

UNIVERSITÉ DE GENÈVE
Département de physique
nucléaire et corpusculaire

FACULTÉ DES SCIENCES
Genève, Septembre 2000

Etude de la production de
paires $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ dans
les collisions à deux
photons au LEP.

Travail de diplôme

effectué par

Bertrand ECHENARD

sous la direction de

John H. FIELD (MER).

Pour grand lulu.

Tu constateras que l'aspect
expérimental de la physique
nucléaire s'est retrouvé dans
ces pages (surtout au niveau de
leur ordre ...).

RedA

Table des matières

Remerciements	iv
1 Introduction	1
2 Théorie	2
2.1 Formalisme de Brodsky-Lepage	2
2.2 Le modèle des diquarks	4
2.2.1 Définitions et propriétés	4
2.2.2 Traitement perturbatif des diquarks	5
2.2.3 Amplitudes de distribution	7
2.3 Application au processus $\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B}$	10
2.3.1 Cinématique et expression générale de la section efficace	10
2.3.2 Calcul des amplitudes \mathcal{M} et T_H	12
2.3.3 Symétries de croisement	14
2.4 Résultats numériques	15
2.5 Approximation du photon équivalent	18
2.6 Caractéristiques du Lambda	19
3 Simulation Monte-Carlo	22
3.1 Génération des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda}$	22
4 Description de l'expérience L3 au LEP	24
4.1 Le collisionneur LEP	24
4.2 Le détecteur L3	26
4.2.1 Le détecteur à microvertex au silicium (SMD)	28
4.2.2 La chambre d'expansion temporelle (TEC)	30
4.2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)	31
4.2.4 Les scintillateurs (SCINT)	34
4.2.5 Le calorimètre hadronique (HCAL)	35
4.2.6 Les chambres à muon (MUCH)	36
4.2.7 Les moniteurs de luminosité (LUMI)	37
4.2.8 Le système de déclenchement et d'acquisition de L3 (DAQ)	38
5 Sélection des événements	41
5.1 Événements à 4 traces	41
5.2 Candidat Λ et $\bar{\Lambda}$	43
5.3 Masse invariante $m_{e^+e^-}$	44
5.4 Compatibilité (dE/dx)	45
5.5 Identification de l'antiproton	46
5.6 Variables de Podolanski-Armenteros	49
5.7 Masse invariante Λ et $\bar{\Lambda}$	51
5.8 Angle θ^*	53

6	Résultats	54
6.1	Distribution de masse des Λ et $\bar{\Lambda}$	54
6.2	Contribution des Σ^0 et Ξ^0	58
6.2.1	Sélection des photons	59
6.2.2	Candidats Σ^0 et $\bar{\Sigma}^0$	60
6.2.3	Candidats Ξ^0 et $\bar{\Xi}^0$	60
6.3	Bruit de fond $K_S^0 K_S^0$	61
6.4	Efficacité	63
6.4.1	Efficacité de sélection ϵ_{sel}	63
6.4.2	Efficacité de déclenchement ϵ_{dec}	64
6.5	Erreur systématique	65
6.6	Sections efficaces et comparaison avec la théorie	67
7	Conclusion et perspectives	70
A	Partie de saveur des fonctions d'onde quark-diquark de type SU(3) pour l'octet de baryon fondamental.	71
B	Amplitudes élémentaires T_H	72
C	Événement typique $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$	74
	Table des figures	75
	Liste des tableaux	77
	Références	78

*A ma famille,
à Bianca,
à tous mes amis.*

Remerciements

Je tiens à exprimer mes plus chaleureux remerciements à toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Je pense tout d'abord à Saverio Braccini et au Prof. Maria N. Kienzle, qui m'ont guidé tout au long de ce diplôme, et sans qui celui-ci n'aurait jamais pu être achevé. Je les remercie de leur disponibilité, leurs encouragements et leur aide sans limite.

Un merci tout spécial au Dr. John H. Field, véritable dictionnaire de la physique des particules, pour ses innombrables corrections et conseils, ainsi que pour m'avoir fait partager sa passion qu'est la physique. Je tiens aussi à remercier C.Berger et W.Schweiger, qui m'ont mis à disposition leurs calculs théoriques.

Merci également à toute l'équipe de Genève, E.Delmeire, P.Deglon, P.Achard et P.Emonet pour leur soutien, leur sympathie et les discussions fort intéressantes que j'ai partagées lors des repas. N'oublions pas le groupe $\gamma\gamma$ et l'ensemble des personnes qui s'occupent de cette gigantesque machine qu'est le LEP, et sans qui rien ne serait possible.

Je remercie également les secrétaires, particulièrement Mlle C.Laignel, pour son aide administrative (plus précieuse que l'on ne se l'imagine!)

Finalement, last but not the least, un grand merci à ma famille, tout spécialement à mes parents pour leur soutien moral et financier, sans lequel je n'aurais rien pu faire, ainsi qu'à Bianca et mes amis pour m'avoir encouragé et supporté durant toutes ces années.

Encore merci à tous.....

1 Introduction

La physique à deux photons est le domaine de la physique des particules qui, comme son nom l'indique, traite de l'interaction de deux photons. Bien que celle-ci soit totalement exclue dans la théorie classique de Maxwell, elle est toutefois rendue possible dans la théorie de l'électrodynamique quantique (QED). Cette dernière prédit en effet que les quanta du champ électromagnétique, les photons, peuvent interagir via les fluctuations quantiques du vide et créer de la matière, dans le cas qui nous intéresse une paire $\Lambda\bar{\Lambda}$ (notons qu'en QED également, le photon n'interagit pas avec lui-même, puisque le groupe $U(1)$ est abélien). Pour des photons de petite énergie, comme ceux situés dans le domaine optique, les sections efficaces d'interaction sont très faibles, et ce n'est qu'à haute énergie, mis à part pour la diffusion Delbrück [1], que des diffusions photon-photon ont pu être observées.

Le problème majeur de cette physique est de trouver des sources de photons assez intenses pour que la probabilité d'interaction devienne importante, ou du moins suffisante pour être étudiée. On pourrait penser que l'utilisation de laser permet de résoudre ce problème, mais la densité et l'énergie des faisceaux actuels restent insuffisantes. La solution consiste à utiliser des électrons, ou plus précisément les photons virtuels qu'ils émettent et réabsorbent. Concentrés à l'aide «d'entonnoirs électromagnétiques» et accélérés, ces électrons atteignent des densités et énergies (rappelons que l'énergie des photons virtuels émis dépend de celle de l'électron) suffisamment grandes pour que les interactions photon-photon deviennent observables. Les collisionneurs e^+e^- , tel que le LEP, sont donc des accélérateurs tout désignés pour ce type de physique.

Dans ce travail de diplôme, nous allons étudier la production de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$ dans les interactions à deux photons. Contrairement à d'autres réactions, il n'existe à l'heure actuelle qu'une seule mesure de ce processus, celle de CLEO [2]. L'intérêt de cette analyse est donc double; il s'agira d'une part d'effectuer une seconde mesure de ce canal et, d'autre part, de confirmer ou infirmer un modèle théorique de quark-diquark qui tente de décrire cette réaction.

Ce travail débutera par une présentation assez détaillée du modèle théorique utilisé pour décrire la réaction $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ (chap. 2), et s'enchaînera sur une courte description du Monte Carlo utilisé (chap. 3) ainsi que du détecteur L3 (chap. 4). Nous présenterons ensuite les critères de sélection utilisés lors de cette analyse (chap. 5) avant de terminer par les résultats obtenus et leur discussion (chap. 6).

2 Théorie

2.1 Formalisme de Brodsky-Lepage

Dans les années 80, Brodsky et Lepage [4] développèrent un formalisme permettant de traiter les processus hadroniques exclusifs à grand transfert d'impulsion. Ce modèle, connu sous le nom de HSP (Hard Scattering Picture, que l'on pourrait traduire en français par Représentation de Diffusion Dure), repose sur une formule clé de factorisation de l'amplitude du processus exclusif. Celle-ci permet de séparer les contributions dépendantes uniquement des particules produites de celles qui sont liées au processus global. Rappelons en effet que les particules créées sont une propriété du processus considéré. D'un côté, nous avons l'amplitude de diffusion T_H , dépendante de la réaction, qui décrit l'interaction élémentaire étudiée, ici l'annihilation de deux photons en trois paires quark-antiquark: $\gamma\gamma \rightarrow (q_1 q_2 q_3) (\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3)$. De l'autre, les amplitudes de distribution $\phi_i^B(x_j)$, indépendantes du processus pour un type de baryon fixé, expriment la probabilité de trouver un quark de saveur i transportant une fraction x_j ($0 < x_j < 1$) de la quantité $E + p_{\parallel}$ ¹ (E désigne l'énergie et p_{\parallel} l'impulsion longitudinale) du baryon B . Notons encore que T_H est calculable par QCD en négligeant l'impulsion transverse des quarks (approximation colinéaire), à l'instar des distributions $\phi_i^B(x_j)$, qui doivent être fournies par d'autres modèles ou mesures. Au premier ordre en $1/Q$ (Q représente l'impulsion transverse transférée), l'amplitude du processus hadronique peut s'exprimer comme la convolution de ces deux parties:

$$\mathcal{M} = \int_0^1 [dx] \int_0^1 [dy] \phi^{B*}(y, \tilde{Q}_y) T_H(x, y, Q) \phi^B(x, \tilde{Q}_x) \quad (1)$$

avec

$$\phi^B(x, \tilde{Q}_x) = \prod_{i=1}^3 \phi_i^B(x_i, \tilde{Q}_x) \quad , \quad [dx] = \left(\prod_{j=1}^3 dx_j \right) \delta\left(1 - \sum_{j=1}^3 x_j\right)$$

et $\tilde{Q}_x = \min_i(x_i Q)$. La figure 1 donne une représentation graphique de cette factorisation.

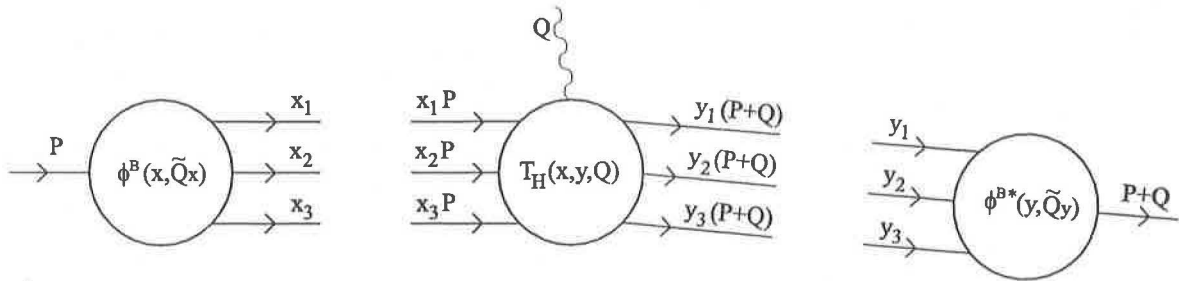


FIG. 1 – Représentation graphique de la factorisation de l'amplitude \mathcal{M} .

1. Cette quantité est connue sous le nom de variable de cône de lumière («light cone variable» en anglais).

Fait intéressant, cette amplitude possède de nombreuses propriétés inespérées, dont celle d'être invariante sous changement de gauge, et de ne requérir, pour être valide, qu'une condition: l'impulsion transférée doit être bien plus grande que la masse effective des quarks. De plus, au premier ordre en α_s , seul 3 diagrammes, obtenus en remplaçant le hadron par ses états de Fock de valence (i.e. par ses quarks de valence), contribuent à T_H . En effet, chaque état de Fock plus compliqué (qqqg, qqqq \bar{q} , par exemple) introduit autant de facteur α_s/Q^2 que de nouveaux états, si bien que l'amplitude correspondante devient négligeable lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$. Notons finalement que l'amplitude M est extrêmement sensible au choix des distributions ϕ_i^B ; ces dernières pourront donc être extraites avec précision si l'on dispose de mesures de bonne qualité. A l'inverse, lorsqu'elles ne sont pas connues, elles introduisent un paramètre supplémentaire à estimer, rendant les prédictions théoriques moins fiables. A l'heure actuelle, il semblerait que ce soit des distributions fortement asymétriques qui reproduisent le mieux les données.

D'un point de vue plus phénoménologique, la factorisation de l'amplitude conduit à deux règles importantes: celle de la conservation de l'hélicité hadronique [4] et celle du comptage dimensionnel [5]. La première assure la conservation de l'hélicité hadronique, i.e. que dans une réaction du type $A + B \rightarrow C + D$:

$$\lambda_a + \lambda_b = \lambda_c + \lambda_d \quad (2)$$

Ceci s'explique par le fait que le gluon, particule vectorielle, ne peut pas renverser l'hélicité d'un quark de masse nulle (rappelons que dans ce modèle, la masse des quarks légers est négligée). La seconde affirme que la dimension de l'amplitude \mathcal{M} , à un angle θ fixe du centre de masse, varie comme [énergie] $^{-n+4}$, où n désigne le nombre de quarks, gluons et leptons, tant initiaux que finaux, entrant en jeu dans le processus.

Malheureusement, les observations expérimentales, dans la région où l'impulsion transférée vaut quelques GeV, montrent d'importantes déviations par rapport aux règles précédemment établies [6; 7, 8]. Ceci indique clairement que les contributions non-perturbatives, négligées dans le modèle HSP, ne peuvent plus l'être dans cette région cinématique. Un des moyens pour essayer d'en tenir compte consiste à introduire des diquarks [9].

Dans les sections suivantes, nous allons brièvement introduire les caractéristiques de ces diquarks, ainsi que leur application dans le formalisme de Brodsky-Lepage pour calculer la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B})$. Nous verrons aussi comment transformer $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- B\bar{B})$ en $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B})$, $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- B\bar{B})$ étant dépendante de l'énergie du faisceau et donc incomparable avec les autres expériences. Ce chapitre théorique se terminera avec une brève présentation des caractéristiques du lambda.

2.2 Le modèle des diquarks

Comme nous l'avons vu précédemment, le modèle HSP ne permet pas de décrire correctement les réactions hadroniques aux énergies fournies par les accélérateurs actuels. Le recours à des modèles phénoménologiques, tel que celui des diquarks, est alors indispensable pour tenir compte des effets non-perturbatifs de ces réactions à petit et moyen Q^2 . Evidemment, ce modèle est tel qu'il tend vers une description purement HSP lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$.

2.2.1 Définitions et propriétés

La notion de diquark fut proposée en 1964 par Gell Mann [10]², et fut incluse dans divers modèles comme description d'effets non-perturbatifs. Les baryons sont ainsi considérés comme une combinaison d'un quark et d'un diquark, à l'instar du modèle standard des trois quarks. De nombreux résultats, tant sur la spectroscopie des baryons que sur la production de hadrons, se sont révélés tout-à-fait cohérents avec cette hypothèse. Plusieurs autres indications expérimentales et théoriques [12] tendraient à prouver que ces diquarks sont plus que de simples spéculations mathématiques, et existent réellement.

Bien qu'il soit trop simple de traiter un diquark comme une particule ponctuelle ayant les nombres quantiques de deux quarks, cette image conduit cependant à des prédictions qui se trouvent être en assez bon accord avec les données expérimentales. Nous allons donc, en première approximation, considérer les diquarks comme des constituants quasi-élémentaires, capable de survivre à des collisions de moyenne énergie (du moins à celles utilisées actuellement). La manière de traiter leur nature composite sera détaillée dans la section suivante.

Dans leur état fondamental (moment cinétique orbital nul), les diquarks ont une parité positive et sont vectoriels (spin 1) ou scalaires (spin 0). La nature vectorielle des diquarks joue un rôle fondamental, puisque leurs interactions avec les gluons et photons permet au baryon de changer d'hélicité, expliquant ainsi la violation de la règle de conservation d'hélicité. Au niveau de la couleur, un diquark se comporte comme un antiquark. C'est en effet la seule façon, en le combinant avec un quark d'état symétrique, de produire un singulet de couleur, état dans lequel se trouvent tous les baryons. La partie de couleur de la fonction d'onde quark-diquark est ainsi donnée par:

$$\phi_{color}^{qDq} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^3 \delta_{\alpha\bar{\alpha}} \quad (3)$$

où α dénote les divers indices de couleur. En se basant sur la symétrie (standard) $SU(3)$ de saveur, et en se restreignant au trois quarks u , d et s (le cas qui nous intéresse), nous

2. Pour la petite histoire, l'article original n'est pas celui que je mentionne, comme beaucoup de gens le croient, mais un pre-print de CAL-TECH jamais publié [11].

pouvons combiner deux quarks en diquark de 9 manières différentes:

$$\{3\} \otimes \{3\} = \{6\} \oplus \{3\} \quad (4)$$

Les 6 combinaisons symétriques forment les diquarks vectoriels (V)³:

$$\begin{aligned} V_{\{u,u\}} &= uu & V_{\{u,d\}} &= \frac{ud + du}{\sqrt{2}} \\ V_{\{d,d\}} &= dd & V_{\{u,s\}} &= \frac{us + su}{\sqrt{2}} \\ V_{\{s,s\}} &= ss & V_{\{s,d\}} &= \frac{sd + ds}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (5)$$

et les 3 antisymétriques les diquarks scalaires (S):

$$\begin{aligned} S_{[u,d]} &= \frac{ud - du}{\sqrt{2}} \\ S_{[u,s]} &= \frac{us - su}{\sqrt{2}} \\ S_{[s,d]} &= \frac{sd - ds}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (6)$$

L'adjonction d'un troisième quark nous amène aux multiplets SU(3) usuels des baryons:

$$\begin{aligned} \{6\} \otimes \{3\} &= \{10\}_S \oplus \{8\}_{MS} \\ \{3\} \otimes \{3\} &= \{8\}_{MS} \oplus \{1\}_A \end{aligned} \quad (7)$$

où S,A,MS signifient respectivement symétrique, antisymétrique et partiellement symétrique. Les expressions explicites de la partie de saveur des fonctions d'onde pour l'octet de baryon se trouvent dans l'annexe A.

2.2.2 Traitement perturbatif des diquarks

Afin de compléter notre modèle, il faut encore spécifier la manière de traiter les diquarks dans le calcul des diagrammes de Feynman (et, donc, dans celui de l'amplitude T_H). Comme nous l'avons vu précédemment, les diquarks sont considérés comme des constituants quasi-élémentaires, interagissant directement avec les photons et gluons. Les règles décrivant ces couplages peuvent se trouver dans la référence [22]. L'évaluation des diagrammes de Feynman se fait en utilisant ces règles, valables pour des particules ponctuelles, puis en corrigeant les amplitudes calculées par un facteur de vertex phénoménologique, prenant ainsi en compte la nature composite des diquarks, comme le montre la figure 2. Q_g désigne ici l'impulsion du gluon transféré entre le quark et le diquark.

3. Les parties de couleur, de spin et spatiales de la fonction d'onde sont omises pour alléger la notation.

Nous savons qu'à $Q_g^2 \rightarrow \infty$, le modèle de diquarks doit tendre vers un modèle purement HSP. Les facteurs de vertex sont donc paramétrisés de façon à reproduire ce comportement asymptotique, ainsi que la valeur conventionnelle de 1 à $Q_g^2 = 0$. La paramétrisation standard [14] est donnée par ($n > 3$) :

$$\begin{aligned} F_S^{(3)}(Q_g^2) &= \delta_s \left(\frac{Q_s^2}{Q_s^2 + Q_g^2} \right) & F_V^{(3)}(Q_g^2) &= \delta_v \left(\frac{Q_v^2}{Q_v^2 + Q_g^2} \right)^2 \\ F_S^{(n)}(Q_g^2) &= a_s F_S^{(3)}(Q_g^2) & F_V^{(n)}(Q_g^2) &= a_v F_V^{(3)}(Q_g^2) \left(\frac{Q_v^2}{Q_v^2 + Q_g^2} \right)^{(n-3)} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\delta_{s,v} = \begin{cases} \frac{\alpha_{s,v}(Q_g^2)}{\alpha_{s,v}(Q_{s,v}^2)} & Q_g^2 \geq Q_{s,v}^2 \\ 1 & Q_g^2 < Q_{s,v}^2 \end{cases} \quad (9)$$

où n indique le nombre de photons, gluons et diquarks participant au vertex ($n=4$ pour $\gamma S g S, \dots$). $Q_{s,v}$ sont des paramètres expérimentaux, et le facteur $\delta_{s,v}$ assure la présence de α_s lorsque $Q_g^2 \rightarrow \infty$. Quant aux $a_{s,v}$, ce sont des paramètres qui prennent en compte les possibilités d'excitation et de dissociation des diquarks. En effet, à moyen et grand Q_g^2 , les diquarks ne se trouvent plus forcément sur leur couche de masse, et peuvent être dans un état dissocié ou excité. N'ayant pas pris en compte ces effets dans ce modèle, nous dirons simplement qu'ils entraînent une certaine absorption, prise en compte par ce paramètre.

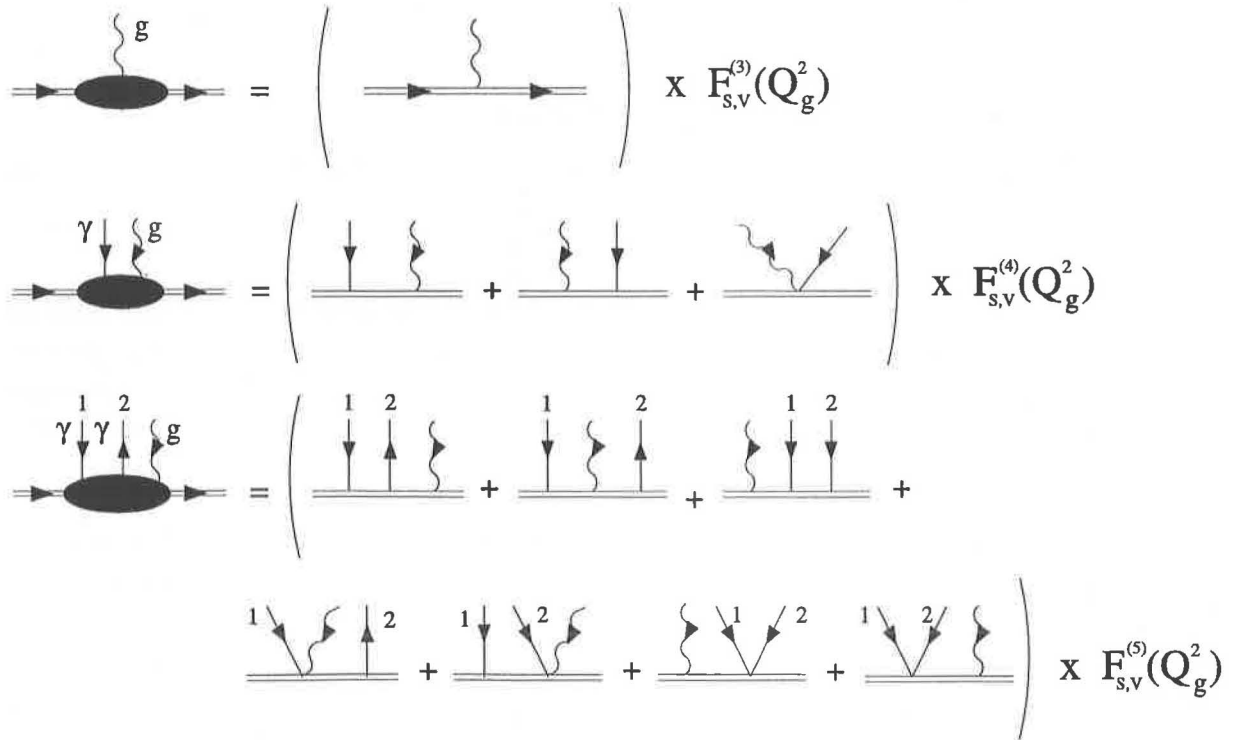


FIG. 2 - Approximations de Born des couplages entre photons, gluons et diquarks.

2.2.3 Amplitudes de distribution

Reprenant la démarche de Brodsky-Lepage, nous définissons les amplitudes de distribution ϕ_i comme les fonctions d'onde des états de Fock de valence, intégrées sur une plage limitée des impulsions transverses intrinsèques. D'une manière plus détaillée, nous décrivons la fonction d'onde ζ d'un quark-diquark dans un baryon d'hélicité λ par:

$$\zeta_{\nu,\lambda-\nu}^{i,j}(x,k_{\perp},\lambda) = q_{i,\nu}(xP) D_{j,\lambda-\nu}(x,k_{\perp}) \quad (10)$$

où $q_{i,\nu}$ désigne le spineur du quark de saveur i et d'hélicité ν , $D_{j,\sigma}$ la fonction d'onde du diquark associé ($D=S,V$ si le diquark est scalaire, vectoriel), k_{\perp} l'impulsion transverse intrinsèque du quark par rapport au baryon, et x la fraction de l'impulsion totale P du baryon transportée par le quark. Bien entendu, les fonctions $D_{j,\sigma}$ sont normalisées de manière à laisser de la place pour les autres états de Fock, et il est plus que raisonnable d'imaginer qu'elles décrivent un pic fortement prononcé à bas k_{\perp} . Dans le modèle HSP, la dépendance en k_{\perp} est négligée, si bien qu'il faut intégrer ces fonctions sur $k_{\perp} < \tilde{Q}$, $\tilde{Q} = \min_i x_i Q$, ce qui conduit aux distributions d'amplitude (les indices d'hélicité sont omis pour simplifier la notation):

$$\tilde{\phi}_{D,j}(x) = \int \frac{d^2 k_{\perp}}{16\pi^3} D_j(x,k_{\perp}) \Theta(\tilde{Q}^2 - 2k_{\perp}^2) \quad (11)$$

La dépendance en Q^2 générée par la limite d'intégration et celle due à l'évolution QCD seront négligées, puisque nous ne pouvons comparer nos résultats que dans une plage limitée de Q^2 . De plus, cette dépendance n'étant pas connue, il est plus aisé de travailler avec

$$\tilde{\phi}_{D,j}(x) = f_D \phi_{D,j}(x) \quad (12)$$

avec $D=S,V$ suivant la nature du diquark, et tel que

$$\int \phi_{D,j}(x) dx = 1 \quad (13)$$

f_D agit comme une constante de normalisation, absorbant la dépendance, à première vue inconnue, de ϕ en k_{\perp} . Nous verrons plus loin (éq.16)) que ces coefficients peuvent également être interprétés comme les constantes de désintégration du baryon. L'équation (10) devient:

$$\zeta_{\nu,\lambda-\nu}^{i,j}(x,\lambda) = f_D q_{i,\nu}(xP) \phi_{D,j,\lambda-\nu}(x) \quad (14)$$

Négligeant le moment angulaire orbital, la fonction d'onde Φ du baryon B d'hélicité λ se lit (la partie de couleur est omise pour alléger la notation):

$$\begin{aligned} \Phi(x,\lambda) &= \sum_{i,j,\nu} C_{\lambda,\nu,\lambda-\nu}^{i,j} \zeta_{\nu,\lambda-\nu}^{i,j}(x,\lambda) \\ &= f_V \sum_{i,j,\nu} C_{\lambda,\nu,\lambda-\nu}^{i,j} q_{i,\nu} \phi_{V,j,\lambda-\nu}(x) \\ &+ f_S \sum_{i,j} C_{\lambda,\lambda,0}^{i,j} q_{i,\lambda} \phi_{S,j,0}(x) \end{aligned} \quad (15)$$

où $C_{\lambda,\nu,\lambda-\nu}^{i,j}$ sont les coefficients de Clebsch-Gordan appropriés. Nous aurons toutefois avantage à utiliser, par la suite, la version covariante de cette équation:

$$\begin{aligned}\phi_B = & f_S \phi_S \chi_S u(p_B, \lambda) \\ & + f_V \phi_V \chi_V \frac{1}{\sqrt{3}} \left(\gamma^\mu + \frac{p_B^\mu}{m_B} \right) \gamma_5 u(p_B, \lambda)\end{aligned}\quad (16)$$

les indices de Lorentz μ labellant les composantes du vecteur de polarisation des diquarks vectoriels et χ les fonctions de saveur du baryon. Notons encore que si nous remplaçons les diquarks par les deux quarks qui le constituent dans l'équation 16, et posons $\phi_S = \phi_V$, $f_S = f_V$, alors cette équation décrit la fonction d'onde usuelle SU(6) d'un baryon. Parmi les diverses distributions d'amplitudes (DA) présentées dans la littérature, voici une sélection des plus fréquemment utilisées. Ces distributions diffèrent toutes par la position de leur maximum, et sont plus ou moins symétriques par rapport à $x=0.5$, comme le montre la figure 3. Par la suite, x désignera la fraction de l'impulsion totale du baryon transportée par le quark, $(1-x)$ celle par le diquark, et b un paramètre (dimension GeV^{-2}).

1. Adaptation de la DA du méson au cas quark-diquark, proposée par [13]. Etant utilisée dans les paramétrisation les plus récentes du modèle de diquarks, on la surnomme «DA standard»:

$$\phi_S(x) = f_S x(1-x)^3 \exp\left\{-b^2 \left(\frac{m_q^2}{x} + \frac{m_S^2}{1-x}\right)\right\} \quad (17)$$

$$\begin{aligned}\phi_V(x) = & f_V x(1-x)^3 (1 + C_1 x + C_2 x^2) \\ & \exp\left\{-b^2 \left(\frac{m_q^2}{x} + \frac{m_V^2}{1-x}\right)\right\}\end{aligned}\quad (18)$$

2. DA asymptotique [14], cas particulier de (17) et (18), ($C_1 = C_2 = 0$):

$$\phi_{asy}(x) = f_{asy} 20 x(1-x)^3 \exp\left\{-b^2 \left(\frac{m_q^2}{x} + \frac{m_D^2}{1-x}\right)\right\} \quad (19)$$

3. La DA non relativiste:

$$\phi_{NR}(x) = \delta(x - x_0), \quad x_0 = 1/3 \quad (20)$$

4. DA proposée par Dziembowski [15], adaptée au cas quark-diquark [14]:

$$\begin{aligned}\phi_{DZ,D}(x) = & f_D \left(a_D^{(1)} \phi(1,3,x) I_{\frac{5}{2}} + a_D^{(2)} \phi(1,2,x) I_{\frac{3}{2}} \right. \\ & \left. + a_D^{(3)} \phi(0,3,x) I_{\frac{5}{2}} + a_D^{(4)} \phi(0,1,x) I_{\frac{3}{2}} \right)\end{aligned}\quad (21)$$

où

$$I_\alpha = \int_0^\infty \frac{e^{-b^2 \frac{m_D^2}{1-x} u^2}}{(u^2 + 1)^\alpha} du$$

$$\phi(k, l, x) = C x^k (1-x)^l \exp \left\{ -b^2 \left(\frac{m_q^2}{x} + \frac{m_D^2}{1-x} \right) \right\}$$

Les coefficients $a^{(i)}$ sont donnés dans le tableau 1, avec $\tilde{m}_n = m_n b$ et $\tilde{m} = m_q b$, m_n et m_q représentant la masse du nucléon et du quark considéré.

	$a(1)$	$a(2)$	$a(3)$	$a(4)$
S	$0.75(\tilde{m}_n^2 - 1)\tilde{m}_n$	$3\tilde{m}_n^2\tilde{m}$	$0.75(\tilde{m}_n^2 - 1)\tilde{m}$	$3(\tilde{m}_n + \tilde{m})\tilde{m}^2$
V	$0.75(\tilde{m}_n^2 - 1)\tilde{m}_n$	$(\tilde{m}_n^2 - 0.75)\tilde{m}$	$0.25(\tilde{m}_n^2 + 0.5)\tilde{m}$	$(\tilde{m}_n + \tilde{m})\tilde{m}^2$

TAB. 1 - Coefficients $a_{(i)}$ pour la distribution de Dziembowski.

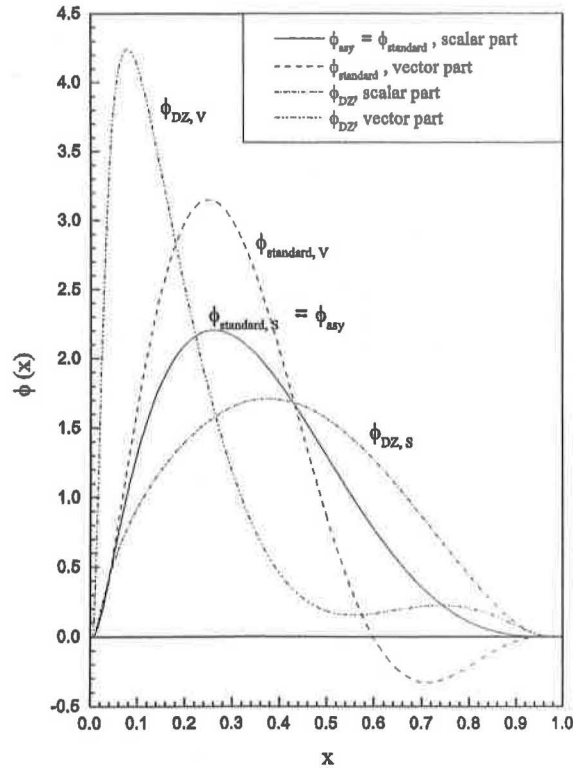


FIG. 3 - Amplitudes de distribution (17), (18), (19) et (21) pour le proton.

Les AD (17) et (18) fournissent des résultats qui se révèlent être en bon accord avec un bon nombre de réactions considérées. Elles seront donc utilisées par défaut dans les évaluations numériques, à moins que nous ne précisions le contraire.

2.3 Application au processus $\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B}$

Dans ce chapitre, nous allons présenter les étapes du calcul de la section efficace d'annihilation de deux photons en une paire baryon-antibaryon :

$$\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B} \quad (22)$$

Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'expression de cette section efficace en fonction des amplitudes \mathcal{M} , au calcul de ces dernières dans le cadre du modèle quark-diquark, ainsi qu'aux relations liant le processus d'annihilation, via les symétries de croisement, à celui de la diffusion Compton baryonique. Les calculs étant généralement longs et complexes, nous ne montrerons que quelques exemples, le reste des résultats étant directement repris d'autres travaux [22]. L'évaluation numérique de ces expressions fera l'objet du prochain chapitre.

2.3.1 Cinématique et expression générale de la section efficace

La configuration cinématique du processus $\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B}$ est montrée sur la figure 4.

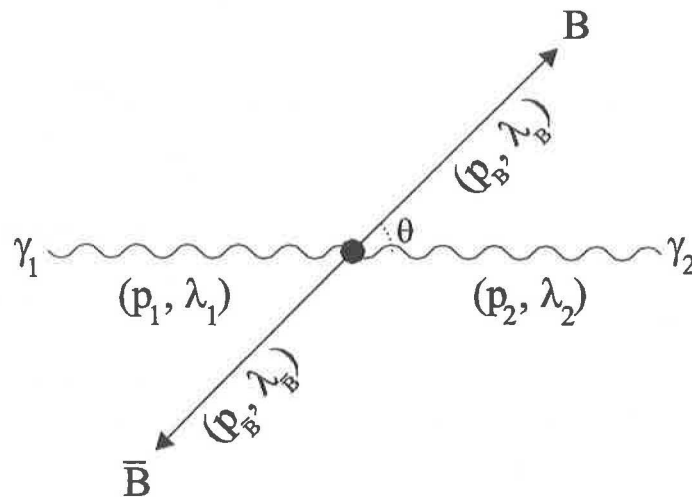


FIG. 4 – Configuration cinématique du processus d'annihilation (dans le centre de masse des deux photons).

Afin de simplifier les calculs, on introduit des variables de Mandelstam qui ne contiennent plus de dépendance en masse (celle-ci sera réintroduite dans les calculs finaux). Ces nou-

velles variables sont définies comme suit:

$$\begin{aligned} s &= 4p_1^2 \\ t &= -\frac{s}{2}(1 - \cos(\theta)) \\ u &= -\frac{s}{2}(1 + \cos(\theta)) \end{aligned} \quad (23)$$

de manière que

$$s + t + u = 0 \quad (24)$$

Une fois ces grandeurs déterminées, nous pouvons débiter le calcul général de la section efficace, qui se révèle guère difficile. Il suffit en effet de remarquer que, parmi toutes les amplitudes $\mathcal{M}_{\lambda_{\bar{B}}, \lambda_B; \lambda_1, \lambda_2}$, seules six sont indépendantes. Conformément à la convention, nous choisissons de prendre:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \mathcal{M}_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, -1}, & \psi_2 &= \mathcal{M}_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 1, 1} \\ \psi_3 &= \mathcal{M}_{-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 1}, & \psi_4 &= \mathcal{M}_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 1, -1} \\ \psi_5 &= \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 1, -1}, & \psi_6 &= \mathcal{M}_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 1} \end{aligned}$$

λ_1, λ_2 désignant l'hélicité des photons, et $\lambda_{\bar{B}}, \lambda_B$ celle des baryons. Les amplitudes restantes se déduisent de ces six à l'aide des symétries données dans la référence [19], comme celle, par exemple, de l'invariance sous changement de parité (inversion spatiale), qui relie les amplitudes $\mathcal{M}_{-\lambda_C, -\lambda_D; -\lambda_A, -\lambda_B}$ et $\mathcal{M}_{\lambda_C, \lambda_D; \lambda_A, \lambda_B}$ selon:

$$\mathcal{M}_{-\lambda_C, -\lambda_D; -\lambda_A, -\lambda_B} = \eta(-1)^{\lambda - \mu} \mathcal{M}_{\lambda_C, \lambda_D; \lambda_A, \lambda_B} \quad (25)$$

avec

$$\eta = \eta_A \eta_B \eta_C \eta_D (-1)^{s_A + s_B - s_C - s_D}, \quad \lambda = \lambda_A - \lambda_B \quad \text{et} \quad \mu = \lambda_C - \lambda_D \quad (26)$$

où η_i dénote la parité intrinsèque de la particule i et s_i son spin.

La normalisation de ces amplitudes, et un calcul très semblable à celui effectué en QED, nous amènent à l'expression suivante pour la section efficace différentielle [16]:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s^2} [|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2|\psi_3|^2 + 2|\psi_4|^2 + |\psi_5|^2 + |\psi_6|^2] \quad (27)$$

La difficulté majeure réside alors dans le calcul des amplitudes \mathcal{M} , et principalement dans celui des amplitudes élémentaires de diffusion T_H , une fois les distributions ϕ_i choisies.

2.3.2 Calcul des amplitudes \mathcal{M} et T_H

Comme nous venons de le voir, la partie importante du calcul de la section efficace réside dans l'évaluation des amplitudes T_H . Rappelons que celles-ci décrivent, en utilisant l'approximation colinéaire, le processus élémentaire de diffusion $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}D\bar{D}$ (D désignant un diquark scalaire ou vectoriel). L'ensemble des diagrammes qui y contribuent est affiché dans la figure 5; nous n'avons pas dessiné les diagrammes où les deux photons sont échangés ($1 \leftrightarrow 2$).

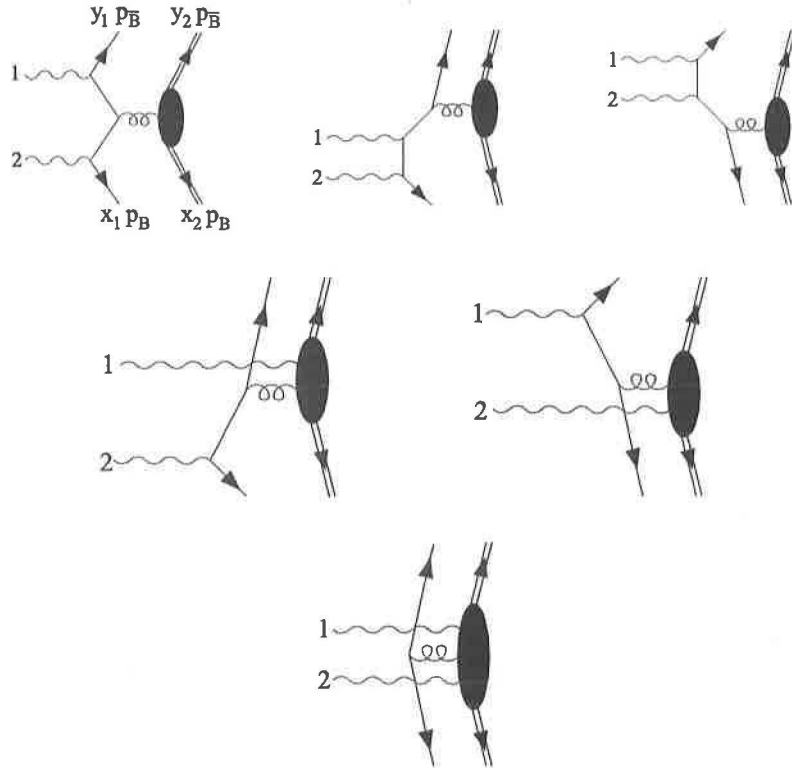


FIG. 5 - Diagrammes de Feynman contribuant au processus $\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B}$.

Comme nous le voyons sur les diagrammes, x_1 (y_1) dénote la fraction de l'impulsion totale du baryon (antibaryon) transportée par le quark (antiquark), et x_2 (y_2) celle par le diquark (antidiquark). La même approximation est faite quant aux masses des constituants. Cette notation sera conservée pour la suite de l'exposé, à moins que nous ne spécifions le contraire.

Les bulbes apparaissant aux vertex gD , γgD et $\gamma\gamma gD$ sont les fameuses fonctions à 3,4 et 5 points décrivant le couplage des photons et gluons avec les diquarks. En accord avec les règles établies au paragraphe (2.2.2), chaque bulbe est remplacé par un ensemble de diagrammes et un facteur de forme phénoménologique, comme l'illustre la figure 2. L'amplitude élémentaire a ainsi la structure suivante:

$$T_H = e_q^2 T^{(3)} + e_q e_D T^{(4)} + e_D^2 T^{(5)} \quad (28)$$

où e_q dénote la charge du quark, e_D celle du diquark et $T^{(n)}$ l'ensemble des diagrammes comprenant un facteur de vertex à n points. Il y a donc en tout 32 diagrammes contenant des diquarks scalaires, et 32 autres des diquarks vectoriels (les diagrammes sont similaires pour les deux types de diquarks, il suffit d'échanger scalaire et vectoriel). Par comparaison, le modèle de quarks standard engendre 366 diagrammes!

L'évaluation de ces diagrammes est fastidieuse, mais considérablement simplifiée par l'utilisation de programmes informatiques. Mathematica, et le package additionnel FeynArts / FeynCalc, permettent de générer l'amplitude correspondant à chacun des diagrammes. Cette expression est alors divisée en deux morceaux, un contenant les facteurs de charge, couleur et propagateurs, l'autre comprenant un mélange de matrices γ et de spineurs. Chaque partie est ensuite traitée de la sorte:

- Les propagateurs sont réécrits pour ne contenir que des variables de Mandelstam.
- Les polarisations possibles des diquarks vectoriels sont prises en compte via la relation

$$\left(\gamma_\mu - \frac{p_B^\mu}{m_B} \right) \gamma_5 v(p_B, \lambda) = \text{sign}(\lambda) \frac{1}{\sqrt{y_1}} \left[v_q(p_q, \lambda) \epsilon_D^{*\mu}(0) - \sqrt{2} v_q(p_q, -\lambda) \epsilon_D^{*\mu}(\pm 1) \right] \quad (29)$$

- Une première simplification est effectuée par FeynCalc; il en résulte une expression de la forme

$$\bar{u}(k_1, \lambda_p) \Gamma v(k_2, \lambda_{\bar{p}}) \quad (30)$$

Γ contenant un produit de matrices γ et d'impulsions (\not{p}) ou de vecteur de polarisation de photon ($\not{\epsilon}$, $\not{\epsilon}^*$).

- Les termes $\bar{u} \Gamma v$ sont calculés à la main, puis l'amplitude est développée en puissance de m_B/\sqrt{s} et les corrections d'ordre m_B^2/s et supérieures sont négligées.

Les résultats de tous ces (longs) calculs sont finalement répertoriés dans l'annexe B. Pour être complet, il ne nous reste plus qu'à donner l'expression littérale des arguments apparaissant dans les facteurs de vertex $F_{s,v}^{(n)}$. Se référant aux notations de la figure 5, il est aisé de dériver les relations suivantes:

$$\begin{aligned} Q_3^2 &= x_2 y_2 s \\ Q_4^2 &= \left(\frac{x_1 y_2 + x_2 y_1}{2} \right) s \\ Q_5^2 &= (x_1 y_1 + x_2 y_2) s \end{aligned} \quad (31)$$

2.3.3 Symétries de croisement

L'utilisation des symétries de croisement est un moyen efficace de vérifier la justesse des calculs. Il suffit en effet de calculer les amplitudes du processus croisé, ici la diffusion Compton baryonique $\gamma B \rightarrow \gamma B$, puis de contrôler si les nouvelles amplitudes, obtenues via les symétries de croisement, correspondent bien à celles que nous avons précédemment calculées pour le processus d'annihilation. Notons ψ_c et \mathcal{M}_c les amplitudes relatives à la diffusion Compton, ψ_a et \mathcal{M}_a celles relatives au processus d'annihilation. La relation suivante nous permet de passer de l'une à l'autre (A et B se réfèrent aux photons, C et D aux baryons):

$$\mathcal{M}_a(\lambda_{\bar{B}}, \lambda_B, \lambda_1, \lambda_2) = - \sum_{\lambda'_1, \lambda_i, \lambda'_2, \lambda_f} d_{\lambda_i, \lambda_B}^{\frac{1}{2}}(\Psi_C) d_{\lambda_f, \lambda_{\bar{B}}}^{\frac{1}{2}}(\Psi_D) d_{\lambda'_2, \lambda_2}^1(\Psi_A) d_{\lambda'_1, \lambda_1}^1(\Psi_B) \mathcal{M}_c(\lambda'_2, \lambda_f, \lambda'_1, \lambda_i)$$

les opérateurs de rotation $d_{\lambda_j \lambda_k}^i$ peuvent être obtenus dans la référence [19], et les angles Ψ sont donnés par:

$$\begin{aligned} \cos(\Psi_A) &= - \frac{(s + m_A^2 - m_B^2)(s + m_A^2 - m_C^2) + 2m_A^2 \Delta}{S_{AB} \mathcal{T}_{AC}} \\ \cos(\Psi_B) &= - \frac{(s + m_B^2 - m_A^2)(s + m_B^2 - m_D^2) - 2m_B^2 \Delta}{S_{AB} \mathcal{T}_{BD}} \\ \cos(\Psi_C) &= - \frac{(s + m_C^2 - m_D^2)(s + m_C^2 - m_A^2) - 2m_C^2 \Delta}{S_{CD} \mathcal{T}_{AC}} \\ \cos(\Psi_D) &= - \frac{(s + m_D^2 - m_C^2)(s + m_D^2 - m_B^2) + 2m_D^2 \Delta}{S_{CD} \mathcal{T}_{BD}} \end{aligned} \quad (32)$$

avec

$$\begin{aligned} S_{ij}^2 &= [s - (m_i - m_j)^2] [s - (m_i + m_j)^2] \\ \mathcal{T}_{ij}^2 &= [t - (m_i - m_j)^2] [t - (m_i + m_j)^2] \\ \Delta &= m_B^2 + m_C^2 - m_A^2 - m_D^2 \end{aligned}$$

où s, t et u sont les variables de Mandelstam usuelles. Dans le cas présent, $m_a = m_b = 0$ et $m_c = m_d = m_{\text{baryon}}$.

Anticipant quelque peu les résultats, nous pouvons dire que le calcul des deux processus a été effectué indépendamment, et que les résultats obtenus par symétrie de croisement concordent avec ceux calculés directement pour le processus d'annihilation. C'est donc une bonne indication quant à la justesse des calculs.

2.4 Résultats numériques

Une fois tous les éléments en main, l'évaluation numérique de la section efficace d'annihilation n'est plus qu'une question de programmation et de patience. Je n'ai malheureusement pas pu effectuer moi-même ces calculs; les résultats m'ont été fournis par C.Berger et W.Schweiger [22], que je remercie chaleureusement. Malgré cela, il est quand même possible, en analysant les amplitudes élémentaires T_H , de faire quelques considérations d'ordre analytique (un coup d'oeil à l'annexe B ne serait pas inutile...):

- Au premier ordre en m_B/\sqrt{s} , seul les amplitudes pour lesquelles l'hélicité est conservée, ψ_1 et ψ_5 , contribuent. En négligeant la masse des baryons, nous retrouvons, comme prévu, la loi de conservation de l'hélicité.
- A l'ordre m_B^2/s , l'amplitude ψ_3 est supprimée, tant pour les diquarks scalaires que vectoriels. La contribution principale à T_H , dans le cas vectoriel, est due aux amplitudes élémentaires du type $T^{(3)}$, celles de type $T^{(4)}$ (mis à part $T_2^{(4)}$) et $T^{(5)}$ étant supprimées par $\mathcal{O}(m_B^2/s)$.
- A angles fixés, la dépendance en énergie à grand s varie comme:

$$\psi_{1,5} \approx s^{-2} \quad \psi_3 \approx s^{-3} \quad \psi_{2,4,6} \approx s^{-\frac{5}{2}} \quad (33)$$

si bien qu'à $s \rightarrow \infty$, les amplitudes pour lesquelles l'hélicité se renversent disparaissent, comme dans le modèle des quarks standard.

Revenons maintenant aux résultats numériques. Pour leurs calculs, C.Berger et W.Schweiger ont utilisé les paramètres suivants (tableau 2), obtenus à partir de mesures de facteur de forme électromagnétique de nucléons. La masse des quarks u et d est fixée à 330 MeV, celle du quark s à 480 MeV. Un diquark non étrange a une masse de 580 MeV, la présence de chaque quark s ajoutant 150 MeV à cette masse. D'autres paramétrisations, tenant plus proprement compte des effets dus aux diquarks, engendrent des différences apparaissant à l'ordre m_B/s ou supérieur, pouvant faire varier les résultats de $\pm 10\%$ à $s \approx 10 \text{ GeV}^2$. Il faut donc garder à l'esprit que ces calculs, effectués à partir des paramètres mentionnés ci-dessus, n'ont qu'une précision relative.

Les résultats pour la section efficace totale $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ pour ($|\cos(\theta^*)| < 0.6$)⁴ sont affichés dans la figure 6. Nous y trouvons également, pour les autres membres de l'octet du baryon, le rapport $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B})/\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ pour $|\cos(\theta^*)| < 0.6$. Ceux-ci calculés uniquement pour la distribution d'amplitude standard, les autres distributions fournissant des résultats tout-à-fait similaires.

4. θ^* donne l'angle entre la direction de vol de la particule (ici le Λ) et l'axe formé par les deux photons dans le centre de masse.

	AD standard	AD asymptotique	AD Dziembowski
b^2 [GeV ⁻²]	0.248	0.248	0.326
f_S [MeV]	73.85	66.1	38.61
f_V [MeV]	127.7	120.2	75.91
Q_S [GeV ²]	3.22	3.22	3.22
Q_V [GeV ²]	1.50	1.58	3.22
a_S	0.15	0.286	0.10
a_V	0.05	0.286	0.137
κ_V	1.39	1.16	0.923
C_1	5.8	*	*
C_2	-12.5	*	*

TAB. 2 – Paramètres utilisés par C.Berger pour les diverses amplitudes de distribution.

A haute énergie, ces rapports obéissent presque à une symétrie SU(3) exacte:

$$\begin{aligned}
\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p \bar{p}) &= \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+) \\
\sigma(\gamma\gamma \rightarrow n \bar{n}) &= \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Xi^0 \bar{\Xi}^0) \\
\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^-) &= \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Xi^- \bar{\Xi}^-) \\
\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0) &= \sqrt{3} [\sigma(\gamma\gamma \rightarrow n \bar{n}) - \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda})] \\
\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0) &= 3\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}) - 2\sigma(\gamma\gamma \rightarrow n \bar{n})
\end{aligned} \tag{34}$$

Les déviations de cette symétrie à basse énergie sont principalement dues à l'influence de la masse des baryons sur les distributions ϕ_i et les amplitudes T_H . Il faut également mentionner que ces sections efficaces ont été calculées jusqu'à des énergies pour lesquelles le modèle atteint sa limite inférieure de validité. Tous ces résultats sont donc à prendre en compte avec une certaine prudence, particulièrement dans la région où $M_{\gamma\gamma}$ est inférieur à 3 GeV.

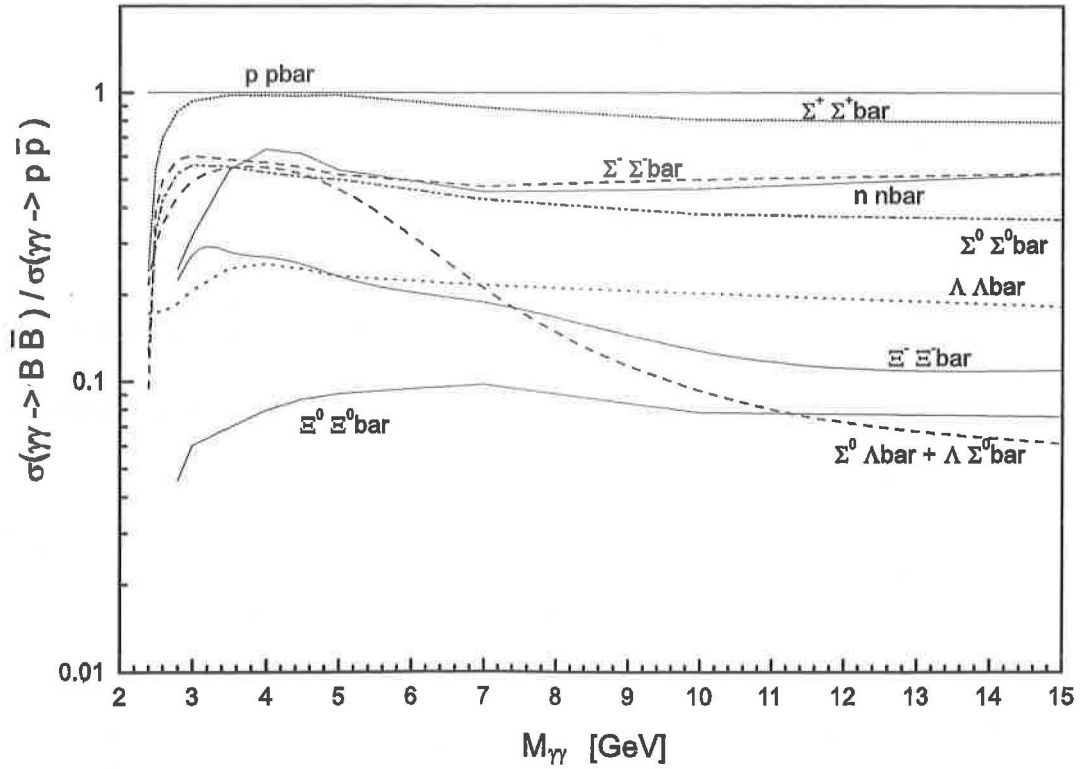
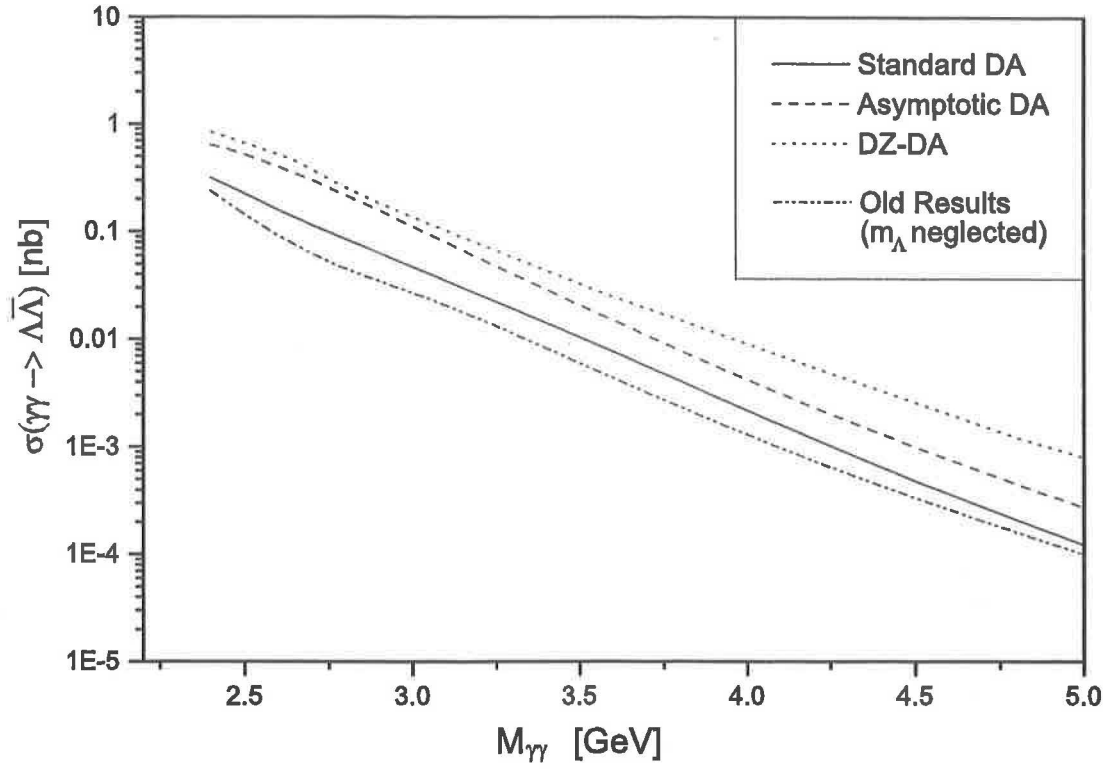


FIG. 6 – Section efficace totale $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ pour $|\cos(\theta^*)| < 0.6$ (en haut) et rapport des sections efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B})/\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ pour $|\cos(\theta^*)| < 0.6$ (en bas).

2.5 Approximation du photon équivalent

Il ne nous reste plus qu'à trouver un moyen de comparer nos mesures avec les prédictions théoriques. En effet, la seule quantité physique qui nous intéresse, la section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$, est fortement dépendante du flux de photon émis par les électrons, et ne pourra donc pas être comparée avec celle obtenue en utilisant des énergies de faisceau différentes. L'astuce consiste à utiliser des événements pour lesquels la masse (virtuelle) des photons émis est bien plus petite que celle du système X, $Q_1^2, Q_2^2 \ll W^2$ (les notations sont définies plus loin). Dans ce cas, les équations se simplifient énormément, puisque l'on peut décomposer le processus initial ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$) en trois sous-processus: $e \rightarrow \gamma$, $e \rightarrow \gamma$ et $\gamma\gamma \rightarrow X$. Le flux de photon émis par les électrons étant calculable par QED, nous pourrions factoriser cette dépendance et calculer la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X)$, indépendante de l'énergie du faisceau (donc comparable avec les autres expériences). Il ne nous reste plus qu'à trouver les critères pour lesquels ces conditions sont réalisées. Pour ce faire, revenons à une situation plus générale, décrite dans la figure 7. Un électron, de quadri-impulsion p_1 , émet un photon virtuel de quadri-impulsion q_1 , un positron de quadri-impulsion p_2 un photon virtuel de quadri-impulsion q_2 . Ces deux photons vont ensuite interagir pour créer X.

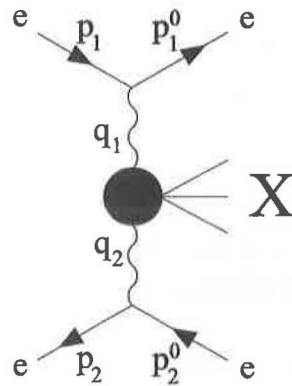


FIG. 7 – Graphique de Feynman pour le processus général de collision de deux photons.

Pour travailler avec des grandeurs positives, nous définissons les variables suivantes:

$$Q_i^2 \equiv -q_i^2 \quad i = 1,2$$

Introduisons également

W	Masse du système des deux photons = masse du système X
$E \equiv p_1^0$	Energie du faisceau
$x_i \equiv \frac{q_i^0}{E}$	Energie normalisée du photon i
$z \equiv \frac{W}{2E}$	Masse normalisée du système X

ce qui nous permet d'écrire la formule donnant le nombre de photons N émis par un lepton (en mouvement, évidemment) de masse m_l :

$$d^2N = \frac{\alpha}{\pi} \frac{dx}{x} \frac{dQ^2}{Q^2} \left[1 - x + \frac{x^2}{2} - \frac{m_l^2 x^2}{Q^2} \right] \quad (35)$$

On constate que ce sont les petites valeurs de x et Q^2 qui sont favorisées. On peut également démontrer, en partant des quadrivecteurs, que l'angle θ des photons émis par un électron est donné par, lorsque $Q^2 \rightarrow 0$:

$$\cos(\theta) = 1 - \frac{Q^2}{2EE'} \quad (36)$$

avec E l'énergie du faisceau et $E' < E$ celle du lepton diffusé. A une énergie fixée, nous voyons que cet angle augmente avec Q^2 . En choisissant les événements pour lesquels les électrons ne sont pas observés (on parle d'événement anti-taggé), nous sommes sûr que θ est plus petit qu'un certain angle limite θ_0 , fixé par la géométrie du détecteur. Nous avons ainsi un critère pour sélectionner les événements où Q^2 est petit, et les photons quasi-réels. Nous pouvons alors appliquer l'approximation précédente sans trop d'erreurs, qui nous amène à la formule de factorisation suivante:

$$d\sigma [e^+e^- \rightarrow e^+e^- X] = \sigma_{\gamma\gamma}(W^2, Q_1^2 = 0, Q_2^2 = 0) d\mathcal{L}_{\gamma\gamma} \quad (37)$$

où $d\mathcal{L}_{\gamma\gamma} = dN_1 dN_2$ et $\sigma_{\gamma\gamma}(W^2, Q_1^2 = 0, Q_2^2 = 0)$ désigne la section efficace du processus pour des photons réels. On appelle cette approximation l'approximation du photon équivalent. Des études ont montré qu'elle donne lieu à des erreurs inférieures à 5%. Le fait que la fonction de luminosité $d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$ soit calculable à la précision voulue n'implique pas que son calcul soit aisé; le recours à des méthodes numériques devient indispensable. Pour ce travail, nous allons utiliser le programme de Schuler [24], qui permet de calculer cette fonction de luminosité pour différents modèles (les fonctions correspondantes sont décrites dans la référence [25]); l'allure des courbes obtenues est donnée sur la figure 8.

2.6 Caractéristiques du Lambda

Le lambda (Λ) est une particule neutre, membre de l'octet SU(3) des baryons, avec le p , n , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- . Sa masse vaut 1.115 [GeV], son spin $\frac{1}{2}$ et ses modes de désintégration sont les suivants [26]:

$\Lambda \rightarrow p \pi^-$	$63.9 \pm 0.5 \%$
$\Lambda \rightarrow n \pi^0$	$35.8 \pm 0.5 \%$
$\Lambda \rightarrow \text{autres}$	$< 0.2 \%$

Dans ce travail, nous étudierons uniquement le canal $\Lambda \rightarrow p \pi^-$.

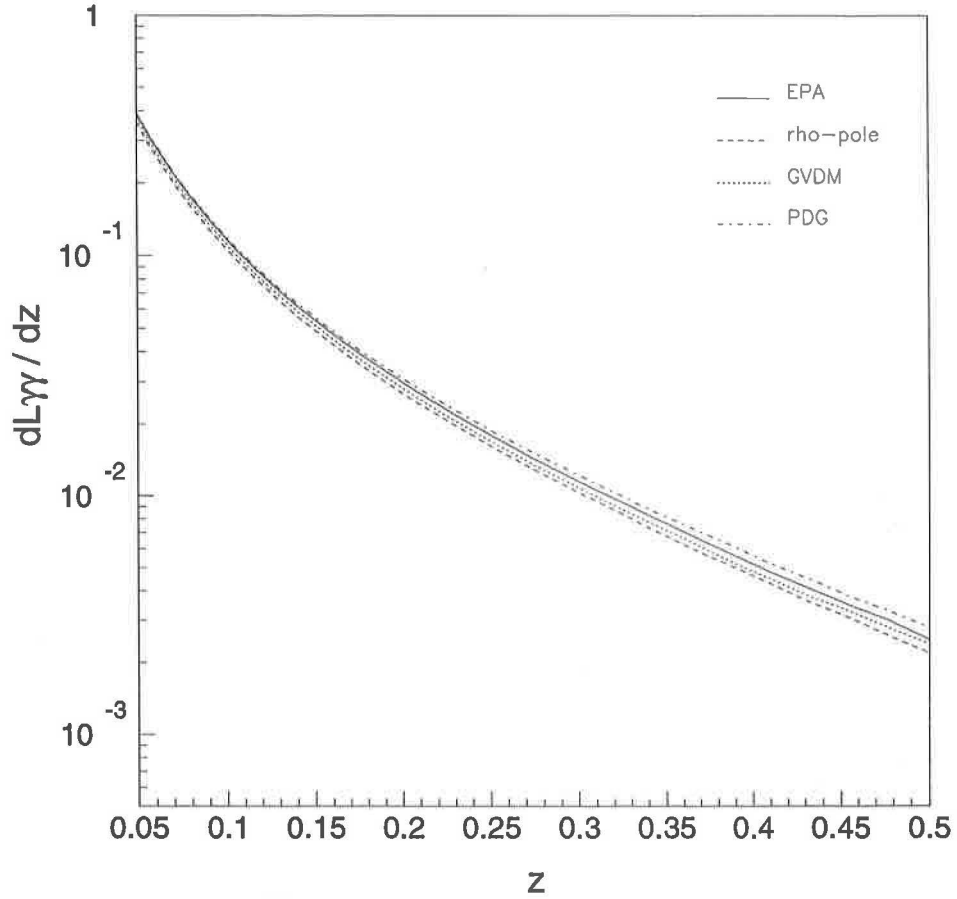


FIG. 8 – Fonctions de luminosité pour différents modèles (les fonctions utilisées sont décrites dans la référence [25]).

Dans le système du centre de masse du Λ (fig. 9), le proton et le pion ont des impulsions égales et opposées. En utilisant la conservation de l'énergie-impulsion, nous pouvons montrer que:

$$|p_p|_{CM} = |p_{\pi^-}|_{CM} = p_{CM} = \sqrt{\frac{(m_{\Lambda}^2 - m_p^2 - m_{\pi}^2)^2 - 4m_p^2 m_{\pi}^2}{4m_{\Lambda}^2}} = 100.57 \text{ MeV} \quad (38)$$

$$E_p = \sqrt{p_{CM}^2 + m_p^2} = 943.64 \text{ MeV} \quad E_{\pi} = \sqrt{p_{CM}^2 + m_{\pi}^2} = 172.03 \text{ MeV} \quad (39)$$

Retournons maintenant dans le système du laboratoire en effectuant une transformation

de Lorentz de paramètre β . A ce moment, les impulsions sont données par:

$$\begin{aligned} |p_p|_{LAB} &= \gamma (\beta E_p + p_{CM} \cos(\theta^*)) \\ |p_{\pi^-}|_{LAB} &= \gamma (\beta E_{\pi} - p_{CM} \cos(\theta^*)) \\ \beta &= \frac{p_{\Lambda}}{E_{\Lambda}} \\ \gamma &= \frac{E_{\Lambda}}{m_{\Lambda}} \end{aligned} \quad (40)$$

Un simple calcul nous permet de démontrer que si

$$\beta > 0.26 \quad (41)$$

l'impulsion du proton est plus grande que celle du pion, quelque soit l'angle θ^* . En d'autres termes, lorsque l'impulsion du proton ou celle du pion dépasse 252 MeV, nous avons obligatoirement:

$$\begin{aligned} \vec{p}_p &= \vec{p}_{max} \\ \vec{p}_{\pi^-} &= \vec{p}_{min} \end{aligned} \quad (42)$$

Nous avons dans ce cas un moyen de distinguer à coup sûr le proton du pion, une fois le lambda identifié.

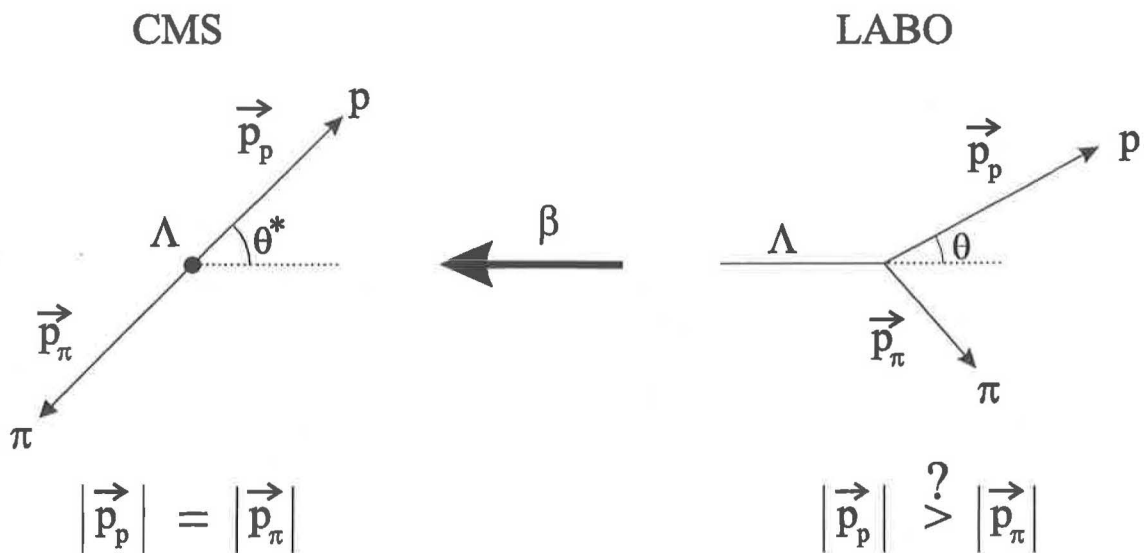


FIG. 9 - Configuration cinématique de la désintégration du lambda.

3 Simulation Monte-Carlo

Un détecteur de particules est en général un instrument complexe, et les données fournies pour chaque événement sont difficiles à interpréter, provenant de phénomènes divers qui ne peuvent être globalement formulés. Le recours à des simulations informatiques, appelées Monte-Carlo, devient alors indispensable pour nous guider lors de notre analyse, et mesurer l'efficacité de notre sélection.

3.1 Génération des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda}$

Le Monte-Carlo débute par la génération des quadrivecteurs des diverses particules impliquées dans le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda}$. Le programme EGPC [27], basé sur le formalisme de Budnev [28], permet de générer les électrons (positrons) entrants et diffusés ainsi que les deux photons virtuels émis. Ces deux photons sont additionnés pour former le système X (voir figure 7); les événements sont générés de manière à ce que la masse invariante du système X, $W_{\gamma\gamma}$, suive une distribution continue, comme le montre la figure 10. Le système X se désintègre alors en une paire $\Lambda\bar{\Lambda}$; cette désintégration, vue dans le référentiel du centre de masse du système X, est uniforme dans l'espace de phase, c'est-à-dire isotrope en $\cos(\theta)$ et ϕ .

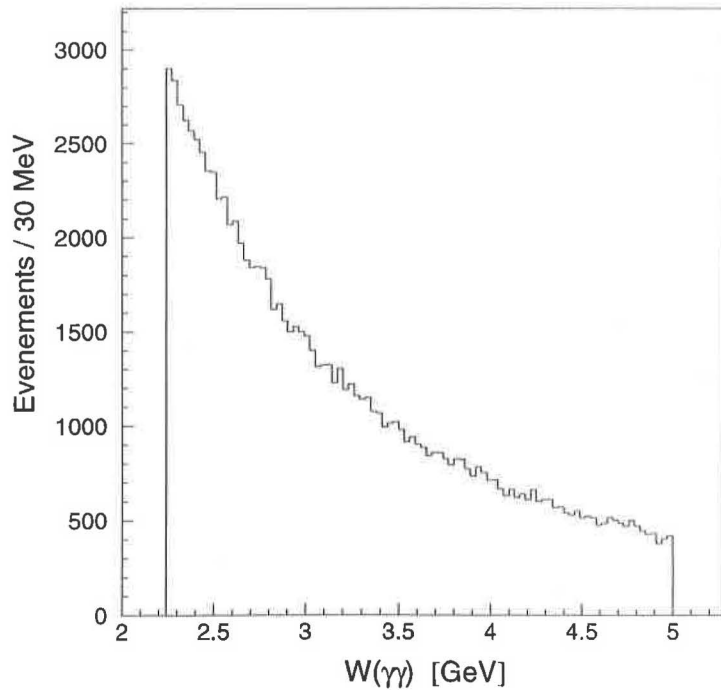


FIG. 10 – Distribution de la masse invariante $W_{\gamma\gamma}$ du système X pour les données générées.

Tous ces quadrivecteurs sont ensuite injectés dans les programmes GEANT [32] et GEISHA [33], qui s'occupent de simuler la désintégration du Λ en proton et pion, ainsi que la réponse des divers détecteurs. La dernière étape consiste à appliquer le même programme de reconstruction (REL3) que celui utilisé pour les véritables données. Les événements simulés sont enfin stockés dans des fichiers sur lesquels nous pouvons directement effectuer notre analyse (test de coupure, mesure de spectres,...).

4 Description de l'expérience L3 au LEP

Comme son titre l'indique, ce chapitre sera consacré à une présentation sommaire du LEP et de l'expérience L3, s'adressant principalement aux personnes étrangères au milieu de la physique des particules. Les experts peuvent omettre cette partie et, s'ils désirent de plus amples détails, consulter [34, 35, 36, 37].

4.1 Le collisionneur LEP

Le LEP (Large Electron Positron collider) est un collisionneur électron-positron circulaire de 27 km de circonférence, situé à Genève, sous la frontière franco-suisse (entre 50 et 150 mètres de profondeur). Des électrons (et positrons) y sont injectés sous forme de paquets, puis accélérés avant d'entrer en collision en 4 points différents. A chacun de ces emplacements se trouve une expérience du LEP: L3, ALEPH, DELPHI et OPAL. L'université de Genève se trouvant impliquée uniquement dans L3, nous ne traiterons que les données de ce détecteur.

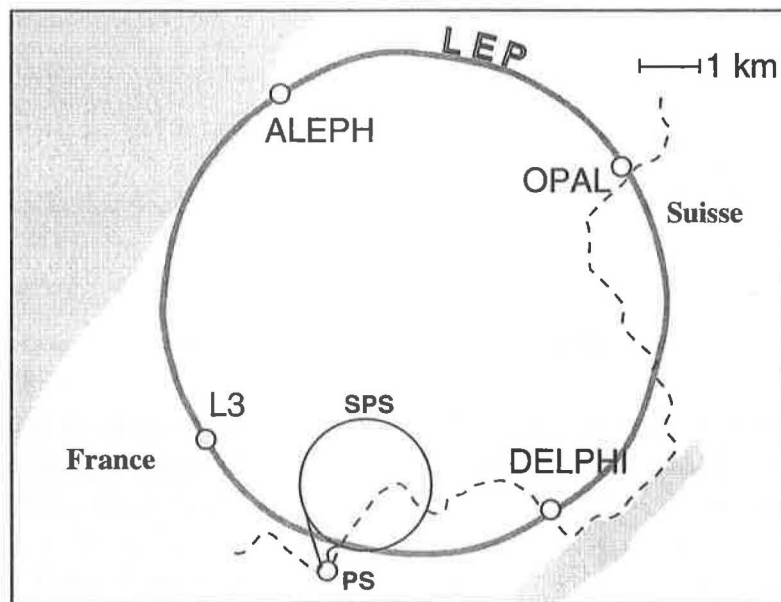


FIG. 11 - Situation du LEP.

Nous allons commencer la description du LEP par celle de son système d'injection, chargé de produire et pré-acceler les électrons et positrons. Dans la première phase du processus, connue sous le nom de LIL (Lep Injecteur Linéaire), un accélérateur linéaire (LINAC) bombarde des électrons de 200 MeV sur une cible de tungstène, créant des positrons par photoconversion. Les électrons et positrons sont ensuite accélérés jusqu'à 600 MeV par un second LINAC, puis injectés dans un anneau d'accumulation électron/positron (EPA), qui

condense le faisceau dans l'espace de phase en utilisant l'émission de radiation synchrotronique. La chaîne de pré-accélération se poursuit avec le synchrotron à protons (PS), où les paquets d'électrons (positrons) sont accélérés jusqu'à 3.5 GeV, et se termine par le super synchrotron à protons (SPS), dans lequel ils atteignent une énergie de 20 GeV. A ce stade, le courant typique d'un paquet d'électrons est de l'ordre de 0.8 mA.

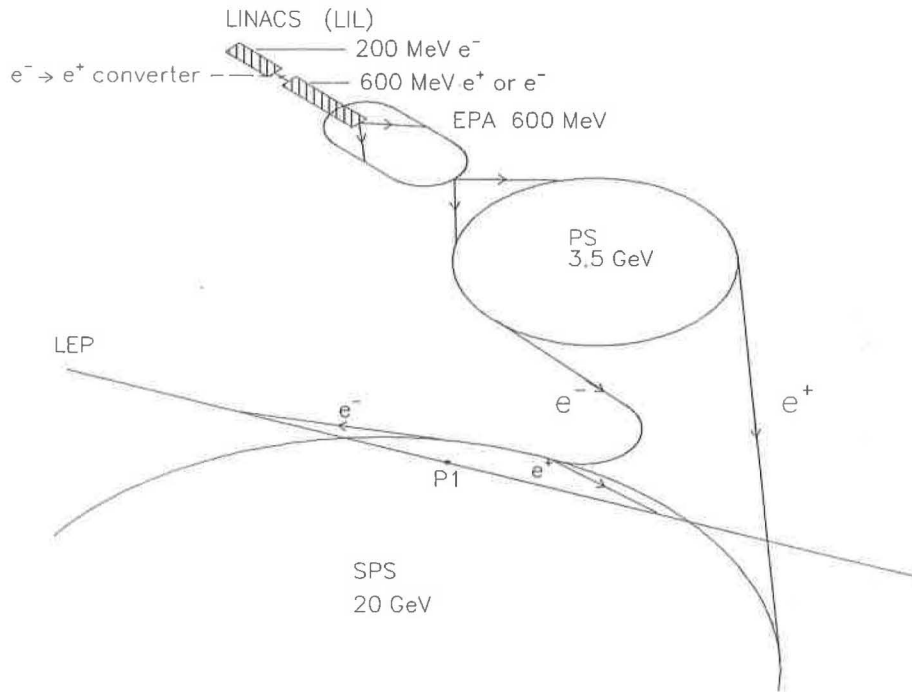


FIG. 12 – *Système d'injection du LEP*

Le LEP constitue le maillon final de cette chaîne, et sert autant d'anneau de stockage électron / positron que d'accélérateur. Il est divisé en 16 sections, 8 courbes et 8 droites. Les parties courbes, d'une longueur de 2450 mètres chacune, contiennent 3304 aimants dipolaires chargés de maintenir le faisceau sur son orbite (à 45 GeV, le champ requis est de 0.048 T). Dans 4 des 8 sections droites se trouvent les expériences précédemment mentionnées; des deux côtés de celles-ci sont installés des aimants quadrupolaires supraconducteurs servant à focaliser le faisceau et améliorer ainsi la luminosité. Des cavités RF s'occupent d'accélérer le faisceau et de compenser les pertes d'énergie dues à la radiation synchrotronique. Dans de bonnes conditions, le temps de vie du faisceau peut dépasser les 20 heures.

Durant sa première phase d'exploitation, appelée LEP 1 (1991 - octobre 1995), le LEP a délivré une luminosité intégrée de $4 \times 150 \text{ pb}^{-1}$ à l'énergie du Z. La production de quelque 15 millions de bosons Z a permis la détermination des paramètres électro-faibles avec une précision sans précédent pour l'époque. Au mois de novembre 1995, le LEP a effectué un run pilote, le LEP 1.5, à $\sqrt{s}=130 - 140 \text{ GeV}$ avec une luminosité de 5 pb^{-1} . Depuis

1996, le LEP est entré dans sa seconde phase d'exploitation, le LEP 2, fonctionnant à des énergies allant de $\sqrt{s}=161$ GeV à $\sqrt{s}=208$ GeV. Un résumé de la luminosité intégrée fournie par le LEP pour chaque année (1991-1999)d est donnée sur la figure 13.

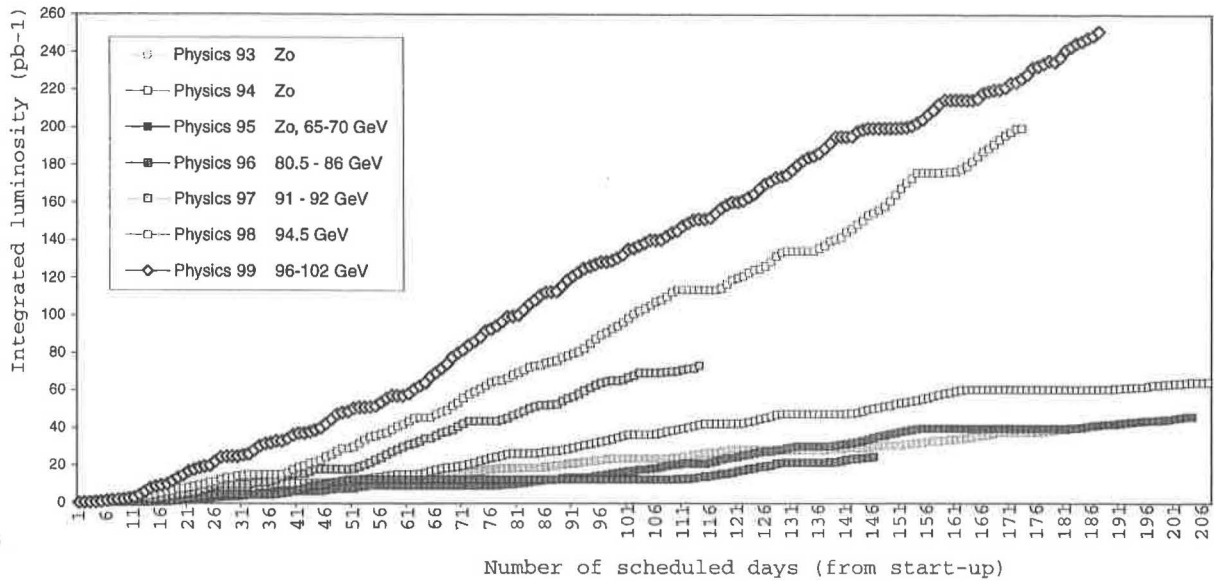


FIG. 13 – Luminosité intégrée délivrée par le LEP pour les différentes années d'exploitation.

4.2 Le détecteur L3

L'expérience L3 a été conçue pour étudier avec précision les électrons, muons et photons issus des collisions e^+e^- jusqu'à des énergies du centre de masse de 200 GeV. Elle est composée de plusieurs détecteurs emboîtés les uns autour des autres, formant un cylindre couché de 14 mètres de long et 16 mètres de haut; son poids dépassant celui de la tour Eiffel. Tous ces détecteurs sont plongés dans un champ magnétique de 0.5 [T], orienté parallèlement à l'axe du faisceau. Mis à part le spectromètre à muons, ils sont tous supportés par un tube en acier de 4.45 m de diamètre et 32 m de long. Deux moniteurs de luminosité sont également placés à ± 2.65 m du point d'interaction dans la direction du faisceau. Un illustration générale de L3 et de ses détecteurs internes est donnée dans les figures 14 et 15. Nous y montrons également le système d'axe que nous allons adopter pour la suite de ce travail, à moins que nous ne spécifions le contraire. Nous choisissons d'orienter l'axe z parallèlement au faisceau, dans la direction des électrons, et les axes x et y perpendiculairement à ce dernier. L'axe x est dirigé horizontalement, pointant vers le centre du LEP, et l'axe y verticalement. Le plan transverse est défini comme le plan xy (on l'appelle aussi le plan r - ϕ).

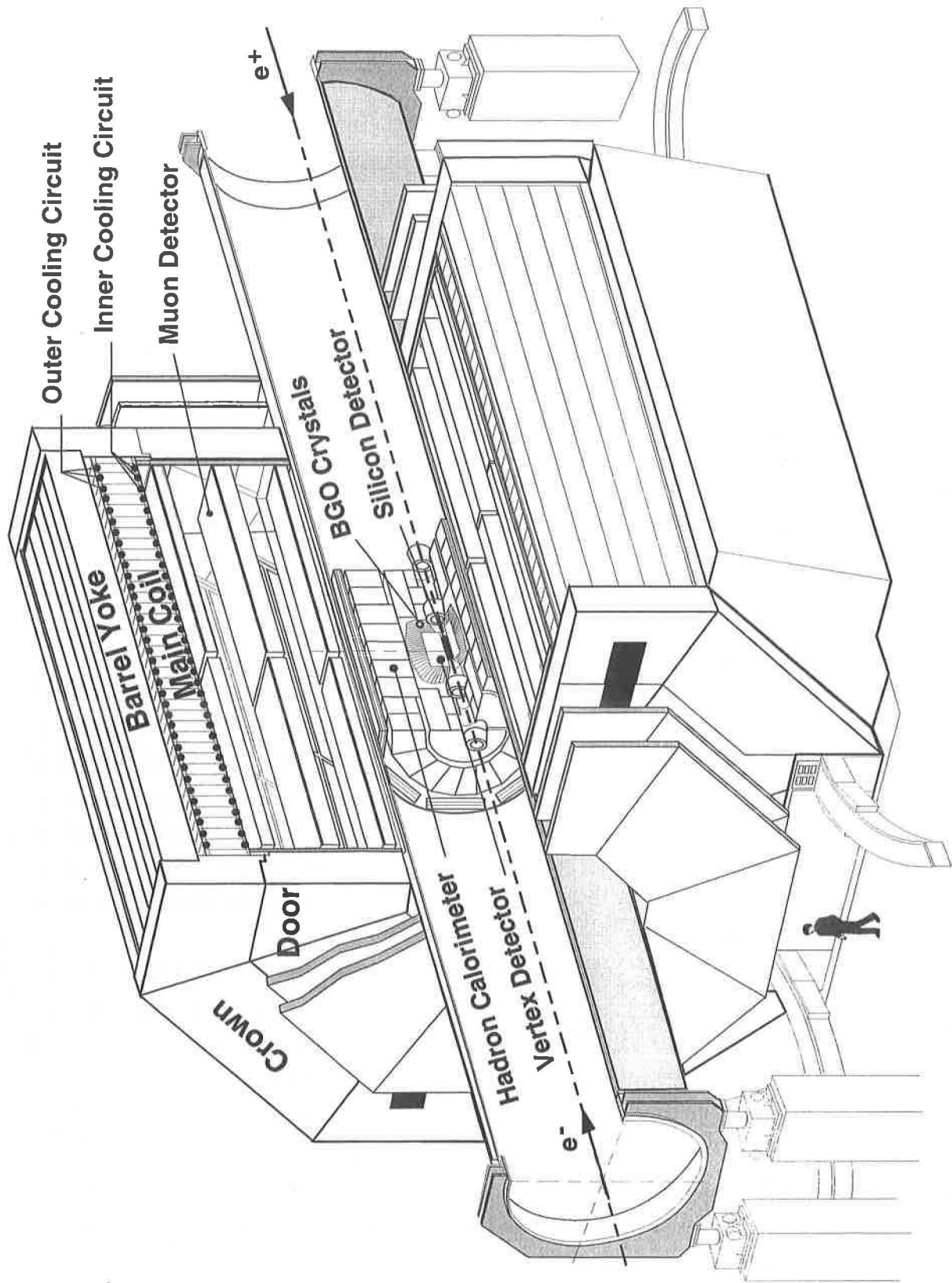


FIG. 14 – Schéma de l'expérience L3.

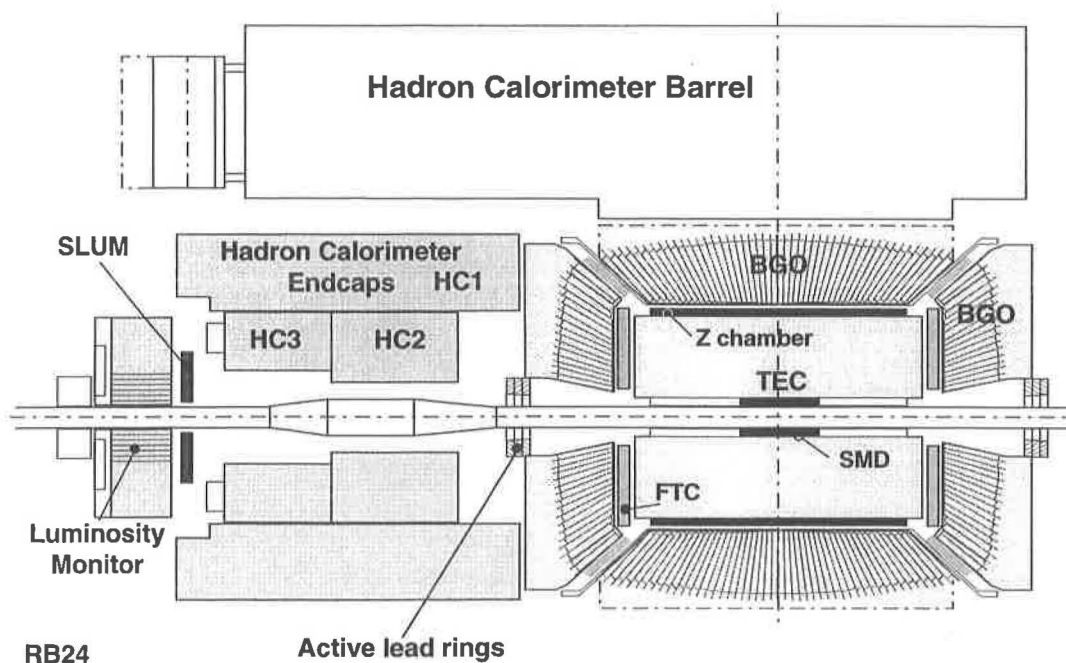


FIG. 15 – Vue de la structure interne de L3.

Du point d'interaction, se trouvant au centre, aux parties les plus externes, nous trouvons les détecteurs suivants:

- le détecteur à microvertex au silicium
- la chambre d'expansion temporelle
- le calorimètre électromagnétique
- les scintillateurs
- le calorimètre hadronique
- les chambres à muons

4.2.1 Le détecteur à microvertex au silicium (SMD)

Le SMD est un détecteur à bande de silicium double face (double-sided silicon strip detector), situé à 5 cm du point d'interaction, juste après le tube à vide. Il est formé de 24 échelles, arrangés en 2 cylindres concentriques de 6.2 cm et 7.8 cm de rayon (fig. 16). Ces derniers couvrent des angles polaires allant respectivement de 29° à 151° (couche interne), et de 22° à 158° (couche externe). Chaque échelle est en fait séparé en 2 parties ("wafers"), reliées mécaniquement et électriquement entre-elles; ces dernières étant constituées de senseurs double face au silicium (double-sided silicon sensor). Afin de résoudre les ambiguïtés dans la reconstruction des traces, les barreaux du cylindre extérieur sont orientés selon un angle stéréoscopique de 2° par rapport à l'axe du faisceau.

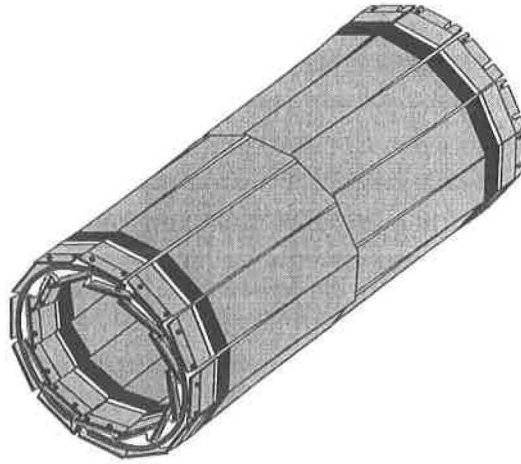


FIG. 16 – *Structure du SMD.*

Le SMD peut mesurer le passage d'une particule avec une précision de $7 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $15 \mu\text{m}$ selon z , et déterminer la distance d'approche minimale du point d'interaction (DCA). La connaissance de celle-ci nous permet d'éliminer les événements qui ne sont pas produits au point d'interaction, comme ceux issus de l'interaction de particules avec le tube à vide (beam wall event) ou avec les molécules de gaz (beam gas event). On a reporté, sur la figure 17, le point d'origine d'un grand nombre de traces: on peut clairement y distinguer le point d'interaction électron/positron (au centre) et la paroi du tube à vide.

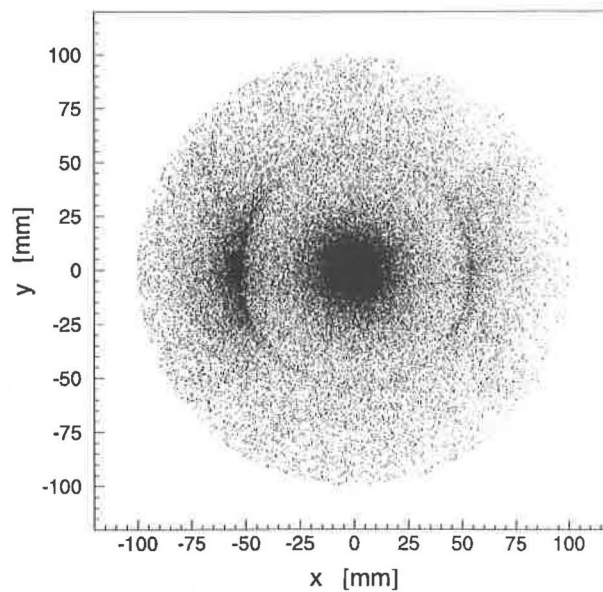


FIG. 17 – *Histogramme 2d du point d'origine de traces chargées.*

4.2.2 La chambre d'expansion temporelle (TEC)

Le traceur central de L3 est une chambre d'expansion temporelle, longue de 990 mm, d'un rayon intérieur, respectivement extérieur, de 86 et 457 mm, qui permet de mesurer l'impulsion des particules chargées. Elle est composée de 2 chambres à dérive cylindriques et concentriques, une interne, divisée en 12 secteurs, et une externe, divisée en 24 secteurs (fig. 18). Chaque secteur contient 8 (TEC interne) ou 54 (TEC externe) fils d'anode, d'une longueur sensible de 982 mm chacun, orientés parallèlement à l'axe du faisceau et soutenus par des plaques support. La TEC contient trois types de fil d'anode différents:

- Les fils de mesure (1), lus seulement d'un côté, mesurant la coordonnée $r - \phi$. On en dénombre 6 dans la TEC interne, et 32 dans la TEC externe.
- Les fils de division de charge (2), lus des deux côtés, qui permettent de mesurer la coordonnée z par comparaison de l'amplitude des deux signaux récoltés. La TEC interne en compte 2, l'externe 9.
- Les fils de grille (4), groupés par cinq et lus des deux côtés, chargés de résoudre l'ambiguïté gauche-droite, en choisissant le signal le plus rapidement lu ou celui de plus grande amplitude. Ils ne sont présents que dans la TEC externe, au nombre de 14.

De chaque côté des fils d'anode se trouve une grille (3) servant à séparer la région de dérive (faible champ électrique) de celle d'amplification (fort champ électrique). Cette grille est maintenue à un potentiel nul de manière à créer un champ de dérive homogène. Quant aux fils de cathode (5,6), ils sont situés au bord des différents secteurs.

La TEC est également entourée de deux chambres proportionnelles cylindriques, les chambres Z, qui permettent de mesurer la coordonnée z avec une précision de $320 \mu\text{m}$.

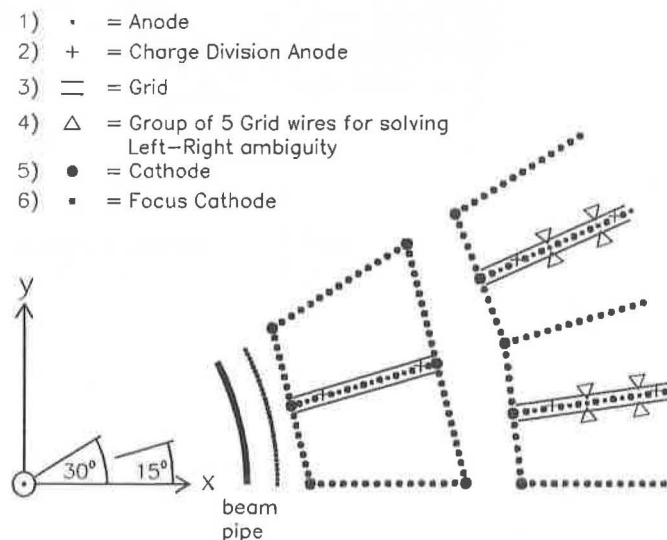


FIG. 18 - Schéma de la TEC.

La TEC est remplie d'un mélange de gaz carbonique (20%) et d'isobutane (80%), et fonctionne selon le principe suivant. Les électrons, provenant des ionisations créées par le passage des particules chargées, dérivent dans le champ électrique homogène de 0.9 kV/cm vers la zone d'amplification (fig 19). Arrivés dans celle-ci, ils créent une avalanche d'électrons secondaires (phénomène de multiplication), qui seront finalement récoltés par les fils d'anode. Un dispositif électronique enregistre les signaux reçus et, connaissant le temps de dérive, nous pouvons reconstruire la position bidimensionnelle de la trace. Etant plongées dans un champ magnétique, les particules décrivent une trajectoire courbée; la mesure de leur rayon de courbure nous donne accès à leur impulsion transverse. La composante longitudinale est obtenue, quant à elle, à partir des informations combinées des chambres z, des fils de division de charge et du SMD. La faible vitesse de dérive des électrons, environ $6 \mu\text{m}/\text{ns}$, permet d'obtenir une résolution spatiale de $50 \mu\text{m}$ par fil, et une résolution en impulsion $\sigma(p_T) = 0.017 p_T [\text{GeV}] + 3\%$. La TEC mesure également la charge déposée par la particule lors de son passage, mesure à partir de laquelle nous pouvons en déduire la quantité d'énergie perdue par unité de longueur, (dE/dx) , quantité primordiale dans l'identification des particules.

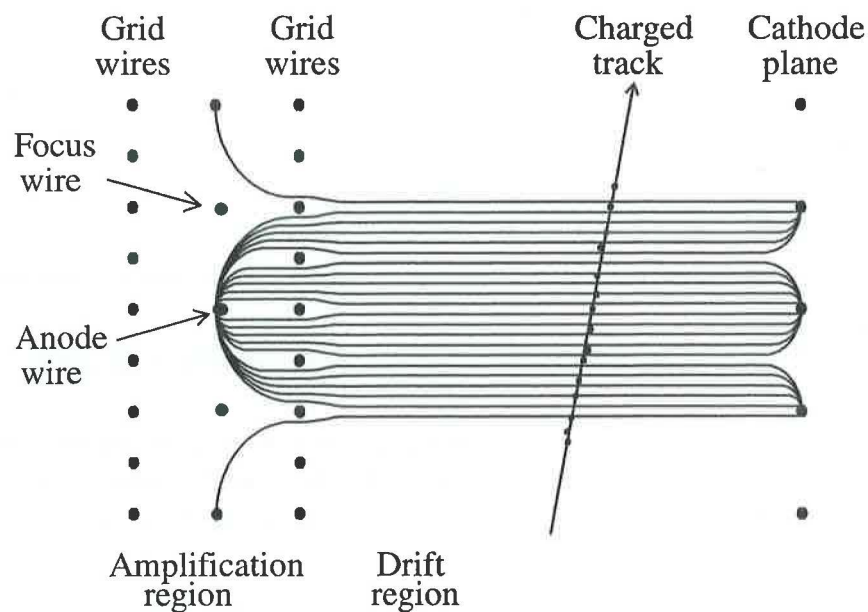


FIG. 19 – *Illustration du mécanisme de dérive des charges dans la TEC.*

4.2.3 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

Monté autour de la TEC, le calorimètre électromagnétique permet la mesure avec une grande précision de l'énergie des photons et des électrons. Il est constitué de 10734 cristaux d'oxyde de germanium de bismuth (BGO) arrangés en un «tonneau central» (barrel) et deux «bouchons» (endcap), couvrant environ 95% de l'angle solide total (fig. 20). Le barrel est divisé en deux parties, comprenant chacune 3840 cristaux agencés par groupe

de 160 en 24 anneaux, balayant un angle polaire $41^\circ < \theta < 139^\circ$. Chaque endcap contient 1536 cristaux, divisés en 16 sections selon l'angle ϕ , augmentant la couverture de l'angle θ de 28° : $13^\circ < \theta < 167^\circ$. Les cristaux ont la forme d'une pyramide tronquée, d'une longueur de 24 cm et d'une section de $2 \times 2 \text{ cm}^2$, respectivement $3 \times 3 \text{ cm}^2$ pour la face avant (dirigée vers le faisceau) et arrière (dirigée vers l'extérieur). Deux photodiodes sont collées sur la face arrière du cristal, et transforment, avec une efficacité de 70%, la lumière collectée en un signal électrique d'environ 1200 électron par MeV d'énergie déposé. Ce signal est ensuite utilisé pour reconstruire l'énergie laissée dans le cristal.

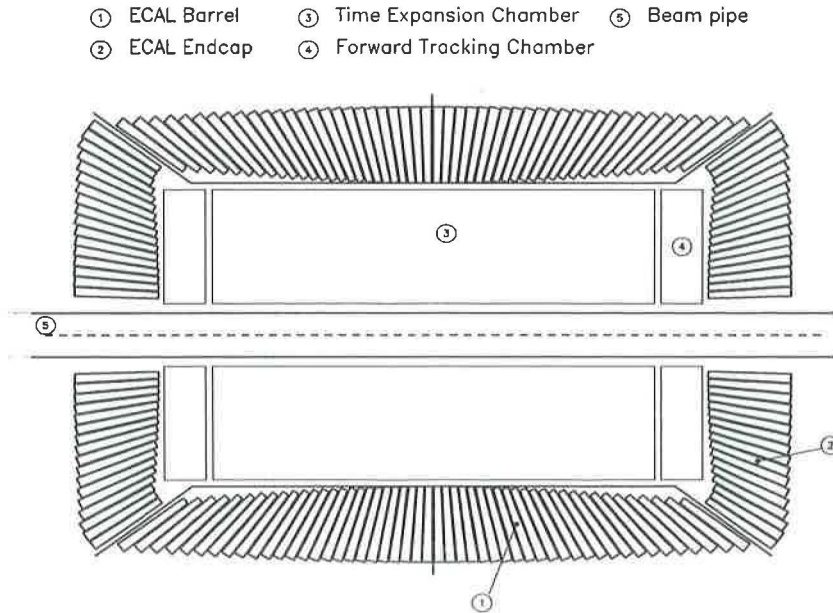


FIG. 20 - Schéma du calorimètre électromagnétique de L3.

Lorsqu'un électron ou un photon entre dans le calorimètre, il produit une gerbe électromagnétique. Cette gerbe est une suite de photons et d'électrons, les photons se convertissant en paire électron/positron, et les électrons (positrons) rayonnant des photons, perdant de l'énergie dans le milieu à chaque étape. L'introduction de la longueur de radiation et du rayon de Molière, tous deux propriétés intrinsèques du matériau utilisé, permet de faciliter la description de cette gerbe. La longueur de radiation, X_0 , représente la longueur longitudinale que l'électron doit parcourir pour perdre 36.8% ($1/e$) de son énergie. Le rayon de Molière, R_M , décrit le profil latéral de la gerbe, de telle manière que, dans le plan transverse à la direction de la particule, celle-ci soit contenue à 90% dans un cercle de rayon $R = R_M$, et à 99% dans celui de rayon $R = 3 R_M$. Dû à sa haute densité, le BGO a un bon pouvoir d'arrêt pour les électrons et photons: $X_0 = 1.12 \text{ cm}$ et $R_M = 2.4 \text{ cm}$ (le calorimètre est, de cette manière, relativement compact). La forme de la cascade est également caractéristique du type de particule qui l'engendre, comme l'illustre la figure 21. Pour les électrons et photons, l'énergie est presque entièrement déposée dans un carré de 3×3 cristaux, tandis que pour les hadrons, elle est beaucoup plus diffuse.

Shower Shapes in the BGO

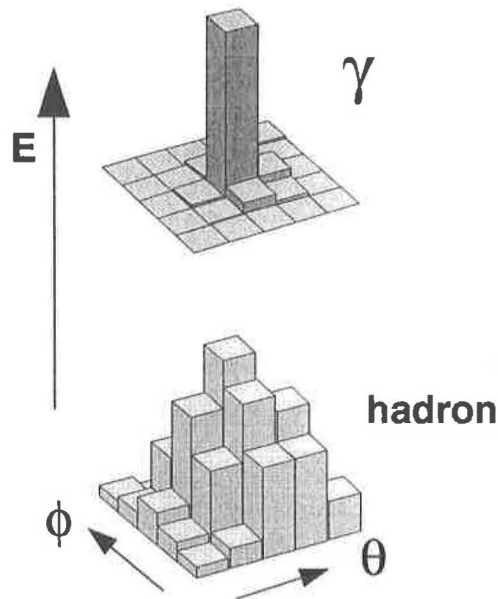


FIG. 21 – Réponse du BGO pour les photons et les hadrons.

En ce qui concerne la résolution en énergie, elle est de 5% en dessus de 100 MeV et de l'ordre de 1% à 45 GeV. La résolution spatiale vaut à peu près 2 mm au dessus de 2 GeV, et le taux de réjection hadron/électron environ 1000:1. Pour garantir la stabilité de cette résolution, il est nécessaire d'effectuer de fréquentes calibration des cristaux:

- Etant donné que le rendement lumineux du BGO a une dépendance en température de $-1.55\%/K$, celle-ci doit rester stable à quelques dixièmes de degrés près. Des sondes ont donc été installées tous les 12 cristaux et relèvent la température tous les mille événements.
- Pour tenir compte de la variation du rendement lumineux dû aux dommages des cristaux, une calibration journalière mesure l'amplitude des signaux aux sorties des photodiodes pour une luminosité connue, provenant du flash de lampes xénon envoyé sur les cristaux à l'aide de fibres optiques.
- Enfin, la valeur du piédestal doit être déterminée pour chaque canal électronique afin d'être soustraite.

La calibration absolue en énergie se fait à l'aide du système RFQ et des événements Bhabha. A basse énergie, on utilise le système RFQ (RadioFrequency Quadrupole accelerator, fig. 22), qui projette un faisceau de H^- sur une cible de lithium installée en

permanence dans le calorimètre. Après être focalisé, ce faisceau est neutralisé afin de passer sans encombre le champ magnétique de L3, et frappe la cible de lithium. La réaction de capture radiative:



produit des photons de 17.6 MeV qui arrosent l'ensemble des cristaux, permettant leur calibration en un temps assez bref. A plus haute énergie, on se sert des électrons des diffusions Bhabha, l'énergie du bump qu'ils laissent dans le BGO étant quasiment égale à celle du faisceau.

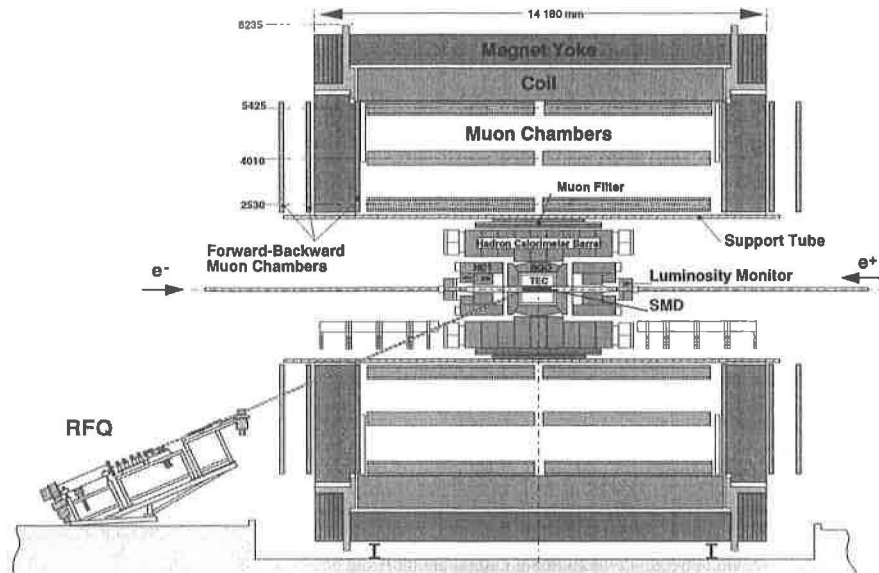


FIG. 22 - Schéma du système RFQ

4.2.4 Les scintillateurs (SCINT)

Faisant suite au calorimètre, une rangée de scintillateurs a pour fonction de mesurer le point de passage et le temps de vol des particules. A l'arrivée du faisceau dans le détecteur, un chronomètre est déclenché. Lorsqu'une particule chargée traverse un scintillateur, elle crée un flash lumineux qui se propage, à vitesse connue, des deux côtés du scintillateur. A chaque extrémité de ce dernier se trouve un photomultiplicateur, couplé à un dispositif électronique, qui enregistre le temps indiqué par le chronomètre. En comparant les deux temps, il est possible de déterminer le temps et le point de passage de la particule. Ces mesures sont essentiellement utilisées pour différencier les événements di-muons de ceux dus aux muons cosmiques. En effet, un muon cosmique passant près du point d'interaction ressemble à un événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- X$, mais la différence de temps de vol entre les scintillateurs touchés est nulle pour la production de paire, et d'environ 6 ns pour un muon cosmique.

4.2.5 Le calorimètre hadronique (HCAL)

Entre 85 et 180 cm se situe un second calorimètre, hadronique cette fois-ci (HCAL), dont le rôle est de mesurer l'énergie des hadrons par la technique dite d'absorption totale. Il est constitué de 156 modules, chaque module ressemblant à un mille-feuilles de plaques d'uranium 238 de 5 mm d'épaisseur et de chambres à fils proportionnelles. L'uranium assure en tant qu'absorbeur, grâce à sa faible longueur d'absorption, un arrêt rapide des particules. Le gaz utilisé pour les chambres à fils est composé de 80% d'argon et de 20% de dioxyde de carbone. Comme l'ECAL, le calorimètre hadronique est divisé en un barrel et deux endcaps, couvrant 99.5% de l'angle solide total (fig. 23). Le barrel consiste en 9 anneaux de 16 modules, couvrant un angle $35^\circ < \theta < 145^\circ$; les trois anneaux centraux comprenant de longs modules (910 mm), contenant chacun 58 plaques d'uranium et 60 chambres proportionnelles multifils, tandis que les autres anneaux sont faits de plus petits modules (816 mm), ne comportant que 51 plaques et 53 chambres. Les endcaps, balayant les régions angulaires $5.5^\circ < \theta < 35^\circ$ et $145^\circ < \theta < 174.5^\circ$, sont composés de trois anneaux chacun (un externe et deux internes).

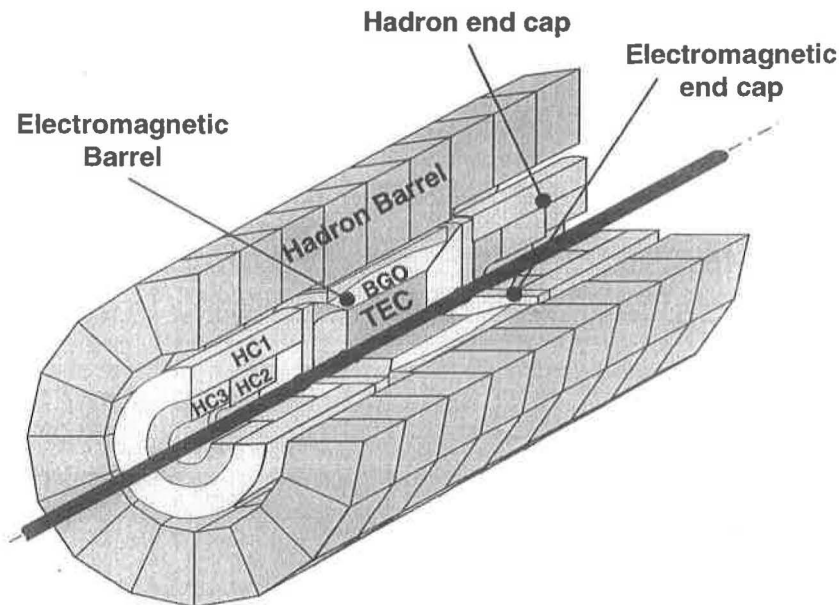


FIG. 23 – Schéma du calorimètre hadronique de L3.

Le processus de perte d'énergie est également différent de celui décrit pour le calorimètre électromagnétique; il s'agit ici de provoquer des collisions inélastiques entre hadrons et noyaux d'uranium, créant des gerbes hadroniques (fig 24). A chaque collision, une partie de l'énergie de la particule est cédée au milieu. En mesurant le signal laissé dans les chambres à fils par cette gerbe, on peut en déduire l'énergie du hadron incident. On peut remarquer que, contrairement à l'ECAL, la lecture de l'information n'est pas directement

Energy Measurement

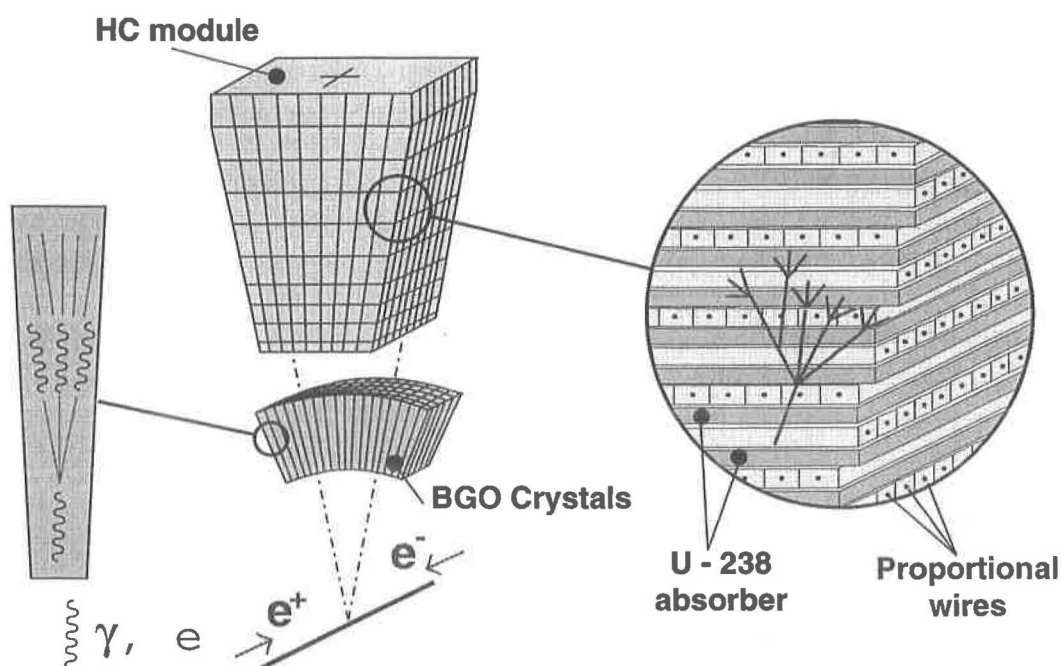


FIG. 24 – Mécanisme de production des gerbes électromagnétiques et hadroniques.

effectuée sur le milieu actif. La résolution en énergie du HCAL est donnée par:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + b \quad (a = 0.55 \text{ GeV}^{1/2} \text{ et } b = 0.05) \quad (43)$$

A ce stade, seul les muons (et les neutrinos, indétectables ici), n'ont pas encore été stoppés.

4.2.6 Les chambres à muon (MUCH)

Ces chambres ont été conçues pour fournir des mesures de précision sur l'impulsion des muons. Le baril du spectromètre à muons est divisé en 2x8 octans identiques et indépendants, d'un rayon interne de 2.5 m et externe de 5.4 m. Chaque octan (fig. 25) est constitué de 5 chambres à dérive, deux pour la couche externe (MO), deux pour la couche médiane (MM) et une pour la couche interne (MI). Ces chambres, dites "P" (P pour précision), contiennent des plans de fils d'anode et de cathode, permettant de mesurer les coordonnées dans le plan transverse. La chambre MM comprend 24 fils de signal, et les chambres MO et MI 16. Ces dernières sont également recouvertes de chambres chargées de mesurer la coordonnée z (chambre dite "z"). Ces chambres, au nombre de 6 par octan, sont composées de deux chambres à dérive décalées (afin de résoudre l'ambiguïté gauche-droite). Les chambres P (z) sont remplies d'un mélange de gaz contenant 38.5% (8.5%)

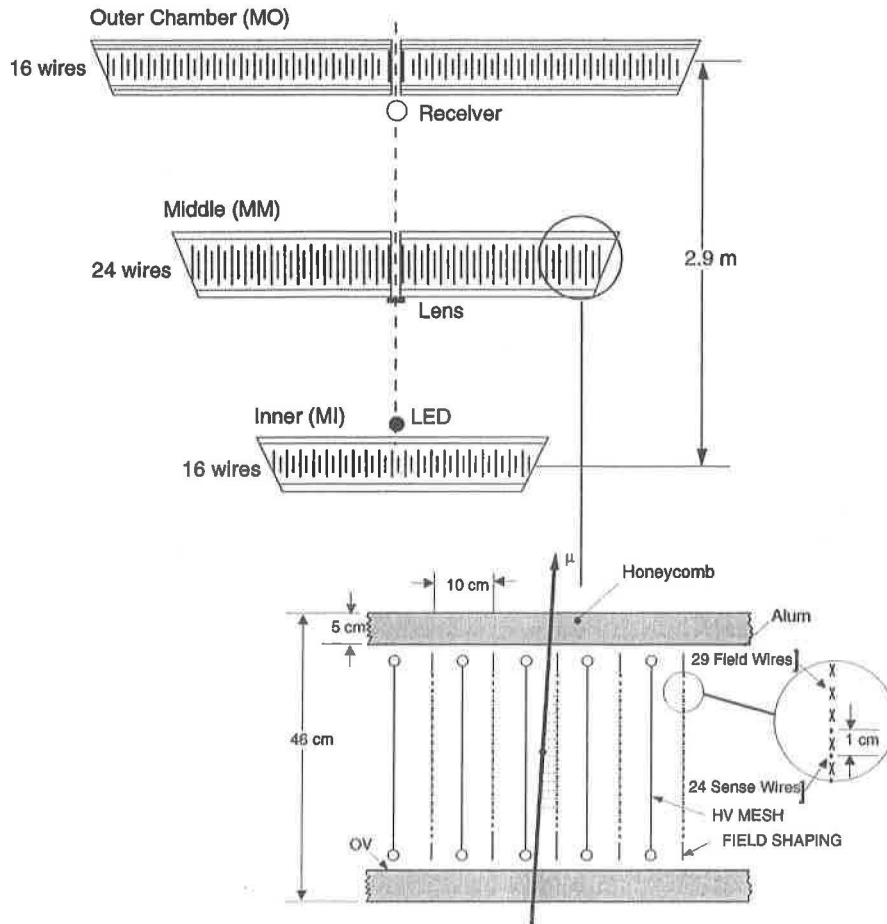


FIG. 25 – Vue schématique des chambres à muons de L3

d'éthane et 61.5% (91.5%) d'argon, et offrent une résolution spatiale de $200 \mu\text{m}$ par fil. Le résolution en impulsion est donnée par: $\sigma(p_T)/p_T = 2.5\%$ à 45 GeV. L'installation de chambres à muon avant-arrière (FBMU) a permis d'étendre la couverture de l'angle solide total de 64% à 76%. La résolution en impulsion se dégrade toutefois lorsque $|\cos(\theta)|$ augmente.

4.2.7 Les moniteurs de luminosité (LUMI)

Au nombre de deux, placés à 2.65 m de part et d'autre du point d'interaction dans la direction \hat{z} et couvrant un angle polaire $35 < \theta < 145 \text{ mrad}$, ils servent à mesurer la luminosité du faisceau (fig. 26). Chaque moniteur est constitué de deux moitiés, comprenant chacune 304 cristaux de BGO, arrangés cylindriquement autour du faisceau, sur 8 anneaux. Un détecteur au silicium de grande précision est placé devant les moniteurs afin de déterminer l'acceptance géométrique. La luminosité intégrée L est donnée par le

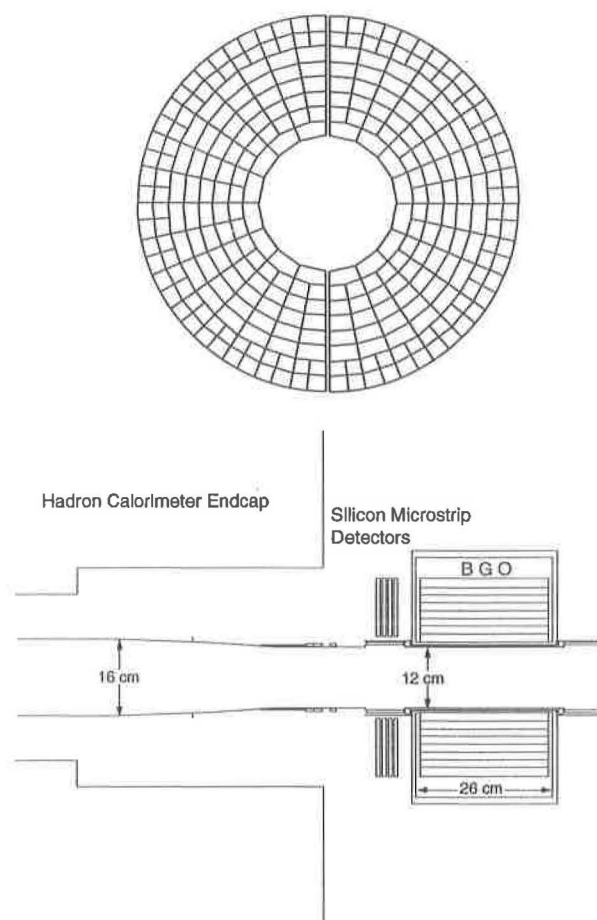


FIG. 26 - *Vue schématique d'un moniteur de luminosité.*

comptage du nombre d'événements Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) à petit angle:

$$L = \int \mathcal{L} dt = \frac{N_{BB}}{\sigma_{BB}} \quad (44)$$

où N_{BB} est le nombre d'événements Bhabha observés dans l'intervalle de temps considéré, et σ_{BB} la section efficace Bhabha. Celle-ci étant connue théoriquement, L peut être mesuré avec une bonne précision.

4.2.8 Le système de déclenchement et d'acquisition de L3 (DAQ)

A chaque collision, i.e. toutes les $11 \mu s$, l'électronique lit les signaux provenant de tous les détecteurs. Comme il est impossible de digitaliser tous les événements, le système de déclenchement doit décider s'il est digne d'intérêt et être conservé, ou réinitialiser le système et attendre la prochaine collision. Ce système a été conçu avec trois niveaux de décision afin d'éliminer le mieux possible les bruits de fond et minimiser le temps mort du détecteur, temps pendant lequel ce dernier est bloqué à cause de la lecture et numérisation de l'événement précédent. Ces trois niveaux sont décrits dans les paragraphes suivants.

Le système de déclenchement du niveau 1 Ce système a pour but de décider si l'événement doit être numérisé et enregistré. Si la réponse est affirmative, il est transmis au niveau 2, tandis qu'en cas de rejet, le système est remis à zéro et attend le prochain croisement de faisceaux. Le trigger de niveau 1 est un OU logique entre plusieurs types de déclenchements basés sur les calorimètres, les scintillateurs, les chambres à muons et la chambre d'expansion temporelle. Son taux de déclenchement est de l'ordre de 15 Hz.

• **Le trigger en énergie:** Basé sur les calorimètres électromagnétiques, hadroniques et moniteurs de luminosité, il est constitué de sous-triggers rassemblés dans un OU logique:

- Un trigger vérifiant l'alignement des dépôts d'énergie dans les différents segments ("clusters") du calorimètre. Le seuil de déclenchement est de 7 GeV s'il n'y a pas de traces dans la TEC, 3 GeV autrement.
- Un trigger demandant une énergie totale minimale de 10 GeV dans le baril du BGO, ou 15 GeV dans les barils du BGO et HCAL, ou 20 GeV dans tous les calorimètres, incluant les bouchons.
- Un trigger vérifiant la présence d'un photon isolé, demandant au minimum 1 GeV dans la partie centrale du BGO.
- Un trigger demandant au moins deux cellules d'un calorimètre touchées avec plus de 5 GeV déposé.
- Un trigger de luminosité exigeant des dépôts de plus de 15 GeV dos à dos dans les moniteurs.
- Un trigger dit de "single tag", demandant que l'énergie de l'un des moniteurs de luminosité soit supérieure à 30 GeV. Il permet de vérifier l'efficacité de ce trigger.

Le taux de déclenchement du trigger en énergie est de 1 à 3 Hz, principalement dû au bruit de fond provenant de l'électronique.

• **Le trigger des scintillateurs:** Il se déclenche si au moins cinq des seize paires de compteurs à scintillation sont touchées dans ± 15 ns autour du croisement des faisceaux. Le taux de déclenchement de ce trigger est d'environ 0.1 Hz.

• **Le trigger des chambres à muons:** Il est déclenché si l'on observe une coïncidence entre les couches P et z. Pour un trigger de muon unique, on demande une coïncidence d'au moins deux des trois couches P et trois des quatre couches z. Le trigger pour la présence de deux muons est donné par la coïncidence d'au moins deux couches P et une couche z d'un côté, de deux couches P de l'autre.

Pour réduire le bruit de fond provenant des cosmiques, on impose également une coïncidence avec les scintillateurs, ce qui permet de ramener le taux de ce trigger à environ 1 Hz.

• **Le trigger de la TEC externe (TTEC):** Il analyse les signaux analogiques générés par la TEC et recherche, par des masques programmables, les traces dirigées vers le point d'interaction, dans le plan transverse au faisceau. Il utilise les signaux des 14 fils d'anode

des secteurs externe de la TEC et demande, pour être déclenché, au moins deux traces dans la chambre centrale de plus de 150 MeV d'impulsion transverse et séparées de $180 \pm 60^\circ$. Pour satisfaire les conditions temporelles imposées par le temps de dérive et par l'intervalle de temps entre les collisions, on applique une technique d'analyse parallèle qui permet d'obtenir la décision de déclenchement en moins d'une microseconde.

• **Le trigger de la TEC interne (ITEC)** : Un événement est sélectionné si:

- au moins deux bons secteurs (signal au-dessus d'un seuil prédéfini) ont été trouvés par un algorithme utilisant des réseaux neuronaux,
- le nombre de bons secteurs est supérieur à celui de mauvais secteurs (défini comme ayant un signal en-dessous du seuil),
- au moins une trace a été observée par le déclenchement externe de la TEC (TTEC).

Le système de déclenchement du niveau 2 Ce niveau est conçu pour éliminer les événements de bruit de fond conservé par le niveau 1, tel que le bruit électronique, les interactions faisceau-gaz et faisceau-paroi ou encore les muons cosmiques. Lorsqu'un événement est sélectionné par plusieurs triggers du niveau 1, il est automatiquement gardé. Dans le cas contraire, des critères basés sur des informations plus élaborées que celles utilisées précédemment sont appliqués. Le temps de décision de ce niveau est d'environ 500 μs , et il rejète à peu près 50% des événements examinés.

En cas de décision positive, les informations sont transmises au niveau 3. Parmi tous les événements rejetés, 1 sur 20 est conservé, de manière à contrôler l'efficacité des algorithmes utilisés. On les appelle «événement prescaled».

Le système de déclenchement du niveau 3 Contrairement aux niveaux précédents, celui-ci dispose de l'information complète et digitalisée de tous les détecteurs. Les événements sont analysés de manière plus détaillée et le bruit de fond est rejeté à l'aide d'algorithmes basés sur:

- la corrélation des dépôts d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques.
- la reconstruction des traces de muons dans les chambres z.
- la reconstruction des vertex dans la TEC.

Le facteur de rejet du niveau 3 varie entre 80% et 90%. A nouveau, un événement sur 20 est conservé. Si la décision est positive, l'événement est transféré et écrit sur bande. Le taux d'écriture est de quelques Hz, et la taille moyenne d'un événement de 50 kbytes.

5 Sélection des événements

Comme son titre l'indique, ce chapitre sera employé à commenter les critères de sélection (coupures) utilisés pour choisir, parmi les millions d'événements enregistrés, ceux qui nous intéressent. La mise au point de ces critères constituant la majeure partie de ce travail, chaque coupure fera l'objet d'une présentation assez détaillée dans le sous-chapitre correspondant. L'échantillon des données analysées est décrit dans le tableau 3; c'est toujours à lui que nous nous référerons par la suite si le contraire n'est pas précisé. Mentionnons aussi que, pour les histogrammes Monte Carlo servant à illustrer les coupures présentées ici, et uniquement pour ceux-ci, nous utiliserons par défaut les données simulées à $\sqrt{s}= 189$ GeV.

Année	\sqrt{s} GeV	Luminosité intégrée pb ⁻¹	Luminosité intégrée totale pb ⁻¹
1991-1995	91	151.871	151.871
1997	184	51.95	203.821
1998	189	172.133	375.954
1999	196	229.542	605.496

TAB. 3 – *Energie et luminosité intégrée des données analysées pour ce travail.*

5.1 Evénements à 4 traces

Une première sélection est effectuée en choisissant les événements qui contiennent 4 «bonnes» traces, tel que la somme de leurs charges soit nulle et l'énergie visible déposée plus petite que 30 GeV. Par «bonne» trace, nous entendons une trace qui ait au moins 12 hits et un rapport hit/span > 0.5. Se rappelant que la TEC compte 62 fils, numérotés de 1 à 62, nous définissons le span comme la différence entre les numéros des premiers et derniers fils utilisés pour reconstruire la trace. Si, par exemple, le premier fil est le 12, et le dernier le 54, alors le span vaut $54-12 = 42$. Evidemment, plus le nombre de hits est grand et le rapport hit/span proche de 1, plus la probabilité que la trace soit bien reconstruite est élevée (il y a en effet peu de risque qu'une trace à 45 hits avec un rapport hit/span de 0.9 soit une erreur de reconstruction, ce qui n'est pas le cas avec une trace de 8 hits et un rapport hit/span de 0.25). Nous avons donc intérêt à choisir des traces propres, mais celles-ci sont relativement rares. La figure 27 contient les distributions du nombre de hits par trace et du rapport hit/span pour une partie des données 1998 ($\sqrt{s}= 189$ GeV). On constate que 10 hits et un rapport hit/span > 0.5 par trace semblent être un bon compromis entre qualité et quantité pour une première sélection. L'absence de charge nette nous assure la présence de paires particules/antiparticules, et la limite sur l'énergie visible déposée nous permet de choisir les événements à deux photons. La figure 28 nous montre en effet que la probabilité d'avoir un événement à deux photons est très

grande lorsque le rapport E_{vis}/\sqrt{s} est faible, et devient quasiment nulle lorsque ce rapport dépasse 0.5. Notre limite sur l'énergie visible déposée est telle que ce rapport n'excède jamais 0.3, si bien que le bruit de fond dû au processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ est faible (<1%).

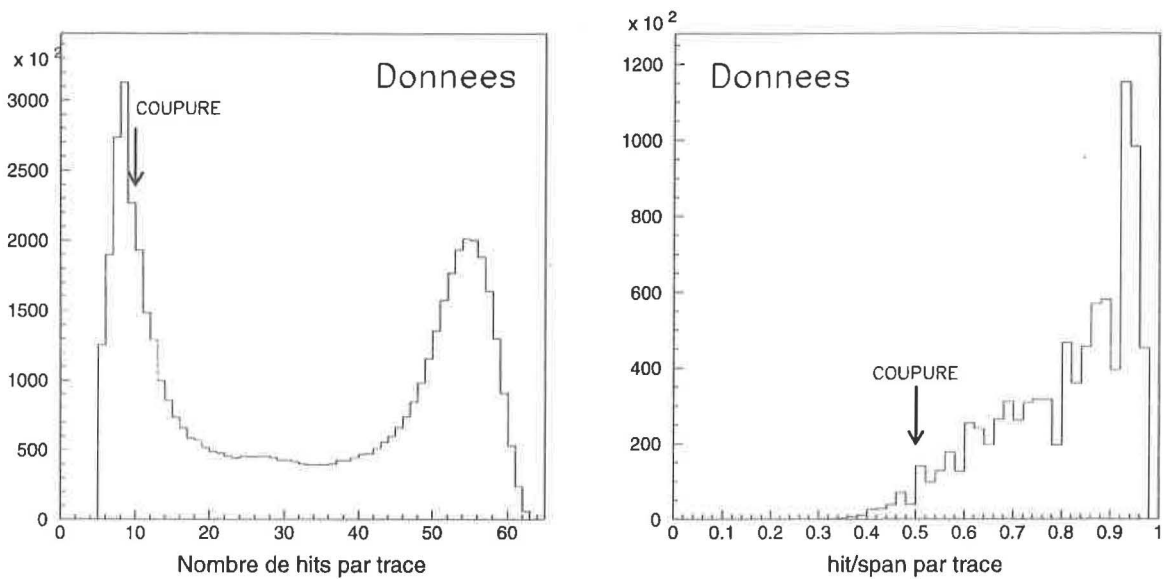


FIG. 27 -- Distribution du nombre de hits et du rapport hit/span pour une partie des données 1998 ($\sqrt{s}=189$ GeV) et coupures utilisées.

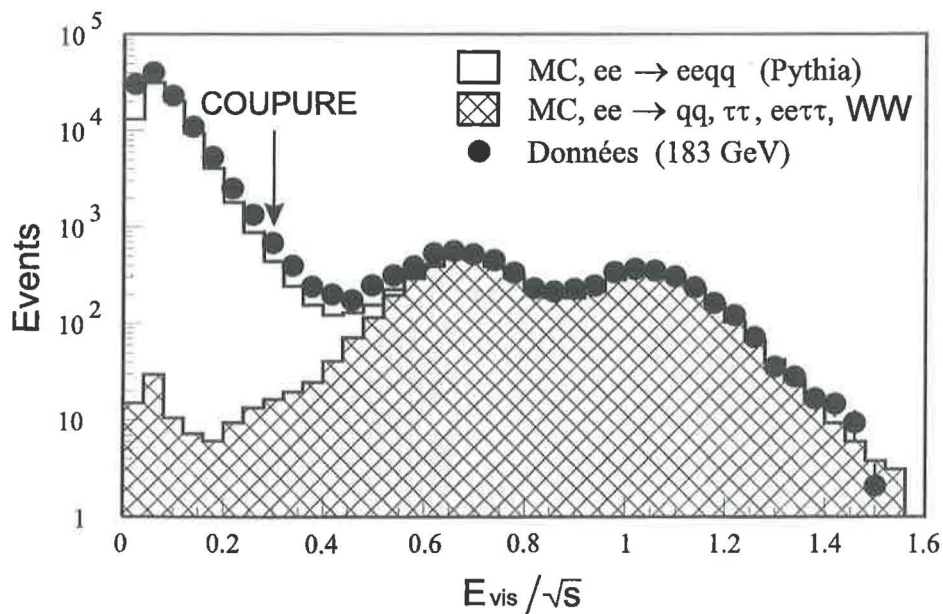


FIG. 28 -- Distribution de l'énergie visible E_{vis} pour les événements Monte-Carlo.

5.2 Candidat Λ et $\bar{\Lambda}$

La lambda ayant un temps de vie "relativement" long, $\tau = 2.6 \cdot 10^{-10}$ sec., et une impulsion moyenne de 0.8 GeV, il pourra parcourir une certaine distance d avant de se désintégrer, typiquement:

$$d = vt = \beta c \gamma \tau = \frac{p}{m} c \tau = 5.7 \text{ cm.}$$

Chaque candidat devra donc posséder au moins deux vertex secondaires, au moins car l'algorithme de reconstruction peut en recréer plus à partir de 4 traces. Il ne nous reste plus qu'à tenter d'identifier les vertex provenant des véritables désintégrations. A cet effet, nous demandons que chaque vertex remplisse les conditions suivantes:

- L'angle entre la direction de vol transverse ⁵(définie par le point d'interaction et l'origine du vertex) et l'impulsion transverse reconstruite (par les deux traces chargées) doit être plus petit que $0.15 \text{ rad} \approx 9^\circ$. Cela permet d'éliminer les combinaisons de traces qui ne pointent pas vers l'axe du faisceau.
- La distance dans le plan transverse, d_\perp , entre le point d'interaction et l'origine du vertex doit être supérieure à 3 millimètres. Ceci permet de supprimer les événements n'ayant pas de vertex secondaire (on réduit ainsi le bruit de fond dû aux particules provenant du vertex primaire).
- Pour chaque trace, un maximum de 2 hits avant le vertex est toléré (on réduit ainsi la perte de bons vertex mal reconstruits).
- Au moins une des deux traces possède une impulsion supérieure à 260 MeV.

La dernière condition nous permet d'assigner sans équivoque possible (voir 2.6) la trace de plus grande impulsion au candidat proton (antiproton) et l'autre trace au candidat π^- (π^+). Nous dirons qu'un vertex est de type Λ s'il contient un candidat proton, et de type $\bar{\Lambda}$ s'il contient un candidat antiproton. Il ne nous reste plus qu'à chercher, parmi tous les couples de deux vertex possibles, celui qui compte un vertex de type Λ et un autre de type $\bar{\Lambda}$. Les événements n'ayant aucun couple possible, ou plus d'un (mais ce cas est très rare, environ 1 sur 200000), sont rejetés. D'autres configurations pouvant également remplir ces conditions cinématique, nous devons effectuer des coupures supplémentaires pour être sûr de sélectionner une paire $\Lambda\bar{\Lambda}$.

5. Rappelons que le système d'axe a été défini dans le chapitre décrivant le détecteur L3 (4.2).

5.3 Masse invariante $m_{e^+e^-}$

Les événements contenant des photoconversions, i.e. des conversion de photons en paire électron-positron, peuvent être éliminés en utilisant une coupure sur la masse invariante reconstruite $m_{e^+e^-}$. Cette quantité s'obtient en attribuant à chaque particule la masse d'un électron (m_e), puis en calculant:

$$m_{e^+e^-} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$$

$$E_i = \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_e^2}$$

où $i=1,2$ se réfère les particules associées aux traces attachées à un vertex. Les graphiques de la figure 29 montrent cette masse pour un échantillon de données⁶(à gauche) et la simulation Monte-Carlo (à droite). On distingue clairement sur les données le pic de photoconversion à 10 MeV, absent du Monte-Carlo. Ces événements peuvent être éliminés en demandant que la masse invariante $m_{e^+e^-}$ associée à chaque vertex soit supérieure à 50 MeV.

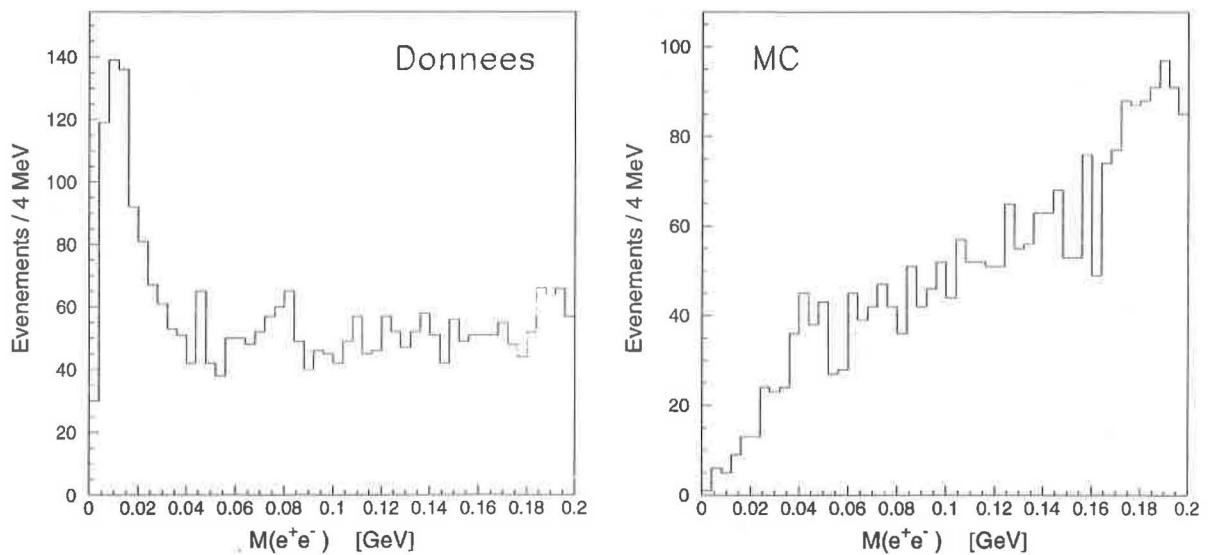


FIG. 29 – Masse invariante reconstruite $m_{e^+e^-}$ pour les données (à gauche) et le Monte-Carlo (à droite).

6. L'échantillon contient des événements à 4 traces sur lesquels nous avons appliqués les coupures précédentes.

5.4 Compatibilité (dE/dx)

Nous avons vu dans le chapitre consacré à la description du LEP que l'énergie perdue par unité de longueur, (dE/dx), est une grandeur caractéristique de chaque particule. Nous voulons donc que la mesure du (dE/dx), pour les candidats protons/antiprotons et pions soit en accord avec celles de protons/antiprotons et pions. Plus précisément, nous demandons que, pour chaque particule,

$$\frac{\left| \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{mes.}} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{BB}} \right|}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{BB}}} < 0.45$$

où $(dE/dx)_{\text{BB}}$ dénote le (dE/dx) calculé par la formule de Bethe-Bloch, reprise du code officiel de L3.

L'illustration graphique de cette coupure est montrée sur la figure 30. Les points représentent la valeur du (dE/dx) simulé par le Monte-Carlo pour les protons et pions, la courbe centrale celle calculée avec la formule de Bethe-Bloch et les courbes extérieures les coupures à $\pm 45\%$. On constate que la plage définie par l'équation (5.4) contient la quasi-totalité des événements simulés.

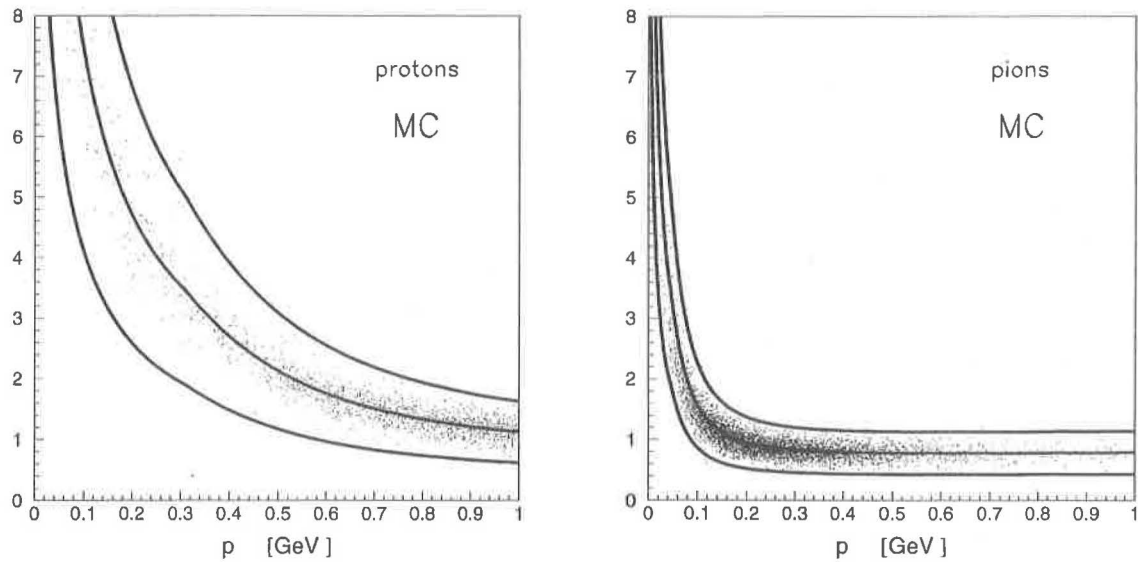


FIG. 30 – (dE/dx) calculé par la formule de Bethe-Bloch et simulé par le Monte Carlo pour les protons (à gauche) et les pions (à droite).

Afin de s'assurer que le Monte Carlo reproduit correctement la valeur du (dE/dx), il suffit de la comparer avec celle obtenue à partir des données réelles⁷. Pour ce faire, nous avons

⁷ L'échantillon analysé contient l'ensemble des données sur lesquelles nous avons appliqué la première des coupures décrite dans ce chapitre.

reporté cette grandeur pour des traces ayant au moins 40 hits (de manière à ce que le (dE/dx) soit mesuré avec une bonne précision) sur les graphiques de la figure 31. Les particules sont séparées en fonction de leur charge (les positives à gauche, les négatives à droite), et nous avons superposé, pour chaque type de particule, la valeur du (dE/dx) calculé par la formule de Bethe-Bloch. On distingue nettement, sur les deux graphiques, les bandes associées au pion, kaon et proton, et l'on peut même discerner celle du deutérium sur celui de gauche! On note finalement qu'il y a un très bon accord entre les données réelles et simulées; on peut donc utiliser la coupure sur le (dE/dx) en toute confiance. Elle n'est cependant plus d'une grande utilité en dessus de 1 GeV, puisque les valeurs du (dE/dx) sont presque égales pour toutes les particules (notre résolution ne nous permet pas de les distinguer!).

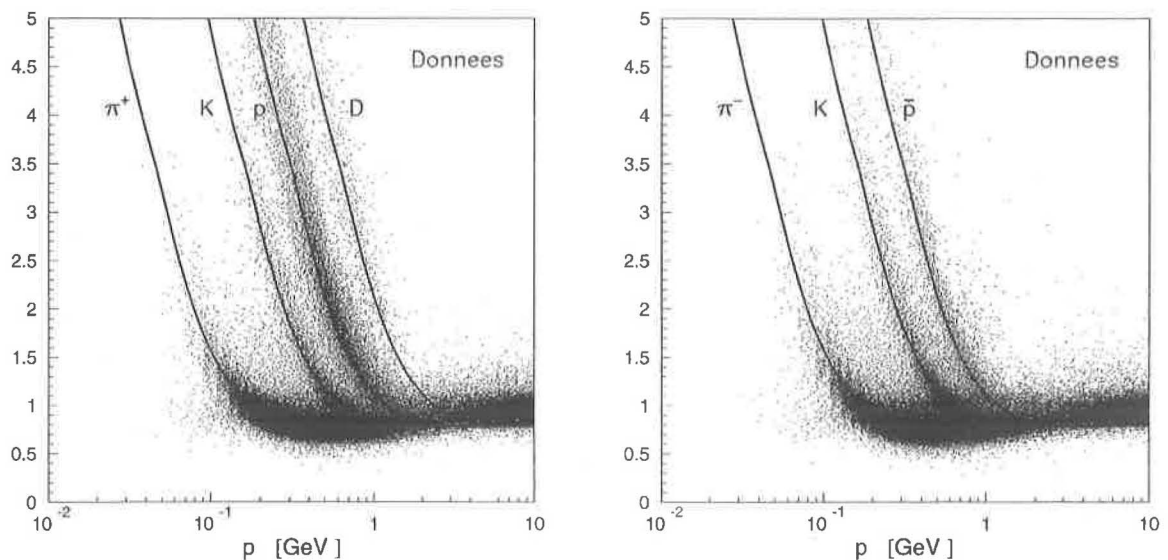


FIG. 31 – (dE/dx) calculé par la formule de Bethe-Bloch et mesuré pour les particules positives (à gauche) et négatives (à droite) avec les données réelles.

5.5 Identification de l'antiproton

Le but de cette coupure est d'identifier un antiproton (\bar{p}), signature caractéristique de la désintégration d'un antilambda. Un excellent moyen d'y parvenir consiste à analyser le dépôt d'énergie (bump) qu'il laisse dans le BGO. Nous avons reporté les résultats du Monte-Carlo, respectivement des données⁸ concernant ce dépôt d'énergie pour différentes particules sur les figures 32 et 33. Nous constatons clairement que le comportement de l'antiproton est très différent de celui du π^- (surtout sur le Monte Carlo, où la statistique est bien plus grande). Nous voyons également un pic à 0.3 GeV, dû au passage de particules se trouvant à leur minimum d'ionisation. Il est également possible qu'aucun bump ne soit

associé à l'antiproton. En effet, il se peut que le bump du π^+ soit recouvert par celui du \bar{p} lorsque les traces de ces deux particules sont trop proches dans le BGO. On ne distingue alors plus qu'un seul bump, qu'il est possible d'attribuer aux deux particules. Le programme de reconstruction, ne pouvant effectuer un choix unique, préfère ne pas associer ce bump à l'une des deux traces plutôt que de se tromper. Étant donné que le bump du \bar{p} est en général assez étendu, il y a une probabilité non négligeable, environ 10%, que cela se produise. Par souci de clarté, nous n'avons pas reporté ce type d'événement sur les divers graphiques. Par la suite, nous considérerons que l'identification de l'antiproton est positive lorsque l'énergie qu'il laisse dans le BGO est supérieure à 0.35 GeV.

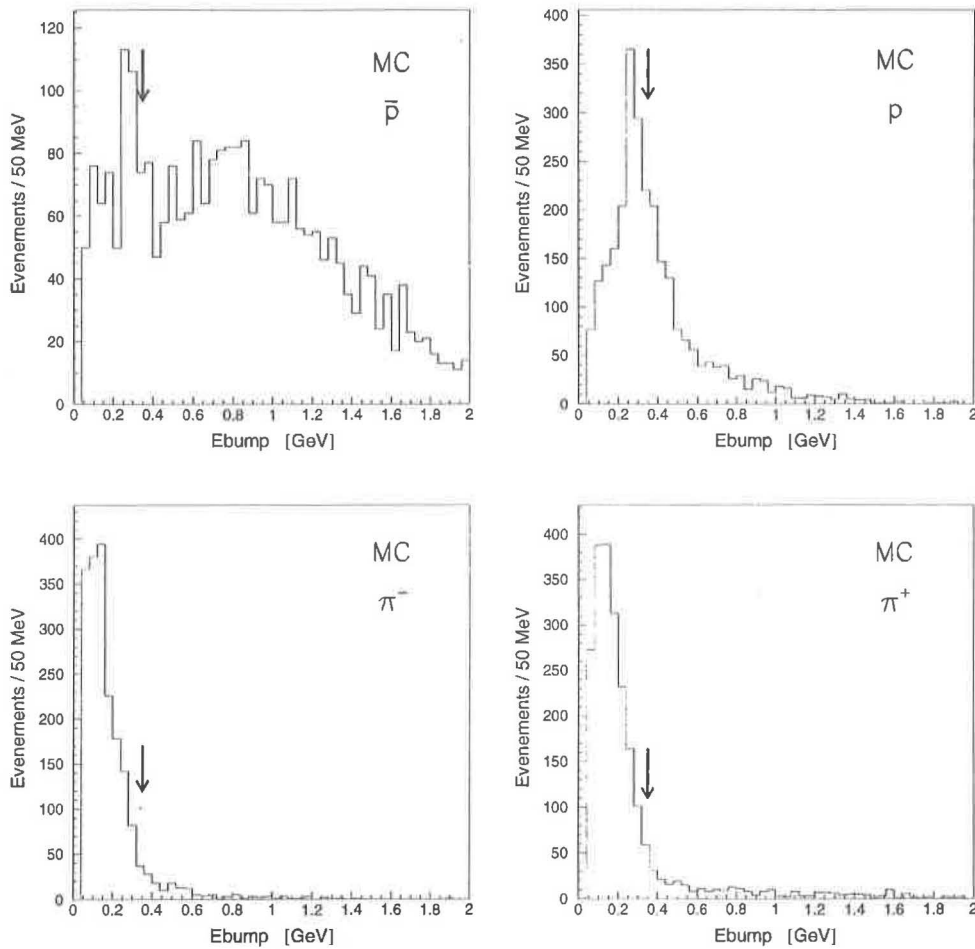


FIG. 32 – Dépôt d'énergie laissé dans le BGO par les antiprotons (en haut à gauche), protons (en haut à droite), π^- (en bas à gauche) et π^+ (en bas à droite) pour les données Monte-Carlo.

8. L'échantillon analysé contient l'ensemble des données sur lesquelles nous avons effectué les quatre coupures précédentes, plus celle d'Armenteros (voir plus loin).

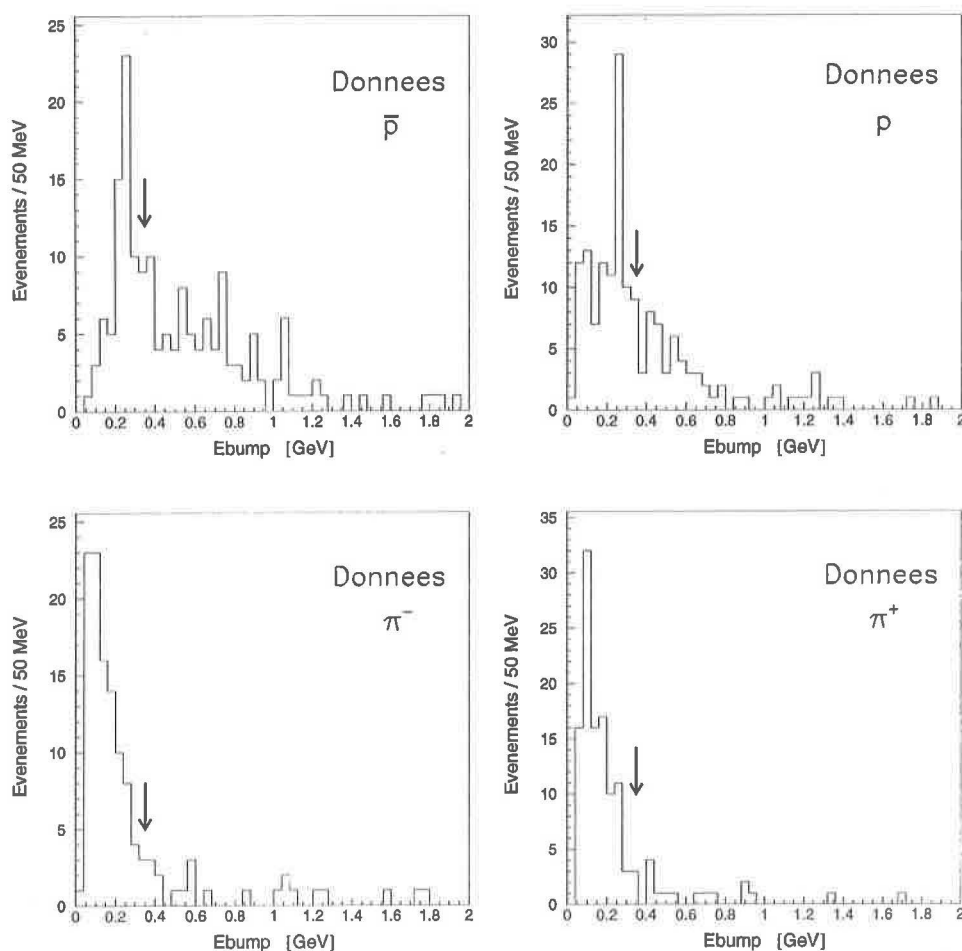


FIG. 33 – Dépôt d'énergie laissé dans le BGO par les antiprotons (en haut à gauche), protons (en haut à droite), π^+ (en bas à gauche) et π^- (en bas à droite) pour les données réelles.

Lorsque ce n'est pas le cas, nous pouvons tenter de reconnaître l'antiproton ou le proton (car s'il y a un proton, il y a un antiproton) en réutilisant le critère du (dE/dx) , mais de manière beaucoup plus restrictive, ce qui nous permet de récupérer quelques événements. Nous demandons cette fois-ci que:

$$\frac{\left| \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{mes.}} (\bar{p}) - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{BB}} (\bar{p}) \right|}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{BB}} (\bar{p})} < 0.30 \quad \text{et} \quad |p_{\bar{p}}| < 0.7 \text{ GeV}$$

ou

$$\frac{\left| \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{mes.}} (p) - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{BB}} (p) \right|}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{BB}} (p)} < 0.30 \quad \text{et} \quad |p_p| < 0.7 \text{ GeV}$$

5.6 Variables de Podolanski-Armenteros

Certaines variables cinématiques, introduites par Podolanski et Armenteros, permettent de déterminer la nature d'une particule neutre, d'impulsion \vec{p}_n et de masse m_n , qui se désintègre en deux particules chargées, d'impulsion et de masse \vec{p}_+, m_+ et \vec{p}_-, m_- . Dans notre cas, il s'agira de séparer les Λ des K_S^0 , qui constituent le principal bruit de fond. En effet les π^+/π^- de grande impulsion issus des K_S^0 peuvent avoir des mesures du (dE/dx) et du dépôt d'énergie laissé dans le BGO compatibles avec ceux d'un proton, antiproton (les K_S^0 sont alors identifiés comme des Λ). Notons \vec{p}_T et \vec{p}_L les composantes de \vec{p}_+ perpendiculaires, respectivement parallèles, à \vec{p}_n (voir fig.5.6).

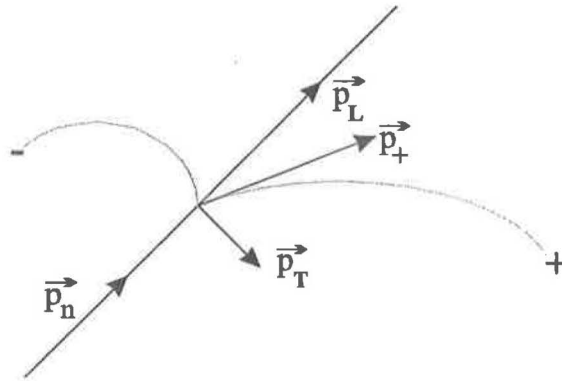


FIG. 34 – Illustration des variables de Podolanski-Armenteros.

On peut démontrer [38, 39, 40] que le graphe de $|\vec{p}_T|$ en fonction de $(|\vec{p}_L|/|\vec{p}_n|)$ donne une ellipse dont les paramètres dépendent du type de particule qui se désintègre. En résumé, l'axe horizontal de l'ellipse dépend de m_+, m_-, m_n et p_n , tandis que l'axe vertical et la position de son centre uniquement de m_+, m_- et m_n . Ainsi, en nous restreignant à une petite plage de p_n , nous obtenons une ellipse «nette» (petite dispersion horizontale), alors que dans le cas contraire, nous observons une ellipse «diffuse» (grande dispersion horizontale). De plus, lorsque la particule et son antiparticule sont distinctes, nous avons deux ellipses, centrées en des endroits différents, puisque la particule utilisée pour calculer p_T et p_L est différente. Dans le cas du lambda, nous avons une ellipse due au proton (ellipse du Λ) et une autre due au π^+ (ellipse du $\bar{\Lambda}$), tandis que le K_S^0 étant sa propre antiparticule, il ne produit qu'une seule ellipse. Ces ellipses sont centrées sur les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned}
 K_S^0 : & \quad \left(\frac{p_L}{p_n} \right)_{\text{Cen.}} (\pi^+) = 0.5 \\
 \Lambda : & \quad \left(\frac{p_L}{p_n} \right)_{\text{Cen.}} (\text{proton}) = 0.846 \\
 \bar{\Lambda} : & \quad \left(\frac{p_L}{p_n} \right)_{\text{Cen.}} (\pi^+) = 0.154
 \end{aligned}$$

Nous avons reporté ces variables pour un grand nombre de traces en utilisant les données Monte-Carlo générées (fig. 35), reconstruites (fig. 36) et les données réelles⁹(fig. 37). Pour

les données générées, nous avons utilisé deux plages différentes de \vec{p}_n afin d'illustrer son influence sur la forme de l'ellipse: nous ne posons aucune condition sur \vec{p}_n pour le graphique de gauche, et requérons que $|p_n - 1.5| < 0.2$ pour le graphique droit.

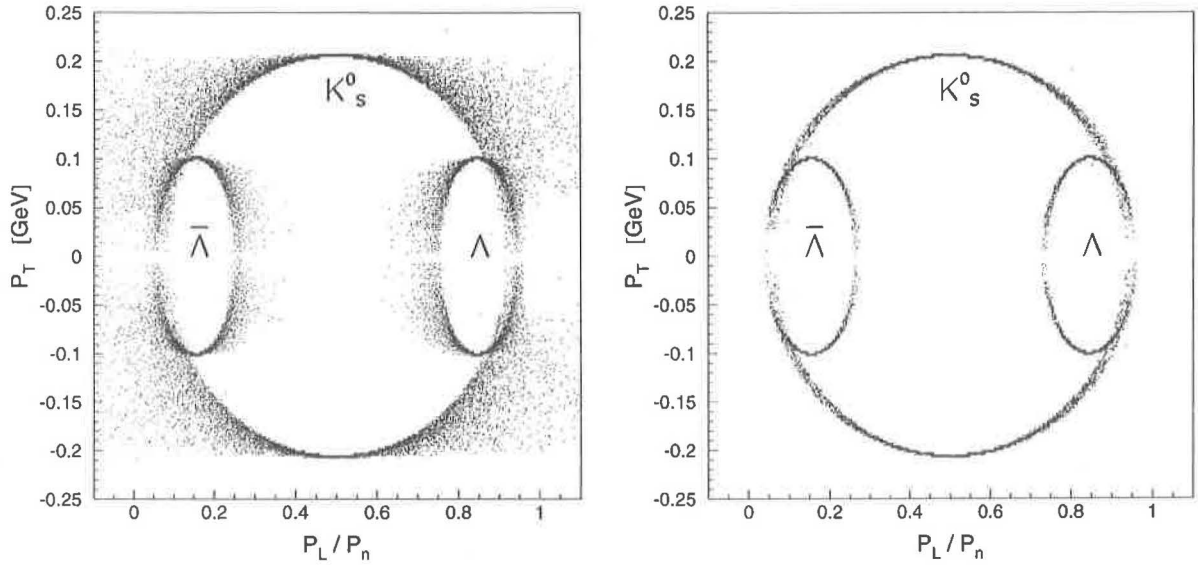


FIG. 35 – Graphique de Podolanski-Armenteros pour les données Monte-Carlo générées, sans coupure (à gauche) et avec coupure (à droite) sur \vec{p}_n .

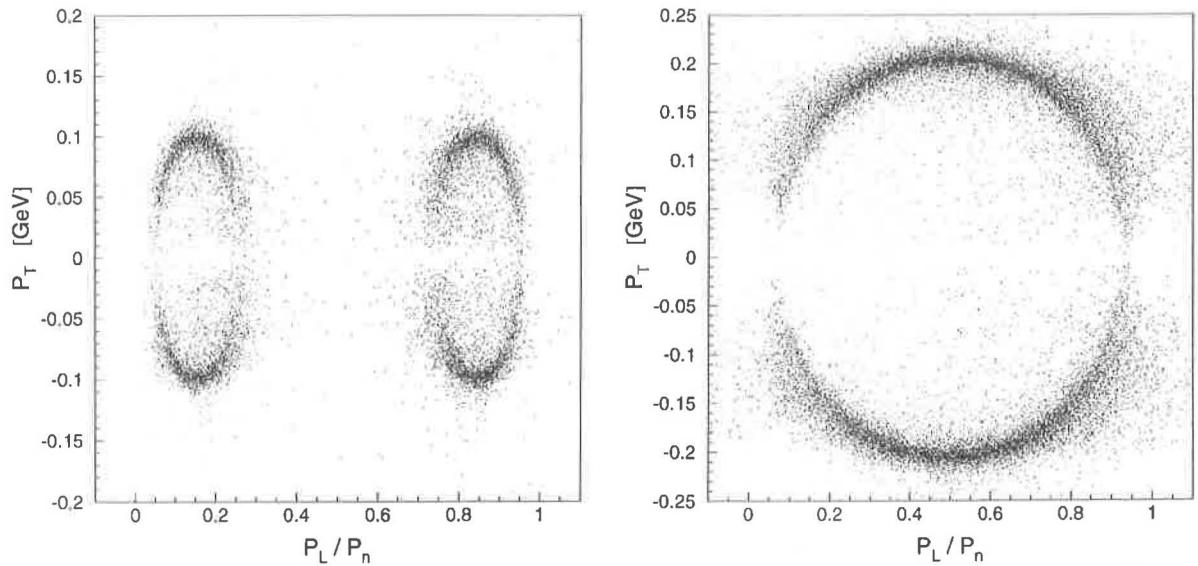


FIG. 36 – Graphique de Podolanski-Armenteros pour les Λ (à gauche) et K_S^0 (à droite), avec les données Monte-Carlo reconstruites.

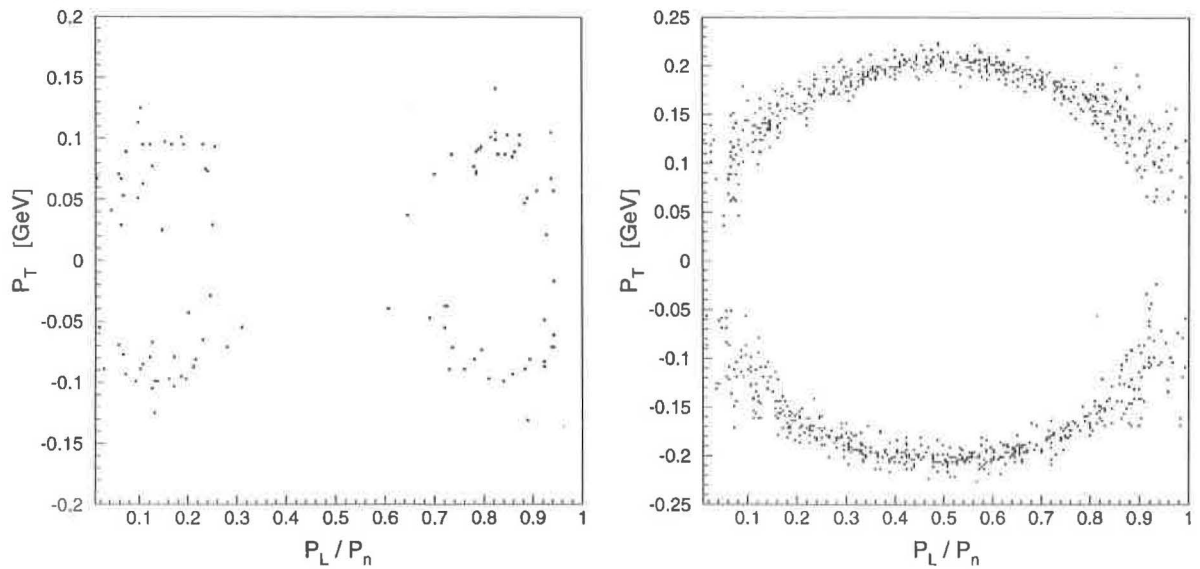


FIG. 37 – Graphique de Podolanski-Armenteros pour les Λ (à gauche) et K_S^0 (à droite), avec les données réelles. L'échantillon analysé contient l'ensemble des données sur lesquelles nous avons effectué toutes les coupures décrites dans ce chapitre, y compris celle sur la masse des Λ , sauf bien entendu celle d'Armenteros. Les coupures sur le (dE/dx) et la masse ont été adaptées pour le K_S^0 .

On distingue clairement, sur tous les graphiques, les deux ellipses des Λ et $\bar{\Lambda}$, ainsi que celle du K_S^0 . On voit également, pour les données générées, l'effet dû aux coupures sur \vec{p}_n : la dispersion horizontale des ellipses du graphique gauche est très prononcée, alors qu'elle est quasiment inexistante pour celles du graphique droit. Il y a malheureusement une région ($|\vec{p}_T|$ proche de 0) où la résolution ne permet pas de distinguer les Λ des K_S^0 , mais en effectuant les coupures suivantes:

$$|\vec{p}_T| < 0.13 \quad \text{et} \quad \left| \frac{|\vec{p}_L|}{|\vec{p}_n|} - 0.5 \right| > 0.1$$

on sélectionne la quasi-totalité des lambdas (91.4% de lambdas sélectionnés) en rejetant un maximum de K_S^0 (94.1% de K_S^0 rejetés). Pour notre analyse, nous demandons que les candidats Λ et $\bar{\Lambda}$ se situent dans les régions définies par ces coupures.

5.7 Masse invariante Λ et $\bar{\Lambda}$

Le dernier test consiste à calculer la masse invariante de chaque particule candidate, et de s'assurer qu'elle soit compatible avec celle du Λ . En appliquant les coupures précédentes sur les données Monte Carlo, nous trouvons les distributions de masse suivantes (fig. 38) pour les Λ , $\bar{\Lambda}$ et $\bar{\Lambda}$ en fonction de Λ (on peut remarquer que les deux premières distributions ne sont en fait que les projections sur les axes horizontaux et verticaux de la distribution

bidimensionnelle). Les pics correspondants à la distribution du Λ et $\bar{\Lambda}$ ont été fittés avec une gaussienne; les valeurs de la moyenne et de l'écart-type sont affichés sur les graphiques s'y référant.

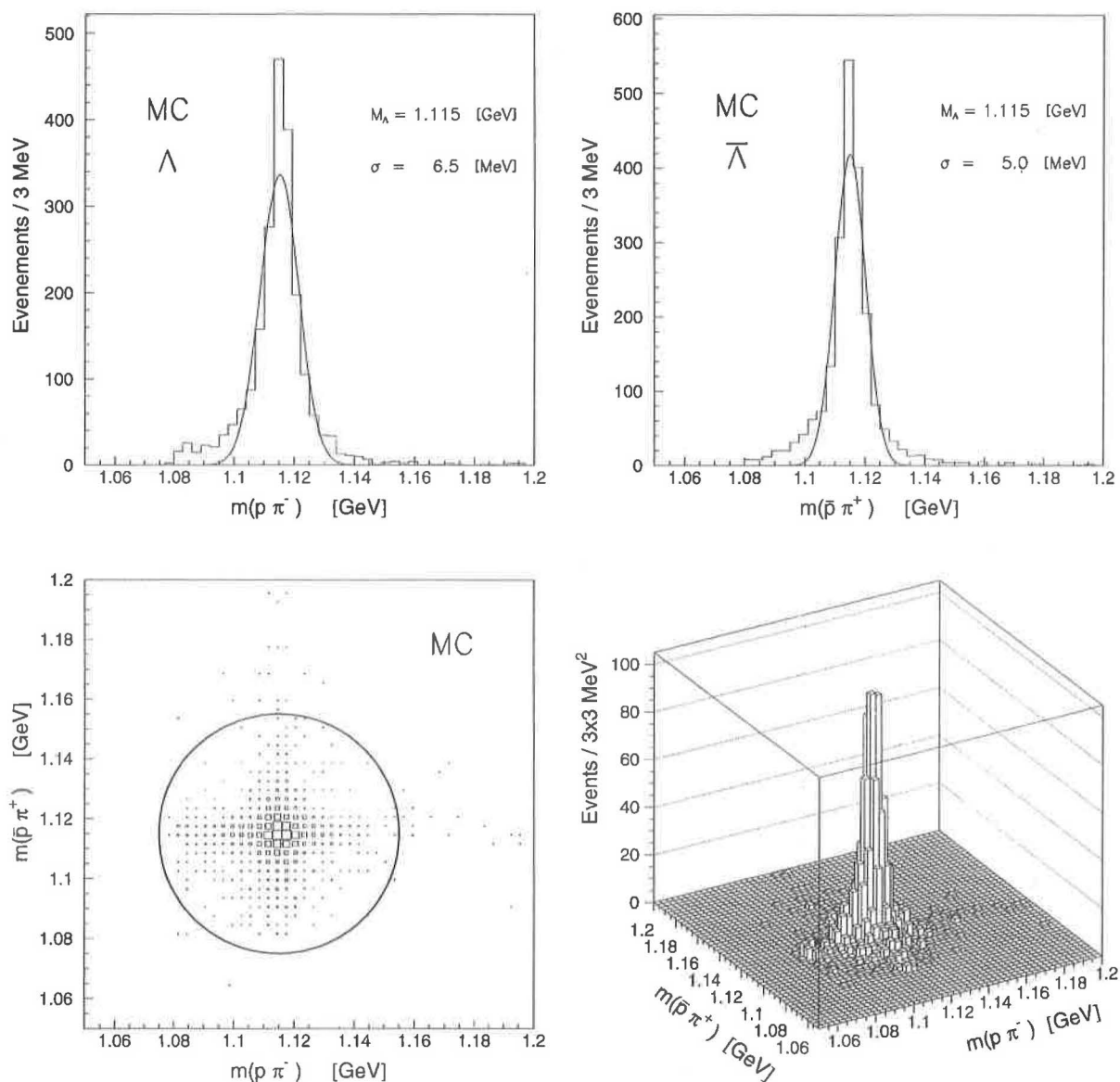


FIG. 38 – Masse invariante reconstruite des Λ (en haut à gauche), $\bar{\Lambda}$ (en haut à droite) et $\bar{\Lambda}$ en fonction des Λ (en bas) pour les données Monte Carlo. La région de sélection des événements $\Lambda\bar{\Lambda}$ est également montrée (boule de 40 MeV de rayon).

On constate que les masses invariantes reconstruites Λ et $\bar{\Lambda}$ sont en bon accord avec celles du PDG [26], de même que la position du pic central du graphique bidimensionnel. Quant à la résolution, elle est d'environ 6 MeV. Nous avons également dessiné, sur le graphique bidimensionnel, une boule de 40 MeV centrée sur la masse du Λ et $\bar{\Lambda}$. Etant donné que

la majorité des événements générés s'y trouvent, nous demandons finalement que chaque candidat $\Lambda\bar{\Lambda}$ se situe à l'intérieur de cette région pour être accepté:

$$\sqrt{(m_{\Lambda} - 1.115)^2 + (m_{\bar{\Lambda}} - 1.115)^2} < 40 \text{ MeV}$$

5.8 Angle θ^*

Finalement, afin de pouvoir comparer nos résultats avec la théorie, nous demandons que:

$$|\cos(\theta^*)| < 0.6$$

où θ^* désigne l'angle entre la direction de vol du Λ et l'axe du faisceau dans le système du centre de masse des deux photons. Cette coupure ne rejette cependant que peu d'événements, l'acceptance du détecteur étant quasiment limitée à cet angle, comme le montre la figure 39. On constate en effet que l'efficacité chute lorsque $|\cos(\theta^*)|$ dépasse 0.65, aussi bien sur le Monte Carlo que sur les données (même si la statistique n'est pas très grande).

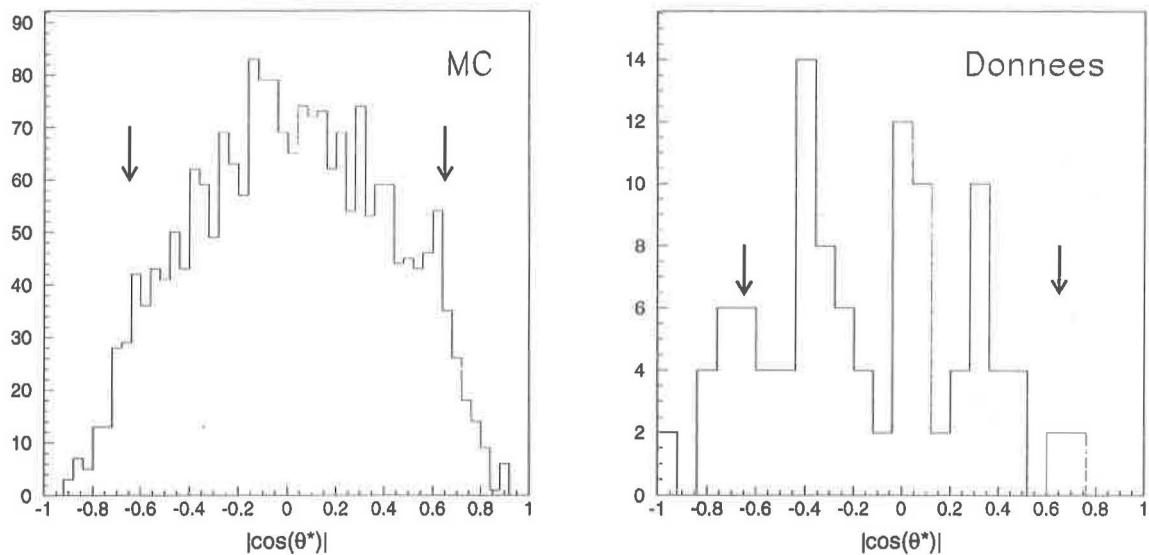


FIG. 39 – Efficacité en fonction de $|\cos(\theta^*)|$ pour le Monte Carlo (à gauche) et les données (à droite).

6 Résultats

6.1 Distribution de masse des Λ et $\bar{\Lambda}$

Avant de présenter les résultats obtenus avec les données réelles, nous allons brièvement introduire une nouvelle variable, la masse moyenne du système $\Lambda\bar{\Lambda}$: $(m(p\pi^-) + m(\bar{p}\pi^+))/2$. En effet, bien que le signal du Λ soit clairement visible, nous pouvons encore l'améliorer en utilisant cette grandeur. Géométriquement parlant, cela revient à effectuer une rotation de $\pi/4$ du plan $(m_{p\pi^-}, m_{\bar{p}\pi^+})$, puis à multiplier par un facteur $1/\sqrt{2}$ les valeurs projetées sur ces axes (fig. 40). L'avantage de cette approche est de déplacer une partie du bruit de fond loin du signal $\Lambda\bar{\Lambda}$.

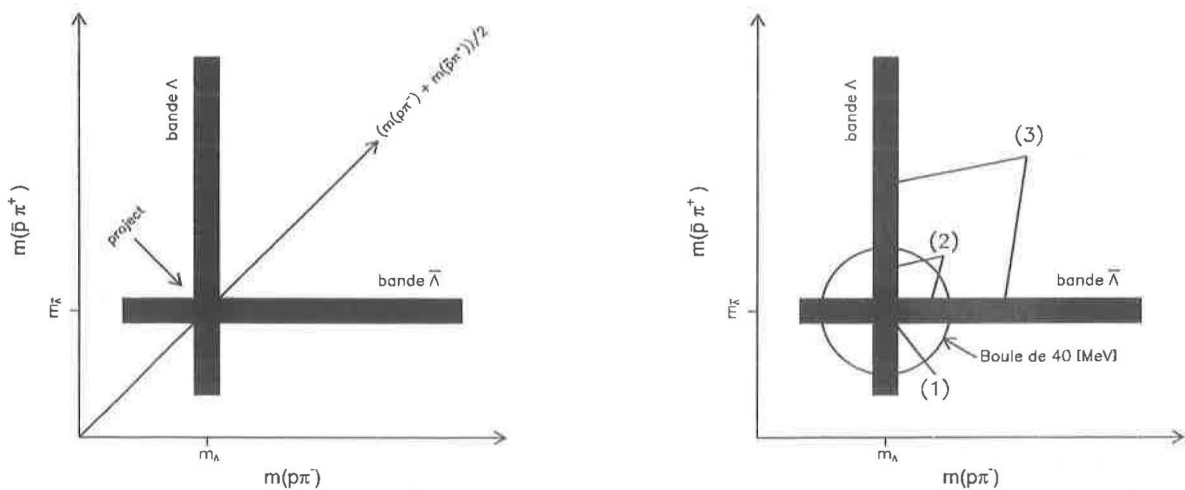


FIG. 40 - Illustration de la technique de projection (à gauche) et des bandes Λ et $\bar{\Lambda}$ (à droite): (1) Λ et $\bar{\Lambda}$ bien reconstruits, (2) Λ ($\bar{\Lambda}$) bien reconstruit et $\bar{\Lambda}$ (Λ) mal reconstruit et (3) Λ ou $\bar{\Lambda}$ et particule d'un autre type (bruit de fond).

Dans le plan $(m_{p\pi^-}, m_{\bar{p}\pi^+})$, ce signal a la forme d'une croix que l'on peut décomposer en trois zones. Au centre, nous trouvons les événements Λ et $\bar{\Lambda}$ bien reconstruits (1), les branches proche du centre (à l'intérieur de la boule de 40 [MeV]) contiennent un Λ ($\bar{\Lambda}$) bien reconstruit et un $\bar{\Lambda}$ (Λ) mal reconstruit (2), tandis que loin du centre, nous avons un Λ ou $\bar{\Lambda}$ et une particule d'un autre type (bruit de fond)(3). Les zones extérieures aux branches sont dues soit à deux lambdas mal reconstruits (à l'intérieur de la boule), soit à du bruit de fond (à l'extérieur). L'utilisation de l'axe $(m(p\pi^-) + m(\bar{p}\pi^+))/2$ permet de projeter le bruit de fond dû aux branches extérieures loin du signal $\Lambda\bar{\Lambda}$, contrairement aux axes $m(p\pi^-)$ et $m(\bar{p}\pi^+)$; on obtient de cette manière un signal $\Lambda\bar{\Lambda}$ plus propre.

En appliquant les 6 premières coupures précédemment décrites (sélection de traces et vertex, masse invariante $m_{e^+e^-}$, compatibilité (dE/dx) , identification de l'antiproton et coupure d'Armenteros) sur les données, nous sélectionnons 153 événements. Ceux-ci donnent

les distributions de masse suivantes pour les Λ , $\bar{\Lambda}$, la nouvelle variable et $\bar{\Lambda}$ en fonction de Λ (figures 41 et 42).

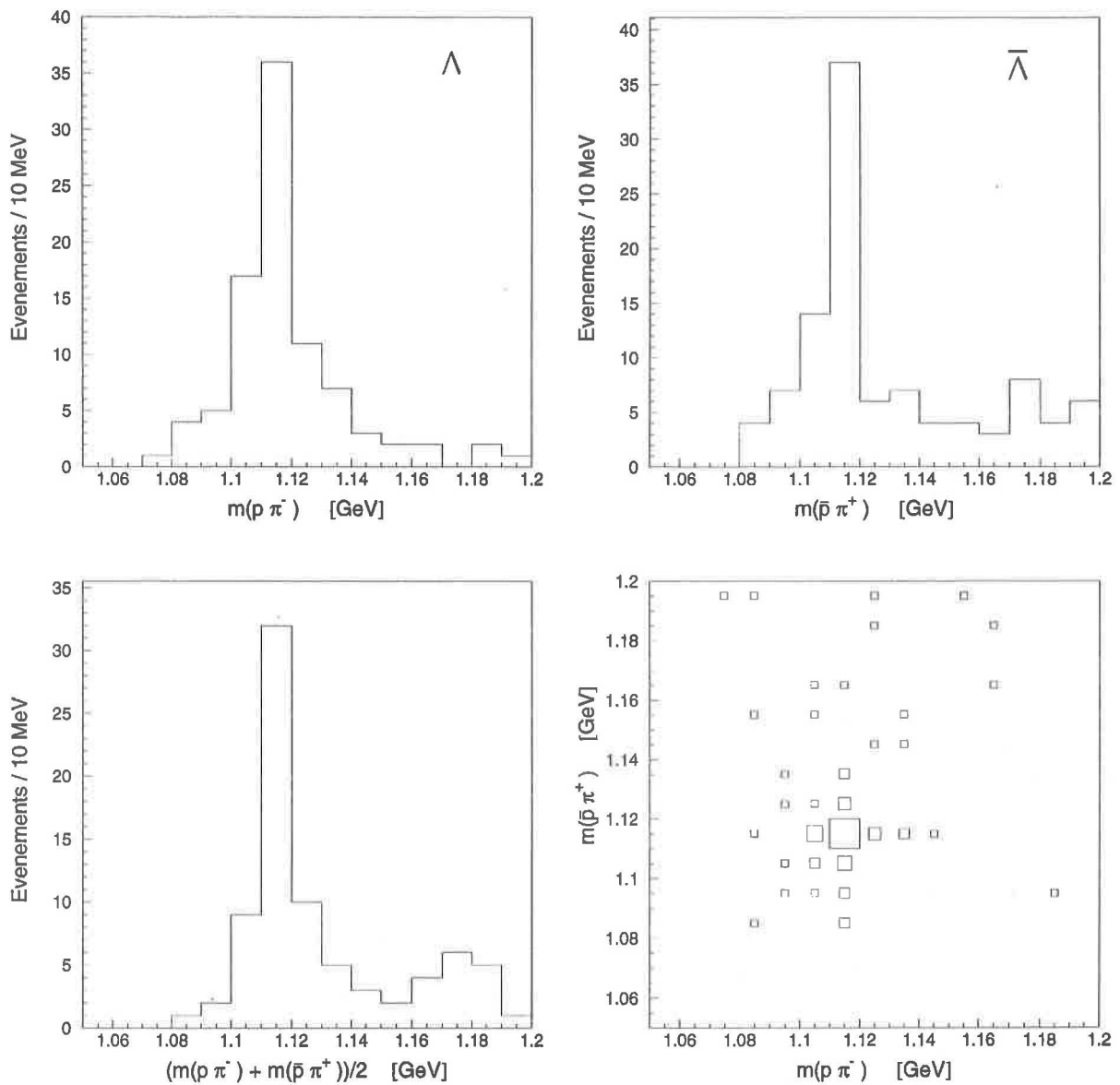


FIG. 41 – Distributions de masse reconstruite pour les Λ (en haut à gauche), $\bar{\Lambda}$ (en haut à droite), notre nouvelle variable (en bas à gauche) et $\bar{\Lambda}$ en fonction de Λ (en bas à droite).

Malgré une statistique très faible (153 événements sélectionnés, comme nous l'avons mentionné plus haut), nous pouvons tout de même observer clairement un signal Λ et $\bar{\Lambda}$. On trouve également sur le graphique bidimensionnel un pic très propre, entouré d'un léger bruit de fond, preuve indiscutable de l'existence des $\Lambda\bar{\Lambda}$.

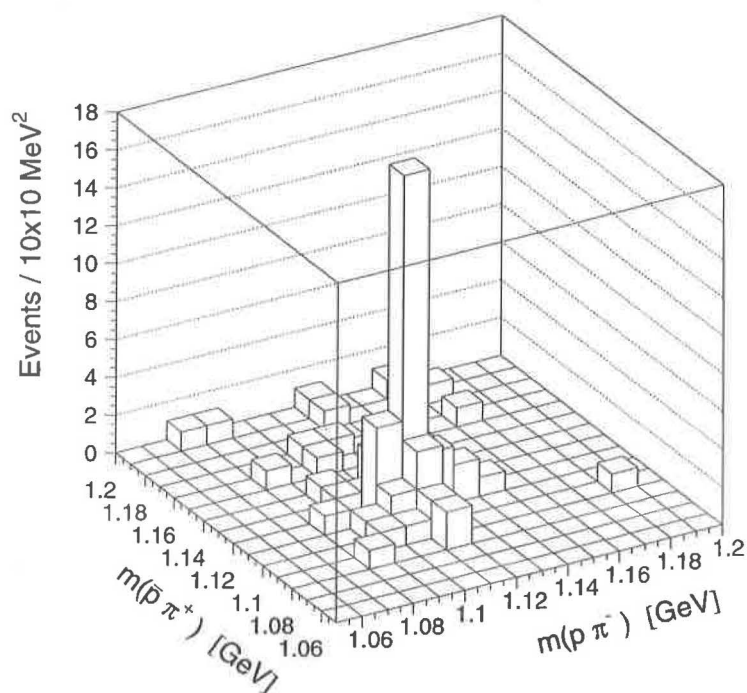


FIG. 42 – Graphique bidimensionnel de la masse reconstruite $\bar{\Lambda}$ en fonction de Λ .

L'analyse N-1¹⁰ permet d'étudier l'effet de chaque coupure sur le spectre de masse des Λ et $\bar{\Lambda}$. Nous avons effectué ce travail pour les 4 coupures principales, à savoir: masse invariante $m_{e^+e^-}$, compatibilité (dE/dx), identification de l'antiproton et variable d'Armenteros (fig. 43). On constate que la coupure sur le (dE/dx) enlève la majorité du bruit de fond qui se trouve autour du pic, et celle d'Armenteros celui dû au K_S^0 situé sur la droite du pic ($m(p\pi) \approx 1.18 - 1.2$ GeV). Les coupures restantes amélioreraient légèrement la qualité du signal.

En utilisant les deux dernières coupures (masse invariante du Λ et l'angle θ^*), nous restreignons notre sélection à 44 événements. Aucune coupure n'a encore été effectuée sur le nombre de photons ou $|\sum p_T|^2$, afin d'inclure les Σ^0 et Ξ^0 . Ceux-ci seront extraits et analysés séparément par la suite. La distribution de la masse invariante $M_{\Lambda\bar{\Lambda}}$ est montrée sur le graphique de la figure 44. Parmi ces 44 événements, nous en avons choisi un typique du processus $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ (annexe C). En le regardant, on constate bien que l'antiproton laisse un grand dépôt d'énergie dans le BGO, et qu'il possède, comme le proton, une impulsion supérieure à celle du pion.

10. L'analyse N-1 consiste à observer les différences entre les spectres obtenus avec et sans la coupure étudiée.

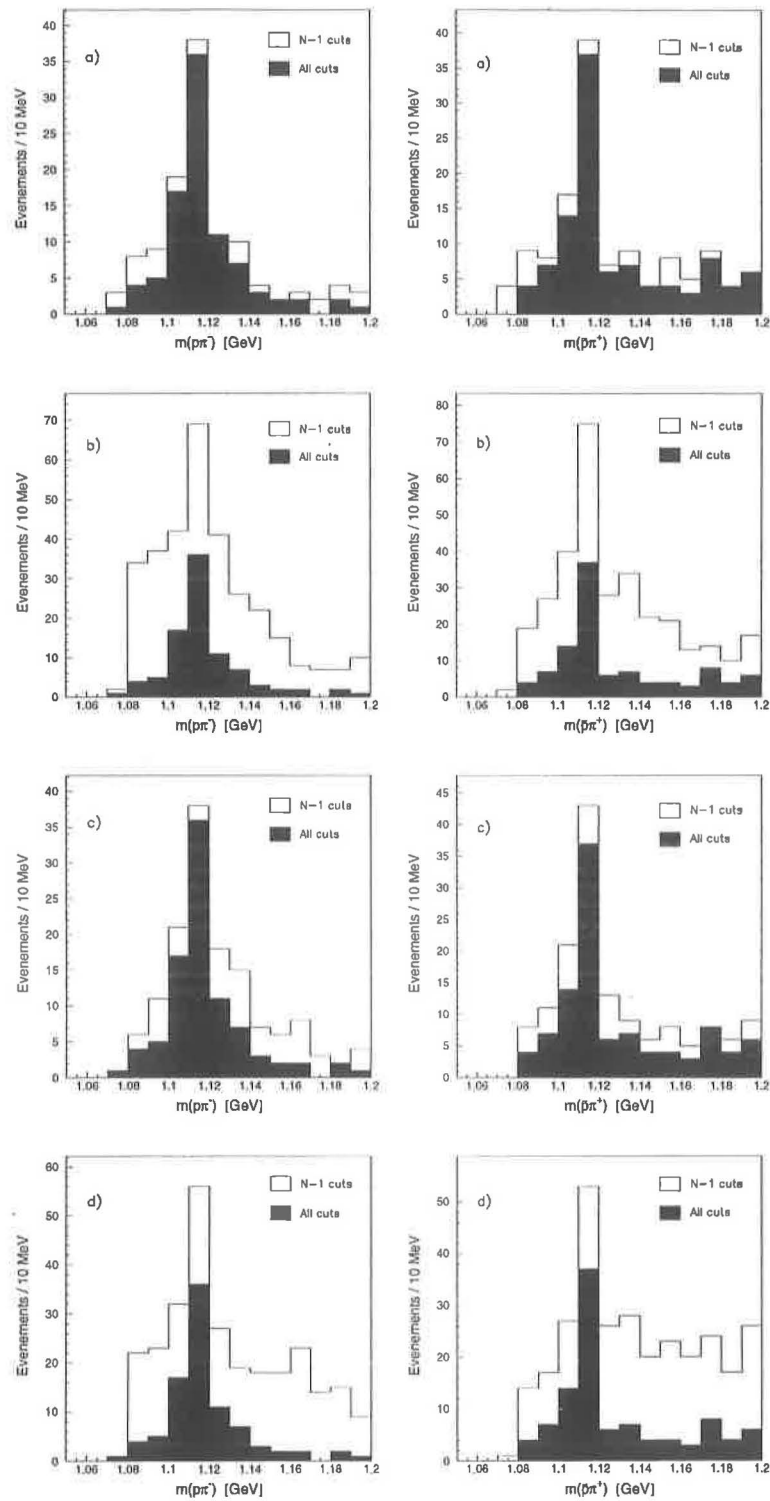


FIG. 43 – Graphique N-1 pour la coupure a) sur la masse invariante $m_{e^+e^-}$ b) sur la compatibilité (dE/dx) c) sur l'identification de l'antiproton et d) sur la variable d'Armenteros pour les Λ (à gauche) et $\bar{\Lambda}$ (à droite).

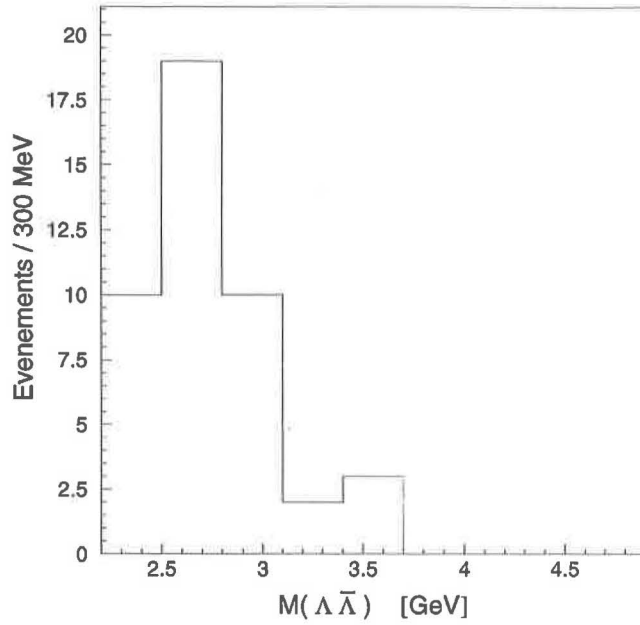


FIG. 44 – *Distribution de la masse invariante reconstruite $m_{\Lambda\bar{\Lambda}}$.*

6.2 Contribution des Σ^0 et Ξ^0

La dernière étape consiste à séparer les Λ des Σ^0 et Ξ^0 , puisque ces derniers se désintègrent en $\Lambda + n\gamma$ [26]:

$$\begin{aligned} \Sigma^0 &\rightarrow \Lambda \gamma \quad (100\%) \\ \Xi^0 &\rightarrow \Lambda \pi^0 \quad (99.5\%), \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (98.8\%) \end{aligned}$$

Il suffit donc de rechercher les photons puis de reconstruire les Σ^0 et Ξ^0 , mais les choses ne sont pas aussi simples qu'elles y paraissent. En premier lieu, les photons peuvent être noyés dans le bump des diverses particules, spécialement celui de l'antiproton, et les Σ^0 et Ξ^0 sont alors identifiés comme des Λ (ou des Σ^0 pour les Ξ^0). A l'inverse, le programme d'analyse peut prendre le bruit de fond du BGO ou certaines parties du bump laissé par le \bar{p} pour des photons, reconstruisant des Σ^0 à partir de Λ . Ajoutant à cela le bruit de fond combinatoire (association d'un vrai photon (ou π^0) avec une mauvaise particule, p.ex. le photon issu de Σ^0 avec le $\bar{\Lambda}$ au lieu du Λ) et la très petite statistique de notre échantillon (44 événements), la situation devient rapidement complexe. L'analyse correcte des différents canaux (Λ , Σ^0 et Ξ^0) dépassant largement le cadre de ce travail, nous nous restreindrons finalement uniquement à l'étude inclusive :

$$\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma$$

comprenant en fait tous les canaux suivants: $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Lambda}$, $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et $\gamma\gamma \rightarrow \Xi^0\bar{\Xi}^0$. Nous pouvons tout de même faire les commentaires suivants sur les photons, Σ^0 et Ξ^0 .

6.2.1 Sélection des photons

Un photon est défini comme un dépôt d'énergie dans le BGO, compris entre 25 MeV et 1 GeV, et séparé de chaque trace par un angle de plus de 150 mrad. On demande également que les critères additionnels suivants soient satisfaits:

- Le signal doit être présent dans au moins deux cristaux, de façon à réduire le bruit de fond du BGO.
- Le photon doit former un angle avec l'antiproton supérieur à 300 mrad, de manière à ce qu'il soit bien distinct du bump laissé par le \bar{p} (il se peut, en effet, qu'une partie de ce dernier soit identifié par le programme de reconstruction comme un photon!).
- Le rapport entre l'énergie déposée dans le carré de 3x3 cristaux centré sur le pic d'énergie (Σ_9) et celui de 5x5 cristaux (Σ_{25}) doit satisfaire: $\Sigma_9/\Sigma_{25} > 0.6$.

Les photons sélectionnés sont aussi combinés deux à deux de manière à former un π^0 (fig. 45). Les candidats π^0 sont acceptés si leur masse invariante se situe dans une fenêtre de ± 30 MeV autour de la valeur nominale de la masse du π^0 : $M_{\pi^0} = 134.98$ MeV [26].

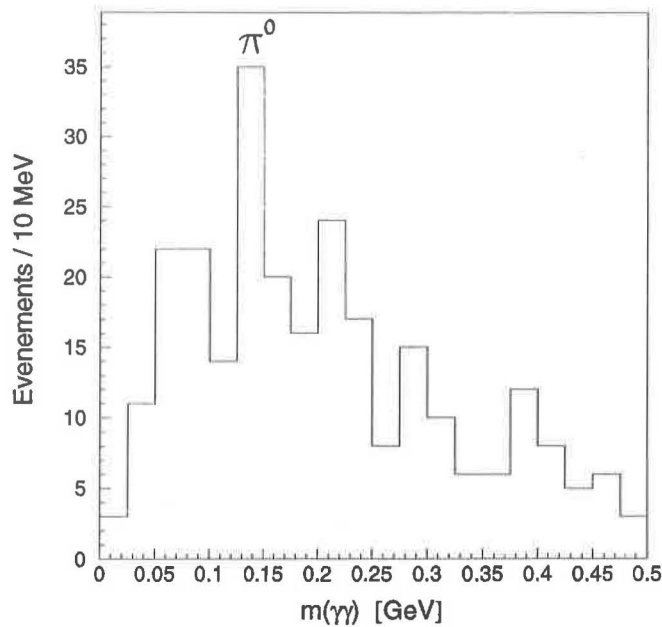


FIG. 45 – Distribution de masse reconstruite $m_{\gamma\gamma}$ pour les candidats π^0 .

6.2.2 Candidats Σ^0 et $\bar{\Sigma}^0$

Les Σ^0 ($\bar{\Sigma}^0$) sont reconstruits en associant chaque photon précédemment sélectionné avec le Λ ($\bar{\Lambda}$). Pour calculer leur masse invariante, on utilise la variable $m(p\pi\gamma) - m(p\pi) + m_\Lambda$ ($m_\Lambda = 1.115$ GeV), qui offre une meilleure résolution que $m(p\pi\gamma)$. De même, pour améliorer la statistique, on reporte les résultats des Σ^0 et $\bar{\Sigma}^0$ sur le même graphique (fig. 46). Le bruit de fond est ajusté par une fonction seuil:

$$f(x) = A(x - x_0)^B e^{C(x-x_0)+D(x-x_0)^2}$$

où A,B,C,D et x_0 sont des paramètres libres. Au final, on estime qu'il y a environ 12 $\Sigma^0 / \bar{\Sigma}^0$.

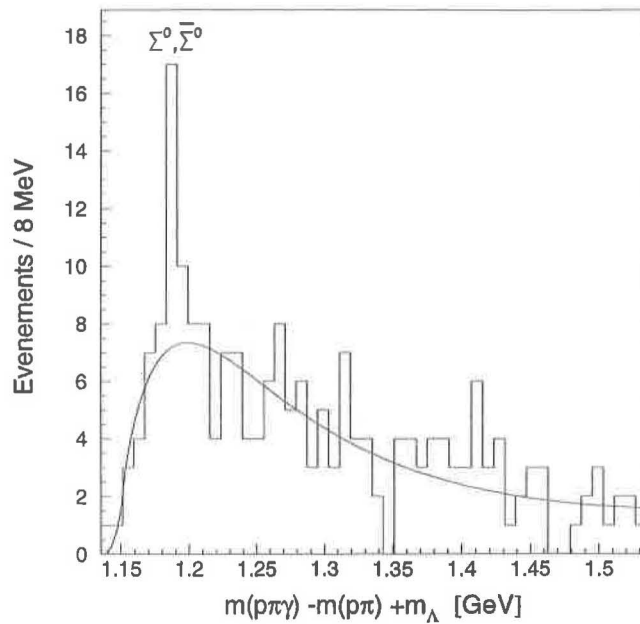


FIG. 46 - Distribution de la masse reconstruite $m(p\pi\gamma) - m(p\pi) + m_\Lambda$ pour les Σ^0 .

6.2.3 Candidats Ξ^0 et $\bar{\Xi}^0$

La manière de procéder est quasiment identique à celle décrite pour les Σ^0 , si ce n'est qu'il faut remplacer les photons par des π^0 . A nouveau, on utilise $m(p\pi\pi^0) - m(p\pi) + m_\Lambda$ au lieu de $m(p\pi\gamma)$, et il va sans dire que, vu la très faible statistique des Ξ^0 , on reporte sur le même graphique les Ξ^0 et $\bar{\Xi}^0$. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 47.

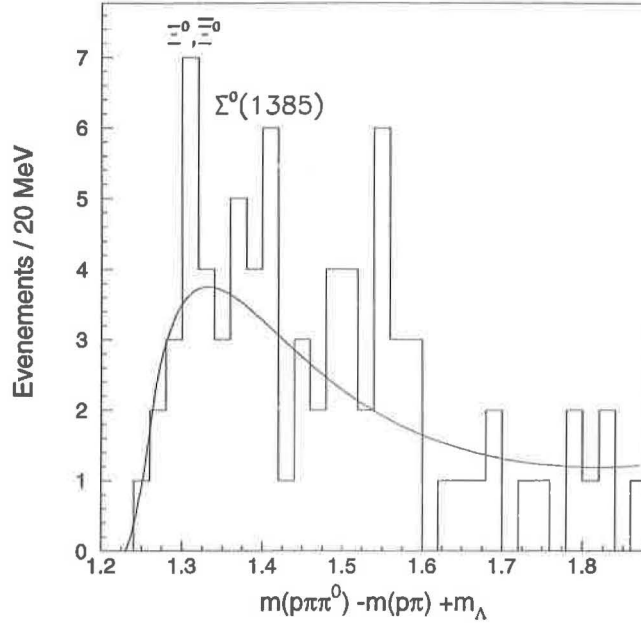


FIG. 47 – Distribution de la masse reconstruite $m(p\pi\pi^0) - m(p\pi) + m_\Lambda$ pour les Ξ^0 .

Le bruit de fond est également ajusté par une fonction seuil, et on estime à 2 ou 3 le nombre de $\Xi^0/\bar{\Xi}^0$ ($M_{\Xi^0} = 1.315$ GeV), ce qui correspond bien à ce que nous prévoyions, vu la masse élevée de cette particule. On remarque également un second pic aux alentours de 1.38 GeV, qui correspond au $\Sigma^0(1385)$, celui-ci se désintégrant selon le mode suivant: $\Sigma^0(1385) \rightarrow \Lambda \pi^0$. Quant au pic situé à 1.55 GeV, nous n'avons pas pu déterminer s'il s'agissait d'une particule ou de bruit de fond.

En conclusion, la présence de Σ^0 a pu être clairement mise en évidence, et nous avons de bonnes raisons de croire à celle du $\Sigma^0(1385)$ et Ξ^0 , la statistique étant toutefois trop faible pour en être certain. Seul une analyse complète de tous les canaux pourra fournir des résultats fiables, étude qui sera très certainement entreprise dans un prochain travail.

6.3 Bruit de fond $K_S^0 K_S^0$

Mis à part les Σ^0 et Ξ^0 , le bruit de fond provient principalement des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K_S^0$. On estime leur nombre, pour chaque \sqrt{s} , en utilisant la formule suivante:

$$N_{K_S^0 K_S^0} = \sigma_{kk} \epsilon_{kk} \mathcal{L}$$

où ϵ_{kk} dénote l'efficacité de reconstruction des $K_S^0 K_S^0$ par notre code d'analyse, \mathcal{L} la luminosité intégrée des données analysées et σ_{kk} la section efficace de production $K_S^0 K_S^0$.

L'efficacité ϵ_{kk} est estimée à partir du Monte Carlo, en divisant le nombre de $K_S^0 K_S^0$ reconstruits $N_{KK \text{ rec}}$ par le nombre total d'événements générés N_{tot} :

$$\epsilon_{kk} = \frac{N_{KK \text{ rec}}}{N_{\text{tot}}}$$

et la section efficace σ_{kk} m'a été fournie par S.Braccini.

Tout calcul fait, on trouve que le nombre de $K_S^0 K_S^0$ vaut 4.21 ± 1.01 (stat), distribué comme le montre la figure 48. Le bruit de fond présent dans notre échantillon ($M_{\Lambda\bar{\Lambda}} < 3.6$ GeV), N_{BF} , est de:

$$N_{\text{BF}} = 2.58 \pm 0.74$$

autrement dit 5.86 ± 1.68 % des $44 \Lambda\bar{\Lambda}$ sélectionnés. L'erreur indiquée est statistique, et sera prise en compte comme erreur systématique.

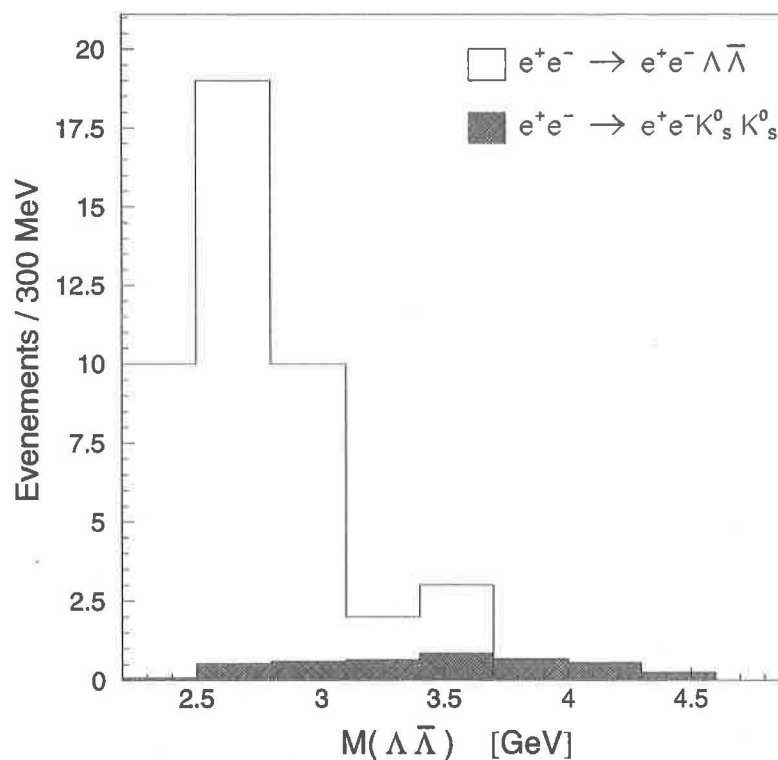


FIG. 48 – Distribution du bruit de fond $K_S^0 K_S^0$.

6.4 Efficacité

L'efficacité totale ϵ_t est l'expression de l'acceptance du détecteur et de l'efficacité des coupures utilisés. Elle est donnée par le produit des efficacités de sélection des événements (ϵ_{sel}) et de déclenchement (trigger en anglais) (ϵ_{dec}):

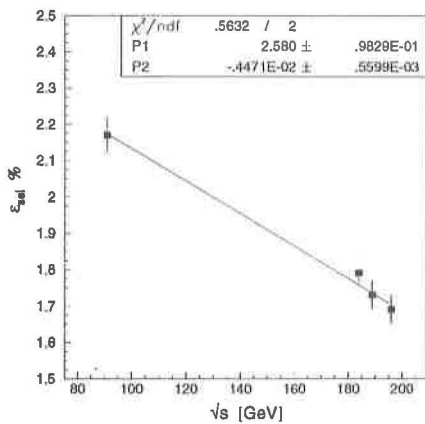
$$\epsilon_t = \epsilon_{sel} \epsilon_{dec}$$

6.4.1 Efficacité de sélection ϵ_{sel}

L'efficacité de la sélection ϵ_{sel} se mesure à partir des données Monte Carlo, en calculant le rapport du nombre d'événements reconstruits par le programme d'analyse, N_{rec} , et du nombre total d'événements générés, N_{gen} :

$$\epsilon_{sel} = \frac{N_{rec}}{N_{gen}}$$

Cette efficacité dépend évidemment de la géométrie du détecteur, des conditions dans laquelle l'expérience se déroule, principalement l'énergie du centre de masse, et de l'intervalle de masse invariante $M_{\Lambda\bar{\Lambda}}$ considéré. Les efficacités globales¹¹ des différentes énergies ont été fittées par une droite (fig. 49), et pourront être ainsi extrapolée pour d'autres énergies de faisceau. Les erreurs indiquées sont statistiques.



$$\epsilon_{sel} = a\sqrt{s} + b$$

$$a = (2.58 \pm 0.09) \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^{-1}$$

$$b = (-4.47 \pm 0.56) \cdot 10^{-3}$$

FIG. 49 – Graphique des efficacités globales de sélection.

Nous constatons clairement que l'efficacité diminue lorsque \sqrt{s} augmente, comme nous nous y attendions.

11. Les efficacités globales sont définies comme les efficacités calculées sur tout l'intervalle de masse invariante $M_{\Lambda\bar{\Lambda}}$ (un programme se charge de recalculer les efficacités en fonction des intervalles de masse choisis par l'utilisateur).

6.4.2 Efficacité de déclenchement ϵ_{dec}

L'efficacité de déclenchement est donnée par le produit des efficacités de chaque niveau:

$$\epsilon_{dec} = \epsilon_{niv 1} \epsilon_{niv 2} \epsilon_{niv 3}$$

L'efficacité du niveau 1 est déterminée en utilisant les événements $\Lambda\bar{\Lambda}$ Monte Carlo, c'est-à-dire les événements qui ont passé l'ensemble des coupures (voir chap. 5), à l'aide de la formule suivante:

$$\epsilon_{Niv 1} = \frac{N_{tt/te}}{N_{tot}}$$

où N_{tot} désigne le nombre total d'événements sélectionnés, et $N_{tt/te}$ le nombre d'événements qui, parmi ceux-ci, ont déclenché le «TEC trigger» ou le «trigger énergie». Etant donné que nous ne disposons pas d'un déclencheur indépendant, nous sommes contraints d'utiliser le Monte Carlo pour déterminer cette valeur, au lieu de prendre les vraies données.

A l'inverse, les efficacités des niveaux 2 et 3 se calculent à partir des données réelles. Cette fois-ci, l'échantillon analysé se compose des événements présentant 4 «bonnes» traces, c'est-à-dire ayant 2 vertex et répondant aux critères suivants:

- Chaque trace a au moins 30 hits.
- L'angle entre la direction de vol transverse (définie par le point d'interaction et l'origine du vertex) et l'impulsion transverse reconstruite (par les deux traces chargées) doit être plus petit que 0.5 rad.
- La distance dans le plan transverse, d_{\perp} , entre le point d'interaction et l'origine du vertex doit être supérieure à 1 millimètre.
- Pour chaque trace, un maximum de 5 hits avant le vertex secondaire est toléré.
- La somme quadratique des quantités de mouvement transverses, $|\sum p_T|^2$, est inférieure à 0.15 GeV².

Les efficacités sont données par:

$$\begin{aligned} \epsilon_{niv 2} &= 1 - 20 \frac{N_{pr niv 2}}{N_{tot}} \\ \epsilon_{niv 3} &= 1 - 20 \frac{N_{pr niv 3}}{N_{tot}} \end{aligned}$$

où N_{tot} , N_{pr} dénotent le nombre d'événements sélectionnés, respectivement «prescaled»¹². Les résultats relatifs au déclenchement sont donnés dans le tableau 4, et ceux se rapportant à l'efficacité totale ϵ_t dans le tableau 5.

12. Les événements prescaled sont des événements qui ont été rejetés par le déclencheur, mais dont 1 sur 20 est tout de même conservé (voir chap. 4.2.8).

\sqrt{s} GeV	$\epsilon_{\text{niv 1}}$ %	$\epsilon_{\text{niv 2}}$ %	$\epsilon_{\text{niv 3}}$ %	ϵ_{dec} %
91	87.0 ± 2.5	100	95.6 ± 1.6	83.1 ± 3.0
184	89.2 ± 2.8	91.7 ± 2.5	97.0 ± 1.5	79.3 ± 4.1
189	94.4 ± 2.3	96.1 ± 1.0	90.5 ± 1.6	82.0 ± 3.0
196	93.6 ± 2.3	95.7 ± 1.0	97.0 ± 0.8	86.9 ± 2.6

TAB. 4 – Efficacité de déclenchement et de ses différents niveaux en fonction de \sqrt{s} .

\sqrt{s} GeV	ϵ_{sel} %	ϵ_{dec} %	ϵ_{t} %
91	2.17 ± 0.05	83.1 ± 3.0	1.80 ± 0.11
184	1.79 ± 0.05	79.3 ± 4.1	1.42 ± 0.11
189	1.73 ± 0.04	82.0 ± 3.0	1.42 ± 0.08
196	1.69 ± 0.04	86.9 ± 2.6	1.47 ± 0.08

TAB. 5 – Efficacité totale en fonction de \sqrt{s} .

6.5 Erreur systématique

L'erreur systématique de la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ est évaluée en considérant l'incertitude sur les coupures utilisées, l'efficacité, la substraction du bruit de fond et la fonction de luminosité $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$.

L'erreur de chaque coupure est estimée d'après la méthode proposée par P. Deglon [46]. On laisse librement varier la coupure étudiée, en maintenant les autres figées, et on note, pour chaque changement, le nouveau nombre total d'événements et la nouvelle section efficace totale obtenus. Total signifie ici pour l'ensemble des données analysées, puisque la très petite statistique dont nous disposons ne nous permet pas d'effectuer ce petit jeu pour chacune des énergies. Appellons n le nombre de ces changements, N_0 et σ_0 le nombre d'événement total, respectivement la section efficace total correspondant à la valeur initiale de la coupure, et N_i , σ_i ceux se rapportant aux autres valeurs. On calcule alors les quantités suivantes:

$$x_i = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\sigma_i - \sigma_0}{\sigma_0} \qquad \delta x_i = \sqrt{\frac{N_i - N_0}{N_0}}$$

et on définit un pseudo- χ^2 par:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\delta x_i^2 + s^2}$$

où s désigne l'erreur systématique associée à la coupure étudiée. Sachant que :

$$\begin{aligned} \langle \chi^2 \rangle &= n \\ \Leftrightarrow \sum_{i=1}^n \frac{x_i^2}{\delta x_i^2 + s^2} &= n \end{aligned}$$

nous pouvons résoudre cette équation pour trouver s . S'il n'existe aucune solution, cela signifie simplement que les fluctuations statistiques englobent les variations de la section efficace, et donc que l'erreur systématique correspondante est nulle. Pour illustrer cette procédure, nous avons reporté sur la figure 50 les variables x_i et δx_i pour une coupure où l'erreur systématique est nulle (coupure sur la masse invariante $m_{e^+e^-}$, à gauche) et une autre où elle ne l'est pas (coupure sur l'identification de l'antiproton par l'énergie qu'il dépose dans le BGO, à droite).

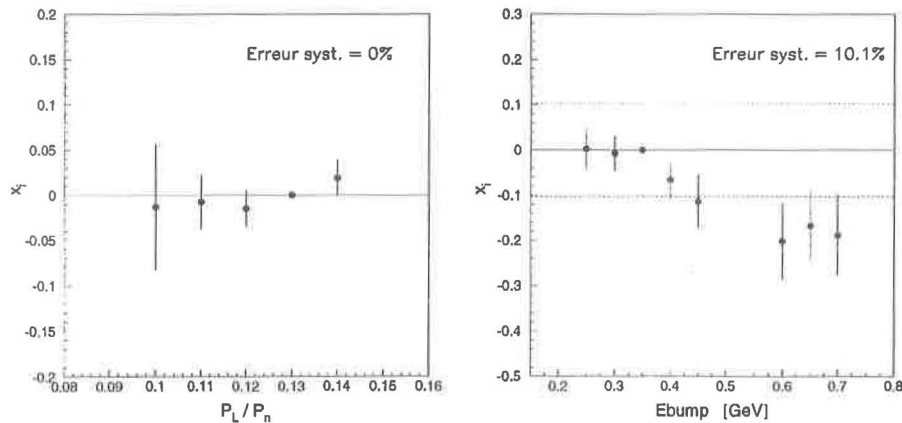


FIG. 50 – Evaluation des erreurs systématiques pour la coupure sur la masse invariante $m_{e^+e^-}$ (à gauche) et celle sur l'identification de l'antiproton par l'énergie qu'il dépose dans le BGO (à droite). L'erreur systématique est représentée par les lignes traitillées.

Quant à l'erreur sur la fonction de luminosité, elle est évaluée en comparant les résultats fournis par les différents modèles du programme de Schuler [24]. Les résultats sont reportés dans le tableau 6, à l'exception des erreurs sur la masse $m_{e^+e^-}$ et sur la variable d'Armenteros, négligeables. Le total est donné par la somme quadratique des différents termes, supposés indépendants.

Source des erreurs systématiques	Incertitude %
Compatibilité dE/dx	10.1
Identification de l'antiproton	10.3
Définition des Λ et $\bar{\Lambda}$	2.2
Coupure sur $ \cos(\theta^*) $	3.7
Total des coupures	15.1
Efficacité	4.1
Bruit de fond $K_S^0 K_S^0$	1.7
Fonction de luminosité $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$	4.6
Total	16.4

TAB. 6 – *Evaluation des erreurs systématiques pour la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$.*

6.6 Sections efficaces et comparaison avec la théorie

Les sections efficaces $\sigma_i(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ sont définies, pour chaque énergie i , par:

$$\sigma_i = \frac{N_i - N_{Bi}}{\mathcal{L}_i \epsilon_i}$$

où N_i , N_{Bi} , ϵ_i et \mathcal{L}_i désignent respectivement le nombre d'événements, le bruit de fond, l'efficacité et la luminosité intégrée de l'énergie considérée. Les résultats sont consignés dans le tableau 7; les erreurs systématiques indiquées ont été recalculées sans la contribution de la fonction de luminosité. Par souci de complétude, nous donnons également la valeur de la section efficace moyenne $\bar{\sigma}$ à haute énergie ($184 \leq \sqrt{s} \leq 196$ GeV) et celle à $\sqrt{s} = 91$ GeV:

$$\begin{aligned} \sigma &= 5.38 \pm 1.42 \text{ (stat.)} \pm 0.84 \text{ (syst.) pb} & \sqrt{s} = 91 \text{ GeV} \\ \bar{\sigma} &= 3.91 \pm 0.79 \text{ (stat.)} \pm 0.61 \text{ (syst.) pb} & 184 \leq \sqrt{s} \leq 196 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Le passage à la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ se fait en déconvoluant la fonction de luminosité $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma) = \int \frac{d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} \sigma(W_{\gamma\gamma}) (e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma) dW_{\gamma\gamma}$$

A nouveau, les données à basse et haute énergie sont traitées séparément, et pour chaque intervalle de $W_{\gamma\gamma}$, la valeur finale de la section efficace correspondante est donnée par la moyenne pondérée des deux contributions. Les résultats finaux concernant $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ sont présentés dans le tableau 8 et sur les graphiques de la figure 51.

Notons tout d'abord qu'ils sont compatibles point par point avec ceux de CLEO [2], même s'ils sont globalement plus élevés, à cause de la contamination des Σ^0 et Ξ^0 . La pente décrite est par contre moins raide (fig. 51a), et s'avère d'ailleurs être en bon accord avec les prédictions théoriques, de même que nos mesures (fig. 51c). Celles-ci sont évidemment légèrement supérieures aux prévisions, comme nous nous y attendions, à cause de la contribution des canaux $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma$, $n \geq 1$. Finalement, nous avons ajusté les sections efficaces avec une fonction du type $\sigma \propto W^{-n}$ (fig. 51b); nous trouvons que $n = 8.9 \pm 2.5$ pour nos mesures, et $n = 15.2 \pm 3.2$ pour celles de CLEO. La règle de comptage dimensionnel [5] prédit que $\sigma \propto W^{-8}$, en considérant les diquarks comme des particules ponctuelles, et $\sigma \propto W^{-12}$ pour un modèle de quarks purs. A première vue, nos mesures semblent favoriser l'hypothèse des diquarks, mais les erreurs sont telles que l'on ne peut tirer aucune conclusion définitive.

\sqrt{s} GeV	N_i	N_{Bi}	ϵ_i %	\mathcal{L}_i pb^{-1}	$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ pb
91	15	0.29	1.80	151.871	$5.38 \pm 1.42 \pm 0.84$
184	3	0.27	1.42	51.950	$3.70 \pm 2.35 \pm 0.58$
189	9	0.97	1.42	172.133	$3.29 \pm 1.23 \pm 0.52$
196	17	1.05	1.47	229.542	$4.73 \pm 1.22 \pm 0.74$

TAB. 7 - Sections efficaces $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ en fonction de l'énergie.

$W_{\gamma\gamma}$ GeV	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ pb
2.23 - 2.50	$1655.2 \pm 530.5 \pm 271.4$
2.50 - 2.80	$722.9 \pm 177.7 \pm 118.5$
2.80 - 3.10	$298.5 \pm 99.2 \pm 49.0$
3.10 - 3.60	$68.7 \pm 36.2 \pm 11.3$

TAB. 8 - Section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$.

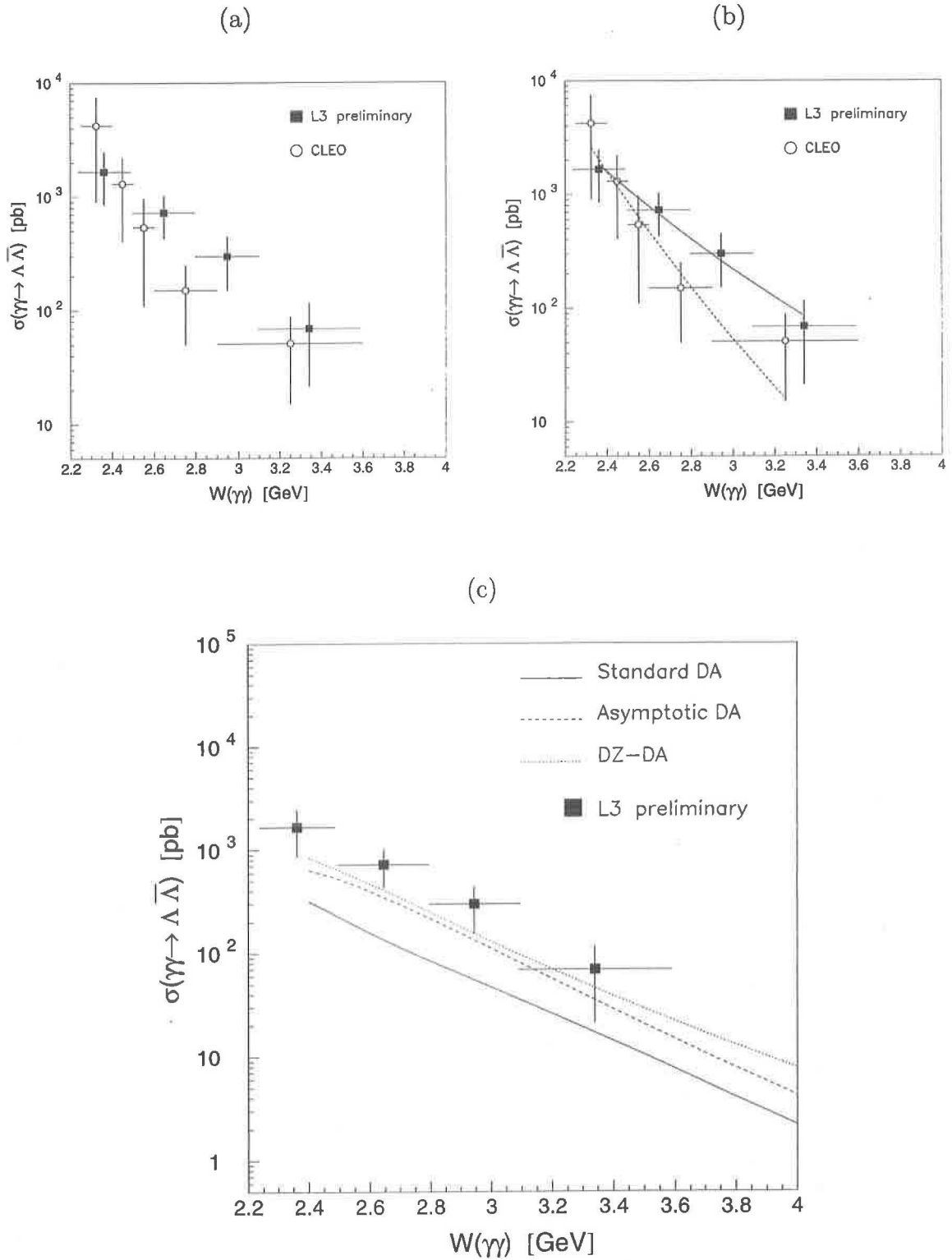


FIG. 51 – Mesure de la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ a) comparé avec les résultats de CLEO [2], b) le même que a) avec les fits décrits dans le texte et c) comparé avec les prédictions théoriques de la référence [22].

7 Conclusion et perspectives

Ce travail constitue la première étude au LEP de la réaction inclusive $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma$. En analysant 605 pb^{-1} de données récoltés par L3 pendant la période 1991-1999, nous avons clairement pu mettre en évidence la présence d'un signal $\Lambda\bar{\Lambda}$; 44 ± 7 événements ont été trouvés. Nous avons également pu souligner la présence de Σ^0 , $\Sigma^0(1385)$ et Ξ^0 parmi les divers états finaux produits.

La mesure des sections efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ en fonction de la masse invariante $W_{\gamma\gamma}$ nous amène aux remarques suivantes.

Erreurs incluses, nos résultats sont compatibles point par point avec ceux de CLEO et avec les prédictions théoriques, même s'ils sont globalement plus élevés, comme nous nous y attendions, à cause de la contribution des canaux $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma$, $n \geq 1$. A l'heure actuelle, elles ne permettent pas encore de choisir, parmi toutes les distributions d'amplitude ϕ_i proposées, celle qui décrit le mieux les données.

La pente décrite par nos mesures est moins raide que celle de CLEO, mais s'avère par contre être en très bon accord avec les prédictions théoriques. En ajustant les points obtenus avec une fonction du type $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-N}$, nous obtenons:

$$\begin{aligned} N &= 8.9 \pm 2.5 \quad \text{pour L3} \\ N &= 15.2 \pm 3.2 \quad \text{pour CLEO.} \end{aligned}$$

soit une différence de 1.5σ entre L3 et CLEO:

$$N_{\text{CLEO}} - N_{\text{L3}} = 6.3 \pm 4.1$$

Notons aussi que nos mesures sembleraient favoriser, en se basant sur la règle de comptage dimensionnel, le modèle de diquark par rapport à celui de quarks purs (mais insistons toutefois sur le conditionnel).

Ce travail pourra être poursuivi dans un cadre plus général par l'analyse des autres canaux baryoniques. Dans un premier temps, il s'agira de séparer les Λ , Σ^0 et Ξ^0 afin d'analyser les réactions: $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Lambda}$, $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0$, $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et $\gamma\gamma \rightarrow \Xi^0\bar{\Xi}^0$. La mesure des sections efficaces de production et leurs rapports seront alors comparés avec la théorie, et nous tâcherons d'extraire les distributions d'amplitude ϕ_i . L'apport des données 2000 devrait permettre une diminution significative des erreurs, et on pourrait même envisager, si la statistique le permet, de compléter cette analyse en étudiant, par exemple, la distribution angulaire des Λ et $\bar{\Lambda}$. L'analyse pourra ensuite être étendue aux autres membres de l'octet fondamental des baryons: p , n , Σ^+ , Σ^- et Ξ^- .

ANNEXES

A Partie de saveur des fonctions d'onde quark-diquark de type SU(3) pour l'octet de baryon fondamental.

$$\begin{aligned}
 \chi_S^p &= uS_{[u,d]} & \chi_V^p &= \frac{1}{\sqrt{3}} [uV_{\{u,d\}} - \sqrt{2}dV_{\{u,u\}}] \\
 \chi_S^n &= dS_{[u,d]} & \chi_V^n &= -\frac{1}{\sqrt{3}} [dV_{\{u,d\}} - \sqrt{2}uV_{\{d,d\}}] \\
 \chi_S^{\Sigma^+} &= -uS_{[u,s]} & \chi_V^{\Sigma^+} &= \frac{1}{\sqrt{3}} [uV_{\{u,s\}} - \sqrt{2}sV_{\{u,u\}}] \\
 \chi_S^{\Sigma^0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [dS_{[u,s]} + uS_{[d,s]}] & \chi_V^{\Sigma^0} &= \frac{1}{\sqrt{6}} [2sV_{\{u,d\}} - dV_{\{u,s\}} - uV_{\{d,s\}}] \\
 \chi_S^{\Sigma^-} &= dS_{[d,s]} & \chi_V^{\Sigma^-} &= -\frac{1}{\sqrt{3}} [dV_{\{d,s\}} - \sqrt{2}sV_{\{d,d\}}] \\
 \chi_S^\Lambda &= \frac{1}{\sqrt{6}} [uS_{[d,s]} - dS_{[u,s]} - 2sS_{[u,d]}] & \chi_V^\Lambda &= \frac{1}{\sqrt{2}} [uV_{\{d,s\}} - dV_{\{u,s\}}] \\
 \chi_S^{\Xi^0} &= sS_{[u,s]} & \chi_V^{\Xi^0} &= -\frac{1}{\sqrt{3}} [sV_{\{u,s\}} - \sqrt{2}uV_{\{s,s\}}] \\
 \chi_S^{\Xi^-} &= sS_{[d,s]} & \chi_V^{\Xi^-} &= -\frac{1}{\sqrt{3}} [sV_{\{d,s\}} - \sqrt{2}dV_{\{s,s\}}]
 \end{aligned}$$

B Amplitudes élémentaires T_H

Nous donnons ici les expressions explicites des amplitudes élémentaires T_H . Le facteur global V est donné par $V = (4\pi)^2 C_F \alpha \alpha_s$, où $C_F = \frac{1}{3}$ est un facteur de couleur, α et α_s les constantes de couplage électromagnétique et fort. x_1 (x_2) désigne la fraction de l'impulsion totale du baryon p_B (de l'antibaryon $p_{\bar{B}}$) transportée par le quark (antiquark), et $y_1 = (1 - x_1)$ ($y_2 = (1 - x_2)$) celle par le diquark.

Table B.1.: Amplitudes élémentaires T_H du processus $\gamma\gamma \rightarrow qS\bar{q}\bar{S}$ jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(m_B^2/s)$.

$$T_1^{S(3)} = 4VF_S^{(3)} \frac{1}{s\sqrt{tu}} \left(\frac{u}{x_1y_1} + \frac{t}{x_2y_2} \right)$$

$$T_2^{S(3)} = 2VF_S^{(3)} m_B \frac{\sqrt{s}}{tu} \left(\frac{x_1 + y_1}{x_1y_1} \right)$$

$$T_3^{S(3)} = \text{supprimé par } \mathcal{O}(m_B^2/s)$$

$$T_4^{S(3)} = 2VF_S^{(3)} m_B \frac{1}{stu\sqrt{s}} \frac{1}{x_1x_2y_1y_2} \left\{ s^2x_2 [y_1(x_1 + y_1) - 2] + t^2 [(x_1 + y_1)^2 - 2x_2y_2 + 2(x_1y_1 - 1)] + 2st [y_1(x_1 + y_1) - 2x_2] \right\}$$

$$T_5^{S(3)} = T_1^{S(3)}$$

$$T_6^{S(3)} = 4VF_S^{(3)} m_B \frac{\sqrt{s}}{tu} \left(\frac{x_1 + y_1}{x_2y_2} \right)$$

$$T_1^{S(4)} = -4VF_S^{(4)} \frac{1}{\sqrt{tu}} \frac{1}{x_1y_1G} [2x_1y_1x_2y_2s^2 + (x_1 - y_1)^2ut + x_1y_1(x_2 + y_2)st]$$

$$T_2^{S(4)} = -4VF_S^{(4)} m_B \frac{\sqrt{s}}{tu} \left(\frac{x_1 + y_1}{x_1y_1} \right)$$

$$T_3^{S(4)} = \text{supprimé par } \mathcal{O}(m_B^2/s)$$

$$T_4^{S(4)} = 2VF_S^{(4)} m_b \frac{1}{\sqrt{tu}} \frac{1}{x_1y_1G} \left\{ x_1y_1x_2s^2 [(y_1 - y_2)(x_1 + x_2) - 2] + t^2 [(x_1 + y_1)^3 - 8x_1y_1] - st [-(x_1 + y_1)^3 + x_1y_1(x_1^2 - y_1^2) + 2x_1y_1(x_2 - y_2 + 4)] \right\}$$

$$T_5^{S(4)} = T_1^{S(4)}$$

$$T_6^{S(4)} = -2VF_S^{(4)} m_B \frac{s^{3/2}}{tu} \frac{x_1 + y_1}{G} (x_1y_2 + y_1x_2)$$

$$\text{avec } G = x_1y_1x_2y_2s^2 + ut(x_1 - y_1)^2$$

$$\begin{aligned}
T_1^{S(5)} &= -4V F_S^{(5)} \frac{1}{\sqrt{tu}} \frac{1}{x_1 y_1} \\
T_2^{S(5)} &= 2V F_S^{(5)} m_B \frac{\sqrt{s}}{tu} \left(\frac{x_1 + y_1}{x_1 y_1} \right) \\
T_3^{S(5)} &= \text{supprimé par } \mathcal{O}(m_B^2/s) \\
T_4^{S(5)} &= -2V F_S^{(5)} m_B \frac{1}{stu\sqrt{s}} \frac{x_1 + y_1}{x_1^2 y_1^2} [ut(x_2 + y_2) + s^2 x_1 y_1] \\
T_5^{S(5)} &= T_1^{S(5)} \\
T_6^{S(5)} &= 2V F_S^{(5)} m_B \frac{\sqrt{s}}{ut} \frac{x_1 + y_1}{x_1 y_1}
\end{aligned}$$

Table B.2.: Amplitudes élémentaires T_H du processus $\gamma\gamma \rightarrow qV\bar{q}\bar{V}$ jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(m_B^2/s)$.

$$\begin{aligned}
T_1^{V(3)} &= -2V F_V^{(3)} \frac{\kappa_v}{m_b^2 \sqrt{tu}} \left(\frac{u}{x_1 y_1} + \frac{t}{x_2 y_2} \right) \\
T_2^{V(3)} &= V F_V^{(3)} \frac{2 + 3\kappa_v}{m_b} \frac{s\sqrt{s}}{tu} \left(\frac{x_1 + y_1}{x_1 y_1} \right) \\
T_3^{V(3)} &= \text{supprimé par } \mathcal{O}(m_B^2/s) \\
T_4^{V(3)} &= V F_V^{(3)} \frac{1}{m_B} \frac{1}{tu\sqrt{s}} \frac{1}{x_1 x_2 y_1 y_2} \left\{ (2 + 3\kappa_v) x_2 (x_1 y_1 + y_2^2) s^2 - 4(x_2 - y_1) \right. \\
&\quad \left[y_2 u t \left(\frac{2 + 3\kappa_v}{2} \right) + \kappa_v u (u - y_1 t) - 1/2 (x_2 - y_2) t (t - \kappa_v u + 3/2 \kappa_v t) \right] \\
&\quad - \kappa_v (x_1 + y_1) u t + \kappa_v (t - u) (x_2 u - y_2 t) - 2\kappa_v (x_2 t + y_1 u) (y_2 t + x_1 u) \\
&\quad \left. + 2\kappa_v u (x_1 y_1 - x_2 y_2) (t - u) \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
T_5^{V(3)} &= T_1^{V(3)} \\
T_6^{V(3)} &= V F_V^{(3)} \frac{1}{m_B} \frac{s\sqrt{s}}{tu} \left[2(1 + \kappa_v) \frac{1}{x_1 y_1} \left(\frac{x_1 y_2}{x_2} + \frac{x_2 y_1}{y_2} \right) + \frac{\kappa_v}{x_2 y_2} (x_1 + y_1) \right]
\end{aligned}$$

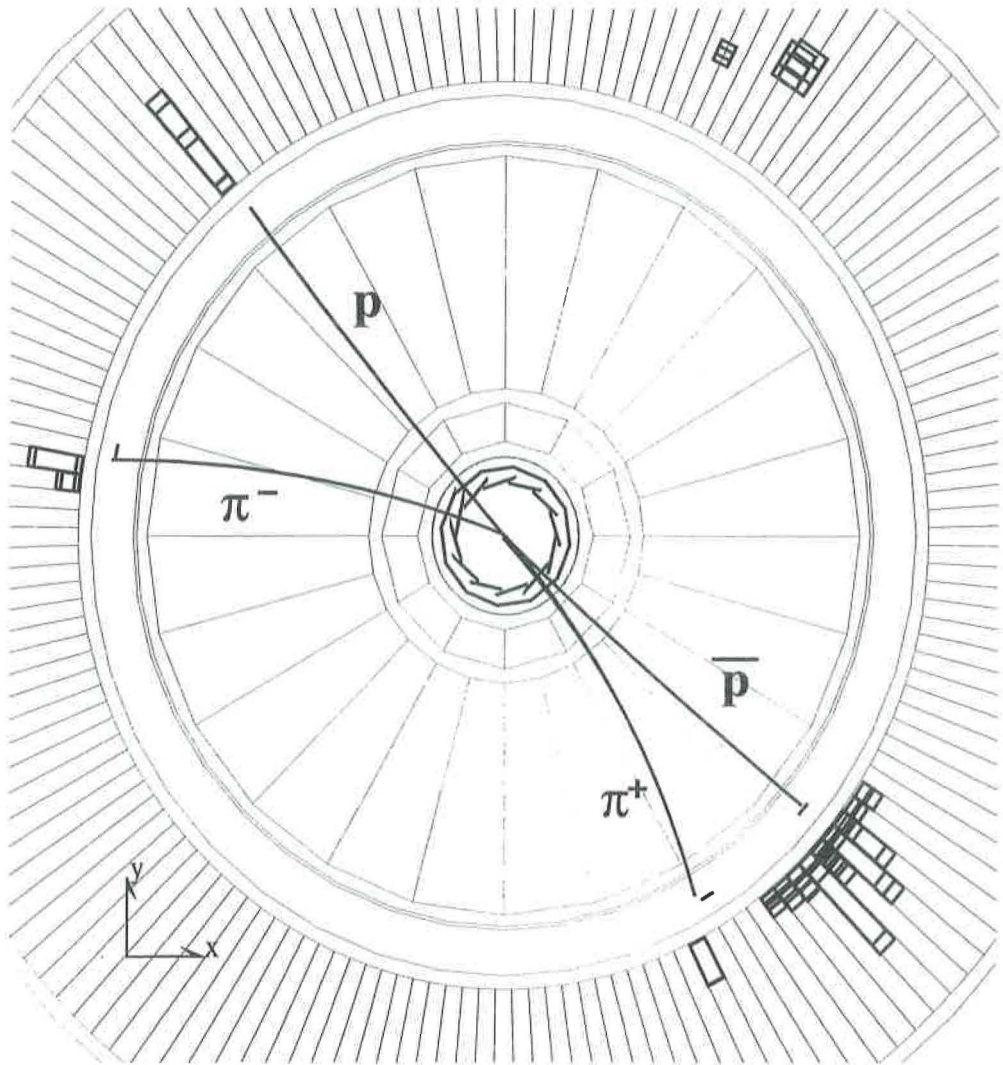
$$T_1^{V(4)}, T_3^{V(4)}, T_4^{V(4)}, T_5^{V(4)}, T_6^{V(4)} \quad \text{supprimé par } \mathcal{O}(m_B^2/s)$$

$$T_2^{V(4)} = 2V F_V^{(4)} \frac{\kappa_v (1 + \kappa_v) \sqrt{s}}{m_B^3} \frac{1}{x_1 x_2^2 y_1 y_2^2} [x_1 + y_1 + 1 - x_1 y_1 (x_2 + y_2)]$$

$$\text{et } T_1^{V(5)}, T_2^{V(5)}, T_3^{V(5)}, T_4^{V(5)}, T_5^{V(5)}, T_6^{V(5)} \quad \text{supprimés par } \mathcal{O}(m_B^2/s)$$

C Événement typique $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$

Run # 624405 Event # 4760 Total Energy : 2.89 GeV



Transverse Imbalance :	.3103	Longitudinal Imbalance :	.1273		
Thrust :	.7656	Major :	.4285	Minor :	.1385
Event DAQ Time :	941112 200904				

FIG. 52 -- Événement typique du processus $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, montré dans le plan transverse.

Table des figures

1	Représentation graphique de la factorisation de l'amplitude \mathcal{M}	2
2	Approximations de Born des couplages entre photons, gluons et diquarks.	6
3	Amplitude de distribution standard, asymptotique et de Dzierbowski pour le proton.	9
4	Configuration cinématique du processus d'annihilation (dans le centre de masse des deux photons).	10
5	Diagrammes de Feynman contribuant au processus $\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B}$	12
6	Section efficace théorique totale $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ pour $ \cos(\theta^*) < 0.6$ et rapport des sections efficaces théoriques $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B})/\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ pour $ \cos(\theta^*) < 0.6$	17
7	Graphique de Feynman pour le processus général de collision de deux photons.	18
8	Fonctions de luminosité pour différents modèles.	20
9	Configuration cinématique de la désintégration du lambda.	21
10	Distribution de la masse invariante $W_{\gamma\gamma}$ du système X pour les données générées.	22
11	Situation du LEP.	24
12	Système d'injection du LEP	25
13	Luminosité intégrée délivrée par le LEP pour les différentes années d'exploitation.	26
14	Schéma de l'expérience L3.	27
15	Vue de la structure interne de L3.	28
16	Structure du SMD.	29
17	Histogramme 2d du point d'origine de traces chargées.	29
18	Schéma de la TEC.	30
19	Illustration du mécanisme de dérive des charges dans la TEC.	31
20	Schéma du calorimètre électromagnétique de L3.	32
21	Réponse du BGO pour les photons et les hadrons.	33
22	Schéma du système RFQ	34
23	Schéma du calorimètre hadronique de L3.	35
24	Mécanisme de production des gerbes électromagnétiques et hadroniques.	36
25	Vue schématique des chambres à muons de L3	37
26	Vue schématique d'un moniteur de luminosité.	38
27	Distribution du nombre de hits et du rapport hit/span pour une partie des données 1998	42
28	Distribution de l'énergie visible E_{vis} pour les événements Monte-Carlo.	42
29	Masse invariante reconstruite $m_{e^+e^-}$ pour les données et le Monte-Carlo	44
30	(dE/dx) calculé par la formule de Bethe-Bloch et simulé par le Monte Carlo pour les protons et les pions.	45
31	(dE/dx) calculé par la formule de Bethe-Bloch et mesuré pour les données.	46
32	Dépôt d'énergie laissé dans le BGO par les protons, antiprotons, π^+ et π^- avec le Monte-Carlo.	47

33	Dépôt d'énergie laissé dans le BGO par les protons, antiprotons, π^- et π^+ avec les données.	48
34	Illustration des variables de Podolanski-Armenteros.	49
35	Graphique de Podolanski-Armenteros pour les données Monte-Carlo générées pour les Λ et K_S^0	50
36	Graphique de Podolanski-Armenteros pour les données Monte-Carlo reconstruites pour les Λ et K_S^0	50
37	Graphique de Podolanski-Armenteros pour les données réelles pour les Λ et K_S^0	51
38	Masse invariante reconstruite des Λ , $\bar{\Lambda}$ et $\bar{\Lambda}$ en fonction des Λ pour les données Monte Carlo.	52
39	Efficacité en fonction de $ \cos(\theta^*) $ pour le Monte Carlo et les données.	53
40	Technique de projection et illustration des bandes Λ et $\bar{\Lambda}$	54
41	Distributions de masse reconstruite pour les Λ , $\bar{\Lambda}$ et $\bar{\Lambda}$ en fonction de Λ	55
42	Graphique bidimensionnel de la masse reconstruite $\bar{\Lambda}$ en fonction de Λ	56
43	Graphique N-1 pour diverses coupures.	57
44	Distribution de la masse invariante reconstruite $m_{\Lambda\bar{\Lambda}}$	58
45	Distribution de masse reconstruite $m_{\gamma\gamma}$ pour les candidats π^0	59
46	Distribution de la masse reconstruite $m(p\pi\gamma) - m(p\pi) + m_\Lambda$ pour les Σ^0	60
47	Distribution de la masse reconstruite $m(p\pi\pi^0) - m(p\pi) + m_\Lambda$ pour les Ξ^0	61
48	Distribution du bruit de fond $K_S^0 K_S^0$	62
49	Graphique des efficacités globales de sélection.	63
50	Erreurs systématiques sur la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$	66
51	Mesure de la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$, comparé avec les mesures de CLEO et avec la théorie.	69
52	Evénement typique du processus $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, montré dans le plan transverse.	74

Liste des tableaux

1	Coefficients $a_{(i)}$ pour la distribution de Dziembowski.	9
2	Paramètres utilisés par C.Berger pour les diverses amplitudes de distribution.	16
3	Energie et luminosité intégrée des données analysées pour ce travail.	41
4	Efficacité de déclenchement et de ses différents niveaux en fonction de \sqrt{s} .	65
5	Efficacité totale en fonction de \sqrt{s}	65
6	Evaluation des erreurs systématiques pour la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$	67
7	Sections efficaces $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ en fonction de l'énergie.	68
8	Section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} + n\gamma)$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$	68

Références

- [1] P.Papazakos et K.Mark, Phys. Rep. **21 C**, 82 (1975)
- [2] CLEO collaboration, M.Artuso *et al.*, Phys. rev. **D 50**, 5484 (1994)
- [3] CLEO collaboration, Phys. Rev. **D 56**, 2485 (1997)
- [4] S.J.Brodsky et J.P.Lepage, Phys. Rev. **D 22**, 2157 (1980)
- [5] S.J.Brodsky et G.R.Farrar, Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973)
- [6] P.Cameron *et al.*, Phys. Rev. **D 32**, 3070 (1985)
- [7] S.Hepplmann *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1824 (1985)
- [8] S.Saroff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **64**, 995 (1990)
- [9] M.Anselmino, P.Kroll et B.Pire, Z. Phys. **C 36**, 89 (1987)
- [10] M.Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)
- [11] M.Gell-Mann, Report CTSL-20 (CAL-TECH), 1961 (unpublished)
- [12] M.Anselmino *et al.*, Rev. Mod. Phys. **65**, 1199 (1993)
- [13] T.Huang, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) **B 7**, 320 (1989)
- [14] P.Kroll, M.Schürmann et W.Schweiger, Z. Phys. **A 338**, 339 (1991)
- [15] Z.Dziembowski, Phys. Rev. **D 37**, 2030 (1988)
- [16] P.Kroll, M.Schürmann et W.Schweiger, Int. Mod. Phys. **A 6**, 4107 (1991)
- [17] M.Anselmino, F.Caruso, P.Kroll et W.Schweiger, Int. Mod. Phys. **A 4**, 5213 (1989)
- [18] R.Jakob, P.Kroll, M.Schürmann et W.Schweiger, Z. Phys. **A 347**, 109 (1993)
- [19] C.Bourelly, E.Leader et J.Soffer, Phys. Rep. **59**, 95 (1980)
- [20] F.Halzen et A.D.Martin, "Quarks and Leptons", *John Wiley & Sons*, 1984, New-York.
- [21] C.Berger, B.Lechner et W.Schweiger, Fizika **B 8**, 371 (1999)
- [22] C.Berger, Exclusive Two-Photon Reactions in the Few-GeV Region, Thèse de diplôme, Université de Graz (Autriche), 1997
- [23] Communication privée avec C.Berger and W.Schweiger
- [24] G.Schuler, Comput. Phys. Comm. **108**, 279 (1998)
- [25] G.Schuler, Improving the equivalent-photon approximation in electron-positron collisions, hep-ph/9610406, CERN-TH/96-297.
- [26] Particle Data Group, C.Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C 3**, 1 (1998)
- [27] F.L.Linde, "Charm Production in Two-Photon Collisions", Ph.D. Thesis, Rijksuniversiteit Leiden, 1988
- [28] V.M.Budnev, I.F.Ginzburg, G.V.Medelin et V.G.Serbo, Phys. Rep. **15**, 181 (1975)
- [29] J.H.Field, Photon-Photon Collisions, LPNHE Paris, 1984
- [30] H.Kolanoski, Two Photon Physics at e+e- storage rings, Bonn University, 1984
- [31] C.Berger et W.Wagner, Photon-Photon Reactions, Physics Reports vol. **146**, Nos 1-2, 1987

- [32] R.Brun *et al.*, GEANT 3.15 preprint CERN DD/EE/84-1 (Revised 1987)
- [33] H.Fesefeldt, RWTH Aachen report PITHA 85/2, 1985
- [34] L3 Collab., B.Adeva *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 289**, 35 (1990)
- [35] M.Acciarri *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 351**, 300 (1994)
- [36] G.Burgers *et al.*, Z physics at LEP 1, ed. G.Altarelli *et al.*, CERN-89-08, Vol 1 (1989)
- [37] L.Camilleri *et al.*, Physics with very high energy e^+e^- colliding beams, Preprint CERN/76-18, CERN (1976)
- [38] J.Podolanski et R.Armenteros, Phil. Mag. **45**, 13 (1954)
- [39] R. Armenteros, K.H.Barker, C.C.Butler et A.Cahcon, Phil. Mag. **7**, 1113 (1962)
- [40] R.W.Thomson, A.V.Bus Kirk, L.R.Etter, C.J.Karzmark et R.H.Rediker, Phys. Rev. **90**, 329 (1953)
- [41] L3 Collab., Phys. Lett. **B 479**, 79 (2000)
- [42] L3 Collab., Phys. Lett. **B 363**, 118 (1995)
- [43] D.Sciarrino, Mesure de l'asymétrie du quark b dans la réaction $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ et mesure du paramètre de mélange χ_B , à $\sqrt{s}=91$ et 189 GeV, Thèse, Université de Genève (Suisse), 1999.
- [44] L.Wenwen, A study of Bhabha scattering at the Z resonance, Ph.D.Thesis, California Institute of Technology (USA), 1997
- [45] M.Goosens, F.Mittelbach et A.Samarin, "The latex companion", Addison-Wesley, 1994, New-York
- [46] Communication privée avec P.Deglon