

Etude de la production de baryons dans les collisions à deux photons avec l'expérience L3 au LEP

THÈSE

présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences, mention physique

par

Bertrand ECHENARD

de Genève, Suisse

Thèse N° 3702

GENÈVE

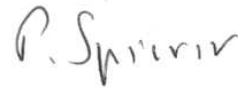
Atelier d'impression de la Section de physique

2005

La Faculté des sciences, sur le préavis de Madame M.-N. KIENZLE-FOCACCI, professeur titulaire et directrice de thèse (Département de physique nucléaire et corpusculaire), M. BOURQUIN, professeur ordinaire (Département de physique nucléaire et corpusculaire), et A. RUBBIA, professeur (Eidgenössische Technische Hochschule Zürich – Institut für Teilchenphysik – Zürich, Schweiz), autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 16 décembre 2005

Thèse - 3702 -



Le Doyen, Pierre SPIERER

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

Remerciements

Ce travail de thèse est avant tout le fruit de la collaboration de nombreuses personnes. J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Mme le Professeur Maria Novella Focacci-Kienzle, sans qui tout ceci n'aurait pas été possible. Ses conseils, sa disponibilité, sa gentillesse et la liberté qu'elle m'a laissée ont fait de ces cinq années une aventure fantastique. Je souhaite à tous les doctorants la chance de trouver un directeur de thèse aussi compétant et attentif que Maria.

Mes remerciements vont ensuite aux Professeurs Maurice Bourquin et André Rubbia pour avoir accepté de faire partie du jury, pour leurs commentaires constructifs et leurs encouragements.

Ma reconnaissance à tous les membres du DPNC pour leur soutien au cours de ces années. Un grand merci en particulier au Dr. John Field pour nos discussions passionnées en physique fondamentale, sa relecture très consciencieuse de mon manuscrit et ses idées "fortes" concernant la QCD. Mes nombreux remerciements aux secrétaires du DPNC, Catherine Blanchard et Peggy Argentin, qui m'ont guidé avec brio dans le monde tortueux de l'administration.

De chaleureux remerciements à mon "papa", le Dr. Saverio Braccini, qui m'a attiré dans le monde des particules et m'a tout appris de l'expérience L3. Son expérience, ses conseils et son amitié m'ont beaucoup apporté.

Mes remerciements au Dr. Salvatore Mele pour son aide dans l'écriture des différents articles et pour m'avoir prouvé que la physique ne peut tout expliquer, certaines forces naturelles telles que la malchance en particulier. Courage Salvatore... Je tiens aussi à remercier le Professeur Martin Pohl et le Dr. Juan Alcaraz pour m'avoir initié aux secrets de la statistique avec une patience encore inégalée.

Un grand merci à mes amis du groupe L3, Pablo "Corto Maltese" Achard, Patrick Deglon, Sonia et Nora Natale, Luca Malgeri, Evelyne Delmeire et tous les autres pour leurs conseils et surtout les bons moments passés ensemble. Mes remerciements également aux membres du groupe photon-photon, particulièrement au Dr. Maneesh Wadhwa, pour leur aide. Je n'oublie pas non plus mes amis de l'université, particulièrement Mauro Donega, Monica d'Onofrio, Mercedes Paniccia et Chiara Casella pour leur bonne humeur, les rires partagés et leurs conseils pour la présentation orale de ma thèse. Un clin d'oeil à Hayk Hakobyan et Rikard Sandström qui ont partagé mon bureau et mon caractère.

J'aimerais ensuite remercier tous ceux qui m'ont soutenu en dehors de la physique, en commençant par ma femme Bianca pour tout le bonheur qu'elle m'apporte au quotidien. Un grand merci à ma famille pour son soutien sans lequel je ne serais certainement pas arrivé aussi loin.

Chaleureux mercis à mon "tonton" Jean-Marc pour toutes les péripéties partagées depuis si longtemps que je peine à m'en souvenir...

Merci à Doris, Kalina, Steven et Dave pour toutes ces soirées inoubliables.

Merci à mes amis d'étude, en premier lieu Grand Ludo, puis Christian, Thierry, Steve, Vincent et les autres pour tous les moments partagés durant cette période.

Merci à mon "gourou" Norbert pour ses explications de vague de fond et à tous les infatigables participants du cours du lundi.

Merci à toutes les distilleries écossaises et irlandaises pour l'excellent whisky qu'elles produisent...

Et finalement merci à tout ceux que j'aurais malencontreusement oublié.

Préambule

Ayant effectué l'ensemble de mes études à Genève, il m'apparut naturel d'écrire ce manuscrit en bon français (du moins j'espère) plutôt qu'en anglais, même si ce choix en limite la portée. Il me semble en effet important que la science soit aussi diffusée dans la langue officielle de l'université dans laquelle j'ai étudié. Pour les personnes qui n'auraient pas le temps de parcourir l'ensemble du manuscrit, un résumé des points les plus importants à déjà été publiée dans les revues spécialisées. J'invite les personnes qui le désirent à consulter les articles suivants :

- L3 Collab., "Inclusive Lambda Production in Two-Photon Collisions at LEP", Phys. Lett. B 586 (2004) 140-150.
- L3 Collab., "Proton-Antiproton Pair Production in Two-Photon Collisions at LEP", Phys. Lett. B 554 (2003) 105-114.
- L3 Collab., "Lambda and Sigma zero Pair Production in Two-Photon Collisions at LEP", Phys. Lett. B 536/1-2 (2002) 24-33.

Foreword

Having done all my studies in Geneva, it was quite natural for me to write this manuscript in good french (at least I hope) rather than in english, even though it will limit its diffusion. A summary of the most important points of this work has already been published in specialized revues. Interested people can consult the following articles :

- L3 Collab., "Inclusive Lambda Production in Two-Photon Collisions at LEP", Phys. Lett. B 586 (2004) 140-150.
- L3 Collab., "Proton-Antiproton Pair Production in Two-Photon Collisions at LEP", Phys. Lett. B 554 (2003) 105-114.
- L3 Collab., "Lambda and Sigma zero Pair Production in Two-Photon Collisions at LEP", Phys. Lett. B 536/1-2 (2002) 24-33.

Table des matières

Remerciements	i
Préambule - Foreword	iii
1 Introduction	1
1.1 Une brève histoire de la physique des particules	1
1.2 La physique à deux photons	5
2 La physique des réactions photon-photon	7
2.1 Introduction	7
2.2 La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$	9
2.3 Cinématique du processus à deux photons	9
2.4 La structure d'hélicité de la section efficace	13
2.5 Approximations de la section efficace	16
2.5.1 Approximation du photon équivalent	17
2.5.2 Approximation EPA améliorée	18
2.6 La physique à deux photons	20
3 Le dispositif expérimental	23
3.1 Le LEP	23

3.2	Le détecteur L3	25
3.3	Le système de détection de traces	31
3.3.1	La chambre à expansion temporelle	31
3.3.2	Le détecteur de microvertex au silicium	33
3.3.3	La chambre Z et les chambres à traces avant	34
3.4	Le calorimètre électromagnétique	35
3.5	Le EGAP	37
3.6	Les scintillateurs	39
3.7	Le calorimètre hadronique	39
3.8	Les chambres à muon (MUCH)	40
3.9	Les détecteurs à petit angle	42
3.9.1	Les moniteurs de luminosité	42
3.9.2	Les anneaux de plomb actif	43
3.9.3	Les détecteurs à très petit angle	43
3.10	Le système de déclenchement de L3	43
3.10.1	Le déclencheur du niveau 1	44
3.10.2	Le déclencheur du niveau 2	46
3.10.3	Le déclencheur du niveau 3	46
3.11	La reconstruction des événements à L3	47
3.12	La simulation du détecteur	48
4	La production inclusive de baryons dans les collisions à deux photons	49
4.1	Les approches théoriques	50
4.1.1	Les fonctions de densité partoniques et de structure du photon	51
4.1.2	Les générateurs Monte Carlo	57
4.1.3	Le générateur PHOJET	60
4.1.4	Les processus d'hadronisation et JETSET	63

4.1.5	Les autres approches théoriques	68
4.1.6	La production de baryons étranges	70
4.2	Les mesures expérimentales	71
4.2.1	La sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons	71
4.2.2	La sélection des baryons Λ , Ξ^- , $\Xi^0(1530)$ et Ω^-	76
4.2.3	L'efficacité de détection	92
4.2.4	Les incertitudes systématiques	94
4.2.5	Les sections efficaces	96
4.2.6	Conclusion	110
5	La production exclusive de paires baryon-antibaryon dans les collisions photon-photon	113
5.1	Les approches théoriques	114
5.1.1	Le modèle de diffusion dure (HSP)	115
5.1.2	Le modèle des diquarks	117
5.1.3	Le modèle handbag	122
5.1.4	Le modèle de résonances	124
5.1.5	La production de méson η_c	126
5.2	La production exclusive de paires proton - antiproton	127
5.2.1	La sélection des paires proton-antiproton	127
5.2.2	L'efficacité de sélection	140
5.2.3	Les incertitudes systématiques	141
5.2.4	Les sections efficaces	143
5.2.5	La production de méson η_c	153
5.3	La production exclusive de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	155
5.3.1	La sélection des paires $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	155
5.3.2	La reconstruction des baryons Σ^0	158
5.3.3	La sélection des événements exclusifs	158

5.3.4	Les sections efficaces	163
5.3.5	Conclusion	170
6	La production de baryons exotiques dans les collisions à deux photons	173
6.1	Les approches théoriques	174
6.2	Les mesures expérimentales	176
7	Conclusion	189

Chapitre 1

Introduction

*“Three quarks for Muster Mark!
Sure he hasn’t got much of a bark
And sure any he has it’s all beside the mark.
But O, Wreeneagle Almighty, wouldn’t un be a sky of a
lark...”*

*James Joyce,
“Finnegans Wake”, Book II chap. 4*

1.1 Une brève histoire de la physique des particules

A en croire l’étymologie du mot, la physique est la science de la Nature. L’étude de la matière qui la compose, à savoir ses constituants élémentaires et leurs interactions, y occupe naturellement une place centrale. Pour l’heure, nos connaissances des particules élémentaires sont regroupées dans une théorie quantique des champs, le Modèle Standard, qui décrit les interactions fortes, faibles et électromagnétiques. Malgré ses limitations, elle reste la théorie qui décrit le mieux l’ensemble des observations expérimentales effectuées à ce jour. Dans ce modèle, les particules élémentaires qui constituent la matière sont des fermions de spin $1/2$, répartis en quarks et leptons. Les quarks existent en six saveurs : up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom ou beauty (b) et top ou truth (t). A ceux-ci s’ajoutent six leptons : l’électron (e^-), le muon

(μ^-), le tau (τ^-), le neutrino électronique (ν_e), le neutrino muonique (ν_μ) et le neutrino tauïque (ν_τ). Les quarks ont une charge fractionnaire ¹ (+2/3 pour les quarks u, c, t et -1/3 pour les quarks d, s, b), les trois premiers leptons une charge entière négative -1 tandis que les neutrinos sont électriquement neutres. Leurs principales caractéristiques sont résumées dans le Tableau 1.1. Les similarités qu'elles présentent nous ont amené à les regrouper en trois familles ou générations, comprenant chacune deux quarks et deux leptons. A ces 12 particules s'ajoutent 12 antiparticules, similaires aux premières mais ayant des charges opposées (électrique, étrangeté, baryonique,...). Aucune raison ne justifie cependant la présence de trois familles de particules, ni n'explique les considérables différences de masse entre ces familles, passant de quelques MeV à une centaine de GeV.

Quatre forces fondamentales viennent compléter ce tableau. Hormis la gravitation, qui peine à trouver sa place dans le Modèle Standard, chaque interaction est interprétée comme l'échange de bosons de jauge de spin 1. L'interaction électromagnétique est véhiculée par le photon, l'interaction forte par les gluons, au nombre de huit, et l'interaction faible par les bosons W^\pm et Z . Leurs caractéristiques principales sont également résumées dans le Tableau 1.1. A chacune de ces interactions est associé une charge : électrique, faible et forte, cette dernière étant habituellement appelée charge de couleur. Ces bosons vecteurs apparaissent naturellement dans la théorie lorsqu'on impose au lagrangien l'invariance de jauge locale par rapport à la symétrie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Le facteur $SU(3)$ correspond au groupe de symétrie de la chromodynamique quantique, tandis que le terme $SU(2) \times U(1)$ représente le groupe de symétrie unifiant les interactions faibles et électromagnétiques. L'invariance de jauge impose toutefois une masse nulle à ces bosons, si bien qu'il faut introduire un nouveau mécanisme, dit mécanisme de Higgs, pour donner une masse aux W^\pm et Z . Ce mécanisme engendre cependant l'apparition d'un nouveau boson de spin 0, le boson de Higgs. A l'heure actuelle, aucune preuve expérimentale n'est venue confirmer son existence. On suppose également que la gravité est transportée par un boson de spin 2, le graviton, bien qu'aucune théorie quantique satisfaisante de la gravité n'ait encore été développée.

Le Modèle Standard constitue un point de départ naturel dans la construction de théorie plus générales, les théories de grande unification (GUT), unifiant les interac-

¹Les charges électriques sont exprimées en multiples de la charge de l'électron, e .

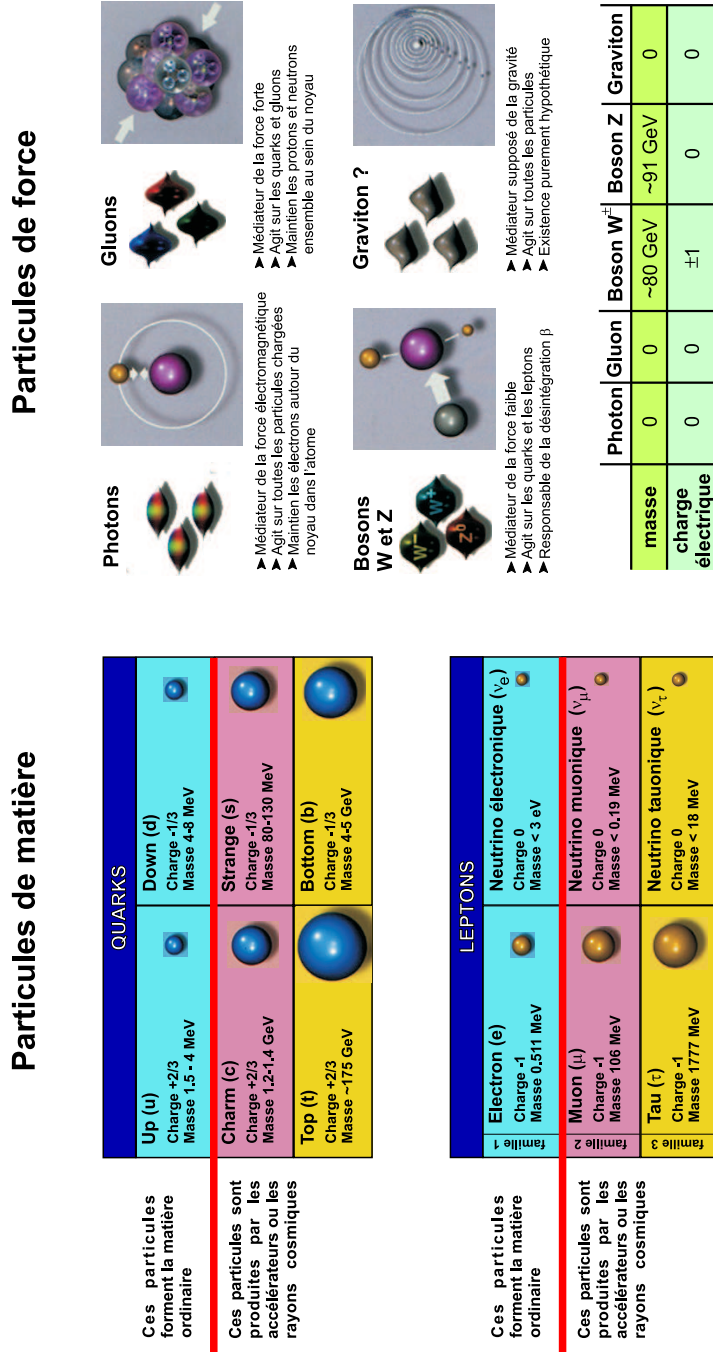


FIG. 1.1 – Les particules élémentaires et de leurs principales propriétés. Elles sont divisées en particules composant la matière, les quarks et les leptons (spin 1/2), et en particules transmettant les forces, appelées bosons de jauge (spin 1).

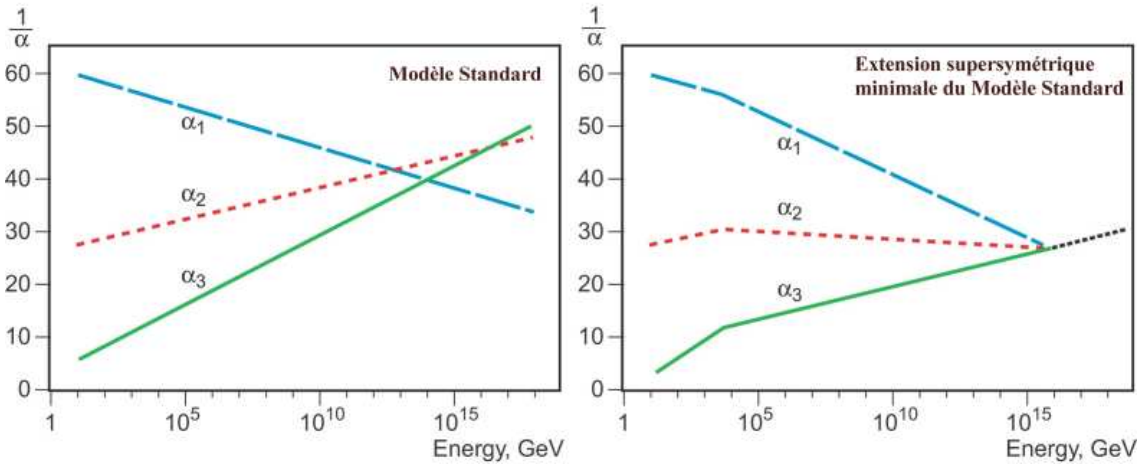


FIG. 1.2 – A gauche : Diagramme de l'évolution des constantes de couplage courantes du Modèle Standard associées au groupe $SU(3) \times SU(2) \times SU(1)$. A droite : l'évolution des mêmes constantes dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard, en supposant que la masse des particules supersymétriques soit de l'ordre du TeV. La convergence des trois lignes en un point peut être une indication de l'existence de particules supersymétriques, à moins que cela ne soit qu'une simple coïncidence.

tions fortes, faibles et électromagnétiques au sein d'un seul groupe de jauge. Le Modèle Standard émerge de ce type de théorie suite à une brisure spontanée de certaines symétries. La Figure 1.1 montre que les constantes de couplage évoluent vers un point commun aux alentours de 10^{16} GeV, à condition que l'extrapolation reste valable jusqu'à cette zone. Une analyse détaillée montre cependant que la convergence n'est pas parfaite, mais peut être améliorée en introduisant une nouvelle symétrie, la supersymétrie. Elle associe à chaque fermion un partenaire supersymétrique de spin 1 et à chaque boson un partenaire de spin 1/2. Il ne reste que la gravité, dont les effets deviennent comparables aux autres forces à une énergie voisine des 10^{19} GeV. La théorie la plus en vogue à l'heure actuelle, les supercordes, permet d'unifier la gravité aux autres forces. Dans cette théorie, les blocs fondamentaux de la matière sont des cordes unidimensionnelles dont les différents modes de vibration sont associés aux particules actuellement connues. La taille de ces cordes est de l'ordre de la constante de Planck si bien qu'elle nous apparaît comme des objets ponctuels. Ces différentes théories ne restent que purement spéculatives, aucune observation expérimentale n'étant encore venue confirmer leur validité.

1.2 La physique à deux photons

Ce mémoire sera consacré à l'étude de l'interaction forte, sans aucun doute la force la plus complexe et difficile à décrire. Les réactions à deux photons offrent un cadre expérimental propice à cette analyse, aussi bien dans le régime perturbatif que dans la région non-perturbative. Il est en effet possible, en vertu du principe d'incertitude, que deux photons fluctuent temporairement en paire quark-antiquark et interagissent au travers de ces fluctuations via la force forte. Le photon peut également se coupler directement au contenu hadronique de son partenaire par interaction électromagnétique. L'interaction faible ne jouant qu'un rôle secondaire dans ces processus, les réactions à deux photons permettent donc d'analyser en détail la force forte et la nature du photon, deux éléments fondamentaux de la nature. La présence de deux photons assure une dynamique généralement plus riche et complémentaire à celle des processus d'annihilation.

Notre étude de l'interaction forte se concentrera principalement sur les phénomènes non-perturbatifs, tels que les processus d'hadronisation dans la production inclusive de baryons ou la transition entre les régimes perturbatifs et non-perturbatifs dans la formation de paire de baryons à basse énergie. Ces analyses offre la possibilité de tester précisément et de perfectionner les différents modèles phénoménologiques employés pour décrire les effets non-perturbatifs. Certains aspects liés à la structure des hadrons seront également traités dans un sujet consacré à la recherche de baryons exotiques, les pentaquarks.

Nous aborderons le cadre théorique de l'interaction de deux photons dans le chapitre 2. Le dispositif expérimental utilisé sera présente au chapitre 3. Suivra une étude sur la production inclusive de baryons dans le chapitre 4, puis d'une analyse sur la production exclusive de baryons au chapitre 5. Les approfondissements théoriques liés à ces sujets seront donnés dans les chapitres correspondants. Une recherche sur la production de baryons exotiques, les pentaquarks, sera finalement discutée au chapitre 6.

Mentionnons pour terminer que nous utiliserons les "unités naturelles" tout au long de ce mémoire dans lesquelles $\hbar = c = 1$. Les énergies, les masses et les quantités de mouvement sont exprimées en électron-volt (eV), les longueurs et unités de temps en eV^{-1} . La charge électrique est sans dimension.

Chapitre 2

La physique des réactions photon-photon

“Une théorie que l’on soutient est une théorie qui tombe”

Inspiré de Talleyrand

2.1 Introduction

Contrairement à la théorie classique de Maxwell, dans laquelle la lumière est décrite comme une onde électromagnétique qui ne peut interagir avec elle-même, l'électrodynamique quantique ouvre la possibilité à la diffusion lumière - lumière. Le quanta du champ électromagnétique, le photon, peut en effet temporairement fluctuer en une paire de particules chargées auxquelles un autre photon peut se coupler. La diffusion photon-photon à l'ordre le plus simple s'effectue via une boucle de fermions, comme le montre la Figure 2.1a. Euler et Kockel [1] furent les premiers à calculer en 1935 la section efficace de cette réaction. Ils obtinrent :

$$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\gamma\gamma} \simeq 129 \left(\frac{W_{\gamma\gamma}}{m_e} \right)^6 \text{ nb} \quad (W_{\gamma\gamma} \leq m_e) \quad (2.1)$$

où m_e désigne la masse de l'électron et $W_{\gamma\gamma}$ celle du système des deux photons.

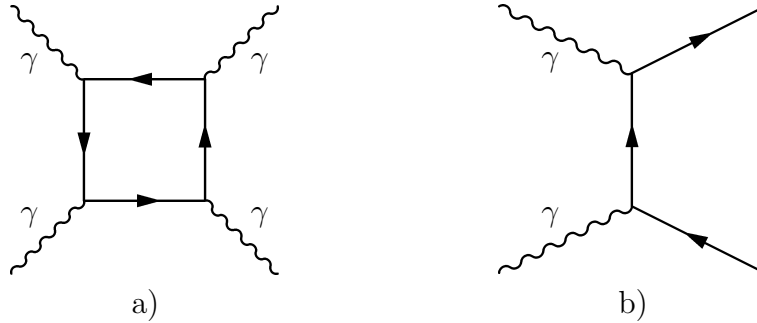


FIG. 2.1 – a) Diagrammes de la réaction de diffusion élastique $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ et b) du processus de diffusion photon-photon inélastique.

Pour des photons de quelques eV, correspondant à la lumière visible, la section efficace vaut environ 10^{-30} nb. Elle n'atteint des valeurs observables que pour des photons ayant une énergie proche de la masse de l'électron. Lorsque $W_{\gamma\gamma} > m_e$, les canaux de diffusion inélastiques deviennent accessibles (Figure 2.1b) et la section efficace croît jusqu'à quelques centaines de millibarns avant de diminuer à nouveau [2].

La difficulté expérimentale majeure consiste à trouver des sources de photons suffisamment intenses et énergétiques pour rendre les processus photon-photon observables. Fermi en 1924, puis Williams et Weizsäcker quelques années plus tard [3], proposèrent d'utiliser des particules chargées comme source de photons virtuels. L'énergie de ces photons étant proportionnelle à celle de la particule, ils imaginèrent qu'un faisceau d'électrons suffisamment accélérés devrait produire un flux de photons énergétiques. Plus le nombre d'électrons serait grand, plus le flux serait important. Cette idée est à la base de la physique photon-photon dans les collisionneurs e^+e^- où ces réactions sont étudiées via le processus

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X \quad (2.2)$$

avec γ^* un photon virtuel et X l'état final formé par les deux photons. En 1960, Low [4] proposa d'étudier le π^0 en le produisant dans ce que l'on nommait désormais les "collisions à deux photons". Peu de temps après, Calogero et Zermach [5] calculèrent la section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$. La première observation expérimentale du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ n'eut lieu qu'une dizaine d'années plus tard à Novosibirsk [6], suivi par celle de la production de paires de muons à Frascati [7]. De

nos jours, les machines e^+e^- restent les seuls outils permettant d'étudier efficacement les interactions à deux photons. Les densités et énergies de photons produits par les lasers ne sont pas encore suffisantes, mais il est fort probable qu'un collisionneur de photons réels soit construit dans un futur proche [8].

2.2 La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$

La contribution principale à la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ provient du diagramme multipériphérique (Figure 2.2a) décrivant la collision photon-photon : chaque électron émet un photon et ces derniers interagissent par la suite pour former le système X. Les processus de bremsstrahlung virtuel dans les diffusions Bhabha (Figure 2.2b) ou dans les processus d'annihilation (Figure 2.2d) ne donnent des contributions importantes que pour des photons de grande virtualité [9]. De plus, les processus où intervient l'annihilation $e^+e^- \rightarrow \gamma$ (Figure 2.2c et 2.2d) sont également supprimés à haute énergie à cause du propagateur du photon. Dans les cas que nous traiterons par la suite (photons quasi-réels), les diagrammes de bremsstrahlung et d'annihilation (b,c et d) peuvent être négligés.

2.3 Cinématique du processus à deux photons

La cinématique du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$, du moment que l'on ne s'intéresse pas à celle des états finaux X, est entièrement déterminée par les quadri-impulsions des électrons entrants p_i et sortants p'_i (Figure 2.3). Sept variables suffisent à décrire le système $\gamma\gamma$ pour des électrons non polarisés :

- les énergies E_i ($i = 1, 2$) des électrons entrants. En général, $E_1 = E_2 = E_b$.
- les énergies E'_i des électrons sortants.
- les angles de diffusion θ_i des électrons sortants.
- l'angle ϕ entre les deux plans de diffusion.

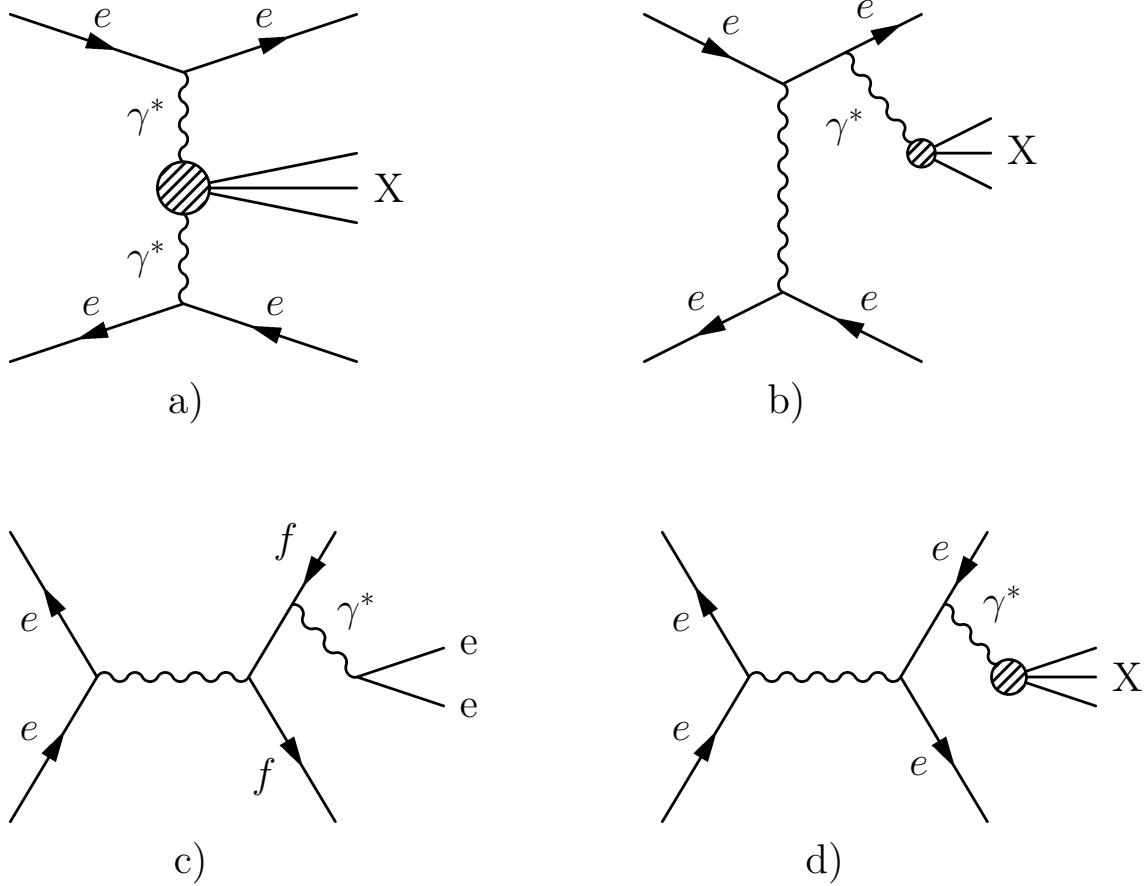


FIG. 2.2 – Les différents diagrammes de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ au premier ordre : a) collision photon-photon, b) brehmstrahlung virtuel dans la diffusion Bhabha, c) annihilation e^+e^- avec cascade photonique et d) brehmstrahlung virtuel après annihilation e^+e^- . Les diagrammes correspondants aux réactions b), c) et d) où le photon virtuel est émis par un électron incident ne sont pas montrés.

La virtualité Q_i^2 de chaque photon est définie comme l'opposé de la quadri-impulsion q_i^2 :

$$\begin{aligned} Q_i^2 &= -q_i^2 = -(p_i - p_i')^2 \\ &= -2m_e^2 + 2E_i E_i' \cdot \left(1 - \sqrt{\left[1 - \left(\frac{m_e}{E_i}\right)^2\right] \cdot \left[1 - \left(\frac{m_e}{E_i'}\right)^2\right]} \cdot \cos \theta_i \right) \\ &\simeq 2E_i E_i' (1 - \cos \theta_i) = 4E_i E_i' \sin^2\left(\frac{\theta_i}{2}\right) \quad \text{pour} \quad E_i, E_i' \gg m_e \end{aligned} \quad (2.3)$$

Pour des photons réels, la masse et la virtualité sont évidemment nulles. Lorsque $E_i' \simeq E_i$, l'impulsion transverse des électrons sortants $p_{ti} = E_i \sin \theta_i \simeq \sqrt{Q_i^2}$. L'énergie du centre de masse, \sqrt{s} , vaut :

$$\sqrt{s} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2} \quad (2.4)$$

et la masse invariante des deux photons, $W_{\gamma\gamma}$, est donnée par

$$W_{\gamma\gamma}^2 = (q_1 + q_2)^2 = \left(\sum_j E_{kj}\right)^2 - \left(\sum_j \vec{k}_j\right)^2 \quad (2.5)$$

la somme étant effectuée sur les j particules produites ayant une quadri-impulsion (E_{kj}, \vec{k}_j) .

Au niveau expérimental, la cinématique de l'événement n'est complètement connue que si les angles de diffusion des électrons sont assez grands pour que ces derniers soient détectés. Trois configurations sont possibles, suivant le nombre d'électrons observés :

- "No-tag" : aucun électron n'est détecté et les deux photons sont quasi-réels.
- "Single-tag" : un seul électron est détecté et la virtualité du photon qui l'a émis peut être calculée.
- "Double-tag" : les deux électrons sont détectés et non seulement les virtualités de chaque photon, mais également $W_{\gamma\gamma}$ et ϕ sont connus.

Le spectre des photons produits est très semblable à celui d'un rayonnement de freinage (bremsstrahlung) : les photons sont en grande majorité émis avec un petit angle par rapport aux électrons et une faible énergie. Les électrons sortants sont très peu déviés et continuent leur trajectoire non détectés dans le tube du faisceau. La grande majorité des événements correspond ainsi au cas no-tag, pour lequel les photons sont quasi-réels et l'état final est produit avec une impulsion transverse quasiment négligeable. En revanche, l'impulsion longitudinale peut être grande et n'a à priori

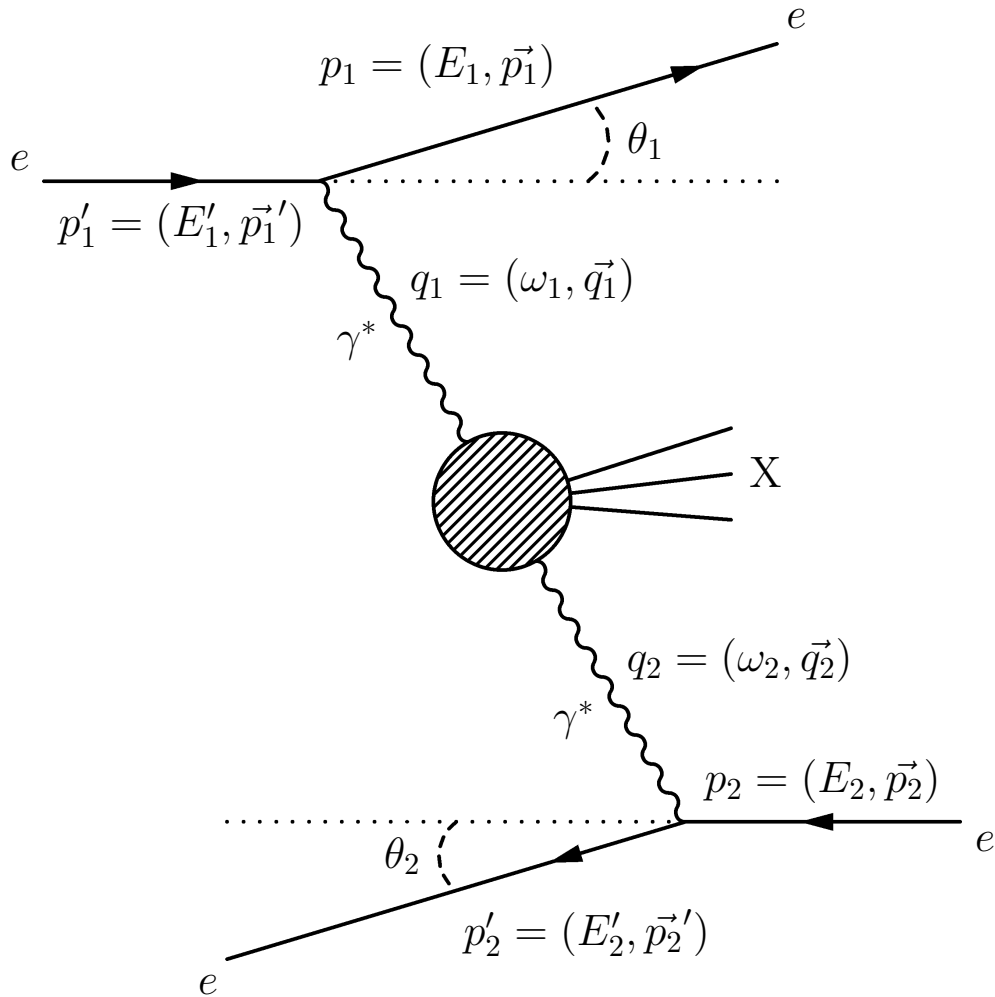


FIG. 2.3 – Cinématique de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$.

aucune raison d'être la même pour les deux photons. Les particules finales subissent donc un boost de Lorentz le long de l'axe du faisceau. Les collisions photon-photon ont finalement une géométrie plus proche de celle des interactions entre hadrons, dans lesquelles seul une partie des sous-constituants du hadron participent véritablement à des interactions, que de celle d'une réaction d'annihilation e^+e^- , où l'on se situe directement dans le centre de masse de la collision.

2.4 La structure d'hélicité de la section efficace

La collision photon-photon est un processus qui peut être divisé en deux étapes. Les électrons émettent tout d'abord des photons virtuels qui interagissent par la suite pour produire l'état final. Le calcul complet de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ suit le formalisme introduit par Budnev, Ginzburg, Meledin et Serbo (BGMS) [10], nous n'en exposerons ici que les principales étapes. L'élément de matrice de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ est donnée par

$$\mathcal{M}_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma^\mu u(p_1, s_1) \cdot \bar{v}(p'_2, s'_2) \gamma^\nu v(p_2, s_2) \cdot \frac{e^2}{q_1^2 q_2^2} \cdot M_{\mu\nu} \quad (2.6)$$

avec p_i les quadri-impulsions des électrons, s_i leurs spins et q_i les quadri-impulsions des photons. Le quadri-vecteur q_i^2 étant négatif, il sera systématiquement remplacé par la virtualité $Q_i^2 = -q_i^2$ (q_i reste bien évidemment q_i). Les deux premiers facteurs de l'équation (2.6) décrivent l'émission d'un photon par un électron, le troisième la propagation des photons et le tenseur $M_{\mu\nu}$ la fusion des deux photons en un état final X . Cette transformation dépendant de la polarisation des photons, le tenseur $M_{\mu\nu}$ peut s'exprimer comme une somme de matrices M_{ab} décrivant chacune la transition $\gamma\gamma \rightarrow X$ pour des photons de polarisation a et b :

$$M_{\mu\nu} = \sum_{a,b} (-1)^{a+b} \epsilon_{1\mu}^*(a) \epsilon_{2\nu}^*(b) M_{ab} \quad , \quad M_{ab} = \epsilon_1^{\mu'}(a) \epsilon_2^{\nu'}(b) M_{\mu'\nu'} \quad (2.7)$$

Nous utiliserons par la suite la base d'hélicité qui comporte deux polarisations transverses (T), d'hélicité ± 1 , et une polarisation longitudinale (L), d'hélicité 0. Les éléments M_{ab} déterminent la structure en hélicité du processus $\gamma\gamma \rightarrow X$.

La section efficace différentielle vaut :

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma} = \frac{1}{4\sqrt{X_{ee}}} \sum_{\text{pol.}} |\mathcal{M}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(q_1 + q_2 - \sum k_i) d\Gamma \frac{d^3 \vec{p}'_1}{(2\pi)^3 2E'_1} \frac{d^3 \vec{p}'_2}{(2\pi)^3 2E'_2} \quad (2.8)$$

où $X_{ee} = (p_1 p_2)^2 - p_1^2 p_2^2$ désigne le facteur de flux des électrons. La somme sur la polarisation parcourt tous les états de spin des électrons sortants et est moyennée sur les spins des électrons entrants. L'élément de l'espace de phase $d\Gamma$ des i -particules finales de quadri-impulsion $k_i = (E_{ki}, \vec{k}_i)$ est donné par :

$$d\Gamma = \sum_{\text{tous les spins}} \prod_i \frac{d^3 \vec{k}_i}{(2\pi)^3 2E_{ki}} \quad (2.9)$$

Le calcul de la contribution des vertex $ee\gamma$ conduit à l'expression suivante pour $\sum |\mathcal{M}|^2$:

$$\sum_{\text{pol.}} |\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{Q_1^2 Q_2^2} \rho^{\mu\mu'} \rho^{\nu\nu'} M_{\mu\nu} M_{\mu'\nu'}^* \quad (2.10)$$

avec

$$\begin{aligned} \rho^{\mu\nu} &= \frac{1}{2Q_i^2} \sum_{s,s'} [\bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma_\mu u(p_1, s_1)] [\bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma_\nu u(p_1, s_1)]^* \\ &= \frac{1}{Q_i^2} [-g^{\mu\nu} Q_i^2 + 2(p_i^\mu p_i^\nu + p_i'^\mu p_i'^\nu)] \end{aligned} \quad (2.11)$$

Les matrices $\rho^{\mu\nu}$ peuvent être interprétées comme des matrices (non-normalisées) de densité de photons générés par les électrons. Elles sont définies dans la base d'hélicité par les relations

$$\rho_i^{ab} = (-1)^{a+b} \epsilon_i^\mu(a) \rho_{i,\mu\nu} \epsilon_i^{\nu*}(b) \quad \rho_i^{\mu\nu} = \sum_{a,b} \epsilon_i^\mu(a) \rho^{ab} \epsilon_i^{\nu*}(b) \quad (2.12)$$

Le détail des ces transformations ainsi que l'ensemble des matrices ρ^{ab} se trouvent dans la Référence [10]. A l'aide de 2.8 et 2.10, on réécrit la section efficace différentielle :

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma} = \frac{\alpha^2}{4Q_1^2 Q_2^2 \sqrt{X_{ee}}} \rho^{\mu\mu'} \rho^{\nu\nu'} M_{\mu\nu} M_{\mu'\nu'}^* \delta^4(q_1 + q_2 - \sum k_i) \frac{d^3 \vec{p}'_1}{E'_1} \frac{d^3 \vec{p}'_2}{E'_2} d\Gamma \quad (2.13)$$

L'intégration sur les états finaux fait apparaître le tenseur :

$$W_{\mu\nu\mu'\nu'} = \int M_{\mu\nu} M_{\mu'\nu'}^* \delta^4(q_1 + q_2 - \sum k_i) d\Gamma \quad (2.14)$$

Dans sa forme la plus générale, un tenseur de ce type a 256 composantes indépendantes. Différentes lois de conservation vont toutefois réduire ce nombre. Leur action étant plus explicite dans la base d'hélicité des photons, nous définissons le tenseur $W_{a'b',ab}$ en vertu de (2.7) :

$$W_{a'b',ab} = \epsilon_1^{*\mu'}(a') \epsilon_2^{*\nu'}(b') W_{\mu'\nu',\mu\nu} \epsilon_1^\mu(a) \epsilon_2^\nu(b) \quad (2.15)$$

chaque indice a, b, a', b' parcourant les trois polarisations possible $(-1, 0, +1)$. La conservation du courant électromagnétique $q_\mu \epsilon^\mu = 0$ ne laisse que 81 composantes indépendantes. La conservation du moment angulaire ($a + b = a' + b'$) ainsi que l'invariance sous transformation de parité ($W_{a'b',ab} = W_{-a'-b',-a-b}$) et sous renversement du temps ($W_{a'b',ab} = W_{ab,a'b'}$) réduit finalement à 8 ce nombre. Les combinaisons suivantes sont choisies :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{TT}} &= \frac{1}{\sqrt[4]{X_{\gamma\gamma}}} (W_{++;++} + W_{+-;+-}) & \sigma_{\text{LL}} &= \frac{1}{\sqrt{X_{\gamma\gamma}}} W_{00,00} \\ \sigma_{\text{TL}} &= \frac{1}{\sqrt{X_{\gamma\gamma}}} W_{+0,+0} & \sigma_{\text{LT}} &= \frac{1}{\sqrt{X_{\gamma\gamma}}} W_{0+,0+} \\ \tau_{\text{TT}} &= \frac{1}{\sqrt[4]{X_{\gamma\gamma}}} W_{++;--} & \tau_{\text{TL}} &= \frac{1}{\sqrt[4]{X_{\gamma\gamma}}} (W_{++;00} + W_{0+;-0}) \\ \tau_{\text{TT}}^a &= \frac{1}{\sqrt[4]{X_{\gamma\gamma}}} (W_{++;++} - W_{+-;+-}) & \tau_{\text{TL}}^a &= \frac{1}{\sqrt[4]{X_{\gamma\gamma}}} (W_{++;00} - W_{0+;-0}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

avec $X_{\gamma\gamma} = (q_1 q_2)^2 - Q_1^2 Q_2^2$ le facteur de flux des deux photons. Lorsque les photons sont quasi-réels, autrement dit pour $Q_i^2 \rightarrow 0$, ces structures de fonction tendent vers :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{TT}}(Q_1^2, Q_2^2, W_{\gamma\gamma}) &\rightarrow \sigma_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}) & \sigma_{\text{TL}} &\propto Q_2^2 & \sigma_{\text{LT}} &\propto Q_1^2 & \sigma_{\text{LL}} &\propto Q_1^2 Q_2^2 \\ \tau_{\text{TT}}(Q_1^2, Q_2^2, W_{\gamma\gamma}) &\rightarrow \tau_{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}) & \tau_{\text{TL}} &\propto \sqrt{Q_1^2 Q_2^2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

De plus, la symétrie du processus à deux photons requiert :

$$\sigma_{\text{TL}}(Q_1^2, Q_2^2, W_{\gamma\gamma}) = \sigma_{\text{LT}}(Q_2^2, Q_1^2, W_{\gamma\gamma}) \quad (2.18)$$

si bien que seul 7 fonctions de structure sont réellement indépendantes. Elles ne contiennent que les invariants Q_1^2, Q_2^2 et $W_{\gamma\gamma}$, autrement dit des quantités calculables à partir de p_i et p'_i ($i = 1, 2$). En se servant des relations (2.12), (2.13), (2.15) et (2.16), la section efficace différentielle dans la base d'hélicité s'écrit :

$$\begin{aligned}
d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = & \frac{\alpha^2}{16\pi^4 Q_1^2 Q_2^2} \sqrt{\frac{X_{\gamma\gamma}}{X_{ee}}} \cdot \left[4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{\text{TT}} + \right. \\
& 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{\text{TL}} + 2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{\text{LT}} + \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{\text{LL}} + 2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}| \\
& \left. \tau_{\text{TT}} \cos 2\tilde{\phi} - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{\text{TL}} \cos \tilde{\phi} + A\tau_{\text{TT}}^a + B\tau_{\text{TS}}^a \right] \frac{d^3\vec{p}'_1}{E'_1} \frac{d^3\vec{p}'_2}{E'_2}
\end{aligned} \tag{2.19}$$

avec $\tilde{\phi}$ l'angle entre les plans de diffusion des deux électrons dans le référentiel du centre de masse des deux photons. Les constantes A et B dépendent de la polarisation des électrons entrants et sortants. Par la suite, nous ne considérerons que des électrons non polarisés pour lesquels $A = B = 0$. Les quantités σ et τ donnent respectivement les sections efficaces et les terme d'interférence du processus $\gamma\gamma \rightarrow X$ en fonction de la polarisation transverse (T) ou longitudinale (L) des photons. En dehors de la production de paire de leptons, ces grandeurs ne sont pas calculable analytiquement et doivent être mesurées.

2.5 Approximations de la section efficace

La structure relativement compliquée de la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ peut souvent être simplifiée. Lorsque les photons émis par les électrons sont quasiment réels, $Q_i^2 \simeq 0$, seul les photons transverses contribuent significativement à la section efficace. De plus, si les électrons sortants ne sont pas détectés, l'angle azimutal entre les photons n'est pas mesurable et le terme d'interférence τ_{TT} disparaît après l'intégration sur $\tilde{\phi}$. Nous allons passer en revue deux approximations couramment utilisées : l'approximation du photon équivalent et l'approximation du photon équivalent améliorée. La première permet d'obtenir des formules analytiques et des estimations relativement fiables sur les section efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow X)$ une fois $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)$ connu et vice-versa. La seconde approximation offre des résultats plus précis mais fait appel à des méthodes numériques.

2.5.1 Approximation du photon équivalent

Dans l'approximation du photon équivalent (EPA), on suppose que les photons sont quasi-réels et que l'angle $\tilde{\phi}$ entre les deux électrons n'est pas mesuré. La section efficace (2.19) se réduit alors à :

$$\sigma_{\text{EPA}}(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \frac{\alpha^2}{16\pi^4 Q_1^2 Q_2^2} \sqrt{\frac{X_{\gamma\gamma}}{X_{ee}}} \cdot 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{\text{TT}} \frac{d^3\vec{p}'_1}{E'_1} \frac{d^3\vec{p}'_2}{E'_2} \quad (2.20)$$

avec

$$\rho_1^{++} = \frac{(2p_1q_2 - q_1q_2)^2}{(q_1q_2)^2 - Q_1^2 Q_2^2} + 1 - \frac{4m_e^2}{Q_1^2}, \quad \rho_2^{++} = \rho_1^{++}(1 \rightarrow 2) \quad (2.21)$$

Une fonction de luminosité $\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}$ pour les photons transverses est définie par :

$$\frac{d^5\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}}{dx_1 dx_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi_{12}} = \frac{\alpha^2}{16\pi^3} \frac{E'_1 E'_2}{Q_1^2 Q_2^2} \sqrt{X_{\gamma\gamma}} 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \quad (2.22)$$

avec $x_i = \omega_i/E_i$ l'énergie normalisée des photons par rapport à celle des électrons incidents. La section efficace (2.20) se réécrit :

$$\frac{d^5\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X)}{dx_1 dx_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi_{12}} = \frac{d^5\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}}{dx_1 dx_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi_{12}} \sigma_{\text{TT}}(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.23)$$

autrement dit comme le produit de la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow X$ et d'un flux de photons évaluable en QED. La fonction de luminosité n'est généralement pas calculable analytiquement car les termes ρ_1^{++} et ρ_2^{++} contiennent des variables des deux photons (équation 2.21). Toutefois, lorsque $Q_i^2 \rightarrow 0$ et $Q_i^2 \ll W_{\gamma\gamma}$, ces matrices de densité se simplifient et ne dépendent plus que du photon considéré :

$$\rho_i^{++} = \frac{2E_i(E_i - x_i)}{x_i^2} + 1 + \frac{2m_e^2}{Q_i^2} \quad \text{pour } W_{\gamma\gamma} \gg Q_i^2 \simeq 0 \quad (2.24)$$

La fonction de luminosité peut alors se factoriser en un produit de deux flux venant chacun d'un vertex $ee\gamma$. Après intégration sur les variables angulaires, la fonction de luminosité (2.23) s'écrit comme un produit :

$$\frac{d^2\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}}{dx_1 dx_2} = \frac{dN_\gamma(x_1)}{dx_1} \frac{dN_\gamma(x_2)}{dx_2} \quad (2.25)$$

avec

$$\frac{dN_\gamma(x_i)}{dx_i} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{x_i} \left[(1 + (1 - x_i)^2) \ln\left(\frac{Q_{i,\text{max}}^2}{Q_{i,\text{min}}^2}\right) - 2m_e^2 x_i^2 \left(\frac{1}{Q_{i,\text{min}}^2} - \frac{1}{Q_{i,\text{max}}^2} \right) \right] \quad (2.26)$$

Cette factorisation est connue sous le nom d'approximation de Wiezsäcker-Williams ou approximation du photon équivalent (EPA). Les limites $Q_{i,min}^2$ et $Q_{i,max}^2$ sont fixées par les conditions expérimentales. Si l'électron diffusé n'est pas détecté, $Q_{i,min}^2$ atteint la limite cinématique de l'équation (2.3) pour $\theta = 0$:

$$Q_{i,min}^2 = \frac{x_i}{(1-x_i)} m_e^2 + \mathcal{O}(m_e^4) \quad (2.27)$$

La valeur de $Q_{i,max}^2$ est déterminée soit par l'angle maximal de diffusion permis, $\theta_{i,max}$, soit par un cut-off effectif tel que la masse du ρ . Si l'électron sortant est diffusé dans une région $\theta_{i,min} < \theta_i < \theta_{i,max} \ll 1$, alors $Q_{i,min}^2/Q_{i,max}^2 = \theta_{i,min}^2/\theta_{i,max}^2$. La luminosité transverse s'exprime généralement en fonction de la variable $z = W_{\gamma\gamma}/\sqrt{s}$ (ou $W_{\gamma\gamma}$) en intégrant 2.26 avec la contrainte $z^2 = x_1 x_2$. La fonction résultante $d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{TT}/dz$ est tracée dans la Figure 2.4a en fonction de z pour différentes énergies de faisceau et dans la Figure 2.4b en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour z fixé. On observe le comportement typique d'un spectre de rayonnement de freinage : la fonction croît rapidement lorsque z s'approche de zéro et augmente logarithmiquement avec l'énergie pour $z = cste$. En résumé, le système $\gamma\gamma$ est principalement constitué de deux photon de faible énergie.

2.5.2 Approximation EPA améliorée

L'approximation du photon équivalent est utile pour certains calculs analytiques mais se révèle trop imprécise lorsque la virtualité des photons devient importante. Elle ne tient ni compte des fonctions de structure impliquant des photons longitudinaux ni de la dépendance en Q_i^2 des sections efficaces. Le photon peut en effet fluctuer en un méson vecteur ($\rho, \omega, \phi, \dots$) si bien que l'extrapolation de la section efficace pour des photons réels $\sigma(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, Q_2^2) \rightarrow \sigma(W_{\gamma\gamma}, 0, 0)$ doit tenir compte des virtualités Q_1^2 et Q_2^2 . L'approximation EPA améliorée [11] prend en compte ces effets. Elle suppose que l'angle ϕ entre les électrons sortants n'est pas mesuré, si bien que les termes τ disparaissent après intégration. La section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ s'écrit comme :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \int dz \sum_{a,b=L,T} \mathcal{L}_{ab}(z) \sigma_{ab}(W_{\gamma\gamma} = z\sqrt{s}, Q_1^2, Q_2^2) \quad (2.28)$$

La dépendance en $W_{\gamma\gamma}$ et Q_i^2 de la section peut être factorisée lorsque $Q_i^2 \ll W_{\gamma\gamma}$:

$$\sigma_{ab}(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, Q_2^2) = F_a(Q_1^2) F_b(Q_2^2) \sigma_{ab}(W_{\gamma\gamma}, 0, 0) \quad (2.29)$$

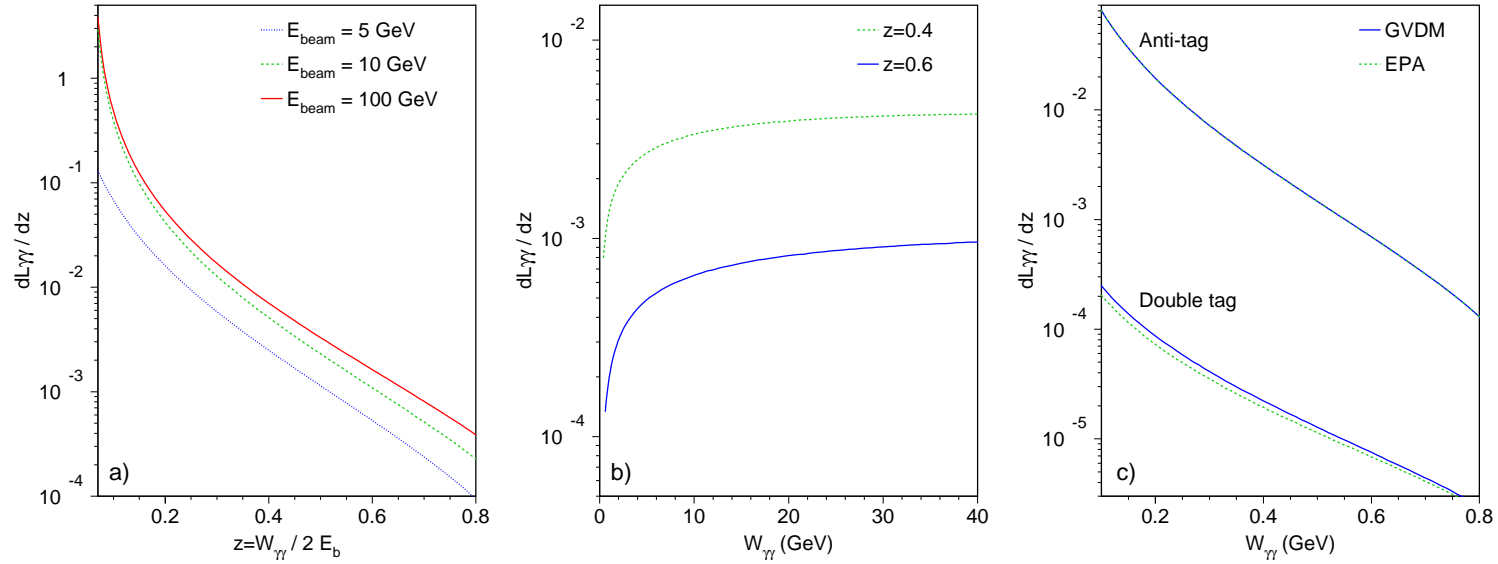


FIG. 2.4 – La fonction de luminosité différentielle $d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}/dz$ évaluée avec l’approximation EPA pour le cas no-tag a) en fonction de z pour \sqrt{s} fixé et b) en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour z fixé. Un angle $\theta_{max} = 31$ mrad, typique des détecteurs présents au LEP, est utilisé dans le calcul. On observe que cette fonction croît rapidement lorsque z s’approche de zéro et augmente logarithmiquement avec l’énergie lorsque z est fixé. c) Comparaison entre les fonctions de luminosité calculées avec la formule EPA (ligne traitillée) et EPA améliorées utilisant un facteur de forme GVDM (ligne pleine) pour des conditions d’anti-tag (courbes du haut) et de double-tag (courbes du bas). La condition d’anti-tag est définie par $\theta < 31$ mrad et celle de double-tag par $31 \text{ mrad} < \theta < 72$ mrad. Le deux approches fournissent des résultats quasiment identiques dans les conditions d’anti-tag mais des différences apparaissent dans le cas double-tag.

avec $F_a(Q_1^2)$ et $F_b(Q_2^2)$ des facteurs de forme décrivant la dépendance en Q_1^2, Q_2^2 de la section efficace. Dans ce cas, l'équation (2.28) devient

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-X) = \int dz \mathcal{L}(z) \sigma_{ab}(W_{\gamma\gamma} = z\sqrt{s}, 0, 0) \quad (2.30)$$

avec la fonction de luminosité \mathcal{L}

$$\mathcal{L}(z) = \frac{1}{z} \int \frac{dx_1}{x_1} \sum_{a,b=L,T} [f_a(x_1, Q_1^2) F_a(Q_1^2) + f_b(x_2, Q_2^2) F_b(Q_2^2)] \quad (2.31)$$

$$f_T(x, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \left\{ \frac{1 + (1-x)^2}{Q^2} - \frac{2m_e^2 x^2}{Q^4} \right\} \quad f_L(x, Q^2) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1-x}{Q^2} \quad (2.32)$$

Plusieurs facteurs de forme $F_T(Q^2)$ et $F_L(Q^2)$ ont été proposées. Nous utiliserons une paramétrisation basée sur le modèle GVDM (general vector-meson dominance) :

$$F_T(Q^2) = \frac{0.75}{(1 + \frac{Q^2}{m_1^2})^2} + \frac{0.25}{1 + \frac{Q^2}{m_2^2}}$$

$$F_L(Q^2) = 0.25 \left\{ \frac{0.75}{(1 + \frac{Q^2}{m_1^2})^2} \frac{Q^2}{m_1^2} + 0.25 \left[\frac{m_2^2}{Q^2} \ln(1 + \frac{Q^2}{m_2^2}) - \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{m_2^2}} \right] \right\} \quad (2.33)$$

avec $m_1^2 = 0.54 \text{ GeV}^2$ et $m_2^2 = 1.8 \text{ GeV}^2$. Suivant le choix du facteur de forme (VDM, ρ -pole,...), le calcul de la luminosité peut varier de 5% [11]. La fonction de luminosité calculée avec la formule EPA et EPA améliorées est tracée dans la Figure 2.4c pour des conditions d'anti-tag et de double-tag. Les résultats sont quasiment identiques pour des photons de faible virtualité (anti-tag) mais de nettes différences apparaissent lorsque la virtualité augmente (double-tag). Dans la pratique, l'utilisation de la formule EPA simple est suffisante pour la majorité des applications.

2.6 La physique à deux photons

Nous avons vu précédemment que les machines e^+e^- se révèlent être d'excellents collisionneurs photon-photon, bien qu'ils soient essentiellement destinés à l'étude des processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow X$. Tandis que la section efficace d'annihilation décroît avec l'énergie en dehors du pic du Z , celle des interactions photon-photon augmente selon $\ln^3(\sqrt{s})$ pour des photons quasi-réels. Il en résulte que pour $\sqrt{s} \gg m_Z$, la

production de hadrons aux énergies de fonctionnement du LEP est clairement dominée par les processus à deux photons, comme le montre la Figure 2.5. Les interactions faibles ne jouant qu'un rôle secondaire dans ce genre de réactions, les collisions $\gamma\gamma$ constituent un environnement propice à l'étude de l'interaction forte et du photon, deux éléments fondamentaux de la nature. Il s'agit en outre d'un bruit de fond important pour une multitude de réactions qu'il est important de connaître. La liste suivante, loin d'être exhaustive, donne quelques aspects qu'il est possible d'étudier dans les interactions à deux photons :

- la production de paire de leptons, qui sert entre autres de test aux prédictions de la QED.
- la formation de résonance $C = +1$, qui permet l'étude de la structure des mésons ou la recherche de glueball, un état lié de gluons. Ces résonances ne peuvent être directement produites lors d'une annihilation e^+e^- .
- la détermination de la fonction de structure du photon dont la forme asymptotique devrait permettre la détermination de la constante Λ_{QCD} [12].
- la réaction $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$, notamment la production de particules de grande impulsion transverse et la formation de quarks lourds, qui permet de mieux comprendre la structure hadronique du photon et de tester les prédictions de la QCD. Elle ouvre en outre la possibilité d'analyser en détail les phénomènes d'hadronisation.
- la formation de paire de mésons ou de baryons, qui permet l'étude des mécanismes de production à basse masse et des modèles phénoménologiques utilisés pour décrire les effets non-perturbatifs.
- la recherche de nouvelles particules sensibles à l'interaction électromagnétique ou pouvant être produite par paires dans une collision à deux photons.

Des précisions et des approfondissements supplémentaires se trouvent dans plusieurs revues de référence [13]. Dans le reste de cet exposé, nous ne nous concentrerons que sur les trois derniers thèmes, à savoir la production inclusive de hadrons, la formation exclusive de paires de baryons et la recherche d'états exotiques. Avant de les examiner plus en détail, nous allons présenter le dispositif expérimental.

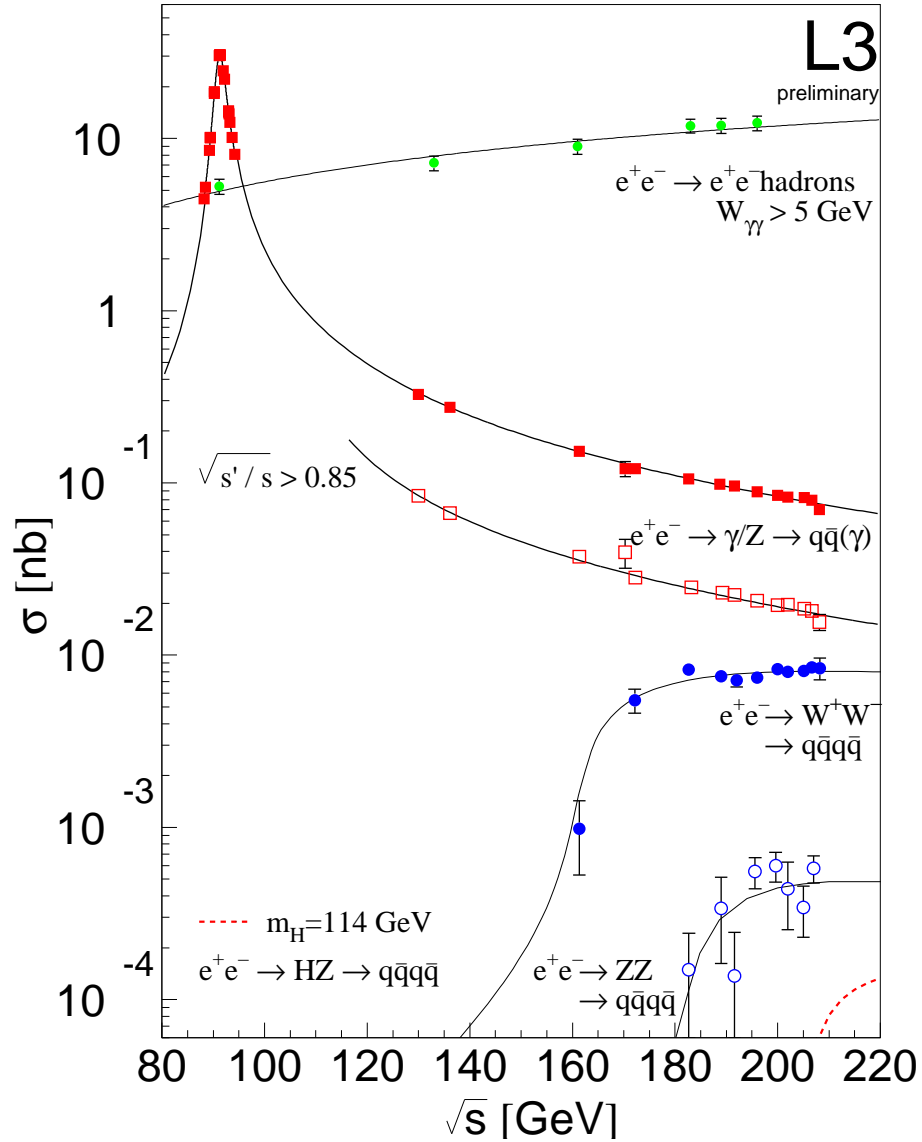


FIG. 2.5 – Les sections efficaces des principaux processus étudiés au LEP en fonction de l'énergie du centre de masse, \sqrt{s} . Les courbes donnent les prédictions théoriques et les points représentent les mesures effectuées par L3. A haute énergie, la production de hadrons est clairement dominée par la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$.

Chapitre 3

Le dispositif expérimental

“Un expert est une personne qui a fait toutes les erreurs qui peuvent être faites dans un domaine très étroit.”

Niels Bohr

Ce chapitre est consacré à la présentation du collisionneur électron-positron LEP (Large Electron Positron collider), de son mode de fonctionnement et de l'expérience L3. De nombreux articles leur ayant déjà été consacrés, nous nous contenterons d'en commenter leurs caractéristiques principales et leurs performances.

3.1 Le LEP

Le "Grand collisionneur d'électrons et de positrons" LEP [14] a été le plus grand et le plus puissant accélérateur e^+e^- qui ait été construit au CERN à ce jour. Il se situait à Genève, dans un tunnel de 27 km de circonférence, passant sous la frontière franco-suisse entre 50 et 150 mètres de profondeur. Quatre grands détecteurs ont été placés le long de son tracé : DELPHI, OPAL, ALEPH et L3. Leur répartition géographique est montrée sur la Figure 3.1. Cet ensemble a permis de tester très précisément les prévisions du Modèle Standard, en étudiant notamment la production du boson Z ou de paires W^+W^- dans les interactions e^+e^- . Comme nous l'avons mentionné auparavant,

le LEP servait également de collisionneur photon-photon via le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$.

Les premières études de faisabilité du LEP ont commencées en 1976 [15] et sa construction démarra en 1983. La première collision e^+e^- eut lieu en août 1989 à une énergie de centre de masse, \sqrt{s} , proche de la masse du Z. Le programme se termina en Novembre 2000, après qu'une énergie record $\sqrt{s} = 209$ GeV soit atteinte. Le LEP fut finalement démonté pour faire place au "Grand Collisionneur de Hadrons", le LHC.

Nous allons commencer la description du LEP par son système d'injection, représenté schématiquement sur la Figure 3.1 et chargé de produire et pré-accélérer 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 photo-conversion. Ces positrons et d'autres paquets d'électrons sont ensuite accélérés jusqu'à 600 MeV par un second LINAC, puis injectés dans un anneau d'accumulation (EPA). La chaîne de pré-accélération se poursuit avec le synchrotron à protons (PS), où les paquets de particules 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.

Le LEP constitue le maillon final de cette chaîne et sert autant d'accélérateur que d'anneau de stockage. Il est divisé en 16 sections, 8 droites et 8 courbes. Les parties courbes contiennent environ 3000 aimants dipolaires chargés de maintenir les faisceaux sur leurs orbites et 2000 aimants quadrupolaires et sextupolaires utilisés pour la focalisation. Les particules circulent dans un tube en aluminium ovale de 13 cm sur 7 cm de section, à l'intérieur duquel un vide d'environ $10^{-9} - 10^{-10}$ Torr est maintenu. A l'origine, 128 cavités radio-fréquence étaient utilisées pour accélérer les électrons et compenser la perte d'énergie due au rayonnement synchrotronique. Cette perte augmente avec la quatrième puissance de l'énergie des électrons, passant de 117 MeV/tour pour un électron de 45 GeV à 2.85 GeV/tour pour un électron de 100 GeV. Avec le temps, de nouvelles cavités supraconductrices en niobium furent progressivement installées pour augmenter l'énergie disponible dans le centre de masse. Au final, le LEP comptait 56 cavités en cuivre et 288 cavités en niobium fournissant une tension accélératrice totale avoisinant les 3650 MV. Chaque faisceau est constitué de 4 paquets de particules (ce nombre augmenta à 8 ou 12 entre 1992 et 1995), comptant en moyenne

$5 \cdot 10^{11}$ particules. A un point fixé, les électrons et positrons se croisent toutes les 22 μs en mode 4 paquets.

Durant sa première phase d'exploitation, appelée LEP 1 (1989 - 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 dans les quatre détecteurs du LEP a permis la détermination des paramètres électro-faibles avec une précision sans précédent. 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 $\sqrt{s} = 161 - 209 \text{ GeV}$. Un résumé de la luminosité intégrée fournie par le LEP pour chaque année est donnée dans le tableau 3.1. L'énergie du faisceau est principalement mesurée à l'aide d'une méthode basée sur la dépolarisation résonante [16]. Celle-ci permet d'atteindre une précision de 1 MeV à LEP1 et d'environ 25 MeV à LEP2. Une série de sondes mesurant le champ magnétique à l'intérieur de certains aimants dipolaires par résonance magnétique nucléaire a été installée durant l'année 1999 [17]. Ce système a permis d'améliorer la précision sur l'énergie du faisceau d'un facteur deux pour la dernière année de prise de données.

Lorsque les faisceaux ont atteint l'énergie souhaitée, ils entrent en collision aux 4 points d'interaction. Sur chacun de ces points se trouve une expérience : DELPHI, OPAL, ALEPH et L3. C'est dans cette dernière que nous avons effectué ce travail de thèse.

3.2 Le détecteur L3

L'expérience L3 [18] est un détecteur généraliste, conçu pour étudier les interactions e^+e^- de 90 GeV à 200 GeV, en mesurant avec précision l'énergie et la position des électrons, muons et photons aussi bien à basse qu'à haute énergie. Une illustration générale de L3 et de sa partie interne sont données dans les Figures 3.2, 3.2 et 3.4. De conception assez classique, cette expérience est composée de plusieurs détecteurs emboîtés les uns autour des autres, formant un cylindre couché d'approximativement 14 mètres de long et 16 mètres de diamètre. Une des particularités de L3 est de posséder un aimant octogonal de 7800 tonnes formant la couche la plus externe du détecteur, plongeant ce dernier dans un champ magnétique uniforme de 0.5 Tesla orienté parallèlement à

Année	Energie (GeV)	Luminosité (pb^{-1})	Nombre de paquets
1989	44,1 - 47,1	2	4
1990	44,1 - 47,1	12	4
1991	44,3 - 46,9	19	4
1992	45,6	29	4/8
1993	44,7 - 46,5	40	8
1994	45,6	65	8
1995	44,7 - 70	46	8/12
1996	80,5 - 86	25	4
1997	91 - 92	73	4
1998	94,5	200	4
1999	98 - 102	254	4
2000	100 - 104,5	233	4

TAB. 3.1 – L'énergie du faisceau, la luminosité délivrée à chaque expérience et le nombre de paquets d'électrons et positrons par faisceau pour les différentes années de fonctionnement du LEP. On distingue généralement deux phases d'exploitation : LEP 1 (1989-1995) avec des énergies proches de la masse du Z et LEP 2 (1996-2000) à plus haute énergie.

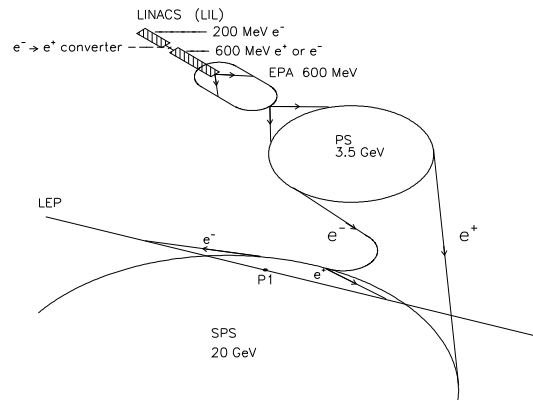
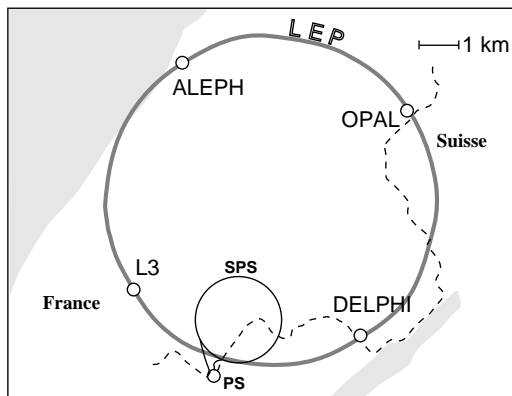


FIG. 3.1 – Gauche : situation du LEP et position des 4 points d'interaction sur lesquels se situent les détecteurs DELPHI, OPAL, ALEPH et L3. Droite : schéma de la chaîne d'injecteurs et de pré-accelérateurs du LEP.

l'axe du faisceau. La bobine de l'aimant, mesurant 11.9 mètres de long et 13.6 mètres de diamètre, compte 168 spires d'aluminium et pèse 1100 tonnes. Le retour du flux magnétique est assuré par 5600 tonnes d'acier. Du point d'interaction aux parties les plus externes, les particules rencontrent successivement :

- le système de détection de traces, comprenant le détecteur de microvertex au silicium (SMD), la chambre à expansion temporelle (TEC) et les chambres Z.
- le calorimètre électromagnétique (ECAL)
- les scintillateurs (SCINT)
- le calorimètre hadronique (HCAL)
- les chambres à muons (MUCH)

En plus de ce dispositif, trois calorimètres avant-arrière sont installés de part et d'autre du point d'interaction : les moniteurs de luminosité (LUMI), les anneaux de plomb actif (ALR) et les détecteurs à très petit angle (VSAT). Notons finalement qu'une partie de ces détecteurs est installée à l'intérieur d'un tube support de 32 mètres de long et 4,5 mètres de diamètre. Ce tube sépare la partie "interne" du détecteur de la partie "externe". Il est également d'usage de distinguer le "tonneau", formant la partie cylindrique centrale du détecteur, des "bouchons" qui viennent fermer l'angle solide.

Avant de décrire plus en détail les différents composants du détecteur, définissons rapidement le système d'axe orthonormé (x,y,z) utilisé à L3 : l'axe x pointe vers le centre du LEP, l'axe y vers le plafond et l'axe z est orienté parallèlement aux faisceaux, dans la direction des électrons. L'origine du repère se situe sur le point d'interaction e^+e^- . L'angle polaire θ , mesuré à partir de l'axe z positif, varie de 0° à 180° , tandis que l'angle azimutal ϕ , mesuré à partir de l'axe x positif, varie de 0° à 360° . Un résumé de la couverture angulaire balayée par ces détecteurs est donné dans le tableau 3.2.

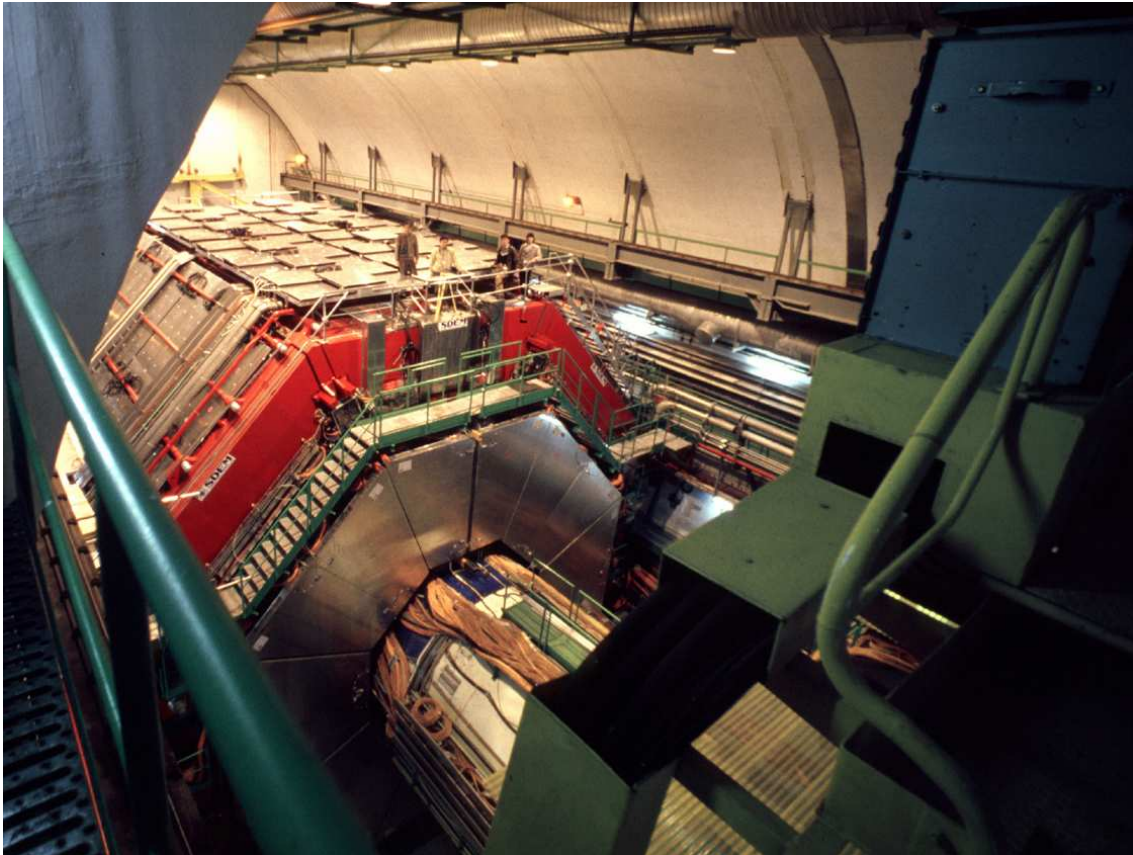


FIG. 3.2 – Une photographie plongeante du détecteur L3. Les personnes installées au sommet donnent une idée de la taille du dispositif.

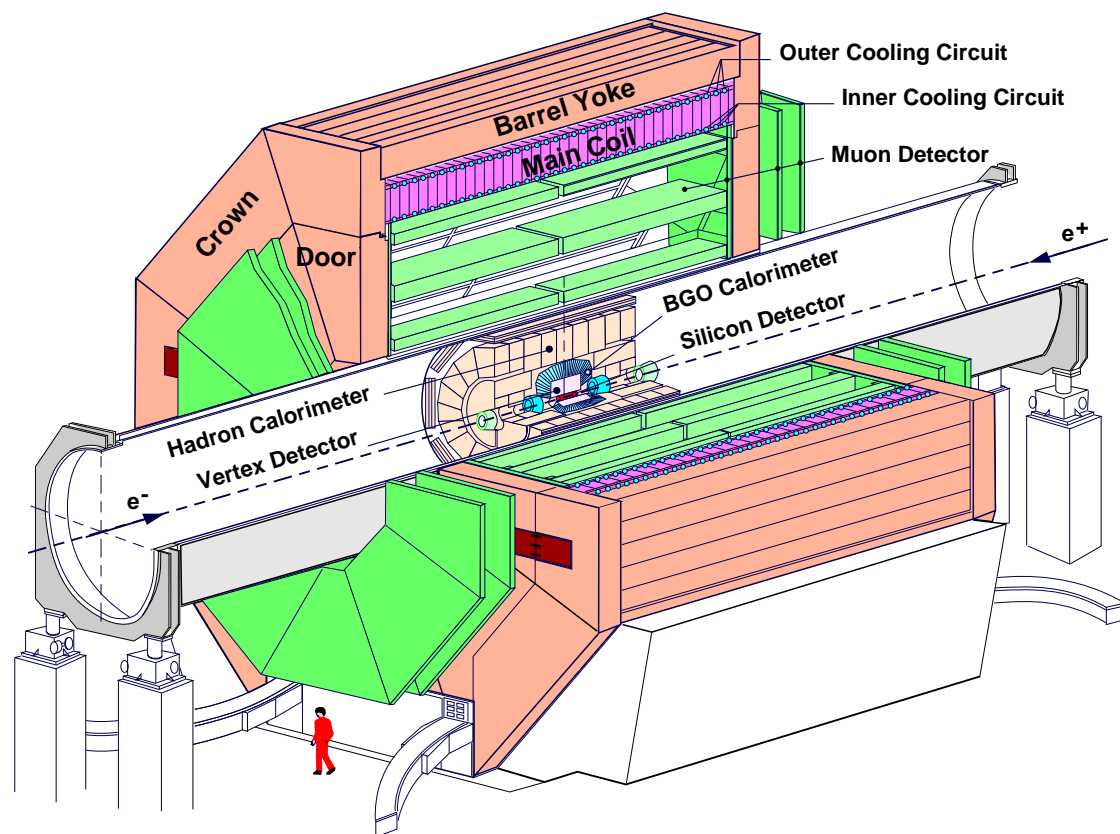


FIG. 3.3 – Schéma du détecteur L3 et de ses composants. Les sous-détecteurs situés à l'intérieur du tube support sont montrés dans la figure 3.4.

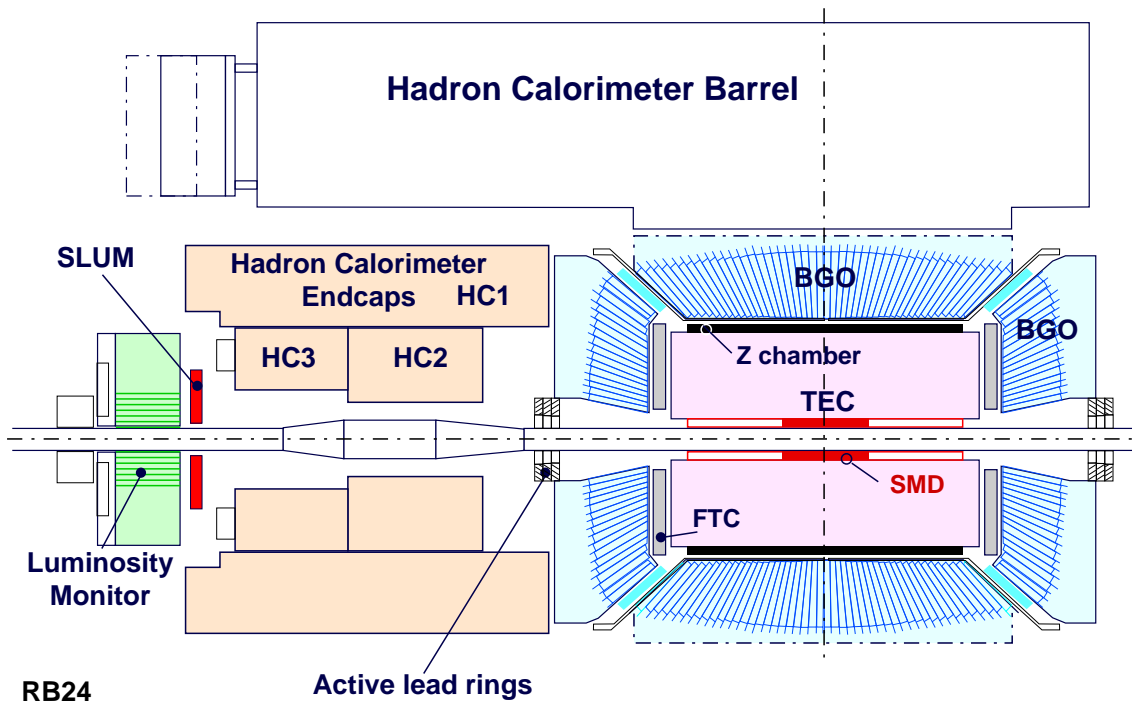


FIG. 3.4 – Schéma de la partie interne du détecteur L3. Du point d'interaction vers l'extérieur se trouvent successivement le détecteur de microvertex au silicium (SMD), la chambre d'expansion temporelle (TEC), les chambres Z et FTC, le calorimètre électromagnétique (BGO) et le calorimètre hadronique (HCAL). Les anneaux de plomb actif et les moniteurs de luminosités se trouvent le long du tube du faisceau.

Détecteur	Angle (degré)
TEC (1 fil à 62 fils)	13 – 167
SMD	22 – 158
Chambre Z	45 – 135
FTC	12 – 34 et 146 – 168
BGO (tonneau)	42 – 138
BGO (bouchons)	12 – 35 et 145 – 168
HCAL (tonneau)	42 – 138
HCAL (bouchons)	12 – 35 et 145 – 168
Scintillateurs	11.5 – 168.5
MUCH (tonneau)	35 – 145
MUCH (bouchons)	12 – 35 et 145 – 168
LUMI	1.4 – 4.0 et 176.0 – 178.6
ALR	3.9 – 8.7 et 171.3 – 176.1
VSAT	0.3 – 0.6 et 179.4 – 179.7

TAB. 3.2 – La couverture polaire des différents sous-détecteurs de L3.

3.3 Le système de détection de traces

Les différents détecteurs de traces permettent de mesurer l'impulsion, le signe de la charge, la position ainsi que la perte d'énergie par ionisation dE/dx des particules chargées. Ils servent également à déterminer la position du point d'interaction primaire e^+e^- et à reconstruire les vertex secondaires formés par des particules ayant un temps de vie supérieur à 10^{-13} secondes. Les performances globales de ce système sont toutefois limitée par les dimensions compactes des sous-détecteurs ainsi que la valeur relativement faible du champ magnétique utilisé. Le système de détection de traces est composé des quatre sous-détecteurs suivants, classés par ordre d'importance : la chambre à expansion temporelle, le détecteur de microvertex au silicium, les chambres Z et les chambres à traces avant.

3.3.1 La chambre à expansion temporelle

La chambre à expansion temporelle (TEC) [19, 20] constitue la pièce principale du système de détection de traces. Elle forme un cylindre de 990 mm de long et 457

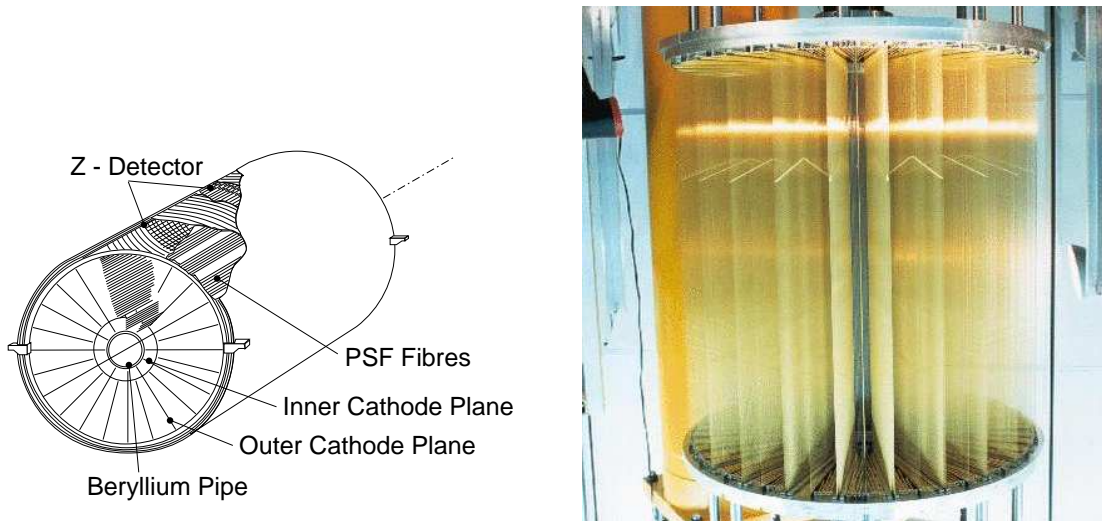


FIG. 3.5 – A gauche : vue schématique de la TEC et des chambres Z. A droite : photographie de la TEC prise lors de son assemblage. On distingue clairement les fils d’anodes qui forment les différents secteurs de la TEC.

mm de rayon externe, contenant 1392 fils d’anode orientés parallèlement à l’axe du faisceau. Elle est formée de deux chambres à dérive cylindriques et concentriques de même longueur : la TEC interne et la TEC externe. La TEC interne est divisée en 12 secteurs de 30° contenant chacun 8 fils d’anode et la TEC externe en 24 secteurs de 15° comportant 54 fils d’anode. Ce découpage est clairement visible sur la photographie de la TEC prise lors de son assemblage (Figure 3.5). La distance entre le fil le plus interne et le plus externe est de 37 cm. De chaque côté des fils d’anode se trouve une grille servant à séparer la région de dérive de celle d’amplification. Cette grille est maintenue à un potentiel nul de manière à créer un champ électrique homogène de 0.9 kV/cm dans la zone de dérive. Les fils de cathode sont situés au bord des différents secteurs. La disposition des différents fils est détaillée sur la Figure 3.6.

La TEC est remplie d’un mélange gazeux contenant 80% de gaz carbonique et 20% d’isobutane et fonctionne selon le principe illustré sur la Figure 3.6. Les électrons, provenant des ionisations créées par le passage des particules chargées, dérivent dans un champ électrique homogène vers la zone d’amplification. Arrivés dans cette dernière, ils produisent une avalanche d’électrons secondaires qui seront récoltés par les fils d’anode.

Trois types de fil d'anode différents sont utilisés :

- les fils de mesure (symbole 1), lus seulement d'un côté, mesurant la coordonnée $r - \phi$ mais ne fournissant aucune information sur la coordonnée z . On en dénombre 6 dans la TEC interne, 32 dans la TEC externe.
- les fils de division de charge (symbole 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 (symbole 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, car l'ambiguïté dans le secteur interne est déjà résolue par la présence de deux secteurs externes pour un secteur interne.

La vitesse de dérive relativement lente des électrons, approximativement $6 \mu\text{m}/\text{ns}$, permet d'obtenir une résolution spatiale de $50 \mu\text{m}$ par fil. La stabilité de cette vitesse est contrôlée avec une précision de 0.1% grâce à une chambre test ainsi qu'un système de fibres de plastiques scintillantes (PSF) [21]. Il en résulte une résolution en impulsion transverse $\delta p_t/p_t \simeq 2\%$ et une la précision sur la coordonnée ϕ meilleure que 0,5 mrad. La résolution sur la distance d'approche minimale transverse (DCA), définie comme la distance dans le plan transverse entre le point d'interaction et le début d'une trace, vaut environ $130 \mu\text{m}$.

3.3.2 Le détecteur de microvertex au silicium

Le détecteur de microvertex au silicium (SMD) [22] a été installé en 1994 afin d'améliorer les performances de la TEC, notamment la reconstruction de vertex secondaires produits à proximité du point d'interaction primaire, tel que ceux issus de la désintégration de mésons contenant un quark b .

Placé entre le tube du faisceau et la TEC, le SMD couvre un angle polaire allant de 22° à 158° . Il est formé de 24 échelles, arrangés en 2 cylindres concentriques de 6.2 cm et 7.8 cm de rayon (Figure 3.7). Chaque échelle est séparé en 2 parties, reliées mécaniquement et électriquement entre-elles, sur lesquels des détecteurs à microstrips au silicium sont fixés. Afin de résoudre les ambiguïtés dans la reconstruction des traces,

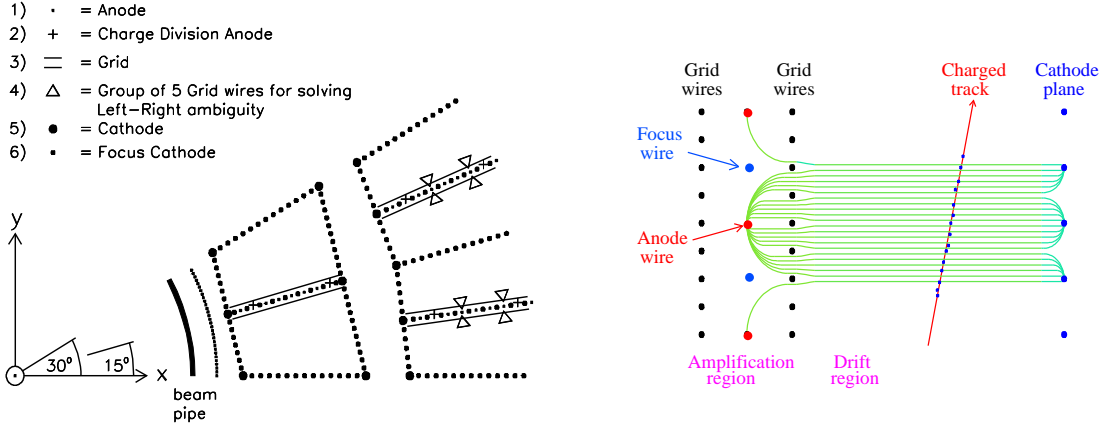


FIG. 3.6 – A gauche : vue schématique de la configuration des fils qui composent la TEC. A droite : illustration du principe de fonctionnement de la TEC : les électrons, provenant des ionisations créées par le passage des particules chargées, dérivent dans le champ électrique homogène (drift region) vers la zone d’amplification (amplification region). Arrivés dans cette dernière, ils créent une avalanche d’électrons secondaires qui seront récoltés par les fils d’anode (anode wire).

les barreaux du cylindre extérieur sont orientés selon un angle stéréoscopique de 2° par rapport à l’axe du faisceau. La résolution intrinsèque de ce détecteur est de $7 \mu\text{m}$ dans le plan $r - \phi$ et de $14 \mu\text{m}$ dans le plan $r - z$. En utilisant le SMD, la résolution sur l’impulsion transverse est améliorée d’un facteur proche de deux, comme le montre les mesures affichées dans la Figure 3.7, tandis que l’erreur sur le DCA varie entre $25 \mu\text{m}$ et $40 \mu\text{m}$.

3.3.3 La chambre Z et les chambres à traces avant

La chambre Z et les chambres à traces avant (FTC) ont pour but d’améliorer la détermination de la coordonnée z des particules. La chambre Z se compose d’une double couche de chambres proportionnelles cylindriques, comportant 920 fils de cathode et couvrant un angle polaire $45^\circ < \theta < 135^\circ$. Sa résolution est d’environ $320 \mu\text{m}$ pour des traces la croisant perpendiculairement.

Les chambres à traces avant [23] sont situées dans les régions angulaires $12^\circ < \theta <$

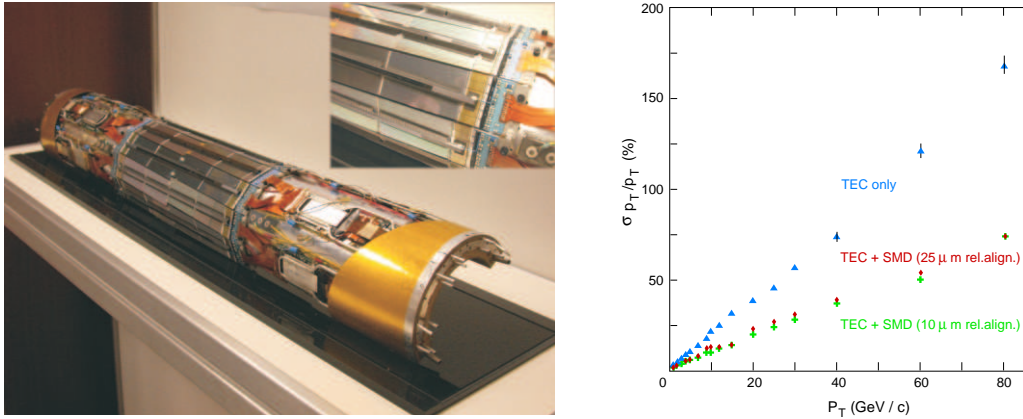


FIG. 3.7 – A gauche : vue en perspective du SMD. Les échelles qui le composent sont visibles en gris au centre du dispositif. Chaque échelle est formée de deux senseurs de silicium reliés à l'électronique de lecture. A droite : Résolution en impulsion transverse du système de détection avec et sans utilisation du SMD.

34° et $146^\circ < \theta < 168^\circ$, juste derrière les parois verticales de la TEC. Chaque chambre se compose de deux couches de chambres à dérive multifils, orientées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre. La présence de la paroi de la TEC limite cependant leur résolution à $200 \mu\text{m}$.

3.4 Le calorimètre électromagnétique

Monté autour de la TEC, le calorimètre électromagnétique (ECAL) [24] a pour tâche principale la mesure de l'énergie des photons et des électrons. Il est constitué de 10734 cristaux d'oxyde de germanium de bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), raison pour laquelle on le nomme BGO. L'avantage principal de cette substance est d'avoir une longueur de radiation électromagnétique de 1.12 cm, permettant la construction d'un calorimètre assez compact. Elle a en outre un temps de réponse relativement court et n'interagit que peu avec les hadrons qui la traversent, sa longueur d'interaction nucléaire étant de 22 cm.

Les cristaux sont arrangés en trois parties : un tonneau central et deux bouchons,

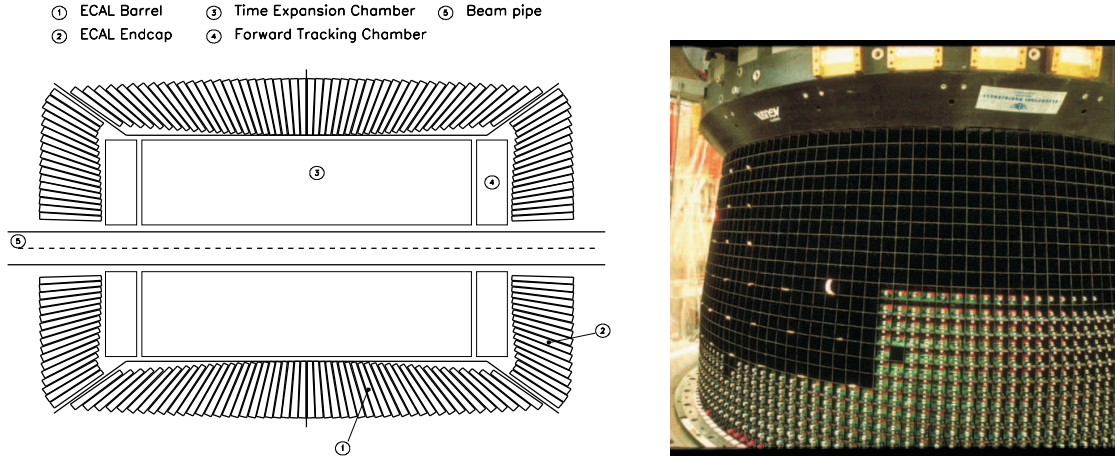


FIG. 3.8 – A gauche : vue schématique du calorimètre électromagnétique. Les cristaux sont agencés en un tonneau central et deux bouchons qui ferment l'angle solide. A droite : photographie de la moitié du tonneau du calorimètre électromagnétique prise lors de son assemblage. Les cristaux de BGO apparaissent sous forme de petites surfaces claires.

comme le montre la Figure 3.8. Le tonneau est divisé en deux parties, comprenant chacune 3840 cristaux agencés par groupe de 160 en 24 anneaux, balayant un angle polaire $42^\circ < \theta < 138^\circ$. Les bouchons contiennent chacun 1536 cristaux répartis en 16 anneaux, prolongeant la couverture angulaire dans les régions : $12^\circ < \theta < 38^\circ$ et $142^\circ < \theta < 168^\circ$. Au final, le BGO couvre environ 97% de l'angle solide total, moins un espace de 5° séparant le tonneau des bouchons, appelé EGAP.

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 les faces avant et arrière. Deux photodiodes sont collées sur la face arrière du cristal et convertissent la lumière de scintillation en signal électrique avec une efficacité quantique de 70%, à raison d'environ 1200 électrons par MeV d'énergie déposée. La précision sur la mesure de l'énergie peut être exprimée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}} + b\right)^2 + d^2 + \frac{c^2}{E^2}}$$

où E est l'énergie exprimée en GeV et :

$$\begin{aligned} a &= 1.54 \cdot 10^{-2} \text{ GeV}^{0.5} \\ b &= 0.38 \cdot 10^{-2} \\ c &= (0.25 \pm 0.15) \cdot 10^{-2} \text{ GeV} \\ d &= (1.18 \pm 0.11) \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

La résolution varie ainsi de 5% pour des photons de 100 MeV à 1% pour des photons de 45 GeV. La précision sur la mesure de l'angle polaire est de 3.8 mrad et celle sur l'angle azimutal de 3.6 mrad.

La calibration du BGO à basse énergie se fait principalement en utilisant le système RFQ (RadioFrequency Quadrupole accelerator) [25], qui projette un faisceau de H^- sur une cible de lithium installée dans le calorimètre. La réaction de capture radiative produit des photons de 17.6 MeV qui arrosent l'ensemble des cristaux. A haute énergie on se sert des électrons issus de diffusion Bhabha, leur énergie étant quasiment égale à celle du faisceau. Une calibration journalière utilisant un système de lampes au xénon [26] permet de mesurer jour après jour l'évolution de la performance des cristaux et établir une liste des cristaux morts. D'autres paramètres, tel que la température du BGO, sont aussi relevés régulièrement. L'analyse off-line de tous ces paramètres permet d'établir une calibration très précise du calorimètre.

Notons enfin que la forme de la cascade est caractéristique du type de particule qui l'engendre, comme l'illustre la figure 3.9. Pour les électrons et photons, la totalité de l'énergie est quasiment déposée dans une matrice de 3x3 cristaux, presque entièrement dans le cristal central, tandis que pour les hadrons, la gerbe est beaucoup plus diffuse. En utilisant ces informations, on peut atteindre un taux de réjection hadron / électron proche de 1 : 1000.

3.5 Le EGAP

Pour combler l'espace séparant le tonneau du BGO de ses bouchons (EGAP), un calorimètre "spaghetti" de fibres de scintillateur au plomb [27] a été installé en 1995. Chaque ouverture a ainsi été remplie de 24 modules de forme trapézoïdale empilés les uns sur les autres.

Forme de la gerbe dans le BGO

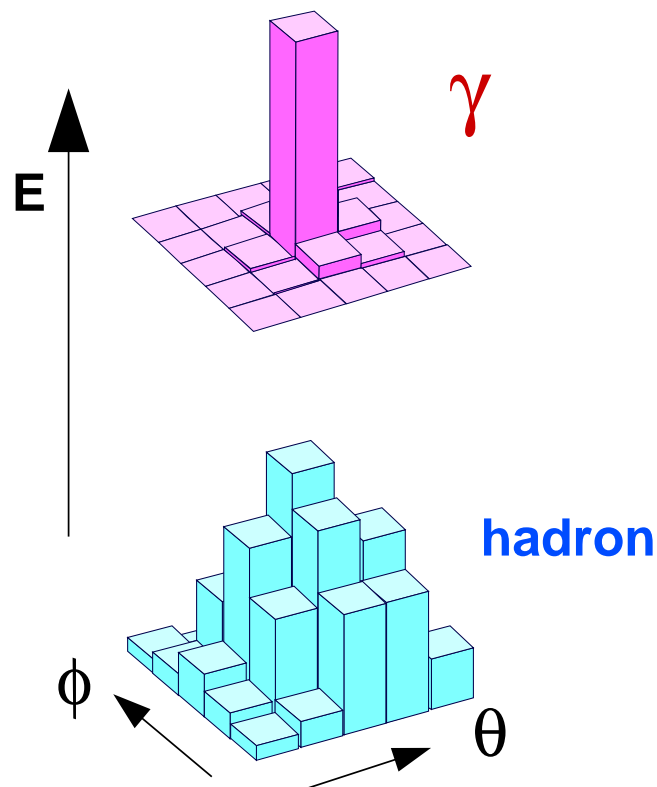


FIG. 3.9 – Forme typique des gerbes formées dans la BGO par un photon (en haut) ou un hadron (en bas). Pour les électrons et photons, la totalité de l'énergie est quasiment déposée dans une matrice de 3x3 cristaux, presque entièrement dans le cristal central, tandis que pour les hadrons, la gerbe est beaucoup plus diffuse.

3.6 Les scintillateurs

Une couche de scintillateurs plastiques (SCINT) est placée entre le BGO et le calorimètre hadronique, balayant un angle polaire $11.5^\circ < \theta < 168.5^\circ$. Leur tâche principale consiste à identifier les muons cosmiques qui traversent le détecteur et pourraient simuler un événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. La différence de temps de vol enregistrée par deux scintillateurs opposés vaut environ 5.8 ns pour un muon cosmique tandis qu'elle est proche de zéro pour un événement $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Grâce à leur résolution temporelle d'environ 0.5 ns, ces scintillateurs permettent d'identifier sans peine les muons cosmiques.

3.7 Le calorimètre hadronique

Monté autour du calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique (HCAL) [28] sert à déterminer l'énergie et la position des hadrons. Il est constitué de 168 modules, répartis en un tonneau et deux bouchons, comme l'illustre la Figure 3.10.

Le tonneau comporte neuf anneaux de 16 modules chacun, couvrant les angles polaires $35^\circ < \theta < 145^\circ$. Les trois anneaux centraux sont faits de modules mesurant 910 mm de long, contenant chacun 58 plaques d'uranium et 60 chambres proportionnelles multifils, tandis que les anneaux restants sont formés de plus petits modules, d'une longueur de 816 mm, ne comportant que 51 plaques et 53 chambres. Chaque bouchon compte 12 modules répartis en trois anneaux, deux internes et un externe. Les bouchons balayent les régions angulaires $5.5^\circ < \theta < 35^\circ$ et $145^\circ < \theta < 174.5^\circ$, si bien que l'ensemble du calorimètre hadronique couvre 99.5% de l'angle solide.

Les modules sont formés de couches alternées de plaques d'uranium appauvri de 5 mm d'épaisseur et de chambres à fils proportionnelles. Ces dernières sont remplies d'un mélange de gaz composé de 80% d'argon et de 20% de dioxyde de carbone. Un module couvre une surface typique $\Delta\phi = 2^\circ$ et $\Delta\theta = 2^\circ$. Contrairement au calorimètre électromagnétique, la mesure de l'énergie ne s'effectue pas directement sur le milieu actif mais par échantillonnage. Les gerbes hadroniques sont produites dans l'uranium, suite aux collisions inélastiques entre atomes et hadrons, avant de traverser les chambres à fils. La mesure du signal laissé dans ces dernières permet de reconstruire l'énergie du

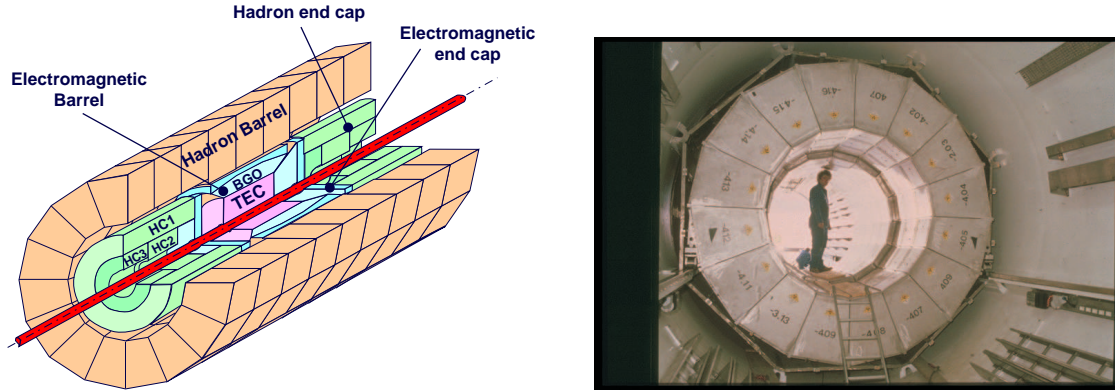


FIG. 3.10 – A gauche : vue schématique du calorimètre hadronique. A droite : photographie d’une partie du calorimètre installée dans le tube support. On distingue au premier plan un des neuf anneaux formant la partie centrale du HCAL. L’anneau est composé de 16 modules, chaque module ayant la forme d’un secteur de cylindre tronqué.

hadron incident. Grâce à sa courte longueur d’absorption, l’uranium assure un arrêt rapide des particules et limite les dimensions du calorimètre. La résolution en énergie du HCAL est donnée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + b$$

avec E l’énergie mesurée en GeV, $a = 0.55 \text{ GeV}^{1/2}$ et $b = 0.05$. La fine granularité du calorimètre permet de mesurer la direction de l’axe d’un jet avec une précision d’environ 2.5° .

3.8 Les chambres à muon (MUCH)

Le spectromètre à muons [29], conçu pour fournir des mesures de précision sur l’impulsion des muons, est organisé comme les calorimètres en un tonneau et deux bouchons. Le tonneau est divisé en 2 parties de 8 octans identiques et indépendants, d’un rayon interne de 2.5 m et externe de 5.4 m. Comme montré sur la Figure 3.11, chaque octan est constitué de 5 chambres à dérive, deux formant la couche externe (MO), deux la couche médiane (MM) et une la couche interne (MI). Ces chambres, dites ”chambres P”, contiennent des plans de fils d’anode et de cathode permettant de

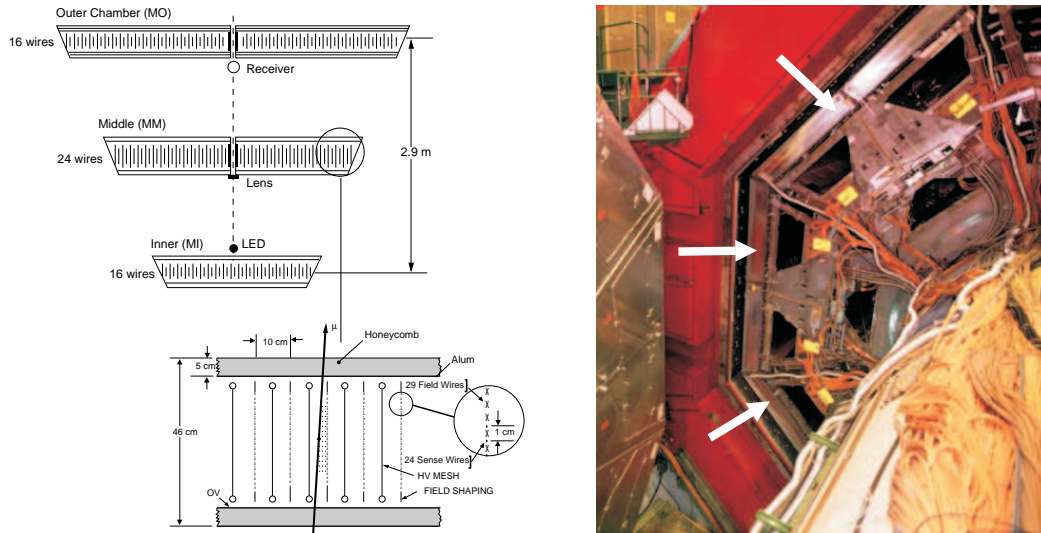


FIG. 3.11 – A gauche : vue schématique d'un octan des chambres à muons et vue détaillée de leur structure. Chaque octan est constitué de 5 chambres à dérive, deux formant la couche externe, deux la couche médiane et une la couche interne. A droite : photographie du détecteur. Les flèches indiquent la position des chambres à muons. On aperçoit également une partie du tube support en bas à droite.

mesurer les coordonnées dans le plan transverse. Une chambre MM comprend 24 fils de signal, les chambres MO et MI en comptent 16 chacune. Une seconde série de chambres, les "chambres Z", sont installées de chaque côté des couches internes et externes pour mesurer la coordonnée z des particules. Les chambres P sont remplies d'un mélange de gaz contenant 38.5% d'éthane et 61.5% d'argon, les chambres Z d'un mélange de 8.5% d'éthane et 91.5% d'argon.

La résolution sur l'impulsion est $\delta p/p \simeq 2\%$ pour des muons de 50 GeV. La résolution spatiale sur la coordonnée z est de $500 \mu\text{m}$. L'alignement du spectromètre, critique pour garantir une telle résolution, est assuré par un système de lasers UV. L'installation de chambres à muon avant-arrière (FBMU) [30] en 1995 a permis d'étendre la couverture de l'angle solide total de 76% à 92%. La résolution en impulsion se dégrade toutefois lorsque $|\cos(\theta)|$ augmente.

Pour protéger le spectromètre à muons des éventuels hadrons qui auraient traversé

le calorimètre, un filtre à muons [31] a été installé entre ces deux détecteurs. Ce filtre est formé de six couches d'absorbeur (65% de cuivre et 35% de zinc) de 1 cm d'épaisseur entre lesquelles sont placées cinq chambres à fils. L'espace entre le filtre et le tube de support circulaire est comblé par une dernière couche d'absorbeur. Seul les muons de plus de 2 GeV peuvent traverser le filtre et atteindre les chambres à muons.

3.9 Les détecteurs à petit angle

Afin de compléter la couverture de l'angle solide et de déterminer la luminosité reçue, l'expérience L3 a été équipée de trois détecteurs à petit angle polaire avant et arrière. Du point d'interaction primaire au point le plus éloigné se trouvent successivement, dans la direction du faisceau, les moniteurs de luminosité, les anneaux de plomb actif et les détecteurs à très petit angle. Ces dispositifs sont aussi utilisés pour classifier les interactions à deux photons dans les catégories suivantes : "no-tag", "simple-tag" ou "double-tag", suivant qu'aucun, un ou deux électrons incidents soient diffusés dans ces détecteurs.

3.9.1 Les moniteurs de luminosité

Les moniteurs de luminosité [32] ont pour fonction principale la mesure de la section efficace Bhabha à bas angle. La section efficace théorique de ce processus étant calculée de manière très précise, la connaissance de la valeur expérimentale permet de déterminer la luminosité reçue dans le détecteur.

Chaque moniteur est constitué de deux moitiés, comprenant 304 cristaux de BGO chacune répartis sur 8 anneaux cylindriques. Ils sont installés de part et d'autre du détecteur à 2.65 mètres du point d'interaction primaire et balayent les angles polaires $1.4^\circ < \theta < 4.0^\circ$ et $176.0^\circ < \theta < 178.6^\circ$. Leur acceptation géométrique est déterminée à l'aide de détecteurs au silicium et leur résolution en énergie vaut approximativement 2.5% à 45 GeV. Un système hydraulique permet de les éloigner du tube à vide lors des phases d'accélération des électrons afin d'éviter les éventuels dommages produites par des faisceaux instables.

3.9.2 Les anneaux de plomb actif

Installés à l'origine pour protéger la TEC des électrons quittant l'orbite du faisceau, les anneaux de plomb actifs (ALR) [33] ont été par la suite convertis en détecteur. Cinq couches de scintillateurs de 10 mm d'épaisseur furent ajoutées entre les couches de plomb : trois couches mesurent l'angle ϕ et 2 autres la coordonnée θ . Ils balayent un angle polaire $3.9^\circ < \theta < 8.7^\circ$ et $171.3^\circ < \theta < 176.1^\circ$ avec une résolution spatiale de 2.7° en ϕ et 4.5° en θ .

3.9.3 Les détecteurs à très petit angle

Dernier installé, le détecteur à très petit angle (VSAT) [34] a été mis en place en 1996. Il est formé de 4 boîtes d'aluminium contenant 24 cristaux de BGO chacune, installées par groupe de deux de chaque côté du détecteur à 8.05 mètres du point d'interaction. Ils couvrent des angles polaires $0.29^\circ < \theta < 0.58^\circ$ et $179.42^\circ < \theta < 179.71^\circ$ et azimutaux $-57.3^\circ < \phi < 57.3^\circ$ et $122.7^\circ < \phi < 237.3^\circ$. Se situant au-delà des aimants de focalisation, ils enregistrent un bruit de fond assez important dû aux électrons s'échappant du faisceau.

3.10 Le système de déclenchement de L3

Au LEP, les faisceaux d'électrons et de positrons se rencontrent toutes les $22 \mu\text{s}$ (en mode 4 paquets) au centre du détecteur L3, alors que le transfert des informations du détecteur dans une mémoire tampon nécessitent environ $500 \mu\text{s}$. Il est à fortiori impossible d'enregistrer l'état du détecteur après chaque croisement de faisceau. Impossible donc, mais également inutile, puisque seul quelques croisements donnent effectivement lieu à une interaction e^+e^- . Un système de déclencheurs (triggers) est ainsi utilisé pour décider si les informations enregistrées par les sous-détecteurs sont dignes d'intérêt et doivent être conservés ou réinitialiser le système et attendre la prochaine collision. Si les conditions de déclenchement sont trop strictes, de bons événements vont être rejetés, tandis que s'il est trop lâche, de nombreux événements inintéressants seront gardés. 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. Ces trois niveaux sont décrits

dans les paragraphes suivants.

3.10.1 Le déclencheur 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, alors qu'en cas de rejet, le système est remis à zéro et attend le prochain croisement de faisceaux. Le déclencheur 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. Les signaux analogiques provenant de ces sous-détecteurs sont analysés par un système composé de FASTBUS, VME et CAMAC afin de fournir une décision aussi rapide que possible. Son taux de déclenchement est de l'ordre de 15 Hz. Il comprend les déclencheurs suivants :

– **Le déclencheur d'énergie (TEN) [35]** : Basé sur les calorimètres électromagnétiques, hadroniques et moniteurs de luminosité, il est constitué de sous-déclencheurs rassemblés dans un OU logique :

- un déclencheur d'alignement, demandant la présence de dépôts d'énergie alignés dans le calorimètre électromagnétique et hadronique. L'énergie de ces dépôts doit être supérieure à 7 GeV s'il n'y a pas de traces pointant vers eux, 3 GeV autrement.
- un déclencheur d'énergie totale, exigeant que l'une des trois conditions suivantes soit remplie : une énergie déposée de plus de 10 GeV dans le tonneau du BGO, une énergie supérieure à 15 GeV dans les tonneaux du BGO et du HCAL ou une énergie de plus de 20 GeV dans tous les calorimètres, incluant les bouchons.
- un déclencheur de photon isolé, demandant un dépôt d'énergie isolé d'au moins 1 GeV dans la partie centrale du BGO ; aucune trace ne doit pointer vers ce dépôt.
- un déclencheur demandant au moins deux cellules d'un calorimètre touchées avec plus de 5 GeV déposé.
- un déclencheur de luminosité, exigeant des dépôts d'énergie de plus de 15 GeV dans le moniteurs avant et arrière.
- un déclencheur dit de "single tag", demandant la présence d'un dépôt d'énergie

de plus de 30 GeV dans l'un des deux moniteurs de luminosité et une ou plusieurs traces dans la TEC.

Le taux de déclenchement total du déclencheur d'énergie varie de 1 à 3 Hz, principalement provoqué par le bruit de fond provenant de l'électronique.

– **Le déclencheur de scintillateurs (TSCINT) [36]** : Il se déclenche si au moins cinq des seize paires de compteurs à scintillation sont touchées dans un temps de 15 ns autour du croisement des faisceaux. Son taux de déclenchement est d'environ 0.1 Hz.

– **Le déclencheur de muons (TMU) [18]** : Il est déclenché si une coïncidence entre les couches P et Z est observée. Pour un déclencheur de muon unique, une coïncidence d'au moins deux des trois couches P et trois des quatre couches Z est demandée. Le déclencheur 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 muons cosmiques, on impose également une coïncidence avec les scintillateurs, ce qui permet de ramener le taux de ce déclencheur à environ 1 Hz.

– **Le déclencheur de la TEC externe (TTEC) [37]** : 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 pour cela les signaux des 14 fils d'anode des secteurs externe de la TEC. La condition standard de déclenchement est d'avoir au moins deux traces dans la chambre centrale de plus de 150 MeV, séparées de $180^\circ \pm 60^\circ$, mais ces paramètres peuvent être changés suivant les conditions de prise de données. 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 en moins d'une microseconde. L'efficacité du déclencheur TTEC est de l'ordre de 95% et son taux de déclenchement varie entre 1 et 10 Hz.

– **Le déclencheur de la TEC interne (ITEC) [38]** : Ce déclencheur repose sur un réseau de neurones qui classe les 12 secteurs de la TEC interne en "bon" et "mauvais" secteurs suivant la forme des traces qu'ils contiennent. Le réseau neuronal est entraîné

pour reconnaître comme "bon" les événements Bhabha, les réactions $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ et les interactions à deux photons. Un événement est sélectionné si deux bons secteurs ou plus ont été trouvés, le nombre de bons secteurs est supérieur à celui de mauvais et au moins une trace a été déclarée bonne par le déclencheur TTEC.

3.10.2 Le déclencheur du niveau 2

Le système de déclenchement du niveau 2 [39] 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 au moins deux déclencheurs du niveau 1, il est automatiquement gardé. Dans le cas contraire, trois algorithmes basés sur des informations plus élaborées que celles utilisées précédemment sont appliqués. Un système de processeurs programmables (XOP) analysent la quantité et la distribution de l'énergie déposée dans les calorimètres, la qualité des traces de la TEC ainsi que celle des chambres à muons. 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 parle d'événement présélectionné ou *prescaled*. Le temps de décision de ce niveau est d'environ 500 μs .

3.10.3 Le déclencheur du niveau 3

Contrairement aux niveaux précédents, le niveau 3 [40] dispose de l'information complète et digitalisée de tous les détecteurs. A nouveau, une ferme d'ordinateurs analyse séparément les dépôts d'énergie dans les calorimètres ainsi que la qualité des traces de la TEC et des chambres à muons. Comme pour le niveau 2, un événement rejeté sur 20 est conservé. Si la décision est positive, l'événement est transféré et enregistré sur disque. Le taux d'écriture varie de 3 à 6 Hz, la taille moyenne d'un événement est de 50 kbytes.

3.11 La reconstruction des événements à L3

Quelques heures après leur enregistrement, les événements sont analysés par le programme REL3 (L3 reconstruction program). Utilisant l'information de bases de données sur l'alignement et la calibration des sous-détecteurs [41], ce programme transforme les informations brutes en quantités physiques. Les informations sont stockées dans trois formats différents de taille décroissante : DAQ, DSU et DVN. Les fichiers de grande taille (DAQ et DSU) contiennent une partie ou la totalité des signaux enregistrés et sont principalement utilisés pour recalculer les constantes de calibration et l'alignement des sous-détecteurs. L'ensemble des données est réanalysé à la fin de chaque période de prise de données avec ces nouveaux paramètres pour améliorer leur qualité. Le format DVN, plus léger, n'inclut que les informations raffinées sur les particules et les dépôts d'énergie dans les calorimètres. En outre, il ne contient qu'une partie des événements sélectionnés par le déclencheur de troisième niveau. Le programme REL3 contient en effet des routines qui classifient les événements en différentes catégories prédéfinies (Bhabha, pair de muon, événement hadronique, deux photons,...) et qui rejette ceux qui n'en font pas parti. Les événements à deux photons sont sélectionnés à l'aide de deux routines spécifiques, AAGGSEL et ABGGSEL. La routine AAGGSEL sélectionne les événements contenant au moins l'une des configurations suivantes :

- deux traces chargées de signe opposé ayant une masse effective plus grande qu'un certain seuil,
- deux traces chargées de signe opposé, chacune associée à un dépôt d'énergie dans le BGO,
- quatre traces chargées avec une charge totale nulle,
- au moins deux traces chargées, chacune associée à un dépôt d'énergie dans le BGO, et une charge nette plus petite qu'un certain seuil,
- un dépôt d'énergie ou plus dans l'un de ces détecteur : les bouchons du BGO, les moniteurs de luminosité, les ALR ou les VSAT.

La routine ABGGSEL n'enregistre quant à elle que les événements ayant :

- une énergie et une masse effective totales plus petites qu'un certain seuil.
- deux traces dans la TEC et deux dépôts d'énergie dans le BGO.

3.12 La simulation du détecteur

En général, la détermination de différentes valeurs expérimentales en physique des particules ne peut se faire sans simulations Monte Carlo. Celles-ci servent à calculer l'acceptance et l'efficacité du détecteur en fonction du processus étudié, ingrédient indispensable pour corriger les données mesurées. Les simulations utilisées dans le cadre de ce travail de thèse s'effectuent en deux phases.

La première étape consiste à générer les événements correspondant à la réaction que l'on veut analyser. On emploie pour cela des modèles théoriques ou phénoménologiques et des paramètres mesurés expérimentalement, tel que des rapports d'embranchement ou des sections efficaces. La seconde phase consiste à simuler la réponse du détecteur, comme si les particules avaient été véritablement produites au point d'interaction puis détectées. On utilise à cette fin les programmes GEISHA [42] et GEANT [43]. Ceux-ci simulent un détecteur L3 "parfait" (SIL3), les informations contenues dans différentes bases de données servant ensuite à simuler l'état du détecteur lors de la prise de données (alignement, parties endommagées, calibrations, déclencheur,...). On obtient au final une simulation dite "réaliste".

Chapitre 4

La production inclusive de baryons dans les collisions à deux photons

“La phrase la plus excitante à entendre en science, celle qui annonce de nouvelles découvertes, n’est pas «Eureka», mais plutôt «Tiens, c’est marrant...»”

Isaac Asimov

Ce chapitre présente une étude sur la production inclusive des baryons Λ , Ξ^- , $\Xi^*(1530)$ et Ω^- dans les collisions photon-photon. La première partie de ce chapitre sera consacrée aux différentes approches théoriques proposées pour décrire ce type de réaction. L’accent sera porté sur les difficultés que pose l’analyse d’un processus aussi complexe et les différentes stratégies employées pour les résoudre. Le travail expérimental proprement dit sera abordé en seconde partie et s’achèvera sur la comparaison avec les modèles théoriques et les réactions d’annihilation. Par convention, les symboles Λ , Ξ^- , $\Xi^*(1530)$ et Ω^- désigneront à la fois les baryons et antibaryons correspondants, à moins que le contraire ne soit explicitement spécifié.

4.1 Les approches théoriques

Nous avons vu dans la partie introductive que deux photons peuvent interagir via leurs fluctuations en paire de particules chargées. Deux processus entrent en jeu dans le cas de la formation de hadrons. Un photon peut tout d'abord se changer en une paire quark-antiquark à laquelle se couple directement l'autre photon, conduisant à une réaction de type photon-hadron. Les deux photons peuvent également fluctuer en paires de quarks interagissant entre elles par la suite, à la manière d'un processus hadron-hadron. Cette situation nous amène à revoir notre vision du photon, passant d'une particule considérée comme élémentaire à un objet possédant une "structure interne". Cette structure est décrite comme la superposition d'un "photon nu", interagissant de manière *directe* avec une particule chargée, et d'une composante *résolue*, formée de paires quark-antiquark (le contenu leptonique joue un rôle négligeable dans le cas présent). Deux parties peuvent être distinguées à l'intérieur du contenu résolu suivant l'impulsion transverse des quarks, p_t :

- une partie de petite impulsion transverse, $p_t \simeq \Lambda_{QCD}$, dans laquelle le temps de vie de la fluctuation $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ est grand et la probabilité de former un état lié élevée. La dynamique de la paire quark-antiquark n'est pas calculable perturbativement et doit être déterminée à l'aide de modèles phénoménologiques basés sur des mesures expérimentales. Le modèle le plus fréquemment utilisé est le modèle VDM (Vector Dominance Model) [44], dans lequel le photon est approximé par une somme de mésons vecteurs ρ , ω et ϕ . Une collision photon-photon y est décrite comme une interaction photon-hadron ou hadron-hadron suivant qu'un ou deux photons fluctuent en mésons, comme l'illustre la Figure 4.1a. Le modèle GVDM (General Vector Dominance Model) [45] inclut également les mésons vecteurs de plus haute masse dans l'approximation (J/ψ , h_1 , a_1 , ...). On parle de composante *hadronique* ou *VDM* du photon.
- une partie de grande impulsion transverse, $p_t \gg \Lambda_{QCD}$, dans laquelle le temps de vie de la paire $q\bar{q}$ est court et la probabilité de former une résonance petite. Les quarks peuvent alors développer des gerbes partoniques par émission successive de gluons ($q \rightarrow q + g$) et de quarks ($g \rightarrow q\bar{q}$), puis interagir via ces partons secondaires. L'évolution de cette gerbe est calculable en QCD perturbative et donne lieu au contenu *anomal* du photon. Il est également possible que le photon

se couple de manière ponctuelle ou *directe* à un autre quark. Les interactions de type anomal-anomal et anomal-direct sont illustrées sur les Figures 4.1b et 4.1c. L'interaction directe-directe, aussi appelée QPM (Quark Parton model), correspond au processus où les deux photons se couplent ponctuellement à la paire de quarks primaires selon la réaction $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, comme le montre la Figure 4.1d. On peut la considérer comme le cas limite d'une interaction directe-anomale sans rayonnement de gluons. Le processus QPM est entièrement calculable en QED.

La transition entre ces deux régions s'effectue de manière continue si bien qu'elles ne sont pas divisées aussi clairement. En particulier, la région de grand p_t est essentiellement dominée par les composantes directes et anomales, mais comporte également une petite fraction hadronique. Afin d'être complet, mentionnons qu'aux processus VDM-VDM, anomal-anomal, anomal-direct et direct-direct s'ajoutent les interactions VDM-directe et VDM-anomale, produites par un photon de type VDM et un second de type direct-anomal.

4.1.1 Les fonctions de densité partoniques et de structure du photon

Le contenu résolu du photon est paramétrisé par des fonctions de densité partoniques $f_i^\gamma(x, Q^2)$, spécifiant la probabilité de trouver un parton de type i transportant une fraction x de l'impulsion longitudinale du photon ($0 < x < 1$) lorsque ce photon est sondé¹ par une particule de virtualité Q^2 . Ces fonctions obéissent aux équations d'évolution inhomogènes DGLAP. Leurs solutions s'écrivent comme la somme de trois termes

$$f_i^\gamma(x, Q^2) = f_i^{\gamma NP}(x, Q^2, Q_0^2) + f_i^{\gamma PT}(x, Q^2, Q_0^2) + f_i^{direct}(x, Q^2) \quad (4.1)$$

le premier terme est solution de l'équation homogène avec un état hadronique initial $f_i^{\gamma NP}(x, Q_0^2)$ à spécifier et le second solution de l'équation inhomogène avec la condition aux limites $f_i^{\gamma PT}(x, Q_0^2, Q_0^2) = 0$. Selon la terminologie précédemment établie, les com-

¹Cette définition est valide dans le cadre de la diffusion élastique profonde, où Q^2 dénote la virtualité de la sonde. Pour les autres processus, la production de particules dans un sous-processus $qq \rightarrow qq$ par exemple, le choix de l'échelle Q est plus ambigu. Elle est généralement associée au transfert d'impulsion transverse ou à l'un de ses multiples.

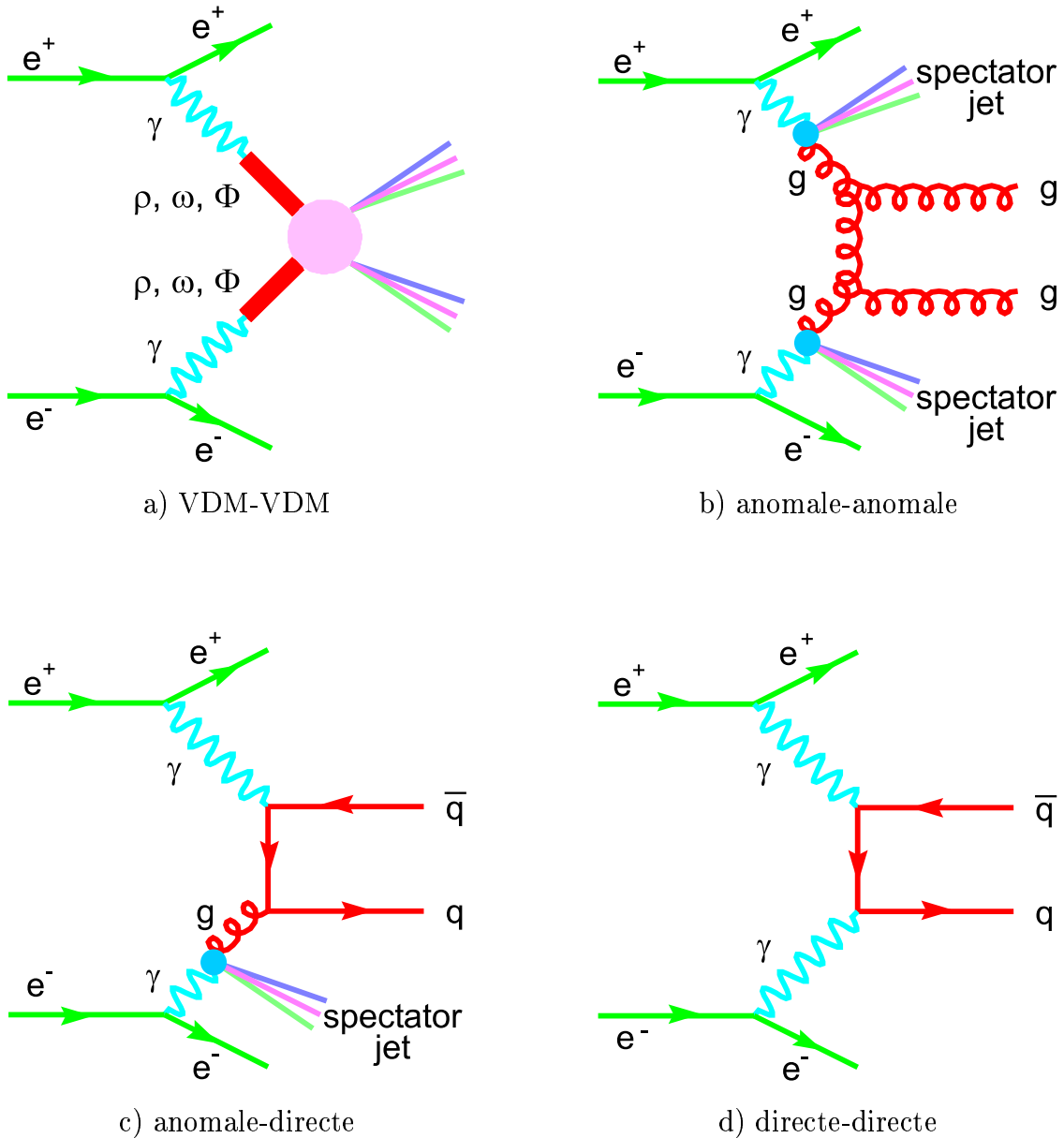


FIG. 4.1 - Quatre classes d'événements contribuant à la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons : a) VDM-VDM, b) anomale-anomale, c) anomale-directe et d) directe-directe (ou QPM).

posantes VDM et anomales sont respectivement identifiées au terme non-perturbatif $f_i^{\gamma BP}$ et perturbatif $f_i^{\gamma PT}$. Au contenu résolu s'ajoute un terme correspondant à la composante directe, c'est-à-dire décrivant la probabilité qu'un photon ne fluctue pas et se couple ponctuellement à un autre quark. Il est donné par

$$f_i^{\gamma, direct}(x, Q^2) = Z\delta_{i,\gamma}\delta(1-x) \quad (4.2)$$

avec Z une constante de normalisation .

De nombreuses fonctions de densité partoniques ont été proposées. Elles diffèrent dans la manière de décrire le contenu hadronique et dans le choix des échelles de référence Q_0^2 . La partie QPM, calculable en QED, est par contre traitée de manière identique. Les générateurs que nous emploierons par la suite utilisent les distributions partoniques SaS-1D [46] et GRV-LO [47] :

- les fonctions de densité partoniques SaS-1D ont été proposées par Schuler et Sjöstrand. Elles sont construites en séparant explicitement les parties directes, anomales et VDM pour permettre l'analyse de leurs contributions respectives dans la simulation d'un processus donné :

$$f_i^{\gamma}(x, Q^2) = f_i^{\gamma, direct}(x, Q^2) + f_i^{\gamma, VDM}(x, Q^2, Q_0^2) + f_i^{\gamma, anomal}(x, Q^2, Q_0^2) \quad (4.3)$$

La partie VDM (non-perturbative) est décrite par une somme de contribution des mésons vecteurs ρ , ω et ϕ . La distribution hadronique initiale est donnée à l'échelle de référence $Q_0^2 = 0.36 \text{ GeV}^2$ par :

$$f_i^{\gamma, VDM}(x, Q_0^2, Q_0^2) = K \sum_{V=\rho, \omega, \phi} \frac{4\pi\alpha_{em}}{f_v^2} \tilde{f}_i^{\gamma, V}(x) \quad (4.4)$$

le facteur K prenant en compte la présence de résonances de plus grande masse et des effets d'interférence entre les mésons. Les termes $\frac{4\pi\alpha_{em}}{f_v^2}$ donnent la probabilité qu'un photon fluctue en méson correspondant. La forme des fonctions $\tilde{f}_i^{\gamma, V}(x)$ est déterminée à partir de mesures de photoproduction.

La partie anomale (perturbative) est exprimée comme l'intégrale d'une distribution d'état $f_i^{\gamma, q\bar{q}}(x, Q^2, k^2)$ à partir de l'échelle Q_0^2 :

$$f_i^{\gamma, anomal}(x, Q^2, Q_0^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \sum_q 2e_q^2 \int_{Q_0^2} Q^2 \frac{dk^2}{k^2} f_i^{\gamma, q\bar{q}}(x, Q^2, k^2) \quad (4.5)$$

la somme parcourant toutes les saveurs de quark actives. L'expression explicite des fonctions d'état $f_i^{\gamma, q\bar{q}}(x, Q^2, k^2)$ et $\tilde{f}_i^{\gamma, V}(x)$ est donnée dans la Référence [46]. Les fonctions de densité sont calculées pour $Q^2 > Q_0^2$ au premier ordre (LO) dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$. La masse des quarks légers est négligée dans le calcul et $\Lambda_{QCD}^{(4)} = 0.2$ GeV. Les masses des quarks charm et bottom sont respectivement fixées à 1.3 GeV et 4.6 GeV.

- les fonctions de densités GRV-LO ont été développées par Glück, Reya et Vogt. Contrairement à SaS-1D, les contributions anomales et VDM ne sont pas explicitement séparées au sein du contenu résolu. Les fonction hadroniques initiales $f_i^{\gamma NP}(x, Q_0^2)$ sont construites à une échelle de référence $Q_0^2 = 0.25$ GeV² à partir de la fonction de distribution du pion et d'un modèle VDM pour décrire la contribution des mésons ρ , ω et ϕ . Elles sont données par :

$$f_q^\gamma(x, Q_0^2) = f_{\bar{q}}^\gamma(x, Q_0^2) = f_g^\gamma(x, Q_0^2) = \frac{8\alpha\pi}{f_\rho^2} x^a (1-x)^b \quad (4.6)$$

avec $f_\rho^2 = 0.18$ et des coefficients a, b dépendant du parton considéré. L'évolution des fonctions de densité est calculée au premier ordre dans le schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$ avec $\Lambda_{QCD}^{(4)} = 0.2$ GeV en négligeant la masse des quarks légers. Les masses des quarks charm et bottom sont respectivement fixées à 1.5 GeV et 4.5 GeV.

Ces distributions de densité partoniques sont extraites à partir des fonctions de structure du photon mesurées dans la réaction de diffusion inélastique électron-photon $e\gamma \rightarrow eX$. Dans ce processus, un photon virtuel sonde le contenu d'un photon quasi-réel. En suivant la notation de la Figure 4.2, la section efficace différentielle de cette diffusion s'écrit :

$$\frac{d\sigma(e\gamma \rightarrow eX)}{dxdy} = \frac{16\pi\alpha^2 E(E-E')}{Q^4} [(1-y)F_2^\gamma(x, Q^2) + xy^2 F_1^\gamma(x, Q^2)] \quad (4.7)$$

avec F_1^γ et F_2^γ des fonctions de structure, $x = Q^2/(Q^2 + M^2)$ et $y = 1 - E/E' \cos^2 \theta/2$ les variables de Bjorken et M la masse invariante du système X. Le coefficient xy^2 étant en général très petit, la section efficace se réduit en bonne approximation à :

$$\frac{d\sigma(e\gamma \rightarrow eX)}{dxdy} = \frac{16\pi\alpha^2 E(E-E')}{Q^4} (1-y)F_2^\gamma(x, Q^2) \quad (4.8)$$

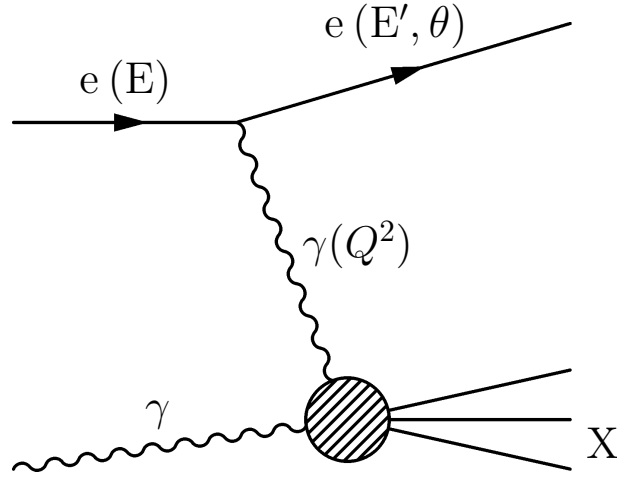


FIG. 4.2 – Diagramme de Feynmann correspondant à la diffusion inélastique électron-photon $e\gamma \rightarrow eX$.

La fonction de structure F_2^γ est reliée aux fonctions de densité partoniques f_i^γ au premier ordre par la relation :

$$F_2^\gamma(x, Q^2) = x \sum_{i=q, \bar{q}} e_i^2 f_i^\gamma(x, Q^2) \quad (4.9)$$

avec e_i la charge du parton i . Les prédictions des fonctions GRV-LO et SaS-1D sont montrées dans la Figure 4.3 et comparées aux mesures expérimentales obtenues au LEP [48]. Les deux distributions décrivent raisonnablement bien les données à petit x mais sous-estiment la remontée à grand x . La fonction GRV-LO reproduit globalement mieux les données que SaS-1D. La présence du contenu anomal, autrement dit des gluons, est clairement visible dans la région des grand x où la composante QPM ne suffit pas à décrire seule les mesures.

Nous terminerons cette partie en remarquant que la partie non-perturbative des fonctions de densité, $f_i^{\gamma NP}$, devient négligeable lorsque Q^2 devient largement supérieur à la masse typique des mésons vecteurs. La forme de F_2^γ est alors entièrement dictée par la composante perturbativement calculable [12]. La mesure de la fonction de structure

dans une telle région cinématique permettrait de tester précisément les prédictions de la QCD et de déterminer la valeur de Λ_{QCD} . Dans la pratique cependant, Q^2 reste limité si bien que les fonction de densité doivent toujours être calculées à partir d'une distribution hadronique initiale.

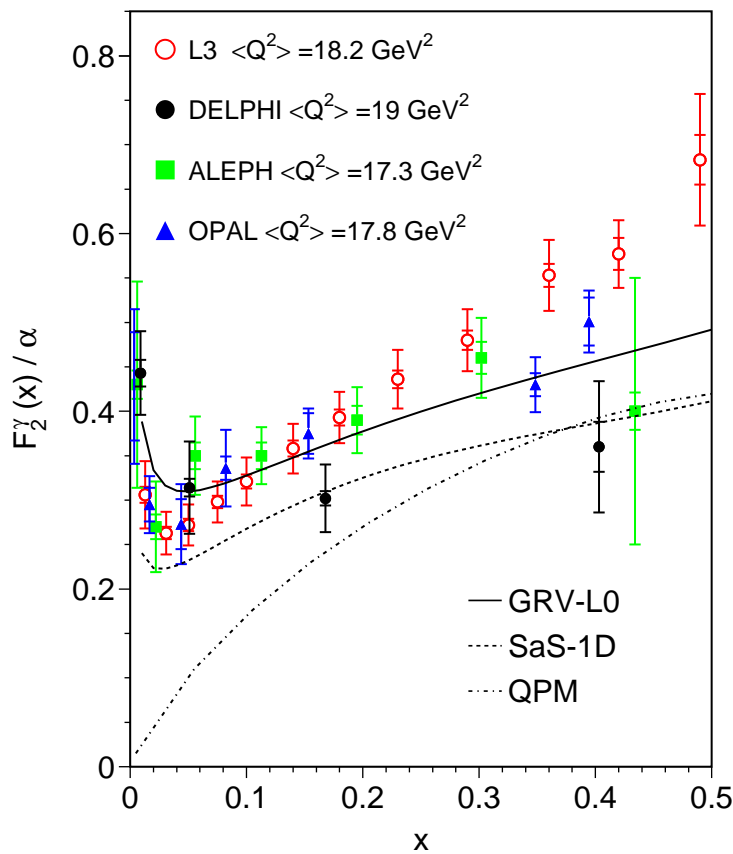


FIG. 4.3 – La fonction de structure $F_2^\gamma(x)$ en fonction de x mesurée par les différentes expériences du LEP [48]. Les prédictions théoriques des fonctions GRV-LO et SaS-1D sont respectivement montrées par une courbe pleine et traitillée. La contribution du processus QPM est visible sous forme de courbe pointillée-traitillée.

4.1.2 Les générateurs Monte Carlo

Les collisions photon-photon, au travers de leurs contenus hadroniques, présentent donc de nombreuses similitudes avec les interactions hadron-hadron. Tout comme ces dernières, elle comportent plusieurs aspects de nature non-perturbative qu'il est impossible de calculer en QCD. Pour contourner ce problème, les calculs théoriques utilisent une approche probabiliste, basée implicitement sur le théorème de factorisation, qui consiste à diviser le processus en sous-processus successifs. Les photons sont d'abord générés par les électrons entrants puis interagissent via leurs contenus ponctuels ou hadroniques pour créer une gerbe partonique. Ces partons sont ensuite convertis en hadrons qui finissent par se désintégrer. Les aspects non-perturbatifs sont traités en utilisant des modèles phénoménologiques plus ou moins sophistiqués. La structure typique d'un événement est exposée dans le Tableau 4.1, illustrant les étapes suivies dans le processus de génération.

Dans le cadre de ce mémoire nous emploierons les générateurs PYTHIA [49] et PHOJET [50] pour simuler la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons. Leurs caractéristiques sont commentées dans les paragraphes suivants. Les processus d'hadronisation, assurés par JETSET [49] pour les deux générateurs, seront discutés en dernier.

Le générateur PYTHIA

PYTHIA est un Monte Carlo généraliste simulant une grande variété de réactions de physique des hautes énergies. Dans la version utilisée, les interactions photon-photon ne sont générées que pour des photons réels ($Q^2 = 0$). La virtualité de ces derniers est prise en compte à travers une fonction de luminosité basée sur la formule EPA (équation 2.26) avec une coupure $Q^2 < m_\rho^2$. Le contenu du photon est paramétrisé par les fonctions de densité partonique SaS-1D. Il est séparé en composantes directes, VDM et anomales, donnant lieu à 6 classes d'événement pour les collisions photon-photon : directe-directe, directe-VDM, directe-anomale, VDM-VDM, VDM-anomale et anomale-anomale. Ces processus sont traités comme des interactions dures ou molles, suivant le transfert d'impulsion transverse entre les partons. La limite entre ces deux régimes se situe aux alentours d'une impulsion transverse de 0.5 GeV.

Les interactions dures (grand p_t) sont essentiellement générées par les composantes

	N°	Type	code MC	Parent	p_x (GeV)	p_y (GeV)	p_z (GeV)	E (GeV)
état initial	1	e^-	11	–	0.000	0.000	94.300	94.300
	2	e^+	-11	–	0.000	0.000	-94.300	94.300
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$	3	γ	22	1	-0.001	0.000	53.486	53.486
	4	γ	22	2	0.000	0.000	-0.135	0.135
	5	e^-	11	3	0.001	0.000	40.814	40.814
	6	e^+	-11	4	0.000	0.000	-94.165	94.165
$\gamma^*\gamma^* \rightarrow c\bar{c}$	7	c	4	3	0.551	0.773	46.808	46.842
	8	\bar{c}	-4	3	-0.552	-0.773	6.542	6.779
$c\bar{c} \rightarrow \text{string} \rightarrow$ $D^{*0} K^+ D_s^-$	9	string	92	7	-0.001	0.000	53.351	53.621
	10	D^{*0}	423	9	0.086	-0.134	27.872	27.944
	11	K^+	321	9	-0.034	0.863	11.210	11.254
	12	D_s^-	-431	9	-0.053	-0.728	14.270	14.423
$D^{*0} \rightarrow D^0\gamma$	13	D^0	421	10	0.179	-0.219	25.946	26.015
	14	γ	22	10	-0.093	0.085	1.926	1.930
$D_s^- \rightarrow \phi\rho^-$	15	ϕ	-333	12	0.194	-0.745	8.597	8.690
	16	ρ^-	-213	12	-0.247	0.017	5.672	5.733
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0\pi^0$	17	K^-	-321	13	-0.351	-0.025	15.526	15.538
	18	π^+	211	13	0.438	0.018	6.942	6.957
	19	π^0	111	13	-0.058	-0.254	2.655	2.671
	20	π^0	111	13	0.149	0.041	0.823	0.848
$\phi \rightarrow K_L^0 K_S^0$	21	K_L^0	130	15	0.181	-0.369	4.318	4.366
	22	K_S^0	310	15	0.013	-0.376	4.280	4.325
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots

TAB. 4.1 – Structure d'un événement généré par PYTHIA. Les électrons initiaux émettent d'abord des photons virtuels qui interagissent ensuite pour former une paire $c\bar{c}$. Cette paire définit une corde qui se désintègre en $D^{*0} K^+ D_s^-$. Ces hadrons sont à leur tour désintégrés en fonction de leur temps de vie et de leur taux de désintégration. Le code se réfère au schéma de numérotation des particules dans la simulation [51]. Le numéro de la particule mère est indiqué dans la colonne parent. Les grandeurs p_x , p_y , p_z et E désignent respectivement les trois composantes de l'impulsion et l'énergie de la particule.

directes et anomales du photon. Deux partons participent à une diffusion dure $2 \rightarrow 2$ qui se développe ensuite en une gerbe partonique. L'ensemble de la réaction est calculable en QCD perturbative, une fois les fonctions de structure du photon spécifiées. Les différents processus élémentaires $2 \rightarrow 2$ employés sont répertoriés dans le Tableau 4.2. Les détails de la structure d'un événement produit par un sous-processus $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ou $q\bar{q} \rightarrow gg$ sont exposés dans les Tableaux 4.1 et 4.3.

Les interactions molles (bas p_t), principalement dues à la composante VDM du photon, regroupent les processus de diffusion élastique ($AB \rightarrow AB$), de diffraction simple $AB \rightarrow AX$ et double $AB \rightarrow X_1X_2$ ainsi que les diffusions non-diffractives ($AB \rightarrow X$) (Tableau 4.2). Les sections efficaces totales, élastiques et diffractives sont paramétrisées par un modèle inspiré des théories de Regge, faisant intervenir l'échange de Reggeon et Pomeron. L'état final est généré en fonction du processus de production suivant différentes stratégies. Les systèmes diffractifs légers sont désintégrés en deux corps, tandis que les systèmes plus massifs sont traités comme des cordes de couleur ayant les mêmes nombres quantiques que la particule mère. Ces cordes se fragmentent ensuite en hadrons lors du processus d'hadronisation. Finalement, le cas non-diffractif emploie un modèle de diffusions multiples où plusieurs interactions parton-parton peuvent se produire dans le même événement. Ces diffusions sont supposées indépendantes et leur nombre par événement suit une distribution poissonnienne. Le taux d'interaction total parton-parton est calculé perturbativement en fonction du transfert d'impulsion transverse, p_\perp , selon :

$$\sigma(p_{\perp,min}) = \int_{p_{\perp,min}^2}^{s/4} \frac{d\sigma}{dp_\perp^2} dp_\perp^2 \quad (4.10)$$

avec $d\sigma/dp_\perp^2$ la section efficace différentielle de la diffusion dure $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ à une échelle p_\perp^2 (cf. section 7.2 de la Référence [49]). L'approche perturbative, raisonnable à grand p_\perp , diverge lorsque $p_\perp \rightarrow 0$ et une coupure $p_{\perp,min}$ doit être imposée pour régulariser la section efficace. La configuration partonique finale est définie en connectant deux à deux les partons via des cordes de couleur. Les détails de la structure d'un événement non-diffractif sont affichés dans le Tableau 4.4. La valeur de la coupure $p_{\perp,min}$ est paramétrisée en fonction de \sqrt{s} selon :

$$p_{\perp,min}(s) = 1.9 \text{ GeV} \left(\frac{s}{1 \text{ TeV}^2} \right)^{0.08} \quad (4.11)$$

Processus durs		Processus mous	
Type de processus	Code	Type de processus	Code
$qq \rightarrow qq$	11	diffusion élastique	91
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	12	diffraction simple $AB \rightarrow AX$	92
$q\bar{q} \rightarrow gg$	13	diffraction simple $AB \rightarrow XB$	93
$qg \rightarrow qg$	28	diffraction double	94
$q\gamma \rightarrow qg$	33	diffusion non-diffractive	95
$gg \rightarrow q\bar{q}$	53		
$g\gamma \rightarrow q\bar{q}$	54		
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	58		
$gg \rightarrow gg$	68		

TAB. 4.2 – Liste des sous-processus durs $2 \rightarrow 2$ et des processus mous utilisés par PYTHIA pour simuler les interactions photon-photon. Le code indique le numéro interne du processus utilisé par PYTHIA (ISUB).

Il est important de réaliser que ce modèle est au mieux une bonne approximation de la réalité à bas p_{\perp} , puisque l’approche perturbative n’est pas réellement applicable dans ce domaine. La section efficace de diffusion $d\sigma/dp_{\perp}^2$ reçoit également une contribution importante de la région des petits x , où les fonction de densité partoniques sont mal connues.

4.1.3 Le générateur PHOJET

PHOJET est un générateur conçu pour simuler les interactions hadrons-hadron, hadron-photon et photon-photon dans une large gamme d’énergie. Ces processus sont décrits dans le cadre du modèle DPM (Dual Parton Model) [52] en terme d’échange de Reggeon et Pomeron. Ce modèle est une réalisation phénoménologique asymptotique de la QCD dans la limite d’un grand nombre de couleurs et saveurs ($N_c, N_f \rightarrow \infty$) [53], incorporant les idées générales de la dualité [54] et la théorie du Reggeon de Gribov [55]. Sa formulation en deux composantes, une molle et une dure, combiné à la QCD perturbative permet de décrire les caractéristiques principales des réactions hadroniques. La théorie de Gribov, appliquée simultanément aux deux composantes pour préserver

	N°	Type	code MC	Parent	p_x (GeV)	p_y (GeV)	p_z (GeV)	E (GeV)
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$	1	e^-	-11	—	0.000	0.000	98.000	98.000
	2	e^+	11	—	0.000	0.000	-98.000	98.000
	3	e^-	-11	1	0.000	0.000	97.333	97.333
	4	e^+	11	2	-0.017	-0.001	-59.600	59.600
	5	γ	22	1	0.000	0.000	0.667	0.667
	6	γ	22	2	0.017	0.001	-38.400	38.400
$\gamma^*\gamma^* \rightarrow u\bar{u}u\bar{u} \rightarrow$ $ugg\bar{u} \rightarrow \text{string}$	7	u	2	5	-0.083	0.203	0.428	0.481
	8	\bar{u}	-2	6	0.082	0.411	-9.413	9.422
	9	gluon	21	7	-1.107	-1.719	-5.597	5.959
	10	gluon	21	8	1.125	1.106	-23.151	23.205
	11	string	92	7	0.017	0.001	-37.733	39.067
string $\rightarrow \pi^0\pi^+$ $K_0^{*0} \phi K^{*-}$	12	π^0	110	11	-0.055	-0.483	0.159	0.529
	13	π^+	211	11	-1.221	-0.043	-2.898	3.148
	14	K_0^{*0}	10311	11	0.837	0.410	-5.503	5.752
	15	ϕ	333	11	-0.121	-0.873	-10.343	10.431
	16	K^{*-}	323	11	0.574	0.989	-19.166	19.223
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots

TAB. 4.3 – Structure d'un événement produit par le processus élémentaire de diffusion $q\bar{q} \rightarrow gg$. Les deux photons se convertissent d'abord en paire $u\bar{u}$ puis le quark issu d'un photon et l'antiquark issu de l'autre diffusent selon la réaction $u\bar{u} \rightarrow gg$. Ces deux gluons ainsi que le quark et l'antiquark restants définissent une corde de couleur qui se désintègre ensuite en hadrons. Le code se réfère au schéma de numérotation des particules dans la simulation [51]. Le numéro de la particule mère est indiqué dans la colonne parent. Les grandeurs p_x , p_y , p_z et E désignent respectivement les trois composantes de l'impulsion et l'énergie de la particule.

	N°	Type	code MC	Parent	p_x (GeV)	p_y (GeV)	p_z (GeV)	E (GeV)
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$	1	e^-	11	—	0.000	0.000	98.000	98.000
	2	e^+	-11	—	0.000	0.000	-98.000	98.000
	3	e^-	11	1	-0.020	-0.070	75.097	75.097
	4	e^+	-11	2	0.000	0.000	-97.623	97.623
	5	γ	22	1	0.020	0.070	22.903	22.903
	6	γ	22	2	0.000	-0.000	-0.377	0.377
$\gamma^*\gamma^* \rightarrow \rho^0\rho^0 \rightarrow$ ($u\bar{u}$) ($d\bar{d}$)	7	u	2	5	-0.120	0.022	13.677	13.677
	8	\bar{u}	-2	5	0.140	0.048	9.213	9.214
	9	d	1	6	-0.020	-0.060	-0.250	0.258
	10	\bar{d}	-1	6	0.020	0.060	-0.114	0.131
$u\bar{d} \rightarrow \text{string} \rightarrow$ $K^+K^{*-}\rho^+$	11	string	92	7	-0.099	0.081	13.562	13.808
	12	K^+	321	11	-0.073	0.367	6.998	7.025
	13	K^{*-}	-313	11	-0.089	-0.205	3.116	3.252
	14	ρ^+	213	11	0.063	-0.082	3.449	3.530
$d\bar{u} \rightarrow \text{string} \rightarrow$ $\bar{\Sigma}^0\Sigma^-$	15	string	92	8	0.120	-0.012	8.963	9.473
	16	$\bar{\Sigma}^0$	-3212	15	0.294	0.104	7.351	7.454
	17	Σ^-	3112	15	-0.174	-0.115	1.612	2.019
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots	\vdots

TAB. 4.4 – Structure d'un événement non-diffractif ($AB \rightarrow X$) généré par PYTHIA. Les deux photons se convertissent en une paire $\rho^0\rho^0$ qui définit deux cordes de couleurs à partir de leur contenu en quark. Ces cordes se désintègrent ensuite en hadrons. Le code se réfère au schéma de numérotation des particules dans la simulation [51]. Le numéro de la particule mère est indiqué dans la colonne parent. Les grandeurs p_x , p_y , p_z et E désignent respectivement les trois composantes de l'impulsion et l'énergie de la particule.

l'unitarité, prédit l'existence de diffusions multiples au sein d'un même événement. En particulier, un événement mou est souvent constitué de plusieurs diffusions molles.

Les photons sont générés en fonction de Q^2 selon l'approximation EPA de la fonction de luminosité du photon (équation 2.26). Les fonctions de densité partoniques GRV-LO sont utilisées pour paramétriser le contenu du photon. Les interactions photon-photon sont générées selon huit processus de base, énumérés dans le Tableau 4.5. Ils sont traités de manière dure si un ou plusieurs partons ont une impulsion transverse dépassant un certain seuil et de manière molle dans le cas contraire. La frontière entre ces deux régimes se situe vers $p_t \simeq 2.5$ GeV, mais les paramètres du modèle sont ajustés de manière à assurer une transition continue entre ces deux composantes si la limite est légèrement changée. Les processus mous sont décrits par l'échange de Reggeons et Pomerons tandis que les diffusions dures sont calculées perturbativement en QCD. Les sous-processus intervenants dans le calcul des diffusions dures sont donnés dans le Tableau 4.5. Un état partonique final est ensuite calculé à l'aide du théorème optique en évaluant la discontinuité de l'amplitude de diffusion. Les détails de cette procédure se trouvent dans la Référence [50]. Mentionnons simplement que dans la limite d'un grand nombre de couleur, les Reggeons et Pomerons produisent des structures semblables à des chaînes de partons connectés entre eux par des cordes de couleur.

Notons encore que les paramètres de ce modèle sont déterminés en ajustant des sections efficaces de photoproduction [56]. En supposant la dualité photon-hadron, la section efficace photon-photon peut être prédite sans paramètres libres supplémentaires.

4.1.4 Les processus d'hadronisation et JETSET

La configuration partonique, une fois définie, doit encore être transformée en hadrons qui seront ensuite désintégrés selon leur temps de vie et canaux de désintégration respectifs. Cette transition porte le nom d'hadronisation et se déroule à une énergie proche du GeV. Etant donné qu'il est impossible de la calculer en QCD perturbative, il faut avoir recours à des modèles non-perturbatifs ou se baser sur d'autres mesures expérimentales et supposer l'universalité des fonctions de fragmentation. De nombreux modèles ont été développés au cours des années pour tenter de reproduire au mieux les données expérimentales, citons notamment le modèle de fragmentation indépendante [57], de fragmentation en clusters [58] et de fragmentation en cordes [59]. Ils sont

Processus	Sous-processus durs
diffusion élastique	$gg \rightarrow gg$
diffusion quasi-élastique	$q\bar{q} \rightarrow gg$
diffusion non-diffractive	$qg \rightarrow qg$
diffusion pomeron-pomeron	$gg \rightarrow q\bar{q}$
diffractive simple	$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$
diffractive double	$qq \rightarrow qq$
diffusions dures (directes et résolues)	$\gamma q \rightarrow gq$
	$\gamma g \rightarrow q\bar{q}$
	$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$

TAB. 4.5 – Le tableau de gauche regroupe les processus de base utilisés par PHOJET pour générer les interactions photon-photon. Les sous-processus utilisés dans le calcul des diffusions dures sont détaillés dans le Tableau de droite.

pour la plupart basés sur une approche itérative, décrivant l’hadronisation comme une succession de processus simples tel que jet \rightarrow hadron + jet restant ou corde \rightarrow hadron + corde restante. Les caractéristiques des particules formées à chaque itération (saveur, énergie, impulsion,...) sont déterminées de manière probabiliste.

Nous ne décrivons ici que l’approche utilisé par JETSET, à savoir la fragmentation en cordes. La discussion commencera par le système le plus simple possible, une paire quark-antiquark $q\bar{q}$ se fragmentant uniquement en mésons. Contrairement au cas électromagnétique, le champ de couleur créé par deux quarks a la forme d’un tube d’un diamètre de l’ordre du femtomètre s’étendant d’une charge à l’autre². En négligeant le terme de type Coulombien, l’énergie potentielle stockée dans ce champ augmente linéairement avec la distance séparant les charges. Lorsque le quark et l’antiquark s’éloignent l’un de l’autre, l’énergie emmagasinée augmente et finit par devenir suffisante pour permettre à la corde de se briser en produisant une nouvelle paire quark-antiquark $q'\bar{q}'$. Le système se sépare ainsi en deux entités singulet de couleur $q\bar{q}'$ et $q'\bar{q}$, qui se fragmentent à leur tour, et ainsi de suite, jusqu’à ce qu’il ne reste plus que des mésons. L’introduction de gluons a pour effet de déformer les cordes, chaque déformation portant l’énergie et l’impulsion du gluon qui l’a produite. La corde peut alors se rompre

²Le confinement du champ est dû à l’interaction entre les gluons, mais ces mécanisme ne sont pas encore tous complètement compris.

du côté du quark, de l'antiquark ou des deux.

La masse et l'impulsion transverse des mésons est générée par un mécanisme basé sur l'effet tunnel. Le quark doit en effet être produit à une certaine distance de l'antiquark afin que l'énergie stockée dans le champ de couleur soit transformée en masse et impulsion transverse. Cette idée se traduit d'un point de vue quantique par la création d'une paire de quarks au même endroit, de manière à assurer la conservation de la saveur, qui tunnellent ensuite dans la région classiquement admise. La probabilité de tunneler est proportionnelle à $\propto e^{-am^2} e^{-ap_t^2}$ avec a un paramètre relié aux caractéristiques de la corde, m la masse et p_t l'impulsion transverse du quark. L'impulsion transverse d'un hadron est obtenue en somme celle des quarks qui le composent. Les masses des quarks légers étant relativement proches, la distribution d'impulsion transverse des hadrons suit en bonne approximation une distribution gaussienne de largeur σ_Q . Le mécanisme d'effet tunnel provoque également une suppression de la production de quarks lourds dans des proportions $u : d : s : c \simeq 1 : 1 : 3 : 10^{-11}$. Ces fractions dépendant de la masse des quarks, qu'il est extrêmement difficile de déterminer dans des réactions de basse énergie (faut-il prendre les masses constitutives, nues ou quelque chose entre deux?), le rapport γ_s entre la production d'une paire $s\bar{s}$ et $u\bar{u}$ est laissé comme un paramètre libre.

Si ce modèle permet de comprendre relativement aisément la formation de mésons, il n'existe par contre aucune approche aussi simple pour expliquer la production de baryons. La solution la plus évidente consiste à introduire des diquarks, des états liés de deux quarks considéré comme une particule élémentaire³. La corde peut alors se briser en une paire diquark-antidiquark et la combinaison d'un quark avec un diquark produit un baryon. Trois paramètres supplémentaires doivent être introduits dans ce modèle : le rapport entre la production d'une paire de diquarks et celle d'une paire de quarks, $\mathcal{P}(qq/q)$, le taux de production d'un diquark vectoriel (spin 1) par rapport à celui d'un diquark scalaire (spin 0), ud_1/ud_0 , et un facteur quantifiant la suppression des diquarks contenant un quark étrange, us/ud .

Afin d'améliorer la description des données expérimentales, un cadre plus général fut développé, le modèle "popcorn" [60]. Dans cette approche, la production successive

³Une description plus étendue des propriétés des diquarks sera donnée dans le chapitre consacré à la production exclusive de baryons.

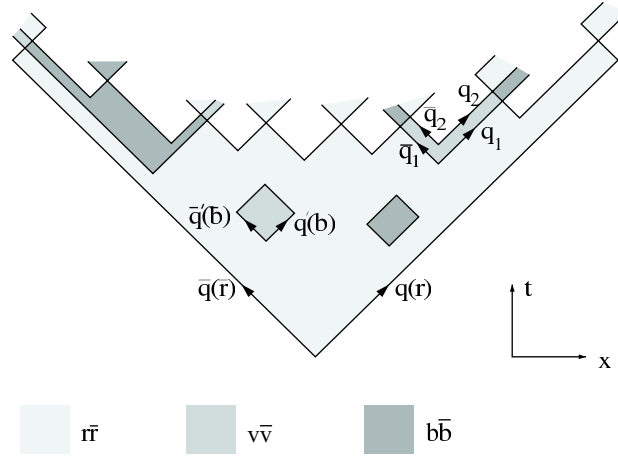


FIG. 4.4 – La création de paire quark-antiquark bleue-antibleue ($q_1(b) \bar{q}_1(\bar{b})$) et verte-antiverte ($q_2(v) \bar{q}_2(\bar{v})$) dans un champ de couleur original rouge-antirouge ($q(r)\bar{q}(\bar{r})$) conduit à la production effective d'une paire diquark-antidiquark antirouge-rouge qui peut s'assembler avec d'autres quarks pour former des baryons.

de deux paires quark-antiquark joue le rôle de paire diquark-antidiquark. Supposons que la corde soit produite par une paire de quarks rouge-antirouge $q(r)\bar{q}(\bar{r})$, comme le montre la Figure 4.4. Elle ne peut se briser que si une nouvelle paire rouge-antirouge est créée de manière à former deux singulets de couleur. Il est toutefois possible qu'une paire virtuelle bleue-antibleue $q_1(b)\bar{q}_1(\bar{b})$ soit temporairement produite dans le champ de couleur original rouge-antirouge, son temps de vie étant inversement proportionnel à son énergie. L'apparition d'une seconde paire verte-antiverte $q_2(v)\bar{q}_2(\bar{v})$ dans la région délimitée par la paire $q_1(b)\bar{q}_1(\bar{b})$ correspond à la création d'une paire effective diquark-antidiquark de couleur antirouge-rouge. Un diquark antirouge peut alors se combiner avec un quark rouge pour former un baryon. Contrairement au modèle des diquarks, la paire baryon-antibaryon ne doit pas forcément être produite côte à côte. La géométrie générée par la production des différentes paires permet en effet la création de mésons intermédiaires entre le baryon et l'antibaryon, comme le montre la Figure 4.5. Puisque la probabilité de créer un méson diminue toutefois exponentiellement avec sa masse, la configuration la plus probable ne compte qu'une paire baryon-antibaryon (BB), puis vient celle contenant un méson intermédiaire (BMB), deux mésons intermédiaires (BMMB), etc. Dans le modèle popcorn simple, seul les combinaisons BB et BMB

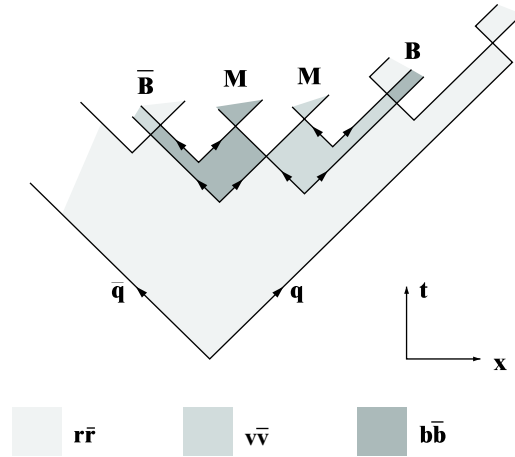


FIG. 4.5 – La géométrie générée par la création des paires quark-antiquark dans le champ de couleur original rouge-antirouge permet la création de mésons intermédiaires (M) entre le baryon (B) et l'antibaryon (\bar{B}).

sont considérées. Le rapport entre ces deux états est fixé par le seul paramètre libre du modèle, le paramètre popcorn \mathcal{P} . Un modèle de popcorn avancé [61] a été développé plus récemment. Bénéficiant d'un traitement plus rigoureux du mécanisme de formation des mésons, il intègre des états plus complexes que le modèle simple (BMMB, BMMMB,...). Deux paramètres reliés à la création des diquarks et mésons intermédiaires, β_u et β_s , doivent être spécifiés. Par défaut, JETSET utilise le modèle popcorn simple.

Une procédure itérative est également employée pour générer l'impulsion longitudinale des hadrons. Nous avons vu que l'impulsion transverse des quarks est générée par un mécanisme basé sur l'effet tunnel, l'impulsion transverse du quark compensant localement celle de l'antiquark. L'impulsion transverse p_\perp d'un hadron est obtenue en somme celle des quarks qui le composent. Son impulsion longitudinale p_\parallel est ensuite déterminées dans une procédure itérative à partir d'une fonction de fragmentation $f(z)$, qui décrit la probabilité que le hadron produit emporte une fraction z de l'impulsion longitudinale restant dans la corde. L'impulsion restante est définie comme l'impulsion longitudinale totale de la corde moins celle des hadrons déjà produits. La fonction employée par défaut est la fonction de fragmentation symétrique de Lund [62] :

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z} e^{(-bm_\perp^2/z)} \quad (4.12)$$

avec $m_{\perp} = \sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}$ la masse transverse du hadron, a et b des paramètres dépendant de la saveur des quarks. Dans la pratique, cette dépendance est relativement faible et des paramètres a et b identiques sont utilisés pour les trois quarks légers.

Les paramètres libres de JETSET sont fixés par chaque expérience de manière à reproduire au mieux les données. Bien qu'ils doivent être universels, l'hadronisation ne dépendant pas de l'expérience considérée, le choix des paramètres à ajuster et des distributions utilisées introduit un certain "degré de liberté". A L3, seul les paramètres pour lesquels l'expérience est sensible ont été ajustés, tel que ceux qui contrôlent le nombre total des particules ou la forme des événements. Les autres paramètres sont utilisés avec leur valeur par défaut. Les valeurs des paramètres principaux et de ceux reliés à la production de baryons sont données dans le Tableau 4.6. Mentionnons que tous ces paramètres sont ajustés pour des événements hadroniques à $\sqrt{s} \simeq m_Z$ pour lesquels on dispose d'une grande statistique. Nous avons utilisé les mêmes paramètres pour simuler les interactions photon-photon bien que celles-ci se déroulent pour la grande majorité à des énergies $\sqrt{s} \ll m_Z$.

4.1.5 Les autres approches théoriques

Les approches théoriques utilisées pour décrire la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons ne sont pas limitées aux méthodes Monte Carlo. Des calculs analytiques NLO concernant la production inclusive de pions et kaons ont récemment été effectués [63]. Les prédictions reproduisent bien la distribution de l'impulsion transverse dans la région de moyenne impulsion, mais sous-estiment clairement les données à grande impulsion [64]. Cette différence reste inexplicée, d'autant plus que les prédictions augmentent en fiabilité avec l'impulsion transverse. Ces calculs n'ont malheureusement pas encore été étendus aux baryons étranges (Λ, Ξ, \dots).

Des théories plus générales concernant la fragmentation et l'hadronisation ont également été explorées. Les modèles couramment utilisés, tels que ceux décrits auparavant, contiennent en effet un grand nombre de paramètres libres qu'il faut déterminer expérimentalement. Leurs pouvoirs prédictifs sont par conséquent relativement faibles, surtout en ce qui concerne les taux de production relatifs des différents hadrons. Un modèle thermodynamique de l'hadronisation a été développé [65] pour décrire ces proportions en utilisant un minimum de paramètres. Il postule l'existence d'un gaz ha-

Paramètre	Valeur utilisée	Valeur par défaut	Variable JETSET
Paramètres généraux			
Masse du Z, m_Z	91.185 GeV	91.187 GeV	PARJ(123)
Largeur du Z, Γ_Z	2.495 GeV	2.489 GeV	PARJ(124)
Angle de Weinberg, $\sin\theta_W$	0.2315	0.2320	PARU(102)
Valeur de la constante de couplage $\alpha_s(m_Z^2)$	0.12	0.20	PARU(111)
Valeur de Λ_{QCD} dans le calcul du deuxième ordre de α_s	0.152 GeV	0.250 GeV	PARJ(122)
Valeur de Λ_{QCD} utilisé pour α_s dans le calcul des gerbes partoniques	0.311 GeV	0.290 GeV	PARJ(81)
Largeur σ_Q de la distribution de l'impulsion transverse des quarks	0.411 GeV	0.360 GeV	PARJ(21)
Paramètre a de la fonction de Lund pour les quarks légers	0.50 GeV ⁻²	0.30 GeV ⁻²	PARJ(41)
Paramètre b de la fonction de Lund pour les quarks légers	0.886 GeV ⁻²	0.580 GeV ⁻²	PARJ(42)
Paramètres liés à la production de baryons			
Rapport entre la production d'une paire $s\bar{s}$ et $u\bar{u}$, γ_s	0.30	0.30	PARJ(2)
Rapport entre la production d'une paire de diquarks et de quarks, $\mathcal{P}(qq/q)$	0.10	0.10	PARJ(1)
Facteur de suppression des diquarks étranges, us/ud	0.40	0.40	PARJ(3)
Rapport entre la production d'un diquark vectoriel et scalaire, ud_1/ud_0	0.15	0.15	PARJ(4)
Paramètre popcorn \mathcal{P}	0.50	0.50	PARJ(5)
Paramètre β_u du modèle popcorn avancé	0.60 GeV ⁻¹	0.60 GeV ⁻¹	PARJ(8)
Paramètre β_s du modèle popcorn avancé	1.80 GeV ⁻¹	1.80 GeV ⁻¹	PARJ(9)

TAB. 4.6 – Liste des principaux paramètres de JETSET et de ceux reliés à la production de baryons. Leur définition est précisée dans le texte. Les valeurs utilisées à L3, les valeurs par défaut de JETSET et le nom des variables internes de JETSET sont mentionnées dans les colonnes correspondantes.

dronique en équilibre thermique à partir duquel les hadrons se découplent lorsque la température diminue. Trois paramètres suffisent à caractériser ce gaz : son volume, sa température et la fraction de quarks étranges qu'il contient par rapport aux quarks légers. Ce modèle fournit une très bonne description des données mesurées dans les collisions e^+e^- mais n'a pas encore été étendu aux réactions photon-photon.

4.1.6 La production de baryons étranges

L'analyse de la production inclusive de hadrons, et plus particulièrement de baryons étranges, permet d'étudier plusieurs aspects des mécanismes de production et d'hadronisation. A basse énergie, les approches utilisées par PYTHIA et PHOJET diffèrent en de nombreux points, notamment en ce qui concerne le traitement des interactions multiples. Une mesure de la section efficace différentielle dans cette région permettra de mieux contraindre ces modèles. Elle apportera également des informations sur le contenu VDM du photon, puisque les baryons étranges sont principalement produits dans ce domaine d'énergie par les fluctuations des photons en méson vecteur. A plus haute énergie, les processus durs sont perturbativement calculables et la mesure des sections efficaces peut servir de test aux prédictions QCD. Mentionnons également que la production de paire de quarks charmés dans la diffusion dures $\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$ est bien plus importante que celle de quarks étranges. Une grande partie des baryons étranges créés à haute énergie proviennent donc de la désintégration d'un quark c primaire et leur détection pourrait être utilisée pour analyser la formation de quark charmé. Ces études peuvent finalement contribuer à améliorer notre connaissance des processus d'hadronisation, tant sur le plan de la formation des baryons que sur les facteurs de suppression de quarks étranges.

4.2 Les mesures expérimentales

Ces mesures sont basées sur des données récoltées par L3 durant les années 1998, 1999 et 2000 à des énergies de centre de masse, \sqrt{s} , variant entre 189 GeV et 209 GeV. Elles correspondent à une luminosité intégrée totale de 610 pb^{-1} et une énergie moyenne $\langle\sqrt{s}\rangle = 198 \text{ GeV}$. Les énergies et luminosités de chaque période de prise de données sont détaillées dans le tableau 4.7. Les données sont analysées pour l'espace de phase $W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$ et $Q^2 < 8 \text{ GeV}^2$ avec une énergie moyenne dans le centre de masse photon-photon $\langle W_{\gamma\gamma} \rangle \simeq 30 \text{ GeV}$ et une virtualité moyenne $\langle Q^2 \rangle \simeq 0.2 \text{ GeV}^2$. La précision des mesures n'étant pas suffisante pour mettre en évidence les effets dus à la variation de \sqrt{s} , les différentes périodes de prise de données sont combinées en un seul échantillon. Cette assertion sera justifiée a posteriori dans la partie dédiée aux résultats.

La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \text{ hadrons}$ est simulée avec les générateurs PYTHIA et PHOJET. Les différents bruits de fond sont générés à l'aide des Monte Carlo suivantes : KK2F [66] pour le processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, KORALZ [67] pour la réaction $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, KORALW [68] pour $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et DIAG36 [69] pour le canal $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$. Les énergies et luminosités des générateurs employés sont rapportées dans le Tableau 4.7.

4.2.1 La sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \text{ hadrons}$

La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \text{ hadrons}$ est caractérisée par la présence de deux électrons dans l'état final emportant une grande fraction de l'énergie. Le système hadronique formé est donc peu énergétique et sa multiplicité totale est en moyenne plus petite que celle du processus d'annihilation. Dans la majorité des cas, les électrons sortants sont diffusés à très petits angles et s'échappent sans être détectés. Dans ces conditions, les photons produits sont quasi-réels et leur virtualité n'excède pas 8 GeV^2 .

La procédure de sélection des événements photon-photon a été optimisée pour l'étude de la section efficace totale à L3 [70]. Elle est basée sur les information enregistrées par le système de détection de traces ainsi que les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Elle consiste en :

- une coupure de multiplicité. Un minimum de 6 particules doivent être détectées

Données			
	Année	\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} (pb ⁻¹)
Données	1998	189	172.2
	1999	192-202	221.8
	2000	202-209	216.0
Monte Carlo			
	Alias	\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} (pb ⁻¹)
PYTHIA	qph65	189.0	192.7
	qph92	196.0	188.4
	qph93	189.0	189.7
	qpi24	199.6	196.6
	qpi27	206.0	479.5
PHOJET	pjq32	189.0	381.0
	pjq36	196.0	70.2
	pjq40	199.6	58.6
	pjq41	199.6	17.3
	pjq47	199.6	87.7
	pjq57	206.0	429.4
	pjq62	208.0	126.8
	pjq63	206.0	423.5
KK2f	kkz06	188.8	1960.8
	kkz07	191.6	508.2
	kkz08	195.6	1069.9
	kkz09	199.6	1136.4
DIAG36	pft07	189.0	1032.1
KORALZ	kat45	189.0	1219.5
KORALW	wk029	189.0	18181.8

TAB. 4.7 – Les énergies de centre de masse, \sqrt{s} , et les luminosités des différentes périodes de prise de données et des Monte Carlo utilisés. Les "Alias" donnent le nom sous lequel les Monte Carlo sont enregistrés dans la base de données de L3.

afin de réduire le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-(\gamma)$. Une particule est identifiée par une trace, une gerbe électromagnétique ou une gerbe hadronique.

Une trace doit toucher au moins 12 fils de la TEC sur un maximum de 62 et au minimum 60% des fils présents sur son parcours. La distance d'approche minimale (DCA), définie comme la distance minimale entre la trace et le point d'interaction primaire dans le plan transverse au faisceau, doit être inférieure à 10 mm, de manière à éliminer les traces mal reconstruites ou formées par les rayons cosmiques. De plus, son impulsion transverse doit être supérieure à 100 MeV. En première hypothèse, la masse du pion π^\pm est attribuée à ces particules.

Un photon est défini par une gerbe électromagnétique constituée d'au moins deux cristaux adjacents dans le calorimètre, ayant une énergie supérieure à 100 MeV et un angle formé avec la trace la plus proche de plus de 200 mrad. De plus, aucune gerbe hadronique ayant une énergie plus grande que 20% de l'énergie de la gerbe électromagnétique ne doit lui être associée. Finalement, les gerbes hadroniques qui ne sont associées ni à une trace, ni à un photon, sont également considérées comme des pions. Ces particules se situent souvent en dehors de la région de détection du traceur si bien qu'aucune trace ne leur est attachée.

Les gerbes électromagnétiques mesurées dans les moniteurs de luminosité sont séparées en électrons, pions et photons suivant leur énergie. Les gerbes de plus de 30 GeV sont considérées comme des électrons, celle dont l'énergie est comprise entre 5 GeV et 30 GeV comme des photons et celle de moins de 5 GeV comme des pions. Les photons et les pions sont inclus dans le calcul de la multiplicité et de la masse effective des particules visibles, tandis que les événements contenant des électrons sont éliminés par la coupure d'anti-tag.

La distribution du nombre de particules est donnée sur la Figure 4.6a, une coupure de présélection demandant au moins quatre particules ayant déjà été appliquée. Les Monte Carlo ne reproduisent qu'approximativement cette distribution; les prédictions de PHOJET semblent toutefois plus en accord avec les données que celles de PYTHIA.

- une coupure d'énergie. L'énergie totale mesurée dans le calorimètre électromagnétique et hadronique, E_{tot} , ne doit pas excéder 40% de \sqrt{s} afin d'exclure les événements d'annihilation, comme le montre la Figure 4.6b. De plus, l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique doit rester inférieure à 50 GeV

- pour éliminer les événements du type $e^+e^- \rightarrow \gamma Z$. Elle doit également dépasser 500 MeV afin de rejeter les événements dus à une interaction faisceau-gaz ou faisceau paroi ainsi qu'au bruit de fond électronique dans l'un des sous-détecteurs.
- une coupure d'anti-tag. Aucun dépôt d'énergie de plus de 30 GeV ne doit être observé dans les moniteurs de luminosité couvrant la région angulaire $31 \text{ mrad} < \theta < 62 \text{ mrad}$. Cette condition limite la virtualité Q^2 des photons à 8 GeV^2 , avec une valeur moyenne $\langle Q^2 \rangle \simeq 0.2 \text{ GeV}^2$. Les événements qui comportent un électron diffusé avec un angle supérieur à 62 mrad sont rejetés par les coupures d'énergie. La distribution de l'énergie déposée dans les moniteurs est montrée sur la Figure 4.6c. Le générateur PYTHIA ne reproduit pas les données dans la partie supérieure du spectre à cause d'une coupure $Q^2 < m_\rho^2$ appliquée sur la fonction de luminosité lors de la génération des événements. Les données dans la région de basse énergie sont par contre bien décrites par les deux générateurs.
 - une coupure de masse. La masse effective de toutes les particules visibles, W_{vis} , doit être supérieure à 5 GeV. Ce critère permet de rejeter les événements produit dans la formation de résonance de même que les processus diffractifs tel que $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$. La distribution de W_{vis} , une fois les autres coupures appliquées, est donnée sur la Figure 4.6d. Des valeurs de plus de 200 GeV peuvent être atteintes.

Environ 3 millions d'événements sont sélectionnés avec une efficacité globale de 45%. La perte d'efficacité est essentiellement due à la coupure de masse ($\sim 60\%$) et à l'efficacité limitée du système de déclenchement ($\sim 80\%$). Le bruit de fond, principalement composé des événements d'annihilation $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^- \rightarrow e^+e^- \text{hadrons}$, est inférieur à 1%. La contamination des événements produits par les interactions faisceau-paroi et faisceau-gaz est négligeable. A l'exception de la distribution de multiplicité, PYTHIA et PHOJET reproduisent globalement bien l'ensemble des données.

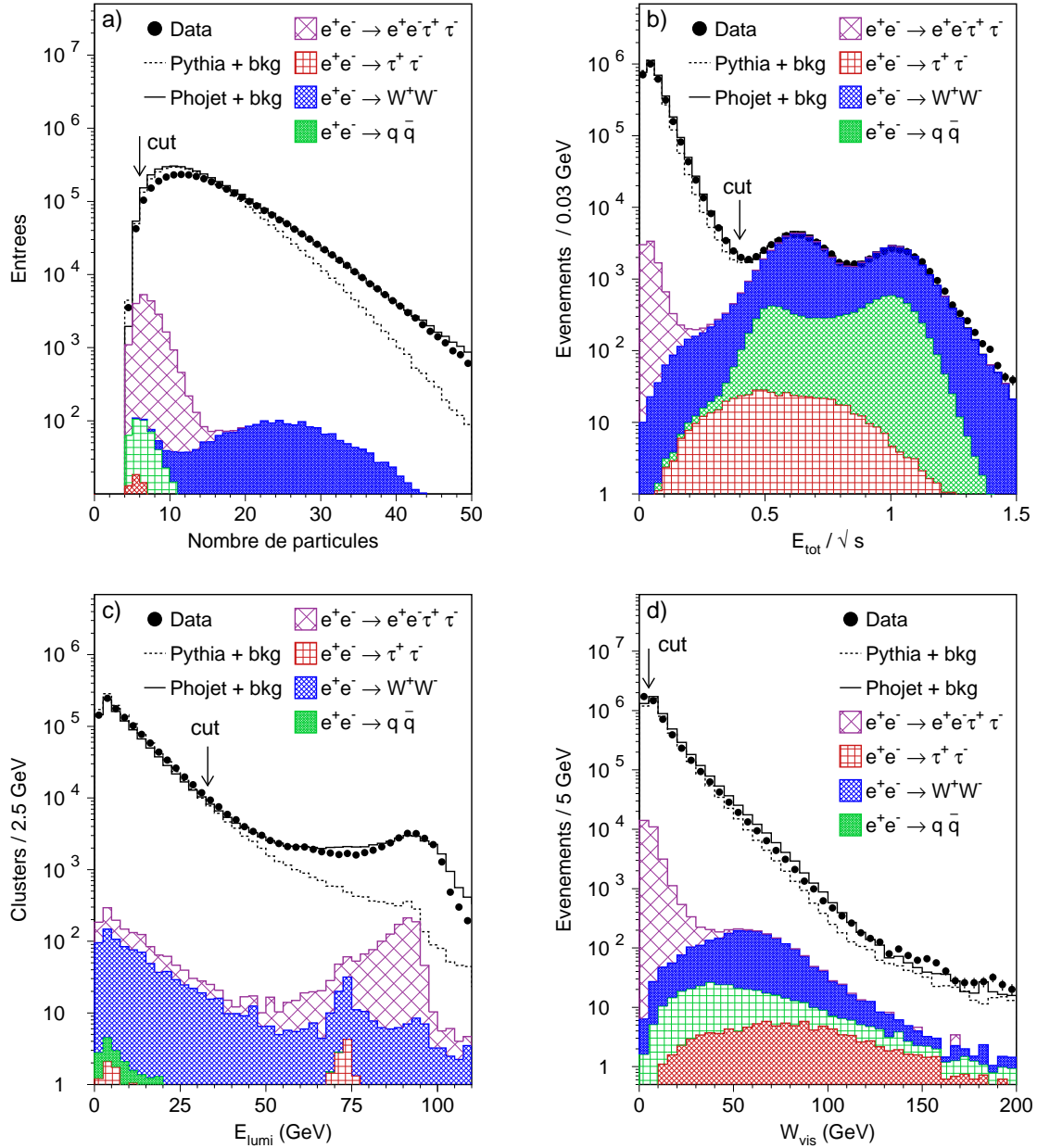


FIG. 4.6 – Distribution des variables utilisées pour la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons pour $189 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 209 \text{ GeV}$: a) nombre de particules, b) rapport entre l'énergie totale mesurée dans les calorimètres et \sqrt{s} , c) énergie mesurée dans les moniteurs de luminosité et d) la masse visible W_{vis} . Les distributions Monte Carlo sont normalisées à la luminosité des données. Les différentes contributions du bruit de fond sont montrées par des histogrammes cumulatifs.

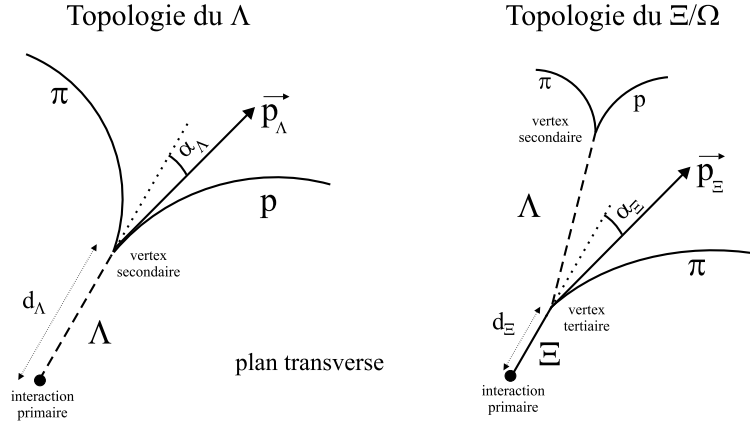


FIG. 4.7 – Illustration de la topologie typique des désintégrations des baryons Λ (à gauche) et Ξ^- ou Ω^- (à droite) dans le plan transverse à l’axe du faisceau. Les différentes grandeurs utilisées dans la sélection des vertex secondaires et tertiaires sont également mentionnées.

4.2.2 La sélection des baryons Λ , Ξ^- , $\Xi^0(1530)$ et Ω^-

Les baryons Λ , Ξ^- et Ω^- sont identifiés en reconstruisant les désintégrations faibles $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^- \rightarrow (p\pi^-)\pi^-$ et $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^- \rightarrow (p\pi^-)K^-$. Grâce à leur long temps de vie, ces baryons forment des vertex secondaires et tertiaires clairement distincts du point d’interaction primaire, ce qui permet une suppression efficace du bruit de fond. Les baryons $\Xi^0(1530)$ sont reconstruits en utilisant la désintégration forte $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^-\pi^+$. Puisque aucun vertex additionnel n’est visible, le signal est mis en évidence grâce aux distributions de charges identiques $\Xi^+\pi^+$ et $\Xi^-\pi^-$. Deux méthodes différentes sont utilisées pour sélectionner les baryons Λ . La première est employée dans l’analyse de la production inclusive de baryon Λ . Elle est optimisée pour obtenir la meilleure résolution possible sur la masse tout en minimisant le bruit de fond. La seconde procédure est optimisée pour maximiser l’efficacité de reconstruction des baryons Ξ^- et Ω^- . La section efficace de production inclusive de chaque baryon est mesurée en fonction de leur impulsion transverse, p_t et de leur pseudo-rapidité, $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$, pour l’intervalle $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$.

Les baryons Λ

Les baryons Λ sont identifiés par reconstruction du vertex secondaire $\Lambda \rightarrow p\pi$. La topologie de ce type de désintégration est illustrée sur la Figure 4.7a. Le proton est associé à la trace de plus grande impulsion ; les études menées avec le Monte Carlo montrent que cette assignation est correcte dans plus de 99% des cas. Afin de réduire le bruit de fond combinatorial, les vertex secondaires doivent satisfaire les conditions suivantes :

- la distance d_Λ entre le point d'interaction primaire et le vertex secondaire dans le plan transverse à la direction du faisceau doit être supérieure à 3 mm. La distribution de cette grandeur est montrée sur la Figure 4.8a.
- l'angle α_Λ entre l'impulsion transverse totale des deux particules formant le vertex secondaire et la direction dans le plan transverse entre le point d'interaction primaire et le vertex secondaire (direction de vol) doit être inférieur à 100 mrad. La distribution produite par les Λ est fortement piqué autour de $\alpha_\Lambda \simeq 0$ tandis que celle du bruit de fond combinatorial est bien plus uniforme, comme l'illustre la Figure 4.8b.
- la perte d'énergie moyenne dE/dx mesurée dans le traceur doit être compatible avec l'hypothèse du Λ . Une probabilité supérieure à 1% est requise pour le candidat proton et pion. La distribution de cette variable pour les traces formant les vertex sélectionnés est montré sur les Figures 4.9a et 4.9b.

Environ 700000 candidats Λ remplissent ces critères. Ils sont répartis en différents échantillons d'impulsion transverse et de pseudo-rapacité dans la région $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$. Les distributions de la masse invariante du système $p\pi$, $m(p\pi)$, pour les différentes plages de p_t utilisées dans la suite de l'analyse se trouvent dans les Figures 4.10 et 4.11. Un pic correspondant à la masse du Λ ($m_\Lambda = 1115.683 \pm 0.006 \text{ MeV}$ [51]) est clairement observable. Un événement typique est affiché dans les Figures 4.12 et 4.13. Le bruit de fond des événements qui ne sont pas produits dans une collision photon-photon est négligeable.

Le nombre de Λ dans chaque plage de p_t et η est déterminé au moyen d'un ajustement de la région $1.085 \text{ GeV} < m(p\pi) < 1.145 \text{ GeV}$. Le signal est paramétrisé par une gaussienne plus un polynôme de Tchebitchev du quatrième ordre. Tous les paramètres, y compris la masse et la largeur du pic, sont libres. Les résultats sont donnés dans les

Tables 4.8 et 4.9. La forme du signal est bien reproduite par les générateurs PYTHIA et PHOJET, comme l'illustre la Figure 4.14.

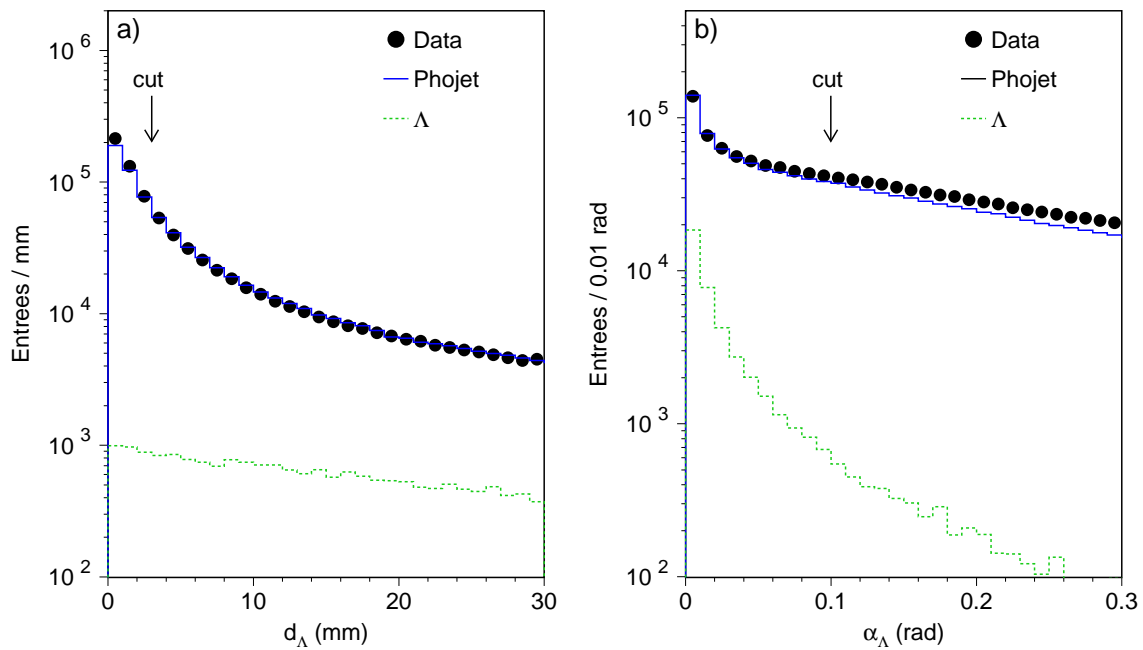


FIG. 4.8 – Distribution des variables utilisées pour la sélection des vertex secondaires dans la reconstruction des Λ : a) la distance d_Λ entre le point d'interaction primaire et le vertex secondaire dans le plan transverse à la direction du faisceau, et b) l'angle α_Λ entre l'impulsion transverse totale du Λ et la direction dans le plan transverse entre le point d'interaction primaire et le vertex secondaire (direction de vol). La ligne pleine donne les prédictions de PHOJET tandis que la contribution due au Λ est montrée par une ligne pointillée.

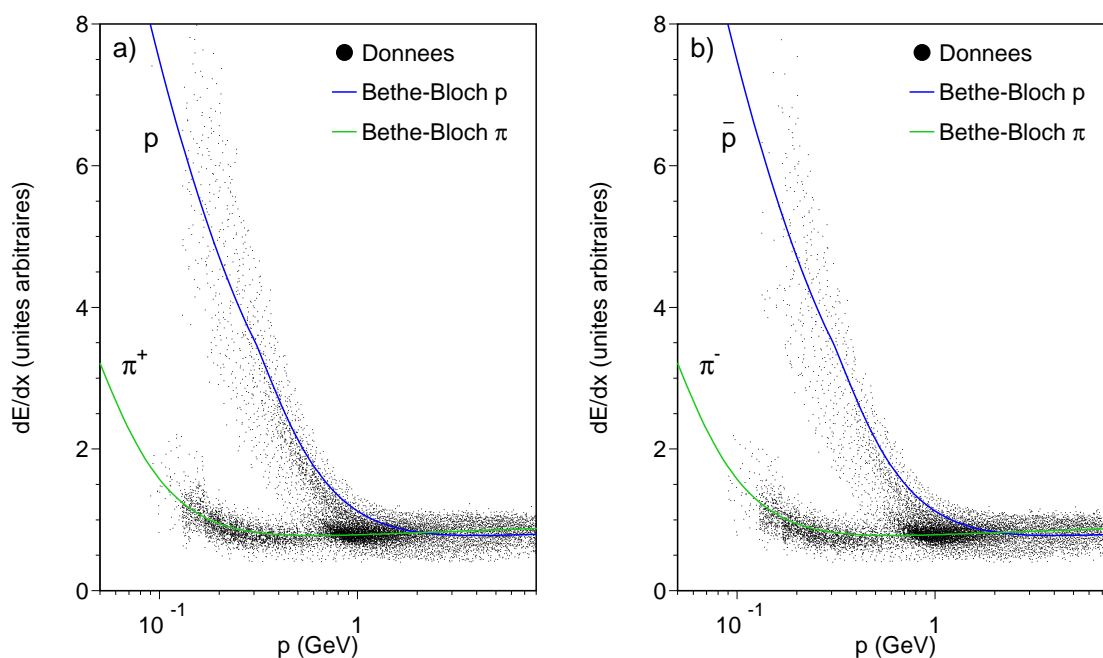


FIG. 4.9 – Distribution de la perte d'énergie moyenne dE/dx en fonction de l'impulsion pour les traces chargées a) positivement et b) négativement. Seul les traces formant les vertex remplissant tous les critères de sélection sont prises en compte. On distingue nettement deux bandes, correspondant au pion et au proton. Les courbes théoriques sont basées sur la formule de Bethe-Bloch.

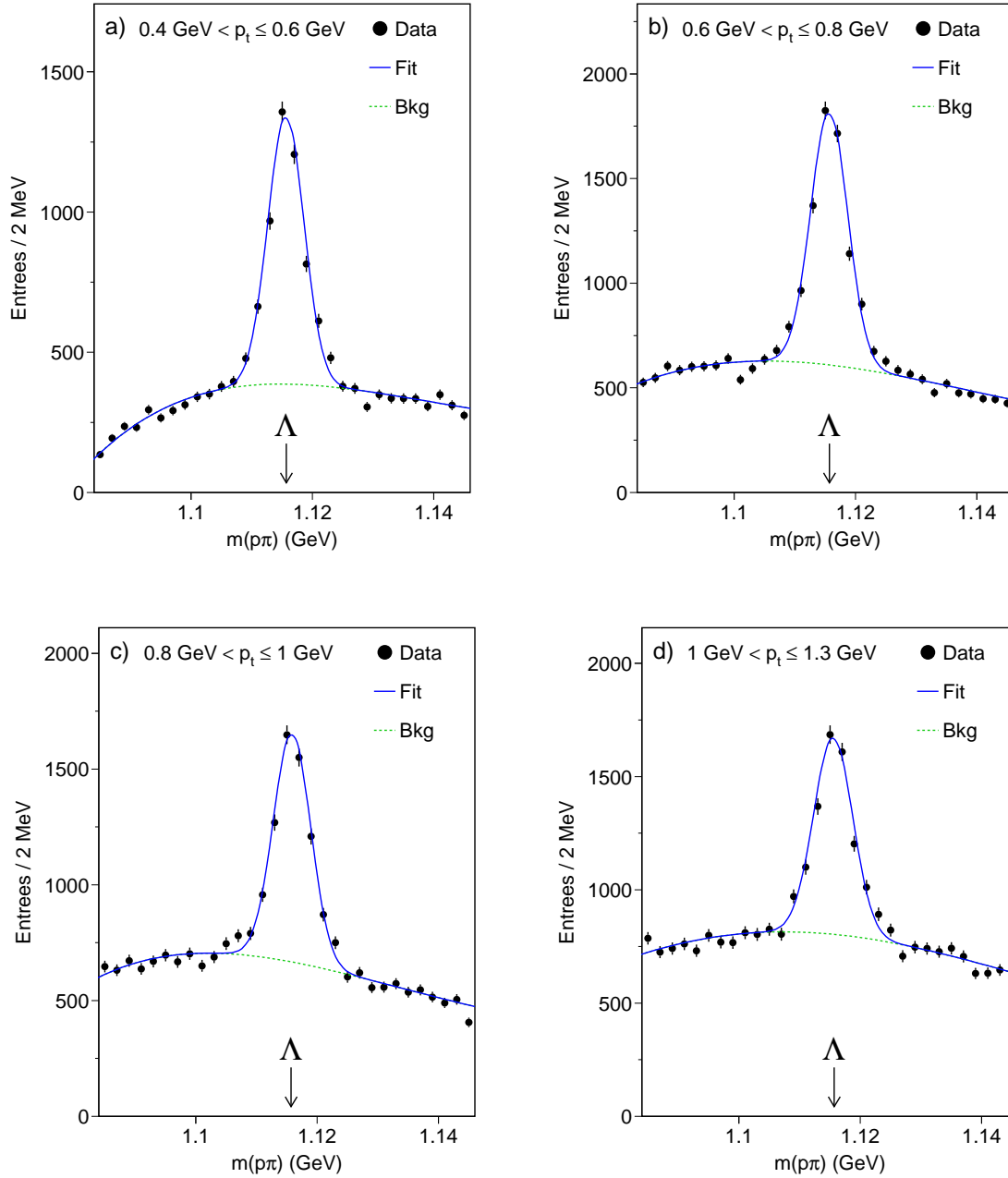


FIG. 4.10 – Distributions de la masse invariante du système $p\pi$, $m(p\pi)$, pour a) $0.4 \text{ GeV} < p_t \leq 0.6 \text{ GeV}$, b) $0.6 \text{ GeV} < p_t \leq 0.8 \text{ GeV}$, c) $0.8 \text{ GeV} < p_t \leq 1.0 \text{ GeV}$ et d) $1.0 \text{ GeV} < p_t \leq 1.3 \text{ GeV}$ pour $|\eta| < 1.2$. Le signal est paramétrisé par une gaussienne plus un polynôme de Tchebitchev du quatrième ordre.

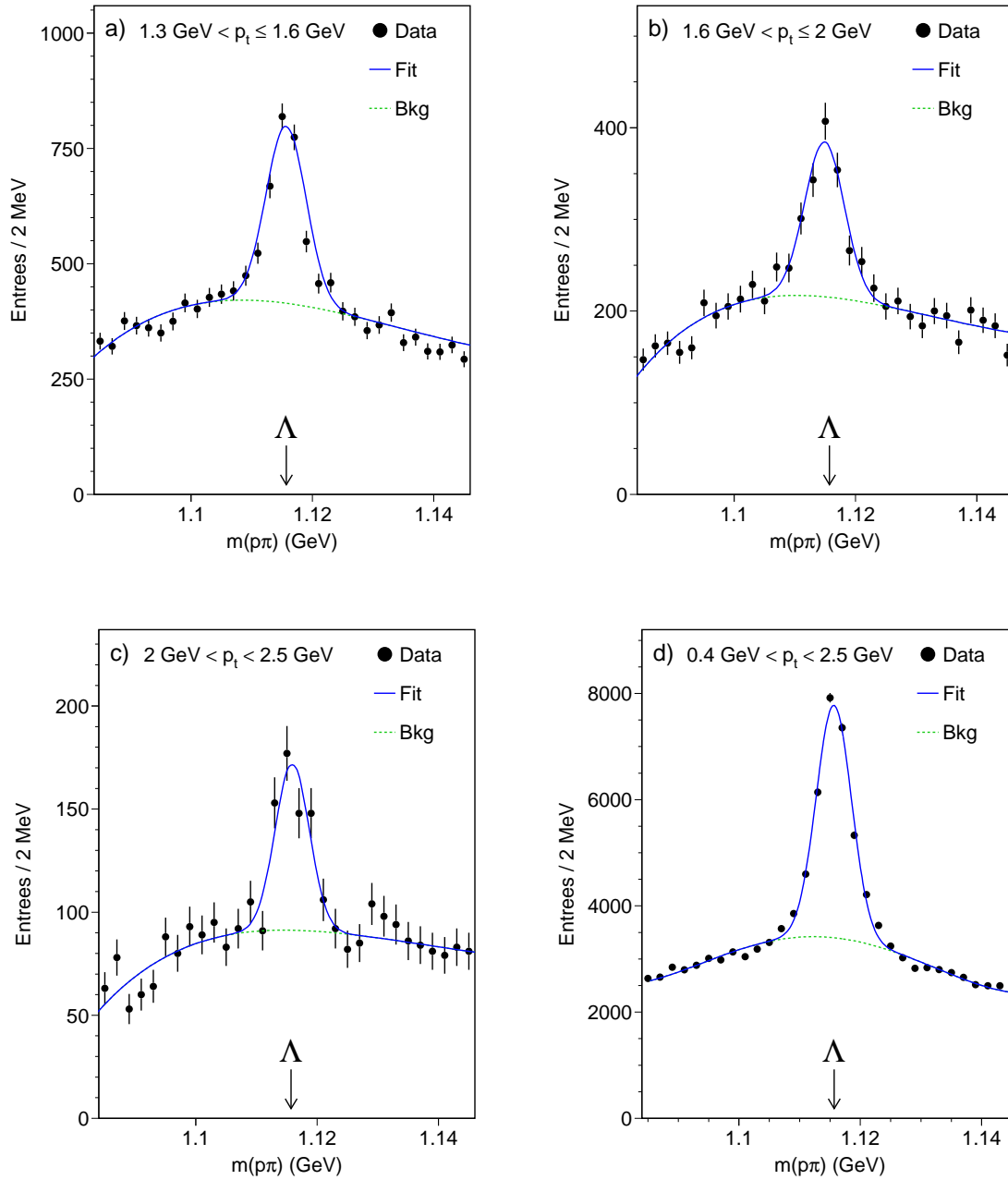


FIG. 4.11 – Distributions de la masse invariante du système $p\pi$, $m(p\pi)$, pour a) $1.3 \text{ GeV} < p_t \leq 1.6 \text{ GeV}$, b) $1.6 \text{ GeV} < p_t \leq 2.0 \text{ GeV}$, c) $2.0 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et d) pour l'ensemble du spectre $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ pour $|\eta| < 1.2$. Le signal est paramétrisé par une gaussienne plus un polynôme de Tchebitchev du quatrième ordre.

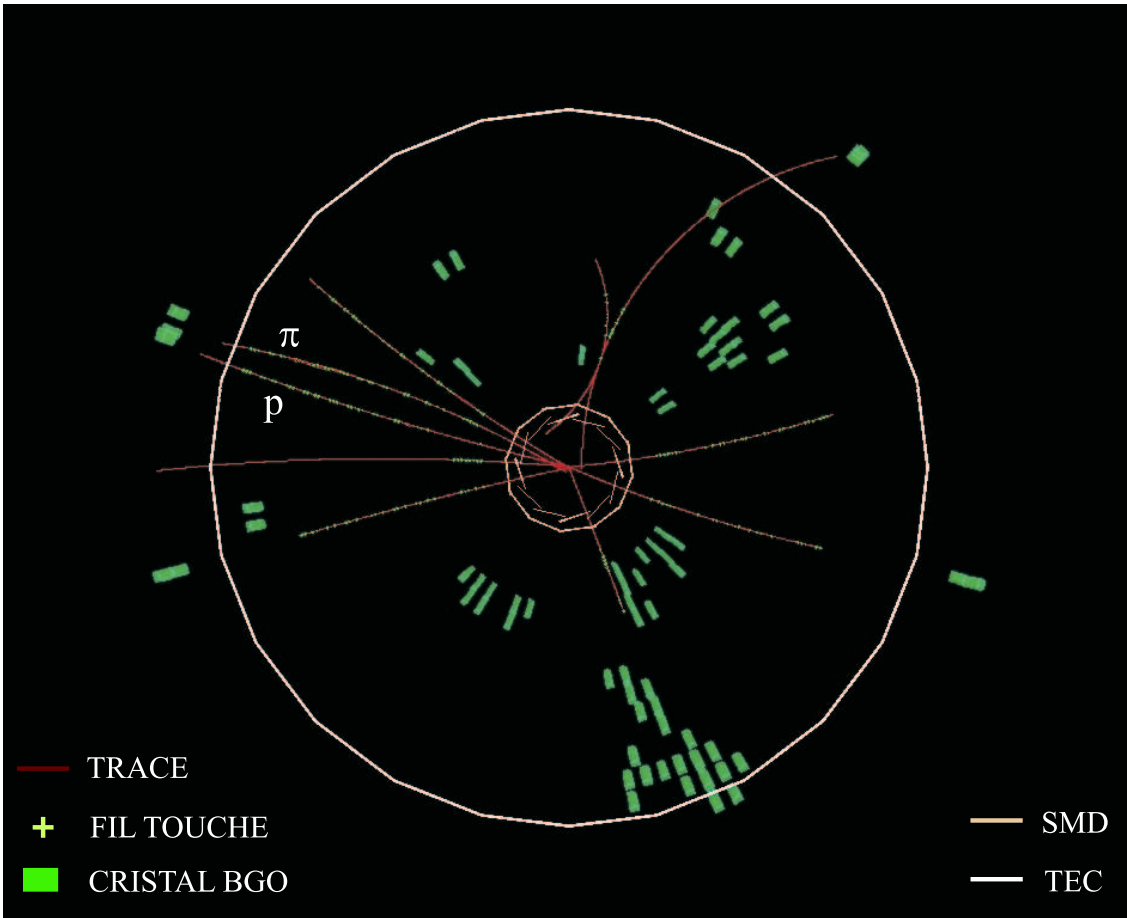


FIG. 4.12 – Un événement $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X$ vu dans le plan transverse à la direction du faisceau. Les deux traces qui forment le Λ sont visibles sur la gauche. Les deux cercles intérieurs représentent le détecteur SMD et le cercle extérieur la limite externe de la TEC. Les traces et les fils touchés sont respectivement indiqués par des traits rouges et des croix vert claires. Les cristaux du BGO ayant enregistré une activité sont symbolisés par des cubes vert foncés.

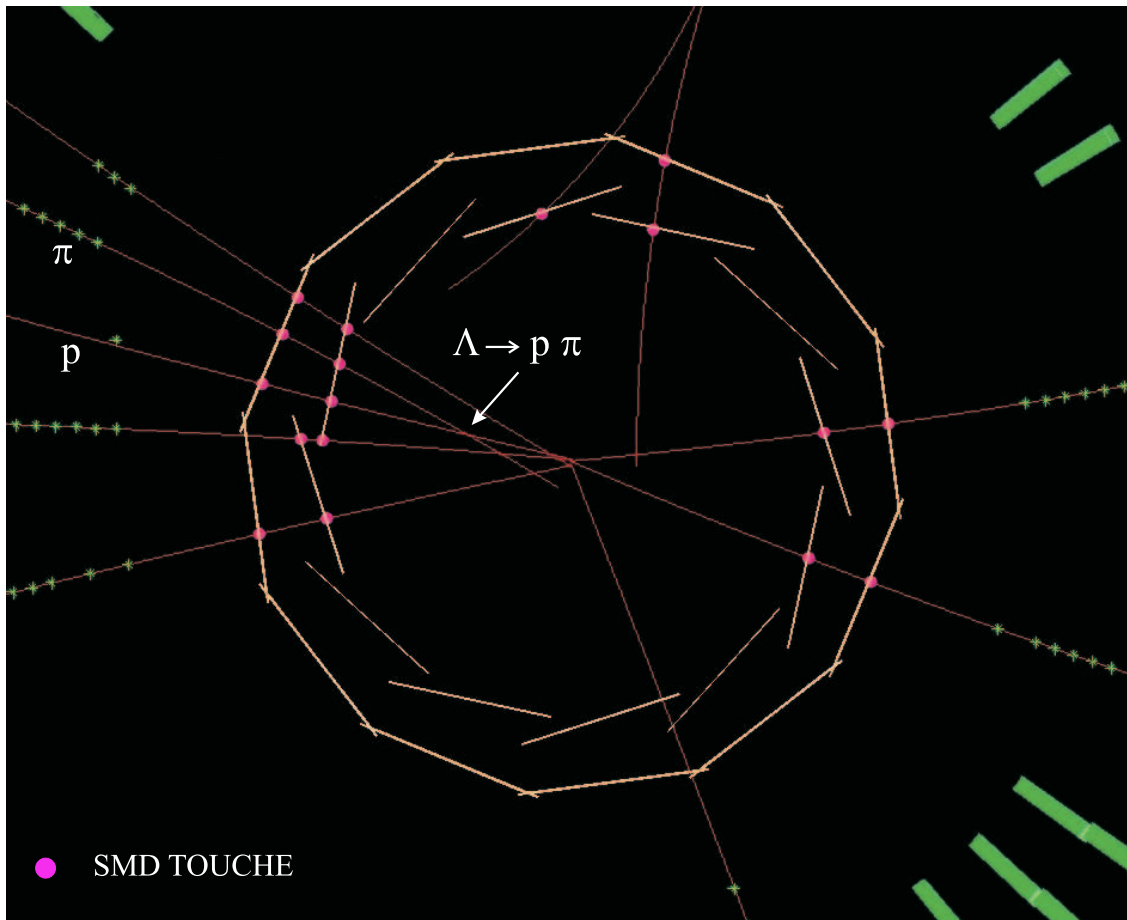


FIG. 4.13 – Un agrandissement de la Figure 4.12. Le vertex formé par la désintégration $\Lambda \rightarrow p \pi$ est indiqué par la flèche. Les points roses indiquent les endroits touchés dans le SMD qui sont associés aux traces reconstruites.

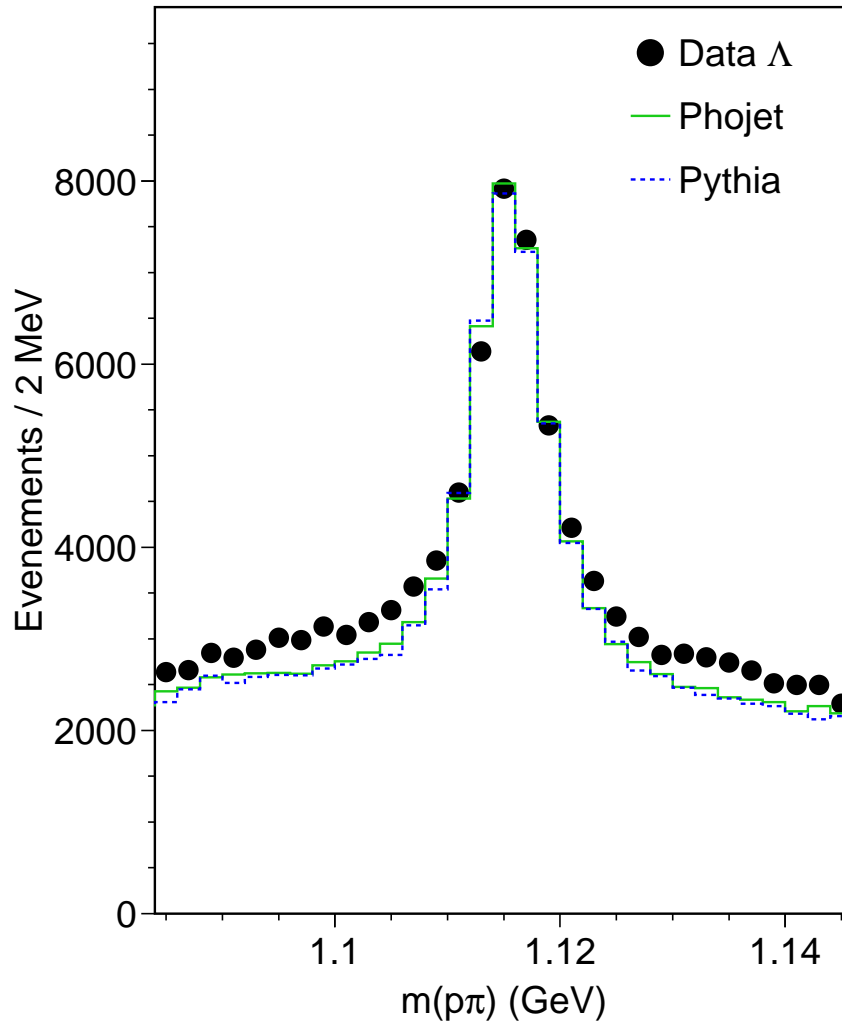


FIG. 4.14 – La distribution de la masse invariante du système $p\pi$, $m(p\pi)$, pour $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$ comparé aux prédictions de PYTHIA et PHOJET. Les distributions Monte Carlo sont normalisées aux données dans la plage $1.107 \text{ GeV} < m(p\pi) < 1.123 \text{ GeV}$. Les deux générateurs reproduisent relativement bien la largeur du pic central mais sous-estiment quelque peu le niveau de bruit de fond.

p_t (GeV)	$\langle p_t \rangle$ (GeV)	Nombre de Λ	Masse (MeV)	Γ_{mes} (MeV)	Γ_{MC} (MeV)
0.4–0.6	0.50	3570 ± 70	1115.6 ± 0.1	3.0 ± 0.1	3.4 ± 0.1
0.6–0.8	0.69	4627 ± 89	1115.7 ± 0.1	3.1 ± 0.1	3.2 ± 0.1
0.8–1.0	0.89	3812 ± 88	1115.8 ± 0.1	3.1 ± 0.1	3.3 ± 0.1
1.0–1.3	1.12	3507 ± 103	1115.5 ± 0.1	3.2 ± 0.1	3.4 ± 0.1
1.3–1.6	1.43	1590 ± 88	1115.7 ± 0.1	3.3 ± 0.2	3.5 ± 0.1
1.6–2.0	1.77	688 ± 52	1114.9 ± 0.2	3.2 ± 0.3	3.4 ± 0.2
2.0–2.5	2.21	284 ± 26	1115.9 ± 0.3	2.8 ± 0.2	3.5 ± 0.4

TAB. 4.8 – L'impulsion transverse moyenne $\langle p_t \rangle$, le nombre de Λ estimés à partir de l'ajustement, les masse et largeurs Γ_{mes} reconstruites des Λ en fonction des différentes plages d'impulsion transverse considérées pour $|\eta| < 1.2$. La largeur reconstruite Γ_{MC} est la moyenne des largeurs prédites par PYTHIA et PHOJET. Les incertitudes sont uniquement statistiques.

η (GeV)	$\langle \eta \rangle$ (GeV)	Nombre de Λ	Masse (MeV)	Γ_{mes} (MeV)	Γ_{MC} (MeV)
$0.4 \text{ GeV} < p_t < 1.0 \text{ GeV}$					
0.0 – 0.3	0.15	3151 ± 60	1115.7 ± 0.1	3.2 ± 0.1	3.3 ± 0.1
0.3 – 0.6	0.45	3056 ± 58	1115.7 ± 0.1	3.0 ± 0.1	3.3 ± 0.1
0.6 – 0.9	0.75	3215 ± 74	1115.8 ± 0.1	3.3 ± 0.1	3.4 ± 0.1
0.9 – 1.2	1.05	2629 ± 93	1115.6 ± 0.1	3.3 ± 0.1	3.4 ± 0.1
$1.0 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$					
0.0 – 0.3	0.15	1605 ± 66	1115.4 ± 0.1	3.1 ± 0.2	3.2 ± 0.1
0.3 – 0.6	0.45	1588 ± 76	1115.4 ± 0.1	2.9 ± 0.1	3.1 ± 0.1
0.6 – 0.9	0.75	1604 ± 68	1115.4 ± 0.1	3.1 ± 0.2	3.6 ± 0.2
0.9 – 1.2	1.05	1074 ± 71	1115.7 ± 0.2	3.7 ± 0.2	3.9 ± 0.2

TAB. 4.9 – La pseudo-rapacité moyenne $\langle \eta \rangle$, le nombre de Λ estimés à partir de l'ajustement, les masse et largeurs Γ_{mes} reconstruites des Λ en fonction des différentes plages de pseudo-rapacité considérées pour $0.4 \text{ GeV} < p_t < 1.0 \text{ GeV}$ et $1.0 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$. La largeur reconstruite Γ_{MC} est la moyenne des largeurs prédites par PYTHIA et PHOJET. Les incertitudes sont uniquement statistiques.

Les baryons Ξ^- et Ω^-

Les baryons Ξ^- et Ω^- sont identifiés en reconstruisant les vertex tertiaires $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ et $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$. La topologie de ce type d'événement est illustrée sur la Figure 4.7b. Les baryons Λ sont d'abord identifiés en reconstruisant les vertex secondaires $\Lambda \rightarrow p\pi$, le proton étant associé à la trace de plus grande impulsion. Des coupures plus lâches que celles précédemment décrites sont appliquées sur la sélection des vertex secondaires. L'angle α_Λ doit être inférieur à 300 mrad et la distance d_Λ plus grande que 5 mm. La probabilité basée sur la perte d'énergie moyenne dE/dx doit être plus grande que 1% pour le candidat proton et pion. Les combinaisons dont la masse $m(p\pi)$ se situe dans l'intervalle $1.105 \text{ GeV} < m(p\pi) < 1.125 \text{ GeV}$ sont identifiées comme candidats Λ .

Les baryons Ξ^- et Ω^- sont ensuite reconstruits en combinant les Λ aux candidats pions et kaons. Un pion (kaon) est défini comme une trace touchant au moins 30 fils de la TEC dont la perte d'énergie moyenne dE/dx est compatible avec celle d'un pion (kaon) avec une probabilité supérieure à 1%. Une probabilité de compatibilité avec l'hypothèse du pion plus petite que 1% est aussi requise pour le candidat kaon afin de minimiser la contamination des Ξ^- dans la reconstruction des Ω^- . Les conditions suivantes sont également imposées aux vertex tertiaires pour supprimer le bruit de fond combinatorial :

- la distance minimale d'approche (DCA) du candidat pion doit être supérieure à 1 mm afin d'éliminer la contamination des pions produits au point d'interaction primaire.
- l'angle α_Ξ entre l'impulsion transverse totale du candidat Ξ^- et la direction dans le plan transverse entre le point d'interaction primaire et le vertex tertiaire (direction de vol) doit être inférieur à 100 mrad. Grâce à son grand pouvoir de discrimination, moins de 10% des baryons Ξ^- sont rejetés par cette coupure mais plus de 66% du bruit de fond, comme le montre la Figure 4.15a.
- la distance d_Ξ entre le point d'interaction primaire et le vertex tertiaire produit par le Ξ doit être plus petite que la distance d_Λ entre le point d'interaction primaire et le vertex secondaire formé par le Λ . La différence $d_\Lambda - d_\Xi$ est rapportée sur la Figure 4.15b. On constate que plus de 99% des Ξ^- satisfont ce critère tandis que la moitié du bruit de fond restant est éliminée.

Environ 5300 candidats Ξ^- sont sélectionnés. Les distributions de la masse inva-

riante du système $\Lambda\pi$, $m(\Lambda\pi)$, des différents plages de p_t sont rassemblées dans la Figures 4.16 pour $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$. Un pic correspondant à la masse du Ξ^- ($m_{\Xi^-} = 1321.32 \pm 0.13 \text{ MeV}$ [51]) est clairement visible. Un événement typique est affiché dans les Figures 4.17. Le nombre de Ξ^- dans chaque plage de p_t et η est déterminé au moyen d'un ajustement de la région $1.26 \text{ GeV} < m(\Lambda\pi) < 1.4 \text{ GeV}$. Le signal est paramétrisé par une gaussienne plus un polynôme de Tchebitchev du quatrième ordre. Tous les paramètres, y compris la masse et la largeur du pic, sont libres. Les résultats sont affichés dans les Tables 4.10 et 4.11. Les prédictions de PYTHIA et PHOJET reproduisent relativement bien la position et la largeur du signal comme le montre la Figure 4.18a.

La masse invariante du système ΛK , $m(\Lambda K)$, est affichée sur la Figure 4.18b. Aucun signal n'est observé autour de la masse du baryon Ω^- ($m_{\Omega^-} = 1672.45 \pm 0.29 \text{ MeV}$ [51]). Les prédictions de PHOJET révèlent que le signal attendu est négligeable.

p_t (GeV)	$\langle p_t \rangle$ (GeV)	Nombre de Λ	Masse (MeV)	Γ_{mes} (MeV)	Γ_{MC} (MeV)
0.4–0.7	0.55	84 ± 14	1320.0 ± 1.1	7.3 ± 0.9	7.2 ± 0.4
0.7–1.0	0.83	118 ± 13	1319.5 ± 0.6	5.5 ± 0.5	6.7 ± 0.4
1.0–1.3	1.13	87 ± 11	1323.0 ± 0.7	5.8 ± 0.7	7.5 ± 0.7
1.3–2.5	1.67	84 ± 16	1322.4 ± 1.7	10.2 ± 1.5	8.5 ± 1.3

TAB. 4.10 – L'impulsion transverse moyenne $\langle p_t \rangle$, le nombre de Ξ^- estimés à partir de l'ajustement, les masse et largeurs Γ_{mes} reconstruites des Ξ^- en fonction des différentes plages d'impulsion transverse considérées pour $|\eta| < 1.2$. La largeur reconstruite Γ_{MC} est la moyenne des largeurs prédites par PYTHIA et PHOJET. Les incertitudes sont uniquement statistiques.

η (GeV)	$\langle\eta\rangle$ (GeV)	Nombre de Λ	Masse (MeV)	Γ_{mes} (MeV)	Γ_{MC} (MeV)
0.0 – 0.4	0.2	114 ± 15	1320.8 ± 0.8	6.6 ± 0.8	7.0 ± 0.5
0.4 – 0.8	0.6	120 ± 15	1320.6 ± 0.7	6.2 ± 0.8	6.2 ± 0.5
0.8 – 1.2	0.8	101 ± 15	1321.6 ± 0.8	6.3 ± 0.9	7.1 ± 0.6

TAB. 4.11 – La pseudo-rapidité moyenne $\langle\eta\rangle$, le nombre de Ξ^- estimés à partir de l’ajustement, les masse et largeurs Γ_{mes} reconstruites des Ξ^- en fonction des différentes plages de pseudo-rapidité considérées pour $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$. La largeur reconstruite Γ_{MC} est la moyenne des largeurs prédites par PYTHIA et PHOJET. Les incertitudes sont uniquement statistiques.

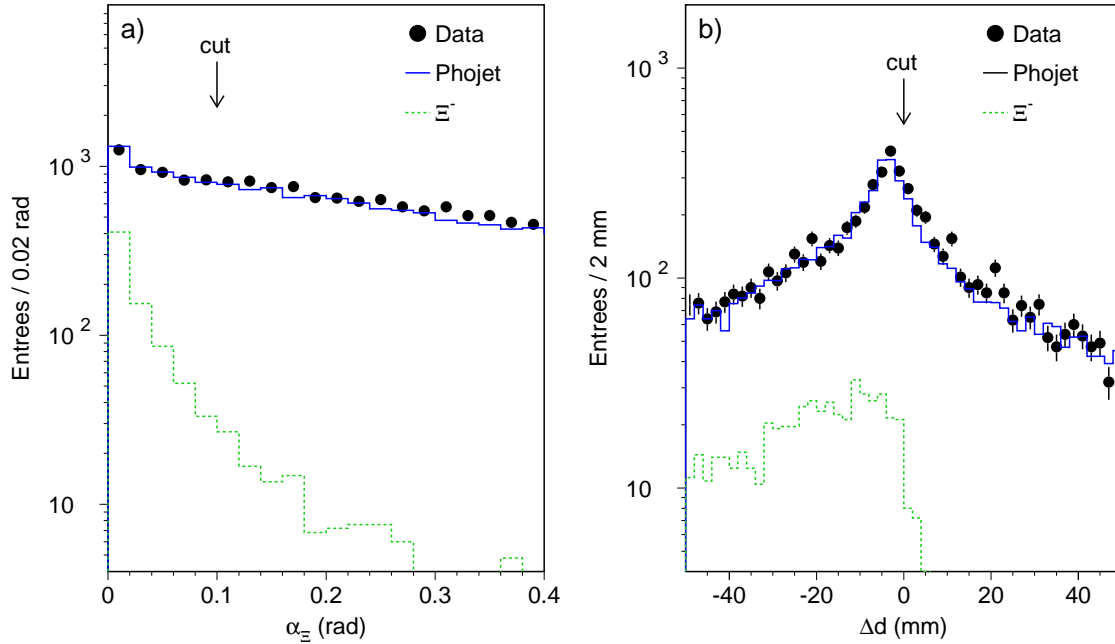


FIG. 4.15 – a) Distribution de l’angle α_{Ξ} entre l’impulsion transverse totale du candidat Ξ^- et la direction dans le plan transverse entre le point d’interaction primaire et le vertex tertiaire (direction de vol) et b) distribution de la différence $\Delta d = d_{\Lambda} - d_{\Xi}$ entre les distances définies par le point d’interaction primaire et les vertex associés au Λ (d_{Λ}) ou au Ξ^- (d_{Ξ}). La ligne pleine donne les prédictions de PHOJET tandis que la contribution du Ξ^- est montrée par une ligne pointillée.

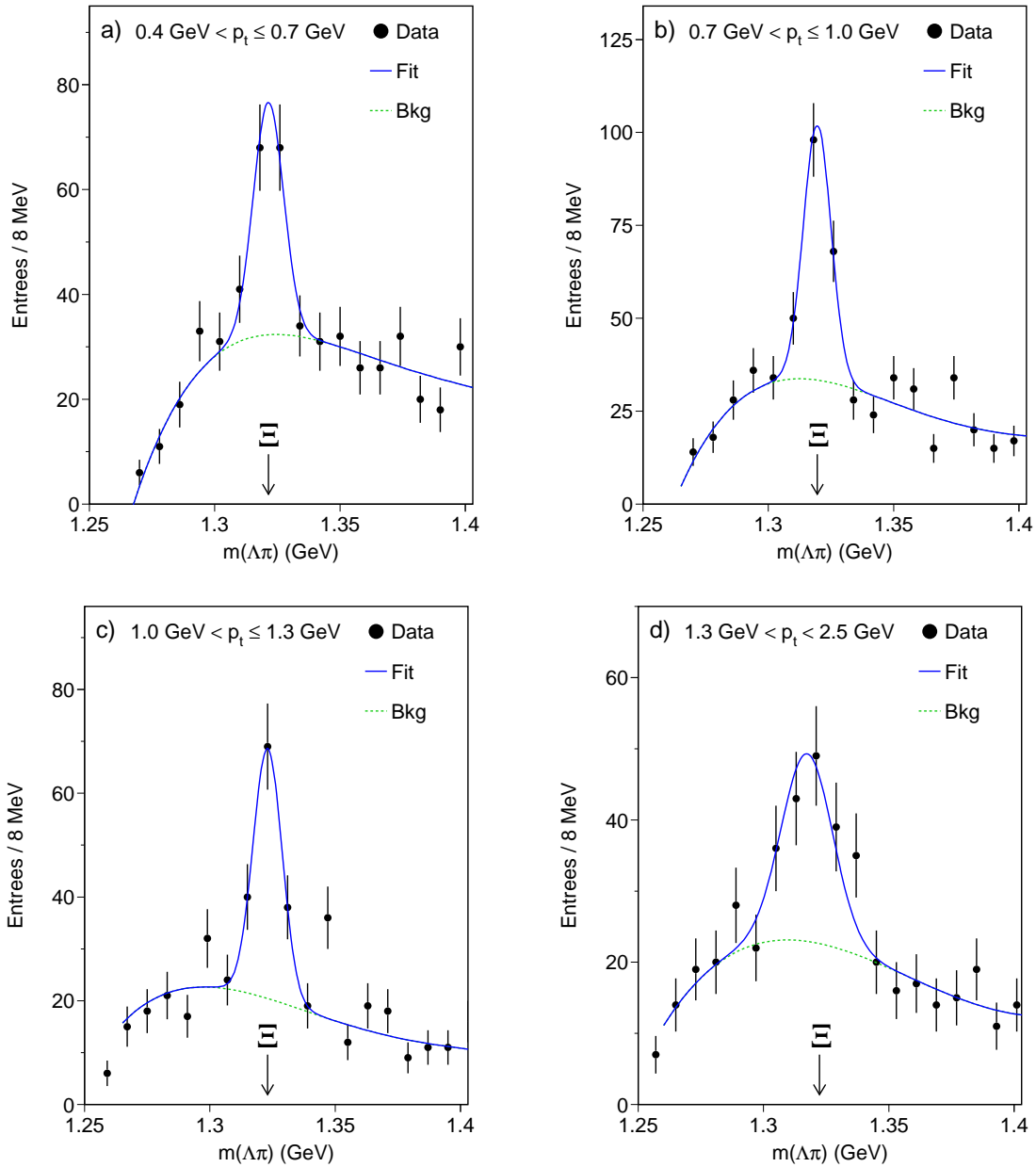


FIG. 4.16 – Distributions de la masse invariante du système $\Lambda\pi$, $m(\Lambda\pi)$, pour a) $0.4 \text{ GeV} < p_t \leq 0.7 \text{ GeV}$, b) $0.7 \text{ GeV} < p_t \leq 1.0 \text{ GeV}$, c) $1.0 \text{ GeV} < p_t \leq 1.3 \text{ GeV}$ et d) $1.3 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ pour $|\eta| < 1.2$. Le signal est paramétrisé par une gaussienne plus un polynôme de Tchebitchev du quatrième ordre.

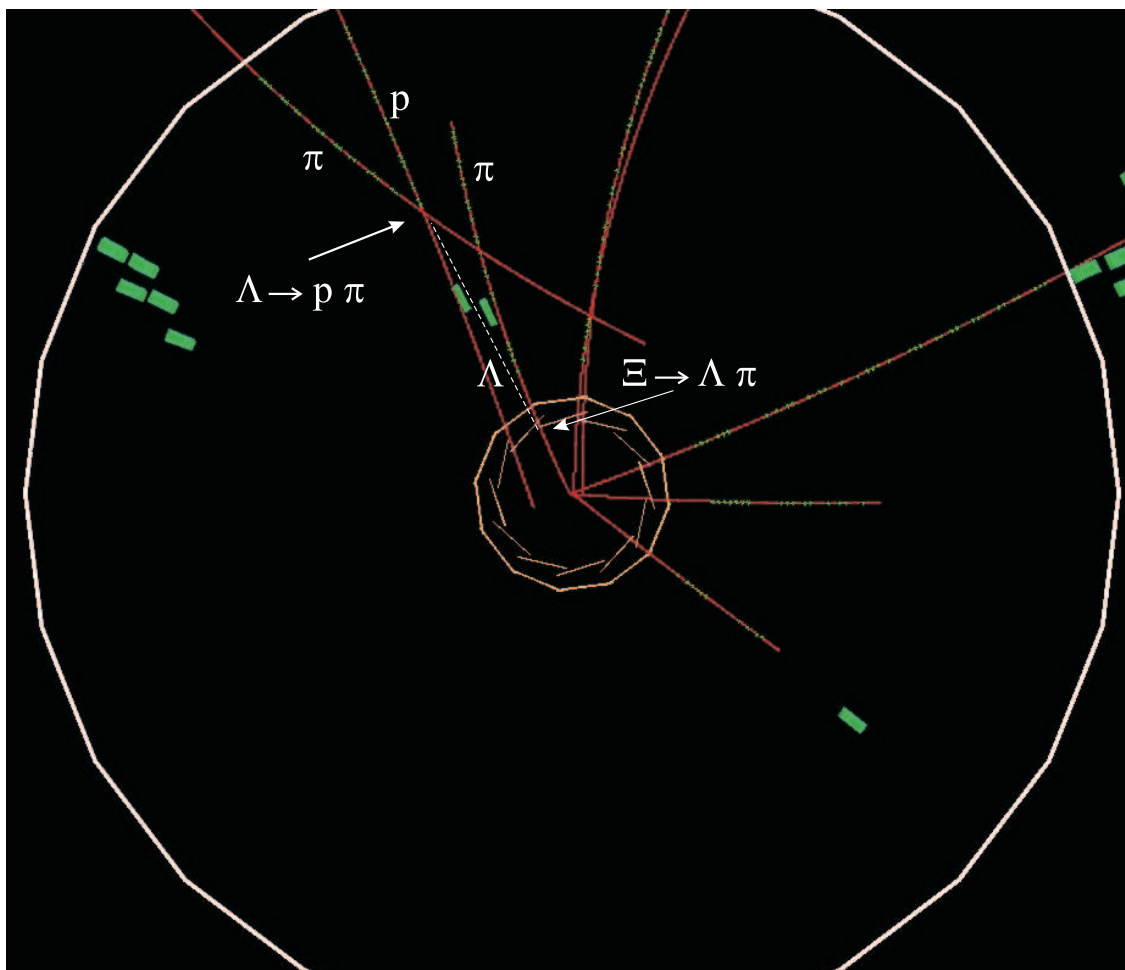


FIG. 4.17 – Un événement $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Xi X$ vu dans le plan transverse à la direction du faisceau. Les deux désintégrations $\Xi \rightarrow \Lambda \pi$ et $\Lambda \rightarrow p \pi$ sont clairement visibles. La trajectoire du Λ est représentée par une ligne blanche traitillée.

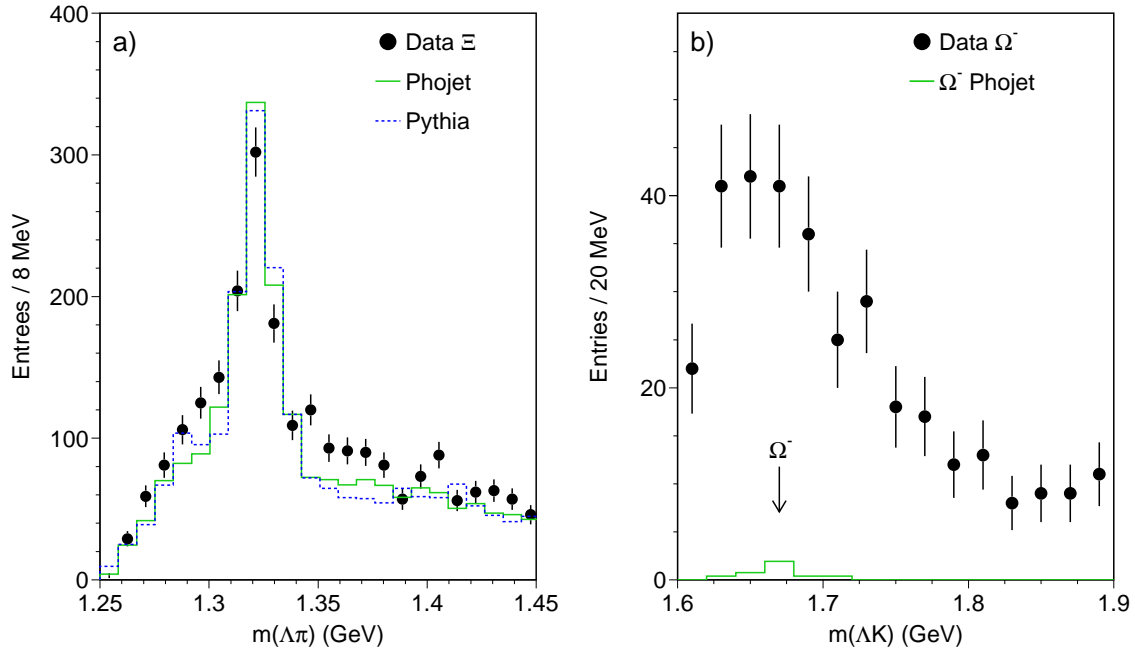


FIG. 4.18 – a) Distribution de la masse invariante du système $\Lambda\pi$, $m(\Lambda\pi)$, pour $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$ comparé aux prédictions de PYTHIA et PHOJET. Les distributions Monte Carlo sont normalisées aux données dans la plage $1.30 \text{ GeV} < m(\Lambda\pi) < 1.34 \text{ GeV}$. Les deux générateurs reproduisent relativement bien la position et la largeur du pic central. b) Distribution de la masse invariante du système ΛK . Aucun signal n'est observé autour de la masse du baryon Ω^- . Les prédictions de PHOJET, indiquées par une ligne pleine, montrent que le signal attendu est négligeable.

Les baryons $\Xi^0(1530)$

Les baryons $\Xi^0(1530)$ sont finalement reconstruits à partir de la désintégration forte $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi\pi$. Les candidats Ξ^- se situant dans l'intervalle de masse $1.305 \text{ GeV} < m(\Lambda\pi) < 1.335 \text{ GeV}$ sont combinés aux pions produits au point d'interaction primaire. La définition du pion est identique à celle utilisée dans l'analyse des baryons Ξ^- . Aucune restriction n'est imposée sur la distance d'approche minimale du pion afin de réduire les incertitudes systématiques. Pour être comparable avec les mesures précédentes, les coupures cinématiques suivantes sont appliquées : $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$. La masse invariante du système $\Xi\pi$, $m(\Xi\pi)$, est présentée sur la Figure 4.19a pour les combinaisons de charges opposées ($\Xi^-\pi^+ + \Xi^+\pi^-$) et identiques ($\Xi^-\pi^- + \Xi^+\pi^+$). Un signal correspondant au $\Xi^0(1530)$ ($m_{\Xi(1530)} = 1531.80 \pm 0.32 \text{ MeV}$ [51]) est observable sur la distribution des charges opposées et absente sur celle des charges identiques. La largeur du $\Xi^0(1530)$ est inférieure à 15 MeV, en accord avec la valeur de référence de $9.1 \pm 0.5 \text{ MeV}$ [51]. Le nombre de $\Xi^0(1530)$ dans l'intervalle $1.470 \text{ GeV} < m_{\Xi(1530)} < 1.9 \text{ GeV}$ est déterminé au moyen d'un ajustement du spectre de masse, excluant la zone du signal, comme le montre la Figure 4.19a. Le bruit de fond est paramétrisé par une fonction seuil de la forme :

$$f(x) = a(x - b)^c \exp\left[d(x - b) + e(x - b)^2\right] \quad (4.13)$$

Un nombre total de 48 ± 17 baryons $\Xi^0(1530)$ est mesuré (Figure 4.19b). Les générateurs PYTHIA et PHOJET reproduisent bien le spectre de masse observé (Figure 4.19c).

4.2.3 L'efficacité de détection

L'efficacité totale de détection est donnée par le produit de l'efficacité de sélection et celle de déclenchement. L'efficacité de sélection, qui inclut les effets dus aux critères de sélection ainsi que les taux de branchement des canaux $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^-\pi^+$ (67%), $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ (100%) et $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (64%), est évaluée en utilisant les générateurs PYTHIA et PHOJET. Elle s'obtient en appliquant aux Monte Carlo la même procédure d'analyse que celle utilisée pour les données, y compris l'ajustement servant à déterminer le nombre de baryons reconstruits. Etant donné que ces deux générateurs reproduisent raisonnablement bien la forme des données (Figures 4.14a, 4.18b et 4.19c), leur moyenne est utilisée pour déterminer l'efficacité de sélection.

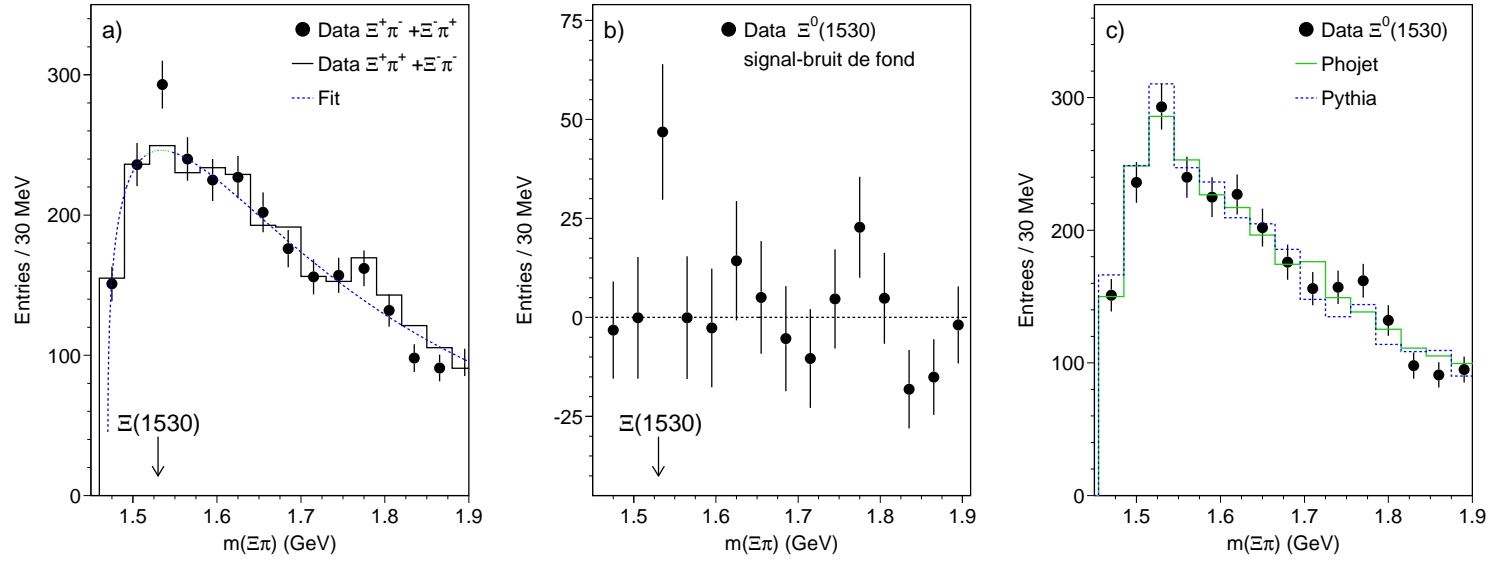


FIG. 4.19 – a) Spectre de la masse invariante du système $\Xi\pi$ pour les combinaisons de charges opposées (points) et identiques (ligne pleine). Le nombre d'événements de la distribution des charges identiques ($\Xi^-\pi^- + \Xi^+\pi^+$) est normalisé à celui des charges opposées ($\Xi^-\pi^+ + \Xi^+\pi^-$) dans la région $m(\Xi\pi) > 1.7$ GeV. Un signal correspondant au $\Xi^0(1530)$ est observable sur la distribution des charges opposées et absent sur celle des charges identiques. Le résultat de l'ajustement décrit dans le texte est montré par une ligne traitillée. b) Différence entre les données pour les combinaisons de charges opposées et le résultat de l'ajustement. c) Comparaison entre le spectre de masse des charges opposées et les prédictions de PYTHIA et PHOJET. Les distributions Monte Carlo sont normalisées aux données.

L'enregistrement des événements $\gamma\gamma$ est principalement provoqué par le déclencheur de traces chargées (TTEC) et, dans une moindre mesure, par celui d'énergie (TEN). Ces deux déclencheurs étant indépendants, ils peuvent être utilisés pour calculer l'efficacité du déclencheur de premier niveau selon :

$$\epsilon_{niveau\ 1} = \frac{N_{C\ et\ E}}{N_E} \quad (4.14)$$

où $N_{C\ et\ E}$ et N_E désignent le nombre d'événements ayant respectivement déclenché les deux déclencheurs ou uniquement le déclencheur d'énergie. L'efficacité des déclencheurs de deuxième et troisième niveaux est évaluée en utilisant les événements présélectionnés⁴. L'efficacité totale du déclencheur varie entre 82% et 87% suivant la plage de p_t et l'année de prise de données considérées. L'efficacité totale de détection en fonction de p_t et $|\eta|$ pour les baryons Λ et Ξ^- est affichée sur la Figure 4.20 et rapportée dans les Tableaux 4.14 et 4.15.

4.2.4 Les incertitudes systématiques

Les sources d'incertitude systématique suivantes sont considérées : la soustraction du bruit de fond, la procédure de sélection, la statistique limitée des Monte Carlo, la simulation de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons ainsi que la détermination de l'efficacité des déclencheurs. Leurs contributions sont résumées dans les Tableaux 4.12 et 4.13.

L'incertitude associée à la procédure de sélection est évaluée par variation des critères de sélection (*cut variation*). Seul l'incertitude moyenne de chaque coupure sera considérée puisqu'elle ne dépend que peu de la plage de p_t ou $|\eta|$ dans laquelle elle est estimée. La contribution principale à la production de Λ provient de la sélection des vertex secondaires (3%) et des critères d'identification du proton et du pion (2.5%). En ce qui concerne la production de Ξ^- , l'incertitude est dominée par la sélection des vertex tertiaires (9%). L'incertitude engendrée par la sélection des événements photon-photon vaut 1% dans les deux cas. Au niveau de la production de $\Xi^0(1530)$, les variations de la section efficace observées en modifiant les critères de sélection sont compatibles avec l'incertitude statistique. Aucune incertitude systématique n'a donc été prise en compte.

La source d'incertitude liée à la soustraction du bruit de fond est estimée en utilisant différentes paramétrisations du bruit de fond (polynôme de différents degrés et

⁴c.f. section 3.10.2

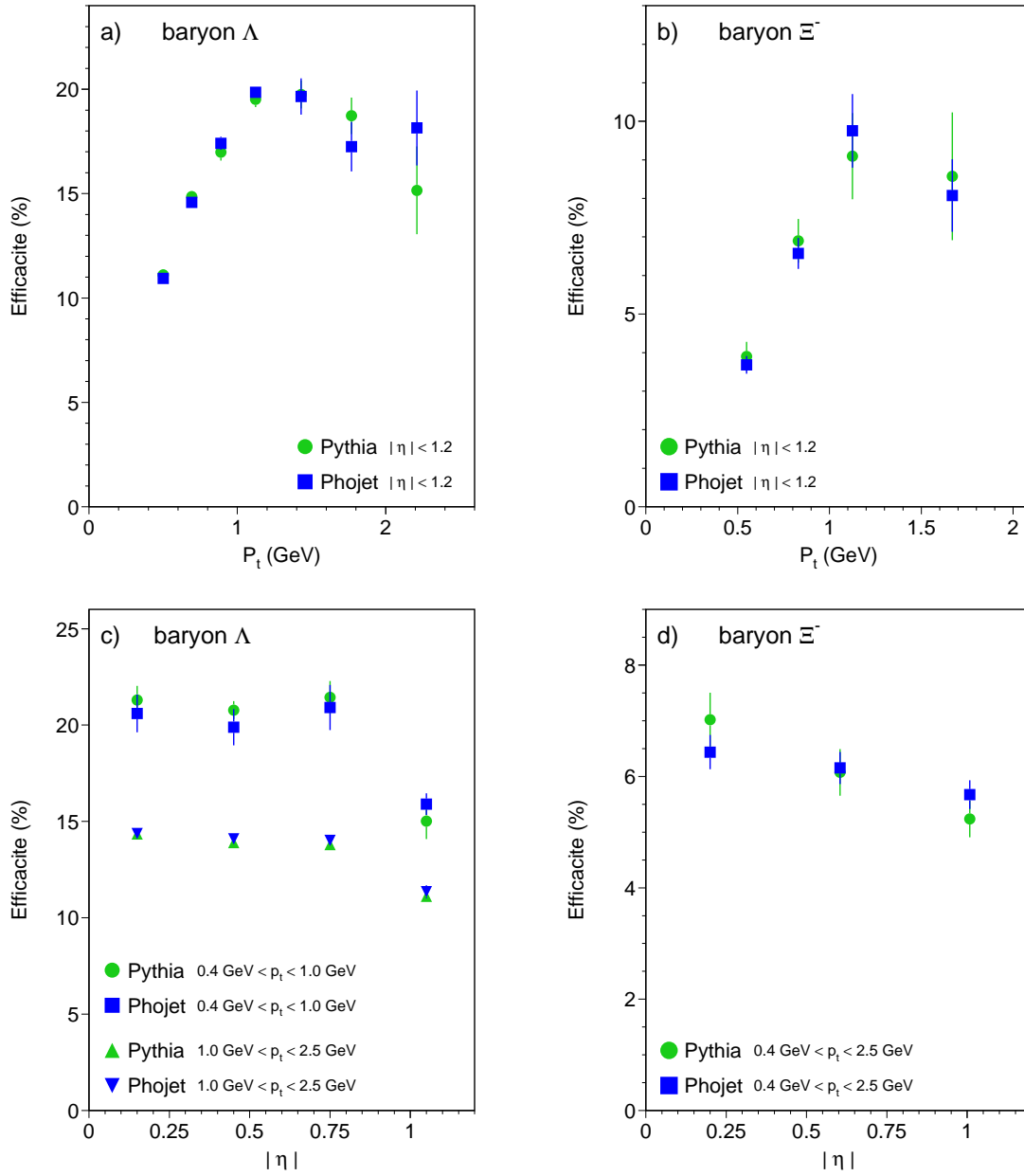


FIG. 4.20 – L'efficacité totale de détection en fonction de l'impulsion transverse p_t pour a) les baryons Λ , b) les baryons Ξ^- et en fonction de la pseudo-rapacité $|\eta|$ pour c) les baryons Λ et d) les baryons Ξ^- .

polynôme de Tchebitchev de différents ordres) ainsi qu'en variant l'intervalle de masse dans lequel l'ajustement est effectué.

Deux incertitudes sont attribuées à la détermination de l'efficacité : la statistique limitée des Monte Carlo et les différents modèles utilisés pour simuler la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons. L'incertitude associée aux différents modèles est définie comme la moitié de la différence relative entre PHOJET et PYTHIA moins l'incertitude statistique sur les efficacités :

$$\Delta\epsilon = \epsilon \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{PHOJET} - \epsilon_{PYTHIA}}{\epsilon_{PHOJET} + \epsilon_{PYTHIA}}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\epsilon_{PHOJET}}{\epsilon_{PHOJET}}\right)^2 - \left(\frac{\Delta\epsilon_{PYTHIA}}{\epsilon_{PYTHIA}}\right)^2} \quad (4.15)$$

Si les termes négatifs sont supérieurs à la partie positive, l'incertitude statistique sur les efficacités englobe l'incertitude sur la modélisation si bien que cette dernière est considérée comme nulle.

Finalement, une incertitude de 2% est assignée à la détermination de l'efficacité des déclencheurs qui tient compte de la procédure d'évaluation et de leur stabilité.

4.2.5 Les sections efficaces

La section efficace différentielle de production inclusive de Λ est d'abord déterminée pour les différentes périodes de prise de données. Comme l'illustre la Figure 4.21, la précision des mesures n'est pas suffisante pour mettre en évidence les effets dus à la variation de \sqrt{s} . Cela justifie a posteriori la combinaison des différents échantillons de données en un seul ensemble d'énergie moyenne $\langle\sqrt{s}\rangle = 198$ GeV.

Les sections efficaces différentielles $d\sigma/dp_t$, $d\sigma/dp_t^2$ et $d\sigma/d|\eta|$ sont mesurées en fonction de p_t et $|\eta|$ pour $\langle\sqrt{s}\rangle = 198$ GeV dans l'intervalle $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV et $Q^2 < 8$ GeV². Les résultats sont rapportés dans les Tableaux 4.14 et 4.15.

Paramétrisation de la section efficace

La section efficace différentielle $d\sigma/dp_t^2$ en fonction de p_t^2 peut être paramétrisée par une fonction exponentielle de la forme $d\sigma/dp_t^2 \propto e^{-ap_t^2}$ dans la région $p_t^2 \lesssim 1$ GeV², le paramètre a ne dépendant que peu du baryon produit. Cette comportement est caractéristique de la production de hadrons dans les processus mous, aussi bien dans

p_t (GeV)	Sélection (%)	Bruit de fond (%)	Efficacité sélection (%)	Efficacité déclencheur (%)	Total (%)
baryon Λ			$ \eta < 1.2$		
0.4–0.6	4.2	12.1	1.4	2.0	13.0
0.6–0.8	4.2	9.8	1.6	2.0	11.0
0.8–1.0	4.2	6.6	1.9	2.0	8.3
1.0–1.3	4.2	5.3	2.1	2.0	7.3
1.3–1.6	4.2	5.8	2.4	2.0	7.8
1.6–2.0	4.2	6.4	2.8	2.0	8.4
2.0–2.5	4.2	19.4	4.8	2.0	20.5
baryon Ξ			$ \eta < 1.2$		
0.4–0.7	10.3	8.7	5.1	2.0	14.6
0.7–1.0	10.3	7.5	4.7	2.0	13.8
1.0–1.3	10.3	9.1	7.7	2.0	15.9
1.3–2.5	10.3	12.3	9.8	2.0	18.9
baryon $\Xi^0(1530)$			$ \eta < 1.2$		
0.4–2.5	0.0	11.9	22.7	2.0	25.7

TAB. 4.12 – Les incertitudes systématiques des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Xi^-X$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Xi^0(1530)X$ dues à la procédure de sélection, la soustraction du bruit de fond, la détermination de l'efficacité de sélection et de l'efficacité des déclencheurs en fonction de l'impulsion transverse. L'incertitude systématique totale est la somme quadratique des différentes contributions.

$ \eta $ (GeV)	Sélection (%)	Bruit de fond (%)	Efficacité sélection (%)	Efficacité déclencheur (%)	Total (%)
baryon Λ $0.4 \text{ GeV} < p_t < 1.0 \text{ GeV}$					
0.0–0.3	4.2	2.6	1.0	2.0	5.4
0.3–0.6	4.2	2.6	1.1	2.0	5.4
0.6–1.9	4.2	4.4	1.2	2.0	6.5
0.9–1.2	4.2	11.2	1.6	2.0	12.2
baryon Λ $1.0 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$					
0.0–0.3	4.2	4.0	2.8	2.0	6.7
0.3–0.6	4.2	4.0	2.0	2.0	6.5
0.6–1.9	4.2	4.0	3.3	2.0	6.9
0.9–1.2	4.2	12.3	3.1	2.0	13.5
baryon Ξ $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$					
0.0–0.4	7.5	12.1	4.3	2.0	15.0
0.4–0.8	7.5	10.3	0.6	2.0	12.9
0.8–1.2	7.5	13.8	4.0	2.0	16.3

TAB. 4.13 – Les incertitudes systématiques des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Xi^-X$ dues à la procédure de sélection, la soustraction du bruit de fond, la détermination de l'efficacité de sélection et de l'efficacité des déclencheurs en fonction de la pseudo-rapidité. L'incertitude systématique totale est la somme quadratique des différentes contributions.

p_t (GeV)	$\langle p_t \rangle$ (GeV)	$\langle p_t^2 \rangle$ (GeV ²)	Nombre de baryon	Efficacité totale (%)	$d\sigma/dp_t$ (pb/ GeV)	$d\sigma/dp_t^2$ (pb/ GeV ²)
baryon Λ $ \eta < 1.2$						
0.4–0.6	0.50	0.25	3570 \pm 70	11.0	266.3 \pm 5.2 \pm 34.7	266.3 \pm 5.2 \pm 34.7
0.6–0.8	0.69	0.48	4627 \pm 89	14.7	258.5 \pm 5.0 \pm 28.3	184.6 \pm 3.6 \pm 20.2
0.8–1.0	0.89	0.79	3812 \pm 88	17.2	181.2 \pm 4.2 \pm 15.0	100.6 \pm 2.3 \pm 8.3
1.0–1.3	1.12	1.27	3507 \pm 103	19.7	97.2 \pm 2.8 \pm 7.1	42.2 \pm 1.2 \pm 3.1
1.3–1.6	1.43	2.05	1590 \pm 88	19.7	44.1 \pm 2.4 \pm 3.4	15.2 \pm 0.8 \pm 1.2
1.6–2.0	1.77	3.14	688 \pm 52	18.2	15.5 \pm 1.2 \pm 1.3	4.3 \pm 0.3 \pm 0.4
2.0–2.5	2.21	4.92	284 \pm 26	16.9	5.5 \pm 0.5 \pm 1.1	1.2 \pm 0.1 \pm 0.3
baryon Ξ^- $ \eta < 1.2$						
0.4–0.7	0.55	0.31	84 \pm 14	3.8	12.1 \pm 2.0 \pm 1.8	11.1 \pm 1.8 \pm 1.6
0.7–1.0	0.83	0.70	118 \pm 13	6.7	9.6 \pm 1.1 \pm 1.3	5.7 \pm 0.6 \pm 0.8
1.0–1.3	1.13	1.27	87 \pm 11	9.4	5.1 \pm 0.6 \pm 0.8	2.2 \pm 0.3 \pm 0.3
1.3–2.5	1.67	2.88	84 \pm 16	8.3	1.4 \pm 0.3 \pm 0.3	0.4 \pm 0.1 \pm 0.1
baryon $\Xi^0(1530)$ $ \eta < 1.2$						
0.4–2.5	0.82	0.84	48 \pm 17	3.2	1.17 \pm 0.42 \pm 0.30	0.40 \pm 0.14 \pm 0.10

TAB. 4.14 – L’impulsion transverse moyenne $\langle p_t \rangle$, l’impulsion transverse quadratique moyenne $\langle p_t^2 \rangle$, le nombre de baryons estimé, l’efficacité totale, les sections efficaces différentielles $d\sigma/dp_t$ et $d\sigma/dp_t^2$ pour la production inclusive de Λ , Ξ^- et $\Xi^0(1530)$ en fonction des diverses plages d’impulsion transverse considérées. La première incertitude est statistique, la seconde systématique.

$ \eta $	$\langle \eta \rangle$	Nombre de baryon	Efficacité totale (%)	$d\sigma/d \eta $ (pb)
baryon Λ $0.4 \text{ GeV} < p_t < 1.0 \text{ GeV}$				
0.0–0.3	0.15	3059 ± 64	14.4	$58.2 \pm 3.4 \pm 3.2$
0.3–0.6	0.45	3057 ± 58	14.0	$59.8 \pm 3.4 \pm 3.2$
0.6–0.9	0.75	3216 ± 74	13.9	$63.3 \pm 4.4 \pm 4.1$
0.9–1.2	1.05	2630 ± 93	11.2	$64.2 \pm 8.2 \pm 7.9$
baryon Λ $1.0 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$				
0.0–0.3	0.15	1605 ± 67	21.1	$20.8 \pm 1.6 \pm 1.4$
0.3–0.6	0.45	1589 ± 76	20.6	$21.1 \pm 1.7 \pm 1.4$
0.6–0.9	0.75	1605 ± 69	21.3	$20.6 \pm 1.7 \pm 1.4$
0.9–1.2	1.05	1074 ± 71	15.7	$18.7 \pm 2.8 \pm 2.5$
baryon Ξ^- $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$				
0.0–0.4	0.20	114 ± 15	6.7	$6.9 \pm 0.9 \pm 1.0$
0.4–0.8	0.60	120 ± 15	6.1	$8.0 \pm 1.0 \pm 1.0$
0.8–1.2	1.01	101 ± 15	5.5	$7.6 \pm 1.1 \pm 1.2$

TAB. 4.15 – La pseudo-rapacité moyenne $\langle|\eta|\rangle$, le nombre de baryons estimé, l'efficacité totale et la section efficace différentielle $d\sigma/d|\eta|$ pour la production inclusive de Λ et Ξ^- en fonction des diverses plages de pseudo-rapacité considérées. La première incertitude est statistique, la seconde systématique.

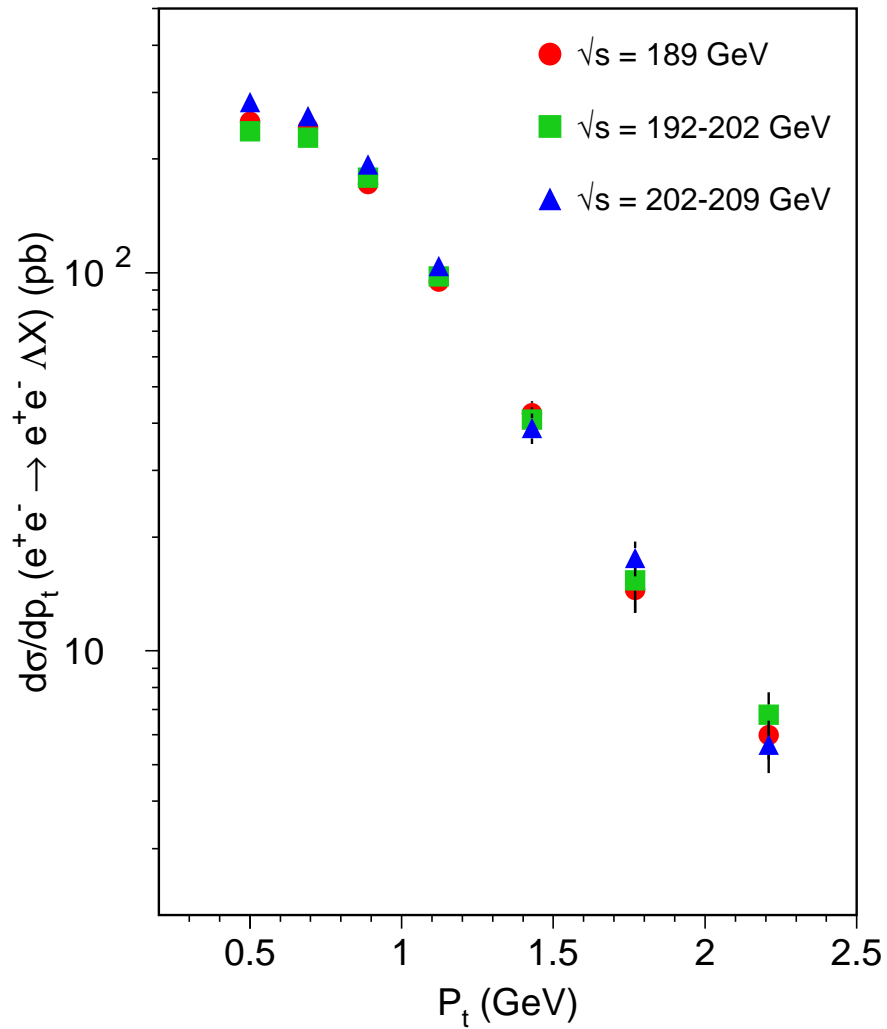


FIG. 4.21 – La section efficace différentielle de production inclusive de Λ mesurée en fonction des différentes énergies \sqrt{s} . Les incertitudes statistiques ne permettent pas de mettre en évidence les effets dus à la variation de \sqrt{s} , ce qui justifie a posteriori la combinaison des différents échantillons de données en un seul ensemble.

	Exponentielle $d\sigma/dp_t^2 \propto e^{-ap_t^2}$		Loi de puissance $d\sigma/dp_t^2 \propto p_t^{-b}$	
	a (GeV ⁻²)	$\chi^2/n.d.l$	b	$\chi^2/n.d.l$
Λ	1.84 ± 0.13	0.12/2	5.0 ± 0.2	3.1/2
Ξ^-	1.67 ± 0.34	0.01/1	4.6 ± 1.0	–

TAB. 4.16 – Le résultat des ajustement des sections efficaces $d\sigma/dp_t^2$ pour la production de Λ et Ξ^- décrits dans le texte.

les collisions photon-photon que les réactions photon-hadron et hadron-hadron. Cette universalité peut être interprétée comme une conséquence du processus d’hadronisation dans le modèle de fragmentation en cordes. Les cordes produites dans les diffusions molles n’ont en effet qu’une faible impulsion transverse, si bien que la forme de la section efficace reflète essentiellement la dynamique de la fragmentation. Or la probabilité⁵ de produire un quark et un antiquark ayant chacun une impulsion transverse μ^2 lorsque la corde se brise est proportionnelle à $e^{-\alpha\mu^2}$ avec α une constante. Les masses des quarks légers étant relativement proches, la distribution d’impulsion transverse des hadrons suit en bonne approximation une distribution gaussienne $e^{-ap_t^2}$, avec un paramètre a quasiment indépendant du baryon. Lorsque $p_t^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$, l’impulsion transverse des partons intermédiaires devient importante et le comportement de la section efficace est alors dicté par les processus durs. Elle décroît moins rapidement qu’une fonction exponentielle, suivant plutôt une loi de puissance $d\sigma/dp_t^2 \propto p_t^{-b}$. A grand p_t , les calculs QCD prédisent $b = 4$. Les résultats des différents ajustements sont données dans le Tableau 4.16 et illustrées dans la Figure 4.22. En considérant la précision limitée des mesures, les paramètre a et b sont bien indépendants de la nature du baryon formé.

Comparaison avec d’autres expériences

La Figure 4.23 présente la comparaison entre les sections efficaces $d\sigma/dp_t^2$ de production inclusive de Λ mesurées dans des collisions photon-photon, photon-proton ou proton-antiproton. L’expérience H1 à HERA [71] a étudié la production inclusive de Λ

⁵c.f. section 4.1.4

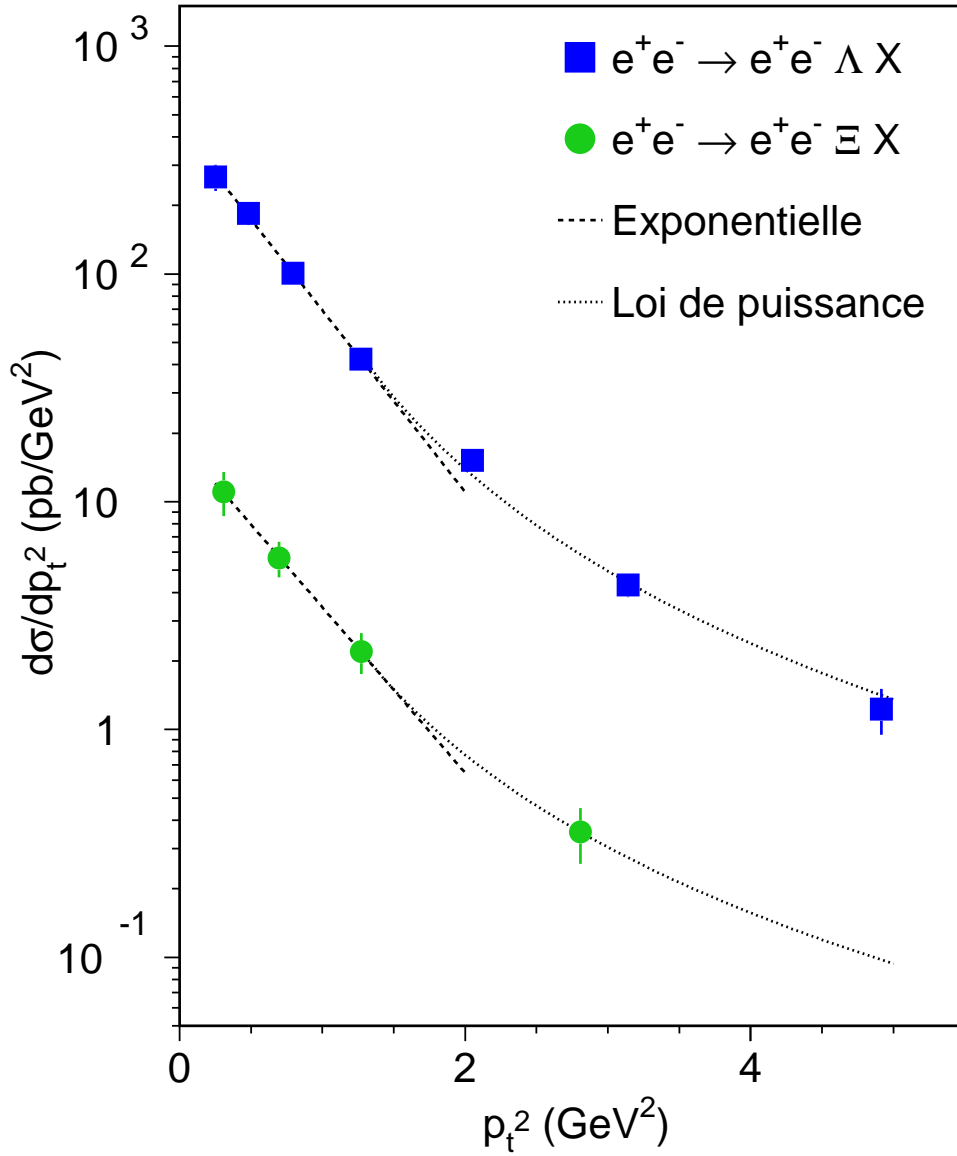


FIG. 4.22 – La section efficace différentielle $d\sigma/dp_t^2$ de production inclusive de Λ (carrés) et de Ξ^- (ronds) en fonction de p_t^2 . Le résultat des ajustements par une fonction exponentielle dans l'intervalle $0.16 \text{ GeV}^2 < p_t^2 < 1.69 \text{ GeV}^2$ (traitillés) et par une loi de puissance dans la région $1.0 \text{ GeV}^2 < p_t^2 < 6.25 \text{ GeV}^2$ (pointillés) décrits dans le texte sont également montrés.

dans les collisions γp pour une énergie moyenne de centre de masse $\langle\sqrt{s}\rangle = 200$ GeV. La collaboration UA5 au CERN [72] a également analysé ce canal dans les interactions proton-antiproton à $\sqrt{s} = 900$ GeV. Ces deux mesures sont normalisées à nos données dans la plage $0.7 \text{ GeV} < p_t < 0.9 \text{ GeV}$. Les trois sections efficaces ont un comportement similaire, ce qui tend à prouver que la production de Λ , et par extension les processus de fragmentation, sont universels.

Comparaison avec les générateurs Monte Carlo

La comparaison entre les sections efficaces différentielles $d\sigma/dp_t$ et $d\sigma/d|\eta|$ et les prédictions des générateurs PYTHIA et PHOJET est montrée sur les Figures 4.24a et 4.24b pour les Λ et les Figures 4.24c et 4.24d pour les Ξ . PYTHIA et PHOJET reproduisent globalement bien les distributions $d\sigma/dp_t$ sans que l'accord ne soit pour autant parfait. PYTHIA décrit mieux les données dans la région de bas p_t tandis que PHOJET fournit une meilleure description à grand p_t (Figure 4.24a et 4.24c). Dans le deux cas, le maximum de la section efficace prédite semble se situer à une impulsion transverse légèrement plus petite que celle indiquée par les données. La forme relativement plate des sections efficaces $d\sigma/d|\eta|$ est par contre bien simulée par les deux générateurs.

Afin de déterminer les sources du léger désaccord entre les prédictions et les mesures, les contributions de chaque sous-processus à la section efficace différentielle $d\sigma/dp_t$ sont étudiées séparément (Tableaux 4.2 et 4.5). Dans le cas de PHOJET, la section efficace se compose à 90% des processus de diffusion inélastique non-diffractive, basé sur l'échange de Reggeon et Pomeron. Il n'est malheureusement pas possible d'analyser plus en détail ce modèle. La situation se révèle plus intéressante pour PYTHIA, la décomposition en sous-processus étant plus riche. Les diverses contributions sont détaillées dans le Tableau 4.17 et illustrées sur la Figure 4.25. Comme attendu, les diffusions non-diffractives⁶ dominent la région $p_t \lesssim 1.5$ GeV tandis que la zone de plus grande impulsion transverse est gouvernée par les processus $2 \rightarrow 2$. Le maximum de toutes les contributions se situe presque à la même position. En terme de composantes directes, anomales et VDM, la majorité des Λ et Ξ^- est produite par les interactions VDM-VDM. Dans ce type de processus, le photon fluctue majoritairement en ρ (80%)

⁶c.f. section 4.1.2

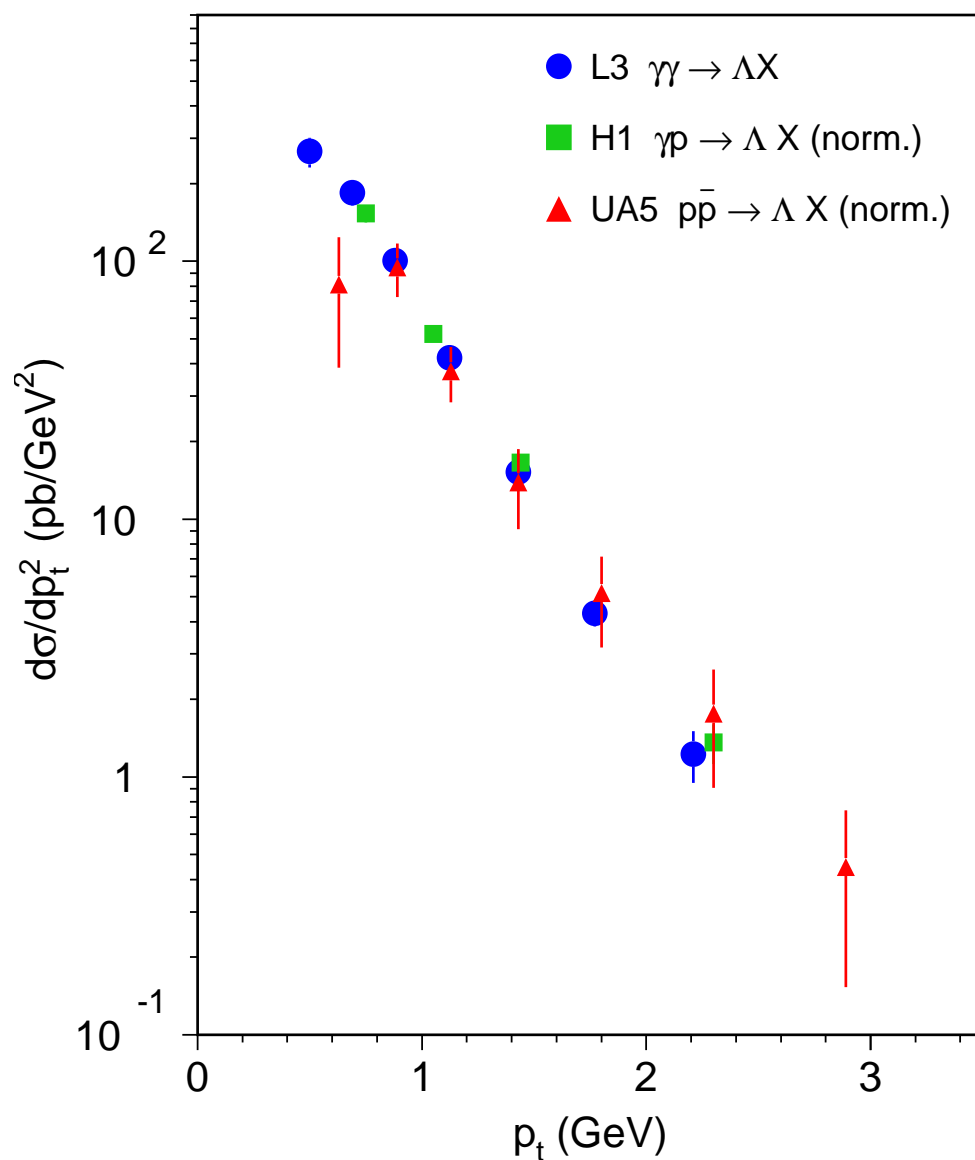


FIG. 4.23 – Les sections efficaces $d\sigma/dp_t^2$ de production inclusive de Λ (ronds) comparées aux mesures effectuées dans les réactions photon-proton par H1 [71] (carrés) et proton-antiproton par UA5 [72] (triangles). Les mesures de H1 et UA5 sont normalisées à nos données dans la région $0.7 \text{ GeV} < p_t < 0.9 \text{ GeV}$. On constate que les trois sections efficaces présentent le même comportement.

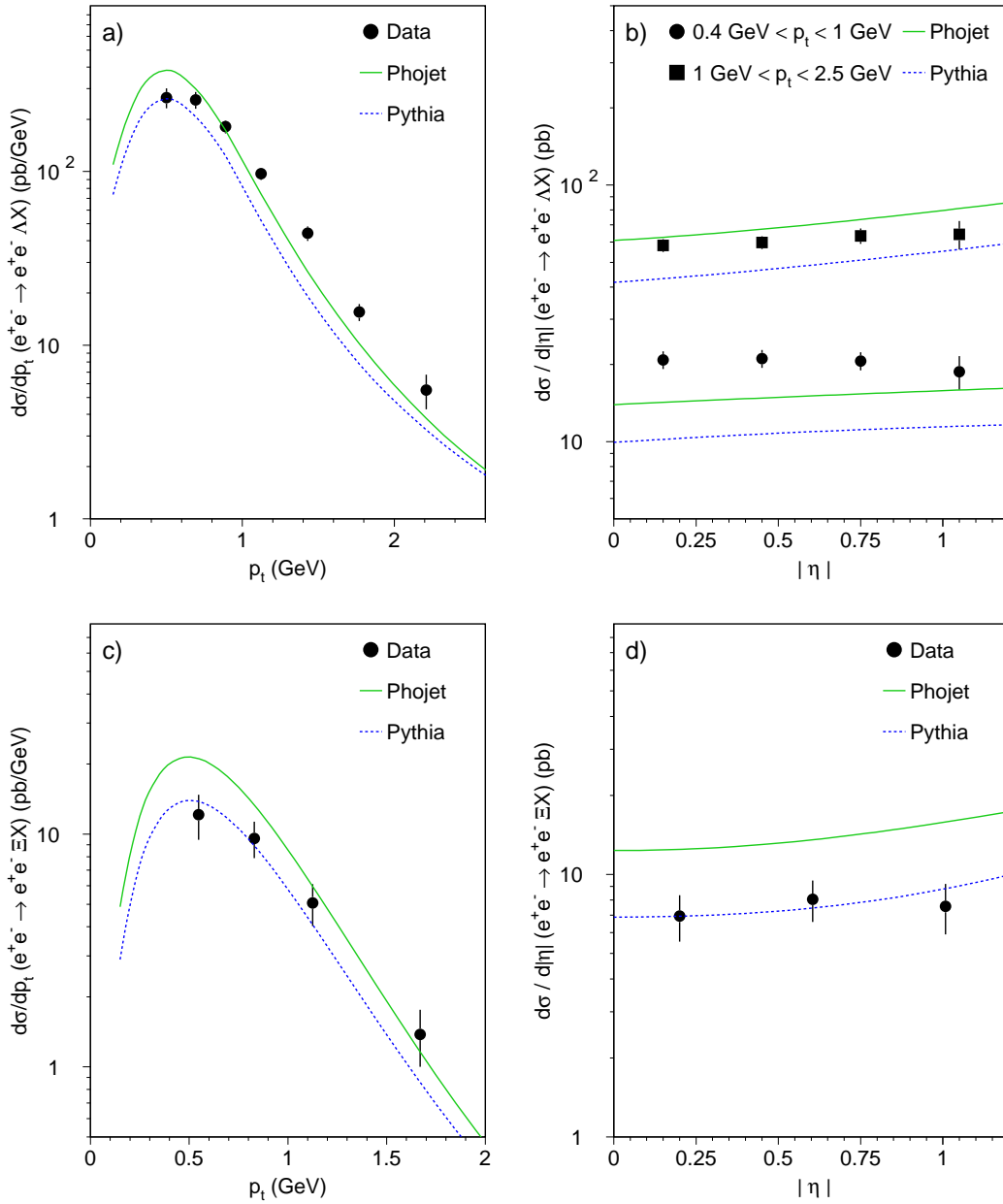


FIG. 4.24 – Les sections efficaces différentielles a) $d\sigma/dp_t$ et b) $d\sigma/d|\eta|$ pour la production de Λ ainsi que c) $d\sigma/dp_t$ et d) $d\sigma/d|\eta|$ pour la production de Ξ^- comparées aux prédictions des générateurs PHOJET (ligne pleine) et PYTHIA (ligne traitillée).

et marginalement en ϕ (11%). Les baryons étranges à bas p_t ne sont donc pas formés à partir des quarks s du méson vecteur dans lequel le photon fluctue, mais plutôt issus de la fragmentation. Cette observation permettrait d'expliquer la similarité entre la forme des prédictions de PYTHIA et PHOJET, qui emploient deux modèles différents pour générer les réactions photon-photon mais le même algorithme de fragmentation.

Pour vérifier cette hypothèse, les prédictions de PYTHIA ont été générées en variant la largeur σ_Q (PARJ(21)) de la distribution d'impulsion transverse des hadrons. La figure 4.25b montre que les résultats obtenues en utilisant $\sigma_Q = 0.5$ GeV reproduisent mieux la forme des données à bas p_t que la valeur initiale $\sigma_Q = 0.41$ GeV. Il est également possible de modifier la largeur Δ_Q de la distribution d'impulsion transverse des quarks produit dans la fluctuation initiale $\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Cette valeur est fixée à 1 GeV par défaut. Un tel changement affecte surtout la partie supérieure du spectre, comme le montre les résultats obtenues avec $\Delta_Q = 2$ GeV, mais n'améliore pas véritablement la description à bas p_t .

En conclusion, la forme de la section efficace $d\sigma/dp_t$ à bas p_t est dictée par les mécanismes de fragmentation tandis que la normalisation absolue dépend des modèles de production employés par le générateur.

Multiplicités et rapports de production particule / antiparticule

La multiplicité des baryons Λ , Ξ^- et $\Xi^0(1530)$ par événement photon-photon est mesurée pour l'intervalle $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.2$ et $W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$ en utilisant la mesure de la section efficace totale $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons [70]. Les résultats sont reportés dans le Tableau 4.18. Les prédictions de PYTHIA reproduisent bien les données tandis que celles de PHOJET les surestiment quelque peu. Ceci reflète le fait que PYTHIA décrit mieux la région de bas p_t que PHOJET, la contribution principale à la multiplicité provenant de cette zone.

Les données sont ensuite comparées aux multiplicités obtenues dans les collisions e^+e^- à $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ [51] sur la Figure 4.26. Hormis la production de Λ et $\Lambda(1520)$, les multiplicités peuvent être paramétrisées par une fonction de la forme Ae^{-Bm} , avec m la masse du baryon, A et B des paramètres. L'ajustement donne $B = 9.8 \pm 2.2$ pour les réactions photon-photon, une valeur compatible avec les résultats $B = 9.8 \pm 0.7$ et $B = 9.9 \pm 0.1$ obtenues respectivement pour les collisions e^+e^-

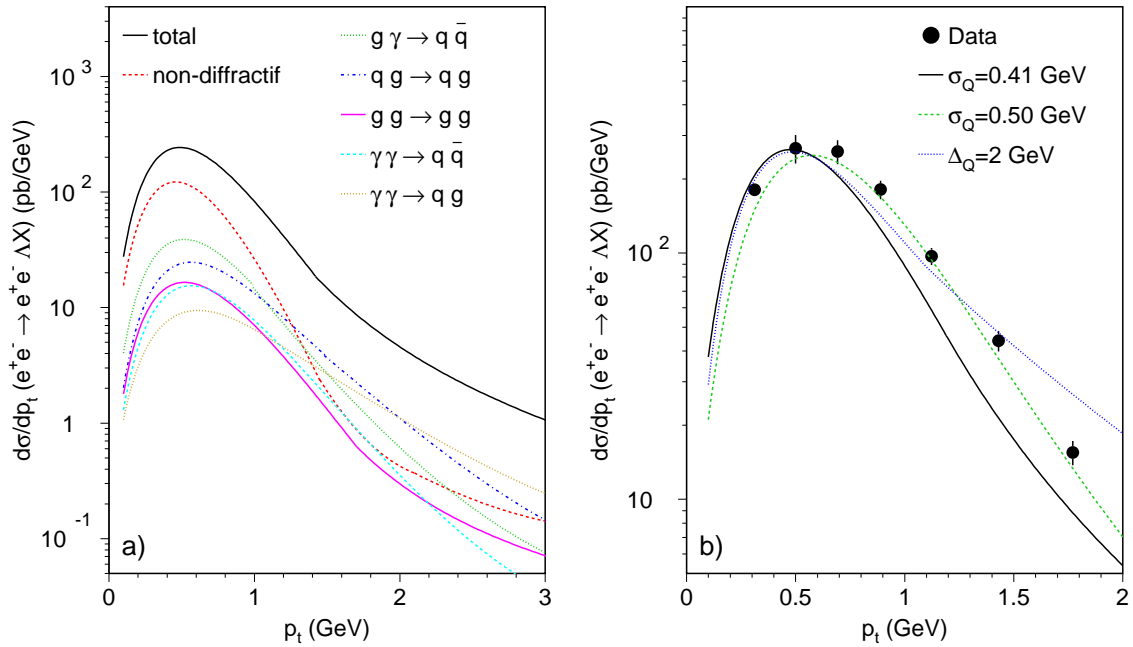


FIG. 4.25 – a) La contribution des principaux sous-processus considérés par PYTHIA à la section efficace différentielle $d\sigma/dp_t(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X)$. Les diffusions non-diffractives dominent le domaine de bas p_t et les processus $2 \rightarrow 2$ la partie de plus haute impulsion transverse. Le maximum de toutes les composantes se situe presque à la même position. b) Les prédictions de la section efficace différentielle $d\sigma/dp_t(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X)$ obtenues en variant les paramètres contrôlant la distribution de l'impulsion transverse lors de la fragmentation. La ligne pleine représente les prédictions obtenues avec les paramètres utilisés par défaut à L3 ($\sigma_Q = 0.411$ GeV et $\Delta_Q = 1$ GeV). La courbe traitillée montre les prédictions correspondant à $\sigma_Q = 0.5$ GeV et la ligne pointillée celle pour $\Delta_Q = 2$ GeV. Les données expérimentales sont indiquées par les points.

Sous-processus	fraction (%)
$qq \rightarrow qq$	4
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$	<1
$q\bar{q} \rightarrow gg$	<1
$qg \rightarrow qg$	13
$q\gamma \rightarrow qg$	7
$gg \rightarrow q\bar{q}$	<1
$g\gamma \rightarrow q\bar{q}$	17
$\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	6
$gg \rightarrow gg$	8
diffusion élastique	0
diffraction simple $AB \rightarrow AX$	2
diffraction simple $AB \rightarrow XB$	2
diffraction double	1
diffusion non-diffractive	40
direct-direct	6
anomal-anomal	3
VDM-VDM	60
direct-VDM	23
direct-anomal	2
anomal-VDM	6

TAB. 4.17 – La contribution des différents sous-processus générés par PYTHIA à la section efficace différentielle $d\sigma/dp_t(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Lambda X)$. La décomposition est également donnée en fonction des diverses classes d'événement considérées dans PYTHIA.

	Multiplicité / événement $\gamma\gamma$		
	données	PYTHIA	PHOJET
$\Lambda / \bar{\Lambda}$	$(1.57 \pm 0.11) \cdot 10^{-2}$	$(1.43 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$	$(1.80 \pm 0.01) \cdot 10^{-2}$
$\Xi^- / \bar{\Xi}^-$	$(7.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$	$(8.61 \pm 0.11) \cdot 10^{-4}$	$(11.5 \pm 0.10) \cdot 10^{-4}$
$\Xi^0(1530) / \bar{\Xi}^0(1530)$	$(2.0 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$	$(1.37 \pm 0.04) \cdot 10^{-4}$	$(1.91 \pm 0.03) \cdot 10^{-4}$

TAB. 4.18 – La multiplicité des baryons Λ , Ξ^- et $\Xi^0(1530)$ par événement photon-photon pour l'espace de phase $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.2$ et $W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$. L'incertitude sur les données est la somme quadratique des contributions statistiques et systématiques.

à $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$. Ceci démontre une fois de plus l'universalité des processus d'hadronisation.

Le rapport de production entre particules et antiparticules est également calculé dans le domaine $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$. Des rapports $\Lambda/\bar{\Lambda} = 0.99 \pm 0.04$ et $\Xi^-/\bar{\Xi}^- = 0.9 \pm 0.3$ sont mesurés, en accord avec la valeur de 1.0 prédite par le Modèle Standard.

4.2.6 Conclusion

En conclusion, la mesure de la production inclusive de baryons dans les collisions à deux photons démontre sans équivoque l'universalité des processus d'hadronisation, aussi bien dans les collisions hadron-hadron, photon-hadron et photon-photon que les réactions d'annihilation e^+e^- .

A basse impulsion transverse, la section efficace est décrite par une paramétrisation de la forme $d\sigma/dp_t^2 \propto \exp(-ap_t^2)$, avec un paramètre a presque indépendant du baryon produit. Ce comportement peut être interprété comme une conséquence du processus d'hadronisation dans le modèle de fragmentation en cordes. A plus grand p_t , la forme de la section efficace est dictée par les processus durs et tend vers une loi de puissance $d\sigma/dp_t^2 \propto pt^{-4}$.

Les Monte Carlo PYTHIA et PHOJET reproduisent également relativement bien les données, ce qui illustre une fois de plus l'universalité des processus d'hadronisation. La

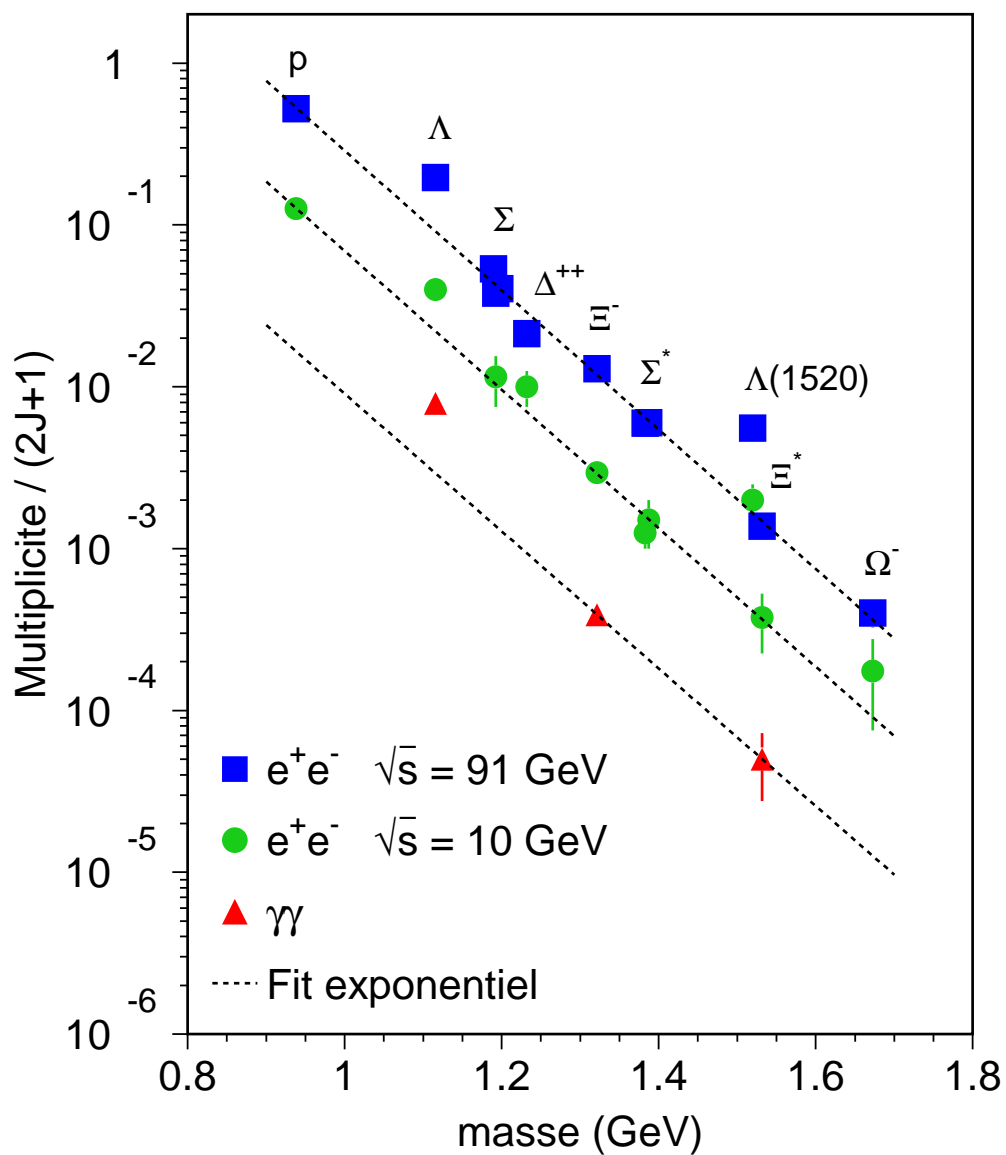


FIG. 4.26 – La multiplicité de baryons en fonctions de leur masse pour les réactions photon-photon (triangles) et les collisions e^+e^- à $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$ (rond) et $\sqrt{s} = 91 \text{ GeV}$ (carrés). Les multiplicités sont ajustées par une fonction exponentielle de la forme Ae^{-Bm} en excluant les baryons Λ et $\Lambda(1520)$.

forme de la section efficace à bas p_t est en effet dictée par les processus de fragmentation. Or les principaux paramètres de JETSET ont été ajustés en utilisant des événements hadroniques à $\sqrt{s} \simeq m_Z$, tandis que ceux contrôlant la production de baryons étranges ont été utilisés avec leur valeur par défaut incluse dans le programme. Une détermination spécifique de ces paramètres pour les réactions photon-photon nécessiterait la connaissance précise de l'énergie de centre de masse du système photon-photon, ce qui est impossible à L3. Les paramètres disponibles permettent néanmoins d'obtenir une description relativement correcte des réactions à deux photons.

Chapitre 5

La production exclusive de paires baryon-antibaryon dans les collisions photon-photon

“Si la science un jour règne seule, les hommes crédules n’auront plus que des crédulités scientifiques.”

Anatole France

Ce chapitre présente une étude sur la production exclusive de paires proton-antiproton, $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ dans les collisions photon-photon. La première partie de ce chapitre sera dévolue aux différentes approches théoriques proposées pour décrire ce genre de réaction. En dépit de son apparente simplicité, la production exclusive de paire de baryons peut s’avérer extrêmement difficile à décrire. Si ce processus se calcule relativement facilement à haute énergie en QCD perturbative, la situation se complique singulièrement à moyenne et basse énergie, où les effets non-perturbatifs jouent un rôle central. La faible multiplicité de l’état final permet d’étudier très proprement la transition entre les différentes régions cinématiques et les modèles phénoménologiques utilisés pour la décrire. L’analyse expérimentale sera abordé en seconde partie et s’achèvera sur la comparaison avec les prédictions théoriques.

5.1 Les approches théoriques

La réaction $\gamma\gamma \rightarrow$ hadron antihadron sera analysée dans le centre de masse des deux photons, supposés réels. La cinématique de ce processus est montrée sur la Figure 5.1. Les variables de Mandelstam s, t, u et le transfert d'impulsion transverse Q sont définis par :

$$s = (P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2})^2 = 4E_\gamma^2 = (P_H + P_{\bar{H}})^2 = W_{\gamma\gamma}^2 \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} t &= (P_H - P_{\gamma_1})^2 = m_h^2 - 2E_\gamma(E_\gamma - p_H \cos \theta^*) \\ &\simeq -2E_\gamma^2(1 - \cos \theta^*) = -\frac{s}{2}(1 - \cos \theta^*) \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} u &= (P_{\bar{H}} - P_{\gamma_1})^2 = m_h^2 - 2E_\gamma(E_\gamma + p_H \cos \theta^*) \\ &\simeq -2E_\gamma^2(1 + \cos \theta^*) = -\frac{s}{2}(1 + \cos \theta^*) \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$Q = p_H \sin \theta^* \simeq \sqrt{\frac{tu}{s}} \quad (5.4)$$

les approximations étant valables lorsque $p_H \gg m_H$. L'angle θ^* est défini comme l'angle entre le hadron H et la direction des photons.

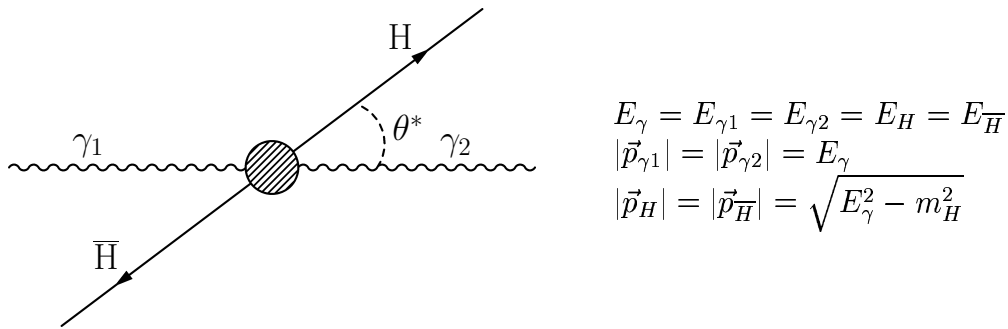


FIG. 5.1 - Configuration cinématique du processus d'annihilation $\gamma\gamma \rightarrow$ hadron antihadron dans le centre de masse des deux photons réels. L'angle θ^* est défini comme l'angle entre le hadron H et la direction des photons.

5.1.1 Le modèle de diffusion dure (HSP)

La première approche pour décrire les réactions photon-photon exclusives à des énergies de l'ordre du GeV fut développée par Brodsky et Lepage au début des années 1980 [73]. Ce modèle, connu sous le nom de représentation de diffusion dure (HSP), repose sur la factorisation des phénomènes de courte distance (perturbatif) et longue distance (non-perturbatif). Au premier ordre en $1/Q$, l'amplitude d'un processus est donné par la convolution (i) d'une amplitude de diffusion dure T , décrivant la diffusion perturbative des partons composant chaque hadron dans l'approximation colinéaire, et (ii) de distributions partoniques $\phi(x_i, Q)$, exprimant la probabilité de trouver un parton transportant une fraction x_i de l'impulsion longitudinale du hadron et une impulsion transverse $k_{\perp i} < \tilde{Q}$ avec $\tilde{Q}_x = \min_i(x_i Q)$. Dans ce modèle, l'amplitude \mathcal{M} du processus $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon s'écrit :

$$\mathcal{M} = \int_0^1 dx_i dy_j \phi_B^*(x_i, \tilde{Q}_x) \phi_{\bar{B}}^*(y_j, \tilde{Q}_y) T(x_i, y_j, Q) \quad (5.5)$$

Une illustration graphique de cette formule est affichée sur la Figure 5.2. L'amplitude de diffusion dure T est perturbativement évaluable à grand transfert d'impulsion, tandis que les distributions $\phi_H(x_i, \tilde{Q}_x)$ doivent être déterminées expérimentalement. Au premier ordre en α_s , seul les quarks de valence du hadron sont pris en considération. Chaque parton supplémentaire introduit en effet un facteur α_s/Q^2 dans l'amplitude correspondante, si bien qu'elle devient négligeable lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$. A titre d'exemple, la forme asymptotique de la distribution du pion est donné par :

$$\phi_\pi(x) \rightarrow \sqrt{3} f_\pi x(1-x) \quad \text{pour} \quad Q^2 \rightarrow \infty \quad (5.6)$$

avec f_π une constante.

Deux conséquences phénoménologiques sont prédites par ce modèle. La première est liée à la loi de comptage dimensionnel [74], qui affirme que la dimension de l'amplitude \mathcal{M} pour des diffusions à grand angle et à grand transfert d'impulsion suit :

$$\mathcal{M} \simeq \frac{1}{Q^{(n-4)}} f(\theta^*), \quad Q^2 \rightarrow \infty \quad (5.7)$$

où n désigne le nombre de partons participant au processus et $f(\theta^*)$ une fonction ne dépendant que de l'angle θ^* . En ignorant les corrections logarithmiques, cette loi

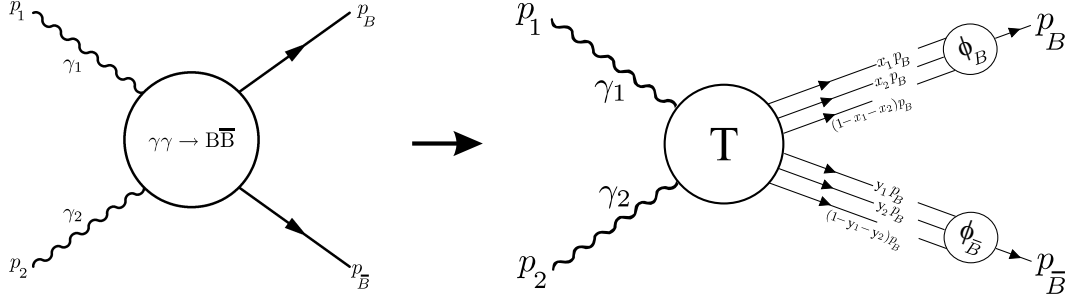


FIG. 5.2 – Illustration graphique de la factorisation du processus $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon. L’amplitude de la réaction est donnée par la convolution d’une amplitude de diffusion dure T , décrivant l’interaction entre les photons et les partons de chaque baryon dans l’approximation colinéaire, et de distributions $\phi_B(x_i, Q)$, exprimant la probabilité de trouver un parton transportant une fraction x_i de l’impulsion longitudinale du baryon B .

implique la dépendance suivante de la section efficace différentielle avec l’énergie :

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^*} \propto s^{3-n} \quad \text{pour } \theta^* \text{ constant} \quad (5.8)$$

Après intégration sur θ^* , cette règle prédit pour la production de paire de baryons :

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{baryon antibaryon}) \propto s^{-5} \quad (5.9)$$

La seconde conséquence concerne la conservation de l’hélicité hadronique. Puisque les quarks sont traités comme des fermions de masse nulle, leur interaction avec un gluon ne peut renverser leur hélicité. De plus, dans l’approximation colinéaire, l’hélicité du hadron est égale à la somme de celle des quarks de valence (seul les états de Fock les plus simples sont considérés). Il en résulte pour une réaction $A + B \rightarrow C + D$, les hélicités λ satisfont :

$$\lambda_a + \lambda_b = \lambda_c + \lambda_d \quad (5.10)$$

Le calcul de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon révéla rapidement les limites du formalisme HSP. Les premières mesures de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ [75] montrèrent en effet que les données étaient un ordre de magnitude plus élevées que les prédictions dans la région où l’impulsion transférée vaut quelques GeV et qu’elles ne suivaient pas exactement le comportement décrit par l’équation 5.8. De plus, les conséquences de la règle de

conservation d'hélicité conduisent à des situations surprenantes : elles interdisent par exemple la désintégration $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$, alors qu'elle est effectivement observée [76]. Les contributions non-perturbatives, négligées dans le modèle HSP, ne peuvent plus l'être dans cette région cinématique. Le recours à des modèles phénoménologiques, tel que celui des diquarks, devient indispensable pour tenter de décrire ces réactions à petit et moyen Q^2 . Evidemment, ces modèles doivent être tel qu'ils tendent vers une description purement HSP lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$.

5.1.2 Le modèle des diquarks

La notion de diquark fut proposée pour la première fois par Gell-Mann dans son article original sur les quarks [77]. Elle désigne un système de deux quarks considérés collectivement, généralement utilisé pour décrire des effets non-perturbatifs. Par exemple, un baryon peut être considéré comme une combinaison quark-diquark au lieu d'un assemblage de trois quarks. De nombreux résultats sur la spectroscopie des baryons, la production de hadrons ou les réactions de diffusions inélastiques profondes sont décrits par des modèles employant des diquarks. Il n'est pas exclu que ces diquarks soient plus que de simples spéculations mathématiques et existent réellement. Une résumé de ces mesures et de différents modèles théoriques se trouve dans la référence [78].

Par la suite, nous considérerons les diquarks comme des constituants quasi-élémentaires, capable de survivre à des collisions de moyenne énergie. Dans leur état fondamental, ils ont une parité positive et sont vectoriels (spin 1) ou scalaires (spin 0). Les diquarks vectoriels jouent un rôle fondamental, puisqu'ils permettent au baryon de changer d'hélicité, et donc de violer la règle de conservation d'hélicité. En se basant sur la symétrie SU(3) de saveur et en se restreignant au quarks u, d et s, il est possible de former neuf diquarks différents :

$$\{3\} \otimes \{3\} = \{6\} \oplus \{3\} \quad (5.11)$$

Les 6 combinaisons symétriques forment les diquarks vectoriels :

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

et les 3 antisymétriques les diquarks scalaires :

$$S_{[u,d]} = (ud - du)/\sqrt{2} \quad S_{[u,s]} = (us - su)/\sqrt{2} \quad S_{[s,d]} = (sd - ds)/\sqrt{2}$$

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

$$\{6\} \otimes \{3\} = \{10\} \oplus \{8\} \quad \text{et} \quad \{3\} \otimes \{3\} = \{8\} \oplus \{1\} \quad (5.12)$$

La nature composite des diquarks est prise en compte par des facteurs de forme phénoménologiques. Les couplages entre diquarks, photons et gluons, avec des diquarks considérés comme des particules élémentaires, sont multipliés par les facteurs de forme suivants :

$$\begin{aligned} F_S^{(3)}(Q^2) &= \delta_s \left(\frac{D_s}{D_s + Q^2} \right) & F_V^{(3)}(Q^2) &= \delta_v \left(\frac{D_v}{D_v + Q^2} \right)^2 \\ F_S^{(n)}(Q^2) &= a_s F_S^{(3)}(Q^2) & F_V^{(n)}(Q^2) &= a_v F_V^{(3)}(Q^2) \left(\frac{D_v}{D_v + Q^2} \right)^{(n-3)} \end{aligned} \quad (5.13)$$

avec n le nombre de particules entrantes et sortantes du vertex et $D_{s,v}$ des paramètres expérimentaux. Le facteur $\delta_{s,v}$ permet d'obtenir le nombre correcte de puissance de α_s lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$ et les paramètres $a_{s,v}$ prennent en compte les possibilités d'excitation et de dissociation des diquarks. Une illustration graphique de ces règles est donnée dans la Figure 5.3.

L'introduction des diquarks permet de résoudre une partie des difficultés liées au modèle HSP. En premier lieu, ils augmentent la magnitude de la section efficace d'un ordre de grandeur, la rendant plus conforme aux mesures expérimentales. Deuxièmement, l'introduction des diquarks vectoriels permet de violer la règle de la conservation d'hélicité, puisque leur hélicité peut être renversée lorsqu'ils interagissent avec un gluon ou un photon. Notons enfin qu'ils modifient les prévisions de la règle de comptage dimensionnel, cette dernière prédisant un comportement :

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{baryon antibaryon}) \propto s^{-3} \quad (5.14)$$

pour un baryon composé d'un diquark et d'un quark au lieu de la dépendance $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{baryon antibaryon}) \propto s^{-5}$ pour un baryon formé de trois quarks.

$$\begin{aligned}
 & \text{Diagram 1} = \left(\text{Diagram 1.1} \right) \times F_{s,v}^{(3)}(Q_g^2) \\
 & \text{Diagram 2} = \left(\text{Diagram 2.1} + \text{Diagram 2.2} + \text{Diagram 2.3} \right) \times F_{s,v}^{(4)}(Q_g^2) \\
 & \text{Diagram 3} = \left(\text{Diagram 3.1} + \text{Diagram 3.2} + \text{Diagram 3.3} + \right. \\
 & \quad \left. \text{Diagram 3.4} + \text{Diagram 3.5} + \text{Diagram 3.6} \right) \times F_{s,v}^{(5)}(Q_g^2)
 \end{aligned}$$

FIG. 5.3 – Facteurs de forme phénoménologiques pour les couplages entre photons, gluons et diquarks. Le diquark est représenté par une double ligne.

Application à la réaction $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon

De nouvelles prédictions de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon basées sur le modèle de diquarks ont été récemment publiées [79]. Contrairement aux calculs précédents [80], ces prédictions prennent en compte la contribution des diquarks vectoriels et des effets dus à la masse des baryons. Les calculs sont effectués dans le centre de masse des deux photons, la configuration cinématique du processus est montrée dans la Figure 5.1. L'amplitude élémentaire T est obtenue en évaluant les six sous-processus de diffusion $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}D\bar{D}$ montrés sur la Figure 5.4, D désignant un diquark scalaire (S) ou vectoriel (V). Les bulbes apparaissant aux vertex gD , γgD et $\gamma\gamma gD$ sont traités conformément aux prescriptions précédemment citées (équation 5.13). Les distributions partoniques

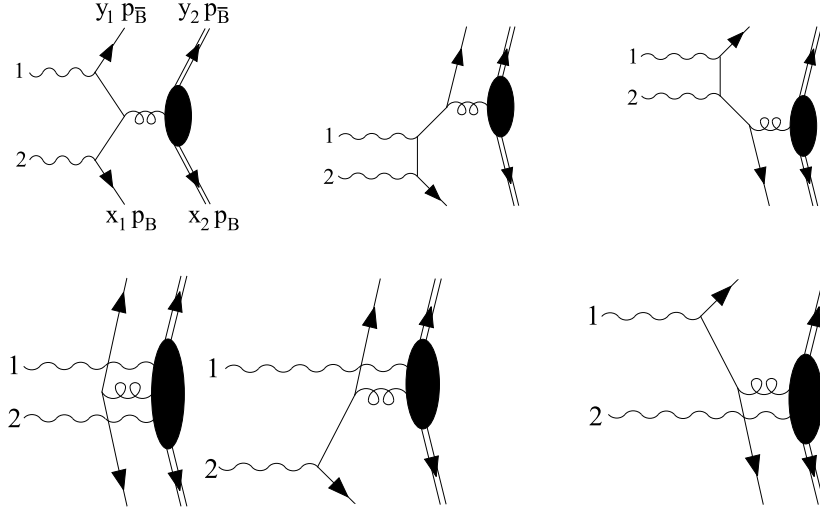


FIG. 5.4 – Diagrammes contribuant au processus $\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B}$. Les bulbes apparaissant aux vertex sont traités conformément aux prescriptions précédemment citées (équation 5.13). Les diagrammes où les deux photons sont échangés ($1 \leftrightarrow 2$) ne sont pas dessinés.

$\phi_{S,V}$ suivantes sont utilisées [81] :

$$\phi_S(x) = f_S x(1-x)^3 \exp\left\{-b^2 \left(\frac{m_q^2}{x} + \frac{m_S^2}{1-x}\right)\right\} \quad (5.15)$$

$$\phi_V(x) = f_V x(1-x)^3 (1 + C_1 x + C_2 x^2) \exp\left\{-b^2 \left(\frac{m_q^2}{x} + \frac{m_V^2}{1-x}\right)\right\} \quad (5.16)$$

Ces fonctions sont des adaptations des distributions partoniques du méson au système quark-diquark et décrivent relativement bien de nombreuses autres réactions calculées dans ce modèle [82]. Les résultats pour l'octet de baryons sont dessinés dans la Figure 5.5 pour $|\cos\theta^*| < 0.6$. A haute énergie, elles tendent vers une symétrie SU(3) exacte :

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma\gamma \rightarrow p \bar{p}) &= \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^+ \bar{\Sigma}^+) \\ \sigma(\gamma\gamma \rightarrow n \bar{n}) &= \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Xi^0 \bar{\Xi}^0) \\ \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^- \bar{\Sigma}^-) &= \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Xi^- \bar{\Xi}^-) \\ \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda \bar{\Sigma}^0) &= \sqrt{3} [\sigma(\gamma\gamma \rightarrow n \bar{n}) - \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda})] \\ \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0 \bar{\Sigma}^0) &= 3\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}) - 2\sigma(\gamma\gamma \rightarrow n \bar{n}) \end{aligned} \quad (5.17)$$

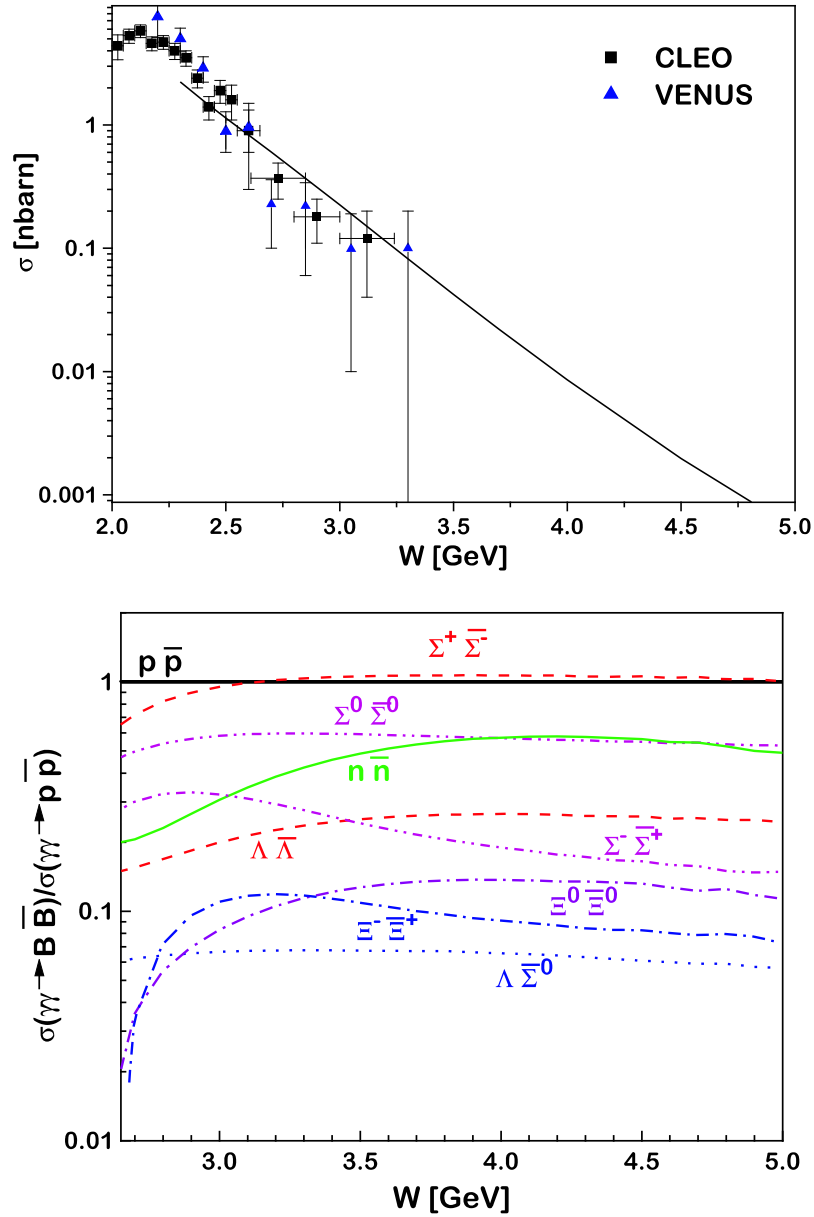


FIG. 5.5 – A gauche : prédictions pour la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ dans le modèle de diquark avec les résultats de CLEO [83] et VENUS [84]. A droite : rapport entre les sections efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B})$ et $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ pour les différents membres de l’octet de baryons ($B = n, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0$).

5.1.3 Le modèle handbag

Le modèle de diquark, bien qu'il permette de décrire en partie la production exclusive de paires de baryons, ne reste qu'un moyen simple (voire simpliste) d'inclure les aspects non-perturbatifs intervenant dans ce type de réaction. L'approche du handbag, basée sur le concept de distributions partoniques généralisées, a récemment été appliquée à la réaction $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon [85] dans le but de traiter plus rigoureusement ces effets. Dans ce formalisme, la production d'une paire de baryons est vue comme la succession de deux sous-processus : une diffusion dure $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ suivi de l'hadronisation des quarks en un système baryon-antibaryon. Ce mécanisme est décrit par le diagramme "handbag" illustré sur la Figure 5.6. La transition des quarks en hadrons est décrite par des amplitudes partoniques généralisées qui contiennent les informations relatives aux aspects non-perturbatifs. Ces amplitudes sont reliées aux distributions généralisées utilisées dans les calculs de diffusion Compton $\gamma p \rightarrow \gamma p$ sur baryons par symétrie de croisement. Lorsque le transfert d'impulsion transverse tend vers l'infini, cette approche rejoint le modèle HSP.

La section efficace différentielle de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon s'écrit dans ce modèle :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{s^2} \frac{1}{\sin^2\theta} \left[|R_V^b(s)|^2 \cos^2\theta + |R_A^b(s) + R_P^b(s)|^2 + \frac{s}{4m_b^2} |R_P^b(s)|^2 \right] \quad (5.18)$$

avec

$$R_I(s) = \sum_q e_q^2 F_I^q(s) \quad (5.19)$$

où e_q désigne la charge des quarks et F_I ($I = S, P, V$) des facteurs de forme scalaires (S), pseudoscalaires (P) et vectoriels (V) obtenus en intégrant les distributions partoniques généralisées. Le facteur R_V , qui correspond à la configuration où le quark s'hadronise en antibaryon et l'antiquark en baryon, ne donne qu'une contribution négligeable dans le domaine d'énergie expérimentalement accessible. Les autres termes n'étant pas directement calculables, ils sont regroupés dans un facteur effectif :

$$R_{eff}^b = \sqrt{|R_A^b + R_P^b|^2 + \frac{s}{4m_b^2} |R_P^b|^2} \quad (5.20)$$

qui peut être déterminé en ajustant la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ [85]. Au final :

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}) = \frac{181}{s^5} A \quad \text{avec} \quad A = 42.3 \pm 6.5 \quad \text{nb GeV}^{10} \quad (5.21)$$

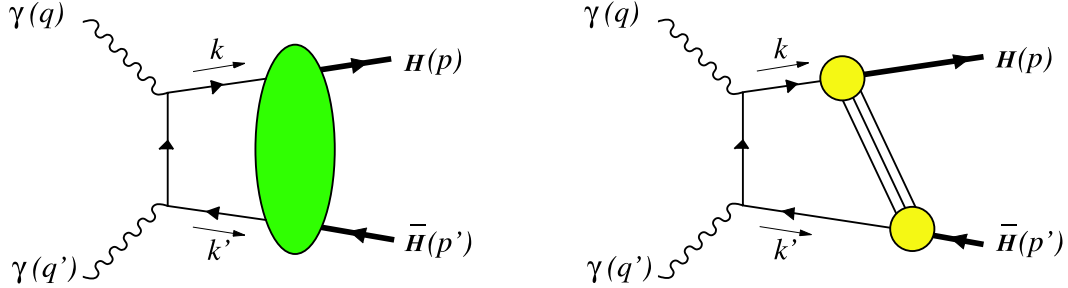


FIG. 5.6 – Illustration du mécanisme de production $\gamma\gamma \rightarrow B\bar{B}$ dans l'approche handbag. Les deux photons créent d'abord une paire $q\bar{q}$ qui s'hadronise ensuite en paire baryon-antibaryon. Le bulbe du diagramme de gauche représente les amplitudes partoniques généralisées des baryons.

pour $|\cos\theta^*| < 0.6$. Les prédictions pour les autres membres de l'octet s'obtiennent en utilisant les symétries de saveur SU(3). Elles dépendent de trois rapports ρ_I ($I = S, P, V$) décrivant l'intensité relative entre les transitions $d\bar{d} \rightarrow p\bar{p}$ et $u\bar{u} \rightarrow p\bar{p}$ lors de la fragmentation :

$$\rho_I = \frac{F_I^{d,p}}{F_I^{u,p}} \quad I = S, P, V \quad (5.22)$$

En bonne approximation $\rho_S = \rho_P = \rho_V = \rho$ et les prédictions deviennent uniquement fonction du paramètre ρ . La section efficace $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon pour $|\cos\theta^*| < 0.6$ s'écrit :

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{baryon antibaryon}) = r_B^2 \sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}) \quad (5.23)$$

avec

$$\begin{aligned} r_n &= \frac{1+4\rho}{1-4\rho} \\ r_{\Sigma^-} &\simeq \frac{1+\rho}{4+\rho} & r_{\Sigma^0} &\simeq -\frac{1}{2} \frac{5+2\rho}{4+\rho} & r_{\Sigma^+} &\simeq 1 \\ r_{\Lambda} &\simeq -\frac{3}{2} \frac{1+2\rho}{4+\rho} \\ r_{\Lambda\Sigma^0} &\simeq r_{\bar{\Lambda}\Sigma^0} \simeq \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{1-2\rho}{4+\rho} \\ r_{\Xi^0} &\simeq \frac{1+4\rho}{4+\rho} & r_{\Xi^-} &\simeq \frac{1+\rho}{4+\rho} \end{aligned} \quad (5.24)$$

Il existe différentes estimations du facteur ρ , mesurées dans les processus de fragmentation. Une valeur $\rho = 0.5$ est par exemple suggérée par l'analyse de facteurs de forme, tandis que JETSET prédit $\rho = 0.25$. Les auteurs fournissent des prédictions pour une plage "raisonnable" de valeurs de ρ : $0.25 < \rho < 0.75$. Notons que pour $\rho = 1/2$, la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + \bar{\Lambda}\Sigma^0)$ s'annule.

5.1.4 Le modèle de résonances

Le modèle de diquark et l'approche handbag reproduisent relativement bien la section efficace différentielle à haute énergie, où la majorité des événements est formée dans la zone $|\cos\theta^*| \simeq 0.6$, mais échouent par contre près du seuil de production, les événements étant concentrés dans la région $|\cos\theta^*| \simeq 0$. Ce comportement est difficilement explicable dans le cadre de la QCD perturbative, mais pourrait se comprendre en terme de formation ou d'échange de résonances. Supposons par exemple que les deux photons créent une résonance intermédiaire de spin 2 dans la voie s . Sa désintégration en paire de hadrons produirait une distribution angulaire ayant un maximum vers $|\cos\theta^*| \simeq 0$. Par dualité, un comportement similaire serait observé en considérant l'échange de résonances dans la voie t .

Un modèle à deux composantes, séparément les phénomènes de basse et haute énergie, a été récemment développé suivant ces idées pour décrire la production de hadrons dans les collisions à deux photons [86]. Les effets non-perturbatifs (basse énergie) sont traités par un modèle de Regge basé sur l'échange de résonances N et Δ dans les voies t et u . L'amplitude de ce processus est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{non-pert} \propto & \Gamma\left(\frac{1}{2} - \alpha(t)\right) \left[1 + \tau \exp(-i\pi(\alpha(t) - \frac{1}{2}))\right] (\alpha'(t)s)^{\alpha(t)} \\ & + \Gamma\left(\frac{1}{2} - \alpha(u)\right) \left[1 + \tau \exp(-i\pi(\alpha(u) - \frac{1}{2}))\right] (\alpha'(u)s)^{\alpha(u)} \end{aligned} \quad (5.25)$$

avec Γ la fonction Gamma d'Euler, α les différentes trajectoires de Regge et τ leurs signatures. Cette dernière vaut $+1$ pour l'échange de résonance de spin $1/2, 5/2, 9/2, \dots$ et -1 pour celles de spin $3/2, 7/2, 11/2, \dots$. Les paramètres du modèle sont ajustés à partir de mesures de photoproduction.

La partie perturbative (haute énergie) décrit la production de hadrons via la formation de résonances intermédiaires dans la voie s . En première approximation, ce

processus est considéré comme une succession de trois étapes distinctes : les photons fluctuent d'abord en mésons vecteurs ρ, ω, ϕ , qui fusionnent ensuite pour créer une résonance a, f ou f' , cette dernière se désintégrant finalement en hadrons. L'amplitude correspondante s'écrit :

$$\mathcal{A}_{pert}(\gamma\gamma \rightarrow V_1 V_2 \rightarrow S \rightarrow H\bar{H}) = \gamma_{V_1}^{-1} \gamma_{V_2}^{-1} g_{V_1 V_2 S} g_{S H\bar{H}} \mathcal{A}(H) \quad (5.26)$$

avec $\gamma_{V_1}, \gamma_{V_2}$ des constantes décrivant les couplage photon-méson vecteurs et satisfaisant

$$\gamma_\rho : \gamma_\omega : \gamma_\phi = 1/3 : 1 : -1/\sqrt{2} \quad (5.27)$$

Les probabilités de transition $V_1 V_2 \rightarrow S$ et $S \rightarrow H\bar{H}$ sont contenues dans les coefficients $g_{V_1 V_2 S}$ et $g_{S H\bar{H}}$. Elles sont calculées à partir de la décomposition en multiplets SU(3) des mésons S (baryons H) dans la base des mésons $V_1 V_2$ (mésons S), autrement dit d'après leur contenu en quarks¹. La dynamique du processus est dictée par l'amplitude $\mathcal{A}(H)$, qui a pour expression :

$$\mathcal{A}(H) = \frac{1}{(t - m_H^2)(t - m_H^2)} \quad (5.28)$$

avec m_H la masse du hadron considéré. Elle tend vers une description purement HSP à haute énergie.

L'amplitude totale est donnée par la somme des deux amplitudes en supposant une différence de phase constante et réelle. Le terme de Regge dicte le comportement de la région de basse masse ($W_{\gamma\gamma} \lesssim 3$ GeV) tandis que la partie perturbative domine la zone de plus grande énergie. La normalisation des deux contributions est fixée d'après la mesure de la section efficace totale $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$. L'amplitude des autres canaux $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon est obtenue via la symétrie SU(3). Mentionnons que l'ajustement des normalisations n'impose qu'une faible contrainte sur la forme des distributions angulaires.

Notons encore que ce modèle comporte beaucoup de simplifications et d'approximations. Il a plus pour objectif une explication qualitative des phénomènes non-perturbatifs et des rapports entre les sections efficaces qu'une description précise de la dynamique de production des baryons.

¹Les constantes $g_{V_1 V_2 S}$ ($g_{S H\bar{H}}$) sont en fait les coefficients de Clebsch-Gordan de la décomposition des mésons S (baryons H) dans la base des mésons $V_1 V_2$ (mésons S).

5.1.5 La production de méson η_c

L'état final $p\bar{p}$ permet aussi l'étude de la formation du méson η_c au travers du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$.

La section efficace totale σ_T de production d'une résonance R vaut :

$$\sigma_T(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = \int d^5\mathcal{L}_{\gamma\gamma}\sigma(\gamma^*\gamma^* \rightarrow R) \quad (5.29)$$

avec $d^5\mathcal{L}_{\gamma\gamma}$ la fonction de luminosité photon-photon. Pour des photons quasi-réels, la section efficace $\sigma(\gamma^*\gamma^* \rightarrow R)$ est donné par la formule de Breit-Wigner :

$$\sigma = 8\pi(2J_R + 1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}(R)\Gamma(R)}{(W_{\gamma\gamma}^2 - m_R^2)^2 + m_R^2\Gamma(R)^2} \quad (5.30)$$

où m_R , J_R , $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$ et $\Gamma(R)$ désignent respectivement la masse, le spin, la largeur partielle photon-photon et la largeur totale de la résonance. La relation de proportionnalité suivante est obtenue en combinant les deux équations précédentes :

$$\sigma_T(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = \kappa\Gamma_{\gamma\gamma}(R) \quad (5.31)$$

où le facteur de proportionnalité κ est évalué par intégration Monte Carlo. La mesure de la section efficace totale permet de déterminer la largeur partielle photon-photon.

5.2 La production exclusive de paires proton - antiproton

L'analyse de la production exclusive de paires $p\bar{p}$ est basée sur des données récoltées par L3 à des énergies $183 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 209 \text{ GeV}$, correspondant à une énergie moyenne $\langle\sqrt{s}\rangle = 197 \text{ GeV}$ et une luminosité intégrée totale de 667 pb^{-1} . L'analyse est restreinte à l'espace de phase $|\cos\theta^*| < 0.6$ afin de conserver une bonne efficacité de détection.

La réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$, de même que les bruits de fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-K^+K^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$, sont simulées avec le générateur PC [87] pour les différentes énergies \sqrt{s} selon le formalisme de Budnev *et al.* [10]. Un spectre uniforme en fonction de la masse invariante des deux photons, $W_{\gamma\gamma}$, est généré pour chaque canal. La distribution angulaire est paramétrisée à l'aide des sections efficaces différentielles précédemment mesurées [83, 84, 88]. Les processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ sont simulés avec le générateur DIAG36 [69], qui inclut l'ensemble des diagrammes QED d'ordre $\mathcal{O}(\alpha^4)$.

L'état final $p\bar{p}$ dans les collisions à deux photons a déjà été étudié à plus basse énergie [75, 83, 84] ou par OPAL à plus petite luminosité [89]. Plus récemment, ce processus a été mesuré par BELLE [90], utilisant une luminosité intégrée de 89 fb^{-1} .

5.2.1 La sélection des paires proton-antiproton

Etat final de deux traces

L'analyse débute en collectant les événements dont l'énergie totale mesurée dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques est inférieure à 30 GeV . La réaction $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon est caractérisée par un état final de basse énergie, contrairement aux processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow$ baryon antibaryon. Parmi ces événements, ceux qui contiennent deux traces de charges opposées remplissant les conditions suivantes sont sélectionnés :

- chaque trace doit toucher au moins 30 fils de la TEC sur un maximum de 62. Cette condition impose les limites suivantes sur l'angle polaire θ de la trace : $29^\circ < \theta < 151^\circ$.

- la distance d’approche minimale des traces (DCA), définie comme la distance minimale entre la trace et le point d’interaction primaire dans le plan transverse au faisceau, doit être inférieure à 3 mm.
- l’impulsion transverse de chaque trace doit être supérieure à 400 MeV, de manière à garantir une bonne efficacité du système de déclenchement, plus particulièrement du déclencheur TEC.
- un dépôt d’énergie dans le calorimètre électromagnétique doit être associé à chaque trace.

Les événements non-exclusifs $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p} X$, X désignant une ou plusieurs particules inobservées, sont alors rejetés à l’aide des coupures suivantes :

- aucun candidat photon ne doit être détecté. Un candidat photon est défini comme une gerbe électromagnétique formée d’au moins deux cristaux adjacents dans le calorimètre, ayant une énergie supérieure à 100 MeV et un angle formé avec la trace la plus proche de plus de 200 mrad. La gerbe produite par l’antiproton étant relativement large, l’angle entre le photon et l’antiproton doit être plus grand que 36° . Cette coupure rejette entre autre les événement du type $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}\pi^0$ ou $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+$.
- le carré de l’impulsion transverse totale de la paire proton-antiproton, $(\sum \vec{p}_t)^2$, doit être inférieure à 0.1 GeV^2 .

Identification de l’antiproton

A ce point, il ne reste que des événements correspondant à la production d’une paire de particules (e, μ, π, K, p), principalement des électrons. La sélection des paires proton-antiproton s’effectue en identifiant l’antiproton à l’aide de deux réseaux de neurones (RN) [91]. Cette sélection repose en grande partie sur la signature typique que laisse l’annihilation de l’antiproton dans le calorimètre. Comme l’illustre la Figure 5.7, l’antiproton produit une gerbe électromagnétique relativement énergétique et étendue. Par comparaison, les électrons créent une gerbe plutôt étroite tandis que les pions, kaons et muons ne laissent qu’un faible dépôt d’énergie. Exploitant ces similarités, deux réseaux de neurones sont entraînés : un pour séparer les antiprotons des électrons (antiproton/électrons) et un second pour discriminer les antiprotons des pions, muons et kaons (antiproton/pion-kaon-muon). Chaque réseau est composé d’une couche d’entrée, d’une

couche intermédiaire et d'une couche de sortie. Les couches d'entrée et intermédiaires comportent autant de neurones que de variables d'entrée tandis que la couche de sortie ne compte qu'un neurone. Le réseau est de type *feed forward*, les signaux passent de la couche d'entrée à la couche intermédiaire puis à celle de sortie sans se propager en sens inverse. Les variables suivantes sont retenues dans un premier temps pour sélectionner les antiprotons :

- l'impulsion de la particule,
- la probabilité d'être un proton basée sur le perte d'énergie moyenne dE/dx mesurée dans le traceur,
- l'énergie électromagnétique et le nombre de cristaux de BGO touchés contenus dans un cône de 36° autour de la particule,
- le rapport E_t/p_t où E_t désigne l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre électromagnétique,
- l'énergie E_1 , E_9 et E_{25} contenue dans une matrice de $i \times i$ cristaux ($i = 1, 3, 5$) du calorimètre électromagnétique centrée sur le cristal contenant le plus grand dépôt d'énergie,
- deux quantités reliées au développement de la gerbe dans le calorimètre hadronique : le nombre de cellules touchées et l'énergie contenue dans la gerbe,
- le temps de vol t_s mesuré par les scintillateurs.

Chaque réseau est entraîné à l'aide des Monte Carlo correspondants pour fournir une réponse proche de 1 pour les antiprotons et proche de 0 pour les autres types de particules. Afin d'optimiser les performances des réseaux, les variables d'entrée sont normalisées entre 0 et 1. Certaines de ces variables sont toutefois redondantes ou n'ont qu'un faible pouvoir de discrimination, il est par exemple relativement rare qu'un antiproton ait une énergie suffisante pour produire une gerbe dans le calorimètre hadronique. Une procédure servant à restreindre le nombre de variables d'entrée est alors employée afin de minimiser les erreurs systématiques. Elle est basée sur deux variables, l'efficacité ϵ et la pureté Π , défini par :

$$\epsilon = \frac{N_{pp}}{N_{pp} + N_{px}} \quad \text{et} \quad \Pi = \frac{N_{pp}}{N_{pp} + N_{xp}} \quad (5.32)$$

où N_{pp} désigne le nombre d'antiprotons correctement identifié, N_{px} le nombre d'antiprotons mal identifié et N_{xp} le nombre d'événement de bruit de fond identifié comme antiproton. La performance d'un réseau pour un ensemble de variables données est

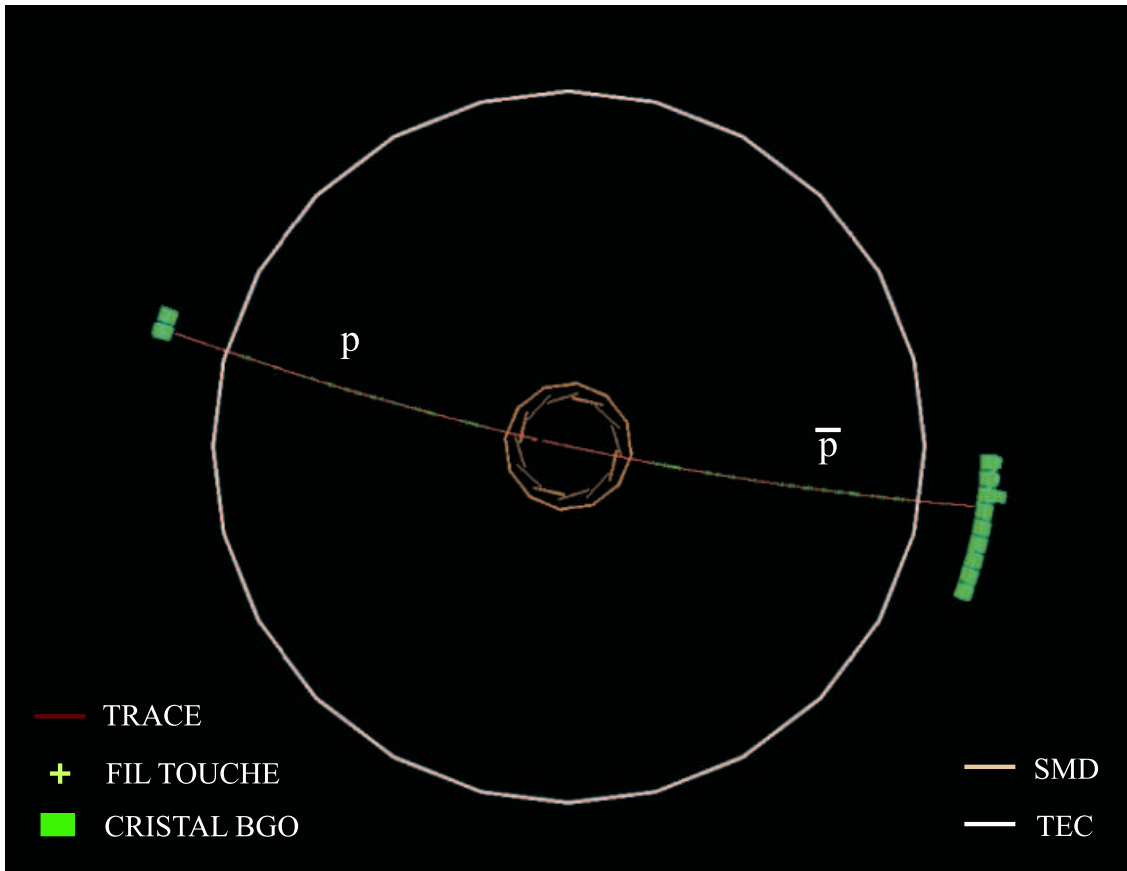


FIG. 5.7 – Un événement $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$ vu dans le plan transverse à la direction du faisceau. L'antiproton produit une gerbe électromagnétique énergétique et étendue tandis que le proton ne laisse qu'un faible dépôt d'énergie. Les deux cercles intérieurs représentent le détecteur SMD tandis que le cercle extérieur montre la limite externe de la TEC. Les traces et les fils touchés sont respectivement indiqués par des traits rouges et des croix vert claires. Les cristaux du BGO ayant enregistré une activité sont symbolisés par des cubes vert foncés.

estimée en calculant la pureté correspondant à une efficacité de 90% (cette valeur est relativement proche des efficacités obtenues au terme de l'analyse). La performance augmente lorsque qu'une variable ayant un bon pouvoir de discrimination est ajoutée, tandis qu'elle reste sensiblement constante si la variable n'apporte que peu ou pas d'information supplémentaire. Un ensemble de variables aussi restreint que possible, mais offrant un pouvoir d'identification quasiment équivalent à celui obtenu avec toutes les variables, peut être déterminé de cette manière. La méthode est également applicable pour mesurer l'influence de l'architecture du réseau. On constate que les performances restent essentiellement identiques si quelques neurones supplémentaires sont ajoutées dans la couche intermédiaire ou lorsqu'une couche intermédiaire supplémentaire est insérée.

Au final, un réseau composé d'une couche d'entrée de 5 neurones, d'une couche intermédiaire de 5 neurones et d'un neurone de sortie est choisi. Les cinq variables suivantes sont associées aux neurones d'entrée :

- l'impulsion de la particule
- la probabilité d'être un proton basée sur le perte d'énergie moyenne dE/dx mesurée dans le traceur
- le rapport E_t/p_t où E_t désigne l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre électromagnétique
- le nombre de cristaux de BGO contenus dans la gerbe électromagnétique associée à la particule.
- le rapport E_1/E_9 .

Une particule est identifiée comme un antiproton si la réponse des réseaux antiproton/électron, ζ_e , et antiproton/pion-kaon-muon, $\zeta_{\pi K\mu}$, sont toutes deux plus grandes que 0.95. Ces coupures sont optimisées pour obtenir une bonne pureté dans la région de haute masse, le signal étant dominé dans cette zone par le bruit de fond, tout en gardant le maximum d'événements dans la région de basse masse. La simulation Monte Carlo fournit une bonne description des différentes variables utilisées, comme l'illustre la Figure 5.8. Ces critères rejettent plus de 98% des événements jusqu'alors sélectionnés, principalement des électrons. Afin de s'assurer que les différentes simulations reproduisent bien les données et n'introduisent pas de biais dans l'analyse, la réponse de chaque réseau de neurone est étudiée séparément.

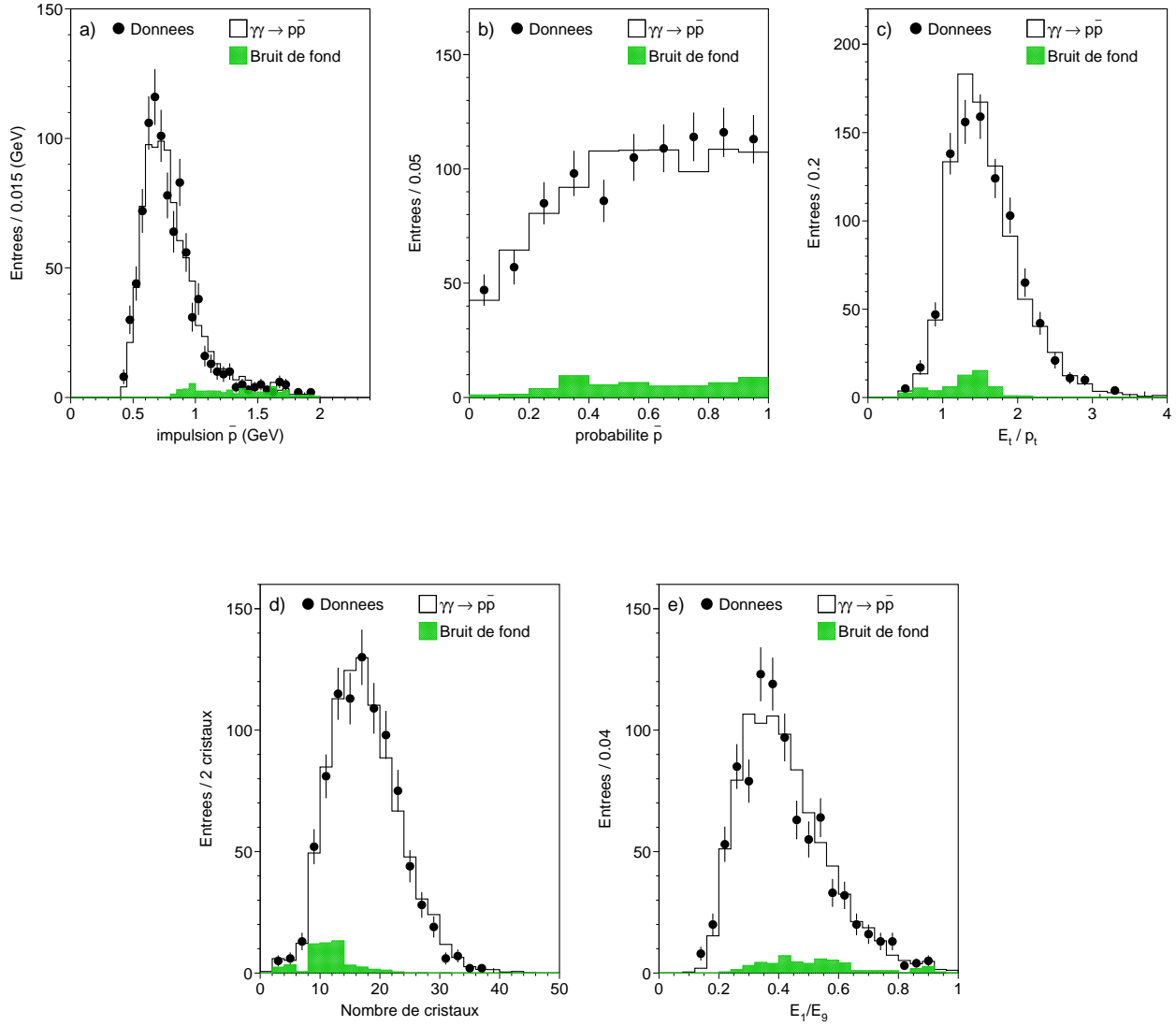


FIG. 5.8 – Les distributions des variables associées aux neurones d’entrée des deux réseaux pour l’échantillon final des données : a) l’impulsion de l’antiproton, b) la probabilité d’être un antiproton basée sur la mesure de la perte d’énergie moyenne dE/dx , c) le rapport E_t/p_t , d) le nombre de cristaux contenus dans la gerbe électromagnétique et e) le rapport E_1/E_9 . Les différents Monte Carlo sont normalisés à la luminosité des données.

Qualité du réseau de neurones antiproton/électron et suppression de la contamination résiduelle des électrons

La distribution de la réponse du réseau antiproton/électron, pour les événements satisfaisant $\zeta_{\pi K\mu} > 0.95$, est affichée sur la Figure 5.9a. Elle montre clairement que le Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ sous-estime les données. La simulation est corrigée par une procédure basée sur la mesure du rapport E_t/p_t du candidat proton, cette variable séparant clairement les protons ($E_t/p_t \lesssim 0.7$) des électrons ($E_t/p_t \simeq 1$), comme le montre la Figure 5.9b. Un facteur de correction est calculé pour chaque intervalle de ζ_e , de manière à ajuster le nombre d'événements prédit par la simulation $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ dans la région $0.85 < E_t/p_t < 1.15$ à celui observé dans les données. La distribution de la réponse ζ_e corrigé, affichée dans la Figure 5.9c, montre un bon accord avec les données. Une erreur systématique associée à cette correction est incluse dans la section efficace.

Afin de réduire davantage la contamination des électrons, la section efficace $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ étant plus de deux ordres de grandeur supérieure à celle de la production d'une paire proton-antiproton, les coupures suivantes sont appliquées au proton :

- la probabilité d'être un proton basé sur la perte d'énergie moyenne dE/dx mesurée dans le traceur doit être plus grande que 5%.
- le rapport E_t/p_t doit être inférieur à 0.6 afin de réduire la contamination des électrons.

Ces critères additionnels éliminent plus de 95% du bruit de fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ restant.

Qualité du réseau de neurones antiproton/pion-kaon-muon

La distribution de la réponse du réseau antiproton/pion-kaon-muon est également exposée sur la Figure 5.10a pour les événements satisfaisant $\zeta_e > 0.95$. Les simulations $e^+e^- \rightarrow e^+e^-K^+K^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$ reproduisent assez fidèlement les données tandis que les prédictions du Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ne décrivent qu'approximativement la plage $\zeta_{\pi K\mu} < 0.40$. Une procédure semblable à celle appliquée au Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ est utilisée pour corriger la simulation $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$. Elle est aussi basée sur la mesure du rapport E_t/p_t du candidat proton, les muons pro-

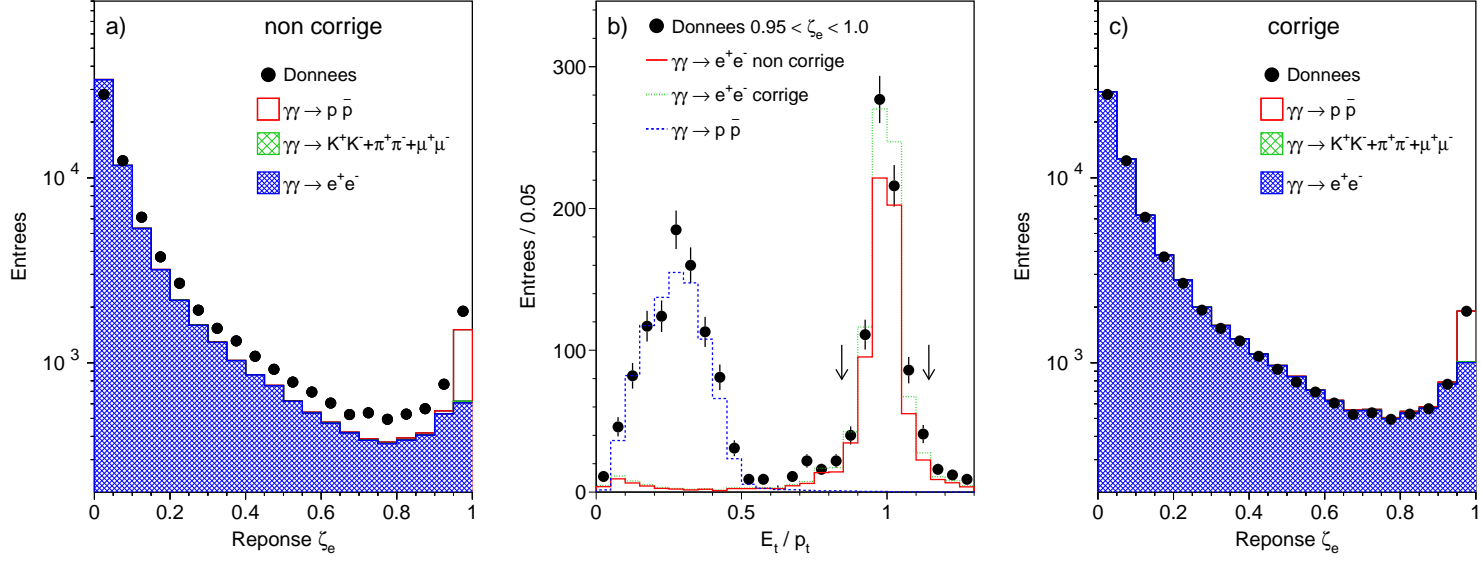


FIG. 5.9 – a) La distribution de la réponse du réseau antiproton/électron, ζ_e , pour les événements satisfaisant $\zeta_{\pi K \mu} > 0.95$. La simulation $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ ne reproduit qu’approximativement les données. b) Le rapport entre l’énergie transverse et l’impulsion transverse des candidats proton, E_t/p_t , pour les événements satisfaisants $\zeta_e > 0.95$. Les protons sont concentrés dans la zone $E_t/p_t \lesssim 0.7$ tandis que les électrons se situent dans la région $E_t/p_t \simeq 1$. Un facteur de correction est calculé pour chaque intervalle de ζ_e , de manière à ajuster le nombre d’événements prédit par la simulation $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ (ligne pleine) dans la région $0.85 < E_t/p_t < 1.15$ à celui observé dans les données. La simulation corrigée est affichée sous forme de ligne traitillée. c) La distribution de la réponse ζ_e corrigée pour les événements satisfaisant $\zeta_{\pi K \mu} > 0.95$. Les différents Monte Carlo sont normalisés à la luminosité des données.

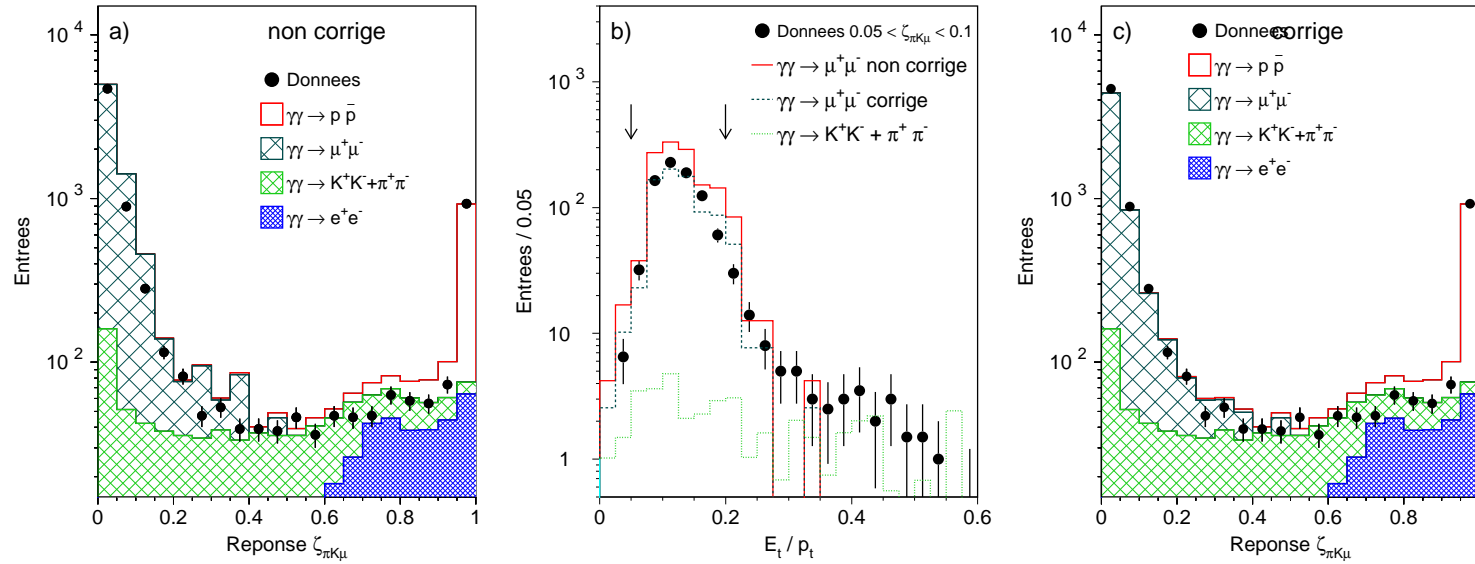


FIG. 5.10 – a) La distribution de la réponse du réseau antiproton/pion-kaon-muon, $\zeta_{\pi K \mu}$, pour les événements satisfaisant $\zeta_e > 0.95$. Les simulations $e^+e^- \rightarrow e^+e^-K^+K^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$ reproduisent assez fidèlement les données tandis que les prédictions du Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ ne décrivent qu’approximativement la plage $\zeta_{\pi K \mu} < 0.40$. b) Le rapport entre l’énergie transverse et l’impulsion transverse des candidats proton, E_t/p_t , pour les événements satisfaisants $0.05 < \zeta_{\pi K \mu} < 0.1$. Les muons produisent de dépôts caractéristiques de particules peu ionisantes concentrés dans la zone $E_t/p_t \simeq 0.15$. Un facteur de correction est calculé pour chaque intervalle de $\zeta_{\pi K \mu}$, de manière à ajuster le nombre d’événements prédit par la simulation $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (ligne pleine) dans la région $0.05 < E_t/p_t < 0.2$ à celui observé dans les données. La simulation corrigée est affichée sous forme de ligne traitillée. La contribution des événements $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ pour l’intervalle $0.05 < \zeta_{\pi K \mu} < 0.1$ est négligeable. c) La distribution de la réponse $\zeta_{\pi K \mu}$ corrigée pour les événements satisfaisant $\zeta_e > 0.95$. Les différents Monte Carlo sont normalisés à la luminosité des données.

Réseau	Efficacité (%)	Pureté (%)
Antiproton/électron	88.6 ± 1.0	93.0 ± 0.4
Antiproton/pion-kaon-muon	85.4 ± 1.1	98.7 ± 0.4

TAB. 5.1 – Les efficacités et puretés des deux réseaux de neurones avec les coupures $\zeta_{\pi K \mu} > 0.95$ et $\zeta_e > 0.95$ pour un espace de phase délimité par $|\cos\theta^*| < 0.6$ et $W_{\gamma\gamma} > 2$ GeV.

duisant un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique caractéristique d'une particule peu ionisante, comme le montre la Figure 5.10b. Un facteur de correction est calculé pour chaque intervalle de $\zeta_{\pi K \mu}$, de manière à ajuster le nombre d'événements prédite par la simulation $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ dans la région $0.05 < E_t/p_t < 0.20$ à celui observé dans les données. La distribution de la réponse $\zeta_{\pi K \mu}$ corrigé est exposée sur la Figure 5.11c et montre un bon accord avec les données. Ce type de correction n'affecte cependant pas le résultat final, la contamination due aux muons étant négligeable.

Sélection finale

La distribution de la réponse de réseaux de neurones, une fois l'ensemble des coupures et des corrections appliquées, est montrée sur la Figure 5.11. Les valeurs de l'efficacité et la pureté correspondantes sont données dans le Tableau 5.2.1. Un total de 930 événements est sélectionné au terme de cette procédure. La distribution de la masse invariante de la paire $p\bar{p}$, identifiée avec $W_{\gamma\gamma}$, est montrée sur la Figure 5.12.

Bruit de fond

Le bruit de fond est estimé en appliquant cette procédure de sélection aux Monte Carlo correspondants. Les sections efficaces $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ et $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ sont tirées de la Référence [88]. Ce bruit de fond se trouve être négligeable dans la région $W_{\gamma\gamma} < 2.5$ GeV et augmente jusqu'à 25% dans la région de haute masse. La contamination du processus $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ varie entre 1% et 20%, tandis que celle de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ est négligeable.

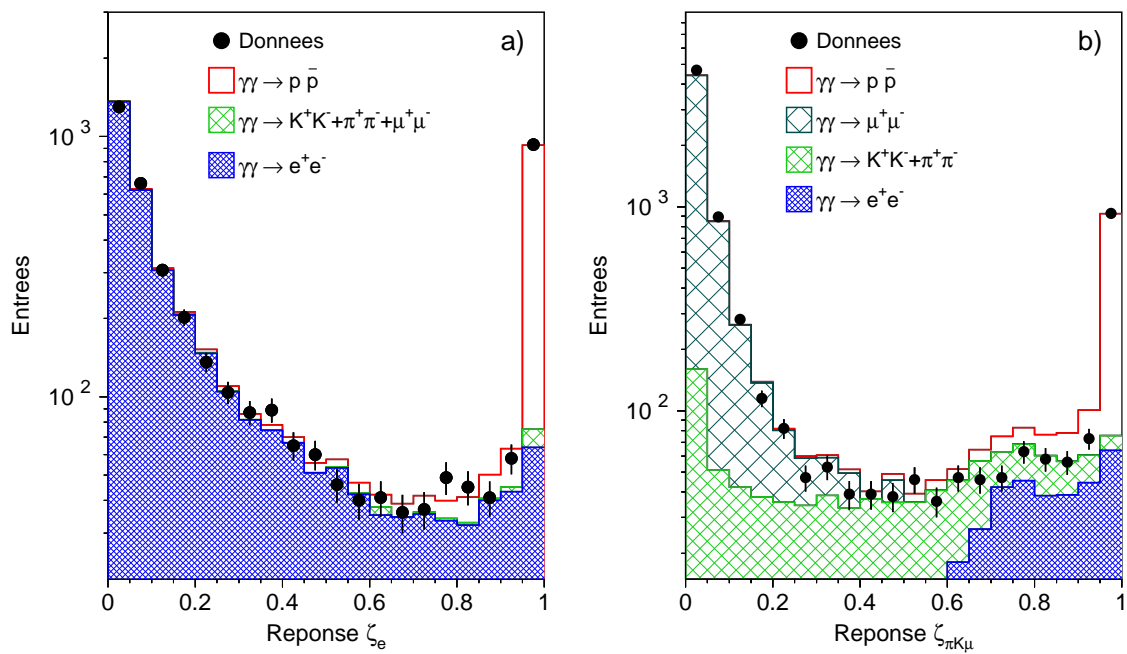


FIG. 5.11 – La distribution de la réponse a) du réseau antiproton/électron et b) du réseau antiproton/pion-kaon-muon une fois tous les autres critères de sélection appliqués. Les différentes contributions du bruit de fond sont montrées par des histogrammes cumulatifs. Les Monte Carlo sont normalisés à la luminosité des données.

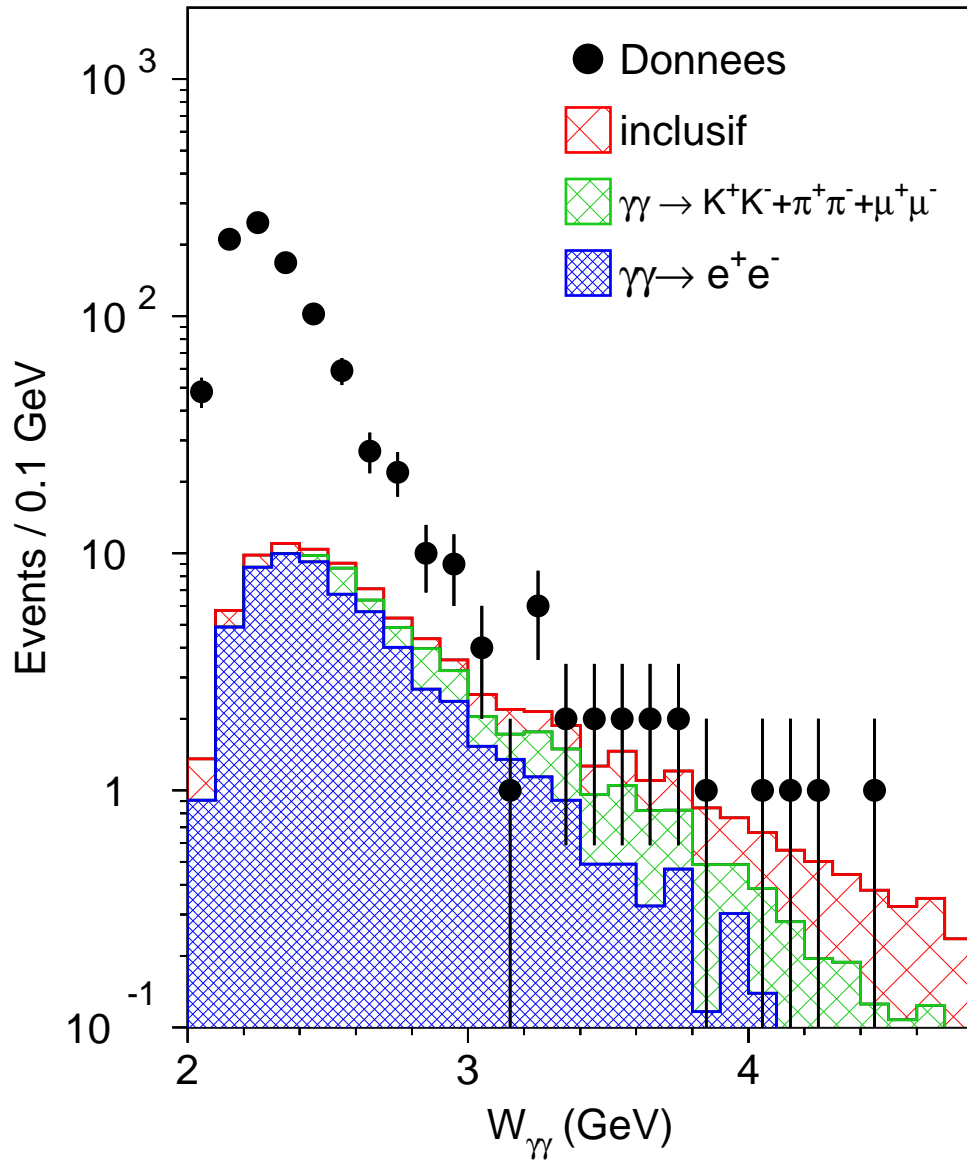


FIG. 5.12 – La distribution de la masse invariante $W_{\gamma\gamma}$ des 930 événements sélectionnés. Les différentes contributions du bruit de fond sont montrées par des histogrammes cumulatifs. Les Monte Carlo sont normalisés à la luminosité des données.

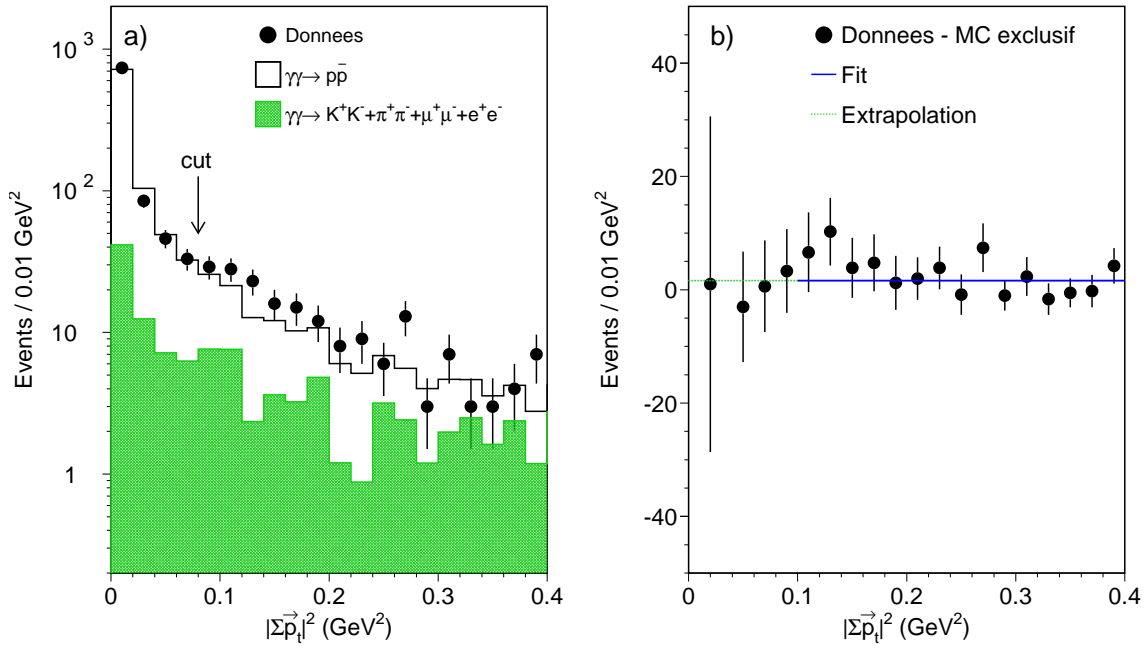


FIG. 5.13 – a) La distribution de la variable $(\sum \vec{p}_i)^2$ de l'échantillon final $p\bar{p}$. L'excès par rapport aux prédictions des Monte Carlo $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ et $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- + \pi^+\pi^- + \mu^+\mu^- + e^+e^-$ pour $(\sum \vec{p}_i)^2 > 0.1 \text{ GeV}^2$ est dû aux états finaux non-exclusifs. b) La différence entre les données et les prédictions du Monte Carlo $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$, une fois le bruit de fond des autres canaux exclusifs soustrait. La différence moyenne dans l'intervalle $0.1 \text{ GeV}^2 < (\sum \vec{p}_i)^2 < 0.4 \text{ GeV}^2$ est utilisée pour estimer la contamination des événements inclusifs dans la région $(\sum \vec{p}_i)^2 < 0.1 \text{ GeV}^2$. Les Monte Carlo sont normalisés à la luminosité des données.

$W_{\gamma\gamma}$	h^+h^- (%)	e^+e^- (%)	inclusif (%)
2.1 – 2.2	< 0.1	2.3 ± 0.3	0.4 ± 0.2
2.2 – 2.3	< 0.1	3.5 ± 0.4	0.4 ± 0.2
2.3 – 2.4	< 0.1	5.9 ± 0.7	0.6 ± 0.3
2.4 – 2.5	0.6 ± 0.1	9.0 ± 1.1	0.6 ± 0.3
2.5 – 2.6	3.3 ± 0.7	11.4 ± 1.5	0.7 ± 0.3
2.6 – 2.8	3.2 ± 0.6	19.7 ± 2.4	2.4 ± 1.2
2.8 – 3.0	11.0 ± 2.2	26.6 ± 3.5	4.0 ± 2.0
3.0 – 3.4	16.1 ± 3.2	38.0 ± 5.0	13.2 ± 6.6
3.4 – 4.5	24.6 ± 4.9	20.1 ± 3.0	26.0 ± 13.0

TAB. 5.2 – Le niveau de bruit de fond $h^+h^- = K^+K^- + \pi^+\pi^- + \mu^+\mu^-$, e^+e^- et inclusif pour les différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$ considérés par la suite. Les sources d’incertitude sont discutées dans le paragraphe dédié aux incertitudes systématiques.

Le bruit de fond des canaux inclusifs est estimé à partir de la distribution de $(\sum \vec{p}_i)^2$ de l’échantillon final $p\bar{p}$, montré sur la Figure 5.13a. L’excès par rapport aux prédictions des Monte Carlo $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ et $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- + \pi^+\pi^- + \mu^+\mu^- + e^+e^-$ pour $(\sum \vec{p}_i)^2 > 0.1 \text{ GeV}^2$ est dû aux états finaux inclusifs. La différence moyenne entre les données et les prédictions du Monte Carlo $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ dans l’intervalle $0.1 \text{ GeV}^2 < (\sum \vec{p}_i)^2 < 0.4 \text{ GeV}^2$, une fois le bruit de fond des autres canaux exclusifs soustrait, est extrapolée à la région $(\sum \vec{p}_i)^2 < 0.1 \text{ GeV}^2$ et donne un niveau de bruit de fond de $(1.0 \pm 0.5)\%$, comme l’illustre la Figure 5.13b. L’erreur est estimée en variant le type de fonction et la région utilisée dans l’ajustement. La distribution de masse $W_{\gamma\gamma}$ pour $(\sum \vec{p}_i)^2 > 0.1 \text{ GeV}^2$ est utilisée pour décrire la forme du bruit de fond inclusif. Une partie de ce bruit de fond est due au processus $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$. Cette contamination, estimée avec le Monte Carlo correspondant, est inférieure à 0.5%. La contamination des processus d’annihilation est négligeable. La composition du bruit de fond des différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$ considérés par la suite est détaillé dans le Tableau 5.2.1.

5.2.2 L’efficacité de sélection

L’efficacité de détection est déterminée à l’aide du Monte Carlo en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ et $|\cos\theta^*|$. Elle tient compte de l’acceptance du détecteur et de la procédure

$W_{\gamma\gamma}$ (GeV)	Efficacité de détection					
	$ \cos\theta^* $					
	0.0 – 0.1	0.1 – 0.2	0.2 – 0.3	0.3 – 0.4	0.4 – 0.5	0.5 – 0.6
2.1 – 2.2	3.85 ± 0.06	3.40 ± 0.06	2.98 ± 0.05	2.24 ± 0.05	1.38 ± 0.04	1.05 ± 0.04
2.2 – 2.3	5.67 ± 0.09	5.35 ± 0.08	4.96 ± 0.08	4.10 ± 0.07	3.34 ± 0.06	2.09 ± 0.05
2.3 – 2.4	6.23 ± 0.10	6.09 ± 0.10	5.84 ± 0.09	5.15 ± 0.09	4.18 ± 0.08	3.33 ± 0.07
2.4 – 2.5	6.23 ± 0.10	6.15 ± 0.10	5.95 ± 0.10	5.43 ± 0.10	4.75 ± 0.09	3.86 ± 0.08
2.5 – 2.6	6.05 ± 0.11	6.10 ± 0.11	5.66 ± 0.10	5.37 ± 0.10	4.83 ± 0.10	4.02 ± 0.09
2.6 – 2.8	5.80 ± 0.08	5.63 ± 0.08	5.27 ± 0.08	4.93 ± 0.07	4.38 ± 0.07	3.65 ± 0.06
2.8 – 3.0	5.53 ± 0.09	5.21 ± 0.08	4.94 ± 0.08	4.49 ± 0.08	3.80 ± 0.07	3.35 ± 0.07
3.0 – 3.4	5.41 ± 0.07	5.16 ± 0.07	5.05 ± 0.07	4.47 ± 0.06	3.73 ± 0.06	2.91 ± 0.05
3.4 – 4.5	5.25 ± 0.05	5.13 ± 0.05	4.59 ± 0.05	4.47 ± 0.05	3.08 ± 0.04	2.82 ± 0.04

TAB. 5.3 – L’efficacité de détection totale en fonction de $|\cos\theta^*|$ pour les différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$ considérés par la suite.

de sélection. L’efficacité maximale, environ 6%, est obtenue dans la région $W_{\gamma\gamma} \simeq 2.5$ GeV et $|\cos\theta^*| < 0.1$. L’efficacité du déclencheur de niveau 1 vaut 91% à $W_{\gamma\gamma} = 2.1$ GeV et atteint 98% dans la région $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV. L’efficacité des déclencheurs de niveaux supérieurs est mesurée à partir des données en utilisant des événements présélectionnés². Elle varie de 88% à $W_{\gamma\gamma} = 2.1$ GeV à plus de 99% pour $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV. L’efficacité totale en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ et $|\cos\theta^*|$ est reportée dans le Tableau 5.3 et affichée dans la Figure 5.14a. L’effet des différents critères de sélection sur l’efficacité est montré sur les Figures 5.14b et 5.14c.

5.2.3 Les incertitudes systématiques

Les sources d’incertitude systématique suivantes sont considérées : la procédure de sélection, la détermination du bruit de fond, la statistique limitée des Monte Carlo et la détermination de l’efficacité des déclencheurs. Leurs contributions à l’incertitude systématique sur la section efficace pour les différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$ considérés par la suite sont résumées dans le Tableau 5.4.

L’incertitude liée à la sélection des antiprotons par les réseaux de neurones est esti-

²c.f. section 3.10.2

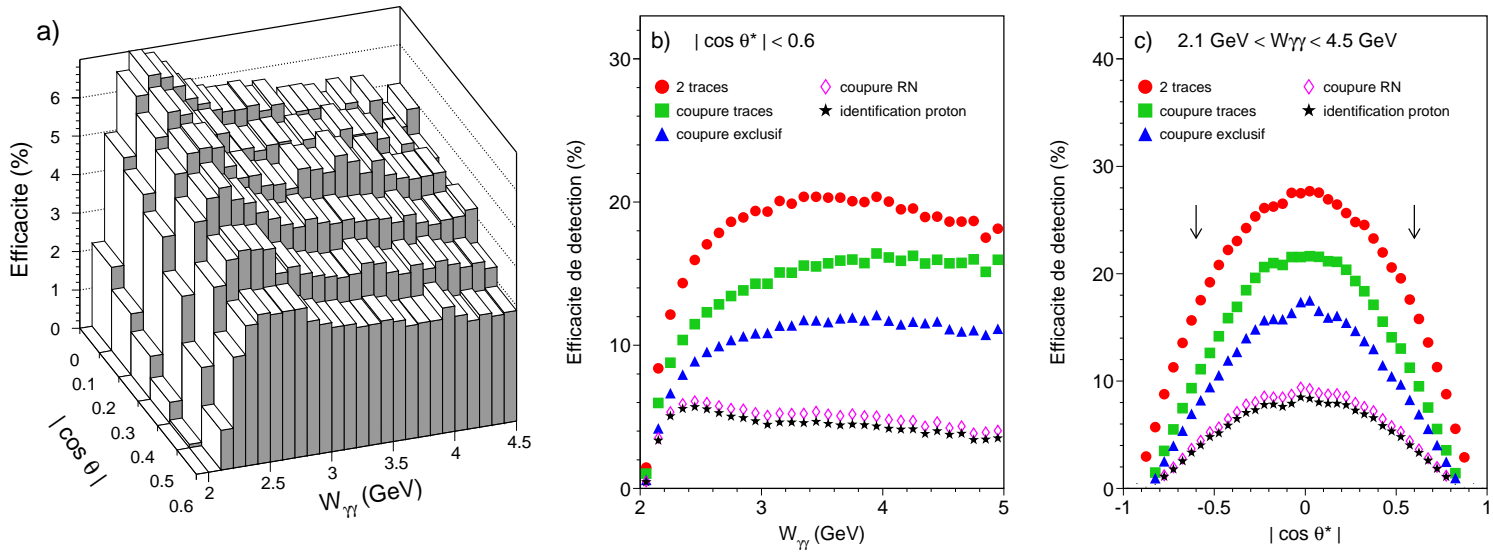


FIG. 5.14 – a) L’efficacité de détection finale en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ et $|\cos \theta^*|$. b) L’efficacité en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour $|\cos \theta^*| < 0.6$ et c) l’efficacité en fonction de $|\cos \theta^*|$ pour $2.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$, la plage utilisée dans l’analyse est délimitée par les flèches. Les différents symboles indiquent l’efficacité obtenue après l’application successive de : la sélection des deux traces (ronds), la coupure sur les critères de qualité que doivent remplir les traces (carrés), la sélection des événements exclusifs (triangles), l’identification de l’antiproton par les deux réseaux de neurones (losanges) et finalement les critères additionnels sur l’identification du proton (étoiles).

mée de deux manières. La première consiste à varier la valeur des variables d'entrée en fonction de leur résolution et la seconde à utiliser des critères plus larges pour identifier les antiprotons : $\zeta_e > 0.9$ et $\zeta_{\pi K\mu} > 0.9$ au lieu des valeurs nominales $\zeta_e > 0.95$ et $\zeta_{\pi K\mu} > 0.95$. Les effets dus à l'architecture des réseaux sont négligeables. L'incertitude systématique, choisie comme la valeur maximale entre les deux méthodes, varie entre 3% et 7% suivant la région de $W_{\gamma\gamma}$. L'incertitude associée aux autres critères de sélection est évaluée par variation des coupures. Elle provient principalement de la sélection des événements exclusifs, environ 4%, et de l'identification du proton, entre 2% et 3%. L'incertitude systématique totale ne peut être mesurée dans la région $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV, l'incertitude statistique étant plus importante que les variations de section efficace. En faisant l'hypothèse que les incertitudes ne varient pas trop rapidement, une incertitude systématique identique à celle déterminée pour $2.8 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 3.0 \text{ GeV}$ est assignée à la région $W_{\gamma\gamma} > 3$ GeV.

Les incertitudes suivantes sont propagées sur la détermination du bruit de fond : une incertitude de 20% sur les sections efficaces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-K^+K^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$ [88], de 11% sur la contamination $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ due à la procédure de correction et de 50% sur le niveau du bruit de fond inclusif. L'incertitude engendrée par la statistique limitée du Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ varie entre 0.2% et 8.0%. L'incertitude totale sur la détermination du bruit de fond est la somme quadratique de ces différentes contributions. Dans la région $W_{\gamma\gamma} > 3.0$ GeV, l'incertitude est dominée par celle liée à la détermination du bruit de fond inclusif.

L'incertitude sur la détermination de l'efficacité due à la statistique limitée du Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$ est comprise entre 1% et 4% suivant la région de $W_{\gamma\gamma}$ ou $|\cos\theta^*|$. Une incertitude de 1% sur l'efficacité des déclencheur est également prise en compte.

5.2.4 Les sections efficaces

La section efficace différentielle $d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p})/d|\cos\theta^*|$ est évaluée pour les différentes énergies \sqrt{s} . L'efficacité de détection étant limitée vers le seuil de production, les mesures sont restreintes à la région $W_{\gamma\gamma} > 2.1$ GeV contenant 882 événements. La section efficace différentielle $d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d|\cos\theta^*|$ est ensuite extraite pour des

$W_{\gamma\gamma}$	Sélection (%)	Soustraction du bruit de fond (%)	statistique MC (%)	Déclencheur (%)
2.1 – 2.2	8.4	0.4	0.8	1.0
2.2 – 2.3	5.3	0.5	0.7	1.0
2.3 – 2.4	5.3	0.9	0.7	1.0
2.4 – 2.5	5.3	1.3	0.7	1.0
2.5 – 2.6	5.3	1.9	0.8	1.0
2.6 – 2.8	5.3	3.7	0.6	1.0
2.8 – 3.0	7.5	7.9	0.7	1.0
3.0 – 3.4	7.5	27.3	0.6	1.0
3.4 – 4.5	7.5	48.5	0.4	1.0

TAB. 5.4 – Les incertitudes systématiques sur les sections efficaces dues à la procédure de sélection, la soustraction du bruit de fond, la statistique limitée du Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$ et la détermination de l’efficacité des déclencheurs pour les différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$ considérés par la suite. Les incertitudes mentionnées sont moyennées sur la plage $|\cos\theta^*| < 0.6$.

photons réels à l’aide de la fonction de luminosité $d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}/dW_{\gamma\gamma}$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ selon

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})}{d|\cos\theta^*|} = \frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p})}{d|\cos\theta^*|dW_{\gamma\gamma}} \bigg/ \frac{d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} \quad (5.33)$$

La fonction de luminosité est évaluée avec un facteur de forme GVDM (équation 2.33). Une incertitude supplémentaire de 5% due au choix du facteur de forme est ajoutée aux incertitudes systématiques. Aucune variation significative en fonction de \sqrt{s} étant observée, les données sont combinées en une seule mesure. La section efficace de production $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ est obtenue en intégrant les sections efficaces différentielles. Les résultats finaux sont répertoriés dans les Tableaux 5.5 et 5.6.

Comparaison avec les autres expériences

Un accord global est observé avec les mesures de CLEO [83] et de BELLE [90], au contraire des données d’OPAL [89] qui se situent en dessous de nos résultats dans la région $W_{\gamma\gamma} < 2.3$ GeV, comme l’illustre les Figures 5.15a et 5.15b.

$W_{\gamma\gamma}$ (GeV)	$d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $		
	0.0 – 0.1	0.1 – 0.2	0.2 – 0.3
2.1 – 2.2	16855.2 ± 1949.3	12168.6 ± 1768.9	10524.8 ± 1753.8
2.2 – 2.3	11934.0 ± 1406.9	10194.1 ± 1337.2	8223.2 ± 1247.5
2.3 – 2.4	7969.3 ± 1150.0	6053.5 ± 1011.8	4339.9 ± 876.1
2.4 – 2.5	4256.5 ± 880.2	3884.5 ± 848.3	2808.5 ± 734.9
2.5 – 2.6	1821.2 ± 625.4	1833.0 ± 635.7	1549.3 ± 612.3
2.6 – 2.8	754.3 ± 321.6	278.6 ± 209.1	457.5 ± 276.5
2.8 – 3.0	200.1 ^{+204.5} _{-200.1}	57.8 ^{+121.7} _{-57.8}	119.6 ^{+182.0} _{-119.6}
3.0 – 3.4	138.1 ± 119.7	0.0 ± 0.0	2.1 ^{+77.7} _{-2.1}
3.4 – 4.5	31.4 ^{+43.8} _{-31.4}	29.7 ^{+46.3} _{-29.7}	2.1 ^{+58.5} _{-2.1}

$W_{\gamma\gamma}$ (GeV)	$d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $		
	0.3 – 0.4	0.4 – 0.5	0.5 – 0.6
2.1 – 2.2	10840.2 ± 2030.0	5464.5 ± 1830.1	4894.1 ± 2007.5
2.2 – 2.3	6972.0 ± 1245.9	5937.7 ± 1272.4	2628.2 ± 1078.5
2.3 – 2.4	4548.0 ± 925.4	3212.2 ± 865.0	1465.1 ± 660.2
2.4 – 2.5	2004.7 ± 621.3	2550.6 ± 745.7	1572.4 ± 650.1
2.5 – 2.6	2037.7 ± 664.2	1512.6 ± 600.9	1519.1 ± 669.3
2.6 – 2.8	1221.7 ± 405.1	1220.8 ± 419.3	978.7 ± 427.7
2.8 – 3.0	573.8 ± 325.8	580.7 ± 343.8	622.7 ± 388.3
3.0 – 3.4	198.2 ± 173.3	57.8 ^{+143.7} _{-57.8}	259.1 ± 223.7
3.4 – 4.5	62.0 ^{+68.6} _{-62.0}	17.7 ^{+71.8} _{-17.7}	80.0 ^{+93.6} _{-80.0}

TAB. 5.5 – La section efficace différentielle $d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d|\cos\theta^*|$ en fonction de $|\cos\theta^*|$ pour les différents intervalles de $W_{\gamma\gamma}$ considérés par la suite. L'incertitude est uniquement statistique.

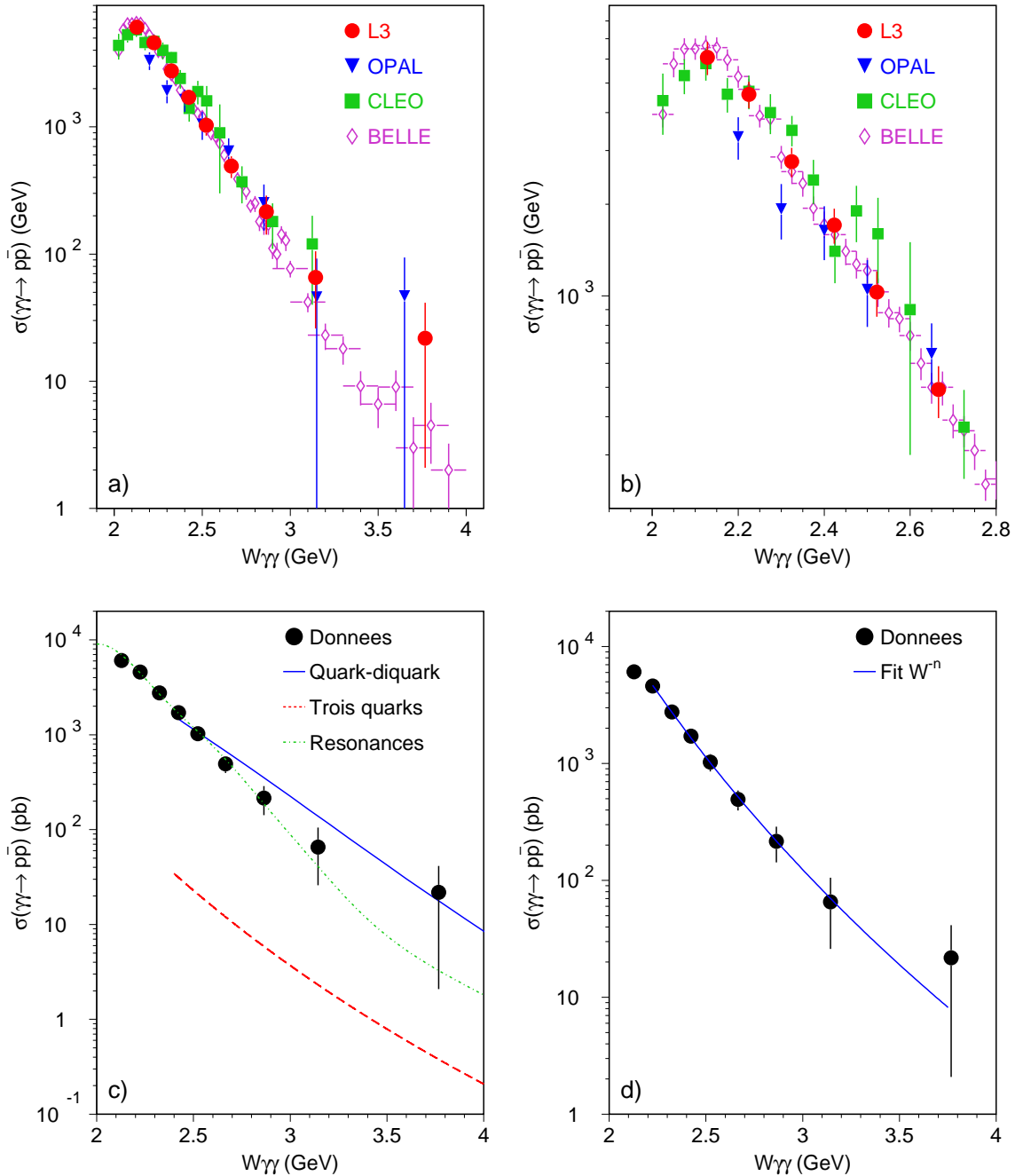


FIG. 5.15 – a) et b) La section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ (ronds) comparé aux mesures de CLEO (carrés) [83], d’OPAL (triangles) [89] et aux récents résultats de BELLE (losanges) [90]. Un bon accord est observé avec les mesures de CLEO et de BELLE, tandis que les données d’OPAL se situent en dessous de nos mesures pour $W_{\gamma\gamma} < 2.3$ GeV. c) La section efficace comparée aux prédictions du modèle HSP pour des baryons constitués d’un quark et d’un diquark (ligne pleine), de trois quarks (ligne traitillée) ainsi que les prédictions du modèle de résonance (ligne traitillée-pointillée). d) La section efficace avec l’ajustement de la forme $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ décrit dans le texte.

$W_{\gamma\gamma}$ (GeV)	$\langle W_{\gamma\gamma} \rangle$ (GeV)	Nombre d'événements	Bruit de fond (%)	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ (nb)
2.1 – 2.2	2.15	211	2.7	$6076.3 \pm 463.7 \pm 599.6$
2.2 – 2.3	2.25	248	4.0	$4590.1 \pm 310.8 \pm 340.0$
2.3 – 2.4	2.35	168	6.6	$2759.9 \pm 227.0 \pm 205.3$
2.4 – 2.5	2.45	102	10.2	$1708.4 \pm 184.4 \pm 128.2$
2.5 – 2.6	2.55	59	15.4	$1027.9 \pm 155.6 \pm 78.6$
2.6 – 2.8	2.69	49	25.3	$491.6 \pm 86.4 \pm 40.7$
2.8 – 3.0	2.89	19	41.7	$215.3 \pm 68.2 \pm 26.0$
3.0 – 3.4	3.18	13	67.3	$65.6 \pm 34.8 \pm 18.9$
3.4 – 4.5	3.80	13	70.7	$21.8 \pm 16.5 \pm 10.7$

TAB. 5.6 – Le nombre d'événements, le niveau de bruit de fond et la section efficace intégrée $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ pour $|\cos\theta^*| < 0.6$. La valeur centrale de chaque bin, $\langle W_{\gamma\gamma} \rangle$, correspond à une moyenne pondérée utilisant une distribution $W_{\gamma\gamma}^{-12.1}$. La première incertitude est statistique, la seconde systématique.

Comparaison avec les prédictions théoriques

Les résultats sont ensuite comparés aux prédictions théoriques du modèle HSP dans la Figure 5.15c pour des baryons constitués soit de trois quarks, soit d'un quark et d'un diquark. Bien que la forme des deux courbes théoriques soient relativement semblables, leurs normalisations sont significativement différentes. Les prédictions du modèle des trois quarks se trouvent environ un ordre de grandeur en dessous des données dans la région de petite masse, tandis que le modèle quark-diquark décrit globalement bien les mesures. Ce dernier semble toutefois sous-estimer la décroissance de la section efficace à grande masse. Le modèle de résonance est celui qui décrit le mieux la section efficace, y compris le changement apparent de comportement autour de 2,5 – 3 GeV. Un ajustement de la section efficace avec une loi de puissance $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ dans l'intervalle $2.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$ donne $n = 12.1 \pm 0.2$ avec $\chi^2/n_{dl} = 0.7/6$. Ce résultat est à comparer avec la valeur $n = 10$ prévue par la règle de comptage dimensionnel pour le modèle des trois quarks et $n = 6$ pour celui des diquarks. Il apparaît clairement que les valeurs de $W_{\gamma\gamma}$ mesurées ne sont pas assez grandes pour que cette règle s'applique. On peut raisonnablement supposer que les mesures tendent à plus haute énergie vers les prédictions du modèle des trois quarks.

Afin d'analyser plus en détail les mécanismes de production, les sections efficaces différentielles sont intégrées séparément pour trois intervalles de masse : $2.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$, $2.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.9 \text{ GeV}$ et $2.9 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$. Les résultats sont reportés dans le Tableau 5.7 et montrés sur les Figures 5.16 et 5.17. A nouveau, une forme semblable est obtenue par les différentes expériences, à l'exception de la région de haute masse où les données de BELLE présentent une forme plus piquée que celle observée dans nos mesures. Une différence distinctive entre les trois régions peut être observée, suggérant clairement le passage d'un régime de production à un autre.

A basse masse, les données sont plutôt concentrées autour des petites valeurs de $|\cos\theta^*|$. Bien qu'il n'y ait pas de prédictions théoriques pour cette zone, les mesures présentent une forme bien différente de celle prédite par l'approche perturbative du modèle HSP pour $W_{\gamma\gamma} > 2.5 \text{ GeV}$. La distribution théorique est en effet fortement piquée à petit angle, à cause de la présence du terme $1/\sqrt{tu} \propto 1/\sqrt{1 - \cos^2\theta^*}$ dans l'amplitude de diffusion élémentaire. Une forme similaire est obtenue dans la limite où le proton est considéré comme une particule ponctuelle de spin $1/2$. L'introduction de diquarks, sensé prendre en compte les aspects non-perturbatifs, modifie la magnitude de la section efficace mais laisse presque inchangée la dépendance angulaire. Le modèle de résonances prévoit par contre une dépendance angulaire plus conforme aux données expérimentales et les effets non-perturbatifs semblent être décrits par l'échange de résonances dans ce domaine cinématique. Une approximation rudimentaire du mécanisme de production conduit à une conclusion similaire. En supposant que la production de paire proton-antiproton s'effectue uniquement au travers de résonances dans la voie s, la section efficace différentielle peut être ajustée avec une combinaison d'harmoniques sphériques Y_0^0 , Y_0^2 et Y_2^2 . Des résultats satisfaisants sont obtenus en utilisant les combinaisons $Y_0^0 + Y_0^2$ ou $Y_0^0 + Y_2^2$. Ils montrent clairement dans chaque cas la dominance de l'onde $L = 2$. Notons encore que des études récentes basées sur les règles de sommes en QCD non-perturbative (non-perturbative QCD sum rules) [92] tendraient à montrer que ce comportement n'est pas exclusivement caractéristique de la production de paires proton-antiproton, mais commun à la production de paires de hadrons à basse énergie. La région intermédiaire est relativement plate et peut être interprétée comme une zone de transition. Elle ne présente qu'un accord partiel avec les différentes courbes théoriques. Le modèle de résonance, en particulier, prévoit un comportement très différent des autres approches et ne reproduit pas correctement les données. La région de grande

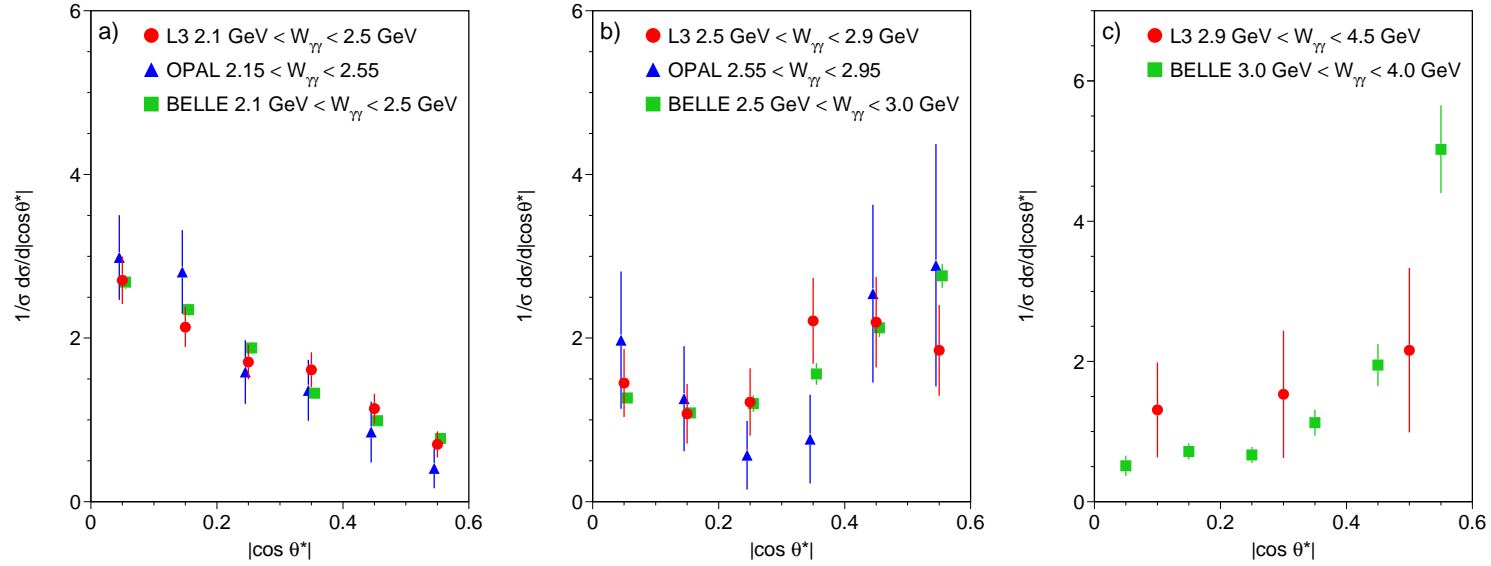


FIG. 5.16 – La section efficace différentielle normalisée $1/\sigma d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d|\cos\theta^*|$ (ronds) pour les intervalles de masse a) $2.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$, b) $2.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.9 \text{ GeV}$ et c) $2.9 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$ comparé aux mesures d’OPAL (triangles) [83] et aux récents résultats de BELLE (carrés) [90] pour des intervalles de masse similaires.

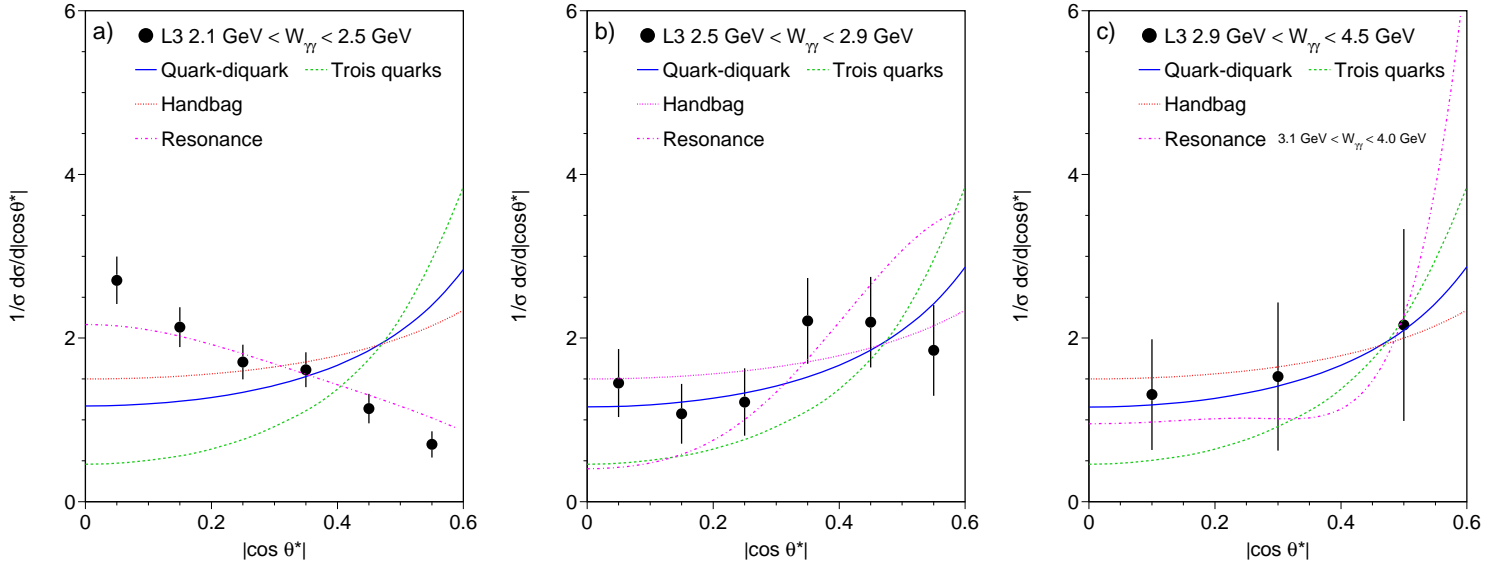


FIG. 5.17 – La section efficace différentielle normalisée $1/\sigma d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d|\cos\theta^*|$ comparée aux prédictions du modèle quark-diquark (ligne pleine), de trois quarks (ligne traitillée), de l'approche handbag (ligne pointillée) et du modèle de résonances (ligne traitillée-pointillée) pour a) $2.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$, b) $2.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.9 \text{ GeV}$ et c) $2.9 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$. Les prédictions du modèle de résonance ne sont disponibles que pour $3.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ GeV}$, mais le forme est reste semblable pour l'intervalle complet $2.9 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$.

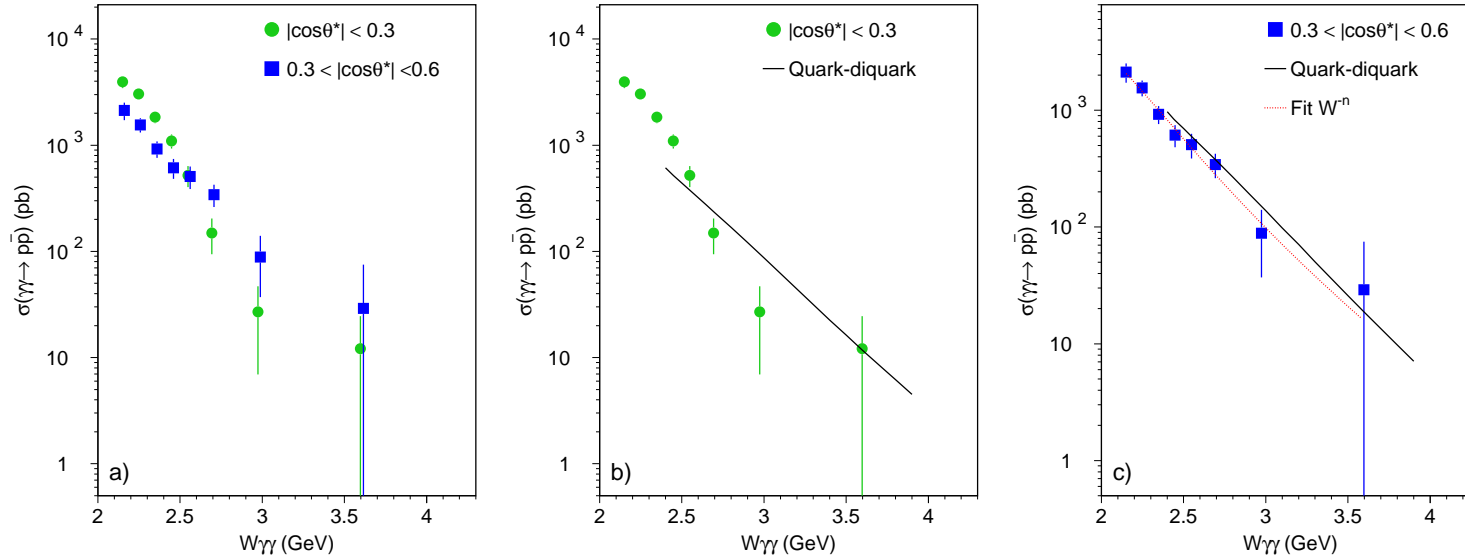


FIG. 5.18 – a) La section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour la région de grand angle, $|\cos\theta^*| < 0.3$ (ronds), et la région de petit angle, $0.3 < |\cos\theta^*| < 0.6$ (carrés). b) La section efficace à grand angle et c) celle à petit angle comparé aux prédictions du modèle quark-diquark. L'ajustement de la forme $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ est décrit dans le texte.

$d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $		
$ \cos\theta^* $	$2.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$	$2.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.9 \text{ GeV}$
0.0 – 0.1	$10209.7 \pm 692.8 \pm 844.8$	$813.0 \pm 223.9 \pm 63.4$
0.1 – 0.2	$8051.5 \pm 632.2 \pm 667.2$	$602.7 \pm 198.7 \pm 48.6$
0.2 – 0.3	$6444.7 \pm 592.3 \pm 535.2$	$682.8 \pm 224.3 \pm 55.0$
0.3 – 0.4	$6087.1 \pm 626.1 \pm 508.7$	$1238.7 \pm 278.1 \pm 94.2$
0.4 – 0.5	$4294.9 \pm 572.2 \pm 364.9$	$1229.3 \pm 295.7 \pm 93.7$
0.5 – 0.6	$2641.7 \pm 554.0 \pm 234.3$	$1036.5 \pm 300.3 \pm 80.3$

$d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $	
$ \cos\theta^* $	$2.9 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$
0.0 – 0.2	$61.5 \pm 31.2 \pm 6.0$
0.2 – 0.4	$71.9 \pm 41.8 \pm 7.7$
0.4 – 0.6	$101.5 \pm 54.2 \pm 10.2$

TAB. 5.7 – La section efficace différentielle $d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d|\cos\theta^*|$ en fonction de $|\cos\theta^*|$ pour les intervalles $2.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$, $2.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.9 \text{ GeV}$ et $2.9 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$. La première incertitude est statistique, la seconde systématique.

masse voit finalement apparaître une distribution angulaire piquée à grand $|\cos\theta^*|$, caractéristique des approches perturbatives. Notons encore que le modèle handbag, bien qu'il ne prédise pas la magnitude de la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$, prévoit une dépendance angulaire $d\sigma/d|\cos\theta^*| \propto 1/(1 - \cos^2\theta^*)$, semblable au modèle des diquarks. Comme le formalisme HSP, il n'est valide que dans le domaine des grandes masses.

La présence de deux mécanismes de production peut aussi être mis en évidence en considérant séparément la section efficace en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour la région de grand angle, $|\cos\theta^*| < 0.3$, et de petit angle, $0.3 < |\cos\theta^*| < 0.6$. Comme le montre la Figure 5.18, la section efficace à grand angle domine à basse masse mais présente une décroissance plus rapide que la section efficace à petit angle. Un ajustement par une loi de puissance de la forme $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ avec $n = 10.5 \pm 0.3$ fournit une description raisonnable des données à petit angle. La section efficace est également bien reproduite dans cette région par le modèle quark-diquark. A l'inverse, la section efficace à grand angle ne suit ni une simple loi de puissance, ni les prédictions du modèle quark-diquark.

5.2.5 La production de méson η_c

L'analyse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$ est également utilisée pour étudier la formation du méson η_c produit lors de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c \rightarrow e^+e^-p\bar{p}$. Cette résonance est simulée avec le générateur PC [87] selon une fonction de Breit-Wigner avec une largeur $\Gamma_{\gamma\gamma} = 1$ keV.

Le spectre final de la masse $W_{\gamma\gamma}$, affiché sur la Figure 5.12, ne montre aucune indication de la présence du méson η_c autour 3 GeV, $m_{\eta_c} = 2.980.4 \pm 1.2$ GeV [51]. Une limite supérieure sur le nombre d'événements $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c \rightarrow p\bar{p}$ pour un niveau de confiance de 95% est dérivée au moyen d'un ajustement du spectre de masse. Afin de minimiser les effets dus au binning, un ajustement de maximum de vraisemblance à valeur continue (unbinned likelihood fit) est effectué dans l'intervalle $2.4 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$. La fonction de vraisemblance utilisée s'écrit :

$$\mathcal{L} = pg(x) + (1 - p)b(x) \quad (5.34)$$

avec p la fraction du signal dans la région ajustée. Le bruit de fond, $b(x)$, est paramétrisé par une fonction exponentielle plus une constante tandis que le signal est décrit par une distribution gaussienne, $g(x)$. La résolution du signal attendu est déterminée à l'aide du Monte Carlo et vaut 66 MeV. Le résultat de l'ajustement, montré sur la Figure 5.19a, fournit une valeur négative $p = -0.011 \pm 0.018$. Restreignant la mesure dans la région physique où $p \geq 0$, la fonction de vraisemblance est intégrée de zéro jusqu'à la valeur correspondant à 95% de l'intégrale totale, comme illustré sur la Figure 5.19b. Cette procédure donne une limite supérieure $p = 0.0374$, correspondant à 9.1 événements. La procédure est répétée avec plusieurs formes pour la fonction $b(x)$ et plusieurs intervalles d'ajustement. Les paramètres qui ont été utilisés sont ceux qui fournissent la limite supérieure maximale.

Le nombre d'événements S du processus $\gamma\gamma \rightarrow \eta_c \rightarrow p\bar{p}$ est relié à la largeur partielle photon-photon par :

$$S = \epsilon \mathcal{L} BR(\eta_c \rightarrow p\bar{p}) \kappa \Gamma_{\gamma\gamma} \quad (5.35)$$

avec ϵ l'efficacité totale, \mathcal{L} la luminosité totale et $BR(\eta_c \rightarrow p\bar{p})$ le taux de branchement $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$. L'efficacité totale ϵ , incluant l'efficacité des déclencheurs de 96%, vaut 2.3% et le facteur de proportionnalité $\kappa = 21 \text{ pb/keV}$. Avec une valeur $BR(\eta_c \rightarrow p\bar{p}) =$

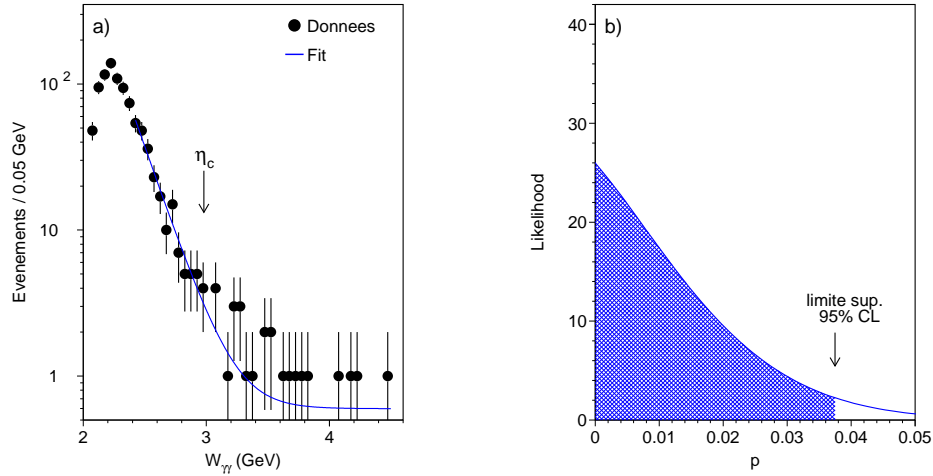


FIG. 5.19 – a) Le spectre de masse $W_{\gamma\gamma}$ pour l'échantillon final proton-antiproton. Aucun excès n'est visible dans la région du méson η_c autour de 3 GeV. Les données sont ajustées avec une fonction exponentielle plus une constante. b) La fonction de vraisemblance de la fraction du signal ajusté, p , est intégrée de zéro jusqu'à la valeur correspondant à 95% de l'intégrale totale.

$(1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ [51], la largeur partielle photon-photon $\Gamma_{\gamma\gamma} < 26$ keV à 95% de niveau de confiance.

La contribution principale à l'incertitude systématique provient de l'incertitude sur le taux de branchement de 33%. L'incertitude systématique associée à la procédure de sélection vaut 8% et celle due à la statistique limitée de Monte Carlo dans la détermination de l'efficacité est estimée à 2%. La somme quadratique de ces différentes sources donne une incertitude systématique totale de 34%. Adoptant l'approche la plus conservatrice, cette incertitude est additionnée au résultat précédent et donne la valeur finale :

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) < 33 \text{ keV à 95\% de niveau de confiance}$$

Ce résultat est à comparer avec la valeur moyenne $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 7.4 \pm 0.9$ (*stat*) ± 2.1 (*syst*) keV. [51]. Une statistique bien plus importante autour de 3 GeV serait nécessaire pour fournir un résultat comparable.

5.3 La production exclusive de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$

L'analyse de la production exclusive de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ est basée sur l'ensemble des données récoltées par L3, correspondant à une luminosité intégrée totale de 884 pb^{-1} . Parmi cet échantillon, 157 pb^{-1} sont récoltés à des énergies proches de la masse du Z et 687 pb^{-1} à des énergies $161 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 209 \text{ GeV}$. Les données ne sont analysées que dans l'espace de phase $|\cos\theta^*| < 0.6$, afin de permettre la comparaison avec les prédictions théoriques. Cette restriction ne rejette toutefois que peu d'événements, l'acceptance étant quasiment limitée à cette région.

Les réactions $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda}$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ sont simulées avec le générateur PC [87] pour les différentes énergie \sqrt{s} en utilisant un spectre uniforme en fonction de $W_{\gamma\gamma}$. Les états finaux sont générés isotropiquement dans le centre de masse des deux photons.

La collaborations CLEO, TPC/2 γ et VENUS [93–95] ont précédemment étudié la réaction $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ a des énergies respectives $\sqrt{s} = 10.6 \text{ GeV}$, $\sqrt{s} = 14.5 \text{ GeV}$ et $\sqrt{s} = 58 \text{ GeV}$. Seul CLEO et TPC/2 γ ont observé un signal. Aucun résultat concernant la production de paire $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ ou $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ dans les réactions photon-photon n'ont été rapportés à ce jour.

5.3.1 La sélection des paires $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$

L'analyse débute par la sélection des événements photon-photon, demandant que l'énergie totale mesurée dans les calorimètres soit inférieure à 30 GeV . Les baryons Λ puis Σ^0 sont identifiés en reconstruisant les désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ puis $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$. Les événements correspondant à la production d'une paire $\Lambda\bar{\Lambda}$ sont choisis en demandant :

- la présence de quatre traces ayant une charge totale nulle, chaque trace devant toucher au moins 12 fils de la TEC sur un maximum de 62.
- la présence de deux vertex secondaires, formé chacun de deux traces de charges opposées.
- une distance entre le point d'interaction primaire et chaque vertex secondaire dans le plan transverse à la direction du faisceau supérieure à 3 mm .

- un angle entre l'impulsion transverse totale des deux particules formant chaque vertex secondaire et la direction dans le plan transverse entre le point d'interaction primaire et le vertex secondaire (direction de vol) inférieur à 150 mrad.
- une masse invariante e^+e^- , obtenue en assignant la masse de l'électron à chaque trace, supérieure à 50 MeV pour les candidats Λ et $\bar{\Lambda}$ afin d'éliminer les conversions de photon.

A chaque vertex, le proton et l'antiproton sont identifiés comme les traces de plus grande impulsion. Les études menées avec les simulations Monte Carlo montrent que cette assignation est correcte dans plus de 99% des cas. A ce point, l'échantillon est dominé par la production de paires $K_S^0 K_S^0$. Afin de supprimer cette contamination, les coupures suivantes sont appliquées :

- la mesure de la perte d'énergie moyenne dE/dx mesurée dans le traceur doit être compatible avec l'hypothèse $\Lambda\bar{\Lambda}$. Une probabilité supérieure à 0.1% est requise pour chaque candidat proton et pion. Cette coupure rejette 85% des $K_S^0 K_S^0$.
- l'une des deux conditions suivantes concernant l'identification de l'antiproton doit être remplie :
 - a) la trace associée au proton ou à l'antiproton touche au moins 30 fils de la TEC et la probabilité de compatibilité avec l'hypothèse du proton basée sur la mesure du dE/dx est 10 fois supérieure à celle du pion.
 - b) Le rapport entre l'énergie transverse déposée dans le calorimètre par la candidat antiproton, E_t , et son impulsion transverse, p_t , excède 0.7. Comme le montre la Figure 5.20, l'antiproton produit un grand dépôt d'énergie en s'annihilant dans le calorimètre, contrairement du pion.

L'identification par la mesure du dE/dx a un grand pouvoir de discrimination pour des particules ayant une impulsion inférieure à 700 MeV, tandis que le rapport E_t/p_t permet de distinguer les pions des antiprotons à plus grande impulsion. Ces conditions suppriment 83% du bruit de fond $K_S^0 K_S^0$ restant.

- l'événement est rejeté si deux candidats K_S^0 sont reconstruits. Un candidat K_S^0 est défini comme un système dont la masse invariante $\pi^+\pi^-$ se situe dans un intervalle de ± 30 MeV autour de la masse nominale du K_S^0 . Seul 1% du bruit de fond $K_S^0 K_S^0$ initial subsiste une fois cette coupure appliquée.

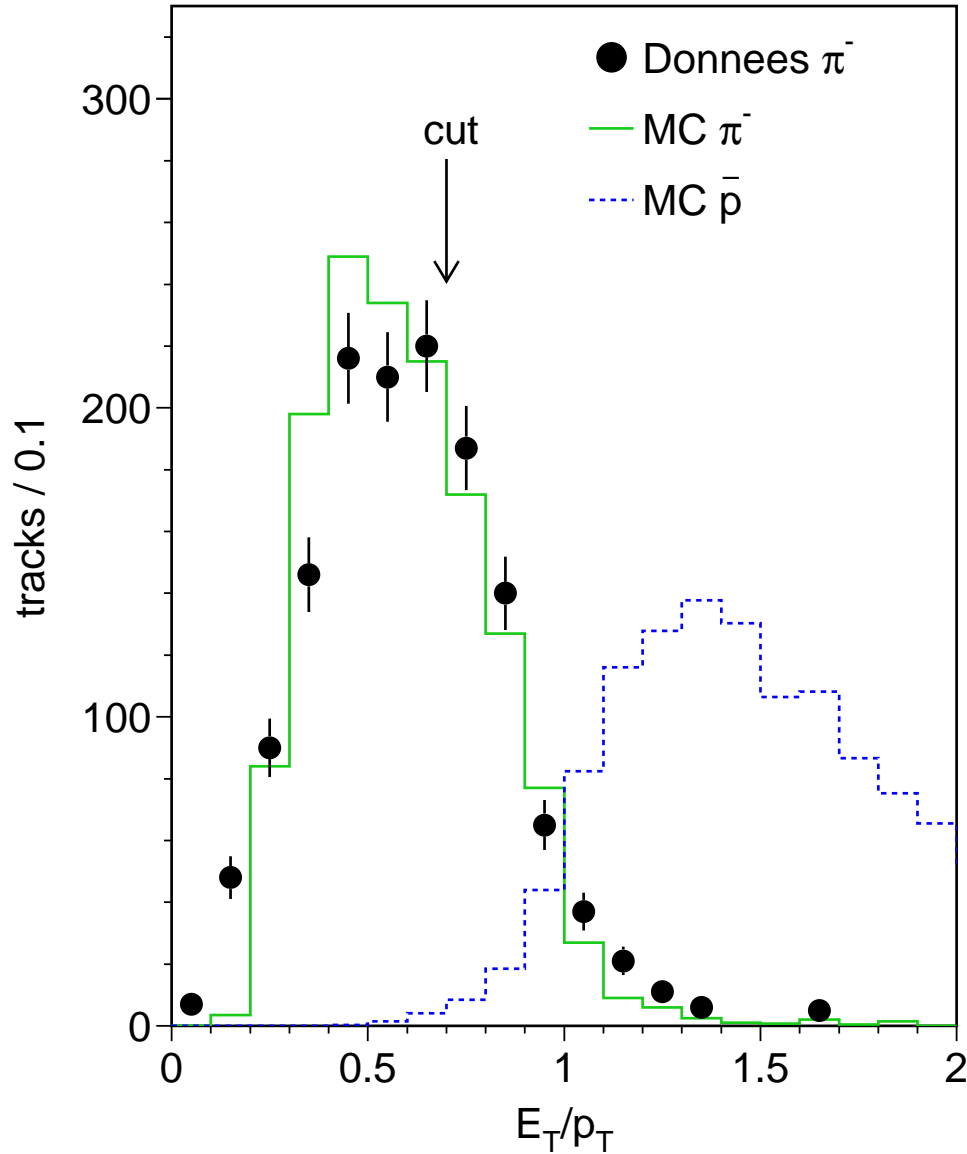


FIG. 5.20 – Distribution du rapport entre l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre, E_t , et l'impulsion transverse, p_t , pour des pions et des antiprotons. La spectre des pions est obtenue à partir d'un échantillon $K_S^0 K_S^0$ de grande pureté [96]. La distribution Monte Carlo de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^- K_S^0 K_S^0$ correspondante est normalisée au nombre d'événement $K_S^0 K_S^0$ observé dans les données. Le spectre des antiprotons est issu du Monte Carlo $e^+e^- \rightarrow e^+e^- p\bar{p}$ avec une normalisation arbitraire.

La distribution de la masse des systèmes $p\pi^-$, $m(p\pi^-)$, et $\bar{p}\pi^+$, $m(\bar{p}\pi^+)$, est présentée dans les Figures 5.21a et 5.21b et montre clairement la présence de Λ et $\bar{\Lambda}$. Leurs masses, obtenues en ajustant le signal avec une distribution gaussienne plus une droite pour le bruit de fond, vaut $m_\Lambda = 1114 \pm 2$ MeV et $m_{\bar{\Lambda}} = 1115 \pm 2$ MeV, en bon accord avec la valeur nominale de 1115.683 ± 0.006 MeV. L'échantillon inclusif $\Lambda\bar{\Lambda}$ contient 66 candidats, sélectionnés dans un rayon de 40 MeV autour de la masse nominale du Λ dans le plan bidimensionnel $m(p\pi^-)$ en fonction de $m(\bar{p}\pi^+)$, comme l'illustre les Figures 5.21c et 5.21d. La contamination de la réaction $\gamma\gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0$, estimée à l'aide de précédentes mesures de la section efficace [96], est inférieure à 1%.

5.3.2 La reconstruction des baryons Σ^0

La reconstruction des Σ^0 et $\bar{\Sigma}^0$ est effectuée en combinant les Λ et $\bar{\Lambda}$ avec les candidats photons. Un candidat photon est défini comme une gerbe électromagnétique constituée d'au moins deux cristaux adjacents dans le calorimètre et ayant une énergie comprise entre 50 MeV et 200 MeV. Les études effectuées avec les simulations Monte Carlo montrent en effet que plus de 91% des Σ^0 émettent des photons ayant une énergie inférieure à 200 MeV. Des critères d'isolation sont également imposés : l'angle formé avec la trace la plus proche doit être plus grand que 200 mrad et le cosinus de l'angle formé avec le candidat antiproton plus petit que 0.8.

L'identification des Σ^0 est facilitée en utilisant la différence de masse ΔM entre les systèmes $\Lambda\gamma$ ($p\pi\gamma$) et Λ ($p\pi$), qui offre une meilleure résolution que la masse $m(p\pi\gamma)$. Un candidat Σ^0 est défini comme une combinaison $\Lambda\gamma$ ayant une masse ΔM comprise dans un intervalle de ± 30 MeV autour de la valeur nominale de 77 MeV. Afin de limiter le bruit de fond combinatoire, chaque photon pouvant être associé au Λ et au $\bar{\Lambda}$, seul la combinaison ayant la différence de masse ΔM la plus proche de 77 MeV est prise en compte. La distribution de la différence ΔM est montrée sur la Figure 5.22. Parmi les 66 événements $\Lambda\bar{\Lambda}$ sélectionnés, 31 contiennent un candidat Σ^0 ou $\bar{\Sigma}^0$.

5.3.3 La sélection des événements exclusifs

Les événements exclusifs $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ sont finalement sélectionnés en demandant que le carré de l'impulsion transverse totale des quatre

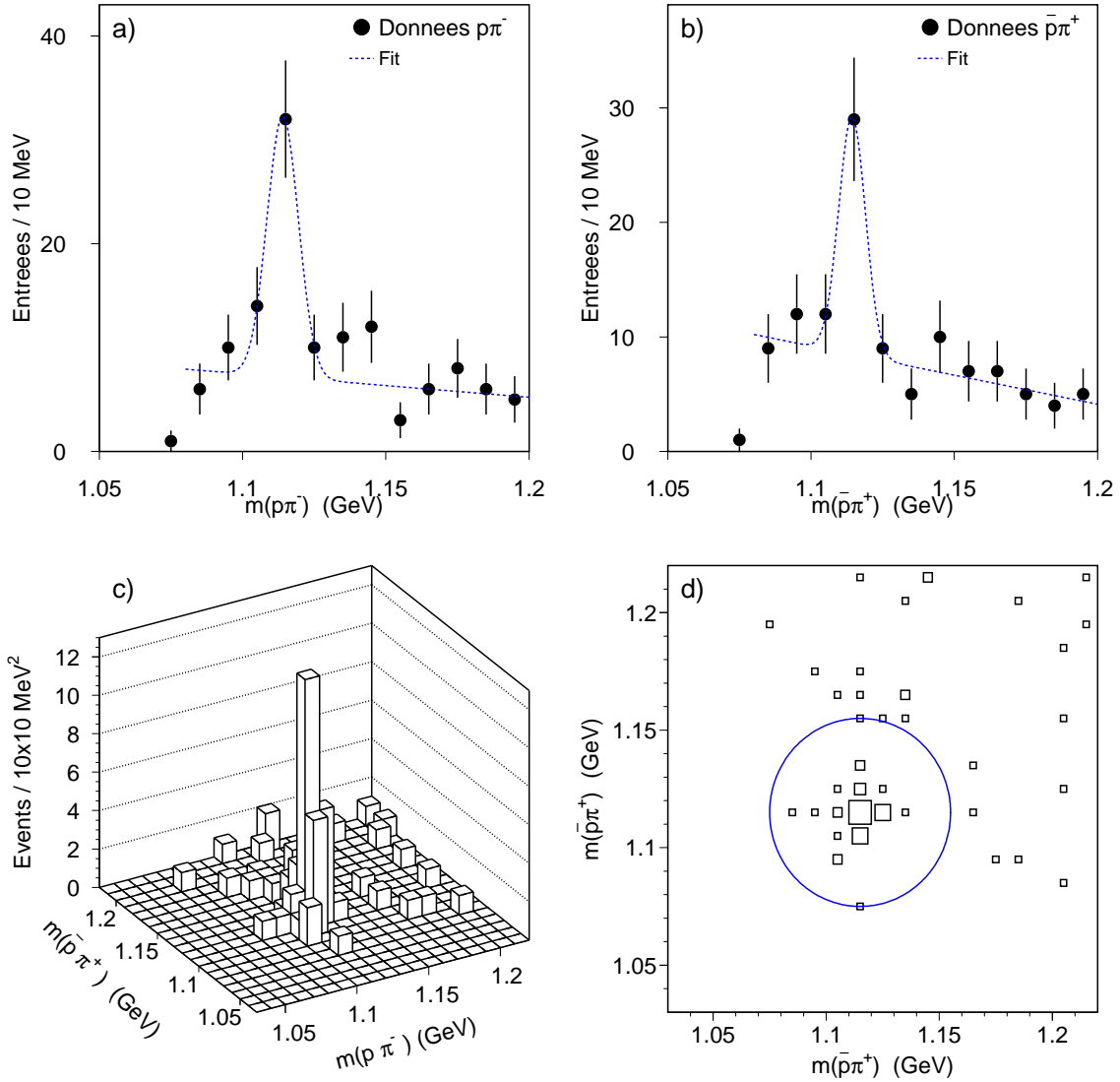


FIG. 5.21 – Distribution de la masse effective a) du système $p\pi^-$, $m(p\pi^-)$ et b) du système $\bar{p}\pi^+$, $m(\bar{p}\pi^+)$, en compagnie des ajustement décrits dans le texte. c) et d) La distribution bidimensionnelle des masses $m(p\pi^-)$ en fonction de $m(\bar{p}\pi^+)$. Une boule d'un rayon de 40 MeV autour de la masse nominale m_Λ définit l'échantillon inclusif $\Lambda\bar{\Lambda}$.

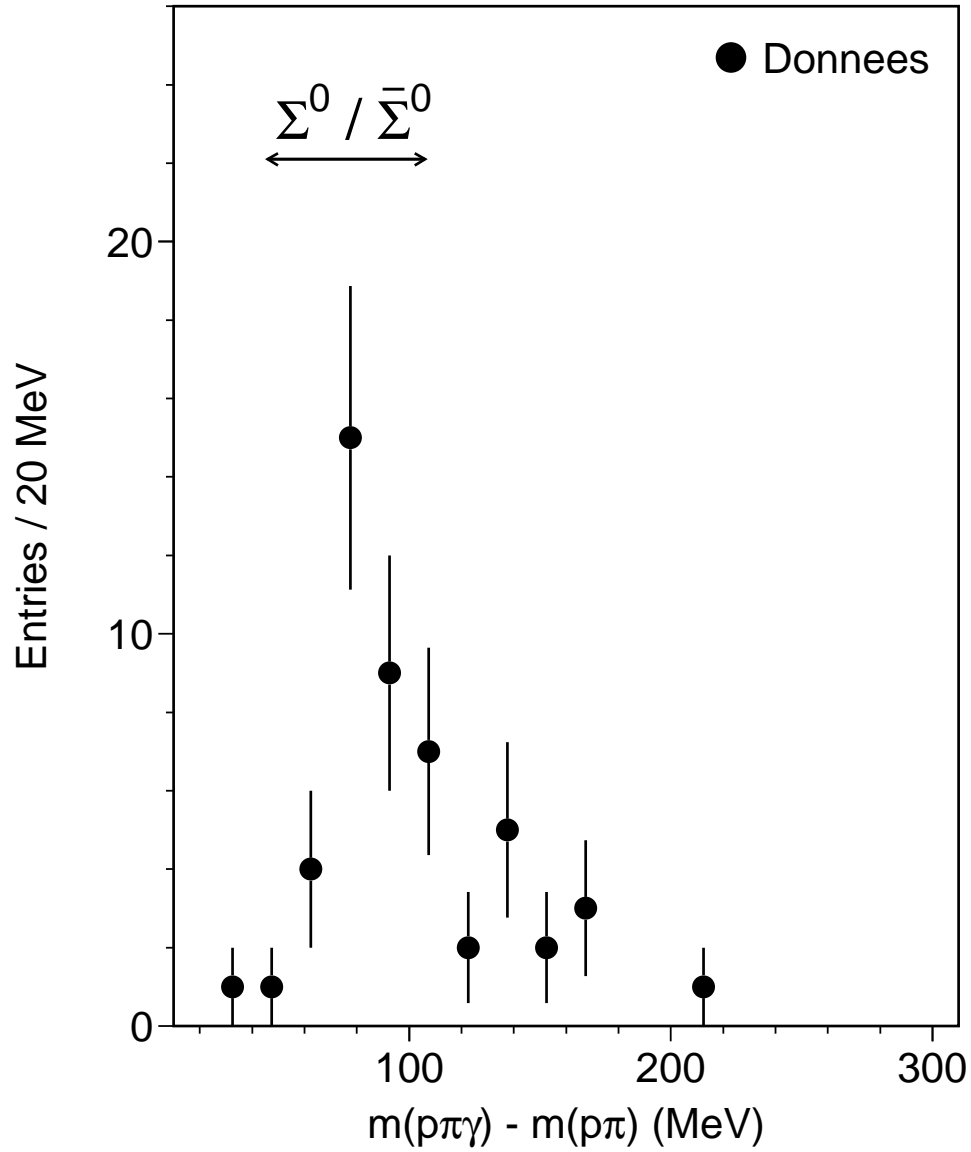


FIG. 5.22 – La distribution de la différence de masse entre les systèmes $\Lambda\gamma$ ($p\pi\gamma$) et Λ ($p\pi$). Seul la combinaison entre le photon et le Λ ou $\bar{\Lambda}$ ayant la différence de masse la plus proche de la valeur nominale $\Delta M_{\Sigma^0} = 77$ MeV est prise en compte. Un candidat Σ^0 correspond à une combinaison $\Lambda\gamma$ ayant une masse $47 \text{ MeV} < \Delta M < 107 \text{ MeV}$.

traces, $(\sum \vec{p}_i)^2$, satisfasse $(\sum \vec{p}_i)^2 < 0.25 \text{ GeV}^2$. Puisque les photons émis par les Σ^0 ont une faible énergie, leur contribution à l'impulsion transverse totale est assez petite. Par contre, ce critère rejète la grande partie des contributions des autres états finaux tels que $\Xi^0\bar{\Xi}^0$ ou $\Sigma(1385)\bar{\Sigma}(1385)$. La contribution des états restants est estimée comme étant négligeable, vu la magnitude de leurs sections efficaces. Un total de 33 événements est finalement sélectionné, un candidat $\Lambda\bar{\Lambda}$ typique est montré sur la Figure 5.23.

Les proportions relatives de $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ sont ensuite déterminées en tenant compte des possibilités de migration entre les différents états finaux. Les événements sont d'abord répartis en trois classes distinctes suivant le nombre de Σ^0 qu'ils contiennent. Un événement est dit de type $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ s'il comporte des candidats Σ^0 et $\bar{\Sigma}^0$, de type $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ s'il contient un Σ^0 ou un $\bar{\Sigma}^0$ ou de type $\Lambda\bar{\Lambda}$ autrement. D'après ces critères, l'échantillon est composé de 4 événements de type $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$, 10 de type $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et 19 de type $\Lambda\bar{\Lambda}$. Les fractions réelles r_j ($j = \Lambda\bar{\Lambda}, \Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}, \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$) sont alors déterminée au moyen d'un ajustement de maximum de vraisemblance étendu (extended maximum likelihood fit) prenant en compte les probabilités de mauvaise identification entre les différents canaux avec la contrainte $r_{\Lambda\bar{\Lambda}} + r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} + r_{\Sigma^0\bar{\Sigma}^0} = 1$. La fonction de vraisemblance à maximiser vaut

$$\mathcal{L} = \frac{n_t^{N_t} e^{-n_t}}{N_t!} \prod_i \frac{n_i^{N_i} e^{-n_i}}{N_i!} \quad (5.36)$$

où N_t et n_t désignent respectivement le nombre total d'événements observé et attendu, N_i et n_i le nombre d'événements de type i observé et attendu. Ce dernier est donné par :

$$n_i = \left(\sum_j p_{ij} r_j \right) n_t \quad (5.37)$$

avec p_{ij} la probabilité relatives d'identifier un état final j comme un événement de type i . Ces probabilités, déterminées à partir des simulations Monte Carlo, et les résultats de l'ajustement sont répertoriés dans les Tableaux 5.8 et 5.9. L'ajustement fournit une proportion de $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ négative mais compatible avec zéro. En se restreignant au domaine physique $r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} \geq 0$, une limite supérieure $r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} < 0.58$ à 95% de niveau de confiance est dérivée. Ce résultat est compatible avec les prédictions théoriques $r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} = 0.26$ pour le modèle de diquark, $r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} = 0.004$ pour celui des trois quarks et $r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} < 0.06$ pour l'approche handbag.

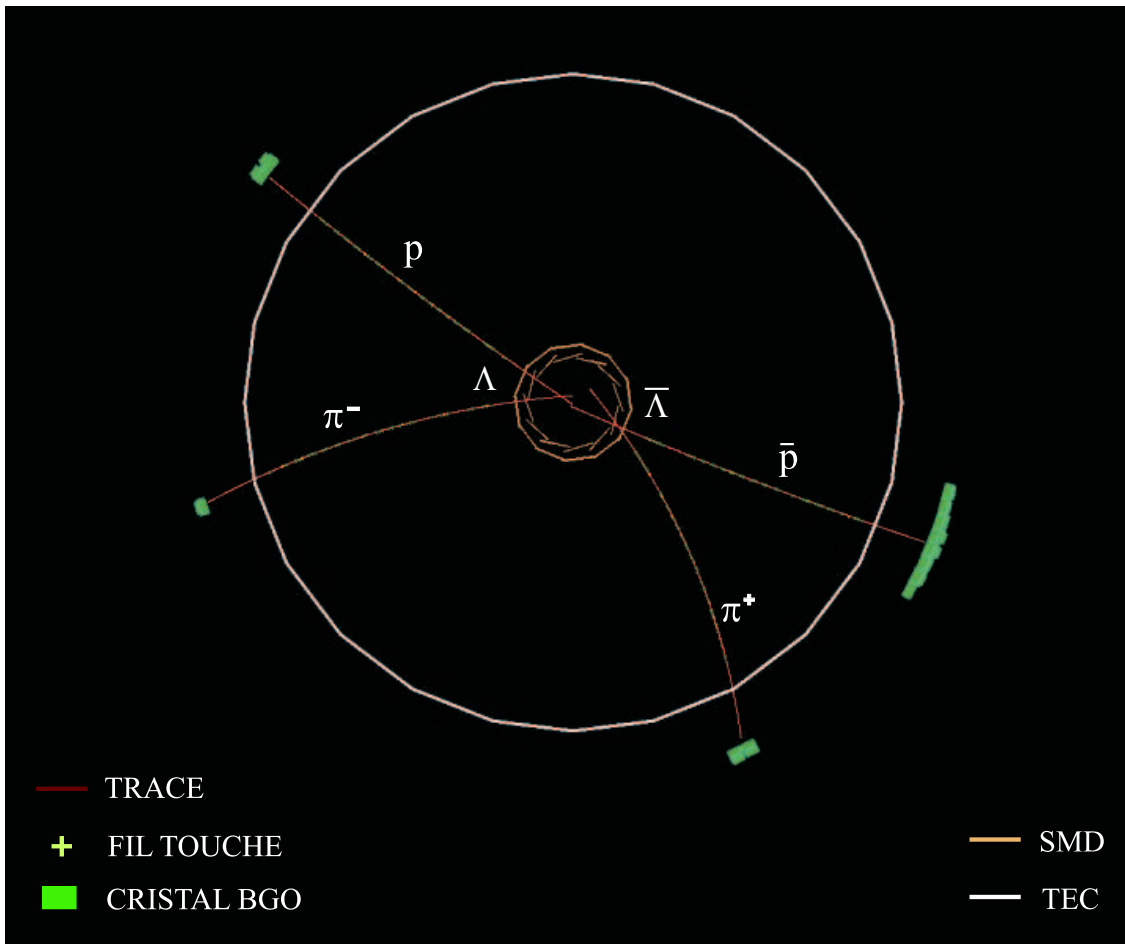


FIG. 5.23 – Un événement $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda}$ vu dans le plan transverse à la direction du faisceau. Les deux vertex secondaires $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ sont visibles à droite et à gauche du point d'interaction primaire. Les deux cercles intérieurs représentent le détecteur SMD tandis que le cercle extérieur montre la limite externe de la TEC. Les traces et les fils touchés sont respectivement indiqués par des traits rouges et des croix vert claires. Les cristaux du BGO ayant enregistré une activité sont symbolisés par des cubes vert foncés.

	N_i	Probabilité p_{ij} (%)		
		génééré $\Lambda\bar{\Lambda}$	génééré $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$	génééré $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$
Identifié $\Lambda\bar{\Lambda}$	19	88.0 ± 0.8	61.3 ± 1.0	39.1 ± 1.0
Identifié $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$	10	11.5 ± 0.3	36.7 ± 0.8	48.5 ± 0.9
Identifié $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	4	0.5 ± 1.1	2.0 ± 1.8	12.4 ± 1.9

TAB. 5.8 – Nombre d'événements N_i reconnu comme étant de type $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ ou $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et probabilités relatives p_{ij} d'identifier un état final j comme étant de type i .

Etat final	Fraction r_j	Evénements $n_t r_j$
$\Lambda\bar{\Lambda}$	0.78 ± 0.49	25.7 ± 16.2
$\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$	$-0.85^{+0.94}_{-1.14}$	$-28.1^{+31.0}_{-37.6}$
$\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	1.08 ± 0.60	35.6 ± 19.8

TAB. 5.9 – Résultat de l'ajustement des fractions r_j et le nombre total d'événements $n_t r_j$ correspondant à chaque état final.

Afin d'améliorer la précision sur la détermination des deux autres fractions, l'analyse est répétée en ne considérant que les canaux $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$. Dans ce cas, un événement est de type $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ s'il contient un Σ^0 ou $\bar{\Sigma}^0$ et de type $\Lambda\bar{\Lambda}$ autrement. Ces nouveaux critères séparent l'échantillon initial en 14 événements de type $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et 19 de type $\Lambda\bar{\Lambda}$. Les probabilités p_{ij} et les résultats de l'ajustement correspondant à ces nouvelles définitions sont donnés dans les Tableaux 5.10 et 5.11.

5.3.4 Les sections efficaces

Les sections efficaces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda}$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ sont évaluées pour les différentes périodes de prise de données. L'efficacité de détection, déterminée à l'aide des Monte Carlo correspondant, inclut le taux de branchement $\Lambda \rightarrow p\pi$ (64%), l'acceptance géométrique ($\simeq 6\%$), les critères d'identification des baryons ($\simeq 26\%$) et l'efficacité du déclencheur de traces chargées du premier niveau ($\simeq 10\%$). L'efficacité des déclencheurs de deuxième et troisième niveaux est déterminée à partir d'événements présélectionnés.

	N_i	Probabilité p_{ij} (%)	
		génééré $\Lambda\bar{\Lambda}$	génééré $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$
Identifié $\Lambda\bar{\Lambda}$	19	88.0 ± 0.8	39.1 ± 1.0
Identifié $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	14	12.0 ± 0.8	60.9 ± 1.0

TAB. 5.10 – Nombre d'événements N_i reconnu comme étant de type $\Lambda\bar{\Lambda}$ ou $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et probabilités relatives p_{ij} d'identifier un état final j comme étant de type i en supposant $r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} = 0$.

Etat final	Fraction r_j	Evénements $n_t r_j$
$\Lambda\bar{\Lambda}$	0.38 ± 0.18	12.5 ± 6.1
$\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	0.62 ± 0.18	20.5 ± 6.5

TAB. 5.11 – Résultat de l'ajustement des fractions r_j et le nombre total d'événements $n_t r_j$ correspondant à chaque état final en supposant $r_{\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}} = 0$.

L'efficacité totale des déclencheurs est quasiment indépendante de la masse $W_{\gamma\gamma}$. L'effet des différents critères de sélection sur l'efficacité de détection est illustré sur la Figure 5.24.

Les sections efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ et $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0)$ sont ensuite extraite en déconvoluant la fonction de luminosité avec un facteur de forme GVDM (équation 2.33). Supposant l'indépendance des fractions r_i par rapport à \sqrt{s} , les sections efficaces de chaque canal sont combinées en une seule mesure. La distribution de la masse $W_{\gamma\gamma}$ pour l'état final $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ est extrapolée à partir de celle du canal $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ avec une méthode d'unfolding.

Incertitudes systématiques

L'incertitude systématique est principalement due à la procédure de sélection, environ 7%. L'incertitude liée à la statistique limitée des Monte Carlo vaut 5% tandis que celle provenant de la mesure de l'efficacité des déclencheurs est estimée à 3%. L'incertitude sur les probabilités p_{ij} utilisées dans la détermination des fractions r_i est incluse

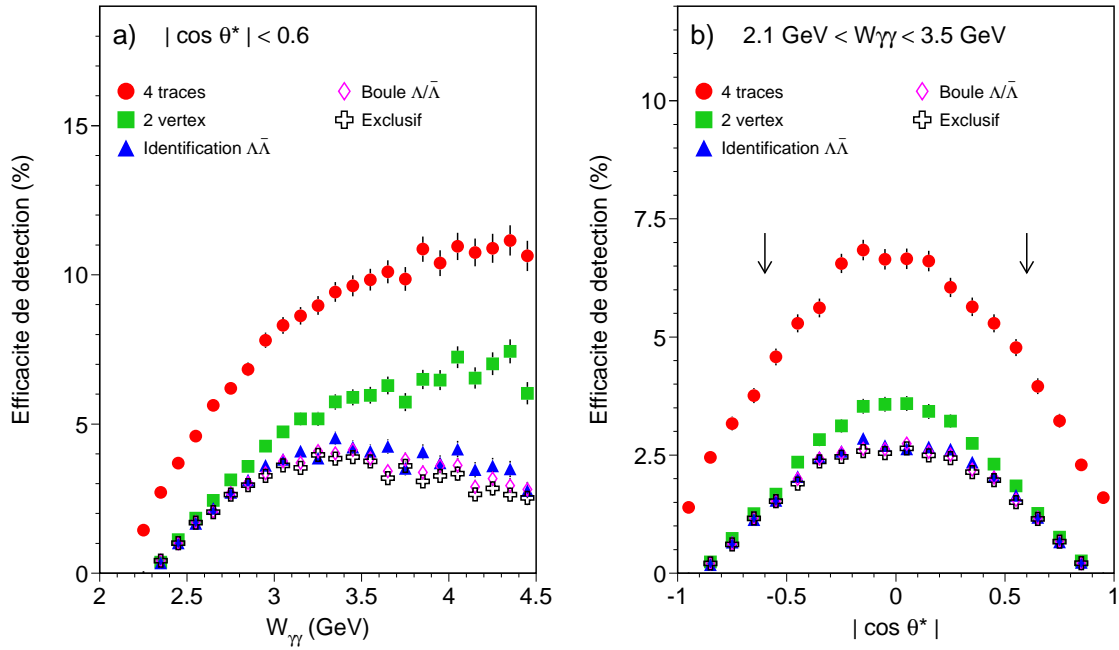


FIG. 5.24 – a) L’efficacité de détection finale en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour $|\cos\theta^*| < 0.6$ et b) en fonction de $|\cos\theta^*|$ pour $2.23 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 3.5 \text{ GeV}$, la plage utilisée dans l’analyse est délimitée par les flèches. Les différents symboles indiquent l’efficacité obtenue après l’application successive de : la sélection des événements contenant 4 traces (rond), deux vertex remplissant les conditions de qualité mentionnés dans le texte (carrés), l’identification des paires $\Lambda\bar{\Lambda}$ et la réjection du bruit de fond $K_S^0 K_S^0$ (triangle), la sélection des candidats $\Lambda\bar{\Lambda}$ dans la boule de 40 MeV autour de la masse nominale du Λ (losange) et finalement la sélection des événements exclusifs (croix).

dans l'incertitude attribuée aux Monte Carlo. L'incertitude liée au choix du facteur de forme de la fonction de luminosité est évalué à 5%. Finalement, une incertitude de 4% est associée à la procédure d'unfolding.

Comparaison avec les autres expériences

Nos résultats sont d'abord comparés aux mesures précédentes dans la Figure 5.25a. Ils montrent une décroissance avec $W_{\gamma\gamma}$ moins prononcée que celle observée par CLEO, mais sont compatibles dans la région de haute masse. Un ajustement de la forme $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ fournit une valeur $n = 19.2 \pm 4.3$ pour les données de CLEO et $n = 6.9 \pm 3.1$ pour nos mesures. A titre de comparaison, la règle de comptage dimensionnel prévoit $n = 10$ pour le modèle des trois quarks et $n = 6$ pour celui des diquarks. Compte tenu des incertitudes statistiques, nos mesures sont compatibles avec ces deux modèles, bien qu'il soit très probable que cette règle ne soit pas applicable dans la région de $W_{\gamma\gamma}$ couverte par nos données.

Comparaison avec les prédictions théoriques

Dans les Figures 5.25b et 5.25c, les section efficaces sont comparées aux différents modèles théoriques. Comme dans le cas proton-antiproton, la forme des courbes théoriques pour le modèle de trois quarks et celui de diquark est relativement semblable mais leurs normalisations sont significativement différentes. Les mesures sont bien reproduites par le modèle de diquarks tandis que celui des trois quarks sous-estime la section efficace d'un ordre de grandeur. Les prédictions de l'approche handbag sont montrées sous forme de bande, correspondant à la plage de valeurs $0.25 < \rho < 0.75$. Elles reproduisent assez bien les données et semblent suggérer une petite valeur de ρ . Le modèle de résonances prédit par contre une pente plus prononcée que celle observée dans les données, plus en accord avec les mesures de CLEO. En conclusion, les rapports entre les sections efficaces $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$, $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ sont globalement compatibles avec une symétrie SU(3).

La distribution angulaire de production de paires $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ est déterminée dans un premier temps à partir de la distribution $\Lambda\bar{\Lambda}$ correspondante, les Λ ayant des impulsions quasiment identiques aux Σ^0 qui les ont produits. En supposant des dépendances an-

$\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$				
$W_{\gamma\gamma}$ (GeV)	$\langle W_{\gamma\gamma} \rangle$ (GeV)	N_{ev}	$\bar{\epsilon}$ (%)	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ (pb)
2.23 – 2.50	2.34	6	0.38 ± 0.02	$230 \pm 105 \pm 24$
2.50 – 2.70	2.59	10	1.57 ± 0.05	$99 \pm 34 \pm 10$
2.70 – 3.00	2.83	11	2.69 ± 0.07	$52 \pm 17 \pm 5$
3.00 – 3.50	3.20	6	3.61 ± 0.07	$28 \pm 13 \pm 3$

$\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$				
$W_{\gamma\gamma}$ (GeV)	$\langle W_{\gamma\gamma} \rangle$ (GeV)	N_{ev}	$\bar{\epsilon}$ (%)	$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0)$ (pb)
2.39 – 2.68	2.50	6	0.38 ± 0.02	$418 \pm 190 \pm 46$
2.68 – 2.89	2.77	10	1.57 ± 0.05	$180 \pm 63 \pm 20$
2.89 – 3.21	3.02	11	2.69 ± 0.07	$95 \pm 31 \pm 11$
3.21 – 3.75	3.41	6	3.61 ± 0.07	$51 \pm 24 \pm 6$

TAB. 5.12 – Le nombre d'événement N_{ev} , l'efficacité moyenne, la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ et $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0)$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour $|\cos\theta^*| < 0.6$. La valeur centrale de chaque bin, $\langle W_{\gamma\gamma} \rangle$, correspond à une moyenne pondérée utilisant une distribution $W_{\gamma\gamma}^{-6.9}$. La première incertitude est statistique, la seconde systématique.

gulaires $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ semblables, la section efficace différentielle de production de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$ en fonction de $|\cos\theta^*|$ est dérivée pour $|\cos\theta^*| < 0.6$. Les données sont compatibles avec l'hypothèse d'une distribution angulaire uniforme, comme le montre la Figure 5.26. Cette distribution s'accorde aussi avec les prédictions de l'approche handbag tandis que le modèle des trois quarks prévoit un comportement fortement plus piqué vers l'avant. Les prédictions pour le modèle des diquarks n'ont pas été calculées, mais en se basant sur les résultats du canal $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ (Figure 5.17), on peut raisonnablement supposer qu'elles sont semblables à celles de l'approche handbag.

Les autres membres de l'octet de baryons

L'étude de la production exclusive de paires de baryons pourrait bien entendu être étendue à l'ensemble de l'octet de baryons, mais les limitations expérimentales ne nous permettent pas d'effectuer un tel travail. Les canaux qui contiennent des neutrons dans

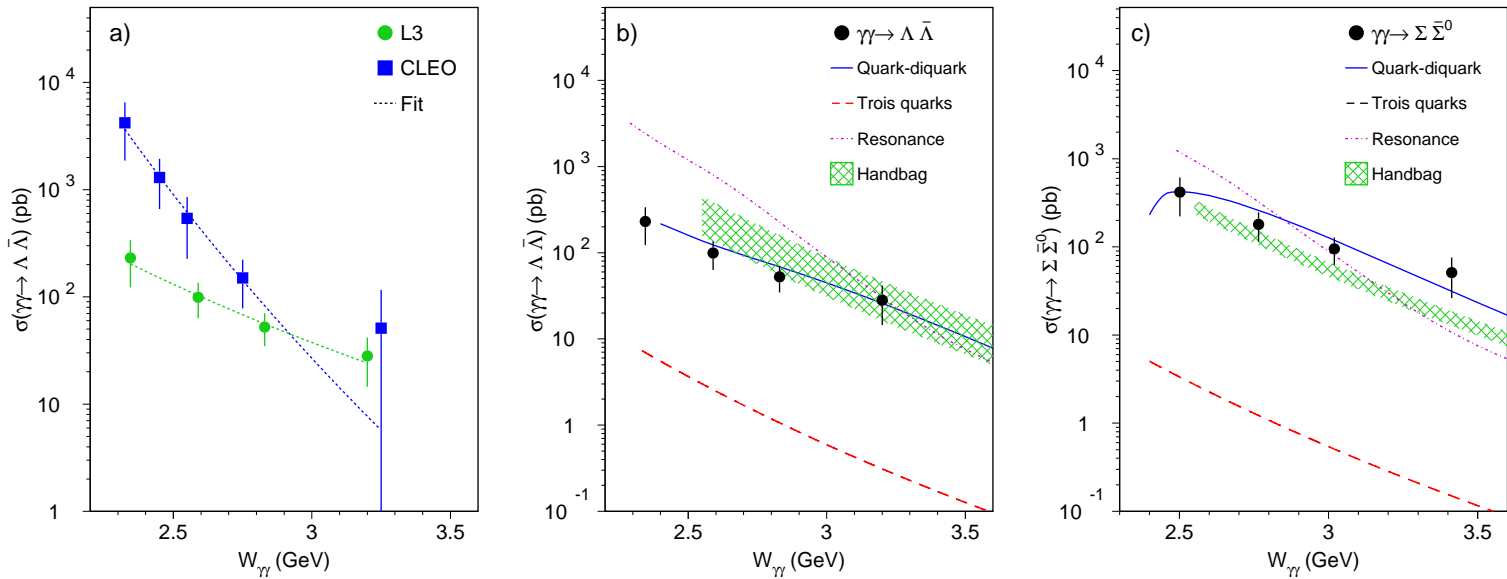


FIG. 5.25 – a) La section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ comparé aux précédentes mesures de CLEO [93]. L’ajustement de la forme $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ décrit dans le texte est montré sous forme de ligne traitillées. b) La section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ et c) $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0)$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ comparé aux prédictions du modèle de diquark (ligne pleine), des trois quarks (ligne pointillée), de l’approche handbag (bande hachurée) et du modèle de résonance (ligne traitillée-pointillée).

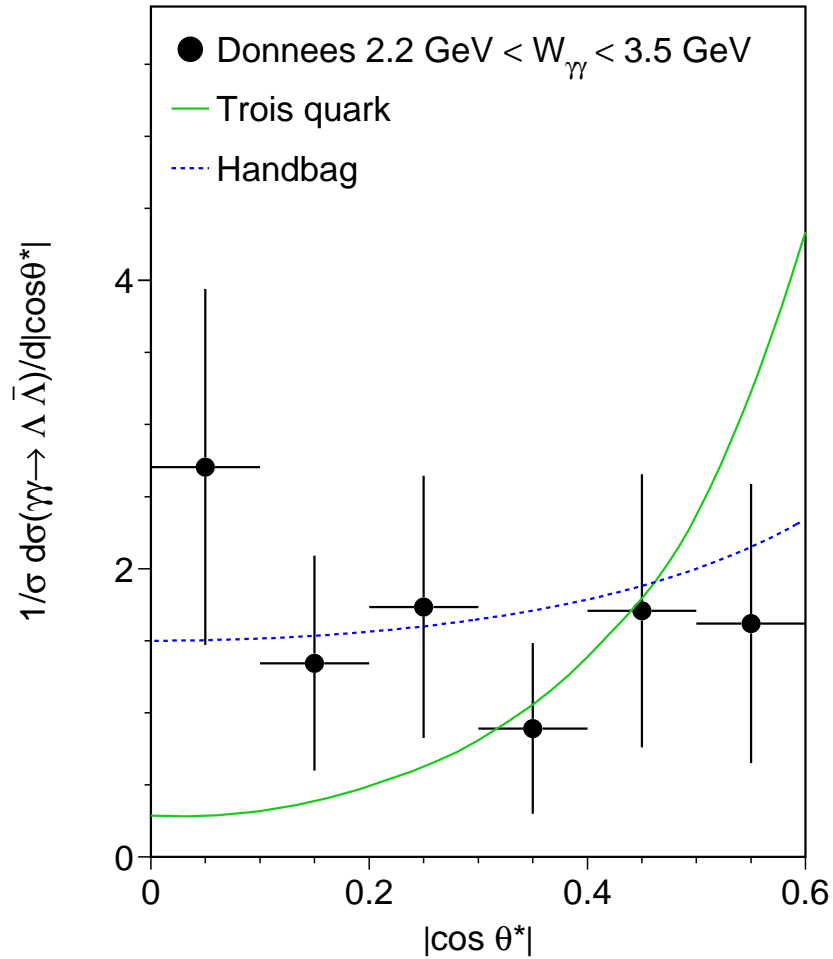


FIG. 5.26 – La section efficace différentielle $1/\sigma d\sigma/d|\cos\theta^*|$ de production de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$. Les prédictions du modèle des trois quarks sont indiquées par une ligne pleine, celles de l'approche handbag par une ligne pointillée.

l'état final, $\gamma\gamma \rightarrow n\bar{n}$ et $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^-\bar{\Sigma}^- \rightarrow n\pi^- \bar{n}\pi^+$ ($\text{BR}(\Sigma^- \rightarrow n\pi^-) > 99\%$) ne sont pas accessibles, les neutrons de basse énergie étant indétectables. L'étude du canal $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^+\bar{\Sigma}^+ \rightarrow p\pi^0 \bar{p}\pi^0$ requiert la reconstruction de deux π^0 en plus de l'identification de la paire $p\bar{p}$. L'efficacité de détection d'un tel état est trop petite pour mettre en évidence un signal vu la magnitude de la section efficace. Un problème identique se pose pour la reconstruction des paires $\Xi^0\bar{\Xi}^0 \rightarrow \Lambda\pi^0 \bar{\Lambda}\pi^0$ et $\Xi^-\bar{\Xi}^- \rightarrow \Lambda\pi^- \bar{\Lambda}\pi^-$.

5.3.5 Conclusion

En résumé, la statistique substantielle et le grand intervalle de masse $W_{\gamma\gamma}$ couvert par la mesure des différents processus permettent d'étudier avec précision la transition entre les régimes non-perturbatifs et perturbatifs. Différentes approches ont été développées pour décrire ces deux domaines, avec plus ou moins de succès.

Sans surprise, le modèle HSP de trois quarks est celui qui reproduit le moins bien les données à basse masse, puisqu'il est entièrement basé sur un calcul perturbatif. Il est par contre plus surprenant qu'il sous-estime autant les données à haute énergie, l'approche perturbative devant être en partie adaptée à cette région. Il faut toutefois avouer que les calculs théoriques ne tiennent ni compte des facteurs de forme des différents baryons, ni de la variation de la constante α_s , fixée à 0.2. Il est donc raisonnable de supposer que la normalisation n'est pas correcte. Cette hypothèse semble d'autant plus probable que les prévisions des modèles de trois quark et de diquark devraient converger aux alentours de 10 GeV, ce qui n'est possible que si les prédictions des trois quarks sont plus élevées.

Le modèle des diquarks offre une description plus conforme de la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$. Ceci n'est guère surprenant vu que les paramètres du modèle sont ajustés à partir des mesures du processus $\gamma p \rightarrow \gamma p$. On s'attend donc à ce que la section efficace d'annihilation $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ soit bien décrite par symétrie de croisement. Les canaux $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon sont également bien reproduits, la symétrie SU(3) restant une bonne approximation dans le domaine d'énergie exploré. La forme des distributions angulaires théoriques est néanmoins très semblable à celle prévue par le modèle de trois quarks. L'utilisation de diquarks n'est clairement pas suffisante pour tenir compte des effets non-perturbatifs. C'est en définitif l'approche HSP, même modifiée, qui perd sa validité à basse énergie.

Le modèle handbag repose sur une stratégie différente, les effets non-perturbatifs étant contenus dans les fonction de densité partoniques. La description relativement précise des sections efficaces $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon provient à nouveau du fait que les paramètres du modèle sont ajustés d'après la mesure du canal $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$. Les simplifications introduites dans cette approche (seul le cas où le quark primaire s'hadronise en baryon, l'antiquark en antibaryon est considéré) reviennent toutefois à négliger de nombreux effets liés aux processus non-perturbatifs. Il n'est donc pas étonnant que cette approche échoue quand il s'agit de décrire la section efficace différentielle près du seuil de production.

La région de basse masse, et par extension les effets non-perturbatifs, sont assez bien reproduits par le modèle d'échange de résonances. Ce modèle se révèle toutefois incapable de décrire les régions de plus haute masse, la distribution angulaire prédite par le terme non-perturbatif ne décrivant pas les données. L'analyse des sections efficaces $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon révèle également que l'utilisation d'une simple symétrie SU(3) n'est pas suffisante. Les dépendances des trajectoires et couplages de Regge avec le contenu en quark du baryon doivent être traitées plus rigoureusement. Somme toute, ce modèle contient trop d'approximations pour être réellement pertinent, bien qu'il permette de reproduire approximativement les caractéristiques de la section efficace près du seuil de production.

En conclusion, la zone où l'approche perturbative devient possible est relativement bien décrite par le modèle de diquark ou l'approche handbag. Un modèle de Regge basé sur l'échange de résonance semble reproduire les caractéristiques principales du domaine non-perturbatif. Aucun modèle ne réussit par contre à expliquer l'ensemble des données et la transition entre les deux zones. Il est fort probable que les effets non-perturbatifs soient trop complexes pour être décrits par de simples modèles phénoménologiques.

Chapitre 6

La production de baryons exotiques dans les collisions à deux photons

“Il y a trois sortes de mensonges : les mensonges, les sacrés mensonges et les statistiques.”

Mark Twain

Ce chapitre présente une étude sur la production de pentaquarks dans les collisions à deux photons. Un des grands mystères de la physique hadronique a toujours été l’absence apparente d’états composé de plus de trois quarks. Les nombres quantiques de l’ensemble des particules connues peuvent en effet tous s’expliquer en terme de configurations de paires quark-antiquark ou de trois quarks. Or aucune règle n’interdit la réalisation d’états plus complexes, à condition qu’ils soient singulets de couleur. L’existence de tels états, en particulier ceux composés de cinq quarks, a été proposée dès les premiers jours de la QCD [97]. Les recherches expérimentales de tels objets restèrent toutefois infructueuses et furent graduellement abandonnées.

L’intérêt pour la recherche de hadrons exotiques a été récemment ravivé avec l’observation d’une résonance proche de 1540 MeV dans le spectre de masse K^+n de la réaction $\gamma n \rightarrow K^+K^-n$ sur ^{12}C [98]. Ce mode de désintégration correspond à une résonance baryonique d’étrangeté $S = +1$, baptisée θ^+ et manifestement exotique. Elle

est interprétée comme un état de cinq quarks, un pentaquark, de contenu $(uudd\bar{s})$. Une dizaine d'observations similaires dans les spectres de masse K^+n et K_S^0p mesurés lors de réaction de photoproduction, hadroproduction, diffusion inélastique profonde ou interactions de neutrinos ont été reportées par la suite [99]. Une sélection de ces distributions est montrée sur la Figure 6.1. La largeur estimée du θ^+ , de l'ordre du MeV, est extrêmement inhabituel pour une résonance dont la masse dépasse d'environ 100 MeV celle de ses constituants. Son spin, sa parité et son moment magnétique ne sont pas encore déterminés, mais l'absence apparente de partenaire θ^{++} suggère que cet état appartienne à un singulet d'isospin. A l'heure actuelle, la statistique des données est encore trop faible pour constituer une preuve indiscutable de l'existence du θ^+ , d'autant plus que les différentes mesures de sa masse montrent une certaine dispersion. Les résultats sont résumés dans le Tableau 6.1. Une quinzaine de collaborations ont également tenté de mettre en évidence la présence de hadrons exotiques mais n'ont pas observé de signal (cf. Référence 100). Aucune recherche dans les réactions à deux photons n'a encore été entreprise.

6.1 Les approches théoriques

Si l'existence d'états exotiques a été suggérée avec l'avènement de la QCD, les prévisions spécifiques concernant le θ^+ ne datent que du début des années 1980 avec l'étude du modèle de solitons chiraux de Skyrme [101]. Ce modèle est une approximation de la QCD à basse énergie pour un grand nombre de couleurs dans lequel les baryons émergent comme des solitons. Il prédit l'existence d'un antidécuplet $\overline{10}$ avec $J^P = \frac{1}{2}^+$ qui ne peut pas être construit à partir de trois quarks uniquement. Le contenu de cet antidécuplet est montré sur la Figure 6.2. Une masse de 1530 MeV et une largeur de moins de 15 MeV ont été récemment calculées pour le θ^+ [102].

De nombreuses autres explications théoriques ont été avancées pour expliquer cet état exotique. Un modèle isotenseur décrit par exemple le θ^+ comme membre d'un isotenseur de pentaquarks. Sa largeur étroite résulterait d'une violation de la conservation d'isospin lors de sa désintégration. L'absence apparente du partenaire θ^{++} semble défavoriser cette idée. Dans une autre interprétation, le θ^+ est vu comme une combinaison d'un diquark et d'un triquark orbitant l'un autour de l'autre. La distance entre ces

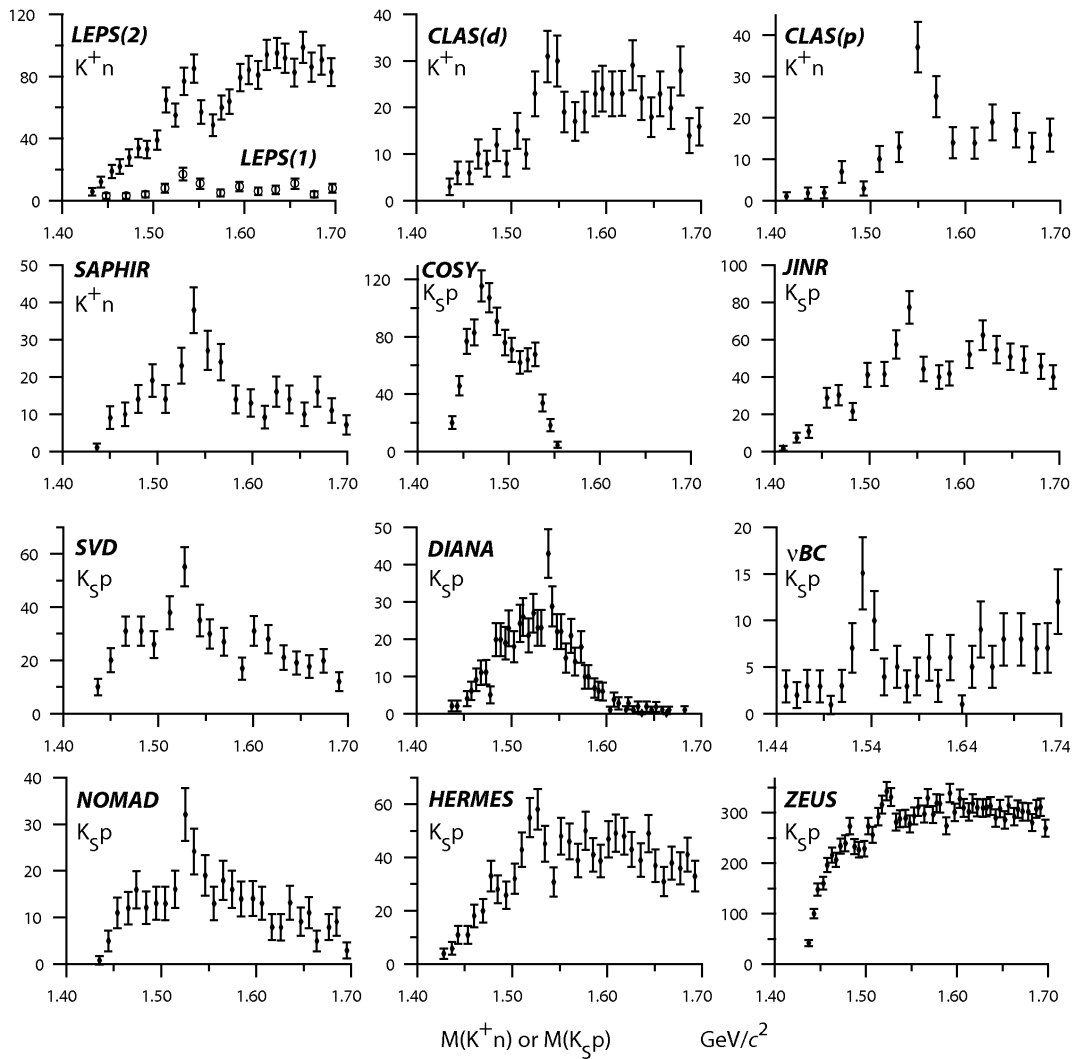


FIG. 6.1 – Les spectres de masse nK^+ et pK_S^0 des différentes expériences ayant rapporté la présence d'une résonance proche de 1.54 GeV , interprétée comme le pentaquark θ^+ .

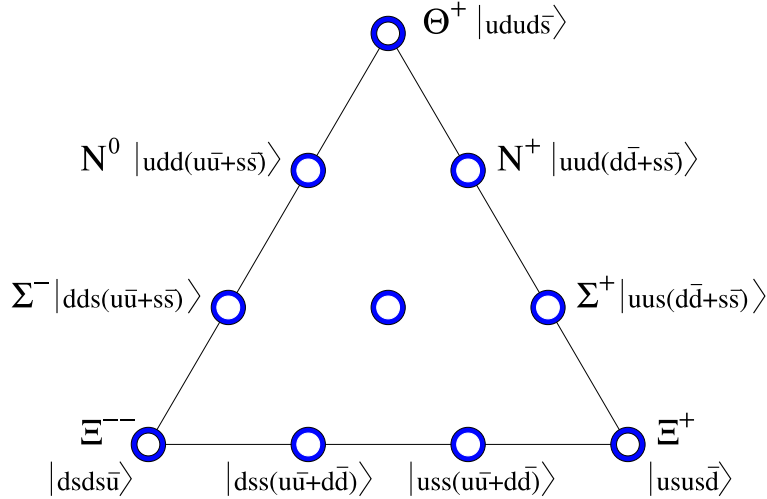


FIG. 6.2 – Le contenu en quark de l’antidécuplet de baryons $\overline{10}$.

objets est suffisamment grande pour qu’ils n’interagissent que faiblement entre eux et soient considérés comme quasi-élémentaires. Un modèle semblable décrit ce pentaquark comme une combinaison de deux diquarks et d’un quark. L’étroitesse de la largeur est attribuée au faible couplage entre cet état et le continuum KN . Ces deux visions prédisent l’existence d’un pentaquark de parité positive situé à l’apex d’un antidécuplet de baryons. De nombreuses autres explications ont été avancées, les théories les plus en vogue sont passées en revues dans l’article de Karliner [103].

La situation générale, tant du point de vue théorique qu’expérimental, reste incertaine et des informations additionnelles sont clairement nécessaires pour comprendre la nature de cet état.

6.2 Les mesures expérimentales

La recherche de pentaquark¹ θ^+ est basée sur des données récoltées par L3 durant les années 1998, 1999 et 2000 à des énergies de centre de masse, \sqrt{s} , variant entre

¹La notation θ^+ sera utilisée pour désigner à la fois l’état θ^+ et $\bar{\theta}^+$, à moins que le contraire soit explicitement spécifié.

Collaboration	Réaction	Canal	Masse (GeV)	Largeur (MeV)
LEPS	$\gamma^{12}\text{C} \rightarrow \text{K}^+\text{K}^-\text{X}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}^+\text{n}$	1540 ± 10	< 25
DIANA	$\text{K}^+\text{Xe} \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1539 ± 2	< 9
CLAS	$\gamma\text{d} \rightarrow \text{K}^+\text{K}^-\text{p}(\text{n})$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}^+\text{n}$	1542 ± 5	< 21
SAPHIR	$\gamma\text{d} \rightarrow \text{K}^+\bar{\text{K}}^0(\text{n})$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}^+\text{n}$	1540 ± 6	< 25
νBC	$\nu\text{A} \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1533 ± 5	< 20
CLAS	$\gamma\text{p} \rightarrow \pi^+\text{K}^+\text{K}^-(\text{n})$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}^+\text{n}$	1555 ± 10	< 26
HERMES	$\text{e}^+\text{d} \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1526 ± 3	13 ± 9
ZEUS	$\text{e}^+\text{p} \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1522 ± 3	8 ± 4
COSY-TOF	$\text{pp} \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}\Sigma^+$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1530 ± 5	< 18
SVD	$\text{PA} \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1526 ± 5	< 24
$\nu\text{BC}2$	$\nu\text{A} \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1532 ± 2	< 12
JINR	$\text{p}(\text{C}_3\text{H}_8) \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1545 ± 12	16 ± 4
JINR(2)	$\text{CC} \rightarrow \text{K}_S^0\text{pX}$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}_S^0\text{p}$	1532 ± 6	< 26
LPI	$\text{np} \rightarrow \text{npK}^+\text{K}^-$	$\theta^+ \rightarrow \text{K}^+\text{n}$	1541 ± 5	< 11

TAB. 6.1 – La liste des collaborations ayant observé un excès identifié comme le pentaquark θ^+ . Les masses et largeurs mesurées sont également données.

189 GeV et 209 GeV. Elles correspondent à une luminosité intégrée totale de 610 pb^{-1} et une énergie moyenne $\langle\sqrt{s}\rangle = 198 \text{ GeV}$. Les données sont analysées pour un espace de phase identique à celui utilisé dans l'analyse de la production inclusive de baryons, à savoir $W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$ et $Q^2 < 8 \text{ GeV}^2$.

Simulation Monte Carlo

Aucun modèle décrivant la production de particules exotiques dans les collisions à deux photons n'étant disponible, plusieurs simulations " θ^+ " ont spécialement été produites afin d'étudier les contraintes imposées sur les produits de désintégrations et estimer l'acceptance du signal attendu. Des larges échantillons de la réactions $\text{e}^+\text{e}^- \rightarrow \text{e}^+\text{e}^- \text{ hadrons}$ sont générés avec PHOJET et PYTHIA puis mélangés avec une petite quantité de pentaquarks. Le θ^+ est généré selon une fonction de Breit-Wigner centré sur une masse de 1.54 GeV et une largeur de 1 MeV, en accord avec les estimations d'une analyse de déphasage [104]. Le choix d'une largeur plus importante (quelques MeV) ne produit qu'une augmentation négligeable de la résolution finale, cette dernière étant

largement dominée par la résolution expérimentale. La désintégration $\theta^+ \rightarrow pK_S^0$ est générée isotropiquement dans le centre de masse du θ^+ . Des distributions d'impulsion transverse et de pseudo-rapacité identiques à celles des baryons $\Xi^-(1530)$ prédites par PHOJET et PYTHIA sont utilisées dans la génération des pentaquarks. Les spectres des différents baryons légers ($\Lambda, \Sigma, \Xi, \dots$) ou de mésons lourds ($J/\Psi, \eta_c, \dots$) étant très similaires, le choix d'une distribution particulière n'influence que marginalement la détermination de l'acceptance.

Sélection des événements

L'analyse débute par la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons. Des critères de sélection identiques à ceux utilisés dans l'analyse de la production inclusive de baryons sont employés. Ils consistent en :

- une coupure d'énergie. L'énergie totale mesurée dans le calorimètre électromagnétique et hadronique, E_{tot} , ne doit pas excéder 40% de \sqrt{s} afin d'exclure les événements d'annihilation. De plus, l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique doit rester inférieure à 50 GeV pour éliminer les événements du type $e^+e^- \rightarrow \gamma Z$ et dépasser 500 MeV afin de rejeter les événements dus à une interaction faisceau-gaz ou faisceau paroi.
- une coupure de multiplicité. Un minimum de 6 particules doivent être détectées afin de réduire le bruit de fond $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-(\gamma)$.
- une coupure d'anti-tag. Aucun dépôt d'énergie de plus de 30 GeV ne doit être observé dans les moniteurs de luminosité couvrant la région angulaire $31 \text{ mrad} < \theta < 62 \text{ mrad}$. Cette condition limite la virtualité Q^2 des photons à 8 GeV^2 , leur valeur moyenne vaut $\langle Q^2 \rangle \simeq 0.2 \text{ GeV}^2$.
- une coupure de masse. La masse effective visible, W_{vis} , de toutes les particules doit être supérieure à 5 GeV. Ce critère permet de rejeter les événements produit dans la formation de résonance de même que des processus diffractifs tel que $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$.

Environ 3 millions d'événements sont sélectionnés avec une efficacité globale de 45% et une pureté supérieure à 99%. Les états θ^+ sont identifiés en reconstruisant les désintégrations $\theta^+ \rightarrow pK_S^0 \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Les événements contenant au moins une trace provenant du point d'interaction primaire et un vertex secondaire correspondant

à la désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sont sélectionnés. Afin de réduire le bruit de fond combinatorial, les vertex secondaires doivent satisfaire les conditions suivantes :

- chaque trace formant le vertex doit toucher au moins 12 fils de la TEC sur un maximum de 62 et avoir une impulsion transverse de plus de 100 MeV.
- la distance entre le point d’interaction primaire et le vertex secondaire dans le plan transverse à la direction du faisceau doit être supérieur à 5 mm.
- l’angle entre l’impulsion transverse totale des deux particules formant le vertex secondaire et la direction dans le plan transverse entre le point d’interaction primaire et le vertex secondaire (direction de vol) doit être inférieur à 75 mrad.
- la perte d’énergie moyenne dE/dx mesurée dans le traceur pour chaque trace doit être compatible avec celle d’un pion avec une probabilité supérieure à 1%.

La distribution de la masse invariante du système $\pi^+\pi^-$, $m(\pi\pi)$, est affichée sur la Figure 6.3. Un pic correspondant au K_S^0 est clairement observable. Ce spectre est ajusté avec deux distributions gaussiennes pour le signal et un polynôme du deuxième ordre pour le bruit de fond. Le résultat donne une valeur centrale de 497.6 ± 0.1 MeV pour le pic, en accord avec la valeur attendue de 497.7 MeV [51]. Les combinaisons se situant dans un intervalle de 20 MeV autour de la valeur centrale sont sélectionnés pour le reste de l’analyse. La pureté des K_S^0 avoisine les 69%.

Les protons sont définis comme des traces touchant au moins 30 fils de la TEC et ayant une distance d’approche minimale avec le point d’interaction primaire dans le plan transverse (DCA) inférieure à 3 mm. La probabilité d’être un proton basée sur la mesure de la perte d’énergie dE/dx doit être supérieure à 5% tandis que la compatibilité avec les hypothèses du pion et du kaon ne doivent pas dépasser 1%. La perte d’énergie pour les 10963 protons et antiprotons sélectionnés est montrée sur la Figure 6.4 en compagnie des prédictions théoriques basées sur la formule de Bethe-Bloch. La pureté de l’échantillon dépasse 98%.

Les distributions de la masse invariante des systèmes pK_S^0 , $m(pK_S^0)$, sont affichées sur la Figure 6.5 pour les protons et les antiprotons séparément. Elles sont bien reproduites par les prédictions de PYTHIA et ne présentent aucune excès autour de 1.54 GeV. Puisque leurs formes sont similaires, les deux spectres sont combinés en un seul échantillon. Afin de permettre la comparaison avec les mesures de production inclusive de baryons, l’espace de phase est restreint à l’intervalle $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$

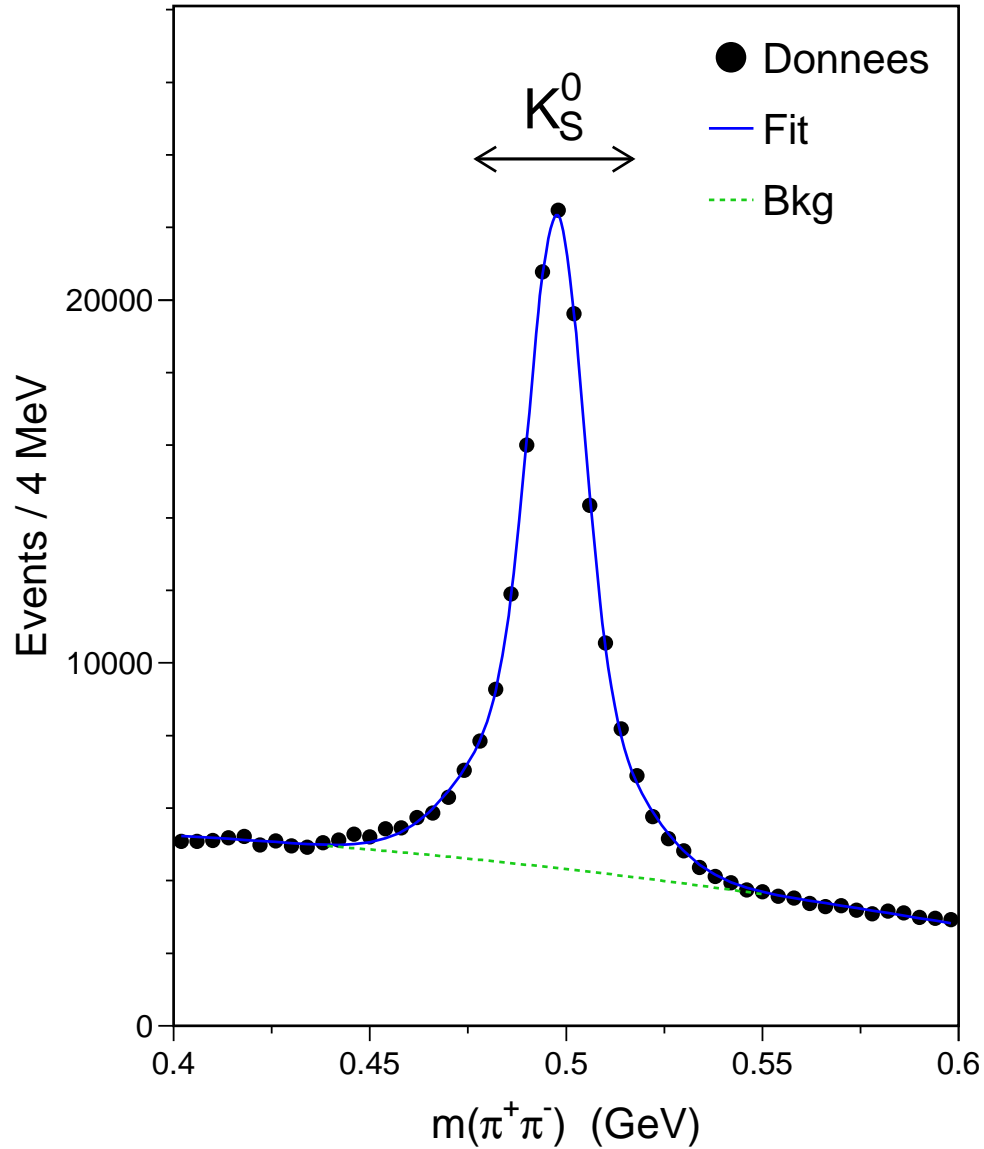


FIG. 6.3 – La distribution de la masse effective des systèmes $\pi^+\pi^-$, $m(\pi^+\pi^-)$, pour les vertex secondaires remplissant les critères de sélection énumérés dans le texte. Les données sont ajustées avec deux distributions gaussiennes pour le signal et un polynôme du deuxième ordre pour le bruit de fond. Les candidats K_S^0 sont sélectionnés dans une fenêtre de 20 MeV autour de la valeur centrale du pic.

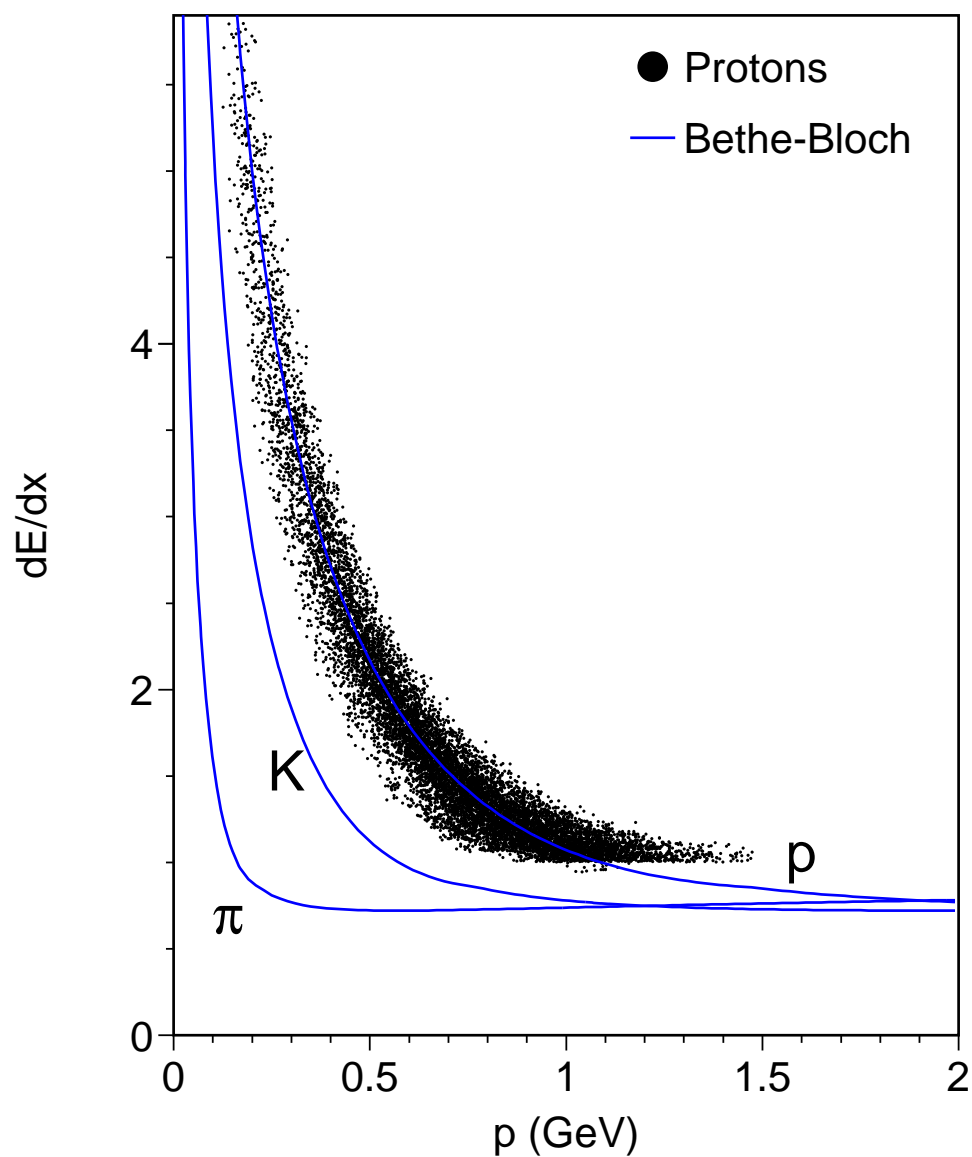


FIG. 6.4 – Distribution de la perte d'énergie dE/dx en fonction de l'impulsion des 10963 protons et antiprotons sélectionnés. Les prédictions théoriques basées sur la formule de Bethe-Bloch pour les protons, kaons et pions sont également montrées.

et $|\eta| < 1.2$. Cette coupure n'élimine que peu d'événements, l'acceptance étant quasiment limitée à cette région. Un ajustement de la distribution de masse résultante avec un polynôme de quatrième degré montre que cette distribution est compatible avec l'hypothèse d'un bruit de fond ne contenant aucun signal, comme l'illustre la Figure 6.5c.

Limite supérieure et multiplicité

Une limite supérieure sur le nombre de θ^+ est déterminée à l'aide d'un ajustement de maximum de vraisemblance du spectre de masse $m(pK_s^0)$ dans l'intervalle $1.45 \text{ GeV} < m(pK_s^0) < 1.8 \text{ GeV}$. La fonction de vraisemblance utilisée s'écrit :

$$\mathcal{L} = pg(x) + (1 - p)b(x) \quad (6.1)$$

avec p la fraction du signal dans la région ajustée. Le bruit de fond, $b(x)$, est paramétrisé par un polynôme de quatrième ordre tandis que le signal est décrit par une distribution gaussienne, $g(x)$, centrée sur une masse de 1.54 GeV. La résolution du signal attendu, déterminée à partir de la simulation, est estimé à $14 \pm 0.6 \text{ MeV}$. Le résultat de l'ajustement fournit une valeur négative mais compatible avec zéro, $p = -0.0066 \pm 0.0070$. Restreignant la mesure dans la région physique $p \geq 0$, une limite supérieure $p = 0.011$ est obtenue, correspondant à une limite de 56.1 pentaquarks à un niveau de confiance de 95%.

L'efficacité de détection d'un θ^+ est estimée en appliquant un ajustement identique à la simulation correspondante. Elle inclut les effets d'acceptance, les critères de sélection et les taux de branchement $\text{BR}(K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 0.69$ et $\text{BR}(\theta^+ \rightarrow pK_s^0) = 0.25$. Le taux $\text{BR}(\theta^+ \rightarrow pK_s^0)$ comprend un facteur 1/2 prenant en considération les deux désintégrations possibles $\theta^+ \rightarrow pK^0$ et $\theta^+ \rightarrow nK^+$ ainsi qu'un facteur 1/2 provenant de la décomposition $K^0 = 1/2K_L^0 + 1/2K_S^0$. Une efficacité de détection totale de 0.61% est obtenue. Cette petite valeur s'explique par l'utilisation de critères de sélection très strictes dans l'identification de l'antiproton et le faible taux de branchement $\theta^+ \rightarrow pK_s^0$. L'efficacité des déclencheurs est évaluée à 83%. La limite supérieure sur la multiplicité des pentaquark θ^+ par événement photon-photon, m_{θ^+} , est calculée dans la région $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$:

$$m_{\theta^+} < 1.5 \cdot 10^{-3}$$

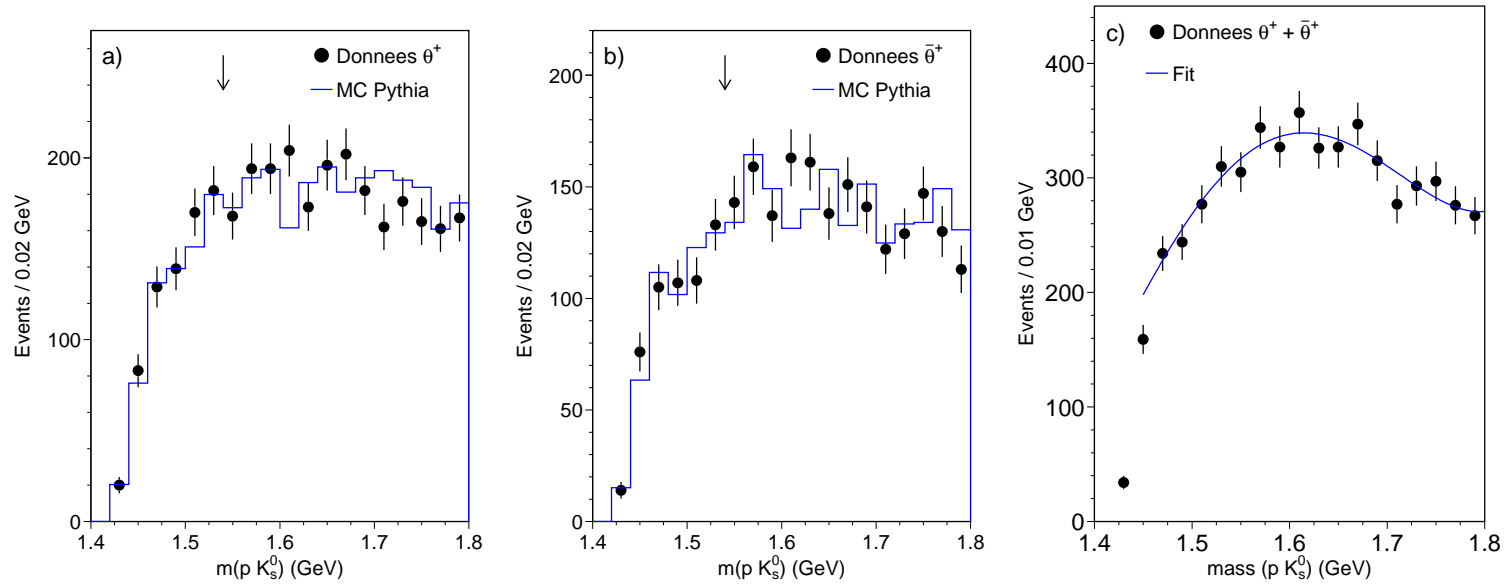


FIG. 6.5 – Les distributions de la masse des systèmes pK_S^0 , $m(pK_S^0)$, pour a) les protons et b) les antiprotons en compagnie des prédictions du Monte Carlo PYTHIA. La flèche indique la position du signal attendu autour de 1.54 GeV. c) La distribution de la masse $m(pK_S^0)$ pour l'espace de phase $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 1.2$ avec le résultat de l'ajustement par un polynôme de quatrième degré.

La contribution principale à l'incertitude systématique provient de la procédure de sélection, déterminée en variant la valeur des critères de sélection. L'incertitude associée à la reconstruction des K_S^0 vaut 9% et celle liée à l'identification des protons 4%. L'incertitude systématique due à la détermination de l'efficacité est évaluée à 4%. Elle englobe les incertitudes sur la simulation de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons ainsi que sur la modélisation des pentaquarks. Elle est estimée en comparant les efficacités prédites par PHOJET et PYTHIA ainsi qu'en utilisant différentes distributions d'impulsion transverse et de pseudo-rapacité dans la génération des θ^+ . L'incertitude systématique due à la statistique limitée des Monte Carlo est égale à 4%. La somme quadratique de ces différentes sources donne une incertitude systématique totale de 11%. Adoptant l'approche la plus conservatrice, cette incertitude est additionnée au résultat précédent et donne la valeur finale :

$$m_{\theta^+} < 1.7 \cdot 10^{-3}$$

à 95% de niveau de confiance.

Pour essayer d'améliorer la sensibilité de détection, différents sous-échantillons ont été analysés en utilisant des critères de sélection plus strictes ou en rejetant les vertex secondaires compatibles avec l'hypothèse du Λ . Puisque l'étrangeté est conservée dans les interactions fortes, les échantillons contenant un kaon additionnel en plus de la paire pK_S^0 ont également été inspectés. Dans tous les cas, aucun signal significatif de la présence de θ^+ n'a été détecté.

Comparaison avec la production de baryons

La limite supérieure sur la multiplicité du θ^+ est reportée dans le Tableau 6.2 et affichée sur la Figure 6.6 en compagnie des multiplicités précédemment mesurées dans la production inclusive de baryons. Elle est environ un ordre de grandeur supérieure à la multiplicité du $\Xi^0(1530)$, un baryon de masse presque identique. Une analyse similaire dans les réactions d'annihilation e^+e^- basée sur une luminosité intégrée de 123 fb^{-1} [105] donne une limite pour la production de pentaquarks environ dix fois inférieure à la formation de $\Xi^0(1530)$. Une plus grande statistique et un détecteur bien plus performant seraient nécessaire pour nous permettre d'atteindre une telle sensibilité.

La Collaboration NA49 [106] a également annoncé l'observation de deux résonances

	Λ	Ξ^-	$\Xi^0(1530)$	θ^+
masse (GeV)	1115.683 ± 0.006	1321.32 ± 0.13	1531.80 ± 0.32	~ 1540
multiplicité	$(1.57 \pm 0.11) \cdot 10^{-2}$	$(7.8 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$	$(2.0 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$	$< 1.7 \cdot 10^{-3}$

TAB. 6.2 – Les masses et multiplicités des baryons Λ , Ξ^- , $\Xi^0(1530)$ et θ^+ par événement photon-photon mesurées dans l'espace de phase $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.2$ et $W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$. L'incertitude comprend les contributions statistiques et systématiques.

exotiques, les $\Xi_{3/2}^{--}(1862)$ et $\Xi_{3/2}^0(1860)$, composé respectivement des quarks $ddss\bar{u}$ et $udd\bar{s}$. Ces états ont également fait l'objet de recherches via les désintégrations $\Xi^{--} \rightarrow \Xi^- \pi^-$ et $\Xi^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$. L'analyse de ces canaux a été présentée dans le chapitre consacré à la production inclusive de baryons $\Xi^0(1530)$. Les distributions de la masse invariante des systèmes $\Xi^- \pi^-$ et $\Xi^- \pi^+$ sont montrés dans la Figure 6.7. Un signal correspondant à la désintégration $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^- \pi^+$ est clairement visible sur le spectre de masse des systèmes $\Xi^- \pi^+$. Aucun excès correspondant à la présence des états $\Xi_{3/2}^{--}(1862)$ et $\Xi_{3/2}^0(1860)$ n'est par contre observé.

Les récents résultats préliminaires de la Collaboration CLAS [107], basés sur une statistique bien plus importante que les mesures précédemment publiés, ne montrent aucun signe de la présence du θ^+ alors que celui-ci devrait être clairement visible. L'analyse de grands échantillons de données par la Collaboration WA89 [108] n'a également pas confirmé l'existence des pentaquarks $\Xi_{3/2}^{--}(1862)$ et $\Xi_{3/2}^0(1860)$. Ceci laisserait à penser que ces pentaquarks ne sont que le fruit de fluctuations statistiques et existent pas réellement.

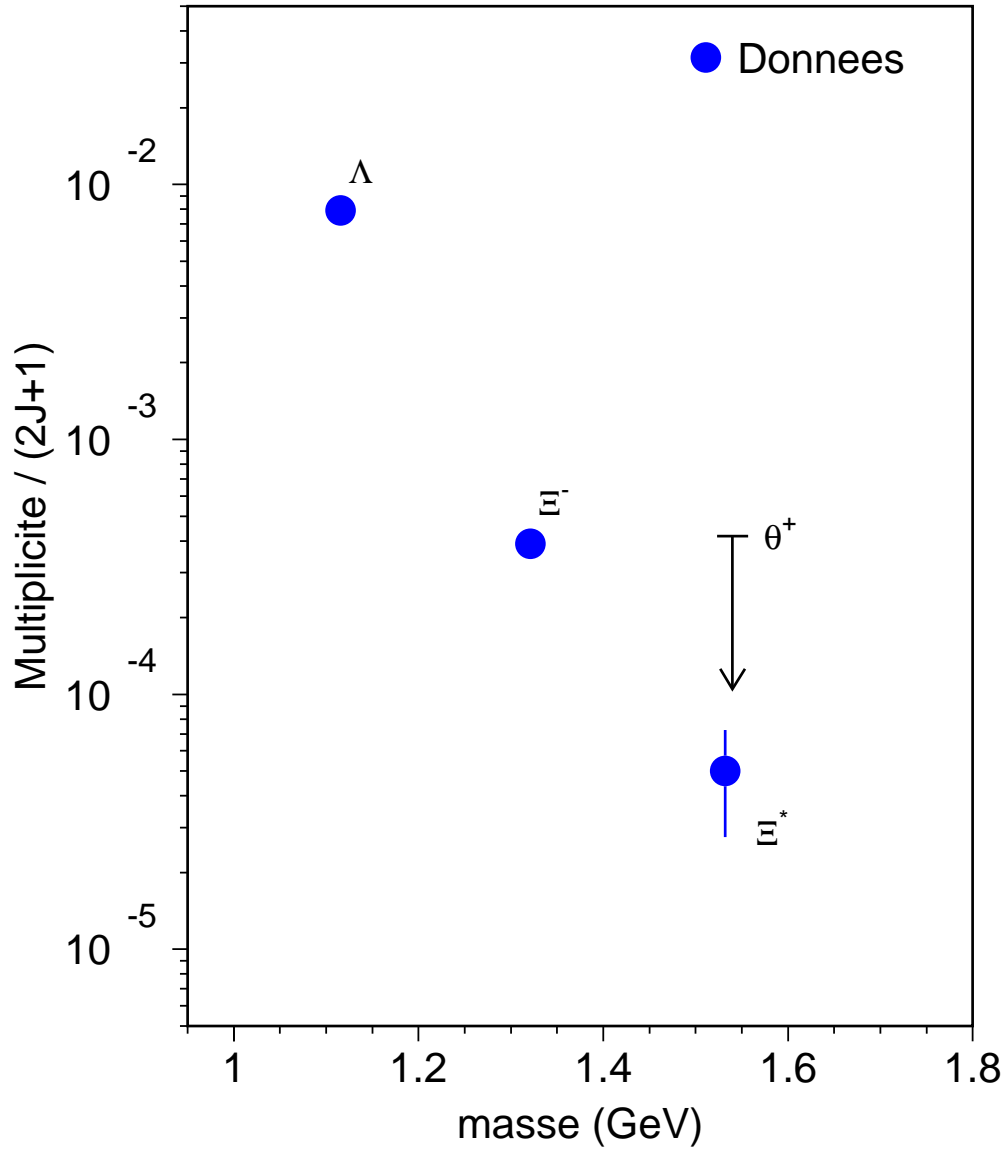


FIG. 6.6 – La multiplicités des baryons Λ , Ξ^- , $\Xi^0(1530)$ et θ^+ par événement photon-photon en fonction de leur masse. Ces mesures couvrent l'espace de phase $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.2$ et $W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$. Une valeur $J = 1/2$ est assignée au θ^+ . La limite supérieure est indiquée par la flèche.

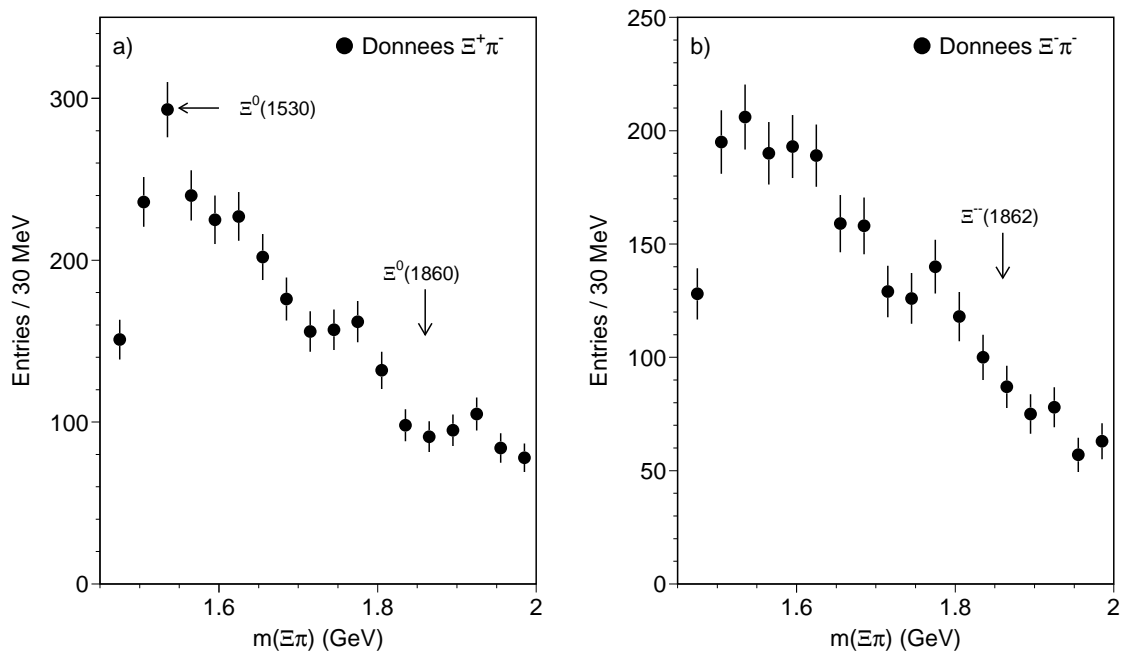


FIG. 6.7 – Les distributions de la masse invariante a) des systèmes $\Xi^-\pi^+$, $m(\Xi^-\pi^+)$, et b) des systèmes $\Xi^-\pi^-$, $m(\Xi^-\pi^-)$. Un signal correspondant à la désintégration $\Xi^0(1530) \rightarrow \Xi^-\pi^+$ est clairement visible sur le spectre de gauche. Les flèches indiquent la position des pentaquarks attendus autour de 1.86 GeV.

Chapitre 7

Conclusion

“Même un voyage de plusieurs milliers de kilomètres commence toujours par un simple pas”

Lao-Tse

Ce travail de thèse présente une analyse de la production de baryons dans les réactions à deux photons. Cette étude s'est essentiellement concentrée sur les propriétés de l'interaction forte dans le domaine des basses énergies, les effets non-perturbatifs et les modèles phénoménologiques utilisés pour les décrire.

La première partie de ce mémoire est consacrée à l'analyse de la production inclusive de baryons Λ , Ξ^- et $\Xi^0(1530)$ dans la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons. Ces mesures sont effectuées à l'aide d'un échantillon de 610 pb^{-1} de données à $\langle\sqrt{s}\rangle = 198 \text{ GeV}$ pour un espace de phase $W_{\gamma\gamma} > 5 \text{ GeV}$, $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.2$ et une virtualité moyenne des photons $\langle Q^2 \rangle \simeq 0.2 \text{ GeV}^2$.

A basse impulsion transverse, la section efficace est décrite par une paramétrisation de la forme $d\sigma/dp_t^2 \propto \exp(-ap_t^2)$, avec un paramètre a presque indépendant du baryon produit. Ce comportement peut être interprété comme une conséquence du processus d'hadronisation dans le modèle de fragmentation en cordes. A plus grand p_t , la forme de la section efficace est dictée par les processus durs et tend vers une loi de puissance $d\sigma/dp_t^2 \propto pt^{-4}$.

Les données sont globalement bien reproduites par les Monte Carlo PHOJET et

PYTHIA. Une étude plus détaillée révèle que la normalisation absolue des prédictions dépend des modèles de production employés par chaque générateur tandis que leurs formes sont dictées par les mécanismes de fragmentation dans la région de bas p_t . Bien que les paramètres contrôlant l'hadronisation soient principalement ajustés à l'aide d'événements hadroniques à $\sqrt{s} \simeq m_Z$, ils permettent d'obtenir une description relativement correcte des réactions à deux photons. Cette universalité des processus de fragmentation s'observe également dans les réactions hadron-hadron, photon-hadron et photon-photon, pour lesquelles le comportement de la section efficace de production inclusive de baryon est identique à celui observé dans les collisions photon-photon.

La seconde partie de cette thèse présente une analyse de la production exclusive de paires $p\bar{p}$, $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ dans les réactions à deux photons. La statistique substantielle et le grand intervalle de masse $W_{\gamma\gamma}$ couvert par la mesure des différents processus permettent d'étudier avec précision la transition entre les régimes non-perturbatifs et perturbatifs.

La section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$ présente un bon accord avec les récentes mesures de CLEO et BELLE, contrairement aux résultats d'OPAL qui se situent en dessous de nos données dans la région de basse masse $W_{\gamma\gamma}$. Les prédictions du modèle des trois quarks se trouvent environ un ordre de grandeur en dessous des résultats, tandis que le modèle quark-diquark décrit globalement bien les observations. L'approche basée sur l'échange de résonances est celle qui reproduit le mieux les mesures. Un ajustement de la section efficace avec une loi de puissance $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ dans l'intervalle $2.2 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$ donne $n = 12.1 \pm 0.2$.

La distribution angulaire de la région $2.1 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.5 \text{ GeV}$ est principalement concentrée autour des petites valeurs de $|\cos\theta^*|$. Cette forme est bien différente de celle prédite par les modèles de trois quarks ou de diquark, mais plus conforme à celle prévue par le modèle de résonances. Le domaine $2.5 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.9 \text{ GeV}$ est relativement plat et peut être interprété comme une zone de transition. Il ne présente qu'un accord partiel avec les différentes courbes théoriques. Le modèle de résonance, en particulier, montre un comportement différent des autres approches et ne reproduit pas les données. La région $2.9 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 4.5 \text{ GeV}$ voit finalement apparaître une distribution angulaire piquée à grand $|\cos\theta^*|$, caractéristique des approches perturbatives. En définitif, aucun modèle ne réussit à expliquer l'ensemble des données et la

transition entre les deux zones.

La section efficace $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ montre une décroissance avec $W_{\gamma\gamma}$ moins prononcée que celle observée par CLEO. Un ajustement de la forme $\sigma \propto W_{\gamma\gamma}^{-n}$ fournit une valeur $n = 6.9 \pm 3.1$. Aucune mesure des réactions $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ et $\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ n'ont encore été reportées avant ce travail. Le taux de production $\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ est compatible avec zéro tandis que le rapport des sections efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0)/\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}) \simeq 2$. Comme dans le cas proton-antiproton, les états finaux $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ sont relativement bien reproduits par le modèle de diquarks tandis que celui des trois quarks sous-estime les sections efficaces d'un ordre de grandeur. Les prédictions de l'approche handbag décrivent assez bien les données alors que le modèle de résonance prévoit une pente plus élevée que celle effectivement observée. Les rapports de production entre les différents canaux sont approximativement dictés par une symétrie de saveur SU(3). La même symétrie est invoquée pour expliquer la suppression apparente du canal $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ par rapport à la production de paires $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$.

Certains aspects de la structure des hadrons ont finalement été traités dans la troisième partie de ce mémoire à travers l'étude de baryons exotiques, les pentaquarks. L'analyse s'est plus particulièrement concentrée sur la recherche du pentaquark θ^+ , que plusieurs expériences prétendent avoir observé à une masse proche de 1540 MeV. La statistique des mesures reste à ce jour trop limitée pour constituer une preuve formelle de l'existence d'un tel état. La recherche de θ^+ dans les collisions à deux photons est basée sur des données récoltées à une énergie moyenne $\langle\sqrt{s}\rangle = 198$ GeV, correspondant à une luminosité intégrée de 610 pb^{-1} . Aucun signal significatif n'a été observé et une limite supérieure sur la multiplicité du θ^+ par événement photon-photon, m_{θ^+} , a été dérivée pour l'espace de phase $W_{\gamma\gamma} > 5$ GeV, $0.4 \text{ GeV} < p_t < 2.5$ GeV et $|\eta| < 1.2$:

$$m_{\theta^+} < 1.7 \cdot 10^{-3}$$

Cette limite est environ un ordre de grandeur supérieure à la multiplicité du baryon $\Xi^0(1530)$.

Nous concluerons sur une note réaliste en constatant que le comportement de l'interaction forte à basse énergie est trop complexe pour être décrit par des modèles phénoménologiques, aussi compliqués soient-ils. Les espoirs sont placés dans la QCD sur réseau, mais les progrès dans ce domaine restent trop limités pour envisager son application à de tels problèmes avant plusieurs années.

Table des figures

1.1	Particules élémentaires et de leurs principales propriétés.	3
1.2	Evolution des constantes de couplage du Modèle Standard	4
2.1	Diagramme de Feynmann du processus $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$	8
2.2	Différents diagrammes de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$	10
2.3	Cinématique de la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$	12
2.4	Fonction de luminosité différentielle $d\mathcal{L}_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}/dz$	19
2.5	Sections efficaces des principaux processus étudiés au LEP	22
3.1	Situation du LEP et schéma de la chaîne de pré-accélération	26
3.2	Photographie du détecteur L3	28
3.3	Schéma du détecteur L3 et de ses composants	29
3.4	Schéma de la partie interne du détecteur L3	30
3.5	Vues de la TEC	32
3.6	Principe de fonctionnement de la TEC	34
3.7	Vues du détecteur de microvertex au silicium (SMD)	35
3.8	Vues du calorimètre électromagnétique (BGO)	36
3.9	Forme typique des gerbes formées dans la BGO par un photon ou un hadron	38
3.10	Vues du calorimètre hadronique	40
3.11	Vues des chambres à muons	41

4.1	Classes d'événements contribuant à la réaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons . . .	52
4.2	Diagramme de la diffusion inélastique électron-photon.	55
4.3	Graphique de la fonction de structure $F_2^\gamma(x)$ en fonction de x	56
4.4	Illustration du mécanisme de fragmentation dans le modèle diquark . . .	66
4.5	Illustration du mécanisme de fragmentation dans le modèle popcorn . . .	67
4.6	Distribution des variables utilisées dans la sélection des événements $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ hadrons	75
4.7	Topologie typique de la désintégration des baryons Λ et Ξ^-	76
4.8	Distribution de variables utilisées pour la sélection des candidats Λ . . .	78
4.9	Distribution de variables utilisées pour la sélection des candidats Λ (suite)	79
4.10	Distributions de la masse invariante des candidats Λ	80
4.11	Distributions de la masse invariante des candidats Λ (suite)	81
4.12	Événement $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Lambda X$ typique	82
4.13	Événement $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Lambda X$ typique (zoom)	83
4.14	Distribution de la masse invariante des candidats Λ comparées aux pré- dictions Monte Carlo.	84
4.15	Distribution de variables utilisées pour la sélection des candidats Ξ^- . . .	88
4.16	Distributions de la masse invariante des candidats Ξ^-	89
4.17	Événement typique $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Xi X$	90
4.18	Distribution de la masse invariante des candidats Ξ^- et Ω^-	91
4.19	Distribution de la masse invariante des candidats $\Xi^0(1530)$	93
4.20	Efficacité totale de détection	95
4.21	Section efficace $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Lambda X)$ en fonction de l'énergie \sqrt{s}	101
4.22	Sections efficaces inclusives $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Lambda X)$ et $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \Xi^- X)$ en fonction de p_t^2	103
4.23	Comparaison entre les sections efficaces de production inclusive de Λ mesurées dans différentes réactions	105
4.24	Comparaison entre les sections efficaces et les prédictions Monte Carlo. . .	106

4.25	Influence des paramètres contrôlant la fragmentation sur les prédictions de PYTHIA	108
4.26	Multiplicité de baryons en fonctions de leur masse	111
5.1	Configuration cinématique du processus $\gamma\gamma \rightarrow$ hadron antihadron . . .	114
5.2	Illustration graphique de la factorisation du processus $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon	116
5.3	Facteurs de forme phénoménologiques des couplages photons, gluons et diquarks	119
5.4	Diagrammes contribuant au processus $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon	120
5.5	Prédictions pour les sections efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon) dans le modèle des diquarks	121
5.6	Illustration du mécanisme de production $\gamma\gamma \rightarrow$ baryon antibaryon dans l'approche handbag	123
5.7	Événement typique $e^+e^- \rightarrow e^+e^- p\bar{p}$	130
5.8	Distributions des variables utilisées par les réseaux de neurones	132
5.9	Distribution de la réponse du réseau antiproton/électron	134
5.10	Distribution de la réponse du réseau antiproton/pion-kaon-muon	135
5.11	Distributions finales des réponses des réseaux de neurones	137
5.12	Masse invariante des paires proton-antiproton sélectionnées	138
5.13	Distribution de l'impulsion transverse de la paire proton-antiproton . . .	139
5.14	Efficacité de détection d'une paire proton-antiproton	142
5.15	Section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ comparées aux prédictionne théoriques . . .	146
5.16	Section efficace différentielle normalisée $1/\sigma d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $. .	149
5.17	Section efficace différentielle normalisée $1/\sigma d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $ (suite)	150
5.18	Section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$ pour différentes plages de $ \cos\theta^* < 0.3$. .	151
5.19	Production de mésons η_c	154
5.20	Distribution de variables utilisées dans la sélection des paires $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$	157

5.21	Distribution de la masse invariante des candidats Λ	159
5.22	Distribution de la masse invariante des candidats Σ^0	160
5.23	Evénement typique $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda\bar{\Lambda}$	162
5.24	Efficacité de détection d'une paire $\Lambda\bar{\Lambda}$	165
5.25	Sections efficaces $\Lambda\bar{\Lambda}$ et $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ comparées aux mesures précédentes et prédictions théoriques	168
5.26	Section efficace différentielle normalisée $d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})/d \cos\theta^* $	169
6.1	Distributions de masse invariantes des expériences ayant rapporté la présence d'un signal correspondant au θ^+	175
6.2	Contenu en quark de l'antidécuplet de baryons $\bar{10}$	176
6.3	Distribution de la masse invariante des candidats K_S^0	180
6.4	Perte d'énergie dE/dx en fonction de l'impulsion pour les protons sélectionnés	181
6.5	Distribution de la masse invariante des candidats θ^+	183
6.6	Multiplicités des baryons Λ , Ξ^- , $\Xi^0(1530)$ et θ^+	186
6.7	Distribution de la masse invariante des candidats $\Xi^{--}(1862)$ et $\Xi^0(1860)$	187

Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques du LEP	26
3.2	Couverture polaire des différents sous-détecteurs de L3	31
4.1	Structure d'un événement généré par PYTHIA	58
4.2	Liste des sous-processus durs $2 \rightarrow 2$ et des processus mous utilisés par PYTHIA pour simuler les interactions photon-photon	60
4.3	Structure d'un événement produit par le processus élémentaire de diffusion $q\bar{q} \rightarrow gg$	61
4.4	Structure d'un événement non-diffractif ($AB \rightarrow X$) généré par PYTHIA	62
4.5	Liste des processus de base utilisés par PHOJET pour générer les interactions photon-photon	64
4.6	Liste des principaux paramètres de JETSET et de ceux reliés à la production de baryons	69
4.7	Energies de centre de masse et luminosités des différentes périodes de prise de données	72
4.8	Résultats des ajustements des spectres de masse pour la production inclusive de Λ en fonction de l'impulsion transverse	85
4.9	Résultats des ajustements des spectres de masse pour la production inclusive de Λ en fonction de la pseudo-rapacité	85
4.10	Résultats des ajustements des spectres de masse pour la production inclusive de Ξ^- en fonction de l'impulsion transverse	87

4.11	Résultats des ajustements des spectres de masse pour la production inclusive de Ξ^- en fonction de la pseudo-rapacité	88
4.12	Incertitudes systématiques des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Xi^-X$ en fonction de l'impulsion transverse	97
4.13	Incertitudes systématiques des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Xi^-X$ en fonction de la pseudo-rapacité	98
4.14	Sections efficaces différentielles $d\sigma/dp_t$ et $d\sigma/dp_t^2$ pour la production inclusive de Λ , Ξ^- et $\Xi^0(1530)$ en fonction de l'impulsion transverse . . .	99
4.15	Section efficace différentielle $d\sigma/d \eta $ pour la production inclusive de Λ et Ξ^- en fonction de la pseudo-rapacité	100
4.16	Résultat des ajustement des sections efficaces $d\sigma/dp_t^2$ et $d\sigma/dp_t$ pour la production inclusive de Λ et Ξ^-	102
4.17	Contribution des différents sous-processus générés par PYTHIA à la section efficace différentielle $d\sigma/dp_t(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\Lambda X)$	109
4.18	Multiplicité des baryons Λ , Ξ^- et $\Xi^0(1530)$	110
5.1	Efficacité et pureté des réseaux de neurones	136
5.2	Bruits de fond contribuant à la section efficace $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$	140
5.3	Efficacité de détection en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ et $ \cos\theta^* $	141
5.4	Incertitudes systématiques sur la section efficace $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$	144
5.5	Section efficace différentielle $d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $	145
5.6	Section efficace intégrée $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})$	147
5.7	Section efficace différentielle $d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p})/d \cos\theta^* $	152
5.8	Nombre d'événements $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ ou $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et probabilités relatives p_{ij} d'identifier un état final j comme étant de type i	163
5.9	Résultat de l'ajustement des fractions correspondant à chaque état final	163
5.10	Nombre d'événements $\Lambda\bar{\Lambda}$ ou $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$ et probabilités relatives p_{ij} d'identifier un état final j comme étant de type i en supposant une fraction $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ nulle	164

5.11	Résultat de l'ajustement des fractions correspondant à chaque état final en supposant une fraction $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + \Sigma^0\bar{\Lambda}$ nulle	164
5.12	Sections efficaces $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda})$ et $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \Sigma^0\bar{\Sigma}^0)$ en fonction de $W_{\gamma\gamma}$ pour $ \cos\theta^* < 0.6$	167
6.1	La liste des collaborations ayant observé un excès identifié comme le pentaquark θ^+	177
6.2	Multiplicités des baryons Λ , Ξ^- , $\Xi^0(1530)$ et θ^+ par événement photon-photon	185

Bibliographie

- [1] H. Euler et B. Kockel, *Naturwissenschaften* **23** (1935) 246.
- [2] G. Breit et J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* **46** (1934) 1087.
- [3] E. Fermi, *Z. Phys.* **29** (1924) 315 ;
E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc. A* **319** (1933) 163 ;
C. F. Weiszäcker, *Z. Phys.* **88** (1934) 612.
- [4] E. Low, *Phys. Rev.* **120** (1960) 582.
- [5] F. Calogero et C. Zemach, *Phys. Rev.* **120** (1960) 1860.
- [6] V. Bolakin *et al.*, *Phys. Lett.* **B 34** (1971) 663.
- [7] G. Barbiellini *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 385.
- [8] D. J. Miller, *Real photon physics at the linear collider* ;
V. Telnov, *Status of gamma-gamma and gamma-electron colliders* ;
I. F. Ginzburg, *Physics at $\gamma\gamma$ and $e\gamma$ colliders*,
Proceedings of *Photon99*, *Nucl. Phys.* **B 82**, March 2000.
- [9] R. M. Godbole et J. Smith, *Nucl. Phys* **B 158** (1979) 234 ;
C. C. Peterson *et al.*, *Nucl. Phys.* **B 174** (1980) 424.
- [10] V. M. Budnev *et al.*, *Phys. Rep.* **C 15** (1975) 181.
- [11] G. A. Schuler, *Improving the equivalent-photon approximation in electron-positron collisions*, CERN-TH/96-297 et hep-ph/9610406.
- [12] E. Witten, *Nucl. Phys.* **B 120** (1977) 189.
- [13] C. Berger et W. Wagner, *Photon Photon reactions*, *Phys. Rep.* **146** (1987) 1 ;
R. Nissius, *The photon structure from deep inelastic electron photon scattering*,
Phys. Rep. **332** (2000) 166 ;

- H. Kolanoski et P. Zervas, *Two-Photon physics in high energy electron positron physics*, p. 697-785, editors A. Ali et P. Soding.
- [14] LEP Design Report Vol. 1, CERN-LEP/TH 83-29 (1983) ;
LEP Design Report Vol. 2, CERN-LEP/TH 84-01 (1984) ;
S. Meyers, *The LEP collider, from design to approval and commissioning*, CERN 91-08 (1991).
- [15] L. Camilleri *et al.*, *Physics with very high energy e^+e^- colliding beams*, CERN 76-18, November 1976.
- [16] The LEP Energy Working Group, R. Assmann *et al.*, Eur. Phys. J. **C 6** (1999) 187 ;
A. Blondel *et al.*, Eur. Phys. J. **C 11** (1999) 573.
- [17] The LEP Energy Working Group, R. Assmann *et al.*, Eur. Phys. J. **C 39** (2005) 253.
- [18] L3 Collab., B. Adeva *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 289** (1990) 35 ;
L3 Collab., O. Adriani *et al.*, Phys. Rep. **236** (1993) 1.
- [19] L3 Collab., F. Beissel *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 332** (1993) 33.
- [20] L3 Collab., G. Viertel, Nucl. Instr. Meth. **A 263** (1988) 1.
- [21] L3 Collab., G. Alverson *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 380** (1996) 555.
- [22] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 351** (1994) 312.
- [23] V. Andreev *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 430** (1999) 245.
- [24] L3 Collab., R. Sumner *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 265** (1988) 252.
- [25] L3 Collab. A. Favara *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 461** (2001) 376 et références incluses.
- [26] L3 Collab. A. Bay *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 321** (1992) 119.
- [27] L3 Collab. G. Basti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 374** (1996) 293.
- [28] L3 Collab., O. Adriani *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 302** (1991) 53.
- [29] L3 Collab., G. Chiefari *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 277** (1989) 187.
- [30] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 360** (1995) 340.
- [31] L3 Collab., O. Adriani *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 300** (1991) 493.

- [32] L3 Collab., I. C. Brock *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 381** (1996) 236.
- [33] L3 Collab., M. Chemarin *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 349** (1994) 345.
- [34] T. van Rhee, Ph. D. Thesis, University of Utrecht, The Netherlands, 2002.
- [35] L3 Collab., R. Bizzari *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 317** (1992) 463 ;
L3 Collab., P. Bagnaia *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 324** (1993) 101 ;
L3 Collab., S. Gentile *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 344** (1994) 212.
- [36] L3 Collab., M. Bourquin *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 411** (1998) 275.
- [37] L3 Collab., P. Bene *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 306** (1991) 150.
- [38] L3 Collab., D. Haas *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 420** (1999) 101.
- [39] L3 Collab., Y. Bertsch *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 340** (1994) 309 ;
L3 Collab., S. P. Beingessner *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 340** (1994) 322.
- [40] L3 Collab., C. Dionisi *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 336** (1993) 78.
- [41] L3 Collab., B. Adeva *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 309** (1991) 318.
- [42] H. Fesefeldt, RWTH Aachen report PITHA 85/2 (1985).
- [43] GEANT version 3.15 is used ;
R. Brun *et al.*, CERN report CERN DD/EE/84-1 (1984), revised 1987.
- [44] L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 135 ;
J. J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 981.
- [45] J. J. Sakurai et D. Schildknecht, Phys. Lett. **B 40** (1972) 121.
- [46] G. A. Schuler et T. Sjöstrand, Z. Phys. **C 68** (1995) 607.
- [47] M. Glück, E. Reya et A. Vogt, Phys. Rev. **D 45** (1992) 3986 ; Phys. Rev. **D46** (1992) 1973.
- [48] ALEPH Collab., R. Barate *et al.*, Phys. Lett **B 458** (1999) 152 ; A. Heister *et al.*, Eur. Phys. J. **C 30** (2003) 145 ;
DELPHI Collab. 2003-025 CONF 645 (2003) ;
L3 Collab., P. Achard *et al.*, Phys. Lett. **B 622** (2005) 249 ;
OPAL Collab., G. Abbiendi *et al.*, Phys. Lett. **B 533** (2002) 207.
- [49] Les versions PYTHIA 5.722 et JETSET 7.409 sont utilisées avec les options par défaut ;
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.

- [50] La version PHOJET 1.05c est utilisée avec les options par défaut ;
R. Engel, Z. Phys. **C 66** (1995) 203 ;
R. Engel et J. Ranft, Phys. Rev. **D 54** (1996) 4244.
- [51] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B 592** (2004) 1.
- [52] A. Capella *et al.* Phys. Rep. **236** (1994) 227.
- [53] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B 72** (1974) 461 ;
G. Veneziano, Nucl. Phys. **B 74** (1974) 365.
- [54] H.-M. Chan, J. E. Paton et S. T. Tsou, Nucl. Phys. **B 86** (1975) 479 ;
G. F. Chew et C. Rosenzweig, Nucl. Phys. **B 104** (1976) 290 ; Phys. Rep. **41**
(1978) 263.
- [55] V. N. Gribov, Sov. Phys. JETP **26** (1968) 414 ;
V. N. Gribov et A. A. Migdal, Sov. J. Nucl. Phys. **8** (1969) 583.
- [56] R. Engel, Z. Phys. **C 66** (1995) 203 ;
R. Engel et J. Ranft, ENSLAPP-A1540/95 (1995) ; hep-ph/9509373.
- [57] R. D. Field et R. P. Feynman, Nucl. Phys **B 136** (1978) 1.
- [58] B. R. Webber, Nucl. Phys. **B 238** (1984) 492.
- [59] B. Andersson *et al.*, Phys. Rep. **97** (1983) 31.
- [60] B. Andersson, G. Gustafson et T. Sjstrand, Physica Scripta **32** (1985) 574.
- [61] P. Edén et G. Gustafson, Z. Phys. **C 75** (1997) 41 ;
P. Edén, LUTP 96-29 (hep-ph/9610246).
- [62] B. Andersson, G. Gustafson et B. Söderberg, Z. Phys. **C 20** (1983) 317.
- [63] B. A. Kniehl, G. Kramer et B. Pötter, Nucl. Phys. **B 597** (2001) 337, hep-
ph/0011155 ;
J. Binnewies, B. A. Kniel et G. Kramer, Phys. Rev. **D 50** (1994) 6753 ; Phys.
Rev. **D 52** (1995) 4947.
- [64] L3 Collab., P. Achard *et al.*, Phys. Lett. **B 524** (2002) 44 ;
L3 Collab., P. Achard *et al.*, Phys. Lett. **B 554** (2003) 105.
- [65] F. Becattini, Z. Phys. **C 69** (1996) 485 ;
F. Becattini *et al.*, Z. Phys. **C 72** (1996) 491 ; hep-ph/9511203.

- [66] La version KK2f 4.12 est utilisée ;
S. Jadach, B. F. L. Ward et Z. Wąs, *Comp. Phys. Comm.* **130** (2000) 260.
- [67] La version KORALZ 4.04 est utilisée ;
S. Jadach, B. F. L. Ward et Z. Wąs, *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994) 503.
- [68] La version KORALW 1.33 est utilisé ;
M. Skrzypek *et al.*, *Comp. Phys. Comm.* **94** (1996) 216.
- [69] La version DIAG36 1.0 est utilisée ;
F. A. Berends, P. H. Daverfeldt et R. Kleiss, *Nucl. Phys.* **B 253** (1985) 441.
- [70] L3 Collab., P. Achard *et al.*, *Phys. Lett* **B 519** (2001) 33.
- [71] H1 Collab., C. Adloff *et al.*, *Z. Phys.* **C 76** (1997) 213; hep-ex/9705018.
- [72] UA5 Collab., R. Ansorge *et al.*, *Nucl. Phys.* **B 328** (1989) 36.
- [73] S. J. Brodsky et J. P. Lepage, *Phys. Rev.* **D 22** (1980) 2157.
- [74] S. J. Brodsky et G. R. Farrar, *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 1153.
- [75] TASSO Collab., M. Althoff *et al.*, *Phys. Lett.* **B 130** (1983) 449 ;
JADE Collab., W. Bartel *et al.*, *Phys. Lett.* **B 174** (1986) 350 ;
TPC/2 γ Collab., H. Aihara *et al.*, *Phys. Rev.* **D 56** (1987) 3506 ;
ARGUS Collab., H. Albrecht *et al.*, *Z. Phys.* **C 42** (1989) 543.
- [76] MARK III Collab., R. M. Baltrusaitis *et al.*, *Phys. Rev.* **D 33** (1986) 629.
- [77] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
- [78] M. Anselmino *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **65** (1993) 1199.
- [79] C. F. Berger et W. Schweiger, *Eur. Phys. J.* **C 39** (2005) 173, hep-ph/0411123 ;
C. F. Berger et W. Schweiger, *Eur. Phys. J.* **C 28** (2003) 249, hep-ph/0212066.
- [80] M. Anselmino *et al.*, *Int. J. Mod. Phys.* **A 4** (1989) 5213 ;
P. Kroll, M. Schürmann et W. Schweiger, *Int. Mod. Phys.* **A6** (1991) 4107.
- [81] T. Huang, *Nucl. Phys.* **B 7** (1989) 320.
- [82] C. F. Berger et W. Schweiger, *Phys. Rev.* **D 61** (2000) 114026 et références
incluses ; hep-ph/9910509.
- [83] CLEO Collab., M. Artuso *et al.*, *Phys. Rev.* **D 50** (1994) 5484.
- [84] VENUS Collab., H. Hamasaki *et al.*, *Phys. Lett.* **B 407** (1997) 185.

- [85] M. Diehl, P. Kroll et C. Vogt, Eur. Phys. J. **C 26** (2003) 567; hep-ph/0206288.
- [86] K. Odagiri et R. C. Verma, hep-ph/0508114 ;
K. Odagiri, Nucl. Phys. **A 748** (2005) 168, hep-ph/0406267.
- [87] La version PC 2.07 est utilisée ;
F. L. Linde, *Charm Production in Two-Photon Collisions*, Ph.D. Thesis, Rijksuniversiteit Leiden, 1988.
- [88] ALEPH Collab., A. Heister *et al.*, Phys. Lett. **B 569** (2003) 140.
- [89] OPAL Collab., G. Abbiendi *et al.*, Eur. Phys. J. **C 28** (2003) 45 ; hep-ex/0209052.
- [90] BELLE Collab., Chen-Cheng Kuo *et al.*, Phys. Lett. **B 621** (2005) 41.
- [91] La version SNNS 4.2 est utilisée ;
A. Zell *et al.*, SNNS User Manual, IPVR, University of Stuttgart, Report 06-95, 1995.
- [92] R.-C. Hsieh et H.-N. Li, Phys. Rev. **D 70** (2004) 056002.
- [93] CLEO Collab., S. Anderson *et al.*, Phys. Rev. **D 56** (1997) 2485.
- [94] TPC/ 2γ Collab., H. Aihara *et al.*, Phys. Rev. **D 40** (1989) 2772.
- [95] VENUS Colab., S. Uehara *et al.*, Z. Phys. **C 69** (1996) 597.
- [96] L3 Collab., M. Acciarri *et al.*, Phys. Lett **B 501** (2001) 173.
- [97] R. Jaffe, Proc. Topical Conference on Baryon Resonance, Oxford, July 1976, SLAC-PUB-1774.
- [98] LEPS Coll., T. Nakano *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 012002, hep-ex/0301020.
- [99] DIANA Collab., V. V. barmin *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **66**, (2003) 1715, hep-ex/0304040 ;
CLAS Collab., S. Stepanyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **B 91** (2003) 252001, hep-ex/0307018 ;
SAPHIR Collab., J. Barth *et al.*, Phys. Lett. **B 572** (2003) 127, hep-ex/0307083 ;
HERMES Collab., A. E. Asratyan *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **67** (2004) 682, hep-ex/0309042 ;
ZEUS Collab., S. Chekanov *et al.*, Phys. Lett. **B 591** (2004) 7, hep-ex/0403051 ;
CLAS Collab., V. Kubarovsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **B 92** (2004) 032001, hep-ex/0311046 ;

- HERMES Collab., A. Airapetian *et al.*, Phys. Lett. **B 585** (2004) 213, hep-ex/0312044;
COSY-TOF Collab., M. Abdel-Bary *et al.*, Phys. Lett. **B 595** (2004) 127, hep-ex/0403017;
SVD Collab., A. Aleev *et al.*, hep-ex/0401024;
A. Asratyan *et al.*, Nucl. Phys. **B 142** (2005) 79;
P. Aslanyan *et al.*, hep-ex/0403044;
R. Togoo *et al.*, Proc. Mongolian Acad. Sci. **4** (2003) 2;
Y. Troyan *et al.*, hep-ex/0404003.
- [100] R. Dzierba *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **9** (2005) 192; hep-ex/0412077.
- [101] T. H. R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. **A 260** (1961) 127;
A. Manohar, Nucl. Phys. **B 248** (1984) 19;
M. Chemtob, Nucl. Phys. **B 256** (1985) 600;
H. Walliser, Nucl. Phys. **A 548** (1992) 649.
- [102] D. Diakonov, V. Petrov et M. Polyakov, Z. Phys. **A 359** (1997) 305.
- [103] K. Goeke *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **55** (2005) 350;
M. Karliner, Int. J. Mod. Phys. **A 20** (2005) 199.
- [104] R. Arndt, I. Strakovsky et R. Workman, Phys. Rev. **C 68** (2003) 042201.
- [105] BABAR Collab., B. Aubert *et al.*, SLAC-PUB-10598, hep-ex/0408064.
- [106] NA49 Collab., C. Alt *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 042003.
- [107] CLAS Collab., M. Battaglieri *et al.*, hep-ex/0510061.
- [108] WA89 Collab., M. Adamovitch *et al.*, Phys. Rev. **C 70** (2004) 022201; hep-ex/0405042.