



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services Branch

395 Wellington Street
Ottawa, Ontario
K1A 0N4

Bibliothèque nationale
du Canada

Direction des acquisitions et
des services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa (Ontario)
K1A 0N4

Your file *Voire référence*

Our file *Notre référence*

NOTICE

The quality of this microform is heavily dependent upon the quality of the original thesis submitted for microfilming. Every effort has been made to ensure the highest quality of reproduction possible.

If pages are missing, contact the university which granted the degree.

Some pages may have indistinct print especially if the original pages were typed with a poor typewriter ribbon or if the university sent us an inferior photocopy.

Reproduction in full or in part of this microform is governed by the Canadian Copyright Act, R.S.C. 1970, c. C-30, and subsequent amendments.

AVIS

La qualité de cette microforme dépend grandement de la qualité de la thèse soumise au microfilmage. Nous avons tout fait pour assurer une qualité supérieure de reproduction.

S'il manque des pages, veuillez communiquer avec l'université qui a conféré le grade.

La qualité d'impression de certaines pages peut laisser à désirer, surtout si les pages originales ont été dactylographiées à l'aide d'un ruban usé ou si l'université nous a fait parvenir une photocopie de qualité inférieure.

La reproduction, même partielle, de cette microforme est soumise à la Loi canadienne sur le droit d'auteur, SRC 1970, c. C-30, et ses amendements subséquents.

RECHERCHE ET ANALYSE D'INTERACTIONS DE NEUTRINOS DANS L'ÉMULSION NUCLÉAIRE

Thèse déposée à
l'École des études supérieures et de la recherche
en vue de l'obtention du doctorat (Physique)



Pierre Côté
Département de physique
Université d'Ottawa
Ottawa, Ontario, Canada



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services Branch

395 Wellington Street
Ottawa, Ontario
K1A 0N4

Bibliothèque nationale
du Canada

Direction des acquisitions et
des services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa (Ontario)
K1A 0N4

Your file *Votre référence*

Our file *Notre référence*

THE AUTHOR HAS GRANTED AN IRREVOCABLE NON-EXCLUSIVE LICENCE ALLOWING THE NATIONAL LIBRARY OF CANADA TO REPRODUCE, LOAN, DISTRIBUTE OR SELL COPIES OF HIS/HER THESIS BY ANY MEANS AND IN ANY FORM OR FORMAT, MAKING THIS THESIS AVAILABLE TO INTERESTED PERSONS.

L'AUTEUR A ACCORDE UNE LICENCE IRREVOCABLE ET NON EXCLUSIVE PERMETTANT A LA BIBLIOTHEQUE NATIONALE DU CANADA DE REPRODUIRE, PRETER, DISTRIBUER OU VENDRE DES COPIES DE SA THESE DE QUELQUE MANIERE ET SOUS QUELQUE FORME QUE CE SOIT POUR METTRE DES EXEMPLAIRES DE CETTE THESE A LA DISPOSITION DES PERSONNE INTERESSEES.

THE AUTHOR RETAINS OWNERSHIP OF THE COPYRIGHT IN HIS/HER THESIS. NEITHER THE THESIS NOR SUBSTANTIAL EXTRACTS FROM IT MAY BE PRINTED OR OTHERWISE REPRODUCED WITHOUT HIS/HER PERMISSION.

L'AUTEUR CONSERVE LA PROPRIETE DU DROIT D'AUTEUR QUI PROTEGE SA THESE. NI LA THESE NI DES EXTRAITS SUBSTANTIELS DE CELLE-CI NE DOIVENT ETRE IMPRIMES OU AUTREMENT REPRODUITS SANS SON AUTORISATION.

ISBN 0-612-04869-1

Canada



UNIVERSITÉ D'OTTAWA
UNIVERSITY OF OTTAWA

Résumé

Cette thèse décrit le travail effectué dans l'émulsion nucléaire pour l'expérience E-531 qui avait pour but de mesurer les temps de vie des particules charmées. Les plaques d'émulsion ont été exposées au faisceau de neutrinos produit par l'interaction de protons de 400 GeV avec une cible de BeO au *Fermi National Accelerator Laboratory*.

Les événements neutrinos trouvés ont été analysés et les candidats charmés identifiés. Un événement en particulier a été étudié en profondeur. Il s'agit de la désintégration par interaction faible d'une particule neutre qui n'a pu être reconstruite en un D^0 . Après l'essai de plusieurs hypothèses, l'interprétation la plus probable pour l'événement est celle qui implique la production et la désintégration d'une particule contenant un quark beauté et probablement aussi un quark étrange (le méson B_s^0). Le temps de vie de cette particule d'une étrange beauté serait d'environ 10^{-12} s.

Les distributions de pseudorapidités provenant des événements neutrino sont analysées à l'aide de moments factoriels. Ces moments manifestent une variation en loi de puissance en fonction de la résolution de la pseudorapidité. Ce comportement est appelé intermittence et peut être caractérisé par l'exposant d'échelle ν qui possède des qualités universelles. La valeur obtenue pour les interactions neutrino-émulsion, $\nu = 1.84 \pm 0.14$, est plus élevée que pour toute autre interaction. Ceci est le reflet d'un processus dynamique autosimilaire basé sur des mécanismes de cascade. L'étude multifractale, effectuée à l'aide des dimensions généralisées et des moments G_q de Hwa, corrobore cette observation.

Énoncé d'originalité

L'auteur a contribué pour le groupe E-531 à la recherche et à l'analyse des événements neutrino et des candidats de particules charmées dans le module horizontal d'émulsion nucléaire H3. Les résultats de cette collaboration ont été le sujet de plusieurs publications et l'auteur est coauteur de deux d'entre elles (ref. [2.11] [2.12]).

La reconstruction cinématique d'un méson B_s^0 est le fruit d'un travail indépendant de l'auteur. C'est l'une des rares observations directes de ce type de particule à être publiée (ref. [C.3]).

L'analyse multifractale et celle des moments factoriels des événements neutrino effectuées par l'auteur représentent une contribution aux efforts de recherche dans le domaine à nouveau florissant de la production multiple de particules. Les premiers résultats ont été présentés à la conférence *Dynamical Fluctuations and Correlations in nuclear Collisions* à Aussois en France (*proceedings* ref. [C.8]). La mesure de l'exposant caractéristique ν est la première effectuée pour une interaction leptonique et elle est le sujet d'un article (ref. [C.9]).

Remerciements

Les recherches effectuées pour cette thèse auraient été impossible sans l'apport expérimental du groupe de la collaboration de l'expérience E-531, dont les membres sont répertoriés à l'appendice A. En particulier, nos remerciements s'adressent au Dr Joan Hébert et aussi au Pr Jacques Hébert pour son soutien et son encouragement de tous les instants.

Pour leurs discussions stimulantes, Dr Claude Plante et Dr R.C. Hwa reçoivent ici l'expression de notre appréciation. La réalisation de cette thèse doit beaucoup à l'aide généreuse du Dr Claude Fortier et de Kathryn Savage. L'auteur voudrait remercier le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie de Canada (CRSNG) qui lui a octroyé pendant deux ans une bourse d'études supérieures.

À Jean et Monique Côté

Table des matières

Résumé	ii
Énoncé d'originalité.....	iii
Remerciements	iv
Table des matières	v
Liste des tables	vii
Liste des figures	viii
Introduction	1
1. Théorie des particules élémentaires	3
1.1. Le Modèle Standard	4
1.2. Les interactions faibles.....	10
1.3. Les interactions neutrinos	13
1.4. Hadronisation	21
2. Le montage expérimental	23
2.1. Le projet E-531 et le détecteur	23
2.2. Le faisceau de neutrinos	26
2.3. Le compteur à VETO	30
2.4. L'émulsion nucléaire	30
2.5. Les chambres à dérive et l'aimant	33
2.6. Le système de mesure du temps de vol	35
2.7. Le calorimètre électromagnétique	36

2.8. Le calorimètre hadronique	37
2.9. Le spectromètre à muons	38
3. Recherche et mesure dans l'émulsion.....	39
3.1. L'observation dans l'émulsion	39
3.2. Recherche d'événements neutrino	41
3.3. Recherche de candidats charmés.....	43
3.4. Mesure de la diffusion multiple	47
3.5. Mesure de l'ionisation	50
4. Reconstruction et analyse cinématique	54
4.1. Reconstruction d'un événement	55
4.2. Contraintes sur l'identité des particules.....	56
4.3. Analyse cinématique des hypothèses	59
4.4. Reconstruction des candidats charmés.....	65
5. Une particule d'une étrange beauté	67
5.1. L'événement 1159-3610	67
5.2. Analyse des hypothèses	72
5.3. L'hypothèse B_s^0	81
5.4. L'hypothèse alternative B^0	86
6. Intermittence et multifractalité	89
6.1. Moments factoriels et intermittence.....	89
6.2. Multifractalité.....	92
7. Analyse des distributions de pseudorapidités	95
7.1. Détails expérimentaux.....	95
7.2. Les moments factoriels des distributions de pseudorapidités	98
7.3. L'exposant caractéristique ν pour les événements neutrino	100
7.4. Les dimensions généralisées	102
7.5. Les moments G_q et le spectre multifractal	103
CONCLUSION	106
Collaboration E-531	109
Démonstration des solutions OC	111
Bibliographie.....	116

Liste des tables

Table 1 : Les quarks et les leptons du Modèle Standard.....	5
Table 2 : Interactions fondamentales du Modèle Standard.....	6
Table 3 : Les baryons stables et leur composition en quarks.....	8
Table 4 : Quelques mésons stables et leur composition en quarks.....	9
Table 5 : Modes de désintégration produisant le faisceau de ν	27
Table 6 : Composantes et caractéristiques de l'émulsion FUJI ET-7B.....	31
Table 7 : Evénements- <i>kink</i> avec $P_T < 400 \text{ MeV}/c$	46
Table 8 : Les candidats charmés de H3.....	46
Table 9 : Efficacité de recherche d'événements.....	46
Table 10 : Reconstructions cinématiques avec contraintes.....	61
Table 11 : Données du spectromètre pour l'événement 1159 3610.....	69
Table 12 : Données de l'émulsion pour l'événement 1159 3610.....	69
Table 13 : Particules neutres reconstruites pour l'événement 1159 3610.....	72

Liste des figures

1 : Diagramme de Feynman de la désintégration d'un neutron.....	12
2 : Diagrammes de Feynman de production du charme.....	14
3 : Production hadronique par fragmentation	15
4 : Diagrammes de production du quark beauté	16
5 : Modes de désintégration par interaction faible	19
6 : Diagramme de Feynman de la désintégration du muon.....	20
7 : Diagramme de Feynman de la désintégration semi-leptonique d'un D^0	20
8 : Détecteur hybride de l'expérience E-531.	25
9 : Tunnel de production du faisceau de ν	28
10 : Spectres énergétiques des neutrinos produits.	29
11 : Cible d'émulsion et chambres à dérive en amont de l'aimant.	32
12 : Apparence d'une étoile dans une plaque d'émulsion.....	40
13 : Topographie de différents candidats charmés neutres	44
14 : Topographie de différents candidats charmés chargés	44
15 : Dépendance de la perte d'énergie par ionisation	52
16 : Perte d'énergie par ionisation	53
17 : Courbe -1C donnant les solutions 0C pour Λ_c^+	64
18 : Événement 1159 3610, plan YZ.	68
19 : Événement 1159 3610, plan XZ.	68
20 : Courbe -1C pour $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	74

21 : Courbe -1C pour $\Xi_c^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Xi^0)$ et $\Omega_c^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Xi^0)$	77
22 : Paramètre d'impact sur le plan YZ pour 1159 3610.	79
23 : Paramètre d'impact sur le plan XZ pour 1159 3610.	79
24 : Hypothèse B_s^0 , le plan YZ.	83
25 : Hypothèse B_s^0 , le plan XZ.	83
26 : Diagramme de Feynman de la production du B_s^0	84
27 : Diagramme de Feynman de la désintégration du B_s^0	85
28 : Diagramme de Feynman de la désintégration du \overline{D}^0	85
29 : Hypothèse B^0 , le plan YZ.	87
30 : Hypothèse B^0 , le plan XZ.	87
31 : Diagramme de Feynman de la production du B^0	88
32 : Distribution montrant les multiplicités des traces n_s	97
33 : Distribution des pseudorapidités pour trois résolutions différentes	97
34 : Moments factoriels d'ordre 2, 3 et 4.....	99
35 : β_q en fonction des indices d'ordre $q = 2, 3$ et 4	101
36 : Dimensions généralisées vs les indices d'ordre $q = 2, 3$ et 4	102
37 : Moments G_q en fonction de l'intervalle de rapidité.....	104
38 : Spectre multifractal pour les distributions de pseudorapidités.	104
39 : Désintégration produisant une particule neutre non-observée	111

Introduction

Le développement d'un modèle standard en physique des particules élémentaires a été orienté principalement par la découverte et l'étude de nouveaux quarks et leptons dans les dernières décennies. La découverte du J/ψ en 1974 appuya la prédiction du charme, et en 1977 la beauté quantique vint confirmer l'existence d'une troisième génération dans le modèle.

Les découvertes et prédictions de nouvelles particules massives de temps de vie de l'ordre de 10^{-13} s amenèrent la réalisation de plusieurs expériences consacrées à l'étude de leur caractéristiques. L'expérience E-531 de Fermilab fut l'une des premières à mesurer directement les temps de vie des particules charmées. Cette expérience utilise la haute résolution spatiale de l'émulsion nucléaire en conjonction avec les qualités d'analyse cinématique d'un spectromètre conventionnel afin de permettre l'identification univoque des désintégrations charmées.

Les résultats exposés dans cette thèse sont surtout reliés aux travaux que l'auteur a exécutés dans l'émulsion, et sont parfois comparés à ceux du groupe E-531, mais cette thèse n'est pas un compte-rendu de cette expérience. L'auteur a contribué pour ce groupe [4.3] à la recherche et à l'analyse des événements neutrino et des candidats de particules charmées dans le module horizontal d'émulsion nucléaire H3.

Cette thèse décrit l'expérience E-531 et explique les techniques de recherche utilisées dans l'émulsion nucléaire. Ensuite, un survol de l'analyse cinématique des données et de la méthode de reconstruction d'événements est effectué. Le cinquième chapitre expose

l'étude approfondie d'un événement trouvé dans le cadre de l'expérience E-531, mais qui a été rejeté de l'échantillonnage. Il appert dans l'étude que cet événement est compatible avec la désintégration d'un méson beauté.

Le sixième chapitre traite du phénomène appelé *intermittence* qui soulève depuis quelques années un vif intérêt dans le domaine de la production multiple de particules. Le caractère multifractal de ce phénomène autosimilaire est également abordé dans ce chapitre. Finalement, le septième et dernier chapitre expose les résultats de l'étude des distributions de pseudorapidités des événements neutrinos observés utilisant les moments factoriels d'une part et le formalisme de la multifractalité de l'autre part.

Les observations et conclusions concernant l'événement du chapitre 5 font partie d'un travail indépendant de l'auteur, et l'essentiel de ce chapitre forme le sujet d'un article paru dans la revue scientifique *Physica Scripta* [C.3].

Les analyses et observations des chapitres 6 et 7 sur l'intermittence et la multifractalité dans les interactions de neutrinos avec l'émulsion nucléaire sont également le fruit d'un travail indépendant dont les résultats préliminaires ont été exposés à la conférence *Dynamical Fluctuations and Correlations in Nuclear Collisions* à Aussois, France (1992). Ces sujets font l'objet d'un article à paraître dans la *Revue Canadienne de Physique* [C.9].

Le premier chapitre se veut une introduction aux concepts théoriques de la physique des particules élémentaires qui sont pertinents aux différentes études décrites dans cette thèse.

CHAPITRE 1

1. Théorie des particules élémentaires

Les particules élémentaires sont définies comme étant les plus petites composantes de la matière. Leurs différentes combinaisons selon des interactions bien définies produisent les objets observables.

La Voie Octuple (*Eightfold Way*) de Murray Gell-Mann a initié l'ère moderne de la classification des particules élémentaires. De là prit naissance en 1964 le modèle des quarks, nom que Gell-Mann donna à ces nouvelles particules élémentaires. Au nombre de trois au début, ces quarks auraient des charges fractionnaires et ne pourraient exister à l'état libre. Les expériences de bombardement d'électrons énergiques et de neutrinos sur des nucléons ont effectivement dévoilé que les nucléons ont une structure interne, c'est-à-dire que les protons et les neutrons seraient constitués de particules ponctuelles plus élémentaires encore.

En 1974, ce fut la découverte par Ting et Richter du méson J/Ψ [1.1], une particule neutre très massive, qui consacra le modèle des quarks. Le J/Ψ fut en effet interprété comme étant un état lié d'un quatrième quark c avec son anti-particule \bar{c} . Ce nouveau quark charmé avait été prédit par Glashow, Iliopoulos et Maiani [1.2].

La découverte en 1975 d'un nouveau lepton, le *tau* τ [1.3], et deux ans après celle d'un nouveau méson très massif, le *upsilon* Y [1.4], ont provoqué l'extension du modèle des quarks à six membres et trois familles de leptons. Le Y , similaire au J/Ψ , est un état lié des quark et anti-quark beauté. Le sixième quark t , le *top*, nécessaire à la symétrie du

modèle, ne s'est pas encore manifesté de façon claire mais il ne devrait pas tarder: le *Detector Facility Group* de Fermilab a récemment observé un signal compatible avec celui de la formation d'une paire $t \bar{t}$.

Ces derniers développements et la capacité de classifier toutes les particules observées ont permis d'établir le Modèle Standard des particules élémentaires.

1.1. Le Modèle Standard

Le Modèle Standard des particules élémentaires est le modèle actuel classifiant les composantes de la matière et expliquant les forces observables de la nature microscopique. Les quarks et les leptons sont les composantes élémentaires de la matière. Ils sont considérés comme des particules ponctuelles et sont tous des fermions. Les six membres de chacun de ces deux groupes sont représentés à la table 1 avec leurs nombres quantiques caractéristiques. Les médiateurs reliés aux différentes interactions fondamentales complètent la liste des particules considérées comme étant élémentaires dans le cadre du Modèle Standard (voir la table 2).

Toutes interactions entre particules de matière peuvent être décrites par une des quatre interactions fondamentales observées dans la nature: les interactions forte, faible, électromagnétique et gravitationnelle. Les quarks se distinguent des leptons par leur charge de couleur, caractéristique des interactions fortes décrites par la chromodynamique quantique. Les leptons pour leur part n'ont pas d'interaction forte et n'interagissent essentiellement que par forces électro-faibles. Les quarks interagissent également par ces dernières et ces forces sont décrites par la théorie de la dynamique des saveurs. L'absence de théorie quantique satisfaisante pour la gravité exclut l'interaction gravitationnelle du Modèle Standard. La force gravitationnelle est tellement faible comparée aux autres interactions que pour les particules élémentaires, dont les masses sont infimes, cette force devient tout-à-fait négligeable. La table 2 résume les caractéristiques des trois interactions fondamentales du Modèle Standard, l'interaction gravitationnelle n'étant pas incluse.

C'est l'ensemble des théories de l'électrodynamique quantique, de la dynamique des saveurs et de la chromodynamique quantique, qui forme le Modèle Standard.

Table 1 : Les quarks et les leptons du Modèle Standard

Quarks	Symbole	Charge	I	I _z	S	C	B	T
up	<i>u</i>	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$				
down	<i>d</i>	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$				
étrange	<i>s</i>	$-\frac{1}{3}$			-1			
charme	<i>c</i>	$+\frac{2}{3}$				+1		
beauté	<i>b</i>	$-\frac{1}{3}$					-1	
top	<i>t</i>	$+\frac{2}{3}$						+1
Leptons	Symbole	Charge	<i>l_e</i>	<i>l_μ</i>	<i>l_τ</i>			
électron	<i>e</i>	-1	+1					
muon	<i>μ</i>	-1		+1				
tau	<i>τ</i>	-1			+1			
neutrino électronique	<i>ν_e</i>		+1					
neutrino muonique	<i>ν_μ</i>			+1				
neutrino tau	<i>ν_τ</i>				+1			

Table 2 : Interactions fondamentales du Modèle Standard

Interactions fondamentales	Théorie de jauge	Médiateurs	Particules interagissantes	Force relative	Temps de vie typique
Forte	CDQ	gluons	quarks	10	$10^{-23} s$
Electro-magnétique	Electro-dynamique	photons	chargées	10^{-2}	$10^{-16} s$
Faible	Dynamique des saveurs	W^{\pm} et Z^0	toutes	10^{-7}	$10^{-8} s$

1.1.1. La dynamique des saveurs

Les quarks viennent en six *saveurs*, *up* (u), *down* (d), *étrange* (s), *charme* (c), *beauté* (b) et *top* (t). Ces saveurs sont des nombres quantiques qui font partie de la théorie de jauge qui unit les interactions faibles aux interactions électromagnétiques en une seule force électro-faible, décrite par la dynamique des saveurs quantiques. Les médiateurs de la force électro-faible sont les trois bosons massifs W^+ , W^- et Z^0 , et le photon γ .

1.1.2. CDQ

La chromodynamique quantique (CDQ) est la théorie de jauge actuellement acceptée pour expliquer l'interaction forte entre les particules élémentaires en fonction de leurs composantes, les quarks et les gluons. La couleur est le concept de quantification de la charge forte.

Comme le photon en électro-dynamique quantique, le médiateur en chromodynamique quantique, le gluon, est neutre et de masse nulle. Par contre, les gluons, au nombre de huit, transportent une charge appelée *couleur*, d'où le terme chromodynamique. Il y a

trois charges de couleurs différentes: le bleu, le vert et le rouge; et on retrouve aussi les trois anti-couleurs associées. Un quark a une charge d'une seule couleur, tandis que les gluons sont composés d'une couleur et d'une anti-couleur.

Toute particule observable est incolore. Les leptons n'ont pas de couleur car ils n'ont aucune interaction forte, alors que les hadrons sont les particules observables qui interagissent par force forte. On distingue parmi ces derniers les mésons et les baryons, qui sont respectivement des bosons et des fermions. Les hadrons sont composés de quarks de telle sorte que la charge de couleur s'annule, c'est-à-dire qu'ils apparaissent incolores. Les états possibles les plus simples sont ceux de trois quarks de couleurs différentes, formant la couleur blanche (état incolore), et les combinaisons d'un quark et d'un anti-quark, composés de couleur et anti-couleur associée qui s'annulent. Les baryons doivent donc être constitués de trois quarks de couleurs différentes et les mésons d'une paire quark et anti-quark. La table 3 montre une liste de quelques baryons avec leurs compositions en quark et quelques caractéristiques. La table 4 fait de même pour les mésons.

Les quarks ont cette caractéristique de n'exister que dans un état lié: aucun quark n'a été observé à l'état libre. La chromodynamique quantique explique ceci à l'aide de la force attractive entre les quarks qui devient très grande à des distances typiques de la physique nucléaire, alors que pour de petites distances (inférieures à la dimension d'un proton par exemple) l'interaction devient très faible. Les quarks de valence se promènent donc librement dans un nucléon, et ils transportent près de la moitié de la quantité de mouvement du nucléon, le reste étant imputé aux gluons. Ces gluons sont échangés continuellement entre les quarks de valence et produisent occasionnellement des paires quark-antiquark virtuelles qui forment une mer de quarks. Ainsi dans un proton, on retrouve les quarks de valence u , u et d , mais on y trouve également des quarks de la mer de quarks comme les u , \bar{u} , d , \bar{d} , s et \bar{s} . Les c , \bar{c} , b , \bar{b} , t et \bar{t} , peuvent être présents dans la mer de quarks, mais leur présence est fortement restreinte par leur masse élevée.

Table 3 : Les baryons stables et leur composition en quarks

Baryons	symbole	quarks	masse (MeV/c^2)	temps de vie (sec)
proton	p	$u u d$	938.3	stable
neutron	n	$u d d$	939.6	887
étranges	Λ	$u d s$	1115.7	2.6×10^{-10}
	Σ^+	$u u s$	1189	0.8×10^{-10}
	Σ^-	$d d s$	1197	1.5×10^{-10}
double-étrangeté	Ξ^0	$u s s$	1315	2.9×10^{-10}
	Ξ^-	$d s s$	1321.3	1.6×10^{-10}
triple s	Ω^-	$s s s$	1672.5	0.8×10^{-10}
charmé	Λ_c^+	$u d c$	2285	0.2×10^{-12}
	Σ_c^0	$d d c$	2455	
	Ξ_c^+	$u s c$	2465	0.35×10^{-12}
	Ξ_c^0	$d s c$	2470	0.1×10^{-12}
	Ω_c^0	$s s c$	2710	
beauté	Λ_b^0	$u d b$	5641 ± 50	1.1×10^{-12}

Table 4 : Quelques mésons stables et leur composition en quarks

Mésons	symbole	quarks	masse (MeV/c^2)	temps de vie (sec)
pion	π^+	$u \bar{d}$	139.6	$2.6 \times 10^{-8} s$
kaon	K^+	$u \bar{s}$	493.7	$1.23 \times 10^{-8} s$
charmés	D^+	$c \bar{d}$	1869	$1.06 \times 10^{-12} s$
	D^0	$c \bar{u}$	1865	$0.42 \times 10^{-12} s$
charme étrange	D_s^+	$c \bar{s}$	1969	$0.47 \times 10^{-12} s$
beautés	B^+	$u \bar{b}$	5279	$1.5 \times 10^{-12} s$
	B^0	$d \bar{b}$	5279	$1.5 \times 10^{-12} s$
beauté étrange	B_s^0	$s \bar{b}$	5375	$1.3 \times 10^{-12} s$

1.2. Les interactions faibles

Les interactions faibles sont la cause entre autres des interactions de neutrinos, de la désintégration des particules charmées et de la désintégration du neutron. Cette dernière, lorsqu'elle se produit dans un noyau atomique est appelée désintégration *bêta* β (voir la figure 1). Les particules interagissent faiblement par l'échange des médiateurs W^\pm pour les courants chargés (ex.: la désintégration β), et du Z^0 pour les courants neutres (ex.: diffusion du neutrino).

1.2.1. Diagrammes de Feynman

Les diagrammes de Feynman (voir la figure 1) sont utilisés pour représenter qualitativement, sous forme de schéma, les interactions entre particules. Le temps se déroule de gauche à droite sur le diagramme: les traits pleins à l'extrême gauche d'un diagramme décrivent les particules présentes avant l'interaction, tandis que les traits pleins à l'extrême droite représentent les particules produites suite à l'interaction. Les particules échangées pendant l'interaction sont dites virtuelles. Ces particules peuvent être nombreuses, mais en général les schémas utilisés sont du premier ordre, c'est-à-dire avec un nombre minimal de vertex. Ainsi, sur la figure 1, un des quarks d du neutron émet un W^- virtuel qui produit un électron et un anti-neutrino, alors que les quarks se combinent à nouveau en un proton.

La matrice de Kobayashi-Maskawa

Les interactions faibles ne conservent pas la saveur. Il y a trois générations ou familles de saveurs :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

Les états propres d' , s' et b' sont des combinaisons linéaires des saveurs d , s et b . La matrice de Kobayashi et Maskawa [1.5] relie ces états:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

où

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

L'élément V_{ud} spécifie le couplage entre les quarks u et d dans les interactions faibles ($d \rightarrow u + W^-$). La grandeur de chaque élément est déterminée par l'expérience.

Cabibbo suggéra que dans une interaction faible, le couplage du vertex $d \rightarrow u + W^-$ est accompagné d'un facteur $\cos^2 \theta_c$, alors que $s \rightarrow u + W^-$ l'est d'un facteur $\sin^2 \theta_c$. A la limite où la combinaison des deux premières générations avec la troisième est négligeable, on retrouve le schéma original des quatre quarks [1.2] et le modèle de Cabibbo [1.6]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

où

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}$$

et où θ_c est l'angle de Cabibbo. Expérimentalement, $\theta_c = 13.1^\circ$.

Les processus par interaction faible qui nous intéressent particulièrement sont la production de quarks massifs par interactions neutrinos et la désintégration des particules ainsi créées. Une revue qualitative de ces interactions est faite à l'aide de diagrammes de Feynman.

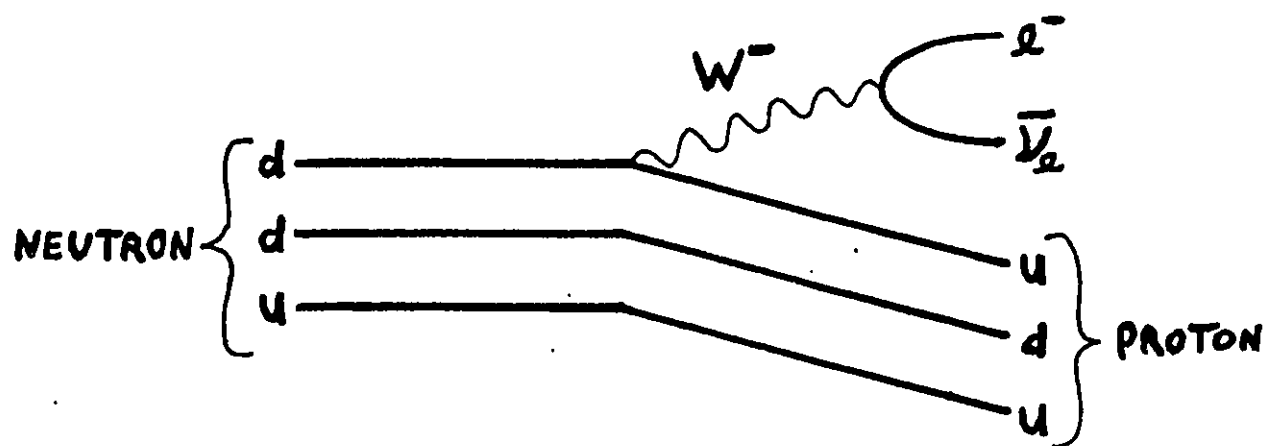


Figure 1 : Diagramme de Feynman de la désintégration d'un neutron.

1.3. Les interactions neutrinos

Les neutrinos constituent des sondes nucléaires uniques dans leur genre. Étant des leptons neutres, ils ne participent ni aux interactions fortes, ni aux interactions électromagnétiques, mais seulement aux interactions faibles. Lorsqu'ils interagissent avec une cible nucléaire, c'est avec un quark de valence ou un quark (anti-quark) de la mer de quarks qu'ils échangent un W^\pm .

La production du charme par les neutrinos

La figure 2 schématise trois façons différentes de produire un quark charmé à l'aide de l'interaction à courant chargé d'un neutrino. La première implique l'échange d'un W^+ avec un quark de valence d , et la deuxième avec un quark étrange s de la mer de quarks. Le troisième processus de la figure 2 représente la diffraction d'un W^+ dans la production d'un méson D_s^+ .

Lorsqu'un quark charmé (ou beauté) est produit dans une interaction, il ne se manifeste pas seul mais se lie avec d'autres quarks pour former un ou plusieurs hadrons. Le processus par lequel le quark produit plusieurs hadrons est appelé hadronisation. Comme le démontre la figure 3, le processus de hadronisation est une interaction complexe entre quarks et gluons (voir la section 1.4).

Production de quark beauté

Le quark b (ou \bar{b}) peut également être produit par l'interaction d'un neutrino avec un quark. La figure 4 montre quelques exemples. Ces processus sont toutefois rares car leur section efficace de production est proportionnelle aux termes V_{ub}^2 ou $\bar{c}_{(x)}$ (la probabilité qu'un quark \bar{c} transporte une quantité de mouvement fractionnaire x).

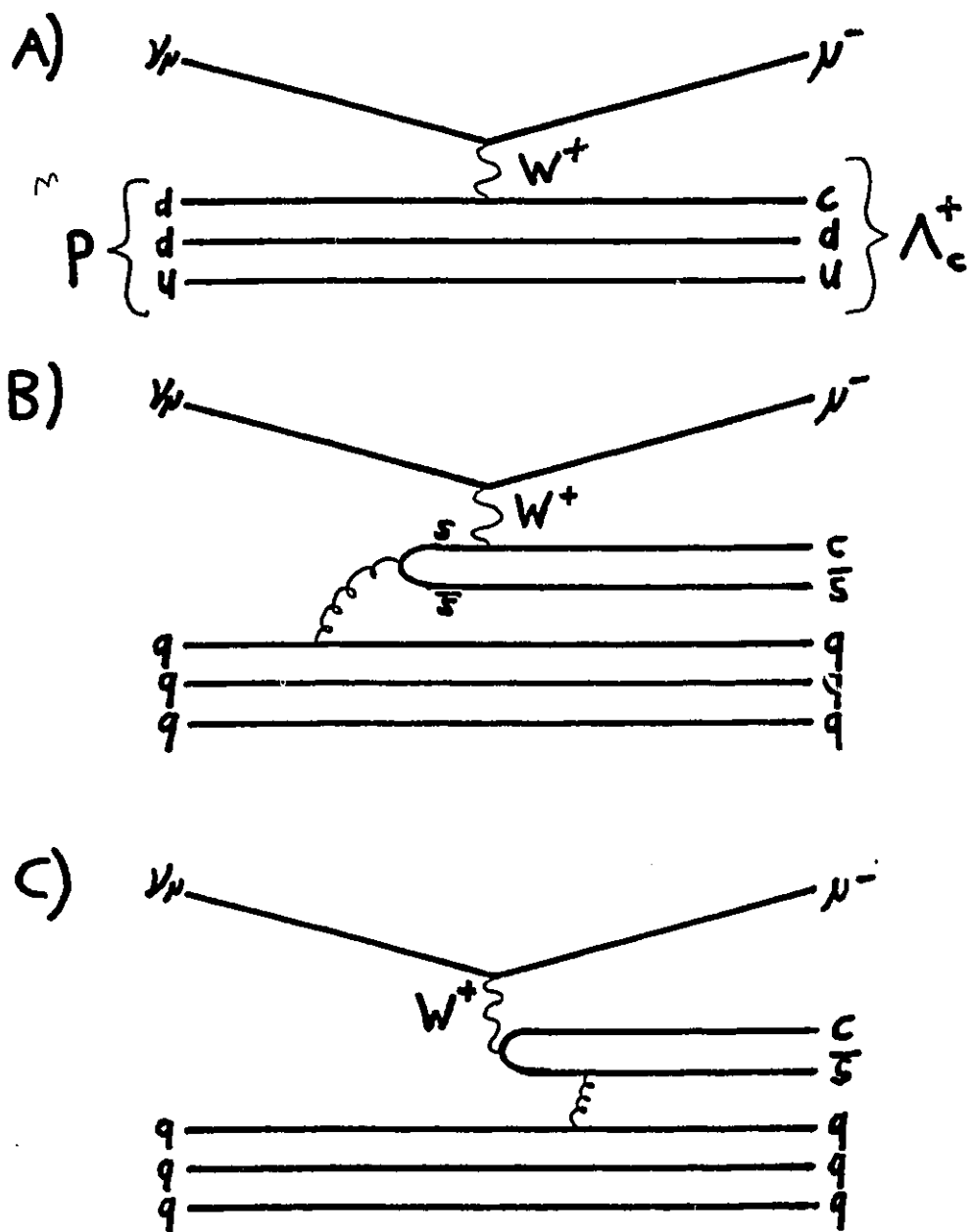


Figure 2 : Diagrammes de Feynman de production du charme: a) échange d'un W^+ avec quark de valence, b) échange d'un W^+ avec quark de la mer de quark, c) diffraction d'un W^+ .

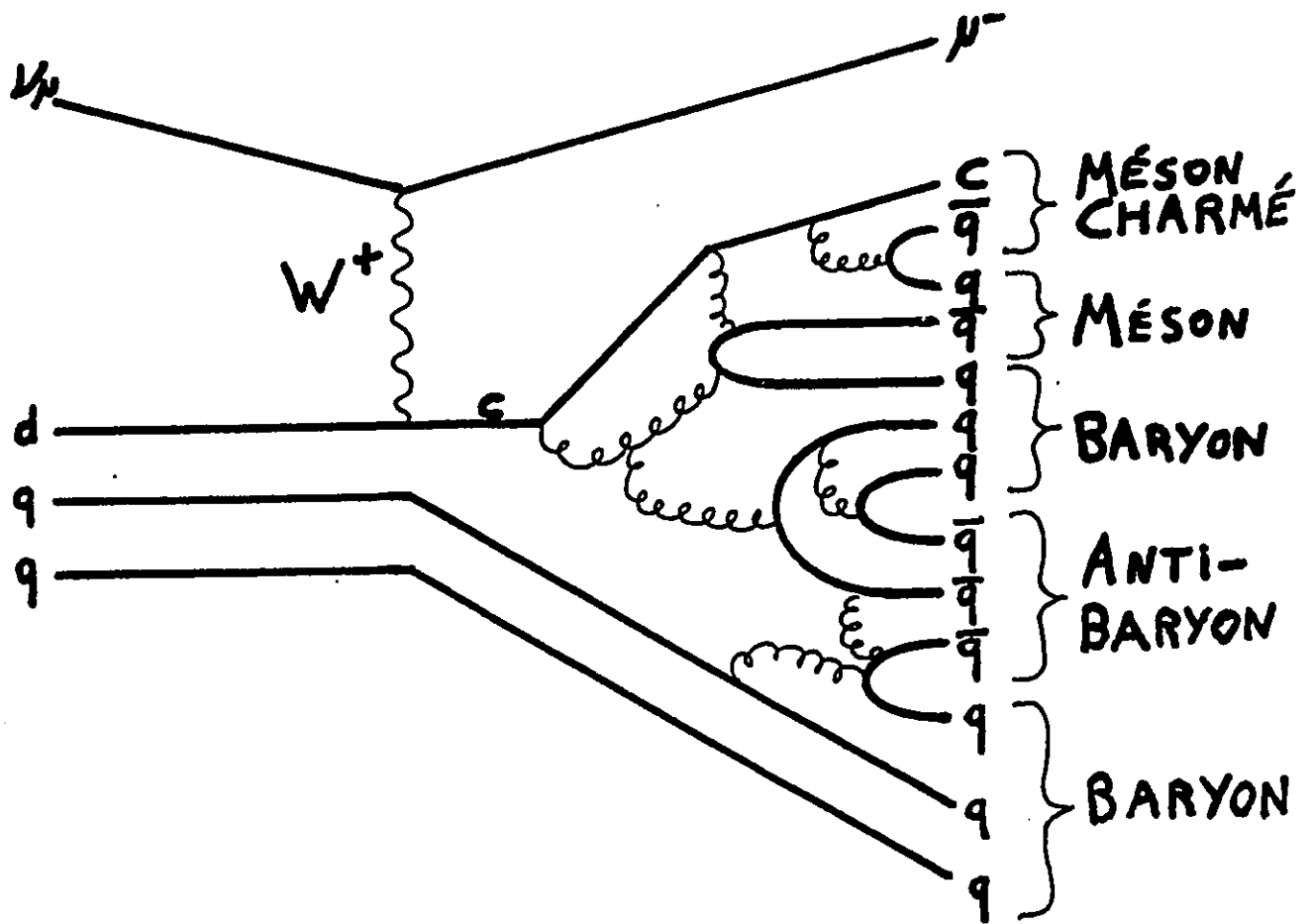


Figure 3 : Production hadronique par fragmentation

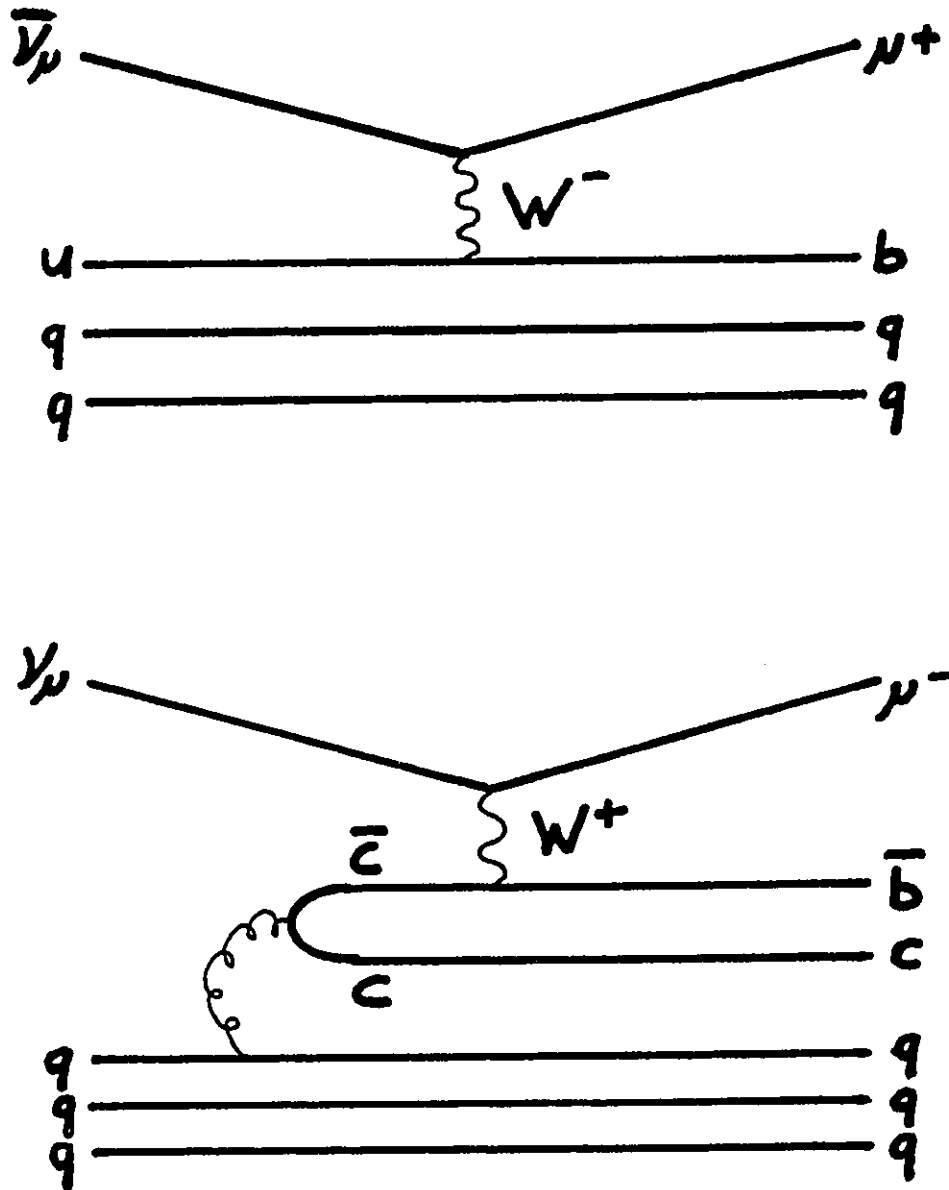


Figure 4 : Diagrammes de production du quark beauté

Désintégration par interaction faible

Il y a plusieurs schémas de désintégration possibles comme le montre la figure 5. Le modèle le plus simple est dominant: c'est le modèle du spectateur. Dans ce modèle, un quark émet un W tandis que les autres quarks formant la particule n'interviennent pas dans le processus, jouant le rôle de spectateurs. Parmi les autres processus, il y a l'annihilation d'un quark et d'un anti-quark en un W , valable seulement pour un méson chargé, et aussi l'échange d'un W qui est possible dans le cas des mésons neutres et des baryons. Selon le modèle du spectateur, les particules charmées ont un temps de vie d'environ $10^{-12} s$, mais en général les différentes possibilités de schémas de désintégration influencent le temps de vie de chacune des particules.

Un quark, lors de la désintégration d'une particule, peut émettre un W selon deux modes de probabilité différente. Le plus probable est dit favorisé par Cabibbo, car il a un facteur $\cos^2 \theta_c$ (95%), et le quark qui émet le W devient le quark avec la masse inférieure la plus près de la sienne. Le mode comportant un facteur $\sin^2 \theta_c$ (5%) est dit défavorisé par Cabibbo. Voici quelques exemples avec leur couplage relatif :

transformation	couplage
$c \rightarrow s$	$\cos^2 \theta_c$
$c \rightarrow d$	$\sin^2 \theta_c$

Il en va de même pour le vertex de quark-anti-quark produit par le W virtuel. Le mode favorisé par Cabibbo est $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ (ou $W^- \rightarrow \bar{u}d$), tandis que $W^+ \rightarrow u\bar{s}$ (ou $W^- \rightarrow \bar{u}s$) est défavorisé par Cabibbo:

$d \rightarrow u$	$\cos^2 \theta_c$
$s \rightarrow u$	$\sin^2 \theta_c$

Le W virtuel peut également se coupler à une des trois familles de leptons:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

La figure 6 montre un W^+ faisant le couplage entre les deux premières familles leptoniques dans la désintégration d'un μ^- . Ce mode est possible pour la désintégration d'une particule charmée comme le montre la figure 7. Les désintégrations de ce type sont appelés semi-leptoniques. Dans le cas des particules charmées, les modes semi-leptoniques sont moins probables car les configurations utilisant les modes non-leptoniques sont nombreuses.

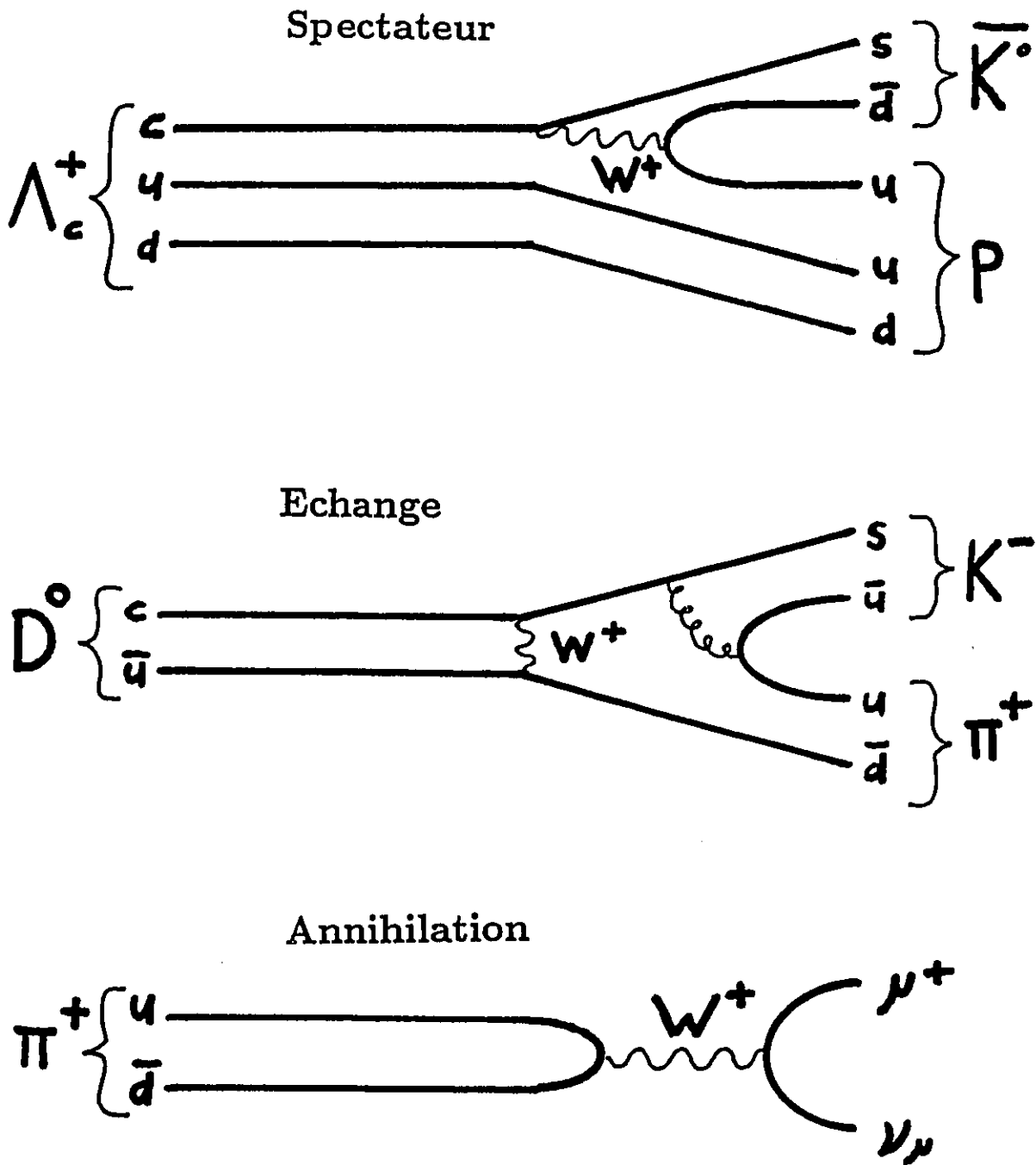


Figure 5 : Modes de désintégration par interaction faible.

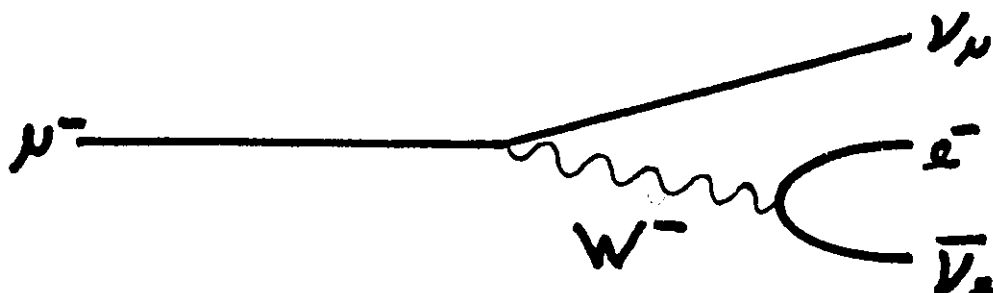


Figure 6 : Diagramme de Feynman de la désintégration du muon.

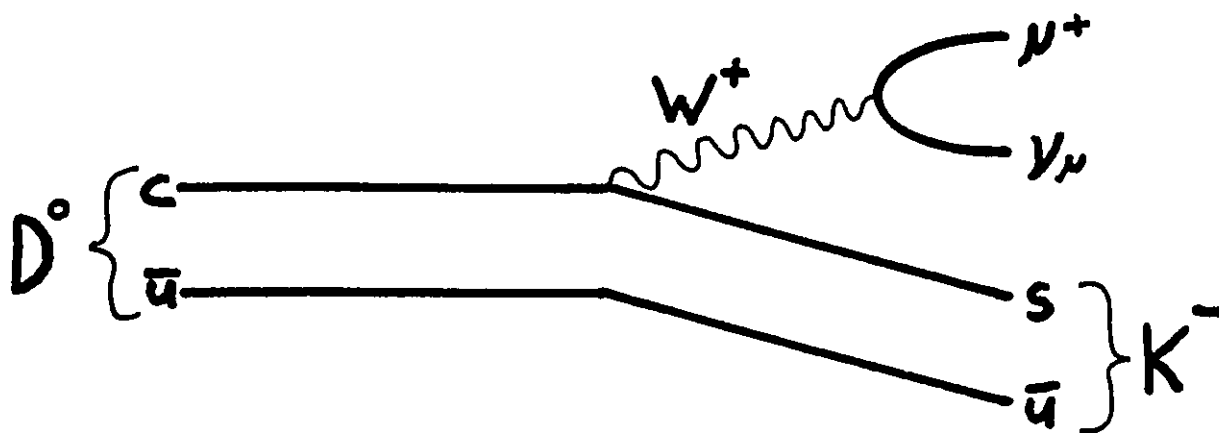


Figure 7 : Diagramme de Feynman de la désintégration semi-leptonique d'un D^0 .

1.4. Hadronisation

On appelle hadronisation le phénomène dans lequel l'ensemble de quarks et de gluons produits dans une interaction se transforme en hadrons observables. La production hadronique est le résultat de ce phénomène.

La formation de hadrons à partir de quarks à l'état excité est un des processus fondamentaux en physique des hautes énergies dont les effets demeurent incalculables à l'aide des théories existantes. La démonstration expérimentale de la composition des hadrons en quarks est établie [1.7], et l'interaction forte qui cimente ces quarks à l'intérieur du hadron est généralement expliquée par la chromodynamique quantique [1.8]. La production hadronique par contre est dominée par les effets en régime non perturbateur de la CDQ. Ce processus ne peut donc pas être étudié à l'aide des techniques actuelles de la théorie des champs en régime perturbateur.

L'emploi de modèles est la seule méthode utilisée pour la représentation du phénomène de l'hadronisation. Certains de ces modèles utilisent un très grand nombre de paramètres qui doivent être ajustés aux résultats expérimentaux, alors que d'autres décrivent certains aspects de façon satisfaisante mais ne peuvent expliquer l'ensemble des phénomènes observés dans la production hadronique. En l'absence de toute forme analytique, ce sont les techniques de Monte-Carlo qui permettent la simulation du processus de fragmentation selon un modèle particulier. Ces modèles se divisent en trois catégories:

- les modèles de cascade, dans lesquels les partons se fragmentent en hadrons de façon indépendante [1.9] [1.10] [1.11];
- les modèles de fragmentation de cordes (*string fragmentation models*) [1.12];
- les modèles d'avalanche de partons (*parton shower models*), dans lesquels la CDQ en régime perturbateur est utilisée [1.13] [1.14] [1.15] [1.16].

La conception, l'interprétation et les faiblesses de ces modèles font le sujet de plusieurs publications [1.17].

1.4.1. Pertinence de l'étude de la production hadronique via l'interaction neutrino.

L'étude de la production hadronique par les interactions lepton-noyau est considérée comme une étape importante dans la compréhension du phénomène de l'hadronisation [1.18]. Les conditions initiales de l'évolution de ce genre de collision peuvent être déterminées de façon précise. Le projectile possède une structure ponctuelle et ne subit pas de multiples réactions avec la cible. Ainsi il n'est pas nécessaire d'effectuer une déconvolution de la distribution des fragments de la cible et de ceux du projectile, comme c'est le cas avec les interactions hadron-noyau et noyau-noyau.

La collision d'un lepton avec un noyau peut être décrite par la séquence de trois processus distincts:

- la diffusion dure (*hard scattering*) du boson virtuel avec le parton;
- l'hadronisation des partons produits;
- la réinteraction possible des quarks avant l'hadronisation, ou des hadrons après.

L'importance de la compréhension des collisions lepton-noyau dans l'interprétation des interactions hadron-noyau et noyau-noyau plus complexes est reconnue depuis un certain temps [1.19] [1.20] [1.21].

CHAPITRE 2

2. Le montage expérimental

2.1. Le projet E-531 et le détecteur

La collaboration E-531 et son but

Le groupe du projet désigné par E-531 est composé de plus de 72 physiciens, des États-unis, du Japon, de la Corée et du Canada (voir l'appendice A). Ce projet de recherche soumis en 1977 avait pour but de déterminer les temps de vie des particules charmées les plus abondantes (D^0 \bar{D}^0 D^\pm Λ_c^+) [2.1] [2.2] [2.3].

Pour ce faire, les particules charmées doivent être produites en nombre raisonnable et un détecteur doit pouvoir observer les caractéristiques cinématiques et identifier les particules participant à l'interaction. La mesure des directions et moments cinétiques de ces particules doit en effet permettre la reconstruction de l'événement. Le temps de vie du charme est relativement court et pour le mesurer avec précision, le détecteur doit avoir une très bonne résolution spatiale afin de bien déterminer la longueur de désintégration d'une particule charmée. Cette haute résolution spatiale permet également de séparer les véritables désintégrations de l'interaction primaire, ce qui élimine le bruit de fond si courant dans les détecteurs électroniques peu précis. De plus, avec un tel détecteur pouvant déterminer si la désintégration est neutre ou chargée, l'ambiguïté sur le type de particule se désintégrant est éliminée, ce qui est un autre problème des détecteurs

électroniques à hautes statistiques. Ce sont toutes ces raisons qui expliquent le choix de l'émulsion nucléaire dans un détecteur hybride.

Le détecteur hybride

La technique hybride dans la physique expérimentale des hautes énergies permet d'allier les avantages de plusieurs détecteurs de types différents pour tirer un maximum d'informations des événements observés. Le détecteur hybride [2.4] du projet E-531 utilise la très haute résolution spatiale (de l'ordre du micron) de l'émulsion nucléaire combinée aux capacités d'analyse cinématique et de sélection d'événements d'un spectromètre conventionnel [2.2] [2.5].

L'ensemble du détecteur est représenté sur la figure 8. En suivant le sens du faisceau, de gauche à droite sur la figure 8, on retrouve le compteur à VETO, l'émulsion nucléaire, la première section du système de mesure du temps de vol (TDV1), les chambres à dérive en amont (CD1) et en aval (CD2) de l'aimant, la deuxième section du système de temps de vol (TDV2), le calorimètre électromagnétique (ECAL) comprenant le convertisseur électromagnétique (CONV), les compteurs EPIC (*Extruded Proportional Ionisation Counter*) et les blocs de verre de plomb (BVP), puis il y a le calorimètre hadronique (HCAL) et finalement, le détecteur à muons (DMU). L'émulsion nucléaire, l'aimant et les chambres à dérive reposent tous sur un bloc de granit afin de minimiser les fluctuations des distances relatives entre chacune de ces parties du détecteur. La description des caractéristiques et fonctions de tous ces détecteurs suit dans les prochaines sections.

L'expérience E-531

L'expérience E-531 a utilisé le faisceau de neutrinos de Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois, E.-U.). Il y a eu deux périodes d'exposition entre lesquelles une amélioration a été portée au détecteur. L'étude rapportée dans cette thèse utilise les données provenant de la deuxième exposition, et celle-ci est sous-entendue dans le reste de la thèse.

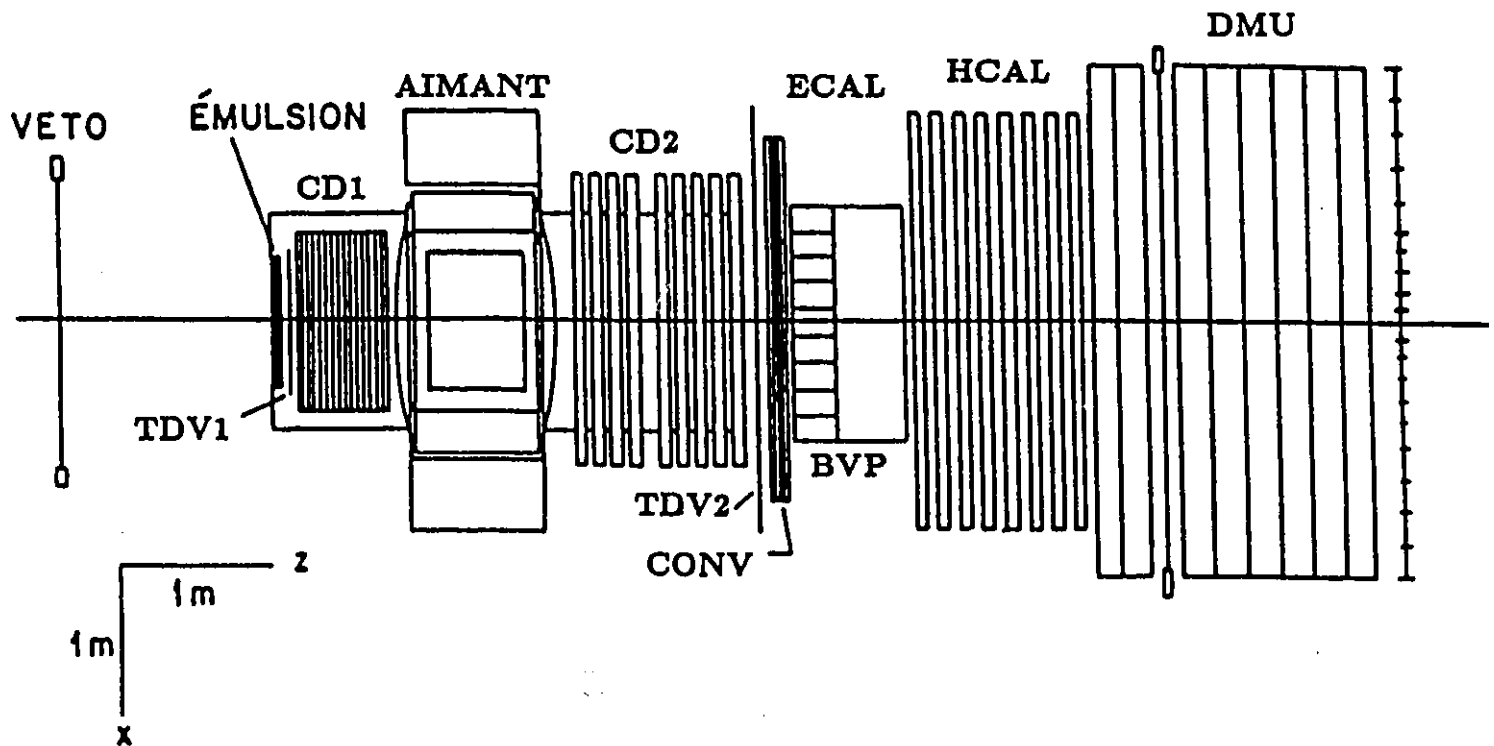


Figure 8 : Détecteur hybride de l'expérience E-531.

Lors de l'exposition au faisceau, tout en récoltant les mesures permettant le calcul des moments cinétiques des particules chargées ainsi que d'autres données, le spectromètre sélectionne les événements voulus dans l'émulsion nucléaire. Après l'exposition, l'émulsion doit être développée, tâche qui a été exécutée à l'Université d'Ottawa. Chaque interaction entre un neutrino et l'émulsion, appelée événement-neutrino ou interaction neutrino, est analysée à l'aide des données du spectromètre. Les traces chargées sont reconstruites avec les données provenant des chambres à dérive et la position de l'événement dans l'émulsion est prédite par la projection de ces traces. Chaque événement est recherché à l'endroit prédit dans l'émulsion, puis, s'il est repéré, il est à nouveau analysé à la lumière des informations plus précises fournies par l'émulsion. La découverte de la désintégration possible d'une particule charmée nécessite une analyse cinématique approfondie dont est tirée idéalement son temps de vie.

2.2. Le faisceau de neutrinos

Motivation du choix du faisceau

Le choix d'un faisceau de neutrinos est relié au fait que le rapport de production de particules charmées dans les interactions dues aux neutrinos peut aller jusqu'à environ 10 % selon des données de cette époque sur l'observation de production dileptonique [2.6]. De plus, le passage des neutrinos dans l'émulsion nucléaire ne laisse pas de traces, ce qui facilite l'observation des événements dans une émulsion relativement *propre*. Par contre, la section efficace, très faible pour les interactions neutrinos ¹, exige une exposition prolongée de plusieurs mois de l'émulsion dans le faisceau de neutrinos.

Production et composition du faisceau

Le faisceau de neutrinos à large bande d'énergie est produit à l'aide d'un faisceau de protons accélérés par le synchrotron de Fermilab. Ces protons de 400 GeV/c bombardent

¹ $E \times 0.67 \times 10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV}$, où E est l'énergie du neutrino muonique en GeV [2.10]

une cible d'oxyde de béryllium (BeO) de 30 cm, correspondant à une longueur d'interaction hadronique λ_I . Les particules produites dans les interactions proton-cible, surtout des pions et des kaons, passent par un cornet magnétique qui focalise les particules positives et défocalise celles de charge opposée. Les neutrinos sont produits dans la désintégration des particules secondaires qui ont été focalisées dans un *tuyau de désintégration* long de 410 m (voir la figure 9). Les modes de désintégration de la table 5 indiquent une prédominance des neutrinos muoniques. Toutes les particules sont absorbées par 20 m de béton, 180 m de fer et 260 m de terre, sauf les neutrinos qui ont une section efficace très faible, n'interagissant avec la matière que par interaction faible. Quelques muons énergiques réussissent occasionnellement à passer.

Table 5 : Modes de désintégration produisant le faisceau de ν

Modes de désintégration	Rapport de branchement (%) [2.7]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	100
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	63.5
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^0$	3.2
$K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^0$	4.8
$K_L^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^-$	13.5
$K_L^0 \rightarrow e^+ \nu_e \pi^-$	19.3
$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	100

L'énergie et la direction d'un tel faisceau à large bande ne sont pas bien déterminées et sont difficiles à mesurer. En effet, on s'attend à ce que la dispersion spatiale soit importante et que le domaine du spectre d'énergie soit large. Un programme Monte-Carlo [2.8] a généré les spectres d'énergie des neutrinos de la figure 10 montrant l'étendue de ces spectres et leur énergie moyenne d'environ 30 GeV.

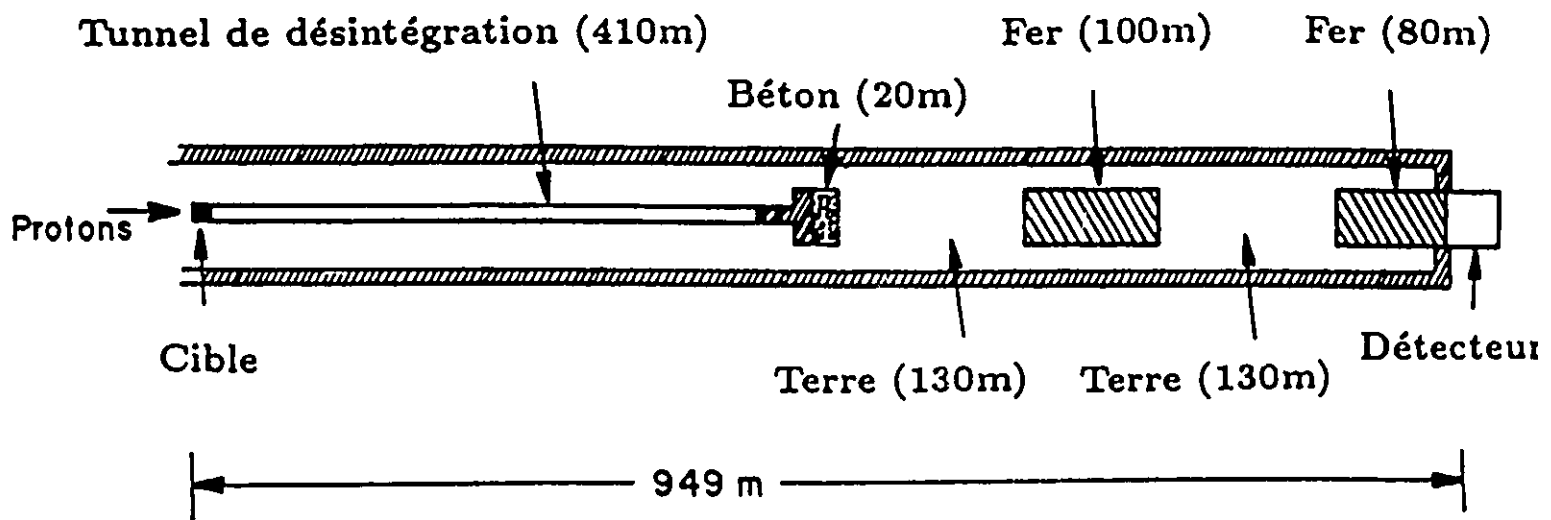


Figure 9 : Tunnel de production du faisceau de ν .

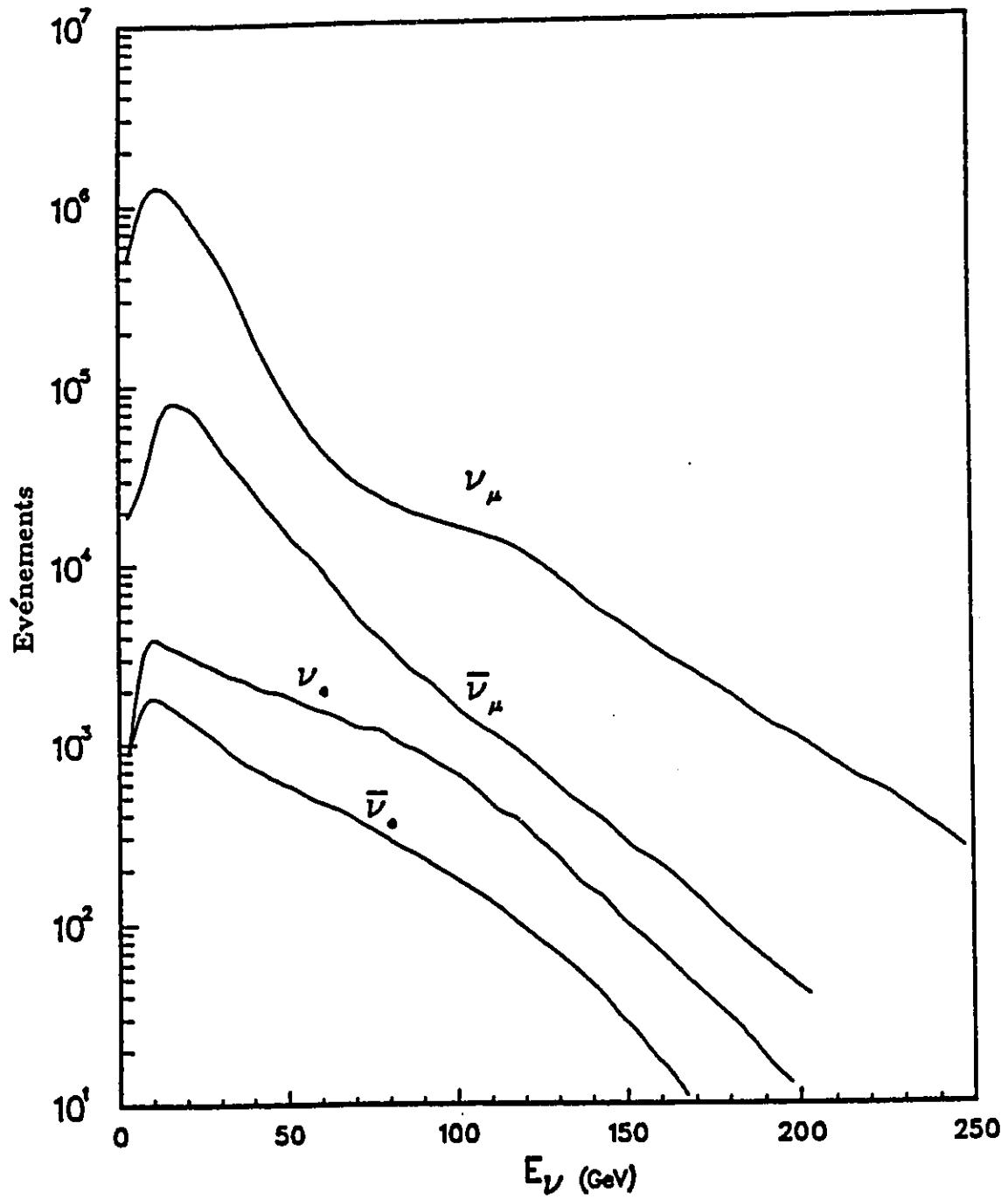


Figure 10 : Spectres énergétiques des neutrinos produits.

2.3. Le compteur à VETO

Le premier appareil de détection que le faisceau de neutrino rencontre est le compteur à VETO. Ce détecteur formé de 7 scintillateurs a droit de VETO sur la prise de données par le spectromètre. Si une particule chargée traverse un des scintillateurs et qu'elle interagit dans l'émulsion, le déclenchement de prise de données est annulé puisque l'événement n'est pas provoqué par un neutrino. En effet, il arrivait à l'occasion qu'un muon réussisse à traverser les matériaux absorbants et interagisse avec le détecteur. Le réglage du temps de réaction de ce compteur devait être soigneusement choisi afin d'éviter le rejet de bons événements-neutrinos produisant des particules chargées ayant une direction arrière.

2.4. L'émulsion nucléaire

L'émulsion nucléaire joue le rôle de cible active: quelques neutrinos du faisceau interagissent avec certaines composantes de l'émulsion et les particules chargées produites ionisent les atomes de bromure d'argent sur leur passage. L'image latente formée est fixée par le développement de l'émulsion. Ce procédé transforme les atomes d'argent en cristaux opaques, laissant des traces sous forme de grains. Ainsi la trajectoire de la particule devient visible en trois dimensions dans l'émulsion.

Composition et caractéristiques de l'émulsion

L'émulsion nucléaire se compose essentiellement de bromure d'argent et de gélatine. Cette dernière sert de support physique au AgBr qui est l'agent photographique sensible. La gélatine est relativement transparente, élastique et stable ce qui permet l'examen de l'émulsion au microscope optique et sa conservation pendant plusieurs années, si les conditions d'humidité sont adéquates.

Les composantes et caractéristiques de l'émulsion FUJI ET-7B, celle qui a été utilisée dans le projet E-531, sont présentées dans la table 6 [2.5] [2.7]. La gélatine occupe environ la moitié du volume de l'émulsion, mais c'est le bromure d'argent qui constitue l'essentiel de sa masse. La taille moyenne des grains de bromure d'argent est de $1/4 \mu m$ [2.9].

Table 6 : Composantes et caractéristiques de l'émulsion FUJI ET-7B

Élément	Symbole	Masses fractionnelle *
Iode	I	0.3
Argent	Ag	45.4
Brome	Br	33.4
Soufre	S	0.2
Oxygène	O	6.8
Azote	N	3.1
Carbone	C	9.3
Hydrogène	H	1.5
Densité		3.73 g/cm ³
Longueur de rayonnement		29.4 mm
Longueur d'interaction hadronique (p)		~33 cm

* à 68% d'humidité relative

La cible d'émulsion

La cible formée de 39 modules et contenant 32.1 litres d'émulsion est représentée sur la figure 11 avec les trois groupes de chambres à dérive qui sont derrière. Deux types de module d'émulsion se distinguent selon le mode d'exposition au faisceau : il y a les modules verticaux, au nombre de 27, et les 12 modules horizontaux.

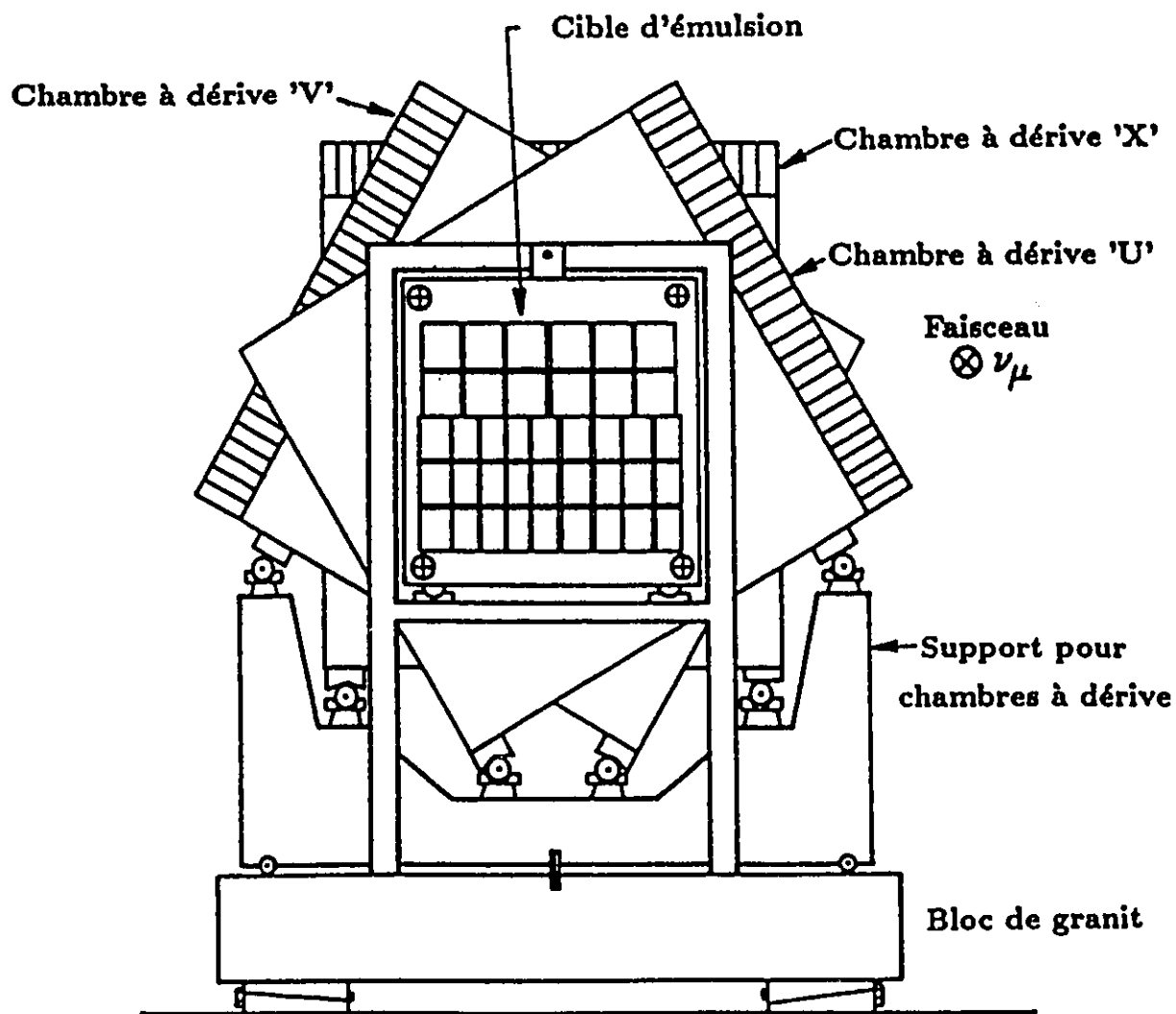


Figure 11 : Cible d'émulsion et chambres à dérive en amont de l'aimant.

Les modules verticaux sont formés de 97 plaques minces. Chaque plaque de $9.5\text{ cm} \times 12\text{ cm}$ consiste en deux couches d'émulsion de $330\ \mu\text{m}$: une de chaque côté d'une mince feuille de $70\ \mu\text{m}$ de polystyrène. Le faisceau traverse ces plaques dans le sens de l'épaisseur, exigeant une technique dynamique au microscope puisque la plupart des traces énergiques produites sont plus ou moins perpendiculaires au plan de vision. Un déplacement continu de la platine du microscope dans le sens de la profondeur permet de distinguer une trace par l'observation d'une série de grains superposés.

Chacune des 177 plaques de $7\text{ cm} \times 14\text{ cm}$ formant chaque module horizontal consiste en une seule couche de $625\ \mu\text{m}$ d'émulsion nucléaire. Sur la surface de chacune des couches est imprimée une grille de référence. Puis, une fois développées, ces couches d'émulsion sont collées à une plaque de plexiglass. Les modules horizontaux sont exposés de la façon classique, c'est-à-dire par la tranche et dans le sens de la largeur. L'examen d'un événement au microscope se fait donc dans le plan incluant la direction du faisceau. La plupart des traces énergiques peuvent être suivies aisément dans le sens de leur longueur. L'étude faite par l'auteur et les résultats rapportés dans cette thèse, sauf indication contraire, se rapportent aux plaques du module horizontal H3.

2.5. Les chambres à dérive et l'aimant

Les chambres à dérive mesurent les positions là où les particules chargées les traversent. Elles fournissent donc les données servant à la reconstruction du parcours de ces particules, permettant la prédiction de la position de l'interaction qui les a produites. Quinze chambres à dérive se trouvent en amont de l'aimant (c'est-à-dire avant l'aimant dans le sens du faisceau), alors qu'il y en a neuf en aval (après l'aimant).

Les chambres à dérive en amont (CD1) sont séparées en trois groupes de cinq chambres (U, V et X). Chacun des groupes occupe un plan différent: le groupe X est à la verticale (axe des x) alors que les groupes U et V ont subi une rotation par rapport à l'axe des x de $+60$ et -60 degrés respectivement. Cette structure particulière, bien visible sur la

figure 11, permet de reconstruire les traces en trois dimensions. La résolution de ces chambres en amont est de $125 \mu m$.

Les chambres à dérive en aval de l'aimant (CD2), de construction légèrement plus grande, sont également divisées en trois groupes, mais avec une rotation de $\pm 10^\circ$ cette fois-ci. La résolution de ces chambres est estimée à $175 \mu m$.

L'aimant dans ce détecteur a un champ magnétique central de 5.9 kGauss, ce qui correspond à un changement de la quantité de mouvement transverse $P_T = 186 \text{ MeV}/c$ pour une particule chargée traversant le centre de l'aimant. Avec une trace reconstruite à l'aide des chambres à dérive et avec la mesure de sa courbure due à l'aimant, il est possible de déterminer la quantité de mouvement de la particule chargée qui a produit cette trace. La résolution de ce spectromètre est de

$$\sigma_p = [(0.014P)^2 + (0.004P^2)^2]^{\frac{1}{2}}$$

Le champ magnétique à l'extérieur de l'aimant, dû à l'effet de bord, peut être utilisé pour déterminer la quantité de mouvement de particules qui ne sont pas observées en aval de l'aimant. La résolution minimale dans ce cas est de

$$\sigma_p = 0.08P^2$$

où P est en GeV/c . Entre les chambres à dérive en amont et celles en aval, dans l'ouverture de l'aimant, se trouvait une chambre à dérive à grande cellule qui devait être utilisée comme identificateur de particule grâce à la mesure de la perte d'énergie par ionisation des particules chargées. Mais les mesures provenant de ce détecteur n'ont pas été utilisées à cause de la pauvre résolution de cet instrument.

2.6. Le système de mesure du temps de vol

Le système de mesure du temps de vol a pour fonction de mesurer le temps nécessaire à une particule chargée de parcourir une certaine distance. Ceci permet l'identification de cette particule, puisqu'on connaît sa quantité de mouvement grâce au spectromètre. L'autre fonction non moins importante de ce système, est de déclencher la prise de données par le détecteur E-531 en entier lorsqu'un événement-neutrino a lieu dans l'émulsion. Ce système est composé de deux parties, TDV1 et TDV2, séparées en deux endroits différents du détecteur, comme le démontre la figure 8.

Situé tout de suite après l'ensemble des modules d'émulsion nucléaire, le TDV1 n'est composé que d'une large feuille de scintillateur. Sa résolution temporelle est de 150 *ps*. Quant au TDV2, il est installé après les chambres à dérive en aval et est composé de 16 scintillateurs larges et de 14 plus minces. Les résolutions de ces derniers sont, respectivement, de 106 *ps* et de 80 *ps*.

Le déclenchement de la prise de données générale nécessite l'absence de signal provenant de compteur à VETO, et la détection d'au moins deux particules chargées par le TDV1 (ionisation $\geq 2.5 \times$ minimum). Ces conditions assurent la présence d'une interaction due à un neutrino dans le volume occupé par l'émulsion. Il est nécessaire également que deux scintillateurs du TDV2 soient activés.

La mesure du temps de vol t_{TDV} se fait en prenant la différence entre le temps de passage donné par le TDV2 et le temps de départ moyen au TDV1. Les particules peuvent être identifiées en comparant le β_{TDV} (calculé avec le t_{TDV} mesuré) aux β_{TDV} prédits pour chaque particule de masse différente M , connaissant leur quantité de mouvement. Si L est la distance parcourue par la particule, t_{TDV} le temps de vol pour cette distance et c la vitesse de la lumière, alors

$$\beta_{TDV} = \frac{L}{ct_{TDV}}$$

En supposant une masse M pour la particule et avec P , sa quantité de mouvement, on a

$$\beta_M = \frac{P / M}{\sqrt{1 + (P / M)^2}}$$

La séparation entre un pion et un kaon pour l'identification d'une particule est possible jusqu'à $2 \text{ GeV}/c$, alors que ça va jusqu'à $3.5 \text{ GeV}/c$ pour le kaon et le proton. Malheureusement, en général les particules intéressantes sont plus énergiques que cela. Le système est également inutilisable pour identifier les particules lorsque deux particules traversent le même scintillateur dans le TDV2.

2.7. Le calorimètre électromagnétique

La fonction du calorimètre électromagnétique (ECAL) dans cette expérience est de permettre l'identification des électrons, des positrons et des photons (appelés *gammas*) produits dans les interactions neutrino. Ces particules provoquent des cascades électromagnétiques très caractéristiques lorsqu'elles interagissent avec la matière et y déposent leur énergie. Les mesures de l'énergie déposée et du point d'impact de ces particules dans le calorimètre permettent la reconstruction cinématique de pions neutres quand cela est possible.

2.7.1. Convertisseur électromagnétique et compteurs EPIC

Situé après le TDV2, une feuille de plomb de 2.9 longueurs de rayonnement convertit 90% des gammas qui la traversent, provoquant ainsi des cascades électromagnétiques. Immédiatement après ce convertisseur électromagnétique (CONV), on trouve les compteurs EPIC (*Extruded Proportional Ionisation Counters*), divisés en trois groupes de tubes aplatis d'un pouce de large. Ces groupes, à la manière des chambres à dérive, forment trois plans différents ($\pm 60^\circ$) afin de permettre une localisation spatiale des cascades détectées. En effet, une cascade électromagnétique produite par la conversion d'un gamma dans la feuille de plomb, ionise le gaz contenu dans les tubes EPIC.

L'amplitude du signal provenant des compteurs EPIC est directement proportionnelle au nombre d'électrons présents dans ceux-ci. Les électrons et les positrons provoquent en général eux aussi des cascades électromagnétiques par leur passage au travers du convertisseur électromagnétique, ce qui donne un signal caractéristique dont l'amplitude est plusieurs fois plus grande que celle due à une ionisation minimale.

2.7.2. Le verre de plomb

Les énergies des électrons et des gammas sont mesurées dans les blocs de verre de plomb (BVP). Soixante-huit de ces blocs forment un mur après le convertisseur et les compteurs EPIC, et la plupart ont l'équivalent de 11 longueurs de rayonnement L_{Ray} en épaisseur {douze blocs ont 14 L_{Ray} }, correspondant à 2/3 {ou 1} longueur d'interaction hadronique. Chaque bloc est relié à un tube photomultiplicateur qui mesure l'intensité de la lumière du rayonnement de Čerenkov émise par les électrons et les positrons d'une cascade électromagnétique. Le signal enregistré est proportionnel à l'énergie de la particule qui provoque la cascade. La résolution de ce calorimètre électromagnétique est de

$$\sigma_{(E)} = 0.17\sqrt{E}$$

où E est l'énergie mesurée en *GeV*.

2.8. Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL) a comme fonction de mesurer l'énergie hadronique totale produite dans une interaction neutrino. Ce détecteur est du type destructeur: il doit arrêter les hadrons qui le traversent et ceux-ci y déposeront leur énergie par l'absorption de la cascade hadronique qu'ils provoquent.

Ce calorimètre est composé de six murs d'acier de 10 *cm* d'épaisseur chacun. Des compteurs du type EPIC suivent chacun des trois premiers murs, tandis que ce sont des scintillateurs qui succèdent à chacun des trois derniers. Ces scintillateurs et les tubes

EPIC mesurent l'ionisation due aux particules chargées des cascades hadroniques produites dans l'acier par un hadron. La résolution pour la mesure en GeV de l'énergie déposée est de

$$\sigma_{(E)} = 1.1\sqrt{E}$$

La résolution spatiale du calorimètre est à l'image de sa résolution énergétique: assez mauvaise.

2.9. Le spectromètre à muons

De toutes les particules, idéalement seuls les muons énergiques et les neutrinos subsistent après les deux calorimètres. Le spectromètre à muons (DMU) assure l'identification des muons et permet de les séparer des particules très pénétrantes.

Un premier ensemble de scintillateurs suit l'équivalent de 1.2 m d'acier, en incluant l'acier du calorimètre hadronique. Pour être détecté dans ces scintillateurs, un muon doit avoir une quantité de mouvement d'au moins 1.9 GeV/c^2 . Un autre mur d'acier de 1.1 m ne laisse qu'aux muons d'au moins 3.4 GeV/c^2 la chance d'être détectés par le dernier groupe de scintillateurs qui ferment la marche en ce qui concerne les composantes du détecteur E-531.

CHAPITRE 3

3. Recherche et mesure dans l'émulsion

3.1. L'observation dans l'émulsion

La première étape de la recherche d'une particule charmée est de retrouver l'interaction où elle a pu être créée: l'événement neutrino. Ce genre d'événement prend dans l'émulsion l'apparence d'une *étoile* dont les branches sont en fait des traces formées par l'ionisation du milieu par les particules chargées produites lors de la collision. La figure 12 montre l'apparence typique d'une étoile produite par un neutrino dans une plaque d'émulsion appartenant à un module horizontal.

L'observation de traces formées de minuscules grains d'argent dans l'émulsion est impossible sans l'aide d'un appareil optique de grossissement. Un microscope optique Leitz avec une capacité de grossissement de 1000x a été utilisé. La profondeur de champ au foyer étant très faible à de forts grossissements, la mesure en trois dimensions est facilement réalisable. La résolution spatiale de cette méthode d'observation est de l'ordre du micron.

L'utilisation du microscope pour l'observation de l'émulsion permet la reconnaissance d'événements particuliers tels la collision d'un neutrino avec un nucléon ou la désintégration d'une particule. Alors que les pentes des traces observées se calculent aisément à l'aide des coordonnées de deux points éloignés, l'émulsion fournit également la possibilité de mesurer l'énergie qui y a été déposée par ionisation, tandis que la mesure

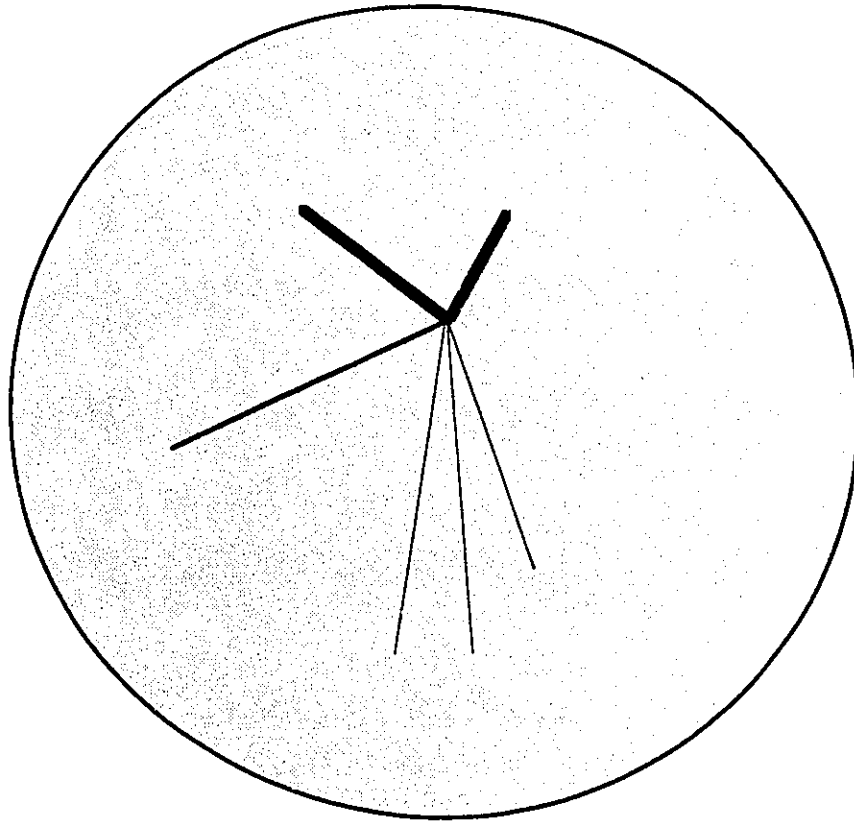


Figure 12 : Apparence d'une étoile dans une plaque d'émulsion d'un module horizontal, avec $n_b=2$, $n_g=1$ et $n_s=3$.

de la diffusion d'une trace permet le calcul de la quantité de mouvement de la particule produisant cette trace.

Une fois trouvée, l'étoile est analysée. C'est-à-dire que les pentes de chacune des traces sont mesurées, et leur apparence est cataloguée selon les lettres b, g et s:

- **b** (*black*) pour les traces noires, dont les grains individuels ne peuvent être distingués (trace continue). Elles sont surtout produites par des fragments de l'évaporation nucléaire qui suit la collision.
- **g** (*grey*) pour les traces grises, qui, sans former de trace continue, ont une densité de grains plus élevée que celle des traces blanches. Elles proviennent en général de particules appartenant à la cible et sont éjectées par la collision.

- *s* (*shower*) pour les traces blanches, correspondant aux particules rapides et peu ionisantes. Celles-ci ne forment que des grains espacés le long de la trace. Ces particules sont souvent reliées directement à l'interaction qui a eu lieu entre le neutrino et le quark.

Ainsi une étoile est caractérisée par son nombre de traces noires n_b , de traces grises n_g et de traces blanches n_s (voir la figure 12).

3.2. Recherche d'événements neutrino

Les données prises par le spectromètre et accumulées lors de l'exposition furent analysées par un programme de reconstruction de vertex. En premier lieu, ce programme tente de reconstruire les traces dans les chambres à dérive, puis, par la projection de ces traces, prédit leur origine dans l'émulsion.

Deux techniques furent utilisées pour trouver un événement neutrino dont la position et les traces ont été prédites dans un module horizontal d'émulsion: le *volume scanning* et le *followback*.

3.2.1. Volume scanning

Volume scanning est un anglicisme d'usage courant qui décrit la méthode du balayage de volume. Il s'agit de visionner un certain volume d'émulsion entourant la position prédite par l'analyse des données du spectromètre et de repérer une étoile ayant les caractéristiques recherchées. En général le volume est de $4mm \times 4mm \times 20mm$ et le grossissement utilisé est faible (100 ou 500 \times).

Cette technique peut être très rapide si l'étoile recherchée est près de l'endroit prédit et que $n_b > 1$. Par contre il est difficile, sinon impossible, de distinguer les étoiles avec $n_b=0$ et $n_g=0$. Les étoiles les plus faciles se trouvent en moins de 10 minutes, alors que les plus difficiles sont introuvables. Cette technique est utile si elle est utilisée succinctement avant d'essayer le *followback*, au cas où l'étoile recherchée est facilement trouvable. En moyenne, une étoile trouvée par *volume scanning* demande dix à quinze minutes de

recherche. Alors, après une demi-heure de recherches infructueuses, il est préférable de passer au *followback*.

3.2.2. Followback

La méthode la plus efficace est celle du *followback*. Ce terme (un autre anglicisme courant) décrit la filature d'une trace depuis sa sortie de l'émulsion jusqu'à son origine, normalement une étoile.

La trace à suivre est choisie en fonction de ses pentes et de la quantité de mouvement de la particule qui l'a produite. Plus la quantité de mouvement est élevée et moins la trace subira de déviations par diffusion coulombienne, réduisant l'incertitude sur la prédiction de son emplacement dans l'émulsion. Les pentes les plus faibles permettent une recherche plus aisée de la trace à la sortie de l'émulsion, et rendent une trace facile à suivre dans l'émulsion. La plupart du temps c'est le muon produit dans l'interaction à courant chargé d'un neutrino qui fournit la meilleure trace à suivre. De surcroît, la trace du muon est celle qui a l'identification la plus sûre et qui en général mène à l'interaction primaire.

Les étoiles les plus faciles se trouvent en moins de vingt minutes avec cette technique, mais les plus difficiles peuvent prendre plusieurs heures.

3.2.3. Résultats

Des 127 événements prédits dans le module d'émulsion H3, 105 (83 %) ont été trouvés: 34 par *volume scanning* et 71 par *followback*. La proportion d'événements trouvés par l'ensemble de la collaboration E-531 est de 82 %. La plupart des événements qui n'ont pas été trouvés sont probablement juste à l'extérieur de l'émulsion.

3.3. Recherche de candidats charmés

Une fois l'événement trouvé, il est analysé comme il a été décrit dans la section 3.1. Les événements susceptibles d'avoir produit une particule charmée sont appelés candidats charmés. Ils sont identifiés par leur apparence dans l'émulsion. Deux techniques sont efficaces pour les trouver: le *followback* et le *followdown*. Quelques fois le *volume scanning* est utilisé spontanément en observant le vertex primaire, ou lorsque les autres méthodes ont échoués, mais cette technique est très peu efficace.

3.3.1. Topographie d'un candidat charmé dans l'émulsion

L'émulsion n'est sensible qu'aux traces chargées dans une désintégration. La topographie de l'événement dépend donc du nombre de corps chargés produits et également de la charge de la particule se désintégrant.

Candidats neutres

Les candidats neutres se caractérisent par un vertex contenant un nombre pair de traces (par conservation de la charge), sans qu'il n'y ait de trace le reliant au vertex primaire (étoile). Les vertex composés de deux traces sont désignés par la lettre V à cause de la ressemblance topographique. On retrouve aussi des vertex à quatre et six branches (voir la figure 13).

Candidats chargés

Le vertex d'un candidat chargé est produit au bout d'une trace et se compose d'un nombre impair de traces. Si la trace d'origine subit un net changement de direction, alors c'est un candidat pour la désintégration d'une particule en un seul corps chargé, dénommé *kink*. Si la trace se divise en trois, alors on a affaire à un trident. Il peut arriver qu'il y ait des vertex possédant cinq branches (voir la figure 14).

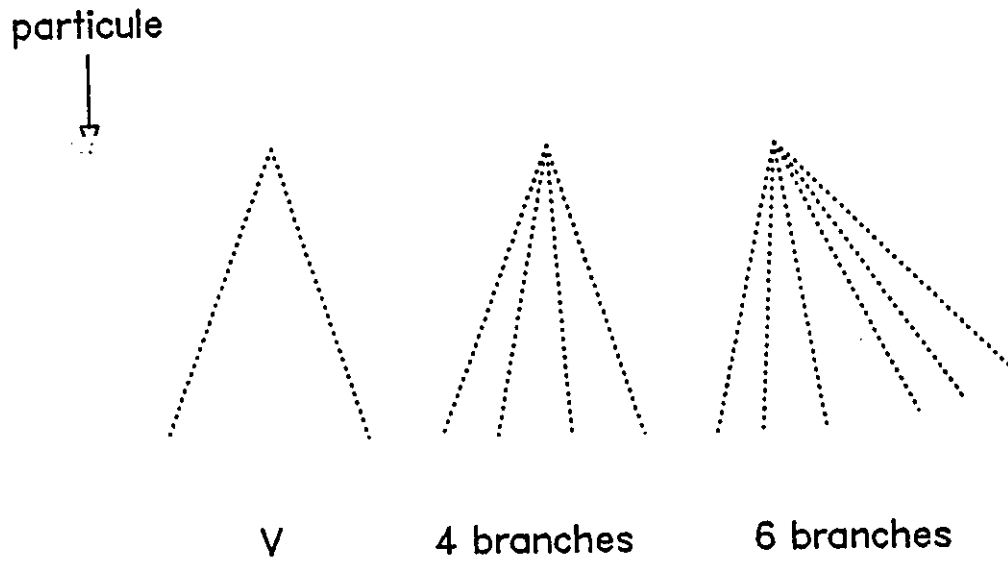


Figure 13 : Topographie de différents candidats charmés neutres

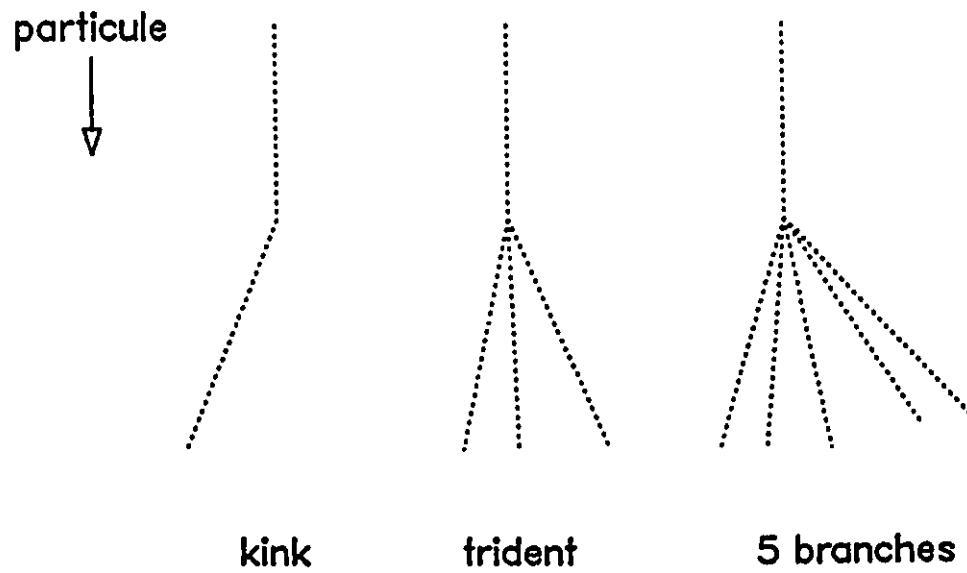


Figure 14 : Topographie de différents candidats charmés chargés

3.3.2. Followdown

Dans le cadre de la mesure des pentes des traces d'un événement ou de la mesure de la position de sortie de ces traces, toutes les traces de l'événement sont suivies jusqu'à leur sortie de l'émulsion, sinon sur une longueur de 6 mm. Un candidat chargé peut être trouvé de cette façon. La technique qui consiste à suivre une trace et de chercher l'indication d'une désintégration sous la forme d'un *kink* ou d'un trident, est appelée *followdown*.

Une trace qui est observée dans l'émulsion au vertex primaire mais pas par le spectromètre, reçoit une attention particulière. Le *followdown* permet dans ce genre de cas de déterminer si la trace a subi une collision nucléaire dans l'émulsion ou si une désintégration s'est produite.

3.3.3. Scanback

Lorsqu'une trace est prédite par le spectromètre et qu'elle n'est pas observée au vertex primaire dans l'émulsion, elle est recherchée à la sortie de l'émulsion. Si elle est trouvée, elle est suivie en remontant l'émulsion dans le sens inverse du faisceau ν jusqu'à l'origine de la trace. C'est le *scanback*, technique similaire au *followback*.

Le *scanback* d'une trace permet de déterminer si elle provient de la collision nucléaire d'une particule neutre, ou, comme c'est souvent le cas, de la conversion d'un gamma en une paire d'électron-positron. Les paires d'électron-positron sont facilement reconnaissables à leur faible angle d'ouverture, tandis qu'une collision nucléaire produit souvent des traces noires et le vertex n'a pas nécessairement un nombre pair de traces. Si aucune de ces configurations n'est observée, alors le vertex trouvé par *scanback* est un candidat charmé.

3.3.4. Résultats

L'analyse d'un événement neutrino demande facilement une journée de travail dans l'émulsion, alors qu'un événement avec un candidat charmé peut prendre plusieurs jours d'études. Sur les 105 événements trouvés dans le module horizontal H3 d'émulsion, 7 candidats charmés possibles ont été trouvés. Un candidat *kink* devait présenter un

changement de quantité de mouvement transverse de $400 \text{ MeV}/c$ ou plus pour être considéré dans l'échantillonnage final des candidats charmés. Cette coupure a pour effet d'éliminer la possibilité des déviations dues à la diffusion ou à la désintégration de particules étranges. Trois événements ont été retirés par la coupure sur les *kinks* avec un $P_T < 400 \text{ MeV}/c$, comme le montre la table 7. Les 4 candidats charmés valables sont donnés dans la table 8. La table 9 montre les résultats de recherches dans l'émulsion, comparant l'échantillonnage total de E-531 [3.1] et celui du module H3.

 Table 7 : Evénements-*kink* avec $P_T < 400 \text{ MeV}/c$

Événement #	Distance de la désintégration (μm)	P_T (GeV/c)
1089 2605	88 ± 5	134 ± 15
1140 1550	550 ± 10	353 ± 15
1217 2228	401 ± 4	151 ± 20

Table 8 : Les candidats charmés de H3

Événement #	Type de désintégration	Distance de la désintégration (μm)	Technique de recherche
1157 2192	<i>kink</i> ($P_T=645 \text{ MeV}$)	327 ± 10	<i>followdown</i>
1159 3610	V	3144 ± 20	<i>scanback</i>
1275 6767	trident	610 ± 10	<i>followdown</i>
1311 3060	trident	944 ± 10	<i>followdown</i>

Table 9 : Efficacité de recherche d'événements

	Événements	Candidats charmés	Paires $e^+ e^-$	Interactions nucléaires
H3	105	7	14	9
E531	3886	254	523	288

3.4. Mesure de la diffusion multiple

On appelle diffusion le phénomène qui fait subir à une particule en mouvement une déviation de sa trajectoire normale. Une particule chargée qui rencontre sur son parcours un obstacle atomique subira une diffusion simple. Cette interaction peut être d'ordre nucléaire ou électromagnétique. Cette dernière, appelée diffusion coulombienne, est la plus importante. La diffusion est soit élastique, s'il y a conservation d'énergie, soit inélastique, lorsqu'il y a perte d'énergie sous forme d'émission de photon, d'excitation nucléaire ou de désintégration. C'est la diffusion élastique qui nous intéresse ici.

Diffusion simple

Une diffusion coulombienne dépend de plusieurs facteurs, dont évidemment la force coulombienne en jeu qui est déterminée par les charges des particules et de la distance entre elles. Le paramètre d'impact b , qui est la distance entre la ligne de vol de la particule et la cible, est également d'importance dans la déviation angulaire causée par la collision.

Rutherford dériva et vérifia l'équation suivante pour la diffusion angulaire entre une particule incidente de charge Z_1 et un noyau-cible de charge Z_2 :

$$I(\theta) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 M v^2} \right)^2 \csc^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

où $I(\theta)$ est la section efficace différentielle de la diffusion à l'angle θ , e la charge de l'électron, M la masse du projectile et v sa vitesse.

Diffusion multiple

Une particule traversant un milieu matériel subira plusieurs diffusions simples qui, étant indépendantes les unes des autres, seront angulairement réparties de façon statistique. Ce phénomène est appelé diffusion multiple.

Parmi plusieurs autres, la théorie de Molière [3.2] [3.3] détermine une relation pour l'angle moyen de diffusion $\bar{\theta}$ d'une particule de charge Z dans l'émulsion:

$$\bar{\theta} = \frac{KZ\sqrt{t}}{p\beta}$$

où t est la longueur de cellule de mesure en μm , K un facteur qui dépend du milieu, p la quantité de mouvement de la particule et β sa vitesse (v/c). Cette relation permet de déterminer la quantité de mouvement par la mesure de la déviation moyenne dans l'émulsion.

Mesure de $p\beta$

Dans l'émulsion, le calcul du $p\beta$ d'une trace s'effectue par la prise de mesures des déviations de cette trace par rapport à un axe avec lequel elle a été enlignée. Ces déviations sont mesurées pour un nombre n de cellules de longueur t et la différence seconde entre les déviations de cellules successives est donnée par

$$D = |(l_{k+2} - l_{k+1}) - (l_{k+1} - l_k)|$$

où l_k est la distance de la trace par rapport à l'axe de référence après la k ème cellule.

La méthode de Fowler utilise la moyenne des D pour trouver le $p\beta$ (en MeV/c) d'une particule de charge simple:

$$p\beta = \frac{Kt^{3/2}}{573\bar{D}}$$

où \bar{D} est la différence seconde moyenne en valeur absolue des déviations en μm pour une longueur de cellule t . Le facteur de diffusion K dépend de t et de la vitesse de la particule, mais en général K varie entre 28 et 31 $MeV/c (100 \mu m)^{-1/2}$ [3.4], pour

$$\beta \approx 1 \text{ et } 700\mu m \leq t \leq 7000\mu m .$$

Les valeurs de D forment normalement une distribution gaussienne avec comme moyenne \bar{D} , et l'écart-type de cette valeur est $\approx 80/\sqrt{n}$ en % [3.4]. Les erreurs transmises au $p\beta$ sont asymétriques, puisque cette valeur est inversement proportionnelle à \bar{D} . Dans l'émulsion de E-531, il est difficile d'obtenir une précision supérieure à 10%.

3.5. Mesure de l'ionisation

L'ionisation est le phénomène d'excitation induit dans les couches électroniques d'un atome, provoquant l'expulsion d'un électron. Une particule chargée en mouvement dans un milieu ionisera plusieurs atomes et ce faisant subira une perte d'énergie proportionnelle à cette ionisation.

La théorie de la perte d'énergie par ionisation est généralement décrite par l'équation de Bethe Bloch [2.7]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{KZ_m}{A_m} \left[\frac{Z_i}{\beta} \right]^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

où

K	constante (0.3071 MeV cm ² /g)
Z_m	charge du milieu
A_m	nombre atomique du milieu
Z_i	charge de la particule incidente
β	vitesse de la particule incidente (v/c)
γ	facteur de Lorentz de la particule incidente
m_e	masse de l'électron
I	potentiel d'ionisation ($\approx 16 Z_m^{0.9}$ eV)
δ	fonction pour l'effet de densité

À toute fin pratique en physique des hautes-énergies, dE/dx dans un milieu particulier est une fonction de β .

Le graphique de la figure 15 montre la dépendance caractéristique de la perte d'énergie sur γ . L'axe des ordonnées représente la perte d'énergie relative à celle du *plateau de Fermi*. Il y a un minimum d'ionisation pour un $\gamma \approx 4$, puis l'ionisation augmente à cause de l'effet relativiste sur le champ de Coulomb. L'accroissement est limité dans la matière sous forme condensée par la polarisation du milieu: c'est l'effet de densité représenté par δ qui provoque le *plateau de Fermi* pour les $\gamma \geq 100$.

Comptage de grains

La densité de grains dans l'émulsion est proportionnelle à la perte d'énergie. Le comptage des grains d'argent d'une trace est donc un moyen de déterminer le γ d'une particule ionisante.

La technique du comptage de grains est sensible au jugement de l'observateur et les comptes peuvent différer d'une personne à l'autre. Il est donc important qu'un observateur calibre bien ses comptages. Ceux-ci s'effectuent généralement sur un millier de grains, puis la moyenne de grains/100 μm est calculée. La distribution étant du type de Poisson, la résolution statistique sur le comptage de n grains est proportionnelle à \sqrt{n} , donc l'erreur relative est de $1/\sqrt{n}$.

Identification de particules

Le comptage de grains effectué sur une trace permet de déterminer la masse de la particule ionisante si la quantité de mouvement, ou le $p\beta$, de celle-ci est connue.

La figure 16 montre comment une trace peut être identifiée comme étant celle d'un μ , π , kaon ou d'un proton selon son taux relatif d'ionisation et la quantité de mouvement mesurée. La courbe est calculée pour l'émulsion selon le modèle d' Allison, Bunch et Cobb [3.5]. L'étude et la calibration de la perte d'énergie dans l'émulsion de l'expérience E-531 effectuée par Plante s'accorde avec ce modèle [2.9].

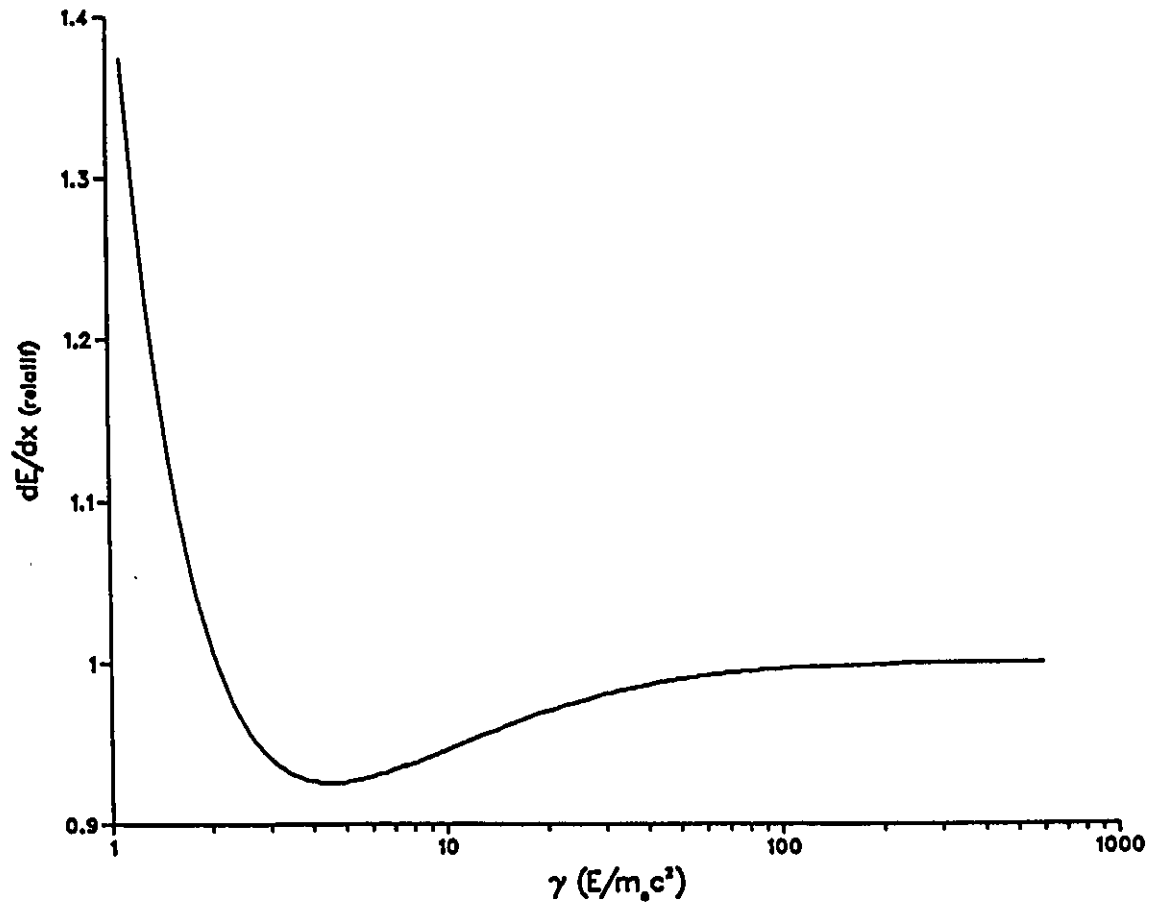
Perte d'énergie par ionisation
en fonction de γ 

Figure 15 : Dépendance de la perte d'énergie par ionisation sur le facteur de Lorentz.

Perte d'énergie par ionisation
Modèle d'Allison, Bunch et Cobb

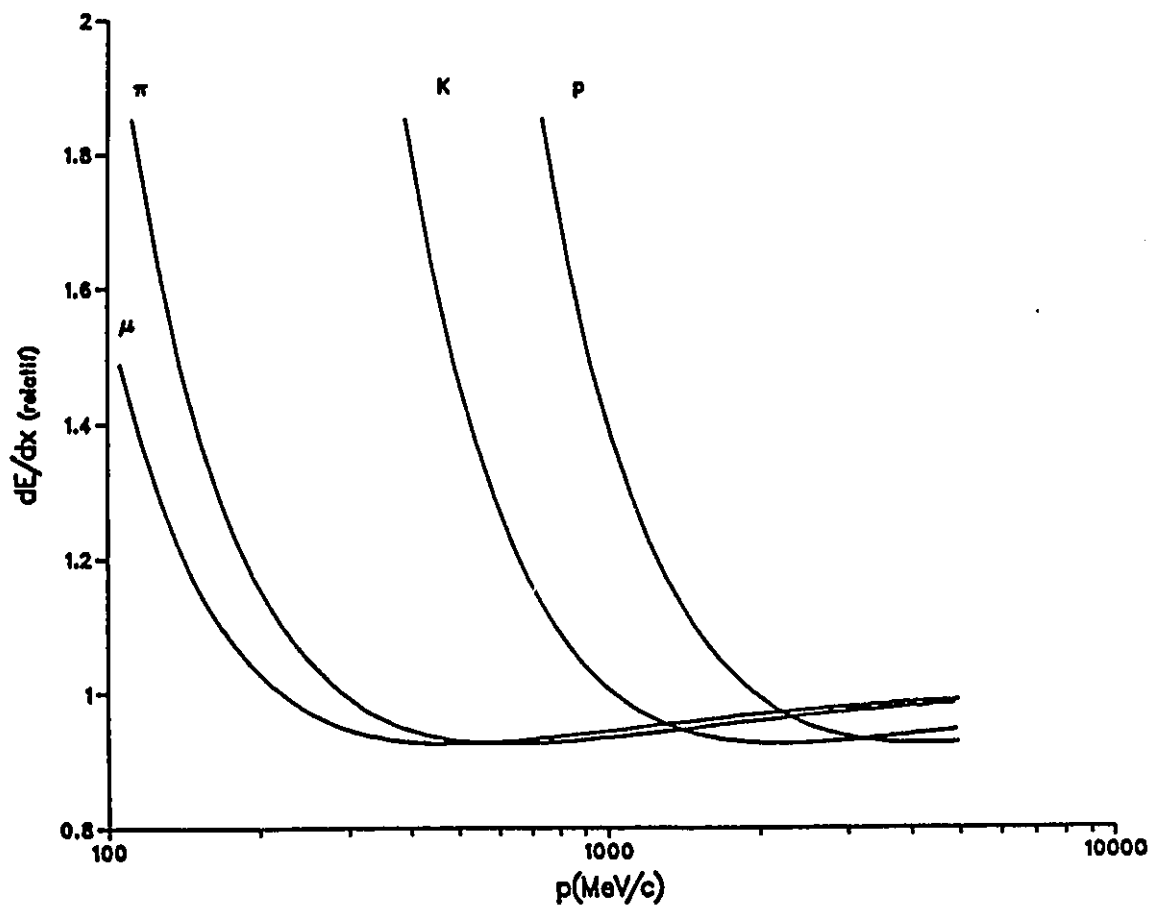


Figure 16 : Perte d'énergie par ionisation pour différentes particules selon leur quantité de mouvement.

CHAPITRE 4

4. Reconstruction et analyse cinématique

L'émulsion fournit des informations précises sur la direction et la longueur de désintégration d'un candidat charmé. C'est l'analyse cinématique d'un tel événement qui déterminera si véritablement une particule charmée est à son origine. Pour en déterminer le temps de vie, il est nécessaire de connaître la masse et la quantité de mouvement de cette particule. On obtient le temps de vie à l'aide de l'expression suivante:

$$\tau = \frac{ML}{Pc}$$

où

τ	temps de vie propre	$10^{-13} s$
M	masse de la particule	GeV/c^2
L	longueur de désintégration	μm
P	quantité de mouvement	GeV/c
c	vitesse de la lumière	$30 \mu m / 10^{-13} s$

Ces nombres ne peuvent être déterminés que par la reconstruction cinématique de l'événement (*kinematic event fitting*) utilisant les hypothèses possibles pour une telle désintégration.

4.1. Reconstruction d'un événement

A la lumière des nouvelles données de l'émulsion sur les traces chargées, la reconstruction de celles-ci dans le spectromètre est réexaminée. Les informations provenant des deux détecteurs permettent par la suite une reconstruction plus efficace de l'événement.

La comparaison entre les directions d'une trace trouvée dans l'émulsion et celles d'une autre reconstruite par le spectromètre, permet ou non l'association de celle-ci à une seule et même particule. Il arrive qu'une trace ne puisse correspondre à une autre. Dans le cas d'une trace trouvée seulement par le spectromètre, même après une recherche intensive dans l'émulsion, cela indique qu'une particule a probablement été produite dans une désintégration ayant lieu en aval et hors de l'émulsion. Si la trace possède un angle prononcé ou bien qu'elle est de faible énergie, il est alors difficile de la retrouver dans l'émulsion. Il est également possible que la trace soit le fruit d'une fausse reconstruction. Une trace qui n'est observée que dans l'émulsion, peut avoir subi un changement de direction dû à la désintégration de la particule ou à la diffusion coulombienne si cette particule n'est pas très énergétique. Une trace de ce type peut aussi s'arrêter dans l'émulsion si la particule a subi une collision nucléaire, ou tout simplement rater les chambres à dérive si elle est produite à trop grand angle.

La quantité de mouvement d'une trace de l'événement est déterminée à l'aide du spectromètre si la particule y est observée. Sinon, la quantité de mouvement est calculée à l'aide de mesures de diffusion dans l'émulsion.

La masse d'un candidat charmé est une supposition dans le cadre d'une hypothèse. Cette dernière doit respecter la cinématique de l'événement et l'identité possible des différentes particules impliquées. La contrainte de l'identité de ces particules restreint le nombre d'hypothèses possibles et permet, dans le meilleur des cas, une reconstruction univoque de l'événement.

4.2. Contraintes sur l'identité des particules

L'identité des particules provenant de la désintégration d'un candidat charmé est étudiée à l'aide de mesures provenant du spectromètre ou de l'émulsion, ou bien elle est déduite à partir de leur comportement dans les détecteurs en général.

4.2.1. Identification des particules chargées

Le système de temps de vol

Les traces chargées reconnues dans le spectromètre sont considérées avant toute étude d'identification comme étant produites par n'importe laquelle de ces particules: e , μ , π , K ou P . Le système de temps de vol est utile pour identifier ces particules qui le traversent, comme il a été décrit dans la section 2.6. Malheureusement ce système est inefficace lorsque les particules ont une quantité de mouvement de quelques GeV ou plus.

Identification des électrons

Un électron (positron) est univoquement identifié lorsqu'une trace chargée négative (positive) provoque une cascade électromagnétique dans les compteurs EPIC et dans les blocs de verre de plomb composant le calorimètre électromagnétique. Inversement, cette identité peut être rejetée pour une trace qui ne provoque pas une telle cascade.

Identification des hadrons

Généralement, les hadrons (π , K , P) ne provoquent qu'un signal d'ionisation minimal dans les blocs de verre de plomb. Ils déposeront ultimement toute leur énergie dans le calorimètre hadronique sous forme de cascade. La résolution du calorimètre hadronique ne permet pas de distinguer les hadrons de faible énergie, tandis que les plus énergiques réussissent parfois à traverser le calorimètre et à déclencher le détecteur de muons. Ainsi

on ne peut qu'établir grossièrement une identification pour un hadron, l'approche étant surtout utile pour éliminer la possibilité du muon ou de l'électron.

Identification des muons

Un muon traversant les calorimètres électromagnétique et hadronique ne provoquerait qu'une ionisation minimale dans chacun des plans de détecteurs. Le μ est identifié comme tel s'il est détecté dans le premier et/ou le deuxième ensemble de scintillateurs du détecteur à muons.

Identification dans l'émulsion

L'émulsion nucléaire fournit les moyens nécessaires pour tenter de séparer l'identité d'un hadron chargé entre le π , le kaon ou le proton (selon son énergie). Elle est donc d'autant plus utile pour identifier une particule pour laquelle le spectromètre ne peut obtenir d'information. En effet, la mesure de l'ionisation dans l'émulsion par comptage de grains permet d'identifier une particule dont on connaît la quantité de mouvement, si cette dernière n'est pas trop élevée (voir la section 3.5). L'émulsion peut également fournir les moyens de calculer cette quantité de mouvement (voir la section 3.4).

L'étude faite par Plante [2.9] sur la perte d'énergie par ionisation dans l'émulsion nucléaire détermine la calibration des courbes d'ionisation pour chaque particule, spécifiquement pour les plaques d'émulsion utilisées dans l'expérience E-531 (voir la figure 16).

4.2.2. Identification des particules neutres

Plusieurs modes de désintégration des particules charmées impliquent la présence de particules neutres, c'est pourquoi il est important de les identifier correctement. Le détecteur E-531 a été conçu pour observer les gammas (provenant de la désintégration de π^0), les neutrons et les particules étranges (K^0 et Λ^0).

Les gammas

Un gamma produit dans l'émulsion peut se convertir en une paire d'électron-positron dans celle-ci, car il peut parcourir jusqu'à 2 longueurs de conversion avant d'en sortir, selon le lieu de l'interaction. La longueur de conversion est $9/7$ de la longueur de rayonnement [4.1]. Ainsi, lorsqu'un électron (ou positron) a été identifié par le spectromètre et que la trace n'est pas observée au vertex de l'événement, cette trace est recherchée près de la sortie en aval de l'émulsion. Si la trace est retrouvée, elle est suivie jusqu'à son origine afin de repérer le point de conversion du gamma, s'il s'agit bien d'un électron (positron) provenant d'une paire. L'apparence d'une paire électron-positron dans l'émulsion est typique: un angle d'ouverture très faible, ce qui donne à l'origine de la paire une trace unique qui plus loin se scinde lentement en deux, avec l'une d'elles montrant généralement des signes de diffusion plus prononcés. La séparation visible des deux traces est surtout due en fait à la diffusion plutôt qu'à la différence initiale de leurs directions.

L'énergie de l'électron (positron) étant donnée par le spectromètre, et après une correction nécessaire à cause des pertes d'énergie par bremsstrahlung dans l'émulsion, l'énergie et la direction du gamma peuvent être déduites de celles de la paire. Les paires sont parfois difficiles à retrouver dans l'émulsion à cause du manque de précision dans la prédiction de leur position, ou de leur production à grand angle. Dans le pire des cas, seul un électron (positron) est détecté par le spectromètre et sa trace n'est pas retrouvée dans l'émulsion. On suppose dans ce cas que l'électron dans cette paire transporte la majeure partie de l'énergie d'un gamma, et que la conversion s'est produite à une longueur de conversion de l'origine.

La plupart des gammas qui n'interagissent pas dans l'émulsion se convertissent dans la feuille de plomb devant le calorimètre électromagnétique. Sinon, ils le font dans les blocs de verre de plomb, et y déposent leur énergie sous forme de cascade électromagnétique. Un gamma est donc identifié comme tel lorsqu'un signal intense est observé dans le calorimètre alors qu'aucune trace chargée ne pourrait en être responsable. Les compteurs EPIC, situés après le convertisseur, permettent une mesure précise de la position afin de déterminer la direction du gamma (en supposant une origine). Les signaux provenant des blocs de verre de plomb avec ceux des compteurs EPIC mesurent l'énergie du gamma.

Reconstruction des π^0

Les π^0 se désintègrent en deux gammas avec un temps de vie de 10^{-16} s et sont importants pour la reconstruction de plusieurs candidats charmés. La combinaison de deux gammas observés donnant une masse invariante à moins de trois écarts-types de la masse de $135 \text{ MeV}/c^2$ est considérée comme étant un π^0 . La technique de reconstruction est identique à celle d'un candidat charmé, décrite plus loin.

Les hadrons neutres

Les hadrons neutres étranges K^0 et Λ^0 peuvent être reconstruits cinématiquement si les particules produites dans leur désintégration sont observées:



Les neutrons et K_L^0 interagissent dans le calorimètre hadronique avant de se désintégrer. Alors si une région du calorimètre enregistre une déposition d'énergie là où aucune trace chargée ne la traverse, il y a identification d'un hadron neutre, fort probablement un neutron ou un K_L^0 .

4.3. Analyse cinématique des hypothèses

L'énergie et la quantité de mouvement se conservent toujours. Donc dans la désintégration d'une particule charmée (ou tout autre en fait), il y a quatre équations cinématiques de contrainte: conservation de P_x , P_y , P_z et E . Ces équations peuvent être utilisées pour contraindre les paramètres cinématiques mesurés (avec leurs incertitudes connues) et pour calculer les paramètres inconnus, puis le niveau de confiance avec lequel une hypothèse respecte ces lois de conservation est déterminé.

4.3.1. Reconstruction avec contraintes (*fit*)

Par souci de simplicité et pour suivre l'usage courant, le mot *fit* est employé ici pour décrire la reconstruction cinématique d'un événement dans le cadre d'une hypothèse dont l'ensemble des équations de loi de conservation est surdéterminé.

L'exemple le plus typique est celui de la désintégration d'une particule charmée dont on connaît la direction et où l'énergie et la quantité de mouvement de toutes les particules produites ont été mesurées. Il y a donc pour ce système quatre équations, et deux inconnues: la masse et la quantité de mouvement $|P|$ de la particule charmée. Le système est surdéterminé avec deux contraintes de plus qu'il y a d'inconnues et on peut obtenir un *fit* 2C. Ceci équivaut à dire que le système d'équations possède deux degrés de liberté. Maintenant, si dans l'hypothèse on suppose une masse en particulier pour la particule charmée, l'ajout de cette contrainte mène à un *fit* 3C. La table 10 montre les genres de *fits* possibles pour différents événements représentant une désintégration.

L'algorithme original du programme de reconstruction utilisé par le groupe E-531 a été développé initialement pour analyser les données provenant de photographies de chambre à bulles [4.2]. Une fois que les données et les contraintes d'identité sur les particules sont soumises à ce programme, celui-ci tente par un processus itératif de satisfaire les équations de loi de conservation tout en variant les valeurs expérimentales selon leur marge d'erreur. Le χ^2 associé à ces valeurs est minimisé et l'itération s'arrête lorsque le *fit* converge. Le processus est recommencé pour chacune des hypothèses possibles pour le candidat tout en respectant l'identité des particules. Le niveau de confiance (N.C.) du *fit* d'une hypothèse est déduit du χ^2 final et du nombre de degrés de liberté. Les hypothèses ayant un *fit* avec un N.C. > 1% sont considérées contraintes et sont donc retenues.

Table 10 : Reconstructions cinématiques avec contraintes

<i>fit</i>	Particule primaire			Part. secondaires			# d'in-connue	Exemples
	M	$ P $	θ, φ	M	$ P $	θ, φ		
0C	fixe		conn.	fixe			4	• neutre non-observé
1C	fixe			fixe (ou) conn.	conn.	conn.	3	• pentes non-mesurables • désintégration très courte • fit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$
2C			conn.	fixe (ou) conn.	conn.	conn.	2	• fit de masse du candidat avec secondaires connues
3C	fixe		conn.	fixe (ou) conn.	conn.	conn.	1	• fit d'un candidat charmé avec toute les particules secondaires connues

où

- M : masse de la particule
- $|P|$: grandeur de la quantité de mouvement
- θ, φ : les angles de la trajectoire de la particule
- fixe : quantité supposée et fixe dans une hypothèse
- conn. : paramètre connu et variable à l'intérieur de sa marge d'erreur
- case ombragée: paramètre inconnu et variable dans le système d'équations

4.3.2. Calcul sans contrainte (0C)

Si une particule neutre non-observée fait partie des particules produites dans la désintégration d'une particule charmée, la masse et la quantité de mouvement de cette dernière ne peuvent être calculées par manque d'information et un fit ne peut être produit par manque de contraintes. En lui fixant une masse hypothétique, la particule neutre manquante ne comporte plus que trois inconnues: les trois composantes de sa quantité de mouvement. Celles-ci, combinées avec les deux paramètres inconnus de la particule charmée, produisent un système d'équations sous-contraint appelé -1C (4 equ. et 5 inc.). Maintenant, si la masse de la particule charmée est choisie, alors le nombre d'équations égale le nombre d'inconnues et le calcul de la quantité de mouvement donne une solution 0C. C'est la méthode du fit 0C, le mot fit ayant ici un sens plus large que celui défini dans la section précédente.

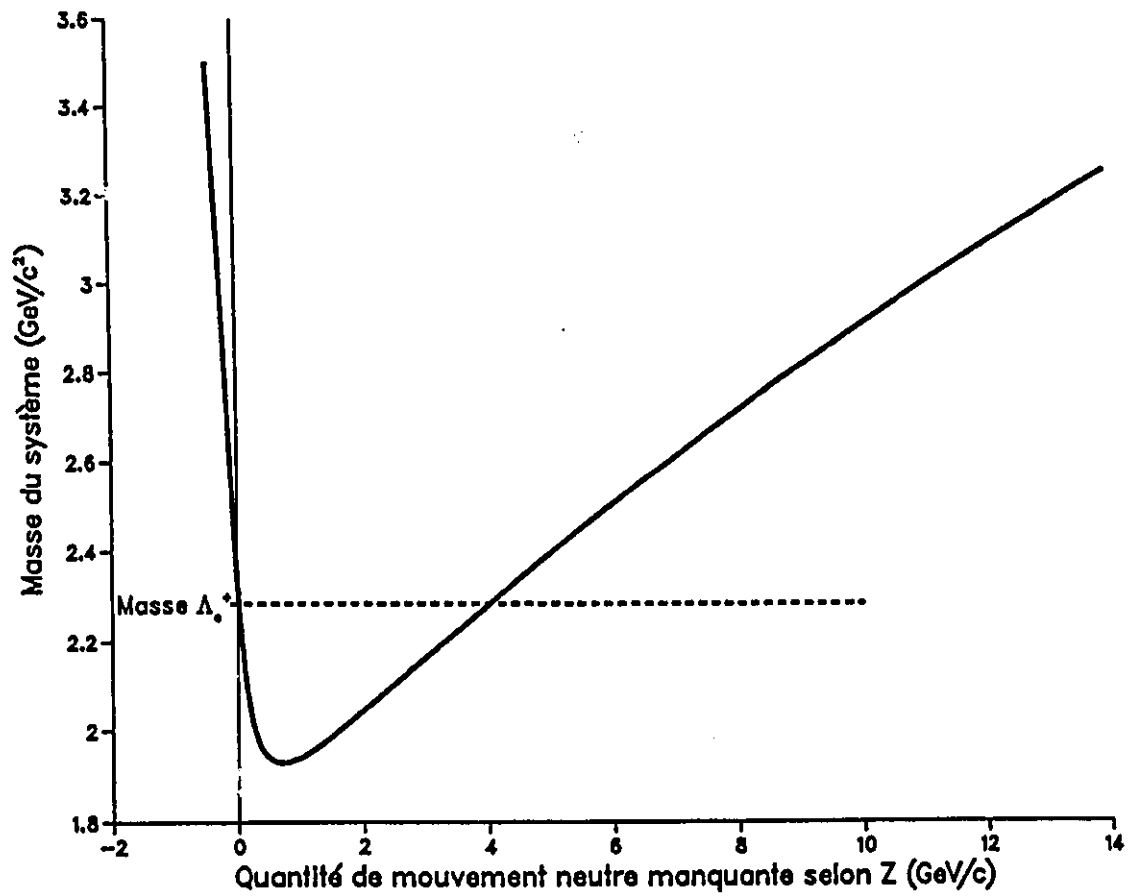
La première étape pour trouver ce genre de solution est de faire une rotation du système de coordonnées du laboratoire au système de référence de la particule qui se désintègre. Le programme de reconstruction avec contraintes emploie le même procédé. La matrice de rotation R s'obtient par l'équation suivante:

$$R = \begin{pmatrix} \sin^2 \varphi + \cos \theta \cos^2 \varphi & -\cos \varphi \sin \varphi + \cos \theta \cos \varphi \sin \varphi & -\sin \theta \cos \varphi \\ -\cos \varphi \sin \varphi + \cos \theta \cos \varphi \sin \varphi & \cos^2 \varphi + \cos \theta \sin^2 \varphi & -\sin \theta \sin \varphi \\ \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \end{pmatrix}$$

où θ et φ sont les directions de la particule charmée dans le système de référence du laboratoire.

Par la suite, les composantes de la quantité de mouvement totale de l'ensemble des particules observées et produites dans la désintégration sont calculées, et ainsi la quantité de mouvement transverse manquante P_T se trouve déterminée. A l'aide de ces données, et avec des masses choisies pour la particule charmée et la particule neutre manquante (dans le cadre d'une hypothèse particulière), les quatre équations de loi de conservation permettent de déterminer les quatre inconnues X_n , Y_n , P_n et P_c (respectivement les deux directions et la quantité de mouvement de la particule neutre manquante et la quantité de mouvement de la particule charmée). La résolution de ces équations mène à une forme quadratique et donne en général deux solutions pour une masse donnée. Les courbes produites ont l'apparence de paraboles tordues et sont appelées courbes -1C. La figure 17 est un exemple de ce genre de courbe pour un système composé d'un proton, d'un K^- et d'un π^+ , pour lequel on suppose l'existence d'un π^0 additionnel. Les solutions OC pour un Λ_c^+ donnent la composante longitudinale de la quantité de mouvement du π^0 par rapport à la direction de la particule l'ayant produite. La démonstration de l'équation menant à la courbe -1C est donnée à l'appendice B.

Les hypothèses utilisant cette méthode du fit OC ne sont pas contraintes et ont évidemment moins de poids dans la pondération des événements. Une hypothèse de ce type est rejetée si la particule neutre prédite n'est pas détectée alors qu'elle devrait l'être.

Courbe -1C : $p K^- \pi^+ (\pi^0)$ Figure 17 : Courbe -1C donnant les solutions 0C pour Λ_c^+ .

4.4. Reconstruction des candidats charmés

Identification des particules charmées

Un candidat charmé de l'expérience E-531 est identifié comme étant une particule charmée si les hypothèses ayant une solution 0C ou un fit acceptable sont compatibles avec les particules secondaires détectées et si aucune hypothèse d'une particule d'un autre genre n'est possible (en particulier les particules étranges). Les masses utilisées pour les fit de particules charmées étaient [3.1]:

D^0	:	1864.7 MeV/c ²
D^+	:	1869.4 MeV/c ²
F^+	:	1971.0 MeV/c ²
Λ_c^+	:	2282.0 MeV/c ²

Les événements trouvés dans les 2 premiers cm d'émulsion en amont du détecteur furent retranchés du groupe de particules charmés pour assainir l'ensemble des particules reconstruites [2.8]. Cette coupure selon l'axe des Z est appelée le *Z cut* et fut la seule coupure utilisée sur l'échantillonnage.

Événements parasites

Les événements susceptibles de ressembler à une désintégration charmée et qui risquent de contaminer l'échantillonnage sont les paires d'électron-positron, les désintégrations courtes de particules étranges et les interactions nucléaires. Ces événements sont pour la plupart éliminés de l'échantillonnage par les considérations suivantes:

- Les paires d'électron-positron ont typiquement un angle d'ouverture très petit, facilement reconnaissable par l'observateur dans l'émulsion. De plus, la masse invariante très basse d'une telle paire rejeterait la fausse hypothèse.

- En ce qui concerne les particules étranges, tout candidat ayant un *fit* possible à un K^0 , ou à un λ^0 , est retiré de l'échantillonnage.
- Un hadron peut interagir dans l'émulsion et imiter la configuration d'une désintégration charmée, mais normalement la présence d'un fragment nucléaire de recul, ou bien l'apparente non-conservation de la charge au vertex de l'interaction, trahirait le manque de charme de celle-ci. En général, un tel événement ne peut produire un *fit* acceptable pour une désintégration charmée.

Les *kinks* charmés peuvent facilement être contaminés par des événements dus à la diffusion. Tel qu'expliqué dans la section 3.3.4, le changement de la quantité de mouvement transverse P_T doit être d'au moins $400 \text{ MeV}/c^2$ pour qu'un événement-*kink* soit considéré un candidat charmé.

Les particules charmées de E-531

Des 122 candidats charmés formant l'échantillonnage final de l'expérience E-531, 105 ont été reconstruits en une désintégration d'une particule charmée [2.8]. Les résultats finaux des temps de vie sont donnés dans les références [2.2] et [2.3], et ceux des sections efficaces dans [4.3].

CHAPITRE 5

5. Une particule d'une étrange beauté

5.1. L'événement 1159-3610

L'étoile 1159-3610 a été trouvée par *followback* du muon dans la plaque d'émulsion 197 du module H3. C'est une étoile blanche avec quatre traces à ionisation minimale ($n_b = 0$, $n_g = 0$ et $n_s = 4$). La désintégration à deux corps chargés a été trouvée par *scanback* d'une des deux traces visibles.

L'événement est reproduit dans le plan YZ sur la figure 18 et dans le plan XZ sur la figure 19. Le V se trouve à 3144 μm du vertex primaire et il est improbable qu'il soit dû à une interaction nucléaire neutre puisqu'au vertex on n'observe aucun *blob*, ni de traces noires ou d'électron d'Auger. Les données du spectromètre pour les pentes et les quantités de mouvement de chacune des particules chargées ainsi que leur identité se retrouvent dans la table 11. Les pentes et positions dans l'émulsion pour cet événement sont données dans la table 12.

Les traces de particules chargées 1 à 6 dans l'émulsion ont toutes été reconnues par le spectromètre. En ce qui concerne la trace 3, la différence entre les pentes mesurées dans l'émulsion et celles reconstruites par le spectromètre est attribuée à la diffusion multiple. Seule la trace 7 n'est pas observée dans l'émulsion et il en sera question plus loin dans la section concernant les particules neutres.

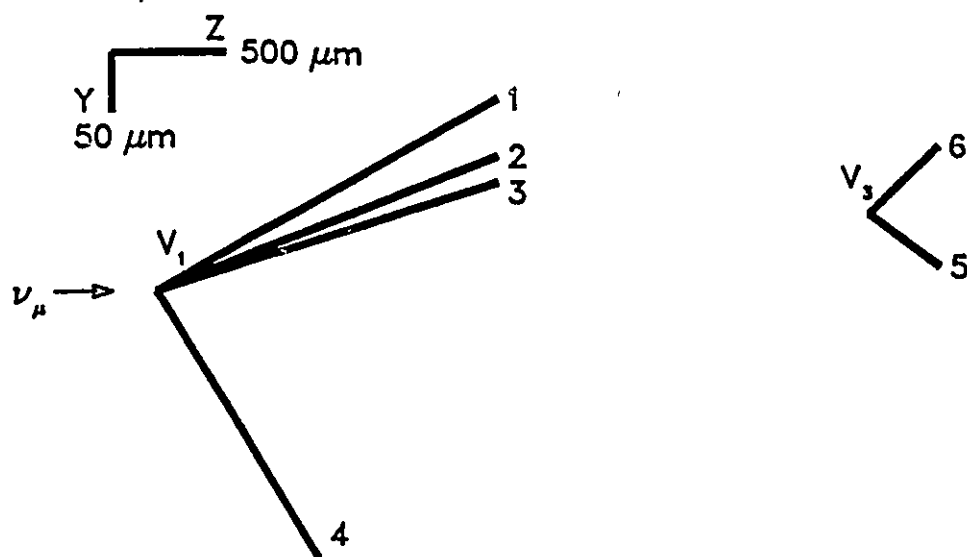


Figure 18 : Événement 1159 3610, plan YZ.

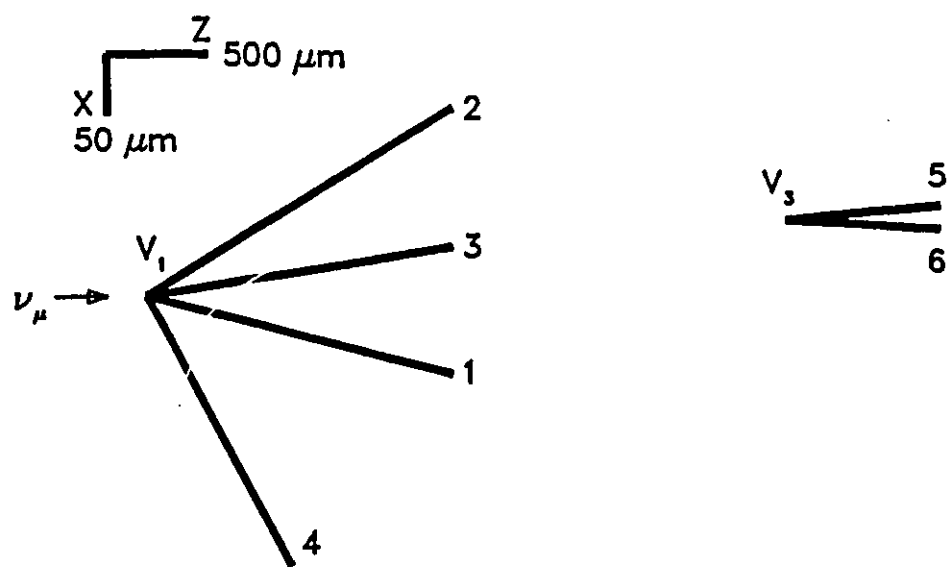


Figure 19 : Événement 1159 3610, plan XZ.

Table 11 : Données du spectromètre pour l'événement 1159 3610

Trace	Q	p (GeV/c)	$\Delta X/\Delta Z$	$\Delta Y/\Delta Z$	ID
1	-1	5.62 ± 0.09	-0.044 ± 0.003	0.108 ± 0.003	μ^-
2	-1	4.03 ± 0.05	0.109 ± 0.003	0.076 ± 0.003	hadron
3	+1	0.871 ± 0.006	0.0200 ± 0.0006	0.0610 ± 0.0005	pas e^+
4	+1	$1.9 \pm_{0.3}^{0.8}$	-0.342 ± 0.013	-0.3140 ± 0.0005	
5	-1	4.33 ± 0.08	0.0120 ± 0.0004	-0.147 ± 0.0003	$\pi^- K^-$
6	+1	$4.4 \pm_{1.5}^{\infty}$	-0.0100 ± 0.0010	0.1910 ± 0.0004	
7	+1	0.572 ± 0.004	0.1960 ± 0.0007	0.0399 ± 0.0005	e^+

Table 12 : Données de l'émulsion pour l'événement 1159 3610

Position dans l'émulsion (mm)

Vertex	X	Y	Z
V_1	-126.100 ± 0.004	221.339 ± 0.004	8.343 ± 0.015
V_3^*	-126.036 ± 0.004	221.414 ± 0.004	11.487 ± 0.015

* Distance V_1 à V_3 : $3144 \pm 20 \mu m$

Traces observées

Trace	Vertex	$p\beta$ (GeV/c)	$\Delta X/\Delta Z$	$\Delta Y/\Delta Z$	ID **
1	V_1		-0.041 ± 0.002	0.107 ± 0.004	μ^-
2	V_1		0.105 ± 0.004	0.082 ± 0.003	π^-
3	V_1		0.029 ± 0.001	0.046 ± 0.002	K^+
4	V_1		-0.313 ± 0.010	-0.328 ± 0.010	
5	V_3	$4.0 \pm_{0.9}^{5.0}$	0.015 ± 0.001	-0.140 ± 0.005	π^-
6	V_3	$8.0 \pm_{1.2}^{1.8}$	-0.010 ± 0.001	0.195 ± 0.007	$\mu^+ \pi^+ K^+$

** Déduites des mesures $p\beta$ et de densité de grains.

5.1.1. Mesures de diffusion

Des mesures de diffusion ont été effectuées dans l'émulsion pour déterminer la quantité de mouvement des traces 5 et 6. En effet, le spectromètre n'a pu fournir les données suffisantes pour calculer avec précision la quantité de mouvement de la trace 6, celle-ci n'ayant été vue que dans les chambres à dérive en amont. La trace 6 parcourt 29 mm dans l'émulsion et on mesure pour celle-ci un $p\beta$ de $8.0 \pm_{1.2}^{1.8} GeV/c$. L'erreur est asymétrique car la distribution est gaussienne pour la mesure de l'inverse de la quantité de mouvement, en fait $1/p\beta = 0.125 \pm 0.023 c/GeV$. Quant à la trace 5, sa quantité de mouvement a été mesurée pour simple vérification et la valeur trouvée est en parfait accord avec celle établie à l'aide du spectromètre (voir les tables 11 et 12).

5.1.2. Identification des particules

Données du spectromètre

Le système de temps de vol TDV n'étant pas très efficace pour les énergies de l'ordre de quelques GeV et plus, l'identification des particules à l'aide du spectromètre est limitée et s'effectue plutôt par déduction (voir la table 11). Pour les traces 2 et 5, l'absence de cascade électromagnétique dans le verre de plomb élimine l'hypothèse de l'électron, tandis que pour la trace 3 c'est un signal d'ionisation minimale dans les compteurs EPIC qui rejette cette hypothèse. Le TDV exclut pour la trace 5, les masses supérieures au kaon. Les traces 2 et 5 étant absorbées par le calorimètre hadronique ne sont donc pas des muons. Cette identité ne peut être exclue pour la trace 3, car même si c'est un muon, il n'est pas assez énergétique pour traverser le premier mur d'acier du spectromètre à muons et interagir avec la première rangée de scintillateurs. Évidemment, l'identification de la trace 1 comme étant un muon résulte de l'interaction de celui-ci avec les deux parties du spectromètre à muons situé derrière le calorimètre hadronique.

Les autres traces n'ont pu être identifiées parce qu'elles sont à grand angle et ratent les parties du spectromètre qui sont en aval des chambres à dérive. Des mesures d'ionisation dans l'émulsion furent donc nécessaires afin de restreindre davantage l'identité des particules et du même coup, les hypothèses expliquant l'événement.

Mesures d'ionisation

Des mesures de densité de grains pour chacune des traces furent donc effectuées dans l'émulsion nucléaire. Ces données combinées avec l'étude de la perte d'énergie effectuée par Plante [2.9], peuvent restreindre l'identité de plusieurs particules comme en fait foi la table 12 des données de l'émulsion.

En particulier, la trace 3 a été identifiée comme étant celle due à un kaon. En effet, les mesures d'ionisation rejettent à un niveau de 99.5% toutes les particules sauf le positron et le kaon. Puisque cette particule a une ionisation minimale dans les compteurs EPIC, et considérant son comportement en traversant plus de 1.8 longueur de radiation L_{RAD} dans l'émulsion, la possibilité du positron est éliminée. La trace 3 est donc l'effet d'un kaon positif composé des quarks u et \bar{s} . Par conservation de l'étrangeté quantique, ceci implique qu'il y a eu production d'une paire quark et antiquark étranges ($s \bar{s}$) au vertex primaire. Il est donc nécessaire de considérer la présence du quark s parmi les autres particules produites en V_1 dans les hypothèses expliquant l'événement 1159-3610.

5.1.3. Particules neutres

La section calorimétrique du spectromètre met en évidence la présence d'un hadron neutre et permet de reconstruire deux π^0 . En ce qui concerne le hadron neutre, le calorimètre hadronique montre en effet un surplus d'énergie déposée dans un secteur non associé au parcours d'une trace chargée ($E = 2.8 \pm 1.8 GeV$). Ce hadron neutre pourrait provenir du vertex primaire ou secondaire et serait un neutron ou un kaon (K_L^0).

Trois gammas ont été enregistrés dans les blocs de verre de plomb formant la partie électromagnétique du calorimètre. La trace 7, identifiée comme positron, provient fort probablement de la conversion d'un quatrième gamma produisant aussi un électron peu énergétique qui n'aurait pas été détecté. Si cette trace n'a pas été trouvée dans l'émulsion,

c'est que sa pente selon l'axe x est assez plongeante, ce qui peut donner de la difficulté à repérer une trace, surtout si la position de celle-ci n'est pas précise. Il est possible aussi que la conversion ait eu lieu à l'extérieur de l'émulsion. L'énergie et la direction de ce quatrième gamma ont été déterminées à l'aide des données sur la trace 7.

Un π^0 peut être reconstruit avec deux des gammas détectés avec un niveau de confiance de 92% (*fit 1C*). Le troisième gamma détecté et celui qui a été reconstruit à partir de la trace 7 forment ensemble un autre π^0 , cette fois-ci avec un niveau de confiance de 54% (*fit 1C*).

La table 13 montre les trois particules neutres reconstruites à partir des données du spectromètre.

Table 13 : Particules neutres reconstruites pour l'événement 1159 3610

p (GeV/c)	$\Delta X/\Delta Z$	$\Delta Y/\Delta Z$	ID
1.31 ± 0.19	-0.025 ± 0.013	0.092 ± 0.007	π^0
1.39 ± 0.32	± 0.022	0.048 ± 0.012	π^0
$(E = 2.8 \pm 1.8)$	± 0.010	-0.216 ± 0.015	hadron

5.2. Analyse des hypothèses

Pour expliquer l'événement et identifier la particule neutre qui se désintègre, plus de 50 hypothèses différentes furent testées. Les critères à observer sont l'identité des particules, la conservation de la quantité de mouvement, la conservation de l'énergie et bien entendu la détection, si elle est possible, des particules considérées dans chacune des hypothèses. Il faut aussi considérer la conservation des nombres quantiques propres aux particules élémentaires, tels la charge, l'isospin, le nombre baryonique, la beauté, le charme et l'étrangeté, quoique pour la plupart d'entre eux ce principe n'est pas respecté dans les interactions faibles.

5.2.1. Hypothèses avec un vertex secondaire simple (V_3)

L'interprétation la plus simple de cet événement est celle qui considère le vertex V_3 comme étant le fruit de la désintégration d'une particule neutre produite au vertex primaire V_1 . Une telle interprétation semble peu probable, si les possibilités exotiques sont exclues.

Par conservation de la quantité de mouvement et par simple considération géométrique (sur le plan $X-Z$), V_3 ne peut-être une désintégration à deux corps d'une particule produite au vertex primaire. Il est donc nécessaire d'ajouter au moins une particule neutre dans l'hypothèse d'une telle désintégration. Le candidat principal pour cet événement dans le cadre de l'expérience E-531 est bien sûr le méson D^0 . Cette hypothèse est examinée ci-dessous, puis les particules plus lourdes le seront à leur tour.

L'hypothèse D^0

La masse invariante des traces 5 et 6 combinées est de $2\,000 \pm 190 \text{ MeV}/c^2$ si on suppose qu'elles sont causées par des pions. Cette masse devient nécessairement plus élevée par l'ajout d'un pion neutre, alors que la masse du D^0 est de $1864.6 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ [2.7]. En utilisant n'importe lequel des deux π^0 reconstruits, il n'est pas possible d'obtenir un fit pour un D^0 avec un niveau de confiance supérieur à 0.1%.

Les solutions pour une particule neutre additionnelle dans un fit 0C donnent une masse trop élevée. En particulier, la figure 20 montre le fit 0C pour l'hypothèse défavorisée par Cabibbo, $\pi^+ \pi^- \pi^0$. La courbe sur la figure 20 trace la moyenne des solutions, alors que les zones ombragées montrent l'étendue de l'incertitude associée à ces solutions. Il est apparent que l'erreur est asymétrique en p , étant gaussienne pour p^{-1} . Aucune solution probable ne s'approche de la masse du D^0 . Parmi d'autres hypothèses possibles, la désintégration favorisée par Cabibbo $\pi^+ \pi^- K^0$ et la désintégration semi-leptonique défavorisée $\pi^- \mu^+ \nu_\mu$ donnent également des solutions dont la masse invariante est substantiellement plus élevée que celle du D^0 .

Courbe -1C : $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ (\pi^0)$

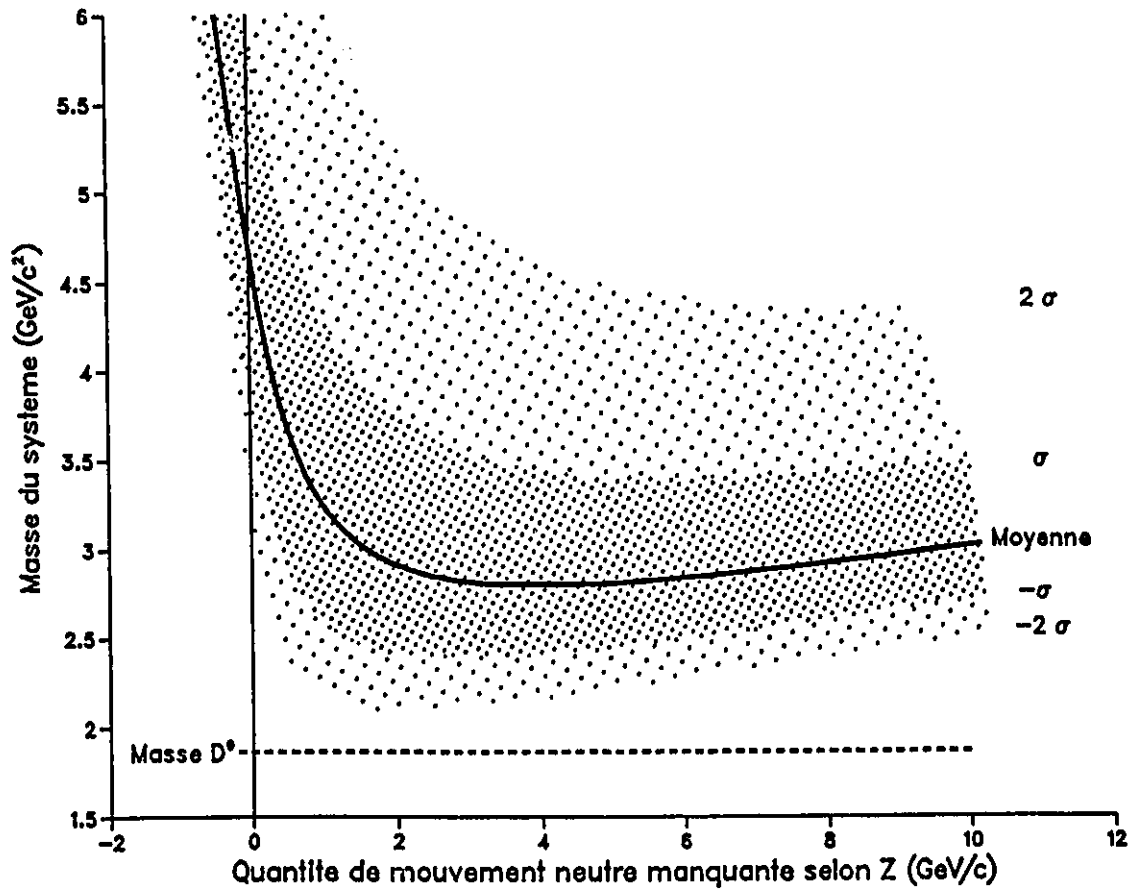


Figure 20 : Courbe -1C pour $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

La quantité de mouvement transverse P_T maximale possible pour une désintégration à trois corps d'un D^0 est de $907 \text{ MeV}/c$ [2.7]. La trace 6 possède une P_T de $1420 \pm 237 \text{ MeV}/c$ par rapport à la direction de la particule qui se désintègre si celle-ci provient du vertex primaire. Cette valeur est de 2.2 écarts-types supérieure à P_T max, sans compter le P_T des autres particules produites dans la désintégration. De plus, pour ajouter à la série de situations à faible probabilité, le temps de vie de cette particule, si elle était un D^0 , serait anormalement long (une probabilité d'environ 1%).

La probabilité globale que cette événement fasse partie de l'échantillonnage des D^0 de E-531 est d'environ 10^{-5} . Cette particule ne peut donc être reconstruite en un D^0 avec un niveau raisonnable de probabilité. Les mêmes arguments éliminent *a fortiori* toute particule de masse inférieure. Les seules possibilités pour les masses de cet ordre de grandeur, sont les baryons charmés neutres plus massifs et les particules beauté.

Baryons charmés et particules beauté

L'essai fut tenté de reconstruire la particule en un baryon charmé neutre stable, c'est-à-dire soit à un Ξ_c^+ (*csd*) ou un Ω_c^0 (*css*), précédemment connus sous les noms de A^0 et T^0 . Aucune hypothèse concernant ces particules n'est compatible avec les données, à cause des contraintes d'identification des particules, d'une masse invariante trop grande ou bien de l'absence de particules neutres qui devraient être détectées par le spectromètre.

Un exemple de ces deux dernières difficultés apparaît dans le fit 0C du système de particules Ξ^0 , π^+ et π^- , représentant la désintégration favorisée par Cabibbo d'un Ξ_c^0 ou celle défavorisée d'un Ω_c^0 (voir la figure 21). On obtient dans un tel cas une masse invariante supérieure à $3.2 \text{ GeV}/c^2$ pour la particule se désintégrant, ce qui est substantiellement plus élevé que les masses prévues pour un Ξ_c^0 ou un Ω_c^0 [2.7][5.1]. De plus, le Ξ^0 lui-même ne peut-être reconstruit puisque les produits de la désintégration de cette particule ne sont pas observés alors qu'ils devraient l'être.

La possibilité que la particule se désintégrant soit de la famille beauté a aussi été examinée. Pour les mésons, cela pourrait être un B^0 ($\bar{b}d$) ou un B_s^0 ($\bar{b}s$). Pour les baryons, seulement deux possibilités semblent plausibles, soit un $\bar{\Lambda}_b^0$ ($\bar{b} \bar{u} \bar{d}$) ou un $\bar{\Xi}_b^0$ ($\bar{b} \bar{s} \bar{u}$).

Normalement toute particule beauté devrait se désintégrer en une particule charmée, produisant ainsi deux désintégrations (ou vertex) de suite. Le vertex V_3 étant situé à 5.5 cm du bord de la sortie de l'émulsion et les produits de la désintégration ayant des énergies de l'ordre de quelques GeV , la deuxième désintégration devrait prendre place dans l'émulsion. La possibilité d'une telle désintégration est rejetée : d'une part, toutes les traces de particules chargées détectées par le spectromètre sont associées avec celles de l'émulsion et aucune de celles-ci ne montre une déviation significative (*kink*) dans leurs parcours; d'autre part, pour la possibilité d'un vertex neutre, la masse invariante obtenue par la combinaison d'un K^0 (le hadron neutre détecté) et de n'importe lequel des deux π^0 reconstruits (ou les deux), est inférieure à celle d'un \bar{D}_0 . De plus, aucune solution probable n'est possible en faisant l'hypothèse que le vertex V_3 est le produit de la désintégration sous n'importe quel mode connu d'une particule de la famille beauté, que ce soit à cause de contraintes d'identification des particules, ou bien de l'absence d'indices de la détection de particules qui devraient laisser un signal dans le spectromètre.

Cet événement ne peut donc être expliqué par la configuration simple d'une particule produite au vertex primaire V_1 et se désintégrant au vertex V_3 .

Courbe -1C : $\pi^- \pi^+ (\Xi^0)$

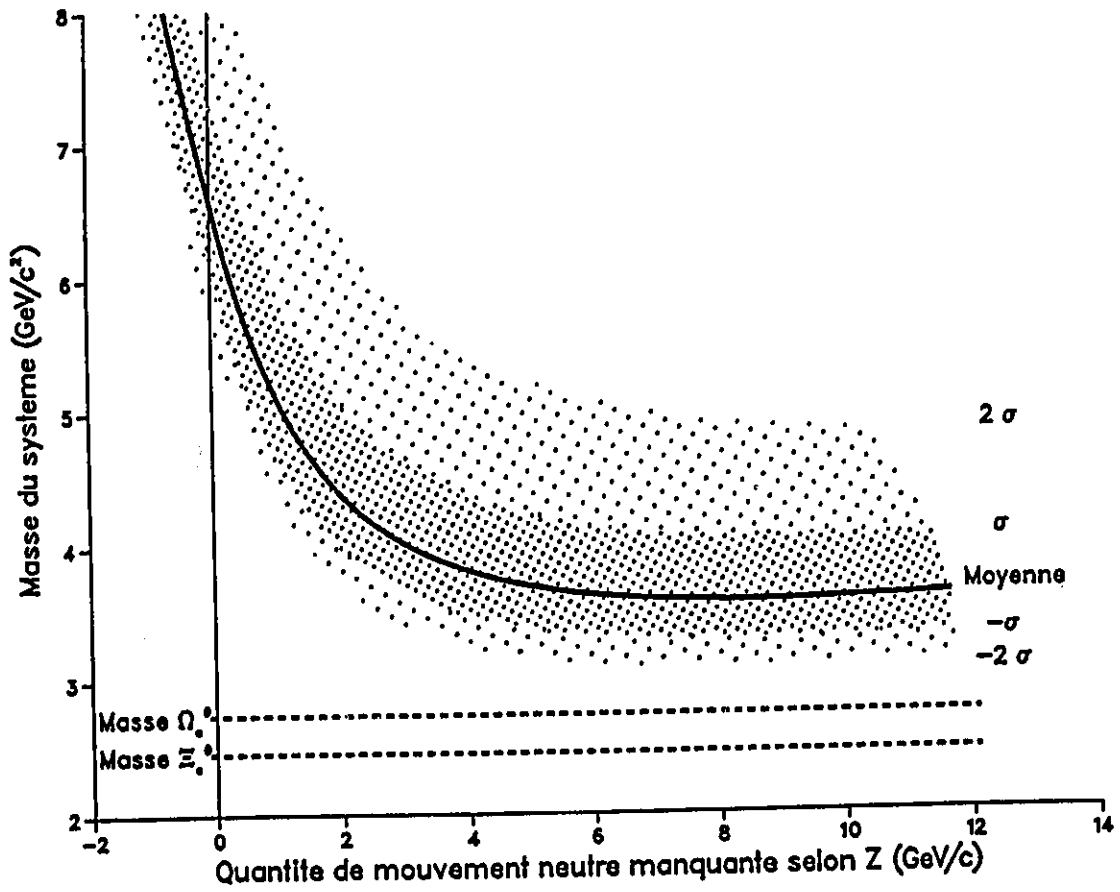


Figure 21 : Courbe -1C pour $\Xi_c^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Xi^0)$ et $\Omega_c^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Xi^0)$.

5.2.2. Hypothèses avec un vertex secondaire neutre (V_2) et un vertex tertiaire (V_3)

Si on ignore la contrainte de l'origine de la particule qui se désintègre en V_3 , et qu'on suppose une désintégration à deux corps allant à $K^+ \pi^-$, on obtient un *fit* 1C avec un niveau de confiance de 19% pour un \overline{D}_0 avec une masse de $1864.6 \text{ MeV}/c^2$. La masse invariante pour les traces 5 (π^-) et 6 (K^+) est $2080 \pm 180 \text{ MeV}/c^2$. Ce mode de désintégration est favorisé par Cabibbo et l'identité des particules est tout à fait compatible à celle déduite par les mesures effectuées dans l'émulsion. Le mode de désintégration $\pi^+ \pi^-$, défavorisé par Cabibbo, donne dans ce cas un *fit* 1C avec un niveau de confiance de 54%, et une masse invariante de $2\,000 \pm 190 \text{ MeV}/c^2$. Lorsqu'il sera question du \overline{D}_0 , c'est le mode favorisé $K^+ \pi^-$ qui sera sous-entendu, celui-ci étant le plus probable.

Le paramètre d'impact du vecteur résultant de la quantité de mouvement des deux traces par rapport à V_1 est $140 \pm 12 \mu\text{m}$ sur le plan YZ (voir la figure 22), et $66 \pm 6 \mu\text{m}$ sur le plan XZ (voir la figure 23). Le paramètre d'impact peut évidemment être réduit par l'addition d'une particule neutre judicieusement choisie, mais ceci augmenterait nécessairement la masse invariante du système et ainsi détériorerait le *fit*. Dans la section précédente, lorsqu'il était question du D^0 , il a été démontré que l'hypothèse de la désintégration à trois corps d'un D^0 est improbable en utilisant comme contrainte un paramètre d'impact le plus faible possible.

Ces résultats indiquent donc fortement que cette particule se désintégrant en V_3 pourrait provenir d'un vertex V_2 situé entre les vertex V_1 et V_3 . Ce vertex n'a pas été observé, ce qui serait le cas s'il n'était composé que de particules neutres. La possibilité de la diffusion d'un D^0 a été étudiée et rejetée parce qu'aucune trace de recul atomique n'a été observée le long du parcours prédit dans l'émulsion pour le D^0 . Une collision hadronique élastique de cette envergure provoquerait un changement de quantité de mouvement transverse minimum de $400 \text{ MeV}/c$, allant jusqu'à $2 \text{ GeV}/c$. La probabilité que les produits d'une telle collision passent inaperçus est faible; de plus le temps de vie du D^0 serait toujours anormalement long et seul le mode de désintégration défavorisé par Cabibbo serait permis par contraintes d'identification.

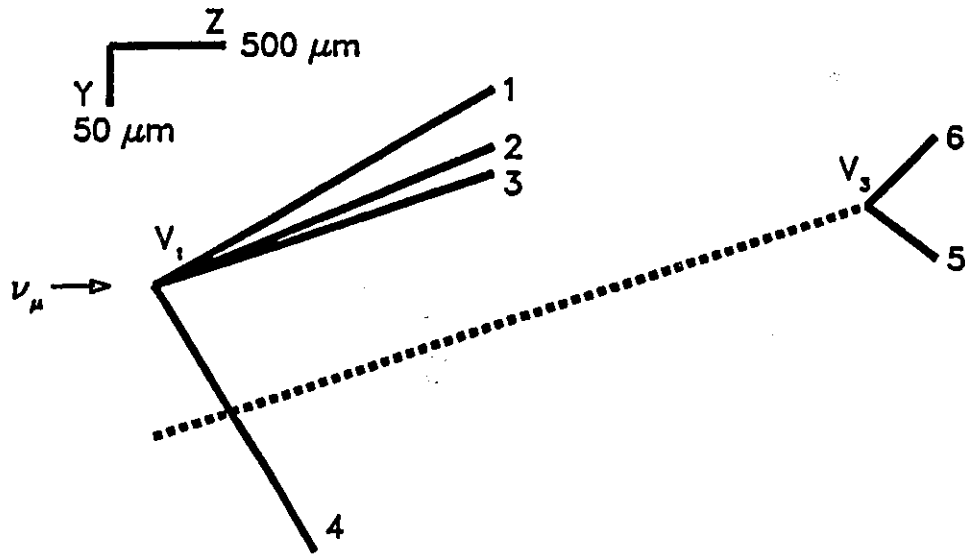


Figure 22 : Paramètre d'impact sur le plan YZ pour 1159 3610.

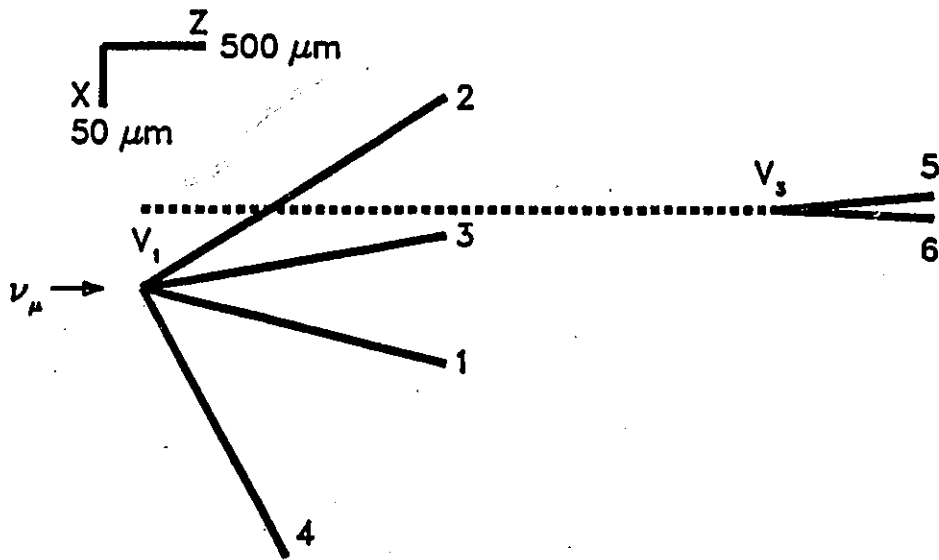


Figure 23 : Paramètre d'impact sur le plan XZ pour 1159 3610.

Si le vertex V_3 est le produit de la désintégration d'un \overline{D}^0 provenant d'un vertex neutre V_2 , alors la particule ayant son origine au vertex primaire et se désintégrant à V_2 doit contenir la saveur beauté (i.e. un quark \overline{b}). Les particules beauté neutres possibles seraient, pour les mésons, les B^0 ($\overline{b} d$) et B_s^0 ($\overline{b} s$) et, pour les anti-baryons, les $\overline{\Lambda}_b^0$ ($\overline{b} \overline{u} \overline{d}$) et $\overline{\Xi}_b^0$ ($\overline{b} \overline{u} \overline{s}$).

L'hypothèse la plus plausible semble être celle de la désintégration d'un méson B en un système composé entièrement de particules neutres, incluant un méson \overline{D}^0 qui par sa désintégration produirait le vertex V_3 . Des solutions sont possibles pour la reconstruction sous-contrainte d'un B^0 se désintégrant en un \overline{D}^0 et un π^0 , ce dernier n'étant pas observable.

Il existe également plusieurs solutions pour la désintégration d'un méson B en un \overline{D}^0 , un \overline{K}^0 et un π^0 . Le π^0 de ces solutions est aussi indétectable, tandis que le \overline{K}^0 peut être associé au hadron neutre détecté par le calorimètre hadronique. Le présence du \overline{K}^0 indique une désintégration défavorisée par Cabibbo d'un B^0 , ou bien la désintégration favorisée d'un B_s^0 . Cette dernière hypothèse est renforcée par l'identification d'un K^+ ($s u$) au vertex primaire, car ce kaon transporte un anti-quark étrange associé à l'origine au quark s du B_s^0 . Naturellement cette même constatation infirme l'hypothèse du B^0 non-étrange, car ainsi un anti-quark s serait laissé pour compte au vertex primaire. En effet, la possibilité du kaon neutre est déjà utilisée dans la reconstruction du méson B , et il n'y aurait que la trace 4 pour satisfaire la conservation de l'étrangeté. La trace 4, quoique non-identifiée, ne peut être composée d'un quark s , car cette trace étant de charge positive, seul un Σ^+ pourrait satisfaire ce critère et on observerait alors la désintégration en vol de cette particule avant ou dans les chambres, ce qui n'est pas le cas. L'existence d'une particule étrange neutre non-détectée est possible mais très peu probable.

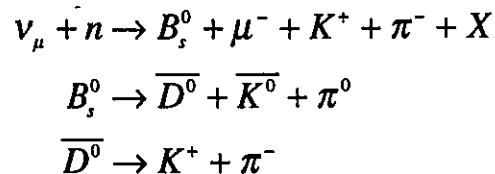
L'hypothèse de la désintégration d'un $\overline{\Lambda}_b^0$ avec la production d'un \overline{D}^0 , d'un anti-neutron et d'un π^0 , génère des solutions similaires à celles des mésons B . La seule différence dans cette reconstruction est que l'anti-neutron remplace le \overline{K}^0 tout en utilisant les mêmes données sur le hadron neutre. Cette hypothèse est celle d'une désintégration favorisée par Cabibbo d'un $\overline{\Lambda}_b^0$, et elle correspond également à la désintégration défavorisée d'un $\overline{\Xi}_b^0$. L'hypothèse du $\overline{\Xi}_b^0$ ($\overline{b} \overline{u} \overline{s}$) est très improbable, car dans ce cas ce n'est pas un, mais

deux antiquarks étranges qui seront laissés pour compte au vertex primaire. Par conservation du nombre baryonique, la production au vertex primaire de n'importe lequel des antibaryons $\overline{\Xi}_b^0$ et $\overline{\Lambda}_b^0$ implique la création d'un autre baryon. Dans cet événement, cette possibilité est très faible puisque deux baryons devraient être observés au vertex primaire alors que seule la trace 4 peut être un baryon. L'existence d'un baryon neutre non-déecté est possible mais peu probable, alors que le hadron neutre déjà déecté est utilisé dans les solutions comme anti-neutron.

Les particules B^0 et B_s^0 sont donc les candidats les plus plausibles pour expliquer cet événement.

5.3. L'hypothèse B_s^0

L'hypothèse suivante est suggérée comme une explication probable de l'événement 1159-3610 :



La figure 24 montre l'hypothèse sous un des aspects géométriques probables dans le plan YZ (figure 25 sur le plan XZ). Toutes les particules chargées sont compatibles avec les observations faites dans l'émulsion et le spectromètre. Il y a des signes du \overline{K}^0 dans le calorimètre hadronique, quoique cette identification n'est pas univoque. Le π^0 serait émis perpendiculairement à la direction du faisceau et ne peut donc pas être déecté puisqu'aucun appareil de détection n'était situé sur les côtés de l'émulsion. Les schémas de désintégration de cette hypothèse ne comportent que des modes favorisés par les mécanismes de Kobayashi-Maskawa-Cabibbo.

Le neutrino muonique de cette hypothèse interagit avec un quark \bar{u} de la mer de Fermi via l'échange d'un W^+ . Cette interaction faible produit dans ce cas-ci un μ^- et un quark \bar{b} . Le diagramme de Feynman de cette interaction est représenté sur la figure 26. Le quark \bar{b} s'associe avec un quark s pour créer le B_s^0 , tandis que le quark \bar{s} de la paire $s\bar{s}$

forme, avec un quark u , le K^+ . La figure 27 représente le diagramme de Feynman de la désintégration du B_s^0 . Le quark \bar{b} émet un W^+ et devient un \bar{c} qui formera le \bar{D}^0 avec un quark u . Le quark s s'associe avec un \bar{d} , produisant un \bar{K}^0 . La désintégration du \bar{D}^0 est schématisée sur la figure 28. Dans cette désintégration par interaction faible, le quark \bar{c} se transforme en \bar{s} en émettant un W^- . Le \bar{s} s'associe au u pour former le K^+ , tandis que les \bar{u} et d produisent un π^- .

Cette hypothèse ne peut être testée puisque l'ensemble des équations est par trop sous-contraint à cause des variables inconnues associées à la quantité de mouvement du π^0 , à celle du B_s^0 et à la position du vertex V_2 . Par contre, plusieurs considérations peuvent être tirées de l'analyse de cette hypothèse. Dans l'émulsion, les positions des vertex V_1 et V_3 sont connues de façon très précise, donc le parcours du \bar{D}^0 reconstruit impose une contrainte géométrique au parcours du B_s^0 , puisque ce dernier doit croiser l'angle solide formé par la projection des vecteurs probables prédits pour la direction du \bar{D}^0 . Des programmes d'ordinateur ont été créés afin d'exécuter des itérations le long de l'axe des Z pour vérifier les solutions possibles dans le volume d'intersection. Évidemment, l'énergie du π^0 est libre de s'ajuster aux différentes solutions. Mais il est tout de même possible de déterminer des intervalles pour les variations de la masse, de la quantité de mouvement de ce système et de la valeur Z de la position du vertex V_2 , dans lesquels intervalles cette hypothèse possède des solutions. Ainsi, la masse de ce système hypothétique est supérieure à $3.5 \text{ GeV}/c^2$. En utilisant, dans l'hypothèse, la masse de $5.375 \text{ GeV}/c^2$ pour le B_s^0 [2.7], la quantité de mouvement de cette particule est d'environ $13 \text{ GeV}/c$ et la distance Z , entre son origine V_1 et sa désintégration en V_2 , varie entre 500 et $3144 \mu\text{m}$. Donc, toujours en utilisant $5.375 \text{ GeV}/c^2$ pour la masse du B_s^0 , le domaine des valeurs pour son temps de vie dans cette hypothèse s'étend de $0.6 \times 10^{-12} \text{ s}$ à $4 \times 10^{-12} \text{ s}$. On en déduit également que le temps de vie du \bar{D}^0 est inférieur à $1.5 \times 10^{-12} \text{ s}$. Toutes ces valeurs pour les temps de vie sont en accord avec le temps de vie des mésons B_s^0 , $(1.34^{+0.32}_{-0.27}) \times 10^{-12} \text{ s}$ [2.7], ainsi qu'avec la valeur acceptée pour celui du \bar{D}^0 , $(4.15 \pm 0.04) \times 10^{-13} \text{ s}$ [2.7].

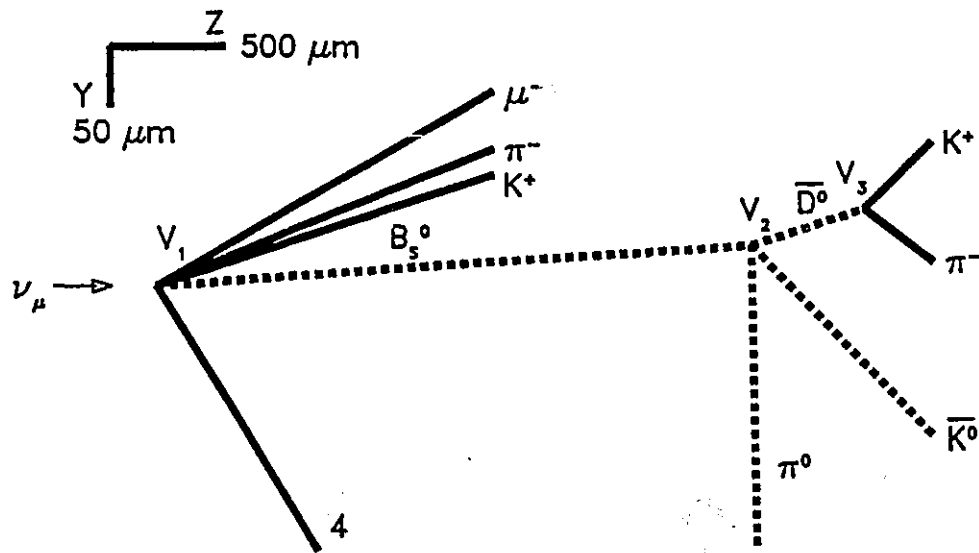


Figure 24 : Hypothèse B_s^0 , le plan YZ.

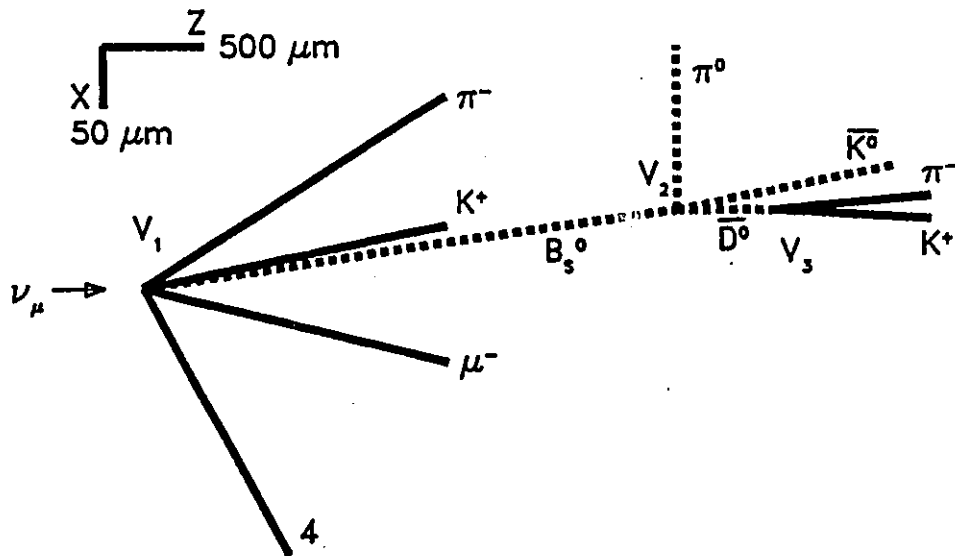


Figure 25 : Hypothèse B_s^0 , le plan XZ.

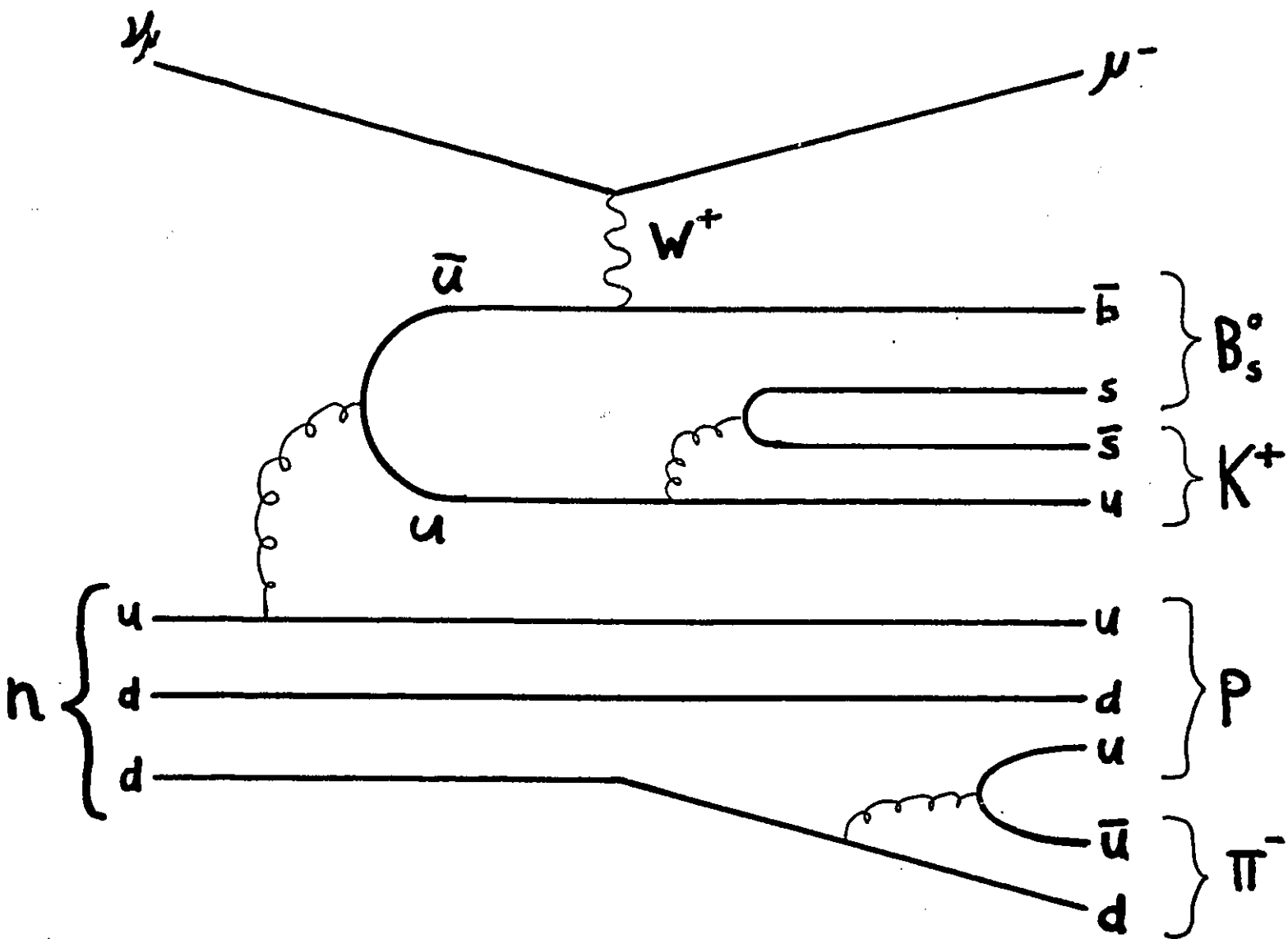


Figure 26 : Diagramme de Feynman de la production du B_s^0 .

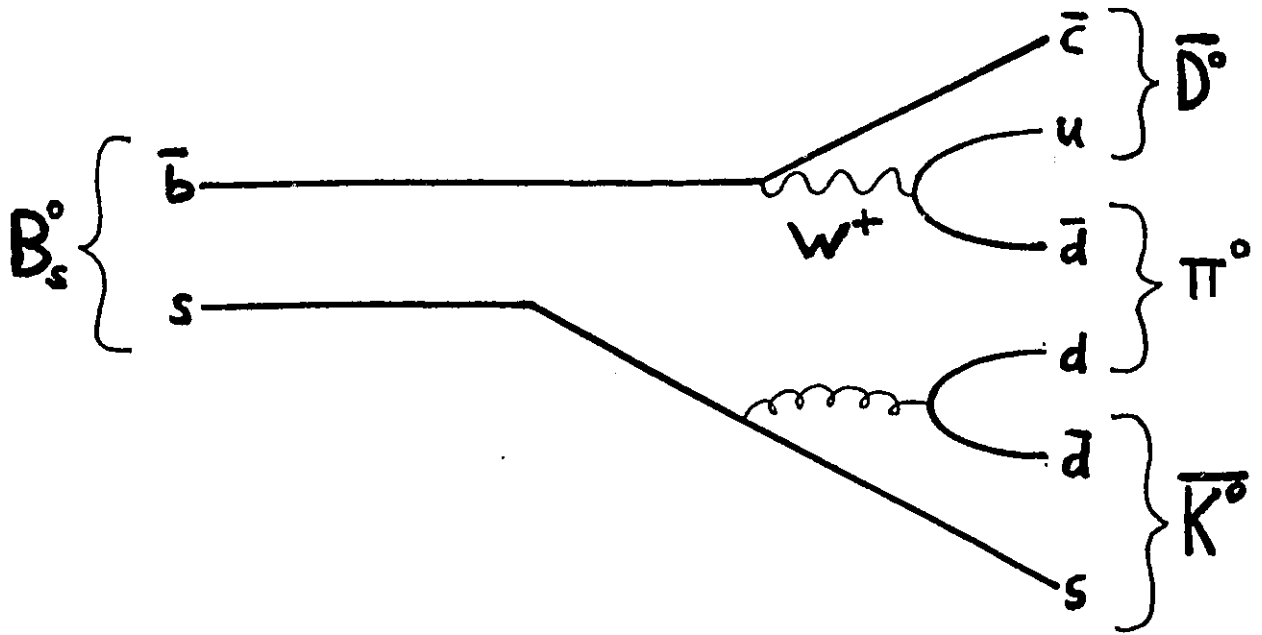


Figure 27 : Diagramme de Feynman de la désintégration du B_s^0 .

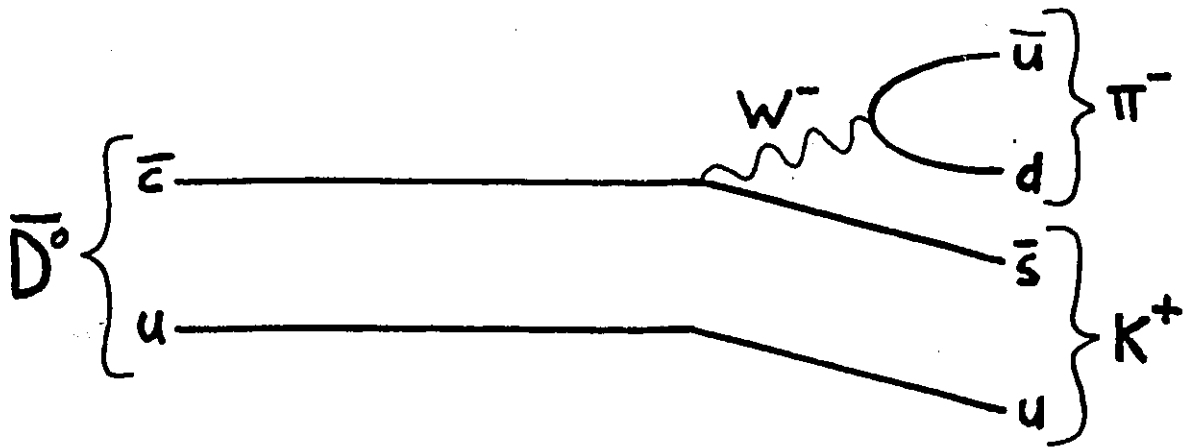


Figure 28 : Diagramme de Feynman de la désintégration du \bar{D}^0 .

5.4. L'hypothèse alternative B^0

L'hypothèse suivante est également possible :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + n &\rightarrow B^0 + \mu^- + K^+ + \overline{K^0} + \pi^- + X \\ B^0 &\rightarrow \overline{D^0} + \pi^0 \\ \overline{D^0} &\rightarrow K^+ + \pi^- \end{aligned}$$

Les mêmes constatations que pour l'hypothèse du B_s^0 s'appliquent au sujet des particules observées, de la probabilité des schémas de désintégration et de la géométrie de l'événement (voir les figures 29 et 30). En fait les deux hypothèses sont tout à fait équivalentes. La seule différence réside dans le schéma de production: les quarks de la paire $s\bar{s}$ s'associent avec des quarks \bar{d} et u pour former un $\overline{K^0}$ et un K^+ au vertex primaire (voir la figure 31), au lieu que le s s'associe au \bar{b} . La probabilité de l'une ou l'autre des possibilités est à toute fin pratique égale.

La déduction du temps de vie est la même, c'est à-dire de l'ordre de $10^{-12}s$, et cette valeur est en accord avec le temps de vie des mésons B^0 : $(1.54 \pm 0.11) \times 10^{-12}s$ [2.7]. Les solutions sont également compatibles avec la masse du B^0 : $5.279 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$ [2.7].

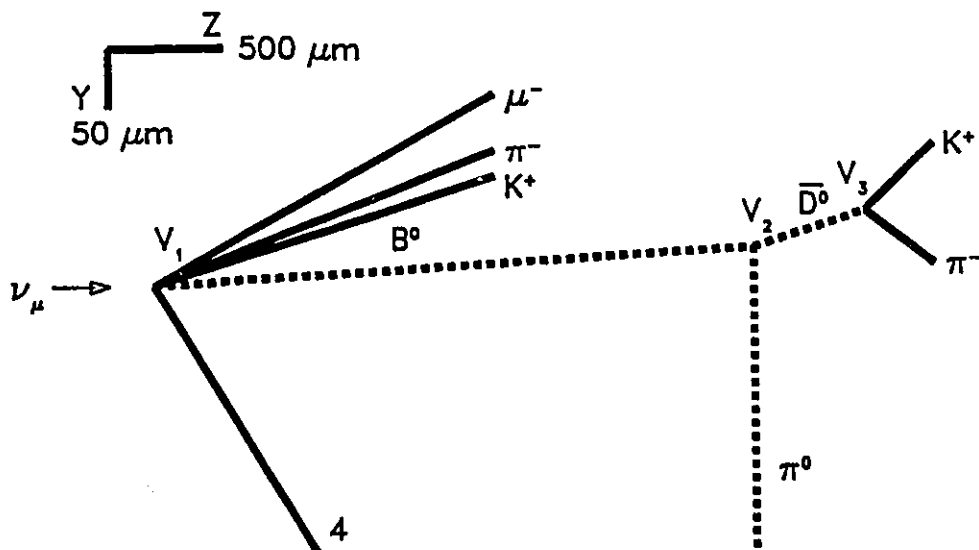


Figure 29 : Hypothèse B^0 , le plan YZ.

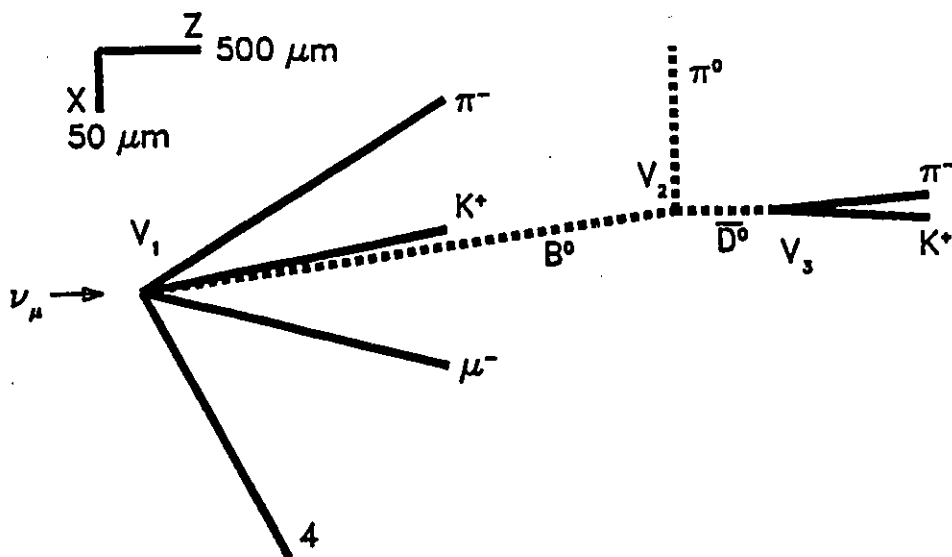


Figure 30 : Hypothèse B^0 , le plan XZ.

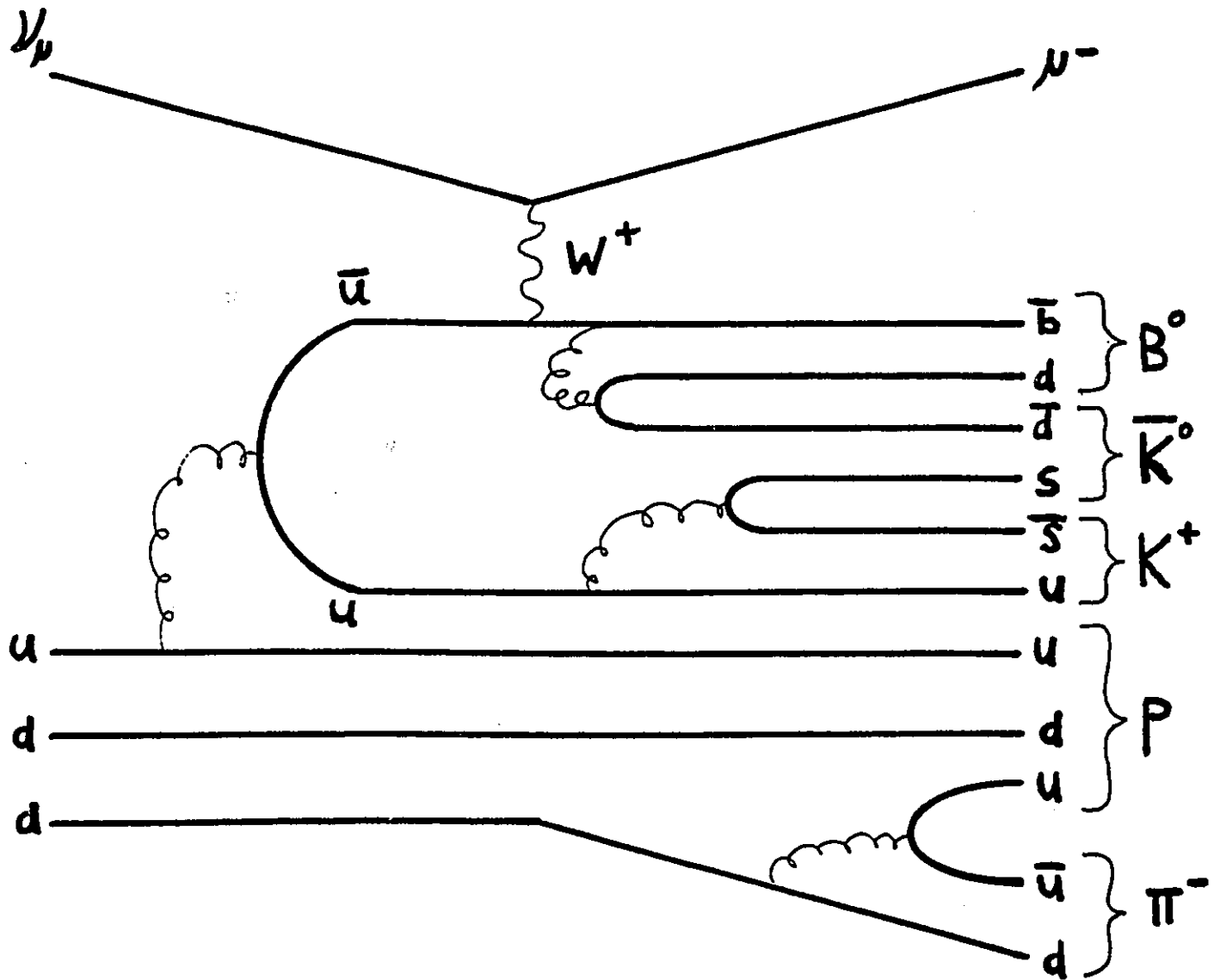


Figure 31 : Diagramme de Feynman de la production du B^0 .

CHAPITRE 6

6. Intermittence et multifractalité

Les données expérimentales sur la production de multiplicités sont traditionnellement présentées sous forme de valeurs sur lesquelles une moyenne d'ensemble a été effectuée, comme par exemple la distribution des n_s , représentée sur la figure 32, et celle des pseudorapidités ² sur la figure 33. Cette méthode simple a permis l'élaboration de modèles afin d'expliquer les valeurs observées. Ces contraintes expérimentales n'étant pas particulièrement restrictives, elles ne sont pas efficaces pour l'évaluation critique des modèles. Ces modèles dérivent pour la plupart d'un large éventail de principes physiques, allant de la statistique à la chromodynamique. Il est raisonnable de croire que lorsqu'une moyenne est effectuée, il y a perte d'information.

6.1. Moments factoriels et intermittence

Alors qu'ils étudiaient des distributions d'événements dus aux rayons cosmiques avant qu'une moyenne d'ensemble ait été effectuée, Bialas et Peschanski ont remarqué que les grandes fluctuations des distributions de rapidités ressemblaient au comportement des systèmes de fluides lorsqu'ils effectuaient une transition du mouvement laminaire à la turbulence. S'inspirant de la théorie du chaos, ils ont étudié l'aspect autosimilaire des distributions de rapidité en variant la résolution d'échelle.

² Pour la définition de la pseudo-rapidité et de la rapidité se référer à la section 7.1.

Le nombre de particules produites dans un intervalle de rapidité donné est fini, ce qui cause des fluctuations d'origine statistique. Les moments de distribution habituels étant contaminés par ce bruit statistique, Bialas et Peschanski ont utilisé la distribution de Bernoulli afin de déduire les moments factoriels F_q [6.1][6.2]. Ces moments ont la qualité de retenir l'information sur les fluctuations d'ordre dynamique par opposition aux fluctuations statistiques. L'étude de ces moments représente une occasion unique d'observer les propriétés de l'hadronisation en étudiant la phase finale d'une collision qu'est la production multiple de particules. Ils sont définis comme suit:

Pour un événement dans lequel N particules sont produites, la distribution des rapidités est composée de M intervalles de grandeur δy . Si la multiplicité des particules dans l'intervalle i est n_i , alors $N = \sum_{i=1}^M n_i$. Les moments factoriels d'ordre q pour un ensemble de ces distributions sont calculés avec

$$\langle F_q \rangle = M^{q-1} \left\langle \frac{\sum_{i=1}^M n_i (n_i - 1) \cdots (n_i - q + 1)}{N(N-1) \cdots (N-q+1)} \right\rangle \quad (6.1)$$

où les crochets indiquent qu'une moyenne est prise sur un ensemble d'événements. Bialas et Peschanski ont défini l'intermittence par le phénomène de la variation en loi de puissance des moments factoriels avec la résolution δy :

$$F_q \propto (\delta y)^{-\varphi_q} \quad (6.2)$$

où φ_q est l'indice d'intermittence d'ordre q .

Plusieurs résultats expérimentaux ont par la suite démontré que ce phénomène existait, dans les collisions noyau-noyau, hadron-hadron, hadron-noyau, électron-positron, lepton-noyau (voir par exemple les revues [6.3][6.4][6.5]). L'intérêt pour l'intermittence fut immédiat, de plus les modèles ne reproduisaient pas ce phénomène.

L'observation de la variation en loi de puissance des moments factoriels dans les distributions de multiplicité a été l'objet de plusieurs spéculations quant à son origine. Il

est généralement admis que ce phénomène reflète la présence d'une symétrie dans les fluctuations d'origine dynamique. Entre autres, la symétrie conforme semble être un candidat naturel [6.6]. Les modèles utilisant des mécanismes de cascade sont les plus susceptibles à reproduire le phénomène d'autosimilarité, par exemple le modèle de branchement ϕ^3 [6.7], le modèle α [6.2] utilisant un mécanisme aléatoire, ainsi que les modèles des jumeaux et des gluons. Le modèle de Lund [1.6] est un modèle de fragmentation très populaire pour la simulation de la production de particules. Tous ces modèles ont eu à divers degrés peu de succès lorsqu'appelés à reproduire les résultats sur l'intermittence. Ce n'est pas tant l'inefficacité de ces modèles qui est révélée, mais plutôt la pertinence de l'étude du phénomène de l'intermittence dans la production multiple de particules en physique des hautes énergies.

6.1.1. L'exposant d'échelle ν

La recherche de relations universelles dans les résultats sur les moments factoriels a été rapidement entreprise. Les graphes d'Ochs-Wosiek [6.8] ont indiqués que les moments d'ordre supérieur peuvent être liés au moment du deuxième ordre F_2 , ce qui a été vérifié dans plusieurs systèmes intermittents. Hwa et Nazirov ont observé une variation en loi de puissance entre les moments factoriels [6.9] :

$$F_q \propto F_2^{\beta_q} \quad (6.3)$$

où

$$\beta_q = \frac{\varphi_q}{\varphi_2}$$

Il existe une expression qui reproduit très bien la relation qui existe entre les exposants β_q et l'indice d'ordre des moments q :

$$\beta_q = (q-1)^\nu \quad (6.5)$$

où ν est l'exposant d'échelle caractéristique.

Les β_q sont indépendants de $\delta\eta$ et de la dimension de la cellule d'espace des phases, donc ν est universel en ce sens qu'il est indépendant des particularités du système [6.10].

Utilisant la théorie de Ginzburg et Landau pour les transitions de phase du second ordre en physique statistique, une valeur de $\nu = 1.316 \pm 0.012$ a été trouvée [6.11]. Cette valeur permet la comparaison expérimentale afin de déterminer si une transition de phase du second ordre est présente dans un type d'interaction. Ceci impliquerait que le système étudié a effectué une transition de l'état de plasma de quarks-gluons à celui d'hadrons [6.12].

6.2. Multifractalité

Le caractère autosimilaire et la variation en loi de puissance des moments factoriels, ainsi que le succès relatif de certains modèles de cascades, ont amenés les chercheurs à appliquer les concepts du chaos déterministe en physique non-linéaire à l'analyse des données en physique des particules. Les propriétés fractales du phénomène de l'hadronisation ont été récemment l'objet de plusieurs recherches.

Le développement du formalisme de la multifractalité a engendré des outils pour caractériser les phénomènes observés [6.13] [6.14] [6.15]. De l'ensemble infini des dimensions généralisées caractérisant une structure multifractale sont extraites les dimensions fractales, de corrélation et d'information [6.16]. Les moments des distributions de variable dynamique permettent de calculer le spectre multifractal d'un phénomène donné. En ce qui concerne la production multiple de particules à haute énergie, les outils actuels d'analyse multifractale sont les moments factoriels de Bialas et Peschanski [6.1] [6.2] et les moments G_q de Hwa [6.17]. De nouvelles approches sont également suggérées afin de mettre plus en valeur la nature multifractale de la production hadronique [6.18].

6.2.1. Les dimensions généralisées

Le comportement en loi d'échelle des moments factoriels pourrait trouver son origine dans les objets fractals que représenteraient les sources génératrices de particules. La caractérisation de ces objets fractals est possible par l'entremise des dimensions généralisées D_q [6.19] :

$$D_q = \varphi_q / (q - 1) \quad (6.6)$$

où φ_q est l'indice d'intermittence extrait des moments factoriels selon l'équation (6.2) [6.3]

La dépendance de ces dimensions sur les indices q varie selon les processus étudiés: D_q est constant pour les monofractals et les transitions de phase du second ordre alors que $D_q \propto q$ pour les multifractals et les processus de cascade. Le nombre infini de dimensions D_q est un des signes distinctifs d'une structure multifractale. L'étude de ces dimensions en fonction de leurs indices permet donc de déterminer le processus à l'oeuvre dans un système intermittent.

6.2.2. Moments G_q et spectres multifractals

Les moments G_q de Hwa [6.3] proviennent du formalisme des attracteurs étranges qui a connu du succès dans le domaine de la turbulence et ils sont définis comme suit. Pour un domaine de pseudorapidité donné $\Delta\eta$ la grandeur des M intervalles de classe de la distribution est $\delta\eta = \Delta\eta/M$. Si n_j est le nombre de particules dans l'intervalle j et que le nombre total de particules est $N = \sum_{j=1}^M n_j$, alors le moment d'ordre q est

$$G_q = \sum_{j=1}^M p_j^q \quad (6.7)$$

où $p_j = n_j / N$. La sommation s'effectue sur tous les intervalles de multiplicité non nulle.

Ces moments ont la propriété de sonder les intervalles de faible multiplicité, *i.e.* les *trous* dans la distribution, à l'aide des indices d'ordre q négatifs. Ces indices ne sont pas restreints au domaine des nombres réels contrairement aux moments factoriels, ce qui permet d'accéder à un plus grand domaine d'information.

La présence d'une structure fractale dans les distributions devrait générer une variation en loi de puissance des moments G_q avec la résolution $\delta\eta$:

$$G_q \propto \delta\eta^{\tau(q)} \quad (6.8)$$

Les exposants $\tau(q)$ sont des fonctions de q et caractérisent un sous-ensemble fractal. Le formalisme de l'analyse multifractale [6.13] [6.15] utilise ces $\tau(q)$ pour déterminer le spectre multifractal $f(\alpha_q)$ par l'entremise de la transformation de Legendre:

$$f(\alpha_q) = q\alpha_q - \tau(q) \quad (6.9)$$

où

$$\alpha_q = \frac{d}{dq} \tau(q)$$

Le spectre multifractal d'une distribution possédant une structure autosimilaire devrait être concave vers le bas et avoir les propriétés suivantes:

$$f(\alpha) < \alpha \quad (6.10)$$

et

$$\frac{d^2}{d\alpha^2} f(\alpha) < 0 \quad (6.11)$$

Ces propriétés ont été observées dans plusieurs types d'interactions [6.5], mais à ce jour le manque d'universalité dans les résultats limite l'interprétation des résultats.

CHAPITRE 7

7. Analyse des distributions de pseudorapidités

7.1. Détails expérimentaux

La figure 32 représente la distribution de la multiplicité des n_s pour l'ensemble des événements neutrino ³. Ces n_s sont pour la plupart des traces produites par les particules formées lors de l'interaction d'un neutrino avec un quark dans l'émulsion.

La pseudorapidité η est le paramètre utilisé dans cette analyse et dans la plupart des résultats publiés sur l'intermittence. Elle dépend de l'angle θ entre la trajectoire d'une particule et l'axe de la quantité de mouvement du centre de masse dans le référentiel du laboratoire. Elle se calcule à l'aide de la formule suivante:

$$\eta = -\ln[\tan(\theta / 2)]$$

La pseudorapidité est une bonne approximation de la rapidité pour les particules à hautes énergies. Pour une particule d'énergie E et de quantité de mouvement longitudinale p_L , la rapidité y est définie par [2.7]:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

³ La définition de n_s se retrouve à la section 3.1

La caractéristique essentielle de la rapidité réside dans le fait qu'elle effectue une simple translation sur l'axe des rapidités lors d'une transformation relativiste des vitesses. Les distributions des rapidités ont donc une forme invariante.

La distribution des pseudorapidités de l'ensemble des événements neutrino est représentée sur la figure 33 pour plusieurs résolutions différentes. Ces distributions sont produites en superposant l'ensemble des événements, formant ainsi une moyenne dans laquelle les informations pertinentes d'ordre dynamique peuvent se noyer. Les techniques d'analyse traditionnelle utilisent ce type de distribution.

Les moments factoriels ont été calculés pour les distributions de pseudorapidités provenant des événements neutrino décrits dans cette thèse. L'intérêt de cette analyse possède plusieurs volets (voir la section 1.4.1). Bien que les études sur l'intermittence sont souvent reliées à la recherche de la formation d'un plasma quark-gluon dans les collisions nucléaires, les données provenant des autres types de collisions, telle l'interaction neutrino, peuvent apporter des informations importantes au niveau du processus d'hadronisation. De plus la comparaison de toute relation universelle déduite pour un type d'interaction avec celle d'un autre est essentielle dans la confirmation de l'utilité de cette forme d'analyse. Le neutrino ayant une section efficace d'interaction très petite représente une sonde de choix. Il n'interagit normalement qu'avec un seul quark, produisant ainsi un processus de collision très *propre*. L'hadronisation subséquente, responsable de la distribution des particules produites dans l'espace des phases, aurait une source unique, par opposition aux collisions d'ions lourds où les sources sont multiples. L'émulsion est également le détecteur de choix dans ce type d'étude. Sa grande résolution spatiale permet l'identification directe des particules chargées produites au vertex primaire avec des mesures d'angle d'une précision allant jusqu'à 0.0005 radian. L'incertitude transmise à la pseudorapidité est inférieure à 0.05, ce qui est plus que suffisant en ce qui concerne les distributions étudiées. Seules les traces provenant du vertex primaire sont sélectionnées, alors que les traces d'évaporation nucléaire, les paires de Dalitz et les gammas sont exclus. Le domaine de pseudorapidité utilisé pour les distributions étudiées est $1 < \eta < 4$. Le muon produit par l'interaction à courant chargé est

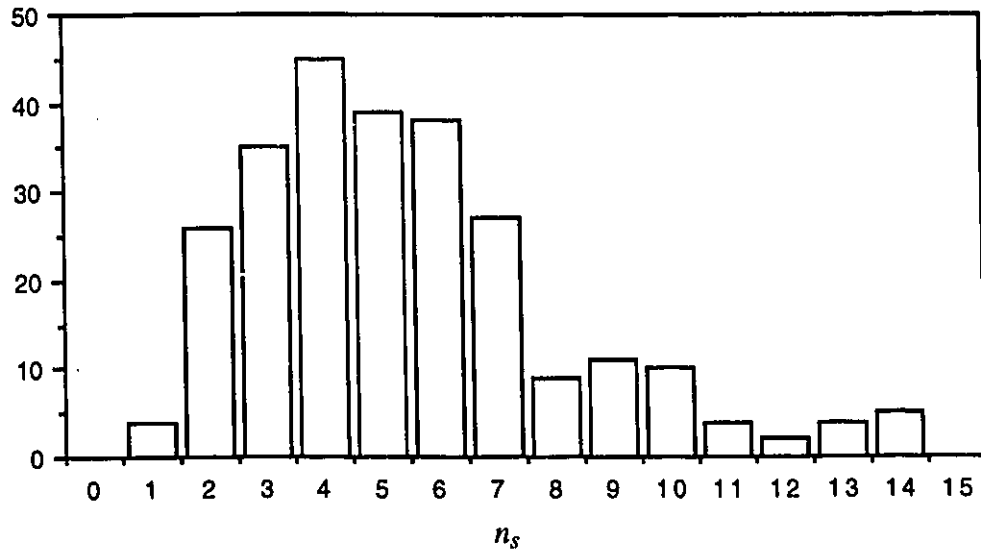


Figure 32 : Distribution montrant les multiplicités des traces n_s .

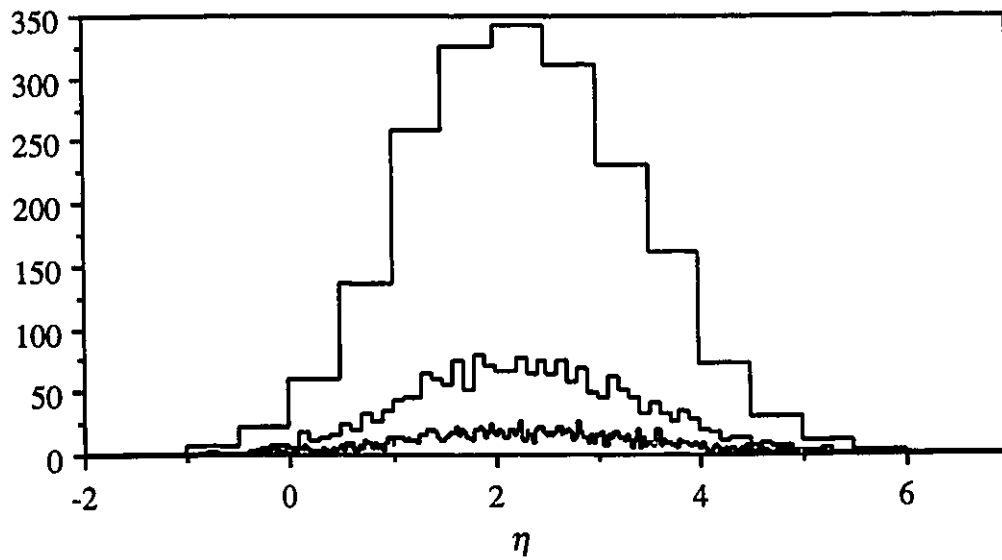


Figure 33 : Distribution des pseudorapidités pour trois résolutions différentes ($\delta\eta = 0.5, 0.1, 0.025$).

exclu des distributions, permettant un échantillonnage ciblé sur les produits du processus d'hadronisation.

Afin de déterminer le caractère autosimilaire de ces distributions, deux méthodes ont été essayées: l'analyse des moments factoriels et celle des moments G_q de Hwa.

7.2 Les moments factoriels des distributions de pseudorapidités

Afin de tenir compte du caractère non-uniforme des distributions de pseudorapidités et de la faible multiplicité des événements, un facteur de correction R_q est utilisé [6.5] :

$$R_q = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M M^q \frac{\langle n_i \rangle^q}{\langle N \rangle^q}$$

Les nouveaux moments factoriels corrigés sont:

$$\langle F_q \rangle_{\text{corr.}} = \langle F_q \rangle / R_q$$

Le graphe de la figure 34 montre la dépendance de ces moments factoriels d'ordre $q=2, 3$ et 4 en fonction de la résolution des intervalles de pseudorapidité. Le nombre d'ordre des moments est limité par la faible multiplicité. Les droites ajustées par la méthode des moindres carrés pour $\ln \langle F_q \rangle_{\text{corr}}$ en fonction de $-\ln(\delta\eta)$ démontrent qu'il y a variation en loi de puissance. La relation (6.2) étant observée, il y a donc intermittence. Les pentes de ces droites sont les indices d'intermittence:

$$\varphi_q = - \frac{\Delta \ln \langle F_q \rangle_{\text{corr}}}{\Delta \ln \delta\eta}$$

Ils ont des valeurs positives qui augmentent avec l'ordre q des moments.

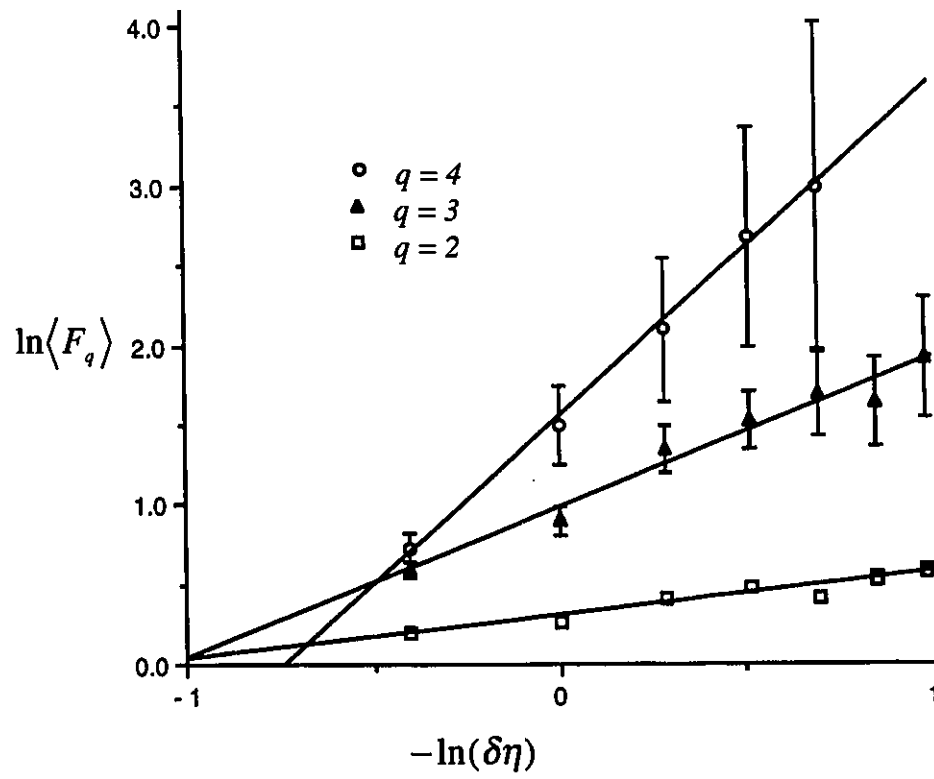


Figure 34 : Moments factoriels d'ordre 2, 3 et 4 en fonction de l'intervalle de pseudorapidité $\delta\eta$.

7.3. L'exposant caractéristique ν pour les événements neutrino

Les données des moments factoriels pour les distributions de pseudorapidités des événements neutrino obéissent à la relation (6.6), comme le démontre le graphe de la figure 35. La valeur ajustée de l'exposant caractéristique est $\nu=1.84\pm 0.14$. Le graphe montre les points expérimentaux et le tracé de la courbe de la relation (6.6) avec une valeur $\nu=1.84$. Les courbes des valeurs de ν pour la théorie de Ginzburg-Landau [6.11] ($\nu=1.316\pm 0.012$) et des collisions proton-proton [6.20] ($\nu=1.49\pm 0.14$) sont également tracées pour fin de comparaison.

Pour les collisions noyau-émulsion [6.21], la valeur de l'exposant ν est 1.55 ± 0.12 . La valeur de $\nu=1.84\pm 0.14$ pour les événements neutrino est plus élevée que la valeur critique de la théorie de Ginzburg-Landau, plus éloignée encore que les valeurs trouvées expérimentalement pour les autres types d'interaction. Ce n'est pas une surprise car l'interaction d'un neutrino avec un quark seul produit une collision *propre*, comportant moins de sources de fluctuations que les collisions de type nucléaire et peu susceptible de subir une transition de phase. L'hadronisation dans le cas des neutrinos est le générateur principal de fluctuations dans l'espace des phases des états hadroniques finaux.

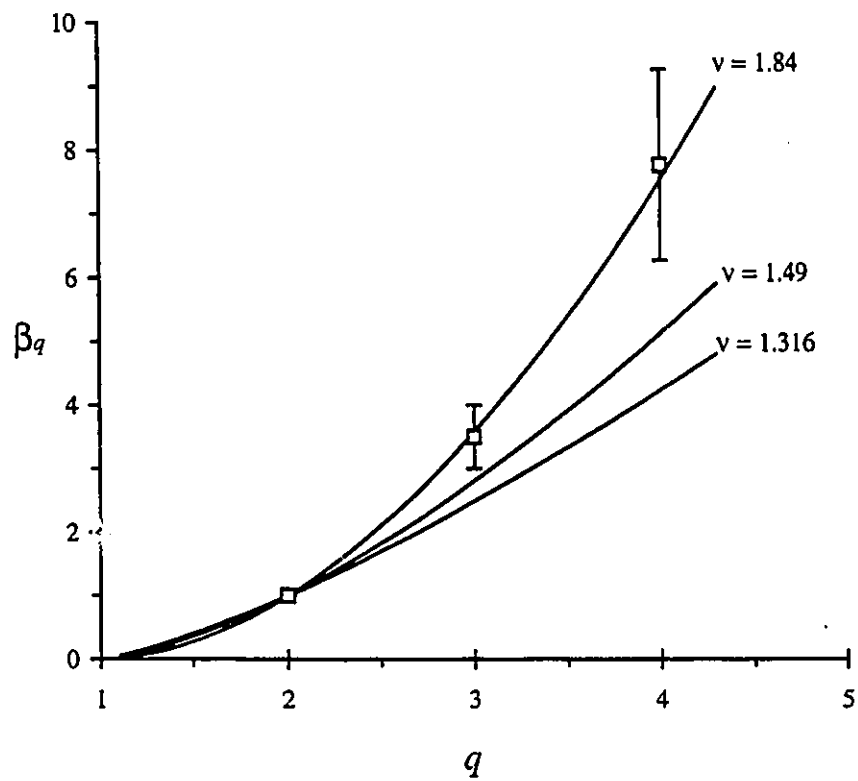


Figure 35 : β_q en fonction des indices d'ordre $q = 2, 3$ et 4 , et les courbes sont les tracés de la fonction $(q - 1)^\nu$ pour les valeurs $\nu = 1.316$ (théorie Ginzburg-Landau), $\nu = 1.49$ (collisions proton-antiproton) et $\nu = 1.84$ (événements neutrino).

7.4. Les dimensions généralisées

Le graphe de D_q en fonction de q représenté sur la figure 36 montre que la valeur des dimensions croissent avec la valeur des indices et que $D_q \propto q$. Ce comportement est évocateur des mécanismes de cascades autosimilaires et est observé dans plusieurs autres types d'interactions, mais c'est pour les interactions leptoniques qu'il est le plus intense [6.5][6.22]. C'est un indice de l'importance de l'hadronisation dans la distribution des particules dans l'espace des phases pour les interactions leptoniques. Ces conclusions sont en accord avec les résultats précédents sur l'exposant caractéristique ν .

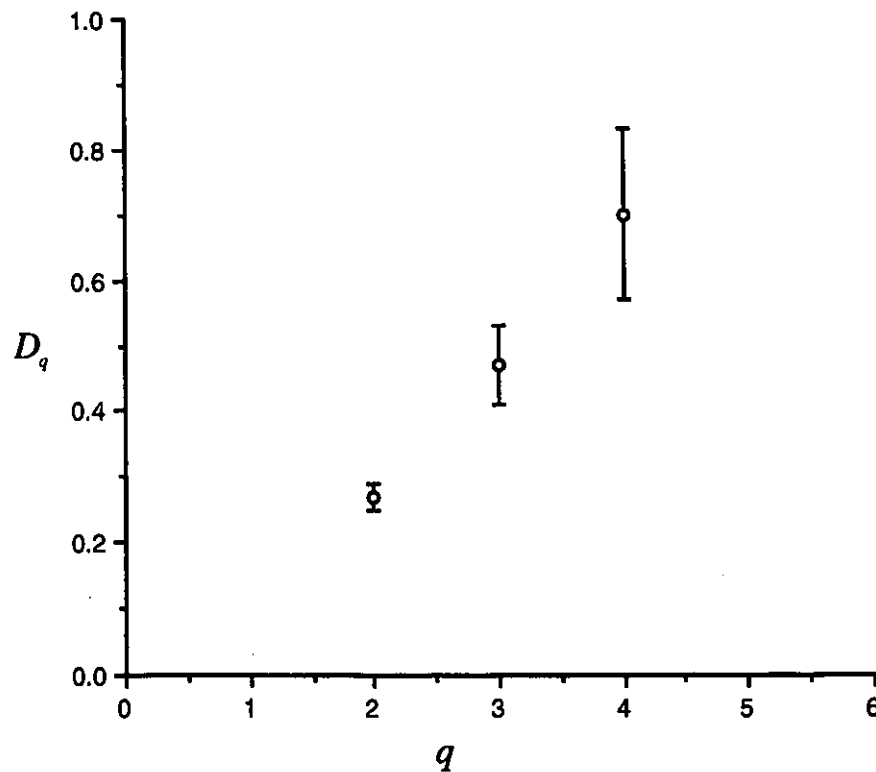


Figure 36 : Dimensions généralisées vs les indices d'ordre $q = 2, 3$ et 4 .

7.5. Les moments G_q et le spectre multifractal

Les moments G_q sont calculés à l'aide des mêmes distributions. Comme il est d'usage, c'est $\langle \ln G_q \rangle$, la moyenne des $\ln G_q$, qui est utilisée pour analyser leur dépendance à $\delta\eta$, l'intervalle de classe de la pseudorapidité. Expérimentalement, c'est la variable ν qui est utilisée pour caractériser la grandeur des intervalles:

$$\nu = \frac{\ln M}{\ln 2} \quad \text{où} \quad M = 2^\nu .$$

Il est regrettable que la lettre ν soit encore utilisée alors que le paramètre représenté n'a aucune relation avec l'exposant caractéristique dont il était question plus haut. C'est par soucis de conformité avec les publications citées qu'elle est utilisée dans cette section.

Les courbes des moments $\langle \ln G_q \rangle$ sont tracées en fonction de ν pour différents ordres d'indice q sur le graphique de la figure 37. Il y a un effet de saturation dû à la faible multiplicité qui réduit l'accroissement en valeur des moments. La quantité d'ordres possible est infinie et les indices q font partie de l'ensemble des nombres réels, alors que pour les moments factoriels seuls les q entiers et positifs sont admissibles. Dans le formalisme multifractal, l'information contenue dans le spectre multifractal dépend du nombre d'indices calculés. Les valeurs utilisées pour les indices q dans la présente analyse multifractale varient entre -5 et 6. Ils varient par de petits intervalles de 0.1 pour les valeurs $-1 < q < 1$, et de 0.25 autrement.

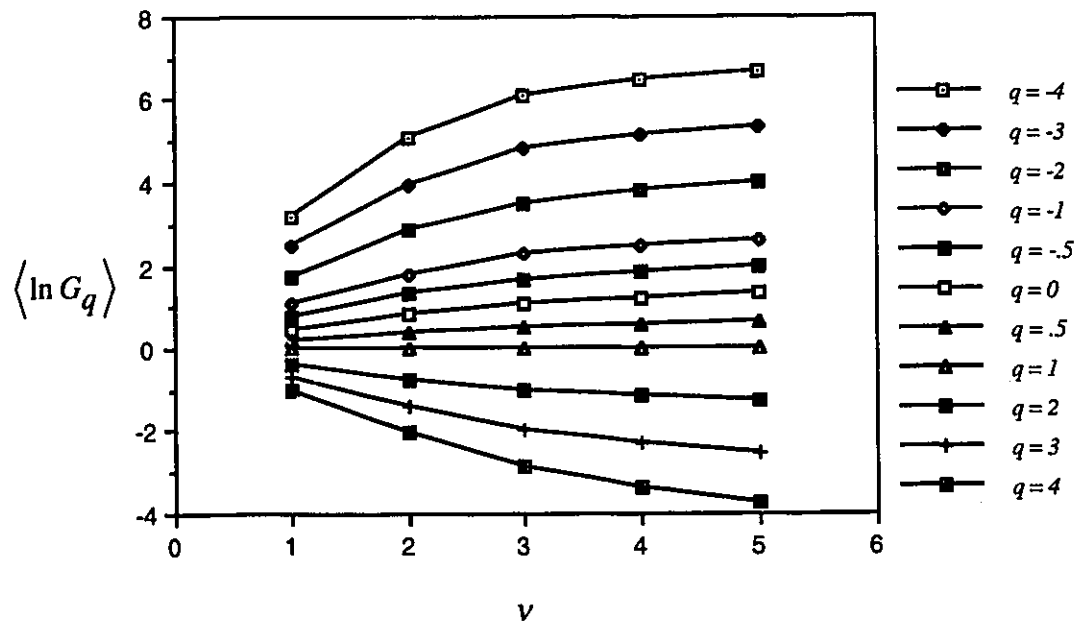


Figure 37 : Moments G_q en fonction de l'intervalle de rapidité pour plusieurs valeurs des indices q .

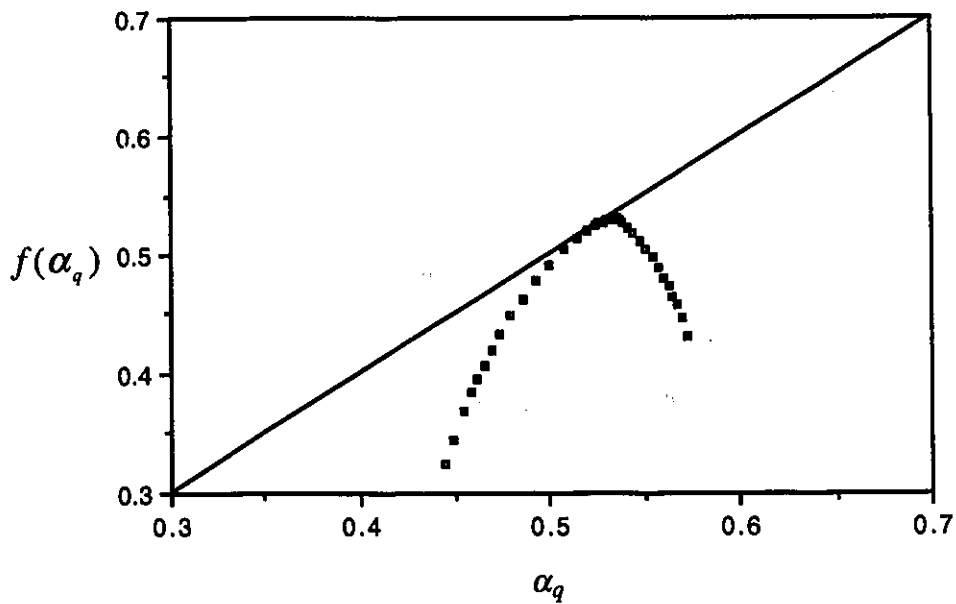


Figure 38 : Spectre multifractal pour les distributions de pseudorapidités. La droite diagonale représente $f(\alpha_q) = \alpha_q$.

Les valeurs des pentes $\tau(q)$,

$$\tau(q) = \frac{\langle \ln G_q \rangle}{\ln \Delta v}$$

sont calculées en utilisant les premiers segments de droite de chaque courbe. Le spectre multifractal est déduit de ces valeurs et il est tracé dans le graphe de la figure 38 en fonction des α_q . La courbe est concave et orientée vers le bas, concordant avec l'équation (6.10). La ligne droite représente la relation $f(\alpha_q) = \alpha_q$ et le spectre est toujours inférieur aux α_q , en accord avec l'équation (6.11). Ces observations caractérisent une structure multifractale.

L'étendue des observations ou conclusions à tirer des spectres multifractals en physique des particules est très limitée. Plusieurs résultats expérimentaux ont été rapportés [6.5], mais il manque toujours une base commune pour l'interprétation des résultats. Néanmoins, il semble que la largeur de la courbe soit une indication du degré d'intermittence ou d'autosimilarité. Le spectre multifractal de la figure 38 est le reflet de l'aspect autosimilaire d'un mécanisme de cascades, ce qui concorde avec les observations faites plus haut avec l'exposant caractéristique ν et les dimensions généralisées D_q .

CONCLUSION

Le charme et E-531

L'expérience E-531, la première à le faire, a établi la différence entre les temps de vie des mésons charmés neutres et chargés. Ces résultats sur les temps de vie ont été dépassés par des expériences plus récentes utilisant des échantillonnages à statistiques très élevées [2.7]. C'est un des inconvénients de l'utilisation de l'émulsion: le nombre d'événements trouvés et étudiés est relativement faible comparé à la capacité de prise de données des détecteurs électroniques, puisque chaque événement est trouvé manuellement et que les différentes mesures consomment beaucoup de temps-personne. Par contre, l'observation directe dans l'émulsion et la résolution spatiale de celle-ci permettent de distinguer de façon univoque les différents types de désintégration.

L'événement 1159 3610

L'observation directe d'une particule beauté n'est pas une chose aisée [C.1]. Presque tous les résultats concernant les particules beauté proviennent d'expériences utilisant des collisionneurs e^+e^- [2.7]. L'événement 1159 3610 a été analysé et sa reconstruction suggère fortement qu'un méson B^0 ou B_s^0 a été observé. A notre connaissance, deux seules observations directes de la production associée de quarks beauté ont été publiées, et comme dans le cas de l'événement 1159 3610, peu d'informations précises ont été tirées

de l'événement. Dans le premier cas [C.2], comme dans le notre [C.3], les interprétations alternatives sont peu probables et quelques considérations sur les temps de vie des particules sont possibles. Dans les cas de l'expérience E653 [C.4], neuf paires $b\bar{b}$ ont été identifiées dans l'émulsion. Dans tous les cas, les temps de vie sont compatibles avec la moyenne mondiale [2.7]. L'observation directe permet de départager les B^0 des B^\pm et il semble que les particules neutres dominent, quoique l'échantillonnage est faible.

Les hypothèses B^0 et B_s^0 sont de probabilité équivalente dans leur processus de production et cinématiquement. Un argument pourrait faire pencher la balance vers l'hypothèse de la désintégration à trois corps du B_s^0 : le rapport de branchement de la désintégration à deux corps d'un B^0 est de moins de 1% [2.7].

La possibilité des vertex neutres, ou de vertex cachés, implique une contamination par des particules beautés dans un échantillonnage de particules charmées. Cette contamination possible, quoique faible, devrait être examinée sur tout échantillonnage charmé. Il appert également que pour observer adéquatement des particules massives (comme le B_s^0) dans les expériences avec cible fixe, il serait nécessaire d'utiliser un spectromètre couvrant un grand volume angulaire autour de la cible.

Intermittence et multifractalité

La variation en loi de puissance des moments factoriels dans les distributions de pseudorapidités est observée pour les événements neutrino, suggérant la présence d'une structure autosimilaire. L'exposant d'échelle ν caractérise le phénomène d'intermittence et il est indépendant des dimensions de l'espace des phases dans lequel les moments factoriels sont analysés. Il décrit le comportement d'échelle dans la fluctuation des multiplicités qui est autosimilaire dans la variation de la résolution. La valeur trouvée pour les événements neutrino est $\nu = 1.84 \pm 0.14$. La comparaison de cette valeur avec celles des autres types d'interactions indique que la structure autosimilaire serait dû à un mécanisme de cascade, par opposition à une transition de phase dans le processus d'hadronisation. Les dimensions généralisées extraites des moments factoriels ainsi que le spectre multifractal manifestent également le même type de comportement.

La pertinence de l'étude de la production hadronique dans les interactions leptoniques a été soulignée. Les résultats publiés provenant d'expériences de ce type [C.5][C.6][C.7] montrent un comportement similaire à ceux décrits au chapitre 7. À notre connaissance, la valeur de l'exposant caractéristique ν pour les événements neutrino étudiés dans cette thèse [C.9] est la première trouvée pour les interactions de type leptonique. La technique multifractale appliquée à la production multiple de particules est peu développée dans le sens des relations universelles et seules les observations qualitatives sont pertinentes, telle la forme du spectre multifractal. Le domaine de l'intermittence et de la multifractalité en physique des particules est encore à l'état infantile et l'étendue des informations quantitatives est restreinte, mais l'étude de l'aspect autosimilaire et multifractal de la production de particules dans l'espace des phases offre une voie accessible et prometteuse pour percer les mystères de l'hadronisation et de la dynamique des quarks-gluons dans les collisions à hautes énergies.

APPENDICE A

Collaboration E-531

N. Ushida

Université d'Aichi, Aichi, Japon

T. Kondo

FermiLab, Batavia, U.S.A.

S. Tasaka

Université de Gifu, Gifu, Japon

I.G. Park, J.S. Song

Université Nationale Gyeongsang, Jinju, Corée

T. Hara, Y. Homma, Y. Tsuzuki, G. Fujioka, H. Fukushima,
Y. Takahashi, S. Tatsumi, C. Yokoyama, K. Fujiwara, K. Taruma

Université de Kobe, Kobe, Japon

C.O. Kim, J.N. Park

Université de Corée, Séoul, Corée

D.C. Bailey, S. Conetti, P. Mercure, J. Trischuk, M. Turcotte

Université McGill, Montréal, Canada

S. Aoki, K. Chiba, H. Fuchi, K.Hoshino, K. Kodama, R. Matsui,
M. Miyanishi, M. Nakamura, K. Nakazawa, K. Niu, K. Niwa, M. Ohashi,
H. Sasaki, Y. Tomita, N. Torii, O. Yamakawa, Y. Yanagisawa
Université de Nagoya, Nagoya, Japon

G.J. Aubrecht II, J. Dunlea, S. Errede, A. Gauthier, M.J. Gutzwiller,
S. Kuramata, G. Oleynik, N.W. Reay, K. Reibel, R.A. Sidwell, N.R. Stanton
Université de l'état d'Ohio, Columbus, U.S.A.

K. Moriyama, H. Shibita
Université d'Okayama, Okayama, Japon

O. Kusumoto, Y. Noguchi, T. Okusawa, M. Teranaka, J. Yamato
Okabe, J. Yokota
Université d'Osaka, Osaka, Japon

P. Côté, S.G. Frederiksen, C.J.D. Hébert
J. Hébert, B. McLeod, A. Thibaudeau
Université d'Ottawa, Ottawa, Canada

M. Kazuno, H. Shibuya
Université Toho, Chiba, Japon

I.A. Lovatt, J.F. Martin, D. Pitman,
J.D. Prentice, B.J. Stacey, T.-S. Yoon
Université de Toronto, Toronto, Canada

Y. Maeda
Université nationale de Yokohama, Yokohama, Japon.

APPENDICE B

Démonstration des solutions 0C

Une particule de masse M_0 se désintègre en n particules, et $n-1$ de ces particules ont une quantité de mouvement connue, alors que les masses sont connues ou supposées (voir la figure 39). La n ème particule en général est une particule neutre non-observée dont on veut déterminer la quantité de mouvement pour certaines hypothèses utilisant une masse M_0 . L'orientation de la particule se désintégrant est connue, mais la grandeur de sa quantité de mouvement ne l'est pas.

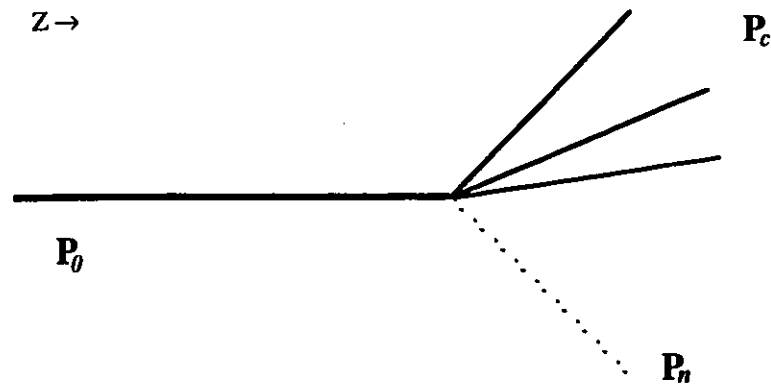


Figure 39 : Désintégration produisant une particule neutre non-observée dont le quadri-vecteur est P_n . Pour les particules connues on a P_c , et pour la particule primaire qui se désintègre, P_0 .

La démonstration utilise la notation \mathbf{P} pour le quadri-vecteur impulsion-énergie, E pour l'énergie et p pour le vecteur de la quantité de mouvement. Définissons alors

particule	\mathbf{P}	E	p	m
primaire	\mathbf{P}_0	E_0	p_0	M_0
chargée	\mathbf{P}_i	E_i	p_i	m_i
neutre	\mathbf{P}_n	E_n	p_n	m_n

et pour l'ensemble des $(n-1)$ particules secondaires connues:

$$\mathbf{P}_c = \sum_{i=1}^{n-1} \mathbf{P}_i \quad E_c = \sum_{i=1}^{n-1} E_i$$

et notons que $E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2}$ où m_i est connu ou supposé, et p_i mesuré dans le système de référence du laboratoire.

En fixant les constantes $\hbar=c=1$, une seule dimension reste, la masse, et tout est mesuré en terme de puissance de M ou M^{-1} [A.1]. Pour p , E et la masse, il est d'usage courant d'utiliser les mêmes unités (GeV). Notons que \mathbf{P}^2 et le produit scalaire $\mathbf{P}_a \mathbf{P}_b$ sont invariants et qu'ils peuvent être mesurés dans n'importe quel système de référence, comme celui du laboratoire.

Dans le centre de masse, on a

$$\mathbf{P}_0 = \mathbf{P}_c + \mathbf{P}_n$$

en élevant au carré, on obtient :

$$\mathbf{P}_0^2 = \mathbf{P}_c^2 + \mathbf{P}_n^2 + 2\mathbf{P}_c \mathbf{P}_n$$

où l'on substitue les invariants

$$\begin{aligned}\mathbf{P}_0^2 &= M_0^2 \\ \mathbf{P}_c^2 &= E_c^2 - p_c^2 \\ \mathbf{P}_n^2 &= m_n^2\end{aligned}$$

pour obtenir

$$M_0^2 = E_c^2 - p_c^2 + m_n^2 + 2\mathbf{P}_c\mathbf{P}_n \quad (1)$$

Maintenant, l'invariant

$$\begin{aligned}\mathbf{P}_c\mathbf{P}_n &= E_cE_n - p_cp_n \\ &= E_cE_n - p_{cT}p_{nT} - p_{cz}p_{nz}\end{aligned} \quad (2)$$

où p_{cz} et p_{nz} sont, respectivement pour les $(n-1)$ particules connues et pour la particule n , les composantes longitudinales des quantités de mouvement par rapport à l'axe z , qui est arbitrairement choisi colinéaire avec la direction de la particule qui se désintègre. Les quantités de mouvement transverse p_{cT} et p_{nT} doivent donc s'annuler par conservation de la quantité de mouvement:

$$p_{cT} = -p_{nT}$$

Notons que

$$\begin{aligned}p_{cT} &= \sum_{i=1}^{n-1} p_{iT} & p_{cz} &= \sum_{i=1}^{n-1} p_{iz} \\ p_c^2 &= p_{cT}^2 + p_{cz}^2 & p_n^2 &= p_{nT}^2 + p_{nz}^2\end{aligned}$$

L'énergie de la particule n est

$$E_n = \sqrt{m_n^2 + p_n^2} = \sqrt{m_n^2 + p_{nT}^2 + p_{nz}^2}$$

Alors l'équation 2 devient

$$\mathbf{P}_c \mathbf{P}_n = E_c \sqrt{m_n^2 + p_{nz}^2 + p_{cT}^2} + p_{cT}^2 - p_{cz} p_{nz} \quad (3)$$

Maintenant, avec 1 et 3 on obtient

$$M_0^2 = E_c^2 - p_c^2 + m_n^2 + 2E_c \sqrt{m_n^2 + p_{nz}^2 + p_{cT}^2} + 2p_{cT}^2 - 2p_{cz} p_{nz}$$

$$M_0^2 = E_c^2 + p_{cT}^2 - p_{cz}^2 + m_n^2 + 2\left(E_c \sqrt{m_n^2 + p_{nz}^2 + p_{cT}^2} - p_{cz} p_{nz}\right) \quad (4)$$

On obtient l'équation 5 pour M_0 et le seul terme inconnu du côté droit est la composante p_{nz} de la quantité de mouvement de la particule n , ayant supposé sa masse m_n dans le cadre d'une hypothèse de désintégration.

$$M_0 = \left[E_c^2 + p_{cT}^2 - p_{cz}^2 + m_n^2 + 2\left(E_c \sqrt{m_n^2 + p_{nz}^2 + p_{cT}^2} - p_{cz} p_{nz}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

Si M_0 est fixé dans une hypothèse, alors c'est vers une solution quadratique de p_{nz} que nous nous dirigeons.

En utilisant

$$A = \frac{M_0^2 - m_n^2 - p_{cT}^2 + p_{cz}^2 - E_c^2}{2} \quad (6)$$

dans l'équation 4, on obtient

$$A + p_{cz} p_{nz} = E_c \sqrt{m_n^2 + p_{nz}^2 + p_{cT}^2}$$

En mettant tout au carré,

$$A^2 + 2A p_{cz} p_{nz} + p_{cz}^2 p_{nz}^2 = E_c^2 m_n^2 + E_c^2 p_{nz}^2 + E_c^2 p_{cT}^2$$

puis en mettant tous les termes du côté gauche et en rassemblant les coefficients des puissances de p_{nz} , nous obtenons

$$(p_{nz}^2 - E_c^2)p_{nz}^2 + (2Ap_{cz})p_{nz} + (A^2 - E_c^2(p_{cT}^2 + m_n^2)) = 0$$

La solution de cette équation quadratique pour p_{nz} est

$$p_{nz} = \frac{-Ap_{cz} \pm \sqrt{A^2 p_{cz}^2 - (p_{cz}^2 - E_c^2)(A^2 - E_c^2(p_{cT}^2 + m_n^2))}}{p_{cz}^2 - E_c^2}$$

En mettant

$$B = p_{cz}^2 - E_c^2 \quad (7)$$

et en réduisant le terme sous le radical, on obtient:

$$p_{nz} = \frac{-Ap_{cz} \pm E_c \sqrt{A^2 - B(p_{cT}^2 + m_n^2)}}{B} \quad (8)$$

L'équation 8 donne deux valeurs pour la quantité de mouvement longitudinale p_{nz} de la particule n , où m_n est la masse hypothétique de cette particule, A est donné en 6 et B en 7. E_c est la somme des énergies des particules connues tandis que $(p_{cT}^2 + p_{cz}^2)^{\frac{1}{2}}$ est leur quantité de mouvement totale. Connaissant les quantités de mouvement transverse p_{nx} et p_{ny} nécessaires pour équilibrer p_{cT} , les pentes peuvent donc être déduites pour la trajectoire de la particule n .

Bibliographie

Chap 1 : THÉORIE

- [1.1] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404;
J.-E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33(1974) 1406
- [1.2] S.L.Glashow , J. Illiopoulos et L. Maiani , Phys. Rev. D 2 (1970) 1285
- [1.3] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489
- [1.4] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252
W.R. Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1240
- [1.5] M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. of Theor. Phys. 49 (1973) 652
- [1.6] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531
- [1.7] T.Sloan, G. Smadja et R. Voss, Phys. Rep. 162 (1988) 45
- [1.8] H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346
- [1.9] R.D. Field et R. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1
- [1.10] P. Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 (1979) 349
- [1.11] A.Ali et al., Phys. Lett. 93B (1980) 155
- [1.12] B. Anderson et al., Phys. rep. 97 (1983) 31
- [1.13] G.C. Fox et S. Wolfram, Nucl. Phys. B168 (1980) 285
- [1.14] R.D. Field et S. Wolfram Nucl. Phys. B213 (1983) 65
- [1.15] B.R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 492
- [1.16] T.D. Gottschalk et D.A. Morris, Nucl. Phys. B288 (1987) 729
- [1.17] W. Hoffmann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988) 279
- [1.18] A. Bialas, Nuclear Physics A532 (1991) 65c
- [1.19] G.V. Davidenkov et N.N. Nikolaev, Nucl. Phys. B135 (1978) 333
- [1.20] A. Dar et F. Tagaki, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 768
- [1.21] N.A. Pavel, Nuclear Physics A532 (1991) 465c

Chap 2 : Montage Expérimental

- [2.1] N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1049; 45 (1980) 1053; 48 (1982) 844; 51 (1983) 2362
- [2.2] N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1767
- [2.3] N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1771
- [2.4] J.D. Prentice, Phys. Rep. 83 (1982) 85
- [2.5] N. Ushida et al., Nucl. Instr. Meth. A 224 (1984) 50
- [2.6] C. Baltay et al., Phys Rev. Lett. 39 (1977) 62
- [2.7] Particle Data Group, Phys. Rev. D 50 (1994) 1173
- [2.8] S.G. Frederiksen, Ph.D. Thesis, University of Ottawa (1987)
- [2.9] C. Plante, Thèse de Doctorat, Université d'Ottawa (1989)
- [2.10] Particle Data Group, Phys. Lett. B 239 (1990)
- [2.11] Ushida N. *et al.*, Phys. Lett. B 206 (1988) 375
- [2.12] Ushida N. *et al.*, Phys. Lett. B 206 (1988) 380

Chap 3 : Recherche et mesure dans l'émulsion

- [3.1] A. Gauthier, Ph.D. Thesis, Ohio State University (1987)
- [3.2] W.H. Barkas, *Nuclear Research Emulsions*, Academic Press (1963)
- [3.3] L. Avan, M. Avan, D. Blanc et J.L. Teyssier, *Ionographie*, Doin (1973)
- [3.4] Powell C.F., Fowler P.H., et Perkins D.H., *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon, New York (1959)
- [3.5] J.H. Cobb, W.W.M. Allison et J.N. Bunch, Nucl. Instr. Meth. 133 (1976) 315

Chap 4 : Reconstruction cinématique

- [4.1] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley (1982) p.42
- [4.2] Ronne B., dans Proceedings of the CERN 1964 Easter School for Physicists, Herceg-Novi (Yougoslavie), (1964) p.87
- [4.3] N. Ushida et al., Phys. Lett. B 206 (1988) 375 ; 206 (1988) 380

Chap 6: Intermittence et multifractalité

- [6.1] A. Bialas et R. Peschanski, Nucl. Phys. B273 (1986) 703
- [6.2] A. Bialas et R. Peschanski, Nucl. Phys. B308 (1988) 857
- [6.3] Proc. of the Santa Fe Workshop on Intermittency in High Energy Collisions, F.Cooper, R.C. Hwa et J. Sarcevic éditeurs, World Scientific (1991) Singapour
- [6.4] Proc. of the XXII International Symposium on Multiparticle Dynamics, C.Pajares éditeur (1992) Singapour
- [6.5] Fluctuations and Fractal Structure, R.C. Hwa, W. Ochs et N. Schmitz éditeurs, Proc. Ringberg Workshop on Multiparticle Production, World Scientific (1992) Singapour
- [6.6] I.M. Dremin et M.T. Nazirov, Z. Phys. C59 (1993) 748
- [6.7] T. Sjostrand, Int. J. Mod. Phys. A3 (1988) 751
- [6.8] W. Ochs et J. Wosiek, Phys. Lett. B214 (1988) 617
- [6.9] R.C.Hwa and M.T.Nazirov Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 741
- [6.10] R.C. Hwa et J. Pan, Phys. Rev. D48 (1993) 168
- [6.11] R.C. Hwa et J. Pan, Phys. Lett. B297 (1992) 35
- [6.12] R.C. Hwa, Phys. Rev. D47 (1993) 2773
- [6.13] G. Paladin et A. Vulpiani, Phys. Rep. 156 (1987) 147
- [6.14] H.G.E. Hentschell et I. Procaccia, Physica D8 (1983) 435
- [6.15] T.C. Halsey et al, Phys. Rev. A33 (1986) 1141
- [6.16] P. Grassberger et I. Procaccia, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 346
- [6.17] R.C. Hwa, Phys. Rev. D41 (1990) 1456
- [6.18] S.P. Ratti, G. Salvadori, G. Gianini, S. Lovejoy et D. Schetzer, Z. Phys. C61 (1994) 229
- [6.19] R. Lipa et B. Bushbeck, Phys. Lett. B223 (1990) 465
- [6.20] Collaboration NA22 dans la référence [6.5]
- [6.21] R. Holynski et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 733
- [6.22] A. Bialas et R.C. Hwa, Phys. Lett. B253 (1991) 436

Conclusion

- [C.1] C. Caso *et* Touboul M.C., *Rivista Nuovo Cimento* 9 (1986) 1
- [C.2] J.P. Albanese *et al.*, *Phys. Lett. B* 158 (1985) 186
- [C.3] P. Côté, C. Plante *et* J. Hébert, *A Disintegration Compatible with a B_s^0 Decay*, *Phys. Script.* 40 (1989) 583
- [C.4] K. Kodama *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* 89 (1993) 679
- [C.5] L. Verluyten *et al.*, *Phys. Lett. B* 260 (1991) 456
- [C.6] F. Botterweck *et al.*, *Z. Phys. C* 51 (1991) 37
- [C.7] I. Derado *et al.*, *Z. Phys. C* 54 (1992) 357
- [C.8] Proc. of the International Workshop on *Dynamical Fluctuations and Correlations in Nuclear Collisions*, *Nucl. Phys. A* 545 (1992)
- [C.9] P. Côté, *Factorial Moments in the Multiplicity Distribution of Neutrino Interactions*, à paraître dans la *Revue Canadienne de Physique*.

Appendice

- [A.1] R. Hagedorn, *Relativistic Kinematics*, Benjamin/Cummings Publ. (1963) p.21