une valeur de 50%, donc on s'attend à ce que ce pourcentage se trouve entre 0.5 et 1.

En évaluant ce pourcentage pour l'échantillon d'apprentissage, ainsi que pour l'échantillon de test, on peut contrôler la surestimation (*overfitting*). Dans tous mes apprentissages, j'obtiens que le pourcentage de réponses correctes pour l'échantillon d'apprentissage soit légèrement supérieur à l'échantillon de test. Selon des experts en réseaux de neurones, cette attitude est normale; il faut simplement vérifier que l'écart ne soit pas *trop* grand.

Si l'écart est trop important, il faut augmenter le nombre d'événements dans l'échantillon d'apprentissage ou diminuer le nombre de cycle.

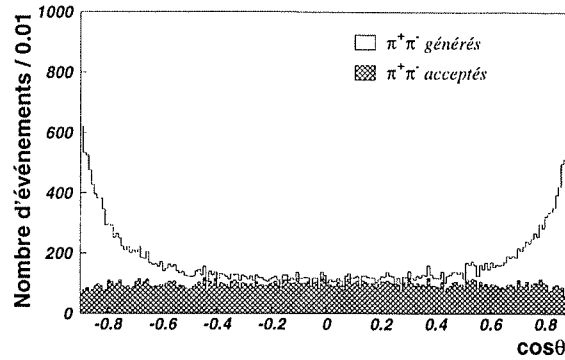


FIGURE 26. Distribution en $\cos \theta^*$ des Monte-Carlo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$

Sur cette figure, on peut voir la différence entre les événements générés et les événements qui ont deux bonnes traces de charge opposée.

3.5. Suggestion pour d'autres études à venir. Au début de chaque apprentissage, les valeurs des poids et des piédestaux sont aléatoires. Il serait intéressant d'examiner si différentes conditions initiales parviennent à la même solution, ou au moins si les valeurs de contrôle convergent vers une valeur unique.

4. MÉTHODE D'ANALYSE

4.1. Monte-Carlo. Pour tester notre connaissance de nos observations, il faut simuler les données. J'avais à ma disposition un programme qui permettait de simuler la création d'une paire de leptons. L'équation de Brodsky-Lepage donne le rapport entre la section efficace de production de mésons par rapport à la production de leptons. J'ai donc modifié ce programme pour prendre en compte les distributions en W et en $\cos \theta^*$ (1.27).

Pour cette étude, j'ai utilisé cinq Monte-Carlo réalistes, avec chacun 105'000 événements. J'ai simulé la production d'une paire d'électrons, de muons, de pions, de kaons et de protons. Les protons ont été simulés en prenant les distributions en W et $\cos \theta^*$ des mésons.

J'ai eu besoin des muons pour rejeter le bruit de fond des pions. En effet, les pions ont pratiquement la masse des muons, dès lors leur $\frac{dE}{dx}$ est le même. Heureusement, le réseau de neurones peu différencier les muons des pions grâce aux autres variables et entre autres : $S9$, NC , $S1/S9$, $NHIT$ et LS .

Du moment que j'avais besoin des muons, j'ai aussi commandé des électrons. De cette façon, j'avais les processus les plus importants en terme de section efficace.

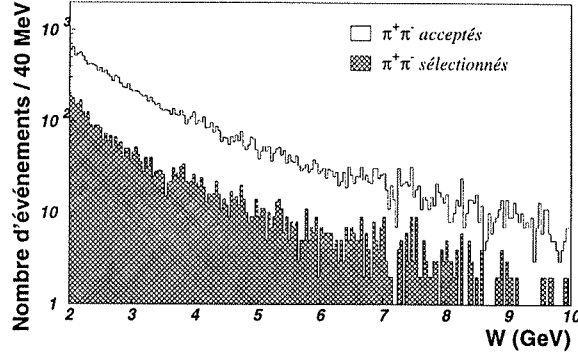


FIGURE 27. Distribution en W des Monte-Carlo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$

Sur cette figure, on peut voir la différence entre les événements qui ont deux bonnes traces de charge opposée et les événements qui ont passés la sélection.

Pour entraîner les réseaux de neurones, j'ai utilisé des Monte-Carlo *une trace*. Il s'agit de Monte-Carlo dans lesquels une seule particule provenant du point d'interaction passe dans les détecteurs. On peut ainsi obtenir une réponse du détecteur en fonction de la quantité de mouvement, du type de particule et de sa charge. Pour chacun des cinq types de particules j'ai utilisé un Monte-Carlo pour les deux charges.

Ces Monte-Carlo ont une distribution uniforme en quantité de mouvement, de 0 GeV à 4 GeV. En ce qui concerne les distributions angulaires, les pions, les muons et les protons ont une distribution angulaire uniforme en θ^* , les électrons et les muons ont une distribution uniforme en $\cos \theta^*$. Cette différence est due au fait que les Monte-Carlo pour les hadrons ont été simulés avant mon travail, et une petite inadvertance a été commise. Comme cette erreur n'est pas trop grave, j'ai gardé ces six Monte-Carlo.

Chaque Monte-Carlo possède un peu plus de 10'000 événements utilisables. Comme la charge fait partie des entrées des réseaux de neurones, j'ai à ma disposition 20'000 événements de chaque particule. Le réseau de neurone fait lui-même la différence entre les charges. Sur ces 20'000 événements, 16'000 serviront d'échantillon d'entraînement et 4'000 d'échantillon de test.

4.2. Variables d'entrée du réseau de neurones. Pour différencier les particules, je donne aux réseaux de neurones les caractéristiques de mes événements. Comme il m'a été demandé de faire des réseaux de neurones qui puissent être utilisés par d'autres personnes, j'ai été limité à donner uniquement l'information correspondante aux traces, et non à l'événement complet (2 traces). Mais je ne pense pas que cela pose un problème, car on verra par la suite que l'on peut combiner les réponses des deux réseaux de neurones.

Pour caractériser les traces, on pourrait utiliser différentes stratégies.

Une stratégie serait d'utiliser uniquement un petit nombre de caractéristiques. Ceci permet d'avoir de petits réseaux et donc un apprentissage très rapide, mais une moins bonne identification. Au contraire, on pourrait mettre toutes les données que l'on possède, mais le réseau serait très compliqué et prendrait un temps important pour être entraîné.

J'ai choisi un compromis entre ces deux stratégies, j'utilise 20 variables pour décrire mes traces : p , $P(e)$, $P(\mu)$, $P(\pi)$, $P(K)$, $P(p)$, S_9 , N_C , S_1/S_9 , DT , E_S , N_{HIT} , E_{HCAL} , L/S , $N1_{hem}$, $E1_{hem}$, $N2_{hem}$, $E2_{hem}$ et C . Ces variables sont décrites dans les figures 45 à 63.

4.3. Sélection des particules. Un réseau de neurones sert à différencier un signal d'un bruit de fond. Par exemple, pour identifier des électrons, une méthode serait de n'effectuer qu'un réseau de neurones où le signal serait les électrons et le bruit de fond serait composé de muons, de pions, de kaons et de protons. Mais cette méthode a deux inconvénients. Le premier est qu'il faut déterminer *a priori* le nombre de muons, de pions, de kaons et de protons qu'il faut mettre dans le bruit de fond. Il faut donc connaître les sections efficaces avant de pouvoir les mesurer ! Peut-être que cela n'a pas d'importance, mais il est préférable d'éviter de biaiser l'analyse dès le départ. Le deuxième inconvénient est la complexité de la tâche que l'on donne au réseau. Une règle d'or dans l'analyse est de simplifier au maximum les problèmes. C'est pourquoi j'ai opté pour une autre méthode d'apprentissage.

Dans cette méthode, un réseau de neurones est entraîné pour chaque combinaison de deux particules :

	e	μ	π	K	p
e	-	$O(e,\mu)$	$O(e,\pi)$	$O(e,K)$	$O(e,p)$
μ	$O(\mu,e)$	-	$O(\mu,\pi)$	$O(\mu,K)$	$O(\mu,p)$
π	$O(\pi,e)$	$O(\pi,\mu)$	-	$O(\pi,K)$	$O(\pi,p)$
K	$O(K,e)$	$O(K,\mu)$	$O(K,\pi)$	-	$O(K,p)$
p	$O(p,e)$	$O(p,\mu)$	$O(p,\pi)$	$O(p,K)$	-

avec $O(p_i, p_j)$ un réseau qui différencie les particules p_i des p_j . L'apprentissage est fait de telle sorte que la sortie du réseau vaut 1, si on lui présente une particule p_i et 0 si on lui présente une particule p_j . Il est difficile de prévoir la réponse que donnerait ce réseau si on lui présentait une particule autre que p_i et p_j . Mais cela n'a pas d'importance du moment que l'on reste avec ces cinq particules.

Sur ces 20 réseaux, nous en avons besoin que de 10, car :

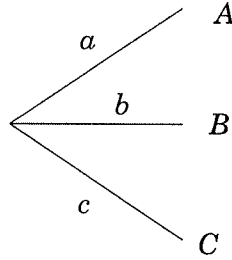
$$(4.1) \quad O(p_i, p_j) = 1 - O(p_j, p_i)$$

Nous allons admettre que la réponse de ces réseaux de neurones sont des probabilités. Intuitivement, cela paraît être une bonne hypothèse. En effet, si l'on prend le réseau qui différencie les électrons des muons, la réponse d'un électron se situe entre 0.9 et 1, et celui d'un muon entre 0 et 0.1. Tandis que pour différencier les pions des kaons, la plupart des événements donnent une probabilité proche de 0.5. C'est exactement ce que l'on attendrait d'une probabilité : dans les cas faciles, une probabilité proche de 1, et dans les cas difficiles, une probabilité proche de 0.5. Ainsi, nous prenons comme axiome :

$$(4.2) \quad P(e|e, \mu) \equiv O(e, \mu)$$

avec $P(e|e, \mu)$ la probabilité d'être un électron en sachant qu'il s'agit soit d'un électron, soit d'un muon.

Pour voir comment calculer la probabilité d'être un électron, sachant qu'il s'agit d'une des cinq particules, il est nécessaire de faire un petit calcul. Soit trois possibilités représentées par le schéma suivant :



avec A , B et C les nombres d'événements des possibilités a , b et c . Le problème est de trouver la probabilité $P(a|a, b, c)$ en ne connaissant que les probabilités $P(a|a, b)$ et $P(a|a, c)$. La solution est d'utiliser le théorème de Bayes :

$$(4.3) \quad \begin{aligned} P(a|a, b, c) &= \frac{A}{A + B + C} \\ &= \frac{1}{\frac{A+B+C}{A}} \\ &= \frac{1}{\frac{A+B}{A} + \frac{A+C}{A} - 1} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{P(a|a,b)} + \frac{1}{P(a|a,c)} - 1} \end{aligned}$$

Avec cinq possibilités, il est facile de calculer que :

$$(4.4) \quad \begin{aligned} P_e &\equiv P(e|e, \mu, \pi, K, p) \\ &= \frac{1}{\frac{1}{P(e|e,\mu)} + \frac{1}{P(e|e,\pi)} + \frac{1}{P(e|e,K)} + \frac{1}{P(e|e,p)} - 3} \end{aligned}$$

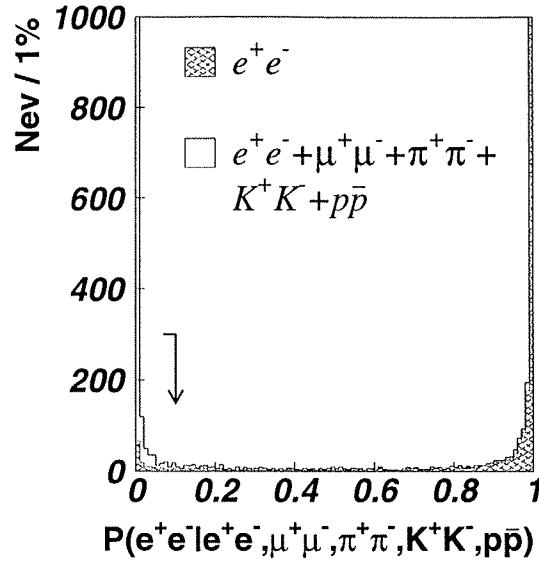


FIGURE 28. Anti-sélection des électrons

Probabilité d'être un électron pour des Monte-Carlo d'électrons, de muons, de pions, de kaons et de protons avec $W > 2 \text{ GeV}$. L'histogramme vide représente l'ensemble des Monte-Carlo, alors que la partie sombre représente uniquement les électrons. Comme l'anti-sélection se fait avec $P_e < 0.2$, on voit que l'on ne perd presque pas d'événements, alors que l'on rejette presque tous les électrons.

de même lorsque l'on considère une paire de particules, on peut voir que :

$$\begin{aligned}
 P_{e^+e^-} &\equiv P(e^+e^- | e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-, K^+K^-, p\bar{p}) \\
 (4.5) \quad &= \frac{P_e P_{\bar{e}}}{P_e P_{\bar{e}} + (1 - P_e)(1 - P_{\bar{e}})}
 \end{aligned}$$

Comme nous partons d'une matrice à 10 variables pour arriver à 5 probabilités, il y a un peu trop de degrés de liberté. Ceci a pour effet que la somme de P_i ne vaut pas toujours 1. C'est pourquoi, dans l'analyse, je normalise les P_i et les P_{ij} .

Les figures 28 et 29 montrent l'anti-sélection des électrons et des muons. Les histogrammes de la figure 30 représentent la sélection des pions, des kaons et des protons.

4.4. Acceptance et efficacités. Pour connaître les sections efficaces, il est important de bien maîtriser l'acceptance du détecteur et les efficacités des différentes étapes de la sélection. Pour évaluer ces efficacités, il faut utiliser les Monte-Carlo.

Je définis l'acceptance comme étant le nombre d'événements ayant deux bonnes traces de charges différentes dans la TEC, par rapport aux événements

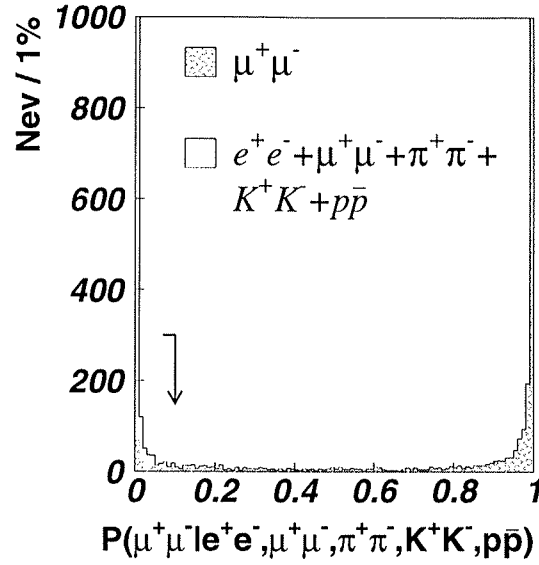


FIGURE 29. Anti-sélection des muons

Probabilité d'être un muon pour des Monte-Carlo d'électrons, de muons, de pions, de kaons et de protons avec $W > 2$ GeV. L'histogramme vide représente l'ensemble des Monte-Carlo, alors que la partie sombre représente uniquement les muons. Tout comme pour les électrons, l'anti-sélection se fait avec $P_\mu < 0.2$. La sélection est plus difficile.

générés. Une *bonne trace* a un $\frac{Length}{Span}$ de 80 %, au moins 12 fils touchés dans la TEC et au moins 0.1 GeV de quantité de mouvement transverse.

L'acceptance est basse, entre 20 % et 30 %, car la section efficace est piquée à $\cos \theta^* = \pm 1$. Dès lors une grande partie des événements n'entre pas dans le détecteur. On ne peut rien y faire; il faut donc s'en accommoder. Nous pourrions changer la définition de *bonne trace*, mais cela induirait un bruit de fond plus important.

Pour éliminer les événements $\gamma\gamma$ où une particule n'a pas été détectée, il est important d'imposer que les deux particules soient dos-à-dos. Pour y arriver, j'effectue une coupure sur la somme des quantités de mouvement transverses : $(\sum \vec{p}_t)^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$. Dans les analyses d'un canal s de $e^+e^- \rightarrow X$, le plan transverse est le plan idéal pour ce type de coupure, car bien qu'il se peut qu'un des électrons aie moins d'énergie que l'autre, les deux suivent l'axe Z. Dès lors la quantité de mouvement totale transverse est nulle. Pour la physique à deux photons, ce n'est pas totalement vrai. Nous avons vu que les photons sont émis principalement le long de l'axe Z, mais certains événements ont une composante $\sum \vec{p}_t$ résiduelle. Ainsi, une coupure à 0.5 GeV^2 permet de garder 80 % des événements, tout en rejetant le bruit de fond. Une coupure stricte en $\sum \vec{p}_t$ diminuerait inutilement le nombre d'événements dans la sélection finale, mais assurerait que les photons aient été émis selon l'axe Z.

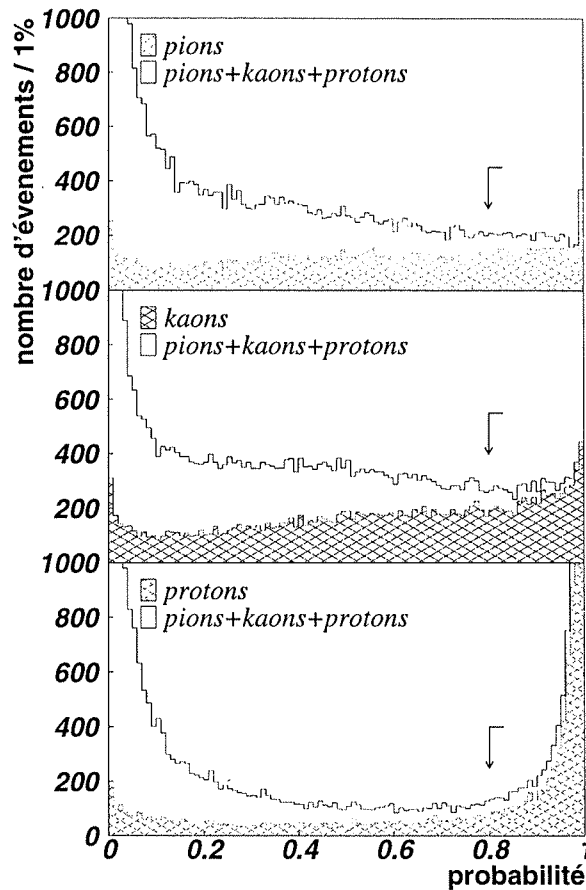


FIGURE 30. Sélection des pions, des kaons et des protons

Dans ces graphiques, on se rend compte de la difficulté du problème de différencier les pions, les kaons et les protons. Ce que l'on pouvait voir dans les distributions des caractéristiques des traces prend ici toute son ampleur : la réponse des détecteurs pour les hadrons est sensiblement la même. En effectuant une coupure sévère, on peut obtenir une bonne pureté, mais l'efficacité est dramatiquement diminuée.

Ensuite vient la sélection par les réseaux de neurones. C'est l'efficacité la plus basse pour les pions et les kaons. Cela vient directement de la difficulté de différencier un pion d'un kaon.

Pour être sélectionné, un pion doit avoir une probabilité d'être un électron d'au plus 20 %, d'être un muon d'au plus 20 % et d'être un pion d'au moins 80 %. Les muons et les protons sont sélectionnés de la même manière.

En multipliant ces efficacités, on obtient l'efficacité globale qui correspond au rapport entre ce qui est observé et ce qui est généré. Le tableau 1 contient les efficacités pour la production continue de pions, kaons et protons, ainsi que pour la résonance $f_2(1270)$.

Les figures 76 à 78 dans l'annexe montrent ces efficacités en fonction de W .

	$\pi^+\pi^-$	K^+K^-	$p\bar{p}$	$f_2 \rightarrow \pi^+\pi^-$
acceptance	16 %	22 %	23 %	23 %
coupure $(\sum \vec{p}_t)^2$	85 %	83 %	80 %	99 %
sélection	21 %	26 %	75 %	59 %
efficacité globale	2.8 %	4.7 %	14 %	14 %

TABLEAU 1. Efficacités des sélections

Ces efficacités de sélections ont été obtenues en prenant un Monte-Carlo tenant compte de Brodsky-Lepage (1.27). Elles correspondent à une sélection sur tout $\cos \theta^*$ et $W > 2$ GeV.

	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\pi^+\pi^-$	K^+K^-	$p\bar{p}$
sélection $\pi^+\pi^-$	0.70 ‰	2.9 ‰	(126 ‰)	26 ‰	3.1 ‰
sélection K^+K^-	0.05 ‰	3.5 ‰	27 ‰	(137 ‰)	9.6 ‰
sélection $p\bar{p}$	1.3 ‰	0.23 ‰	25 ‰	28 ‰	(336 ‰)

TABLEAU 2. Contamination

Ce tableau donne les contaminations des différentes sélections. Les contaminations ont été obtenues en prenant les Monte-Carlo où $W > 2$ GeV, et en ne considérant que les événements où $|\cos \theta^*| < 0.6$. Les nombres entre parenthèses sont les efficacités globales dans cet intervalle de masse W et de $\cos \theta^*$. Pour connaître le rapport signal bruit, il faut encore connaître les sections efficaces de chaque processus, mais l'on voit déjà que la sélection est assez efficace.

Pour tous les histogrammes de section efficace qui suivront, l'efficacité est calculée pour chaque bin. Ceci permet de tenir compte de la dépendance en W et $\cos \theta^*$ des efficacités. Pour certains histogrammes, une coupure en $|\cos \theta^*|$ a été rajoutée. Cette coupure permet de comparer mes résultats avec ceux publiés par d'autres expériences. Dans le cas du $f_2(1270)$, cette coupure sert aussi à diminuer le bruit de fond venant de la production continue.

4.5. Contamination. Comme nous sélectionnons des particules, il est essentiel de connaître les erreurs de sélection que l'on fait. Dans ce cas, je prend le rapport entre ce qui a été mal identifié et ce qui a été généré, tout comme l'efficacité globale. Ce rapport s'appelle la contamination. Le tableau 2 est obtenu en prenant les Monte-Carlo, où $W > 2$ GeV et en restreignant l'angle de production dans le centre de masse par rapport à l'axe des photons : $|\cos \theta^*| < 0.6$.

Il est intéressant de noter que l'on peut aisément passer d'une valeur W à une autre si l'on s'est trompé sur la nature des particules :

$$(4.6) \quad W_i = \sqrt{W_j^2 - 4(m_j^2 - m_i^2)} \cong W_j \left[1 - \frac{2(m_j^2 - m_i^2)}{W_j^2} \right]$$

Ce qui correspond à une variation à $W = 2$ GeV de 0.8 % si l'on prend une paire d'électrons pour des pions, et de 40 % si l'on prend une paire de protons pour une paire de pions.

4.6. Spectres en masse. Les figures 41 à 44, en annexe, représentent le nombre d'événements sélectionnés en fonction de W . Nous pouvons voir que nous avons beaucoup plus de protons que de pions et de kaons. Ceci vient du fait que les réseaux de neurones se basent essentiellement sur le $\frac{dE}{dx}$ pour différencier les particules. Or à 2 GeV, les particules ont :

	$\beta\gamma$	$\frac{dE}{dx}$
e	2000	1.0
μ	9.4	0.8
π	7.1	0.8
K	1.8	0.9
p	0.4	2.1

Dès lors, comme les protons ont un $\frac{dE}{dx}$ qui vaut plus du double des autres particules, ils sont facilement reconnaissables, donc nous en avons plus dans la sélection finale. Malheureusement, les muons et les pions ont sensiblement le même $\frac{dE}{dx}$; il est donc plus difficile de les différencier. On en perd d'avantage dans la sélection.

4.7. Calcul de la section efficace. Le calcul de la section efficace se fait de la manière suivante :

$$(4.7) \quad \begin{aligned} \sigma^i[\gamma\gamma \rightarrow X] &= \frac{N^i}{\alpha^i \epsilon^i \mathcal{L}_{ee} \mathcal{L}_{\gamma\gamma}^i} && \text{pour les distributions en } W \\ \frac{d\sigma^i[\gamma\gamma \rightarrow X]}{d \cos \theta^*} &= \frac{N^i}{\alpha^i \epsilon^i \mathcal{L}_{ee} \mathcal{L}_{\gamma\gamma}} && \text{pour les distributions en } |\cos \theta^*| \end{aligned}$$

où σ^i est la section efficace, $\frac{d\sigma^i}{d \cos \theta^*}$ la section efficace différentielle, N^i le nombre d'événements, $\alpha^i \epsilon^i$ l'efficacité globale pour le bin i , $\mathcal{L}_{ee}$ la luminosité des deux électrons intégrée pour l'année 1994, $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^i$ la luminosité des deux photons intégrée sur le bin i , et $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$ la luminosité des deux photons intégrée sur l'intervalle W de l'histogramme (pour les distributions en $|\cos \theta^*|$).

En ce qui concerne les erreurs sur les sections efficaces, je considère les erreurs statistiques et les erreurs systématiques. Les erreurs statistiques sont obtenues en prenant la racine carrée du nombre d'événements N^i . Les erreurs systématiques sont obtenues en additionnant l'erreur statistique relative, qui intervient lors de l'évaluation de l'efficacité globale, et une erreur relative de 10 % sur la fonction de luminosité $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$.

	N_{obs}	N_{BF}	N_{f_2}	$\alpha\epsilon$	$\sigma_{tot}(f_2)$ pb	m_R MeV	Γ MeV
Tout	17'690	16'985	705	16.5 %	88 ± 17	$1'256 \pm 9$	93 ± 12
Tout sauf e	13'693	12'219	1'474	16.5 %	183 ± 15	$1'245 \pm 6$	116 ± 12
Tout sauf e et μ	7'568	6'075	1'493	12.2 %	251 ± 15	$1'242 \pm 5$	135 ± 13
Seulement π	4'146	2'835	1'311	10.0 %	269 ± 13	$1'232 \pm 6$	137 ± 10

TABLEAU 3. Données du f_2 dans l'intervalle 1-1.4 GeV

Le nombre d'événements observés N_{obs} et le nombre d'événements attribués au bruit de fond N_{BF} proviennent directement de la figure 31. Le nombre d'événements attribués au signal N_{f_2} est la différence entre ces deux nombres. L'efficacité globale $\alpha\epsilon$ est obtenue en prenant un Monte-Carlo du f_2 . La section efficace totale $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_2 \rightarrow e^+e^- \pi^+ \pi^-$ est obtenue en tenant compte de l'efficacité globale et de la luminosité qui vaut 48.4 pb^{-1} pour mes données. Je n'ai considéré que l'erreur statistique de la section efficace.

Dans les deux dernières colonnes se trouvent les résultats de l'ajustement de la distribution de Breit-Wigner. On peut observer une différence entre ces moyennes et la valeur donnée par le PDG qui vaut 1270 MeV. Cet écart est dû à une forte interférence entre l'amplitude de résonance du f_2 et l'amplitude de production continue.

Je n'ai pas considéré l'erreur systématique due aux réseaux de neurones. Néanmoins, on pourrait obtenir une estimation de cette erreur en variant les coupures de la sélection sur les probabilités.

5. RÉSULTATS

5.1. Résonance $f_2(1270)$. La résonance $f_2(1270)$ est la résonance dominante du canal $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Pour étudier cette résonance, nous allons d'abord regarder la distribution en W du nombre d'événements (voir figure 31). J'ai sélectionné quatre étapes de la sélection. Dans la première sélection, je garde les événements ayant deux *bonnes* traces de charge opposée et ayant un $(\sum \vec{p}_t)^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$. Dans la deuxième, je garde de ces événements uniquement ceux qui ont passé l'anti-sélection des électrons; dans la troisième, l'anti-sélection des muons et dans la quatrième, la sélection des pions. Je ne considère que les événements qui se trouvent dans la plage de masse entre 1 GeV et 1.4 GeV. Dans le tableau 3 se trouvent les efficacités globales correspondant à ces quatre étapes.

Pour connaître le nombre d'événements provenant du f_2 dans cette plage, j'ajuste un polynôme du troisième degré et une distribution de Breit-Wigner aux données. Connaissant le nombre d'événements dans l'intervalle, et le

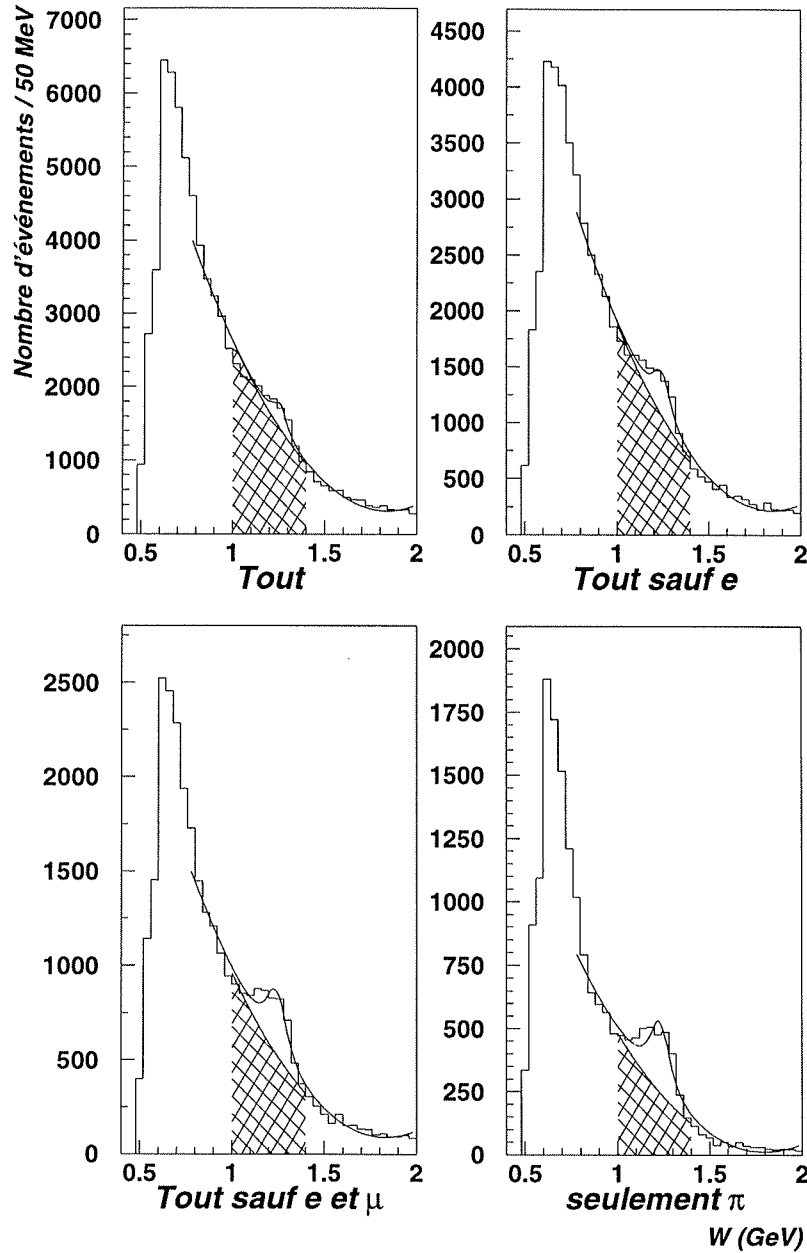


FIGURE 31. Nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$

Ces histogrammes représentent quatre étapes successives de la sélection. On peut voir apparaître la bosse du f_2 lorsque l'on enlève du bruit de fond. Le premier histogramme représente les événements vus par le détecteur qui ont deux bonnes traces de charge différente, et qui ont passé la coupure en $\sum \vec{p}_t$. Les trois suivants, sont ces événements après l'anti-sélection des électrons, l'anti-sélection des muons et la sélection de pions. L'ajustement de ces données se fait en prenant un polynôme du troisième degré et une distribution de Breit-Wigner. Les résultats de cet ajustement se trouvent dans le tableau 3.

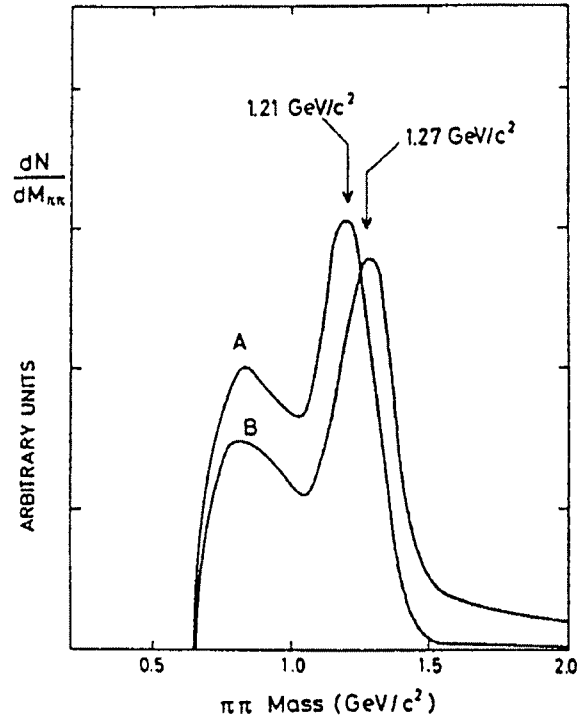


FIGURE 32. Effet de l'interférence sur la résonance f_2

Cette figure vient de l'article de Behrend et al. [7]. Elle représente deux Monte-Carlo qui ont une largeur $\Gamma_{\gamma\gamma} = 3.0 \text{ keV}$. La courbe A correspond à $|Born + f_2|^2$, la courbe B représente $|Born|^2 + |f_2|^2$. On observe bien le déplacement du pic f_2 .

nombre d'événements attribués au bruit de fond grâce à l'intégrale du polynôme, je peux connaître le nombre d'événements provenant du f_2 . Ces nombres et la section efficace totale $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_2 \rightarrow e^+e^- \pi^+ \pi^-$ se trouvent dans le tableau 3.

Le PDG donne comme paramètres pour le f_2 :

$$\begin{aligned}
 m_{f_2} &= 1'275 \pm 5 \text{ MeV} \\
 \Gamma_{tot} &= 185 \pm 20 \text{ MeV} \\
 \Gamma_{\gamma\gamma} &= 2.8 \pm 0.4 \text{ keV} \\
 Br(f_2 \rightarrow \pi\pi) &= 83.7 \pm 2.0 \%
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Avec ces valeurs, on s'attend à 91 GeV à une section efficace $\sigma[e^+e^- \rightarrow e^+e^- f_2 \rightarrow e^+e^- \pi^+ \pi^-] = 1'315 \frac{\text{pb}}{\text{keV}} \cdot \Gamma_{\gamma\gamma} = 3'680 \text{ pb}$.

Malheureusement, comme le fait remarquer la collaboration CELLO dans leur article sur le f_2 [7], il est impossible d'étudier la résonance f_2 en prenant cette équation à cause de la forte interférence entre l'amplitude de résonance du f_2 et l'amplitude de Born (l'amplitude de production continue). Cette interférence détruit en partie la résonance f_2 , ce qui a pour effet de déplacer le

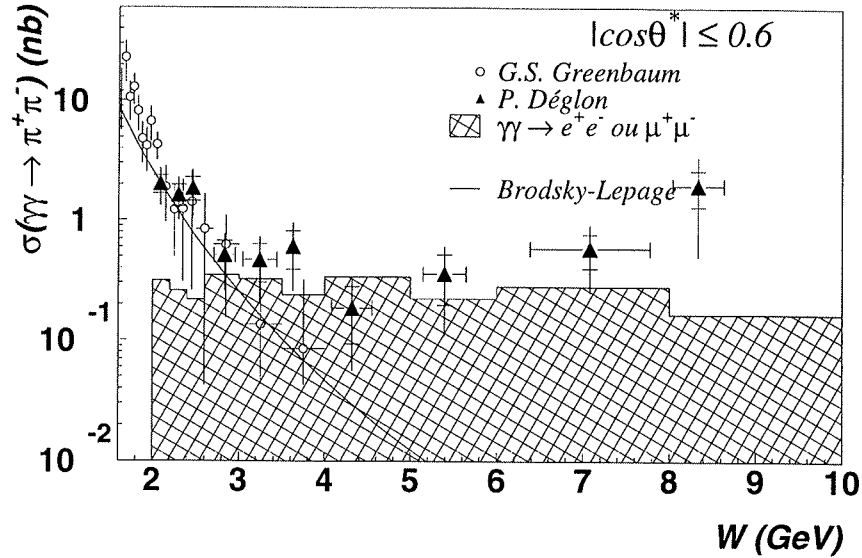


FIGURE 33. Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ sans soustraction du bruit de fond

Pour évaluer cette section efficace, je n'ai pas soustrait les prédictions QED. L'histogramme hachuré représente une évaluation approximative du bruit de fond leptonique. Je n'ai considéré que la fonction analytique et les efficacités globales sans dépendance en masse W . On observe une correspondance avec la prédiction de Brodsky-Lepage à basse masse. A haute masse, mes données sont submergées par du bruit leptonique.

centre de la résonance de 40 MeV! La figure 32, qui provient de cet article, montre le déplacement de la masse de la résonance pour des Monte-Carlo.

La septième colonne du tableau 3 montre que j'observe aussi un décalage de l'ordre de 40 MeV.

Dès lors, si l'on veut étudier la résonance f_2 , il faudra plus de travail. La première chose à faire, serait d'introduire dans les Monte-Carlo cette interférence. Une étude plus poussée tenant compte de ce problème permettrait de mesurer la largeur $\Gamma_{\gamma\gamma}$, la masse du f_2 , ainsi que la phase correspondant à cette interférence.

5.2. Production continue d'une paire $\pi^+\pi^-$. Selon la théorie, la section efficace de production de deux pions est supérieure à celle de deux kaons ou de deux protons. Selon Greenbaum[21], il y a un rapport 2 entre $\sigma[\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-]$ et $\sigma[\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-]$.

Les figures 33 et 34 représentent la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$. Pour chacun de mes points (les triangles), j'ai reporté l'erreur statistique et l'erreur totale (statistique + systématique). On peut voir que l'on est loin d'avoir la précision qui permettrait de mesurer la fonction d'onde du pion. C'est pourquoi j'utilise uniquement la section efficace de Brodsky-Lepage.

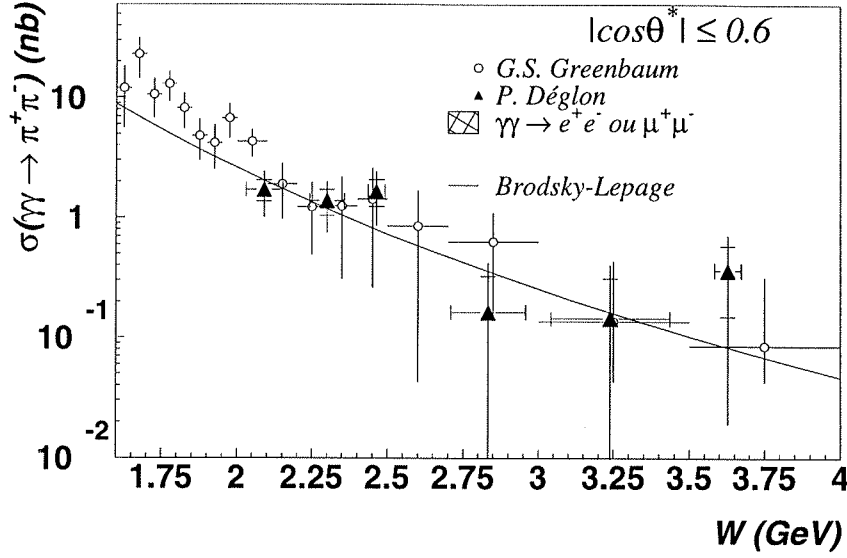


FIGURE 34. Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec soustraction du bruit de fond

Pour évaluer cette section efficace, je ai soustrait le bruit de fond QED (histogramme hachuré de la figure 33). On observe une compatibilité entre les données et la section efficace de Brodsky-Lepage.

Bin (GeV)	Moyenne et écart-type (GeV)	N_{obs}	$\alpha\epsilon$ (%)	$\Delta\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$ ($\cdot 10^{-4}$)	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-)$ (nb)
2.0-2.2	2.11 ± 0.06	34	14.2 ± 7.3	30.6	$1.21 \pm 0.21 \pm 0.42$
2.2-2.4	2.30 ± 0.06	24	14.3 ± 8.3	26.6	$0.98 \pm 0.20 \pm 0.38$
2.4-2.6	2.48 ± 0.05	20	11.9 ± 9.9	23.4	$1.12 \pm 0.25 \pm 0.47$
2.6-3.0	2.80 ± 0.11	10	12.8 ± 8.0	39.4	$0.31 \pm 0.10 \pm 0.15$
3.0-3.5	3.22 ± 0.11	8	11.2 ± 9.4	39.0	$0.28 \pm 0.10 \pm 0.16$
3.5-4.0	3.74 ± 0.15	8	11.0 ± 11.7	28.7	$0.39 \pm 0.14 \pm 0.22$
4.0-5.0	4.47 ± 0.44	4	11.8 ± 10.2	46.5	$0.11 \pm 0.06 \pm 0.08$
5.0-6.0	5.39 ± 0.26	5	10.9 ± 14.7	30.8	$0.23 \pm 0.10 \pm 0.16$
6.0-8.0	6.84 ± 0.72	10	9.6 ± 15.1	44.5	$0.36 \pm 0.11 \pm 0.21$
8.0-10.0	9.18 ± 0.47	9	4.2 ± 31.1	28.1	$1.18 \pm 0.39 \pm 0.88$

TABLEAU 4. Résultat de la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$

Ce tableau correspond aux données sans soustraction du bruit de fond.

La première figure (33) représente les données sans soustraction du bruit de fond leptonique. L'histogramme hachuré représente une évaluation de ce bruit de fond. Pour le calculer, je ne prend en compte que l'efficacité globale

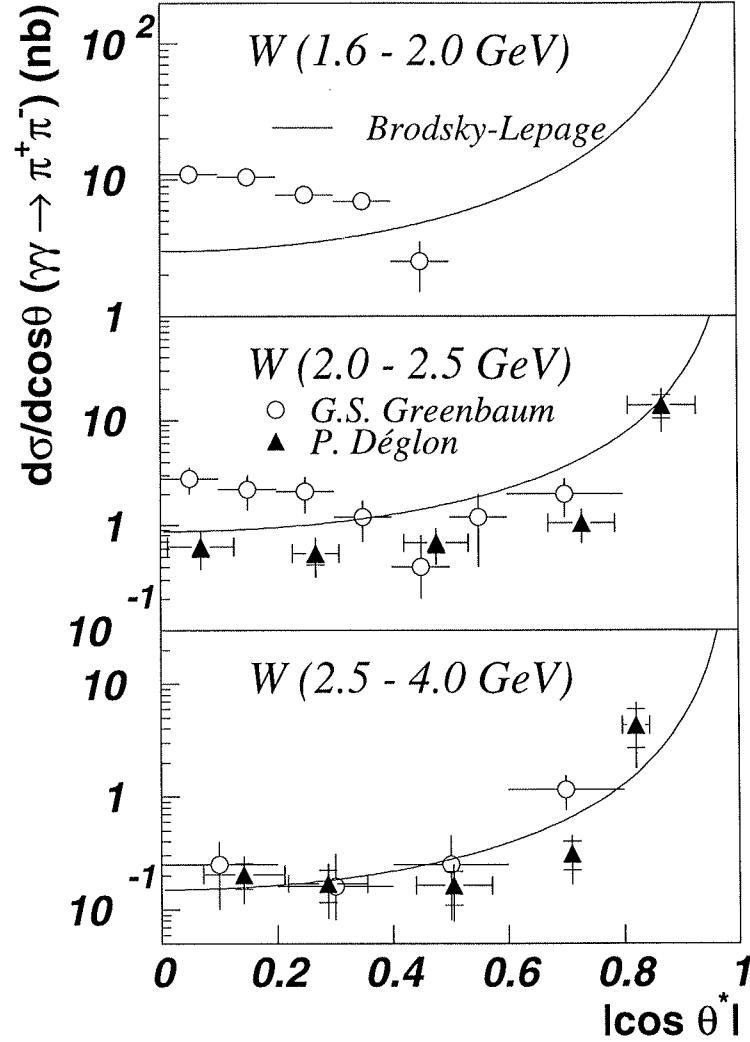


FIGURE 35. Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ sans soustraction du bruit de fond

de sélection (sans dépendance en masse W) et la section efficace analytique de production $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ qui sont des processus QED.

On observe que l'on est submergé par les leptons pour $W > 3$ GeV, car la production de leptons a une dépendance en W^{-2} et que la production de mésons a une dépendance en W^{-6} . Une solution serait de soustraire le bruit de fonds, mais pour cela il faudra attendre d'avoir plus d'événements Monte-Carlo.

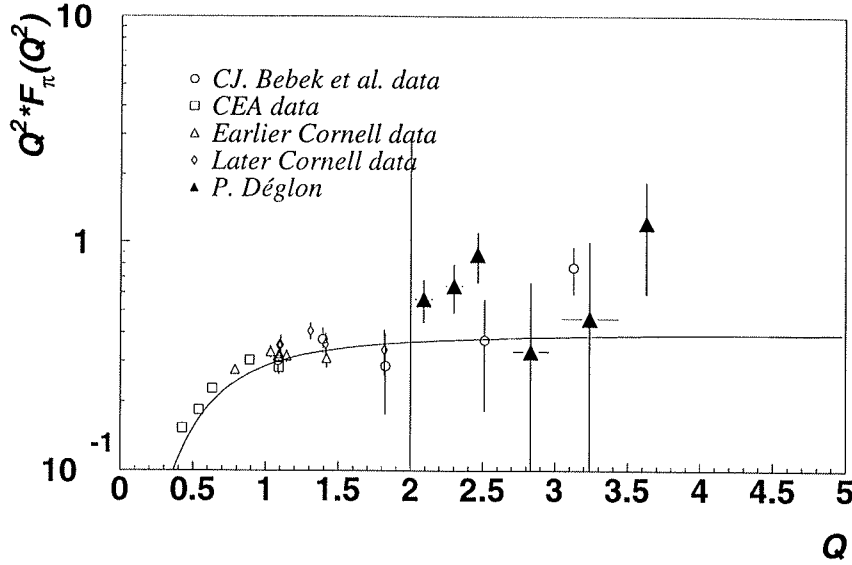


FIGURE 36. Dépendance du facteur de forme en fonction de Q^2

Ce graphique est le même que celui qui se trouve sur la figure 8; j'y ai simplement rajouté mes points. Ces points s'obtiennent en prenant les résultats de la figure 34 (avec réduction du bruit de fond leptonique) et en les divisant par l'équation de Brodsky-Lepage pour $|F_\pi(W^2) \cdot W^2| = 1 \text{ GeV}^2$. La courbe continue correspond à $\frac{1}{1+0.4 \text{ GeV}^2/Q^2}$.

Nous pouvons voir que les premiers points de Greenbaum sont un peu trop haut. Ceci est dû à l'interférence entre l'amplitude de Born et l'amplitude de résonance du f_2 .

La deuxième figure (34) représente les mêmes données, mais avec le bruit de fond soustrait. On peut observer que la section efficace de Brodsky-Lepage est compatible avec mes données. Malgré tout, les erreurs statistiques et systématiques sont assez importantes. Nous pourrions réduire les erreurs systématiques en ayant une plus grande statistique pour l'évaluation des efficacités, ce qui ne pose pas de problèmes, car il suffit d'avoir plus d'événements Monte-Carlo. Nous pourrions aussi mieux étudier la fonction de luminosité, ce qui permettrait de réduire l'erreur systématique relative de 10%. En ce qui concerne les erreurs statistiques, le seul moyen de les diminuer serait de considérer les données des autres années.

La dépendance angulaire de la section efficace est montrée dans la figure 35. On peut observer que les deux derniers bins correspondent relativement bien à la prédiction de Brodsky-Lepage. Le premier bin ne correspond pas du tout! Ceci est dû à l'interférence avec la résonance f_2 .

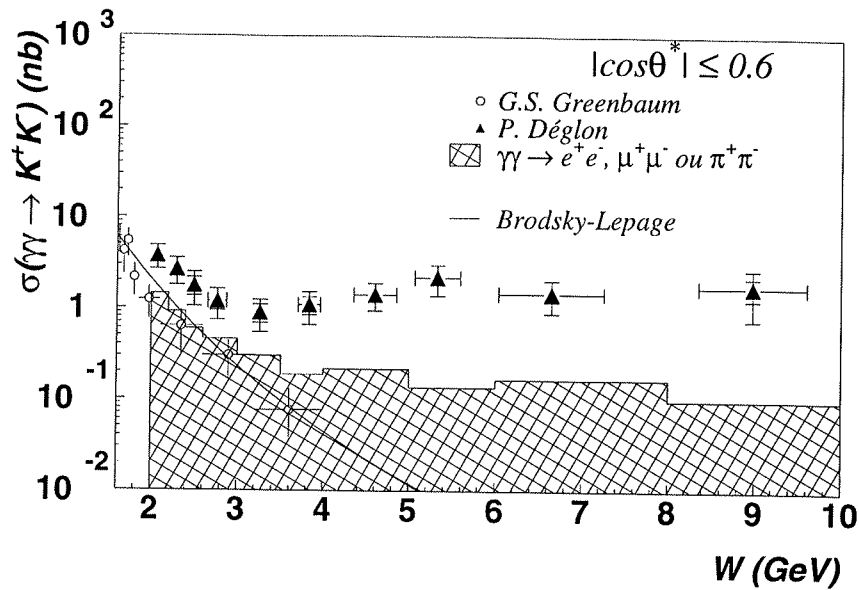


FIGURE 37. Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ sans soustraction du bruit de fond

Comme nous avons les données et la prédiction de Brodsky-Lepage, nous pouvons avoir directement le facteur de forme du pions en fonction W . En effet, en calculant la fonction de Brodsky-Lepage pour $|W^2 F_\pi(W^2)| = 1 \text{ GeV}^2$, et en divisant les données (avec réduction du bruit de fond) par cette fonction, on obtient alors $|W^2 F_\pi(W^2)|^2$. En prenant la racine carrée de ce nombre, on obtient la figure 36. On voit que l'usage qui veut que l'on approxime $|W^2 F_\pi(W^2)|$ à 0.4 GeV ne correspond pas tout à fait à mes données. Ceci pourrait changer en considérant une fonction de luminosité plus exacte que l'approximation du PDG, ainsi qu'en considérant le terme d'interférence de la résonance $f_2(1270)$.

5.3. Production continue d'une paire K^+K^- ou $p\bar{p}$. Nous pouvons analyser les kaons et les protons comme les pions. Les figures 37 et 39 représentent les sections efficaces correspondantes avec un bruit de fond; les figures 38 et 40 sans. Pour les kaons, le bruit de fond comprend les leptons et les pions évaluer avec l'équation de Brodsky-Lepage. Pour les protons, j'ai aussi considéré les kaons. J'ai pris pour la section efficace des kaons la moitié de la section efficace des pions, comme le suggère Greenbaum[21].

Pour les kaons, on observe que le bruit de fond de production continue de leptons et de pions ne suffit pas à expliquer le comportement à haute masse ($W > 3 \text{ GeV}$). L'allure laisse penser que nous avons à faire à un bruit de fond de type leptonique. Néanmoins, les premiers points correspondant dans les marges d'erreurs à Brodsky-Lepage.

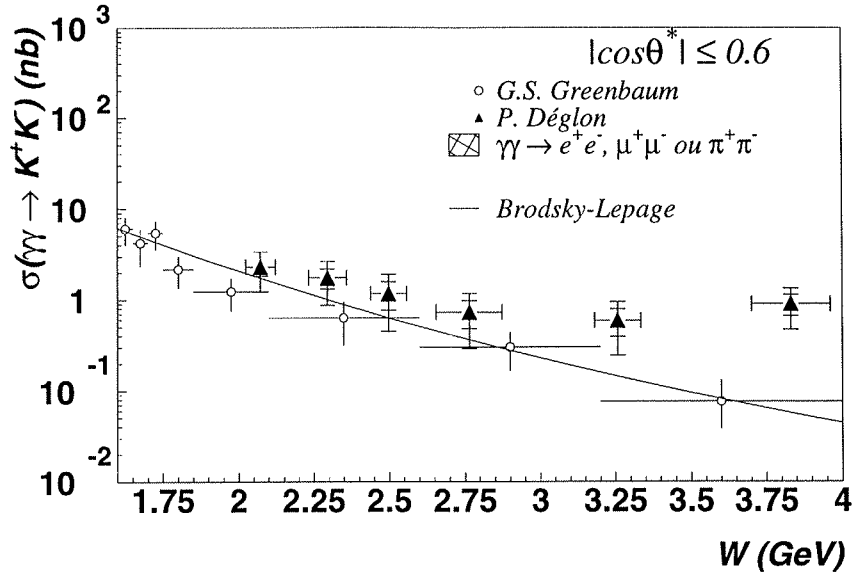


FIGURE 38. Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ avec soustraction du bruit de fond

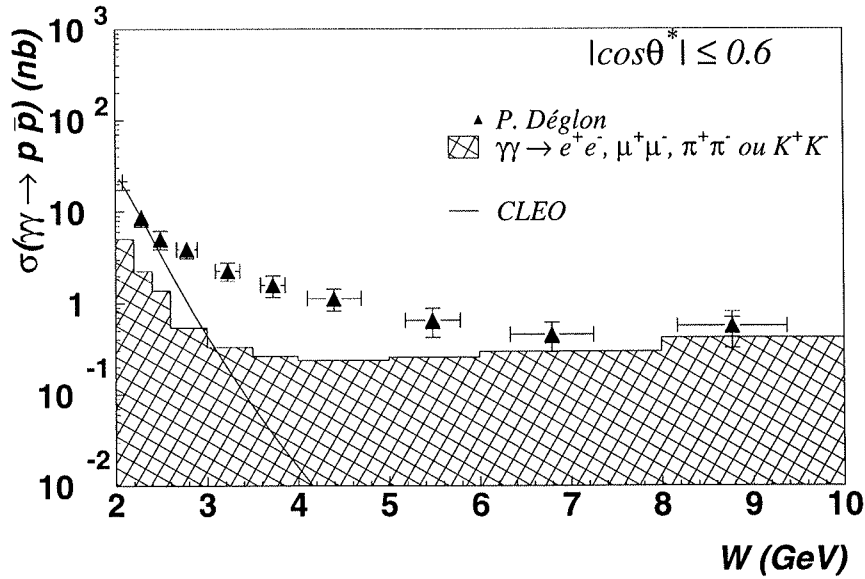


FIGURE 39. Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ sans soustraction du bruit de fond

La courbe représente la mesure de CLEO[9] (voir équation (1.33))

En ce qui concerne les protons, seuls les trois premiers points correspondent à la mesure de CLEO[9]. Il est à noter que le bruit de fond des protons est composé aussi de pions et de kaons. Ces mesures étant loin d'être précises, le bruit de fond ne peut pas être correctement évalué.

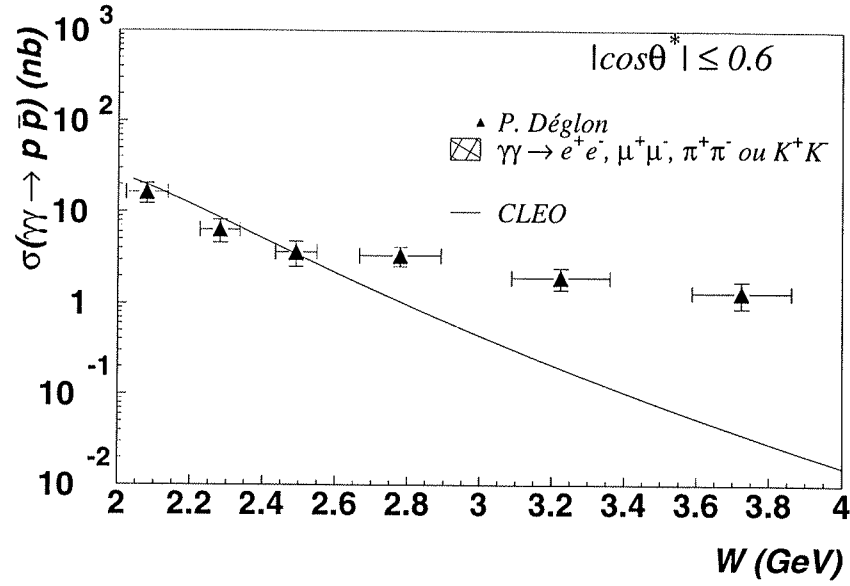


FIGURE 40. Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ avec soustraction du bruit de fond

La courbe représente la mesure de CLEO[9] (voir équation (1.33))

Bin (GeV)	Moyenne et écart-type (GeV)	N_{obs}	$\alpha\epsilon$ (%)	$\Delta\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$ ($\cdot 10^{-4}$)	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-)$ (nb)
2.0-2.2	2.09 ± 0.06	62	14.0 ± 5.8	30.6	$2.25 \pm 0.29 \pm 0.64$
2.2-2.4	2.28 ± 0.05	37	13.5 ± 6.7	26.6	$1.59 \pm 0.26 \pm 0.53$
2.4-2.6	2.51 ± 0.06	19	11.9 ± 7.8	23.4	$1.06 \pm 0.24 \pm 0.43$
2.6-3.0	2.79 ± 0.11	23	12.7 ± 6.3	39.4	$0.71 \pm 0.15 \pm 0.26$
3.0-3.5	3.23 ± 0.14	20	14.7 ± 6.6	39.0	$0.54 \pm 0.12 \pm 0.21$
3.5-4.0	3.79 ± 0.15	21	16.0 ± 7.7	28.7	$0.71 \pm 0.15 \pm 0.28$
4.0-5.0	4.52 ± 0.27	38	14.8 ± 7.1	46.5	$0.85 \pm 0.14 \pm 0.28$
5.0-6.0	5.42 ± 0.30	34	12.1 ± 10.2	30.8	$1.41 \pm 0.24 \pm 0.53$
6.0-8.0	6.84 ± 0.54	30	11.5 ± 10.7	44.5	$0.91 \pm 0.17 \pm 0.35$
8.0-10.0	8.89 ± 0.65	13	6.9 ± 18.6	28.1	$1.04 \pm 0.29 \pm 0.59$

TABLEAU 5. Résultat de la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)K^+K^-$

Ce tableau correspond aux données sans soustraction du bruit de fond.

Bin (GeV)	Moyenne et écart-type (GeV)	N_{obs}	$\alpha\epsilon$ (%)	$\Delta\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$ ($\cdot 10^{-4}$)	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ (nb)
2.0-2.2	2.08 ± 0.06	724	28.4 ± 5.7	30.6	$12.91 \pm 0.48 \pm 2.50$
2.2-2.4	2.28 ± 0.05	310	34.9 ± 5.0	26.6	$5.17 \pm 0.29 \pm 1.07$
2.4-2.6	2.49 ± 0.06	175	38.7 ± 5.0	23.4	$3.00 \pm 0.23 \pm 0.68$
2.6-3.0	2.78 ± 0.11	222	37.5 ± 3.8	39.4	$2.33 \pm 0.16 \pm 0.48$
3.0-3.5	3.22 ± 0.14	127	36.9 ± 4.0	39.0	$1.37 \pm 0.12 \pm 0.31$
3.5-4.0	3.71 ± 0.15	69	36.2 ± 4.7	28.7	$1.03 \pm 0.12 \pm 0.28$
4.0-5.0	4.34 ± 0.27	65	31.7 ± 4.4	46.5	$0.68 \pm 0.08 \pm 0.18$
5.0-6.0	5.49 ± 0.30	26	31.1 ± 5.8	30.8	$0.42 \pm 0.08 \pm 0.15$
6.0-8.0	6.81 ± 0.54	25	30.9 ± 5.8	44.5	$0.28 \pm 0.06 \pm 0.10$
8.0-10.0	9.02 ± 0.65	17	27.5 ± 8.8	28.1	$0.34 \pm 0.08 \pm 0.15$

TABLEAU 6. Résultat de la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)p\bar{p}$

Ce tableau correspond aux données sans soustraction du bruit de fond.

6. CONCLUSION

Nous avons vu que le $\frac{dE}{dx}$ est une quantité primordiale pour l'identification des particules. En ajustant les paramètres de la fonction de Bethe et Bloch, j'ai obtenu une bonne simulation du $\frac{dE}{dx}$. L'intégration de mes routines dans le code standard de L3 permettra de se rendre compte de problèmes éventuels.

Pour avoir des Monte-Carlo de mésons $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)M^+M^-$, j'ai modifié le code de simulation $\gamma\gamma$ de manière à tenir compte de la section efficace de Brodsky-Lepage.

J'ai entraîné 10 réseaux de neurones artificiels à reconnaître des électrons, des muons, des pions, des kaons et des protons. L'apprentissage a été fait sur une période suffisamment longue pour atteindre une solution optimale (pour cette géométrie et ces variables d'entrée). J'ai combiné les réponses de ces réseaux de manière statistique, pour que d'autres personnes puissent utiliser mon travail.

En sélectionnant les pions, les kaons et les protons, j'ai obtenu les sections efficaces continues, à haute masse ($W > 2$ GeV), correspondantes. Pour les premiers points j'obtiens une mesure comparable à la théorie et aux autres expériences. Malheureusement pour $W > 4$ GeV, j'observe que je suis submergé par du bruit de fond leptonique. Une première approche de soustraction du bruit a été faite avec une approximation analytique du bruit de fond. On pourrait obtenir une meilleure estimation du bruit de fond en utilisant plus de Monte-Carlo.

J'ai aussi commencé l'analyse du f_2 , mais il ne m'a pas été possible de mesurer sa masse, ainsi que sa largeur de résonance $\Gamma_{\gamma\gamma \rightarrow f_2}$. Ceci est dû à la forte interférence entre l'amplitude de Born et cette résonance. Là aussi il reste du travail. Il deviendra possible d'obtenir ces mesures, si nous tenons compte de l'interférence dans les Monte-Carlo.

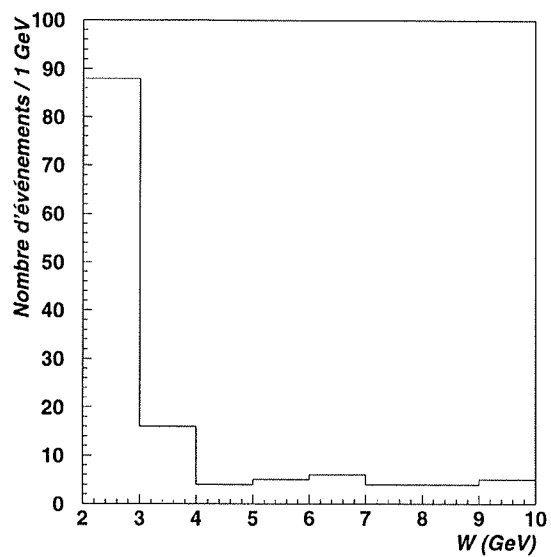


FIGURE 41. Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$

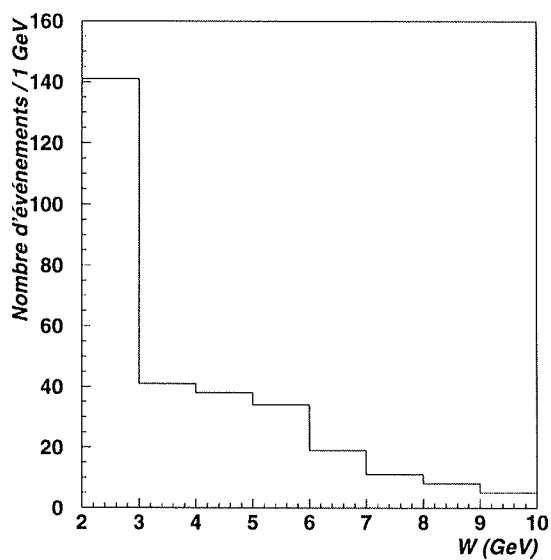


FIGURE 42. Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)K^+K^-$

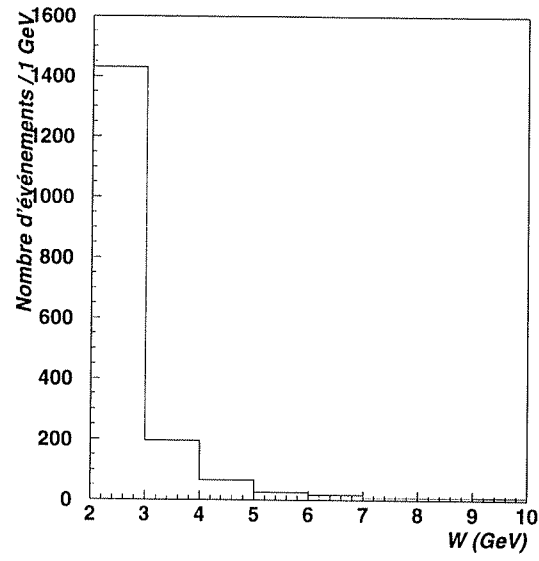


FIGURE 43. Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)p\bar{p}$

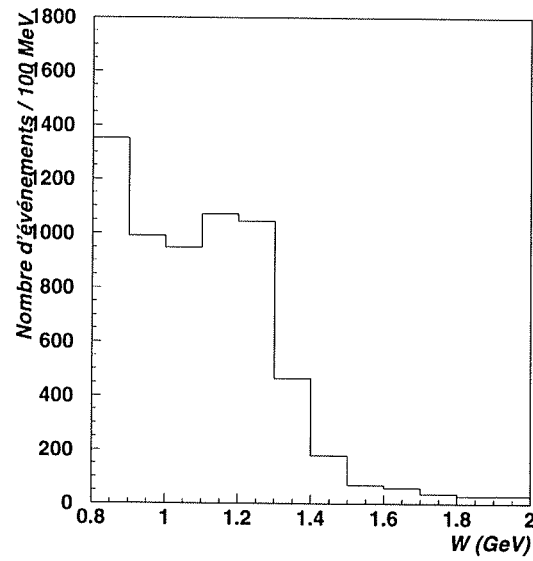


FIGURE 44. Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$

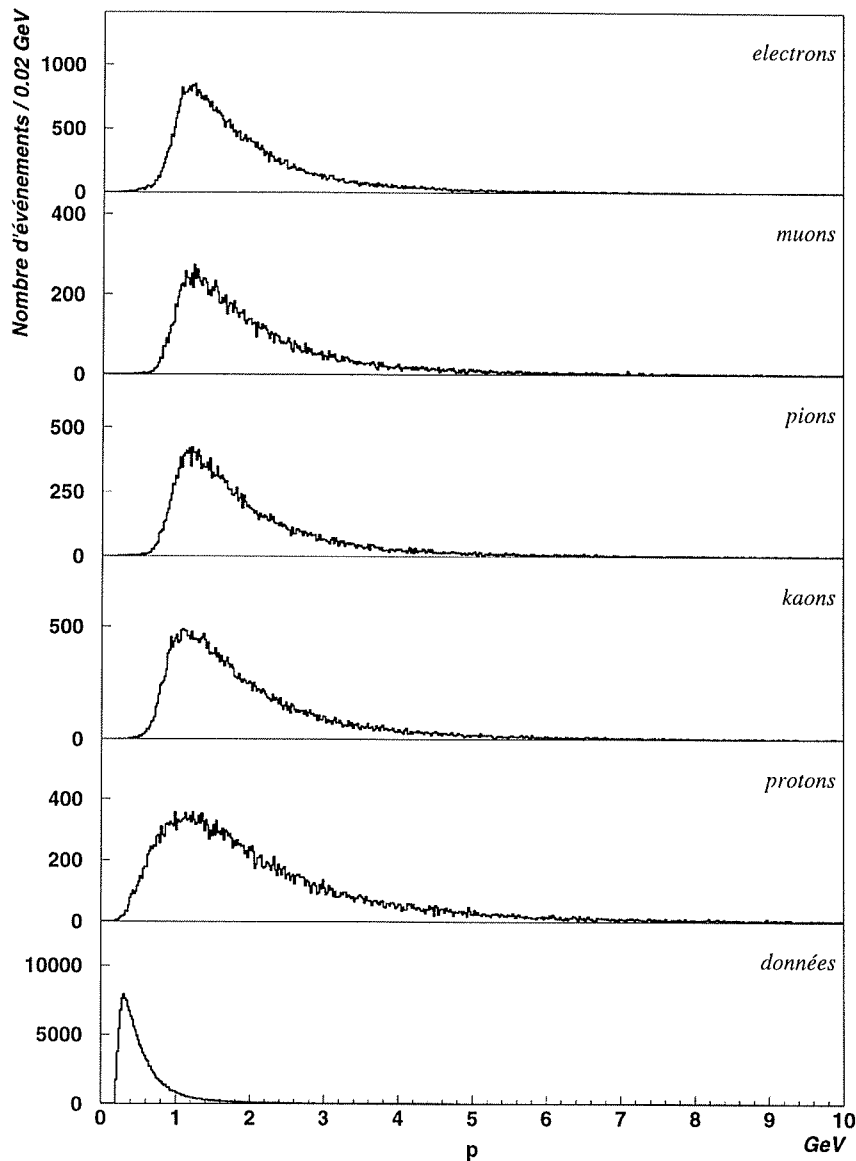


FIGURE 45. Distribution de la quantité de mouvement

Ce n'est pas dans la quantité de mouvement que l'on pourra identifier des particules, mais cela permet aux réseaux de neurones de mettre en relation la quantité de mouvement avec d'autres variables. En particulier, l'énergie déposée dans le BGO dépend de la quantité de mouvement et de la masse de la particule.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

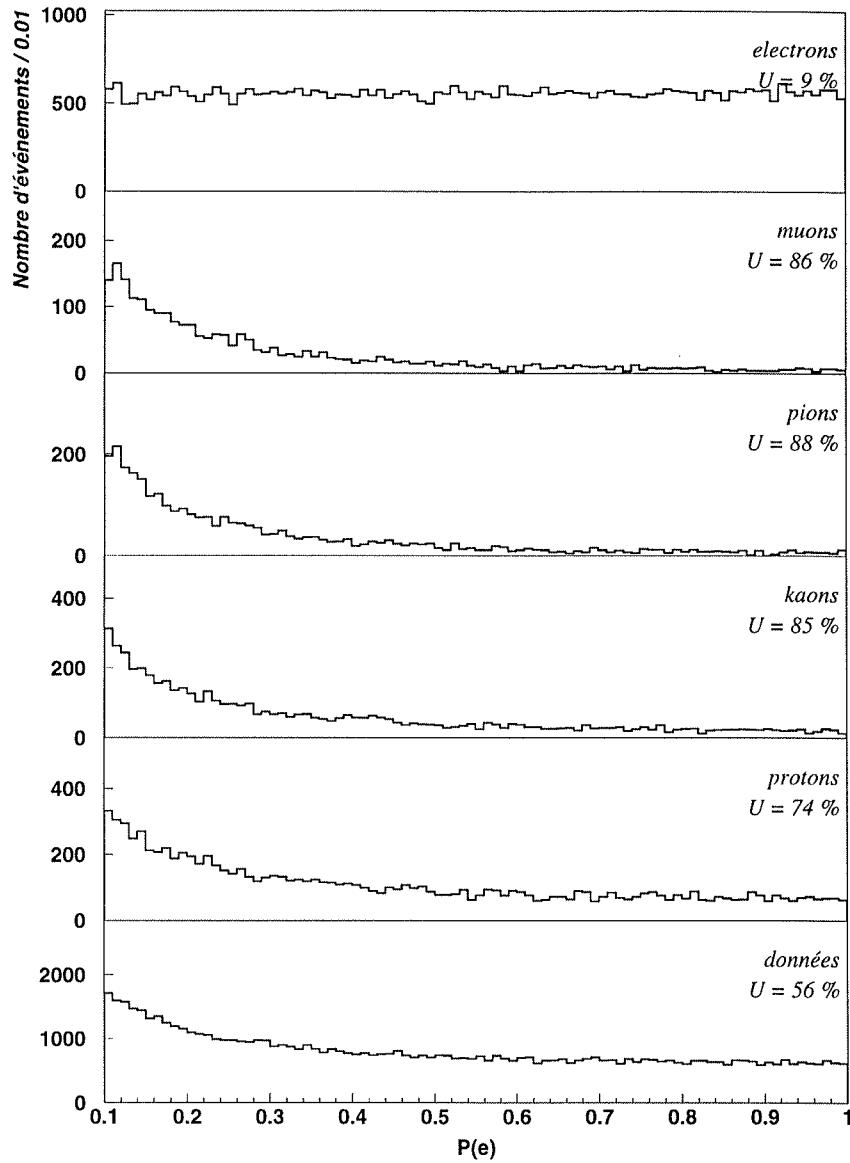


FIGURE 46. Distribution de la probabilité d'être un électron d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$

Comme nous pouvons nous y attendre, la probabilité d'être un électron est constant pour les électrons et piqué à 0 pour les autres particules.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2 \text{ GeV}$. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

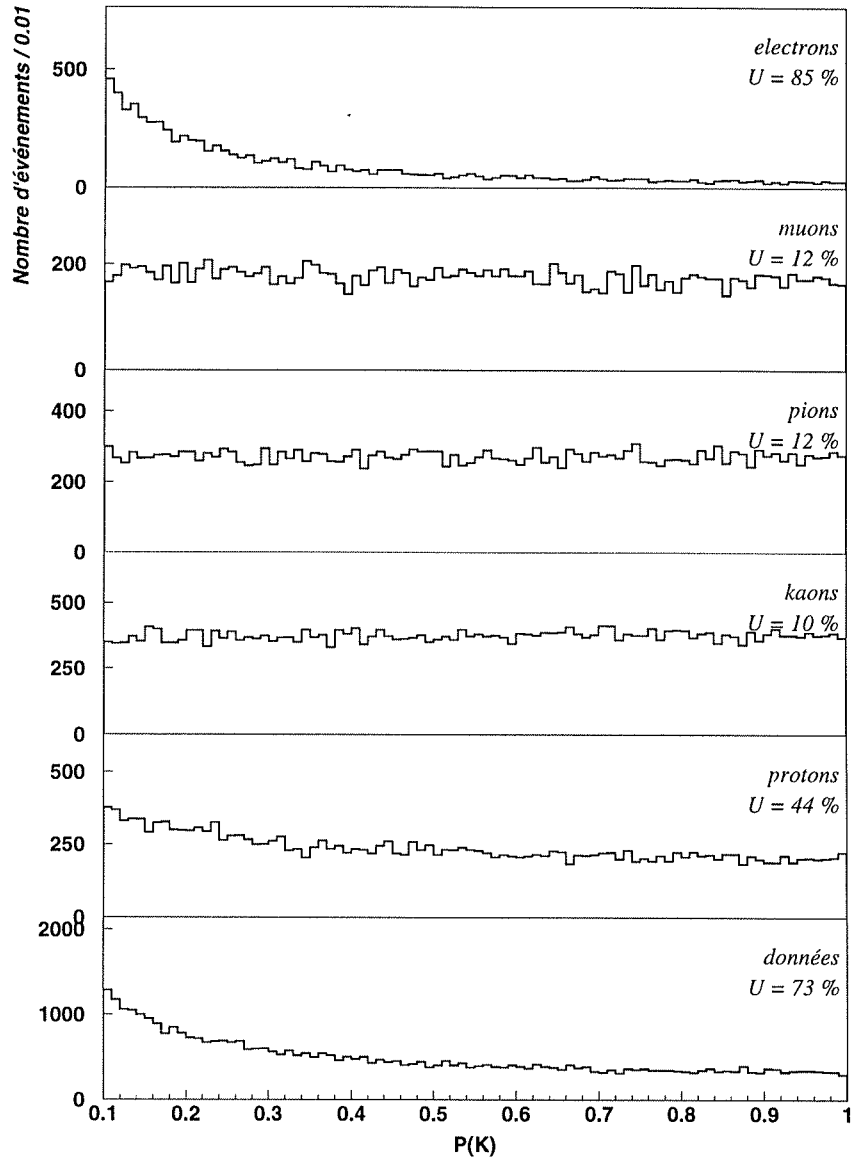


FIGURE 49. Distribution de la probabilité d'être un kaon d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$

On peut remarquer que cette probabilité est uniforme pour les muons, les pions et les kaons. Ceci est normal, car la distribution de quantité de mouvement commence à environ 1 GeV (voir figure 45), et qu'à ce point la courbe de Bethe et Bloch pour les muons, les pions et les kaons se chevauche. Le fait que l'on ne voit pas cet effet dans la probabilité d'être un muon ou un pion n'est dû qu'à une petite différence dans la formule de Bethe et Bloch et à une petite illusion d'optique. En effet, l'échelle n'est pas la même et le nombre important d'événements dans le premier bin fausse un peu l'impression que l'on peut avoir.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

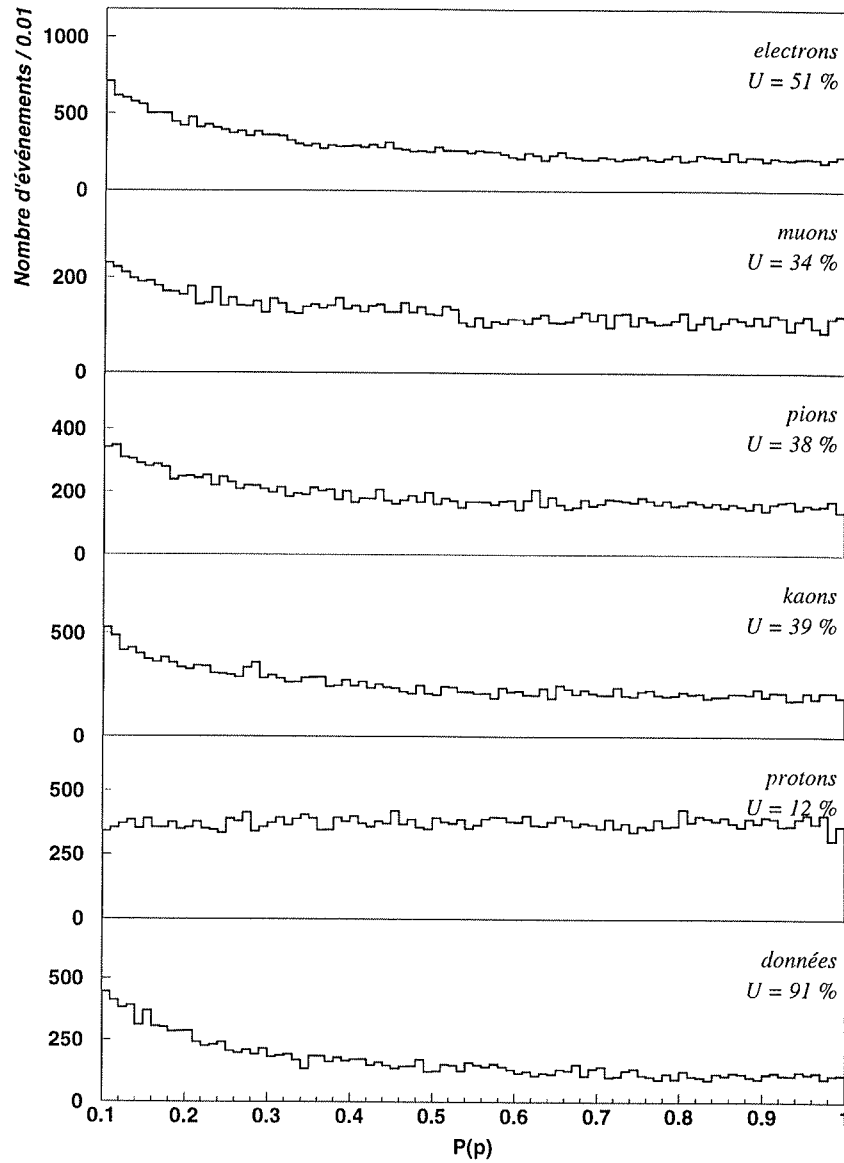
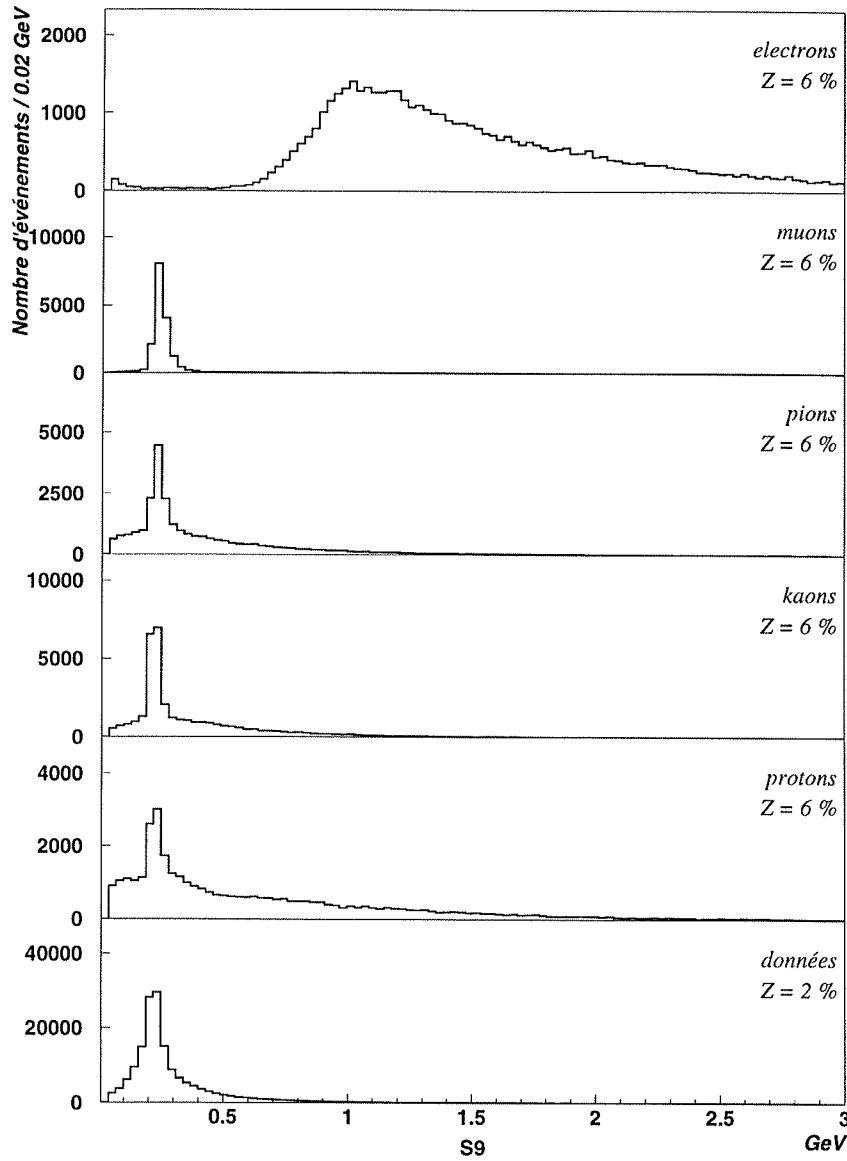


FIGURE 50. Distribution de la probabilité d'être un proton d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$

Comme attendu, la probabilité est uniforme pour les protons. Pour les autres particules, on observe une forte accumulation des traces à 0, et une partie presque plate, pour les traces à grande quantité de mouvement

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

FIGURE 51. Distribution de S_9

S_9 est l'énergie déposée dans les neuf cristaux autour du passage de la particule. Un MIP dépose environ 0.2 GeV, on peut clairement voir ce pic chez les muons. Pour les pions, les kaons et les protons, après le pic de MIP, on observe une distribution étalée, due aux hadrons qui ont une interaction forte dans les cristaux de BGO. On observe aussi que l'énergie des électrons est entièrement déposée dans le BGO, car cette distribution est la même que celle de leur quantité de mouvement. Cette variable permet aux réseaux de rejeter clairement les électrons, et une partie des muons. La variable Z est le pourcentage entre le nombre d'événements qui ont une valeur nulle et le nombre total d'événements.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

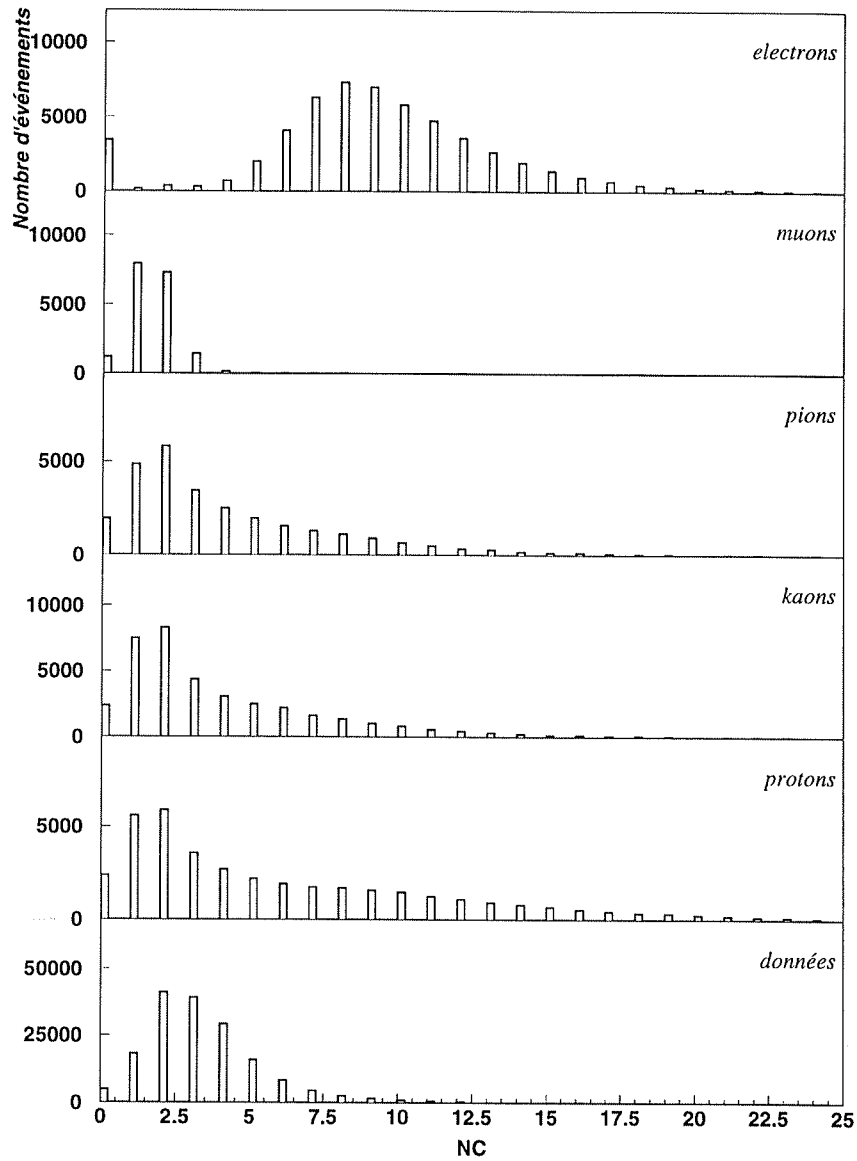


FIGURE 52. Distribution du nombre de cristaux BGO touchés

De nouveau, cette distribution est clairement différente pour les électrons et les autres particules. On observe aussi une différence entre les muons et les hadrons.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

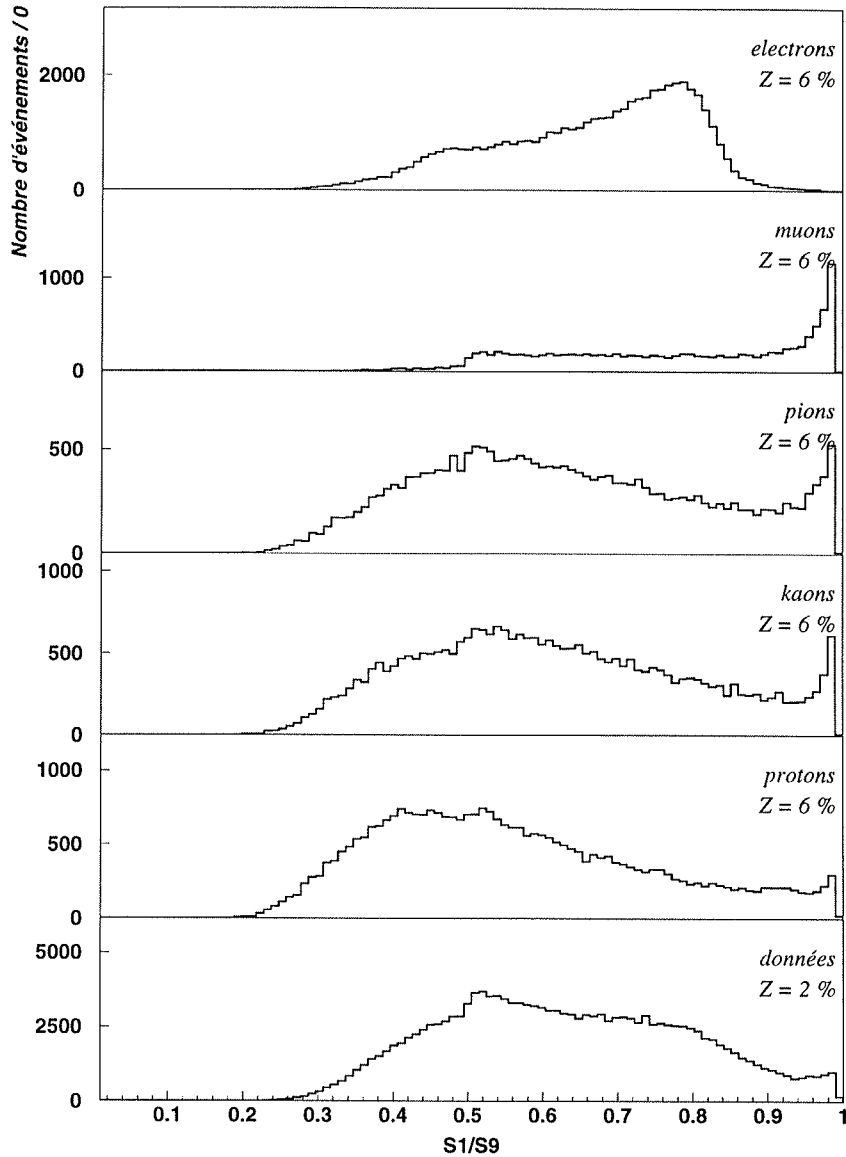


FIGURE 53. Distribution de S_1/S_9

S_1 est l'énergie du cristal central des 9 cristaux. Le rapport S_1/S_9 décrit l'extension de la gerbe électromagnétique provoquée par le passage de la particule. On peut voir que les hadrons laissent environ 50% de leur énergie dans le cristal central, alors que presque 100% de l'énergie des muons est laissée dans le cristal central. Ceci signifie que les muons traversent les cristaux sans interagir; alors des hadrons peuvent former une gerbe hadronique, riche en π^0 qui donnent origine à des gerbes électromagnétiques et donc à des distributions semblables à celles des $e^\pm$. Les électrons s'arrêtent complètement dans le BGO. On peut voir aussi une différence entre les mésons et les protons, car les $\bar{p}$ sont complètement absorbés.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

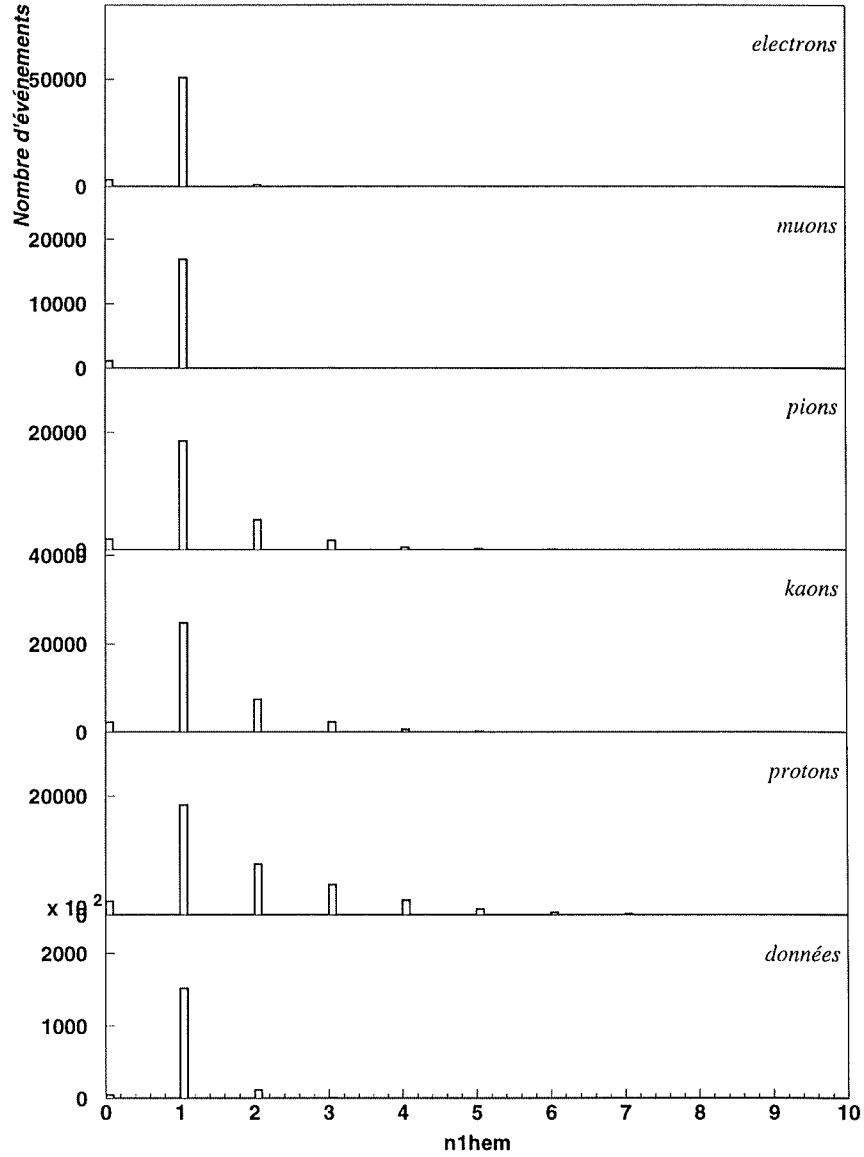


FIGURE 54. Distribution de $N1_{hem}$

$N1_{hem}$ est le nombre de bumps BGO touché dans un cône de 20° autour de la trace mesurée par la TEC. Un bump est un ensemble de cristaux touchés. Cette manière de considérer la trace permet de tenir en compte la production de particules secondaires lors de la formation d'une gerbe hadronique dans le BGO. Ceci est surtout utile avec les protons. On observe en effet un nombre plus important de bumps pour les protons.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2 \text{ GeV}$. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

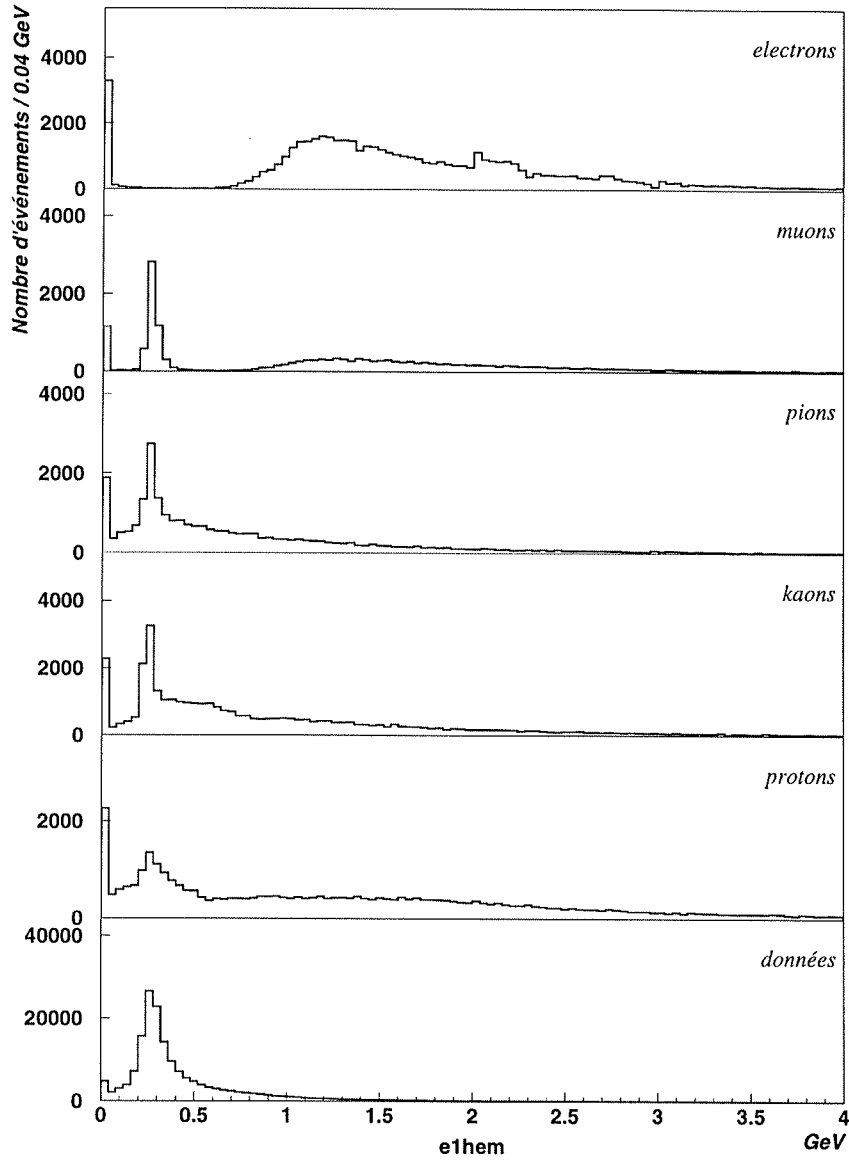


FIGURE 55. Distribution de $E1_{hem}$

$E1_{hem}$ est l'énergie totale déposée dans un cône de 20° autour de la trace. Cette quantité est sensiblement la même que $S9$, mais diffère légèrement pour les protons.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

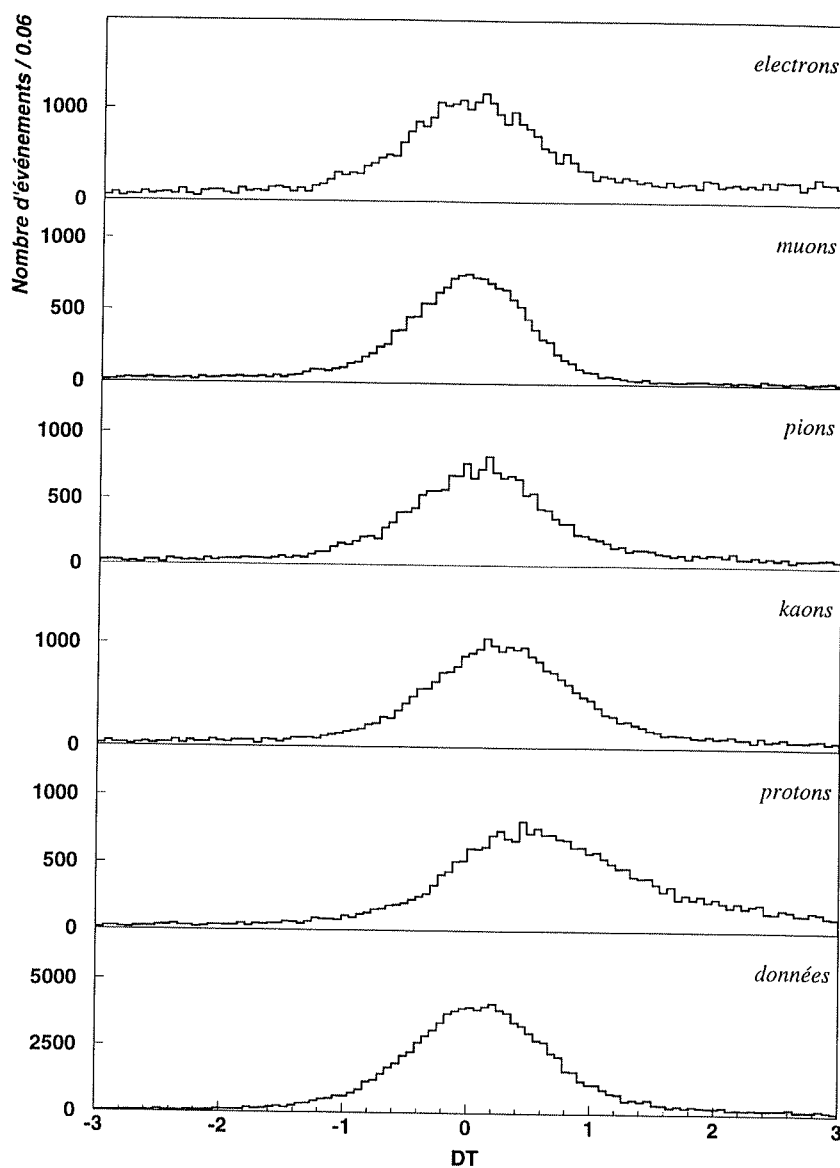


FIGURE 56. Distribution du temps de vol relatif

Le temps de vol mesure la vitesse des particules au lieu de leur quantité de mouvement. Il devrait donc permettre une identification directe, malheureusement la résolution du temps de vol est loin d'être suffisante pour cela. On peut seulement voir un décalage de la moyenne avec la masse.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

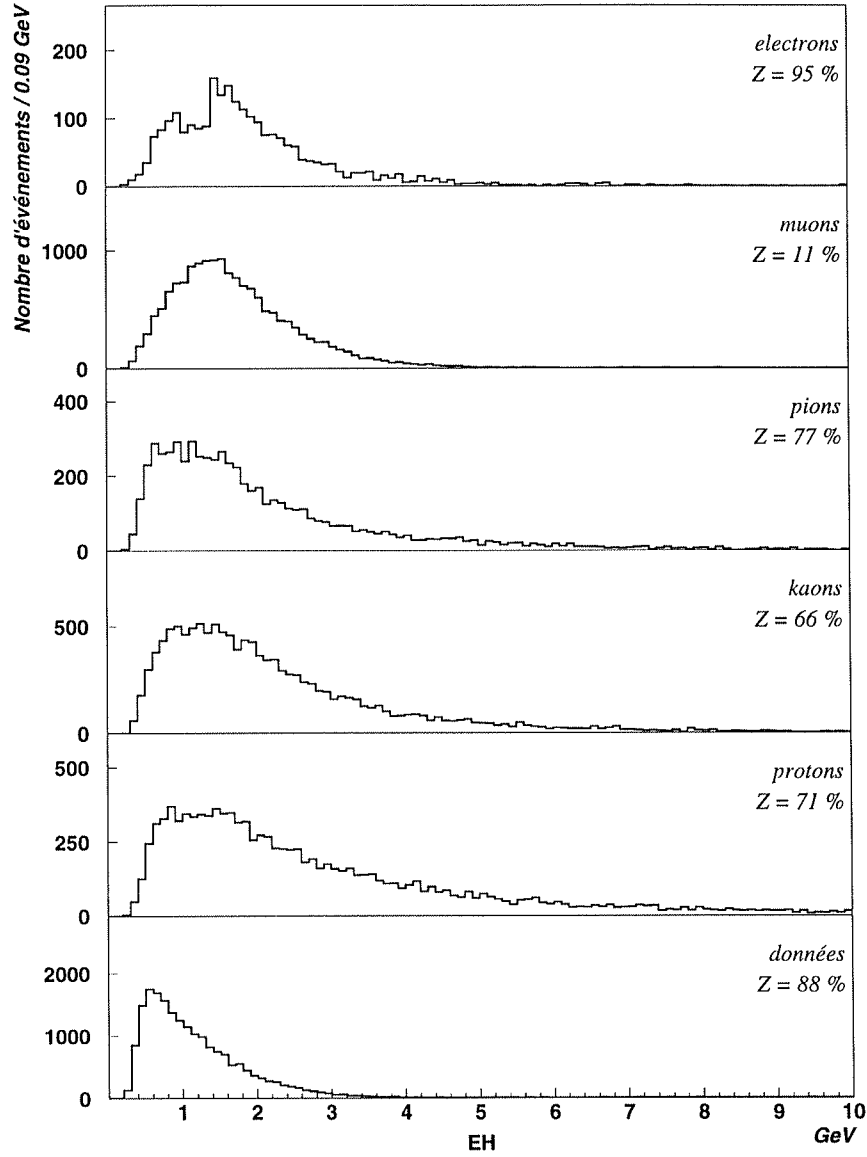


FIGURE 59. Distribution de l'énergie déposée dans le HCAL

Ces distributions sont assez semblables pour toutes les particules, bien que l'on puisse suspecter une légère différence entre les muons et les hadrons.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

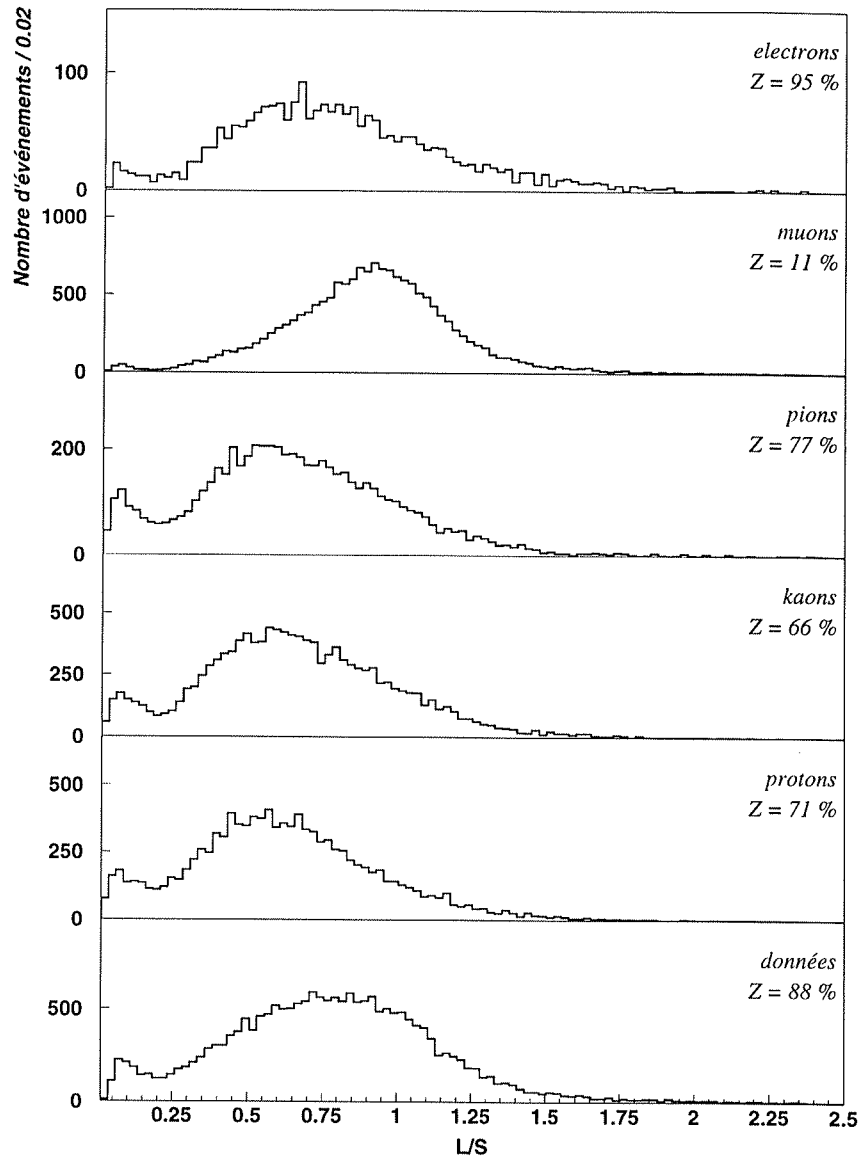


FIGURE 60. Distribution de $Length/Span$ dans le HCAL

Le $Length/Span$ est le rapport entre le nombre de chambres proportionnelles touchées et la longueur totale de la trace. Plus ce rapport est petit, plus les signaux sont proches. Cela permet de connaître l'allure radiale de la gerbe hadronique.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

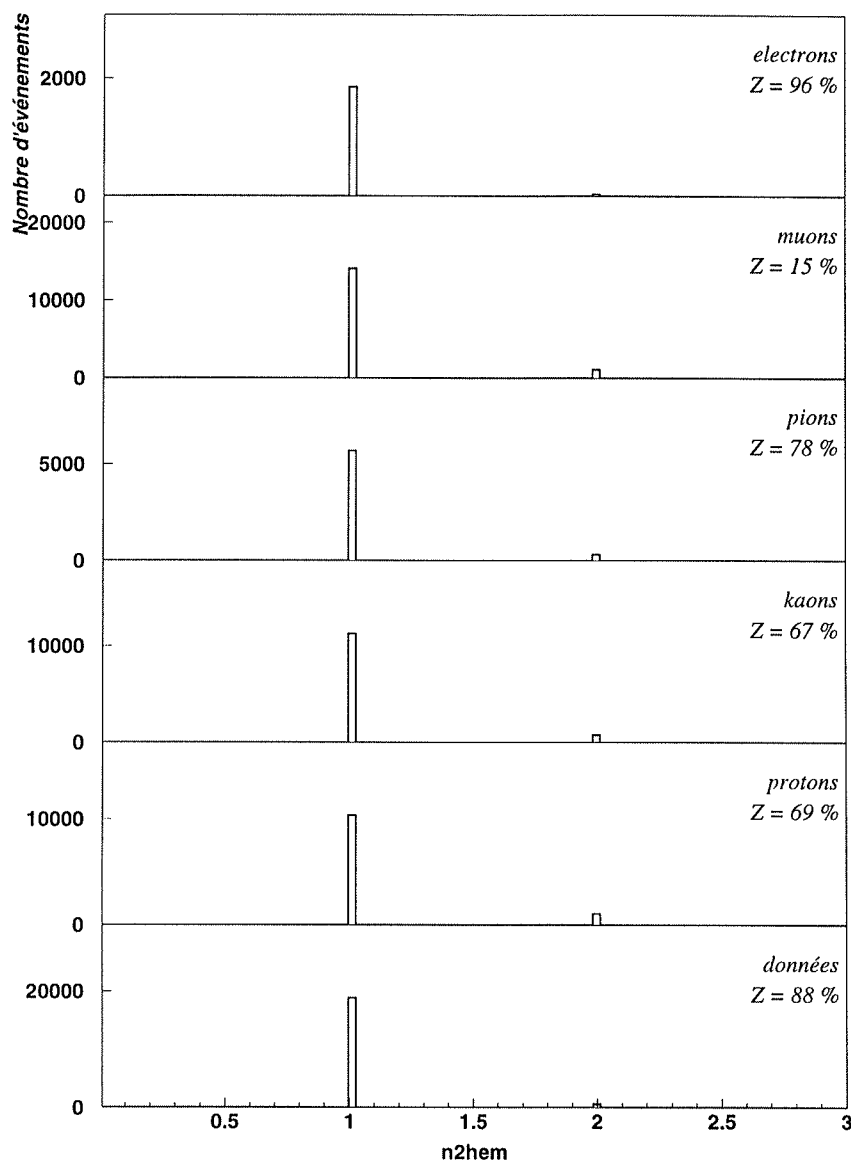


FIGURE 61. Distribution de $N2_{hem}$

$N2_{hem}$ est le nombre de bumps HCAL dans un cône de 20° autour de la trace. On peut voir que cette quantité n'apporte pas grand chose à l'identification.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

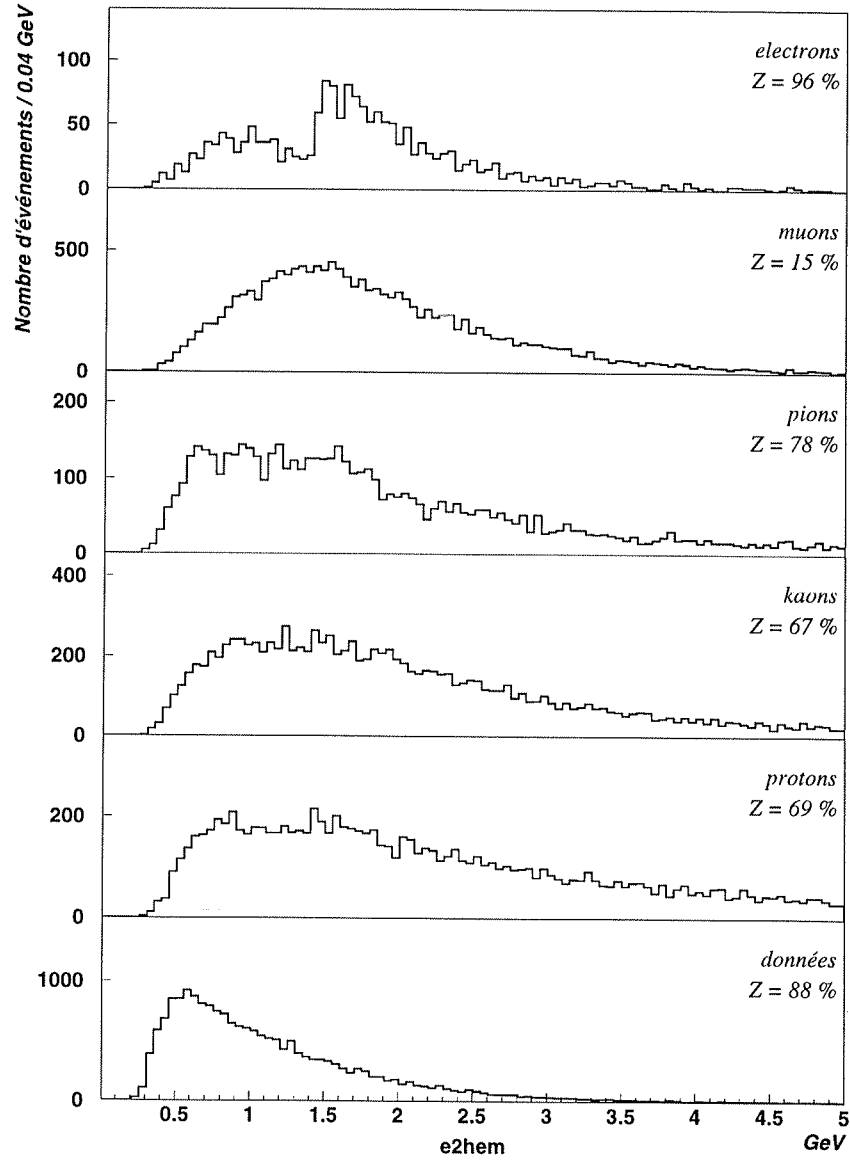


FIGURE 62. Distribution de E_{2hem}

E_{2hem} est l'énergie déposée dans le HCAL autour d'un cône de 20° autour de la trace. Il n'y a pas une grande différence entre cette quantité et l'énergie HCAL associé directement à la trace. Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2$ GeV. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

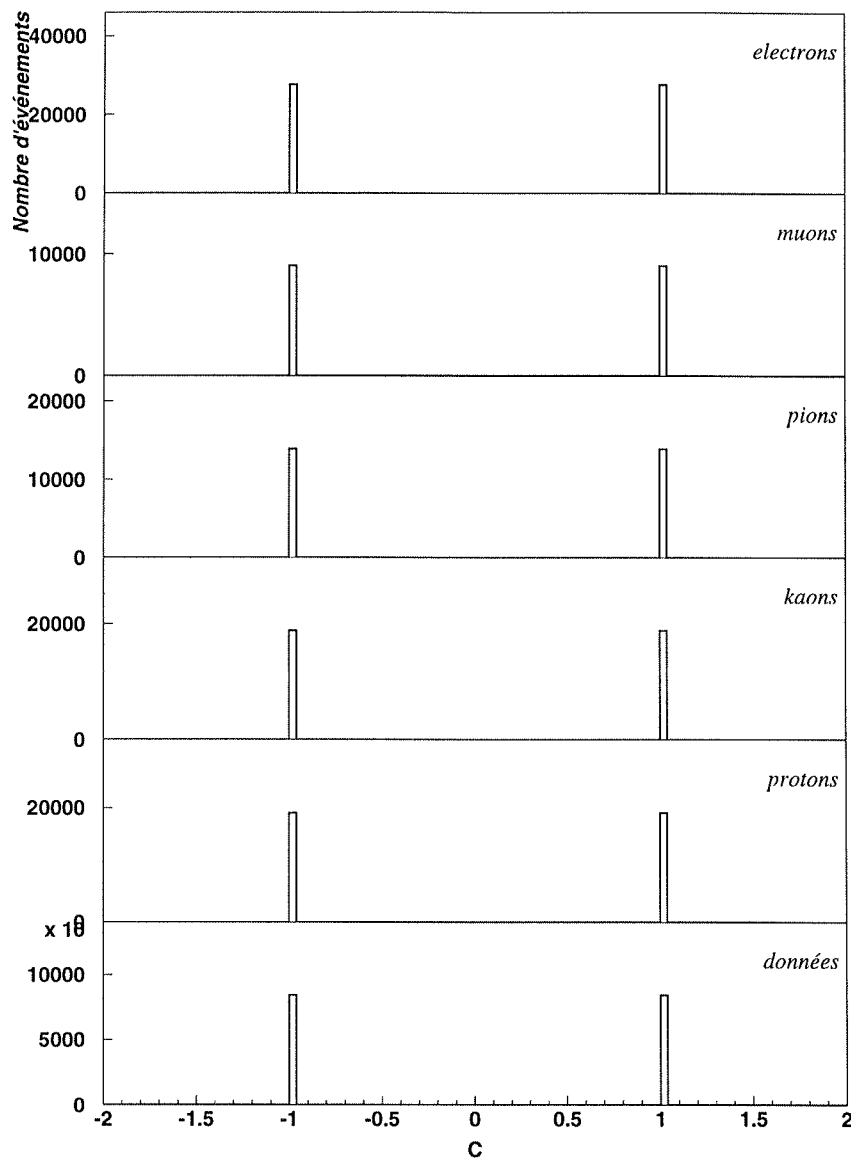


FIGURE 63. Distribution de charge

Comme on peut s'y attendre la moitié des traces ont une charge positive et l'autre une charge négative. Cette quantité est utilisée pour permettre aux réseaux de neurones d'adapter ces réponses en fonction de la charge. En effet, on s'attend à ce qu'un proton réagisse différemment qu'un anti-proton.

Les e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $p\bar{p}$ proviennent des Monte-Carlo réalistes qui ont été simulés à partir de $W = 2 \text{ GeV}$. Chaque Monte-Carlo contient environ 105'000 événements générés. Les données sont les événements avec deux bonnes traces de charge opposée dans la période 1994.

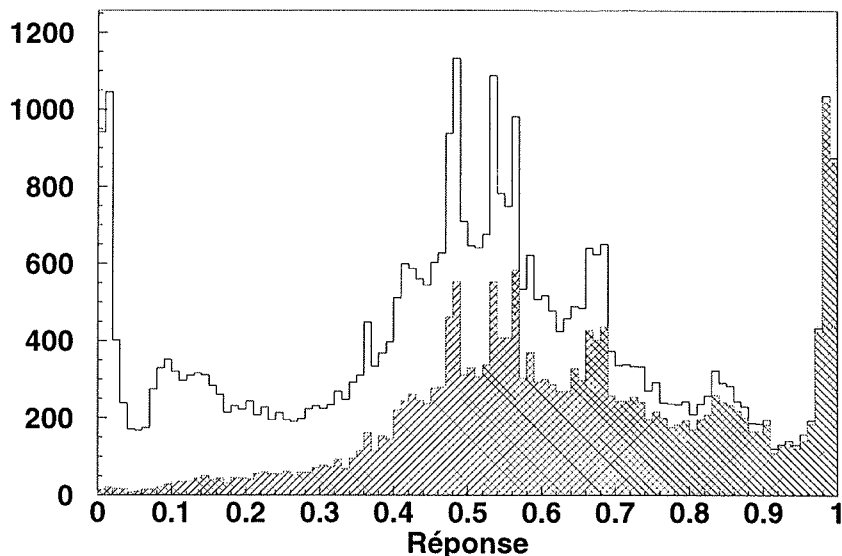


FIGURE 64. Réponse du réseau de neurones $O(\pi, K)$

On peut voir clairement la preuve de ce que l'on pouvait redouter. Comme la plupart des distributions des entrées sont semblables pour les pions et les kaons, on obtient un regroupement autour de 0.5. Heureusement certains événements sont clairement des pions, ou des kaons. Entre deux, les statistiques entrent en jeu. Les pics que l'on observe sont dûs au caractère hautement non linéaire des réseaux de neurones, mais ils ne sont pas grave car ces pics interviennent à la fois chez les pions et les kaons. On peut aussi s'en convaincre en observant la figure 30, où les pics ont disparu.

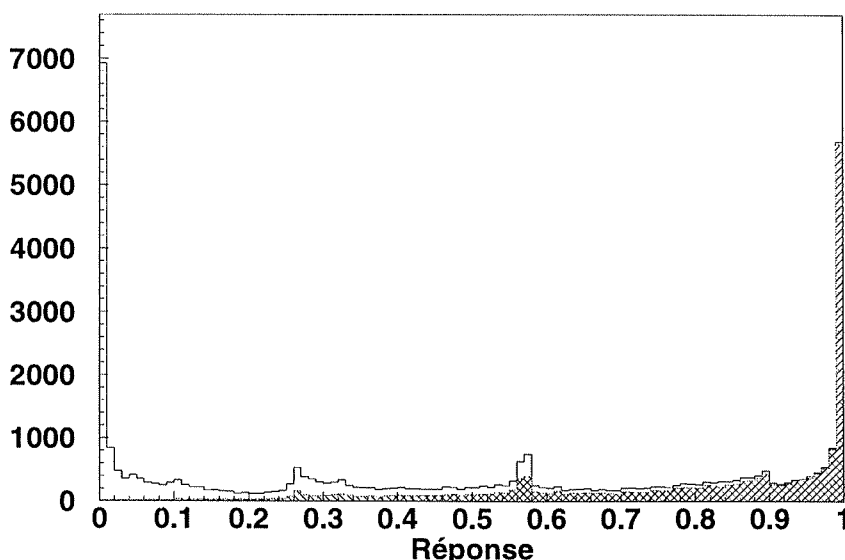


FIGURE 65. Réponse du réseau de neurones $O(\pi, p)$

On peut voir que la différenciation des pions des protons est plus aisée, bien qu'il reste toujours quelques traces qui posent problème.

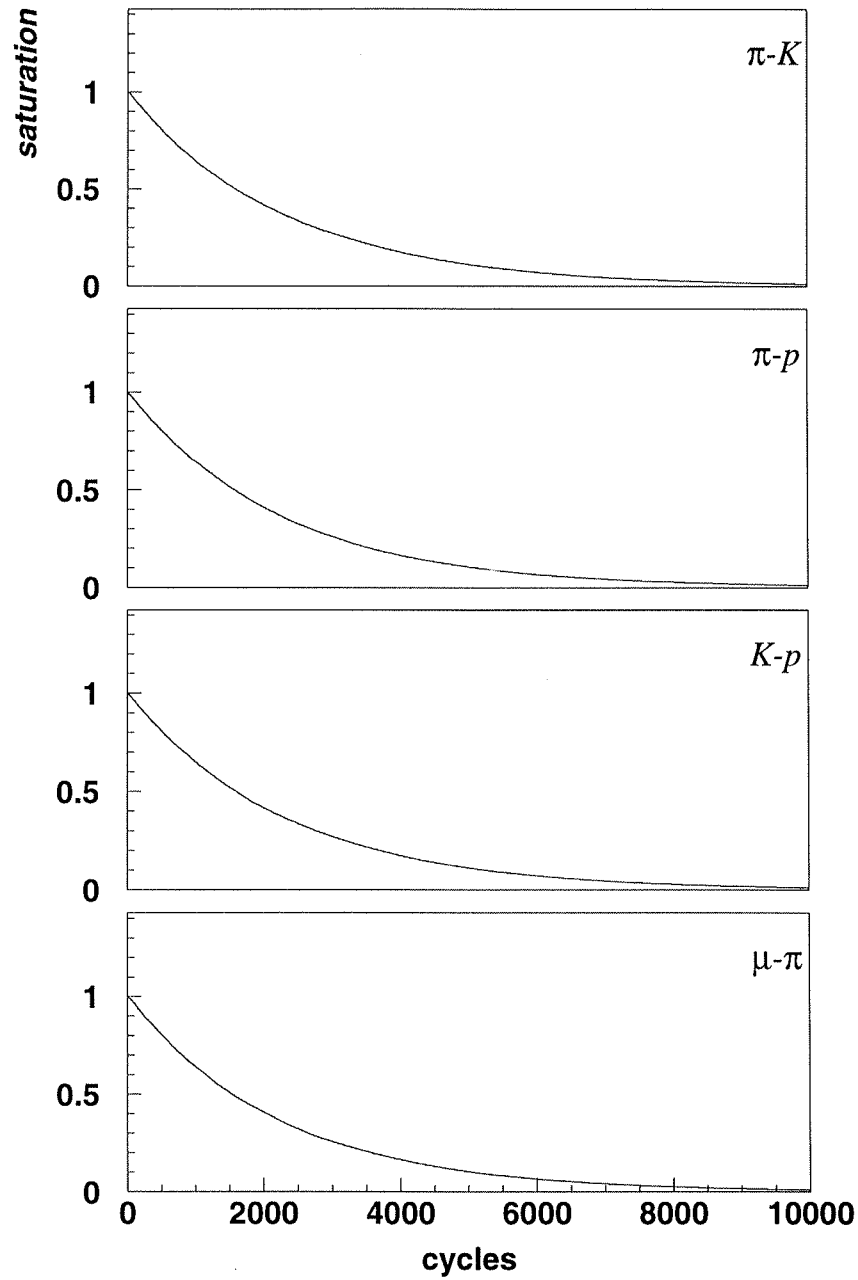


FIGURE 69. Taux d'apprentissage η

Comme le taux d'apprentissage change en fonction du taux d'erreur, et que le taux d'erreur est à peu près le même pour ces réseaux, le taux d'apprentissage est le même.

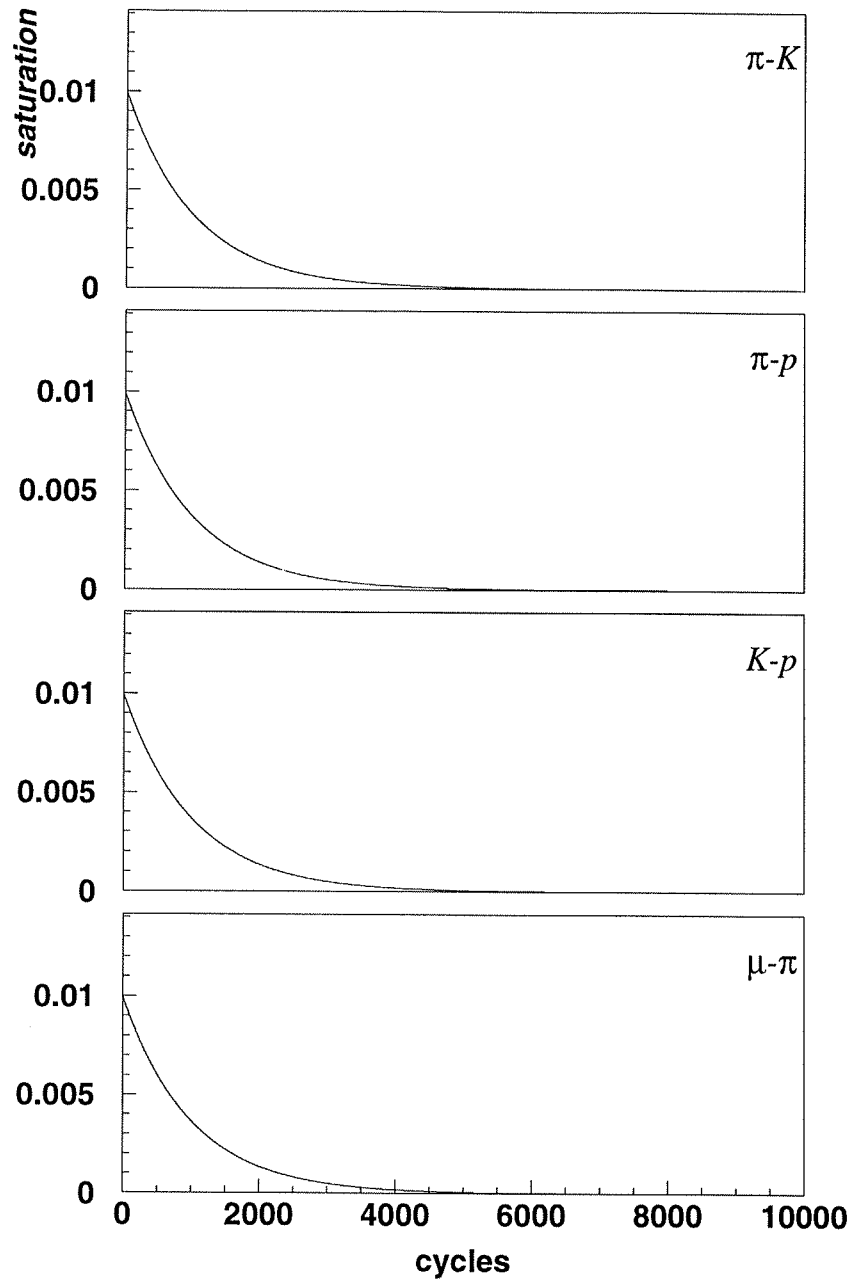


FIGURE 70. Largeur du bruit gaussien σ

On observe qu'il n'y a presque plus de bruit après le 5'000 cycles.

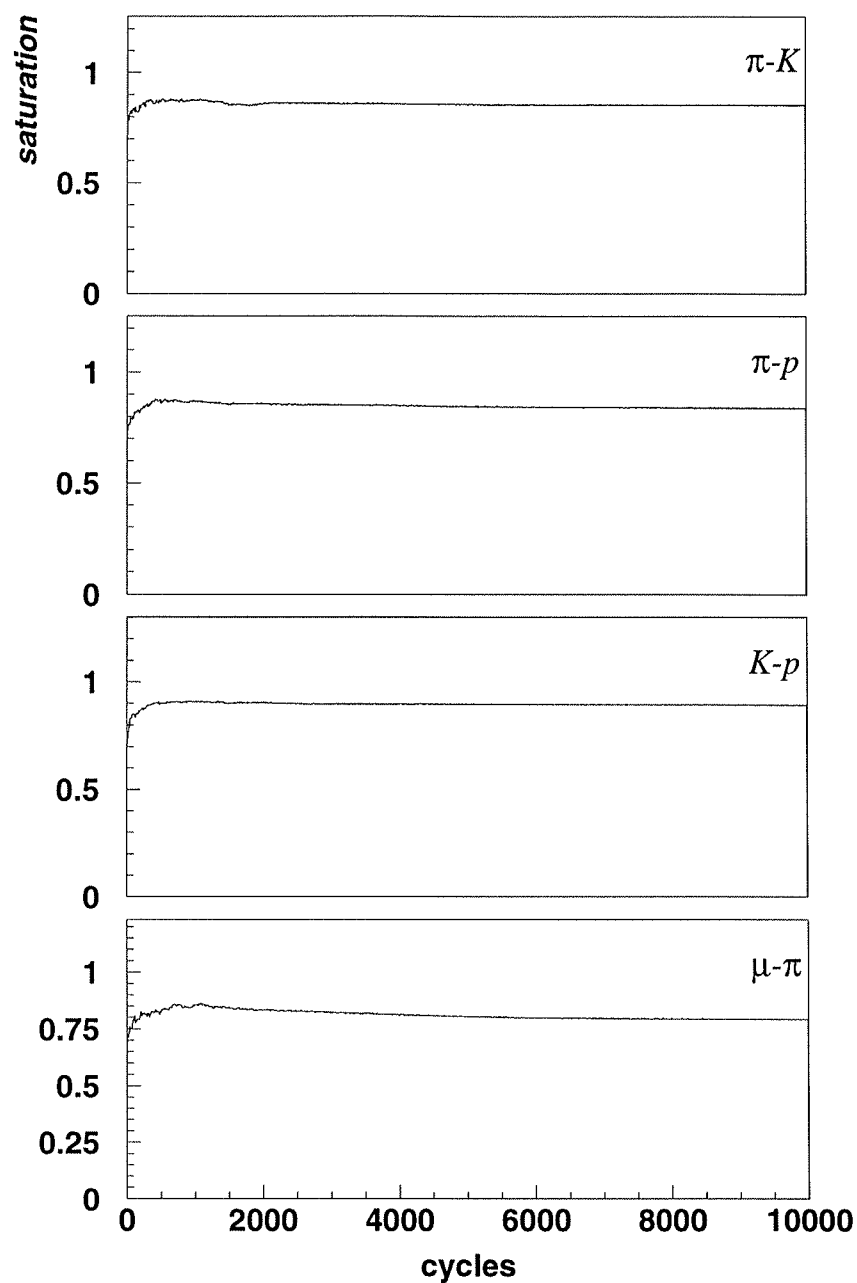


FIGURE 71. Saturation de la première couche

On peut voir que très vite la première couche a atteint sa saturation optimale. On peut aussi voir l'aspect chaotique de l'apprentissage dans les 1'000 premiers cycles.

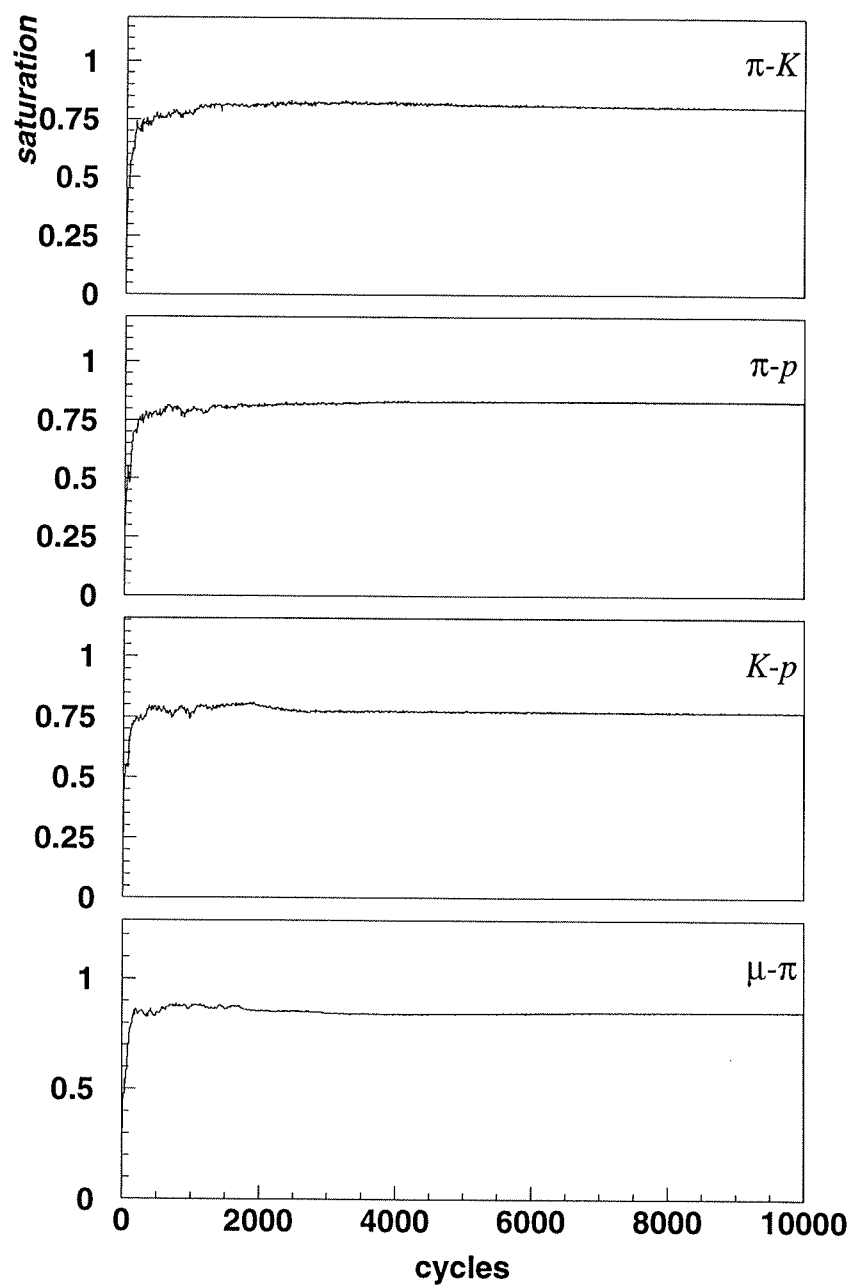


FIGURE 72. Saturation de la deuxième couche

On remarque les mêmes caractéristiques que la saturation de la première couche. On observe simplement que l'aspect chaotique dure un peu plus lentement, environ 5'000 cycles.

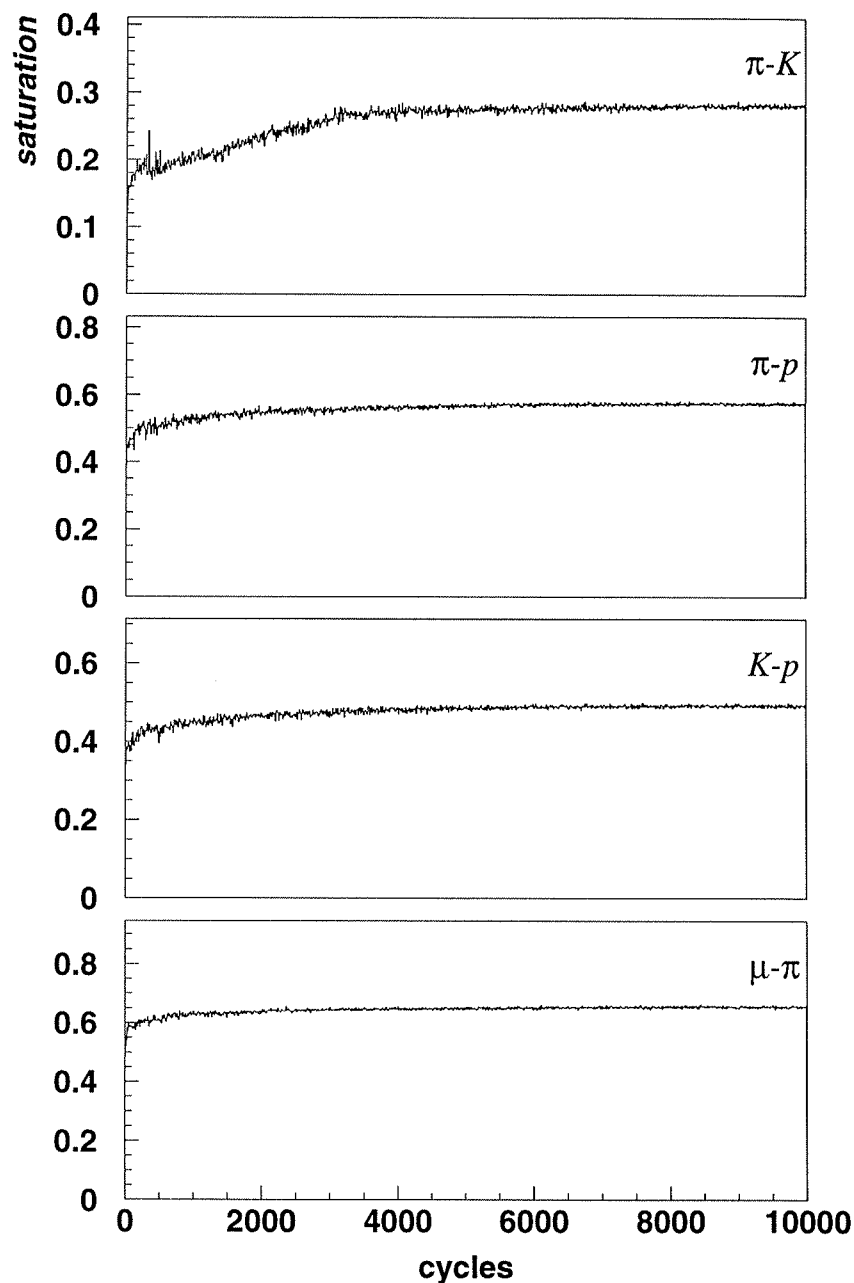


FIGURE 73. Saturation de la troisième couche

L'aspect clairement chaotique montre que la troisième couche n'a pas totalement fini de se décider. On peut penser que cette saturation atteindrait une position stable après plus de 30'000 cycles. Il serait tentant de faire un apprentissage pions-kaons de 100'000 cycles, mais cela prendrait environ 10 jours ! Néanmoins, on observe des deux premières couches que la valeur moyenne de la saturation ne change pas et que l'aspect chaotique vient uniquement de fluctuations autour de la position optimale. Comme les fluctuations après 10'000 cycles semblent plutôt petites, il n'est pas nécessaire de continuer l'apprentissage.

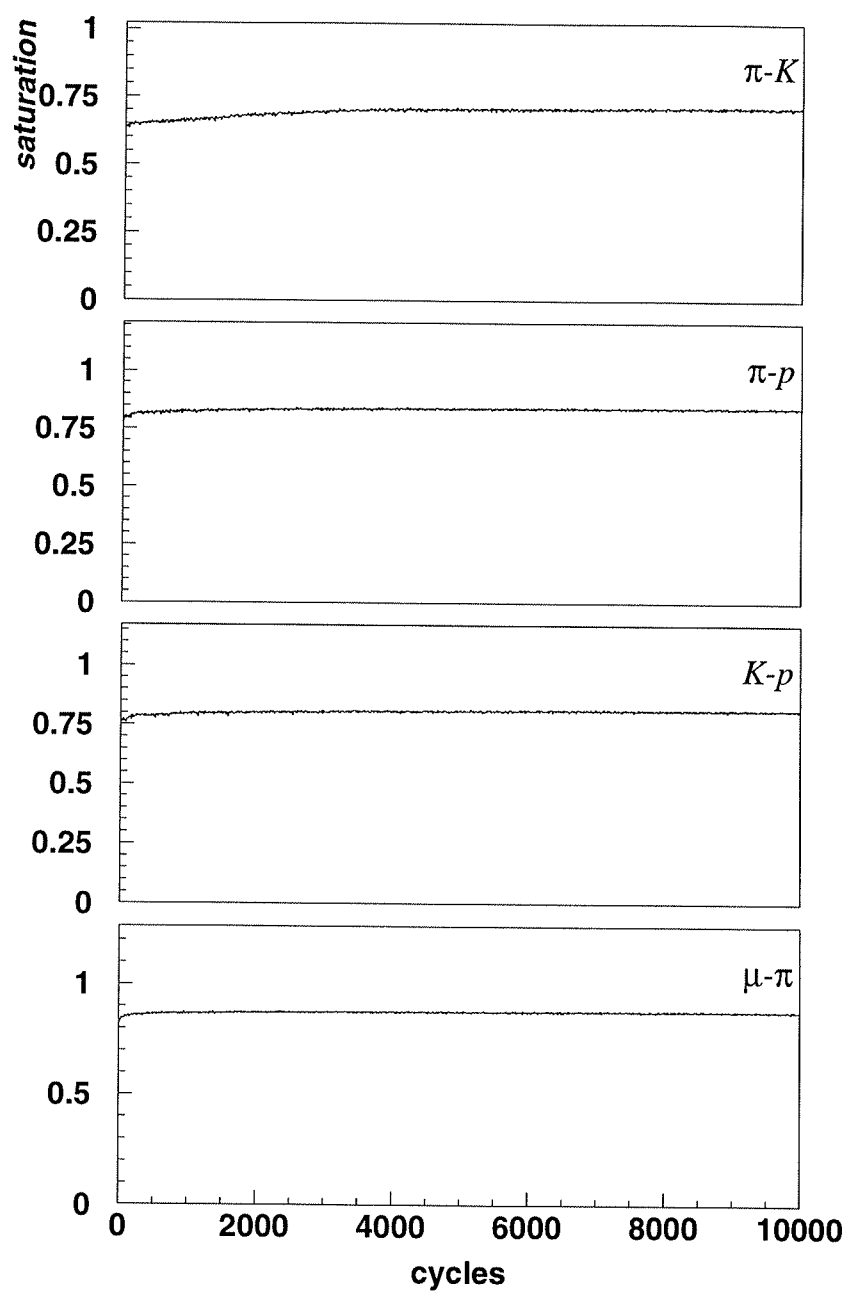


FIGURE 74. Pourcentage de réponses correctes pendant l'apprentissage
Sur cette figure, on observe ce que l'on a déjà vu avec les autres figures : l'aspect chaotique de l'apprentissage, la position quasi-optimale après 10'000 cycles et la ressemblance entre les quatre réseaux.

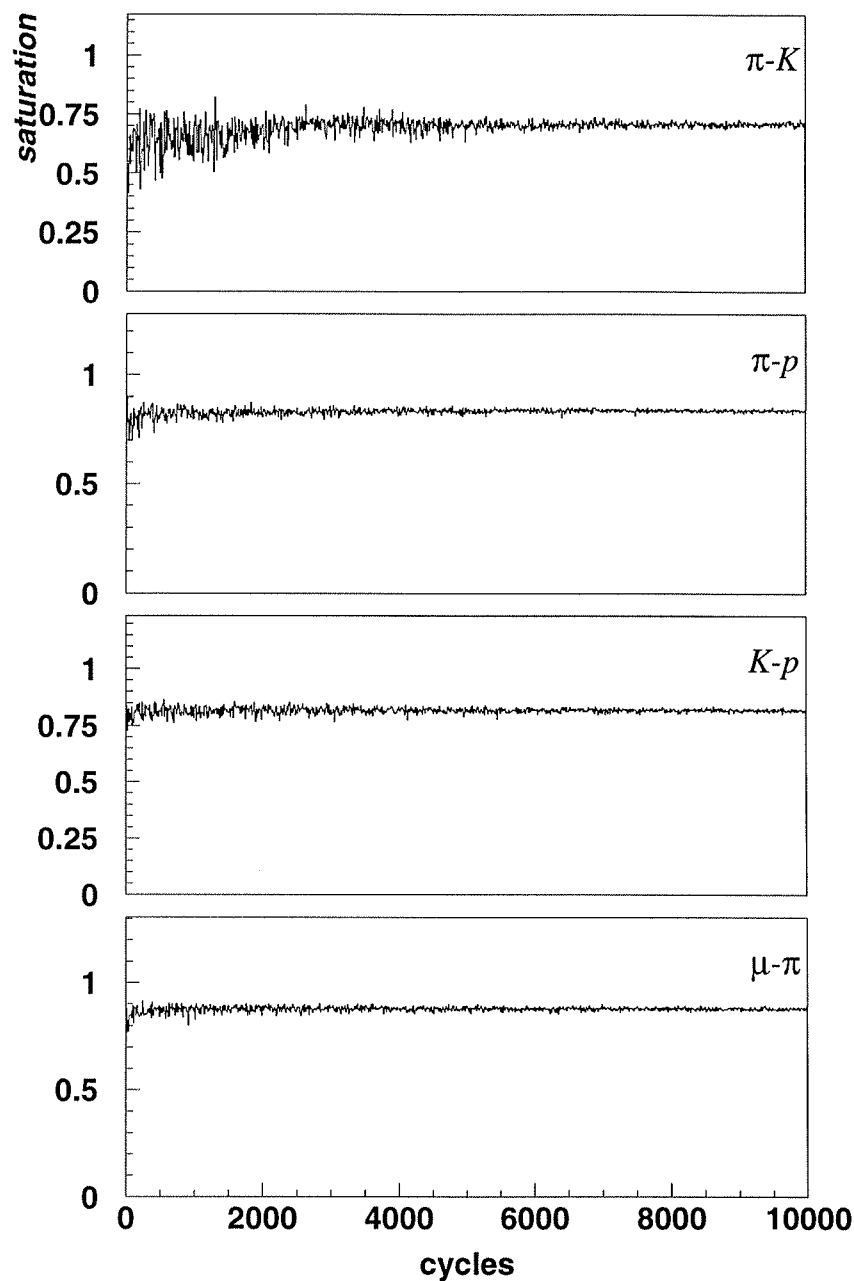


FIGURE 75. Pourcentage de réponses correctes pendant le test

On peut observer un aspect plus chaotique que l'échantillon d'apprentissage, mais ces fluctuations sont sûrement dues à des fluctuations statistiques, car l'échantillon de test est nettement moins important que celui d'entraînement. On observe également que ces pourcentages sont à peu près les mêmes que leur correspondant d'entraînement. Ceci indique qu'il n'y a pas eu de surestimation (overfitting).

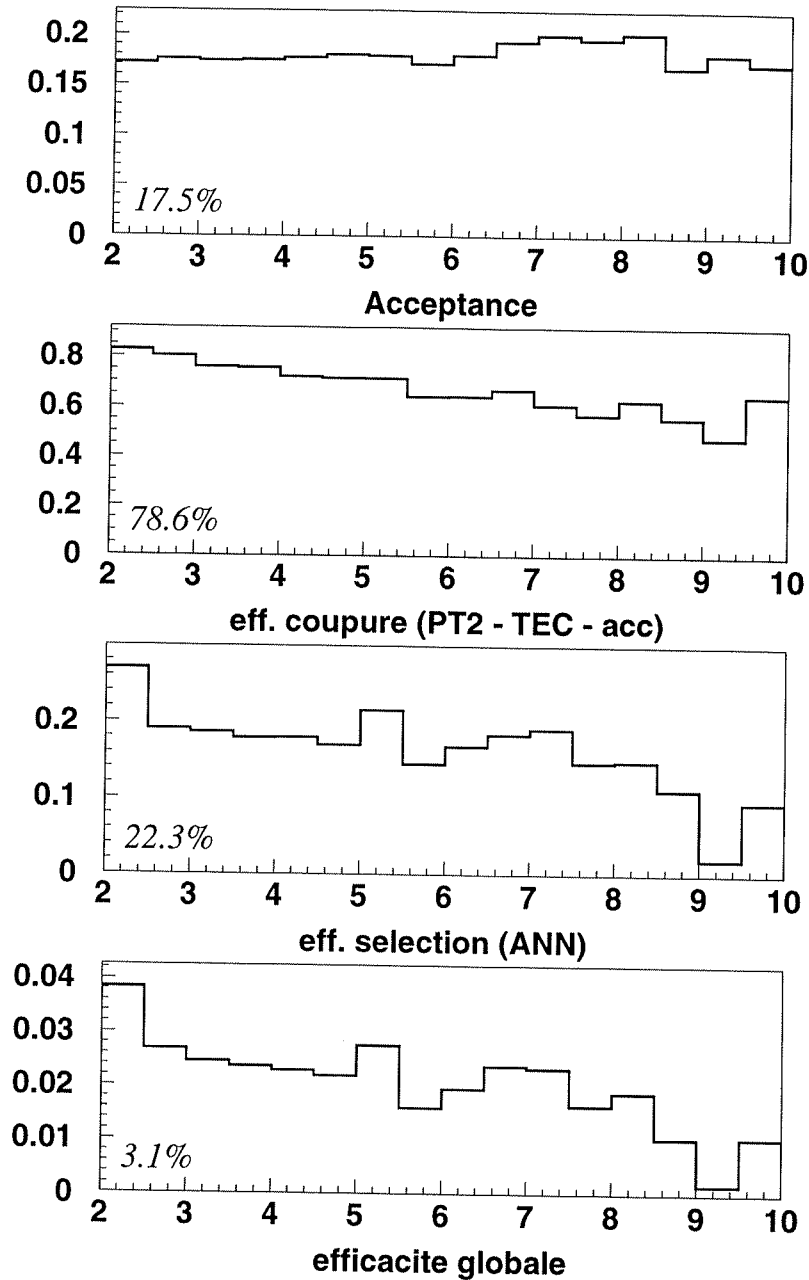


FIGURE 76. Efficacité et acceptance de la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$

Le graphique du haut représente l'acceptance des pions. Pour l'obtenir j'ai calculé le rapport entre les événements vus dans la TEC (2 bonnes traces de charge différentes) par rapport à tous les événements simulés sur 4π . Le nombre en bas à gauche représente la moyenne convoluée sur la distribution des événements sélectionnés.

Le deuxième graphique représente la coupure sur p_t^2 et l'acoplanarité. Cette efficacité tient aussi compte de l'efficacité du trigger TEC. La troisième efficacité est celle de la sélection par le réseau de neurones et le $\frac{dE}{dx}$. Le dernier graphique est le produit des trois graphiques. Cette distribution sert à retrouver la distribution original $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$

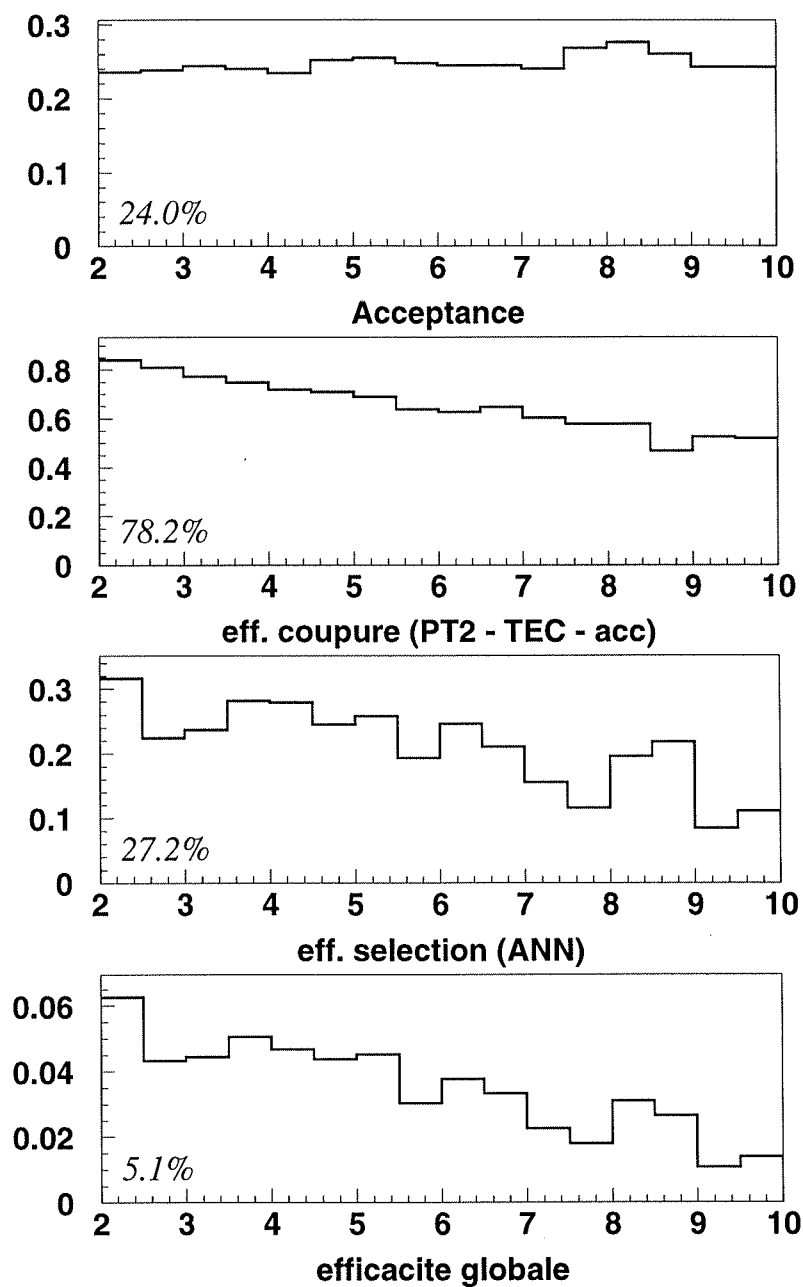


FIGURE 77. Efficacité et acceptance de la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-K^+K^-$

voir commentaire figure 76

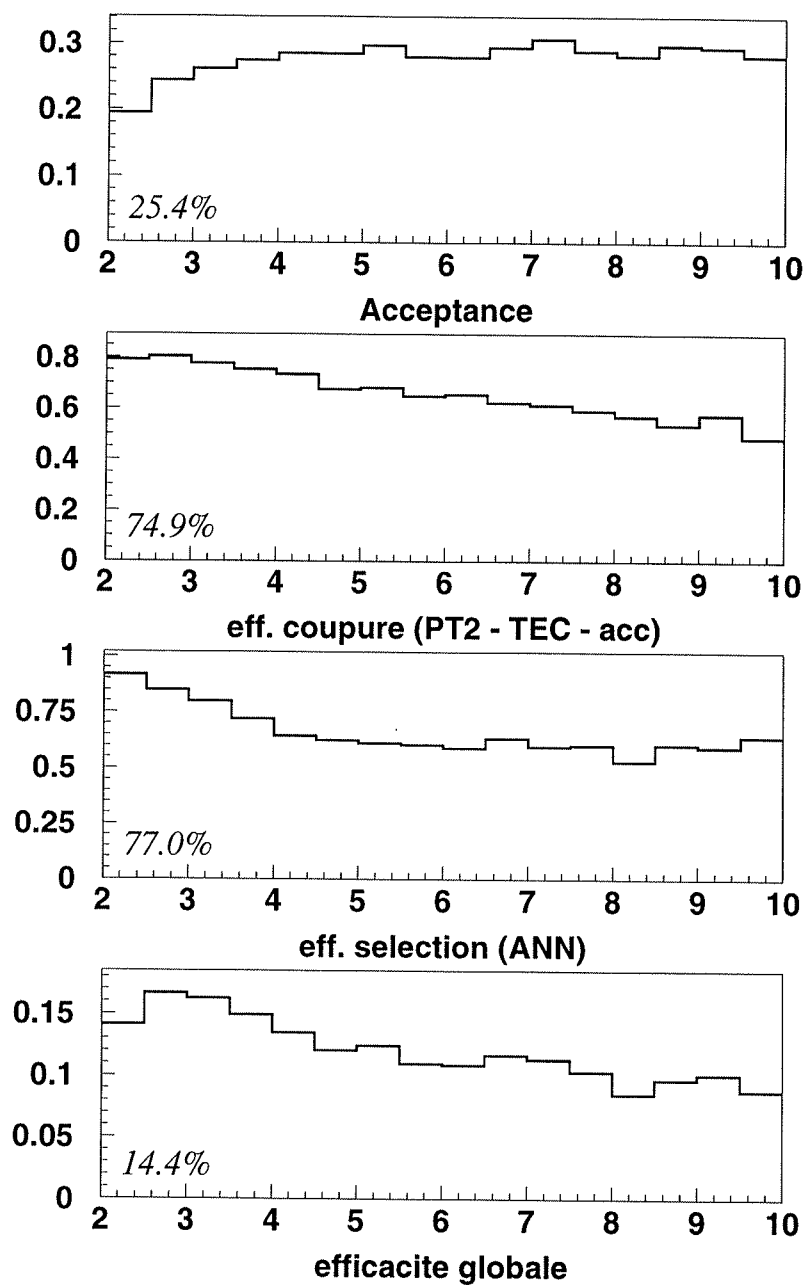


FIGURE 78. Efficacité et acceptance de la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$

voir commentaire figure 76

ACRONYMES UTILISÉS

CERN: Laboratoire européen de physique des particules anciennement appelé *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, est l'un des plus grands laboratoires scientifiques du monde. Situé à cheval sur la frontière franco-suisse, juste à l'ouest de la ville de Genève, il constitue un exemple remarquable de coopération internationale.

BGO: oxyde au germanium de bismuth. Cristaux scintillants utilisés pour composer le calorimètre électromagnétique. Cet acronyme est fréquemment utilisé pour décrire le calorimètre électromagnétique. Ce détecteur permet la mesure de l'énergie des leptons. En fait ce calorimètre est basé sur l'interaction électromagnétique (collision de champs). Les électrons ne dépassent pas, en général, ce détecteur.

DCA: distance d'approche minimum. C'est la distance la plus petite entre la trajectoire d'une particule et le centre du détecteur (là où la majorité des interactions se passent).

APE: approximation du photon équivalent. L'approximation du photon équivalent, aussi appelée l'approximation Weizäcker-Williams, permet d'obtenir la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow X$ en factorisant la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$.

AWW: approximation Weitsäcker Williams. voir *APE*.

HCAL: calorimètre hadronique. Ce détecteur mesure l'énergie des hadrons. Il est basé sur l'interaction forte (collision la particule et les noyaux d'uranium du détecteur)

SMD: détecteur de microvertex en silicium. Il s'agit du détecteur le plus récent, permettant de mesurer le point d'impact avec une précision de 5 μm . Il est composé de deux détecteurs au silicium.

TEC: chambre à expansion temporelle. Dans ce détecteur, on mesure les points de passage des particules. On peut alors reconstruire les trajectoires de ces particules et ainsi connaître leur quantité de mouvement. Il permet aussi de mesure la charge déposée et ainsi de connaître la perte d'énergie par unité de longueur ($\frac{dE}{dx}$), quantité primordiale pour l'identification de particules.

QED: électrodynamique quantique. C'est théorie est le plus grand succès de la physique des particules. Elle permet un calcul des observables à la précision voulue. Mais elle ne décrit que l'interaction des particules chargées par l'échange de photons.

QCD: chromodynamique quantique. Il s'agit de la théorie qui permet de calculer des observables physiques à la manière de la QED. Cette théorie décrit l'interaction des quarks.

PDG: particle data book. C'est la bible du physicien des particules. Elle contient toutes les masses et toutes les caractéristiques de toutes les particules connues.

RÉFÉRENCES

- [1] Graham Bahan Roger Barlow. Identification of b jets using neural networks. *Computer Physics Communications*, 74: 199–216, 1993.
- [2] Mario Campanelli. Evidence of $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ production in leptonic and semileptonic decay channels. L3-note 1857, CERN, 1995.
- [3] L3 Collaboration. Measurement of structure functions and azimuthal correlations in lepton pairs produced in tagged $\gamma\gamma$ collisions. L3-Draft.
- [4] L3 Collaboration. Lepton pair production in $\gamma\gamma$ collisions at LEP1 with the L3 detector. Technical Report CERN-PPE/97-43, CERN, 1997. submitted to Phys. Lett. B.
- [5] C.J. Bebek et al. Electroproduction of single pions at low ϵ and a measurement of the pion form factor up to $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. *Physical Review B*, 17: 1693, 1978.
- [6] H. Albrecht et al. (ARGUS Collaborations). Measurement of K^+K^- production in $\gamma\gamma$ collisions. *Particles and Fields*, 48: 183–190, 1990.
- [7] H.J. Behrend et al. (CELLO Collaboration). Production of the $f_0(1270)$ meson in photon-photon collisions. *Zeitschrift für Physik C - Particles and Fields*, 23: 223–232, 1984.
- [8] J. Dominik et al. (CLEO Collaboration). Two-photon production of charged pion and kaon pairs. *Physical Review D*, 50(5): 3027–3037, 1994.
- [9] M. Artuso et al. (CLEO Collaboration). Measurement of the cross section for $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$. *Physical Review D*, 50(9): 5484–5490, november 1994.
- [10] S. Uehara et al. (VENUS Collaboration). Study of inclusive baryon-antibaryon pair production of p or Λ in two-photon processes. *Z.Phys. C*, 69: 597–, 1996.
- [11] S. Burchi A.M. Cartacci et B. Monteleoni. Particle identification in the L3 detector. L3-note 1993, CERN, 1996.
- [12] A. Hsieh et E. Yehudai. HIP - symbolic high-energy physics calculations. SLAC-PUB 5576, SLAC, 1991.
- [13] M. Anselmino et F. Caruso. Two-photon annihilation into proton-antiproton in a quark-diquark scheme. *International Journal of Modern Physics*, 4(19): 5213–5234, 1989.
- [14] Stanley J. Brodsky et G. Peter Lepage. Large-angle two-photon exclusive channels in quantum chromodynamics. *Physical Review D*, 24(7): 1808–1817, october 1981.
- [15] H. Kolanoski et P. Zerwas. *High-Energy Electron-Positron Physics*, chapter Two-Photon Physics, pages 770–776. World Scientific, 1988.
- [16] R.M. Sternheimer et R.F. Peierls. General expression for the density effect for the ionization loss of charged particles. *Physical Review B*, 3(11): 3681–3691, 1971.
- [17] John Hertz Aanders Krogh et Richard G. Palmer. *Introduction to the theory of neural computation*. Addison-Wesley, 1991.
- [18] Leif Lönnblad Carsten Peterson et Thorsteinn Rögnvaldsson. JETNET 3.0 - a versatile artificial neural network package. CERN-TH 7135/94, CERN, 1993.
- [19] John H. Field. *Photon-Photon Collisions*. LPNHE Paris, 1984.

- [20] Gilles Forconi. *Algorithmes de reconstruction pour le filtrage en ligne et application à la mesure de la section efficace de la collision $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \eta_c$ avec le système de digitalisation rapide pour la chambre à vertex de l'expérience L3*. PhD thesis, Université de Genève, 1993.
- [21] G.F. Greenbaum. *Two photon exclusion production of charged pion and kaon pairs*. PhD thesis, UC San Diego, 1995.
- [22] Particle Data Group. *Review of Particle Physics*, volume 54. The American Physical Society, 1996.
- [23] F. James. Neural computing. CERN summer student seminar.
- [24] G. Schuler. Improving the equivalent-photon approximation in electron-positron collisions. Technical Report CERN-TH/96-297, CERN, 1996.
- [25] Gerhard Schuler. *Two-photon physics*. 3e cycle de la physique en Suisse romande, 1997.
- [26] Hidezumi Terazawa. Pion-pair production by two-photons. *Physical Review D*, 51: R954–R957, 1995.

LISTE DES FIGURES

1 Diagramme de Feynman pour la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$	8
2 Fonctions de luminosité en fonction de W pour différentes approximations	11
3 Diagrammes de Feynman de la production de leptons par l'interaction de deux photons	12
4 Diagramme de Feynman pour le processus $\gamma\gamma \rightarrow M^+M^-$	13
5 La distribution $\Psi(x)$	15
6 La fonction $g(z)$	16
7 Sections efficaces de production de leptons et de mésons	17
8 Mesure du facteur de forme du pion en fonction de Q^2	18
9 Situation du LEP	19
10 Schéma d'une partie de l'expérience L3	20
11 Définition du DCA	21
12 Histogramme en 2 dimension du DCA	21
13 Schéma représentant la TEC	22
14 Schéma de la dérive des charges dans la TEC	22
15 Différence de réponses du BGO pour un photon et un hadron	23
16 Principe d'un calorimètre	24
17 Dépendance du $\frac{dE}{dx}$ en fonction de p	25
18 Distribution de charge pour les quatre types de fils	27
19 Quelques histogrammes qui ont servi à paramétrer la fonction de Bethe et Bloch	28
20 Exemple d'une tranche	29
21 Le résultat du fit des paramètres de Bethe et Bloch	29
22 Largeur relative de la distribution par rapport au nombre de <i>hits</i>	31
23 Largeur relative de la distribution $\frac{dE}{dx}$ en fonction de $\beta\gamma$	32
24 Exemple de l'utilisation du $\frac{dE}{dx}$: les événements 4 traces	33
25 Représentation schématique d'un neurone artificiel	34
26 Distribution en $\cos \theta^*$ des Monte-Carlo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$	39
27 Distribution en W des Monte-Carlo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$	40
28 Anti-sélection des électrons	43
29 Anti-sélection des muons	44

30 Sélection des pions, des kaons et des protons	45
31 Nombre d'événements $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$	49
32 Effet de l'interférence sur la résonance f_2	50
33 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ sans soustraction du bruit de fond	51
34 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ avec soustraction du bruit de fond	52
35 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ sans soustraction du bruit de fond	53
36 Dépendance du facteur de forme en fonction de Q^2	54
37 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ sans soustraction du bruit de fond	55
38 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ avec soustraction du bruit de fond	56
39 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ sans soustraction du bruit de fond	56
40 Section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ avec soustraction du bruit de fond	57
41 Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$	60
42 Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)K^+K^-$	60
43 Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)p\bar{p}$	61
44 Données de 1994, après la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$	61
45 Distribution de la quantité de mouvement	62
46 Distribution de la probabilité d'être un électron d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$	63
47 Distribution de la probabilité d'être un muon d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$	64
48 Distribution de la probabilité d'être un pion d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$	65
49 Distribution de la probabilité d'être un kaon d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$	66
50 Distribution de la probabilité d'être un proton d'après la mesure du $\frac{dE}{dx}$	67
51 Distribution de S_9	68
52 Distribution du nombre de cristaux BGO touchés	69
53 Distribution de S_1/S_9	70
54 Distribution de $N1_{hem}$	71
55 Distribution de $E1_{hem}$	72
56 Distribution du temps de vol relatif	73
57 Distribution de E_S	74
58 Distribution du nombre de signaux HCAL	75
59 Distribution de l'énergie déposée dans le HCAL	76
60 Distribution de $Length/Span$ dans le HCAL	77
61 Distribution de $N2_{hem}$	78

	99
62 Distribution de $E_{2_{hem}}$	79
63 Distribution de charge	80
64 Réponse du réseau de neurones $O(\pi, K)$	81
65 Réponse du réseau de neurones $O(\pi, p)$	81
66 Réponse du réseau de neurones $O(K, p)$	82
67 Réponse du réseau de neurones $O(\mu, \pi)$	82
68 Erreur moyenne durant le dernier cycle	83
69 Taux d'apprentissage η	84
70 Largeur du bruit gaussien σ	85
71 Saturation de la première couche	86
72 Saturation de la deuxième couche	87
73 Saturation de la troisième couche	88
74 Pourcentage de réponses correctes pendant l'apprentissage	89
75 Pourcentage de réponses correctes pendant le test	90
76 Efficacité et acceptation de la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$	91
77 Efficacité et acceptation de la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-K^+K^-$	92
78 Efficacité et acceptation de la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$	93

LISTE DES TABLEAUX

1 Efficacités des sélections	46
2 Contamination	46
3 Données du f_2 dans l'intervalle 1-1.4 GeV	48
4 Résultat de la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)\pi^+\pi^-$	52
5 Résultat de la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)K^+K^-$	57
6 Résultat de la sélection $e^+e^- \rightarrow (e^+e^-)p\bar{p}$	58

INDEX

- acceptance, 43
- aimant, 20
- anti-tag, 9
- appr. du photon équivalent, 9, 94
- apprentissage, 36

- back-propagation, 37
- Bethe et Bloch, 25
- BGO, 23, 94
- bonne trace, 28, 43
- Brodsky-Lepage, 16
- bruit gaussien, 38

- CERN, 94
- chambres à muons, 25
- contrôle de l'apprentissage, 37

- DCA, 94
- $\frac{dE}{dx}$, 25

- efficacité, 43
- erreur moyenne, 38
- η , 38

- facteur d'échelle, 30
- faisceau, 20
- feed forward networks, 34
- fonction d'activation, 35
- fonction d'erreur, 35
- fonction d'onde du méson, 13
- fonction de luminosité, 10, 19

- géométrie d'un réseau, 34

- HCAL, 25, 94

- JetNet, 34

- L3, 19
- Langevin, 36
- largeur de résonance, 18
- LEP, 19
- longueur de radiation, 24

- Mandelstam, 11
- matrice de probabilité, 41

- neurone, 34

- perte d'énergie linéaire, 25
- piédestal, 34
- poids, 34
- probabilité, 41
- production de leptons, 10

- production de mésons, 13
- production de protons, 17
- propagation inverse, 37
- puissance de séparation, 37

- réponses correctes, 38
- résonances, 18

- sélection, 41
- saturation, 38
- σ , 38
- SMD, 20, 94

- tag, 9
- taux d'apprentissage, 38
- TEC, 22, 94
- théorème de Bayes, 43

- W , 8
- Weisäcker Williams, *voir* approximation du photon équivalent

