



National Library  
of Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Canadian Theses Service    Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada  
K1A 0N4

## 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.



National Library  
of Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Canadian Theses Service    Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada  
K1A 0N4

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.

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 a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-56387-7

Canada

**RECHERCHE ET ANALYSE  
DE PARTICULES CHARMÉES  
DANS L'ÉMULSION NUCLÉAIRE**

Thèse déposée à  
l'École des études supérieures et de la recherche  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès Sciences (physique)

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



Pierre Côté, Ottawa, Canada, 1989



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. L'instrumentation de cette expérience fait l'objet d'un chapitre. Les résultats dans le module horizontal d'émulsion H-3 proviennent en grande partie des recherches faites par l'auteur: 105 événements trouvés dont 7 candidats charmés.

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 possiblement aussi un quark étrange ( $B_s^0$ ). Le temps de vie de cette particule d'une étrange beauté serait d'environ  $10^{-12}s$ .

# Remerciements

Les recherches effectuées auraient été impossible sans l'apport 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 à Soren Frederiksen et au Dr C.J.D. Hébert pour leur aide lors de l'apprentissage initial. L'auteur est reconnaissant également au professeur Jacques Hébert pour son soutien et son encouragement de tous les instants.

Tout particulièrement, pour son extrême obligeance, pour sa disponibilité et pour la stimulation intellectuelle qu'il provoque dans ses nombreuses discussions, Claude Plante reçoit ici l'expression de notre appréciation et de notre reconnaissance les plus vives.

L'I.P.P. et F.C.A.R. sont également remerciés pour leur aide financière.

# Citations

'Sors-tu du gouffre noir ou descends-tu des astres ?  
Le destin charmé suit tes jupons comme un chien;  
Tu sèmes au hasard la joie et les désastres,  
Et tu gouvernes tout et ne réponds de rien.'

*Hymne à la Beauté,*

*Les Fleurs du Mal*, Charles Baudelaire

Les observations sont l'histoire de la physique,  
et les systèmes en sont la fable.

Montesquieu

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>ii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Citations</b>	<b>iv</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Théorie des particules élémentaires</b>	<b>3</b>
1.1 Le Modèle Standard . . . . .	4
1.2 Les interactions faibles . . . . .	8
1.2.1 Les interactions neutrinos . . . . .	10
<b>2 Le montage expérimental</b>	<b>19</b>
2.1 Le projet E-531 et le détecteur . . . . .	19
2.2 Le faisceau de neutrinos . . . . .	22
2.3 Le compteur à VETO . . . . .	26
2.4 L'émulsion nucléaire . . . . .	26
2.5 Les chambres à dérive et l'aimant . . . . .	29
2.6 Le système de mesure du temps de vol . . . . .	30
2.7 Le calorimètre électromagnétique . . . . .	31
2.7.1 Convertisseur électromagnétique et compteurs EPIC . . . . .	32
2.7.2 Le verre de plomb . . . . .	32
2.8 Le calorimètre hadronique . . . . .	33

2.9	Le spectromètre à muons . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Recherche et mesure dans l'émulsion</b>	<b>34</b>
3.1	L'observation dans l'émulsion . . . . .	34
3.2	Recherche d'événements neutrino . . . . .	36
3.2.1	Volume scanning . . . . .	36
3.2.2	Followback . . . . .	37
3.2.3	Résultats . . . . .	37
3.3	Recherche de candidats charmés . . . . .	37
3.3.1	Topographie d'un candidat charmé dans l'émulsion . . . . .	38
3.3.2	Followdown . . . . .	38
3.3.3	Scanback . . . . .	40
3.3.4	Résultats . . . . .	40
3.4	Mesure de la diffusion multiple . . . . .	42
3.5	Mesure de l'ionisation . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Reconstruction et analyse cinématique</b>	<b>48</b>
4.1	Reconstruction d'un événement . . . . .	49
4.2	Contraintes sur l'identité des particules . . . . .	50
4.2.1	Identification des particules chargées . . . . .	50
4.2.2	Identification des particules neutres . . . . .	51
4.3	Analyse cinématique des hypothèses . . . . .	53
4.3.1	Reconstruction avec contraintes ( <i>fit</i> ) . . . . .	54
4.3.2	Calcul sans contrainte (0C) . . . . .	54
4.4	Reconstruction des candidats charmés . . . . .	57
<b>5</b>	<b>Une particule d'une étrange beauté</b>	<b>60</b>
5.1	L'événement 1159-3610 . . . . .	60
5.1.1	Mesures de diffusion . . . . .	63
5.1.2	Identification des particules . . . . .	63
5.1.3	Particules neutres . . . . .	64
5.2	Analyse des hypothèses . . . . .	65

5.2.1	Hypothèses avec un vertex secondaire simple ( $V_3$ ) . . . . .	66
5.2.2	Hypothèses avec un vertex secondaire neutre ( $V_2$ ) et un vertex tertiaire ( $V_3$ ) . . . . .	70
5.3	L'hypothèse $B_3^0$ . . . . .	74
5.4	L'hypothèse alternative $B^0$ . . . . .	79
	<b>Conclusion</b>	<b>82</b>
	<b>A Collaboration E-531</b>	<b>87</b>
	<b>B Démonstration des solutions 0C</b>	<b>89</b>

# Liste des tables

1	Les quarks et les leptons du Modèle Standard . . . . .	5
2	Interactions fondamentales du Modèle Standard . . . . .	6
3	Les baryons stables et leur composition en quarks . . . . .	7
4	Quelques mésons stables et leur composition en quarks . . . . .	7
5	Modes de désintégration produisant le faisceau de $\nu$ . . . . .	23
6	Composantes et caractéristiques de l'émulsion FUJI ET-7B . . . . .	27
7	Evénements-kink avec $P_T < 400 MeV/c$ . . . . .	41
8	Les candidats charmés de H3 . . . . .	41
9	Efficacité de recherche d'événements . . . . .	41
10	Reconstructions cinématiques avec contraintes . . . . .	55
11	Données du spectromètre pour l'événement 1159 3610 . . . . .	62
12	Données de l'émulsion pour l'événement 1159 3610 . . . . .	62
13	Particules neutres reconstruites pour l'événement 1159 3610 . . . . .	65

# Liste des figures

1	Diagramme de Feynman de la désintégration d'un neutron. . . . .	13
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 . . . . .	17
6	Diagramme de Feynman de la désintégration du muon . . . . .	18
7	Diagramme de Feynman de la désintégration semi-leptonique d'un $D^0$ . . . . .	18
8	Détecteur hybride de l'expérience E-531 . . . . .	21
9	Tunnel de production du faisceau de $\nu$ . . . . .	24
10	Spectres énergétiques des neutrinos produits. . . . .	25
11	Cible d'émulsion et chambres à dérive en amont de l'aimant . . . . .	28
12	Apparence d'une étoile dans l'émulsion . . . . .	35
13	Topographie de différents candidats charmés neutres . . . . .	39
14	Topographie de différents candidats charmés chargés . . . . .	39
15	Perte d'énergie par ionisation vs $\gamma$ . . . . .	45
16	Perte d'énergie par ionisation vs $p$ . . . . .	47
17	Courbe -1C donnant les solutions 0C pour $\Lambda_c^+$ . . . . .	58
18	Événement 1159 3610, plan YZ . . . . .	61
19	Événement 1159 3610, plan XZ . . . . .	61
20	Courbe -1C pour $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-(\pi^0)$ . . . . .	67
21	Courbe -1C pour $\Xi_c^0 \rightarrow \pi^+\pi^-(\Xi^0)$ et $\Omega_c^0 \rightarrow \pi^+\pi^-(\Xi^0)$ . . . . .	69
22	Paramètre d'impact sur le plan YZ pour 1159 3610 . . . . .	71
23	Paramètre d'impact sur le plan XZ pour 1159 3610 . . . . .	71

24	Hypothèse $B_s^0$ , le plan YZ. . . . .	75
25	Hypothèse $B_s^0$ , le plan XZ. . . . .	75
26	Diagramme de Feynman de la production du $B_s^0$ . . . . .	76
27	Diagramme de Feynman de la désintégration du $B_s^0$ . . . . .	77
28	Diagramme de Feynman de la désintégration du $\overline{D}^0$ . . . . .	77
29	Hypothèse $B^0$ , le plan YZ. . . . .	80
30	Hypothèse $B^0$ , le plan XZ. . . . .	80
31	Diagramme de Feynman de la production du $B^0$ . . . . .	81
32	Modèle pour fit 0C . . . . .	89

# 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  $J/\Psi$  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.

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. Finalement, le cinquième et dernier 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.

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 [23] 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 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 à paraître dans la revue scientifique *Physica Scripta* [33].

# Chapitre 1

## Théorie des particules élémentaires

### Un peu d'histoire

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  $J/\Psi$  [1], une particule neutre très massive, qui consacra le modèle des quarks. Le  $J/\Psi$  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 [2].

La découverte en 1975 d'un nouveau lepton, le *tau*  $\tau$  [3], et deux ans après celle d'un nouveau méson très massif, le *upsilon*  $\Upsilon$  [4], ont provoqué l'extension du

modèle des quarks à six membres et trois familles de leptons. Le  $\Upsilon$ , similairement au  $J/\Psi$ , est un état lié des quark et anti-quark *beauté*. Le sixième quark  $t$  (*top*), nécessaire à la symétrie du modèle, n'a pas encore été observé.

Ces derniers développements et la capacité de classier 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	u	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
down	d	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
étrange	s	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0
charme	c	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	+1	0	0
beauté	b	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	0
top	t	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	0	0	+1

Leptons	symbole	charge	$l_e$	$l_\mu$	$l_\tau$
électron	e	-1	+1	0	0
muon	$\mu$	-1	0	+1	0
tau	$\tau$	-1	0	0	+1
neutrino électronique	$\nu_e$	0	+1	0	0
neutrino muonique	$\nu_\mu$	0	0	+1	0
neutrino tau	$\nu_\tau$	0	0	0	+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  $\gamma$ .

### 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.

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	$10^{-7}$	$10^{-8}s$

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

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	896
étranges	$\Lambda$	$u d s$	1115.6	$2.6 \times 10^{-10}$
	$\Sigma^+$	$u u s$	1189.4	$0.8 \times 10^{-10}$
	$\Sigma^-$	$d d s$	1197.4	$1.48 \times 10^{-10}$
double-étrangeté	$\Xi^0$	$u s s$	1315	$2.9 \times 10^{-10}$
	$\Xi^-$	$d s s$	1321	$1.64 \times 10^{-10}$
triple s	$\Omega^-$	$s s s$	1672	$0.82 \times 10^{-10}$
charmé	$\Lambda_c^+$	$u d c$	2285	$1.8 \times 10^{-13}$

Table 4: Quelques mésons stables et leur composition en quarks

Mésons	symbole	quarks	masse ( $MeV/c^2$ )	temps de vie (sec)
pion	$\pi^+$	$u \bar{d}$	139.6	$2.6 \times 10^{-8}$
kaon	$K^+$	$u \bar{s}$	493.6	$1.2 \times 10^{-8}$
charmés	$D^+$	$c \bar{d}$	1869	$10.7 \times 10^{-13}$
	$D^0$	$c \bar{u}$	1865	$4.3 \times 10^{-13}$
charme étrange	$D_s^+$	$c \bar{s}$	1969	$4.4 \times 10^{-13}$
beauté	$B^+$	$u \bar{b}$	5278	$\approx 10^{-12}$
	$B^0$	$d \bar{b}$	5279	$\approx 10^{-12}$

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.

## 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*  $\beta$  (voir figure 1). Les particules interagissent faiblement par l'échange des médiateurs  $W^\pm$  pour les courants chargés (ex.: la désintégration  $\beta$ ), et du  $Z^0$  pour les courants neutres (ex.: diffusion du neutrino). Les courants neutres ne sont pas considérés dans cette étude.

### Diagrammes de Feynman

Les diagrammes de Feynman (voir figure 1, page 13) 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 [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 [2] et le modèle de Cabibbo [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  $\theta_c$  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 Feynmann.

### 1.2.1 Les interactions neutrinos

Les neutrinos constituent des sondes nucléaires uniques dans leur genre. Etant 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 fragmentation. Comme le démontre la figure 3, le processus de fragmentation est une interaction complexe entre quarks et gluons.

#### 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  $x$ ).

### 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 :

	<i>couplage</i>
$c \rightarrow s$	$\cos^2 \theta_c$
$c \rightarrow d$	$\sin^2 \theta_c$

Il en va de même pour le vertex de quark-antiquark 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  $\mu^-$ . Ce mode est possible pour la désintégration d'une particule charmée comme le montre la figure 7. Les désintégrations de ce type sont appelées 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.

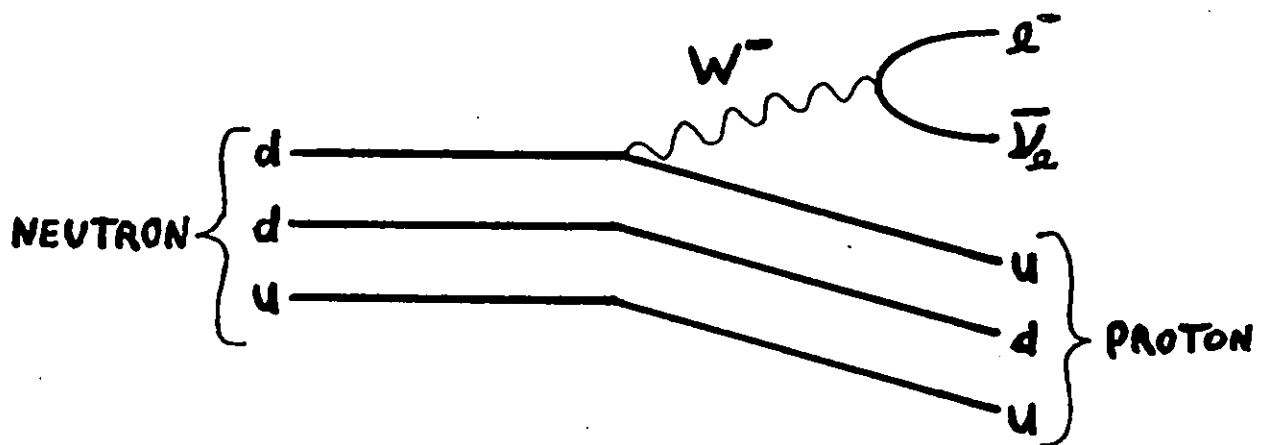


Figure 1: Diagramme de Feynman de la désintégration d'un neutron.

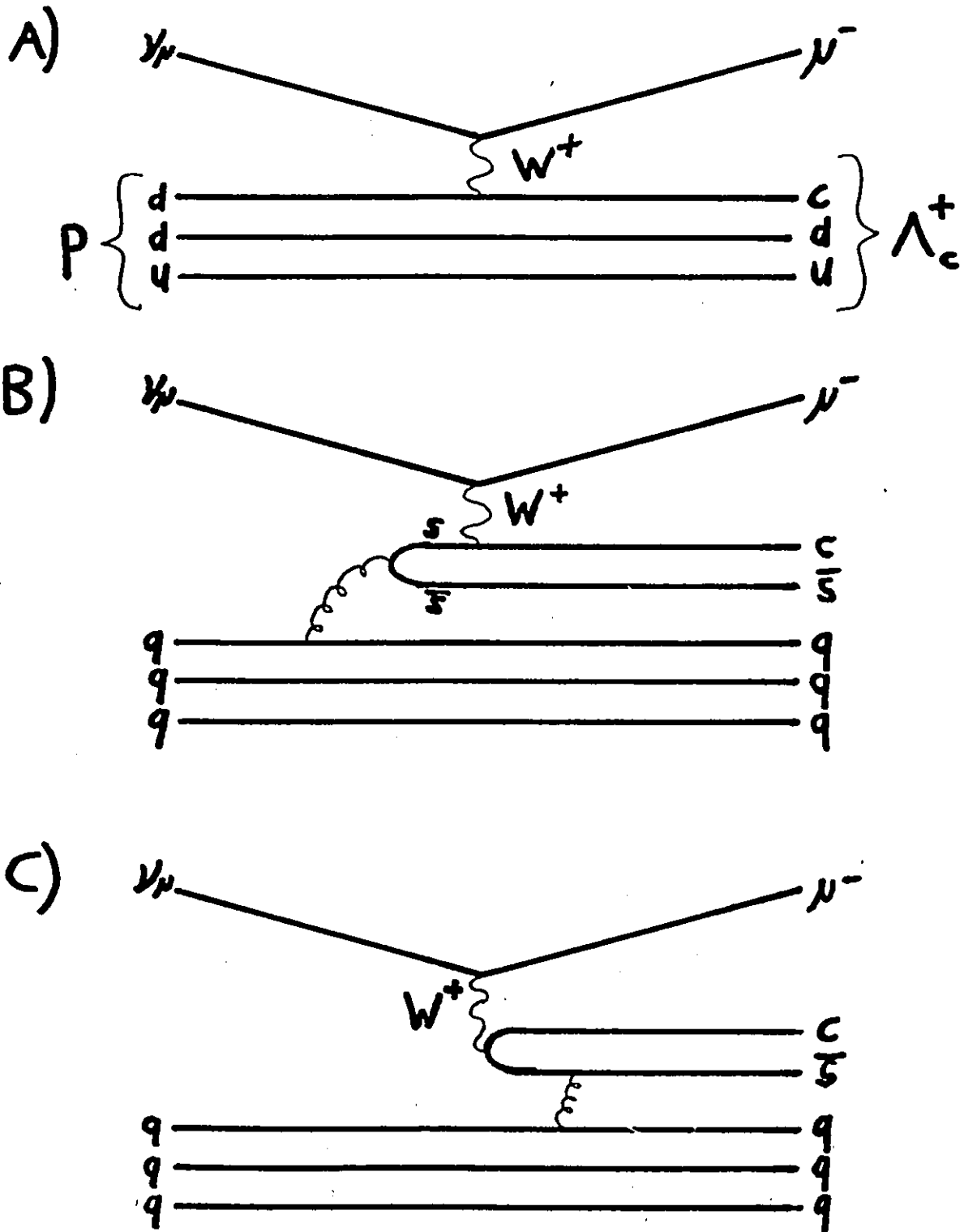


Figure 2: Diagrammes de Feynman de production du charme: a) échange d'un  $W^+$  avec quark de valence, b) échange d'un  $W^+$  avec quark de la mer de quark, c) diffraction d'un  $W^+$

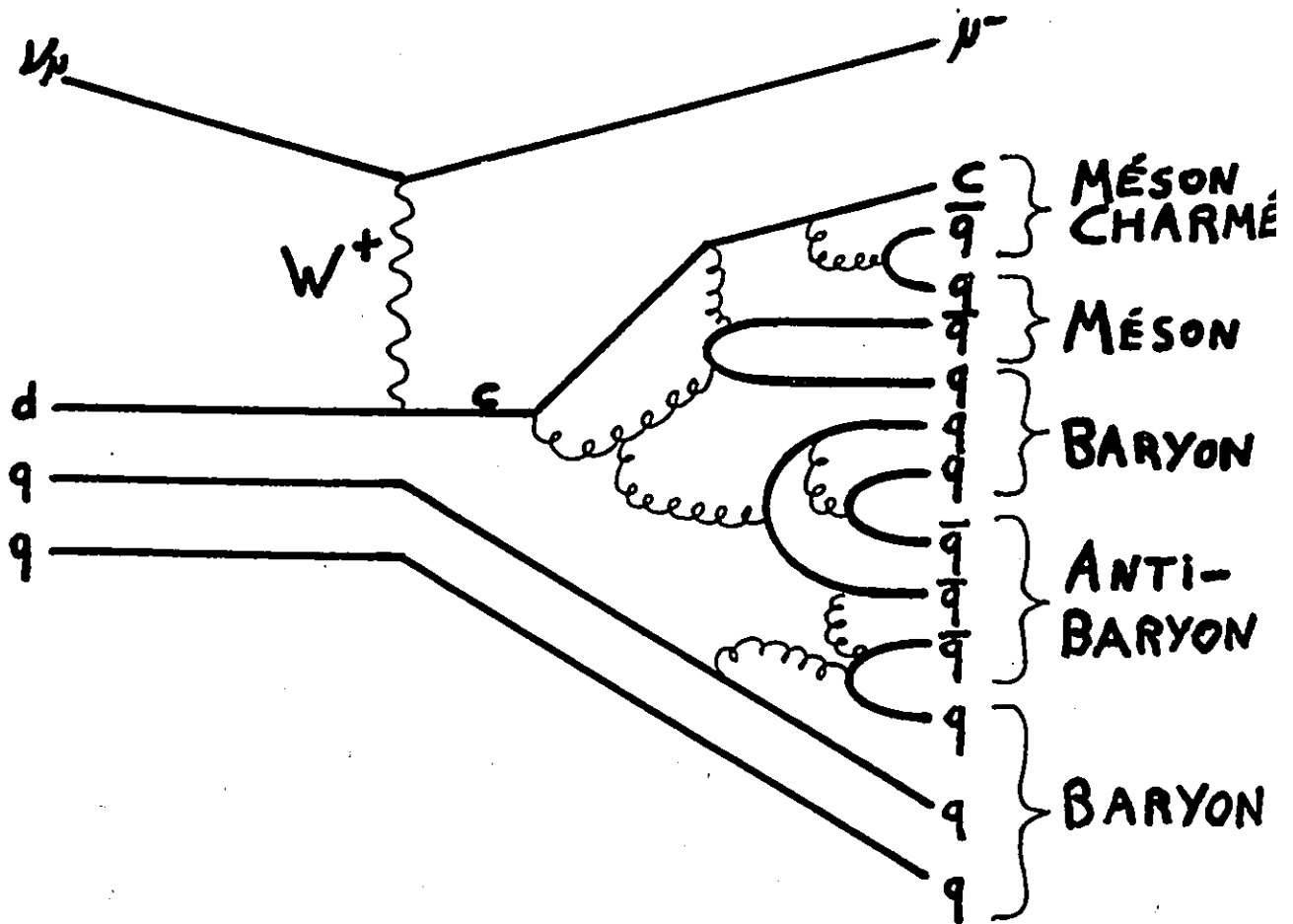


Figure 3: Production hadronique par fragmentation

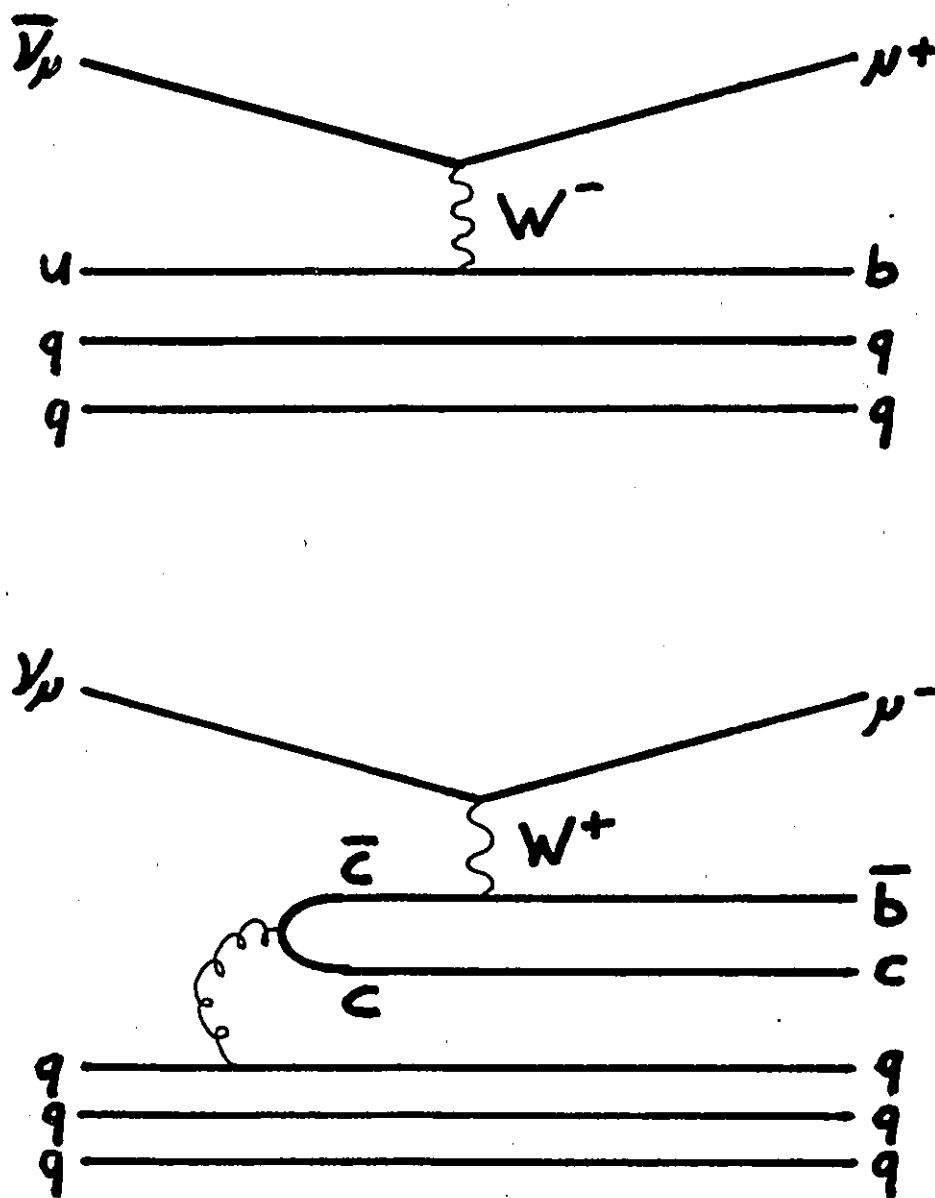


Figure 4: Diagrammes de production du quark beauté

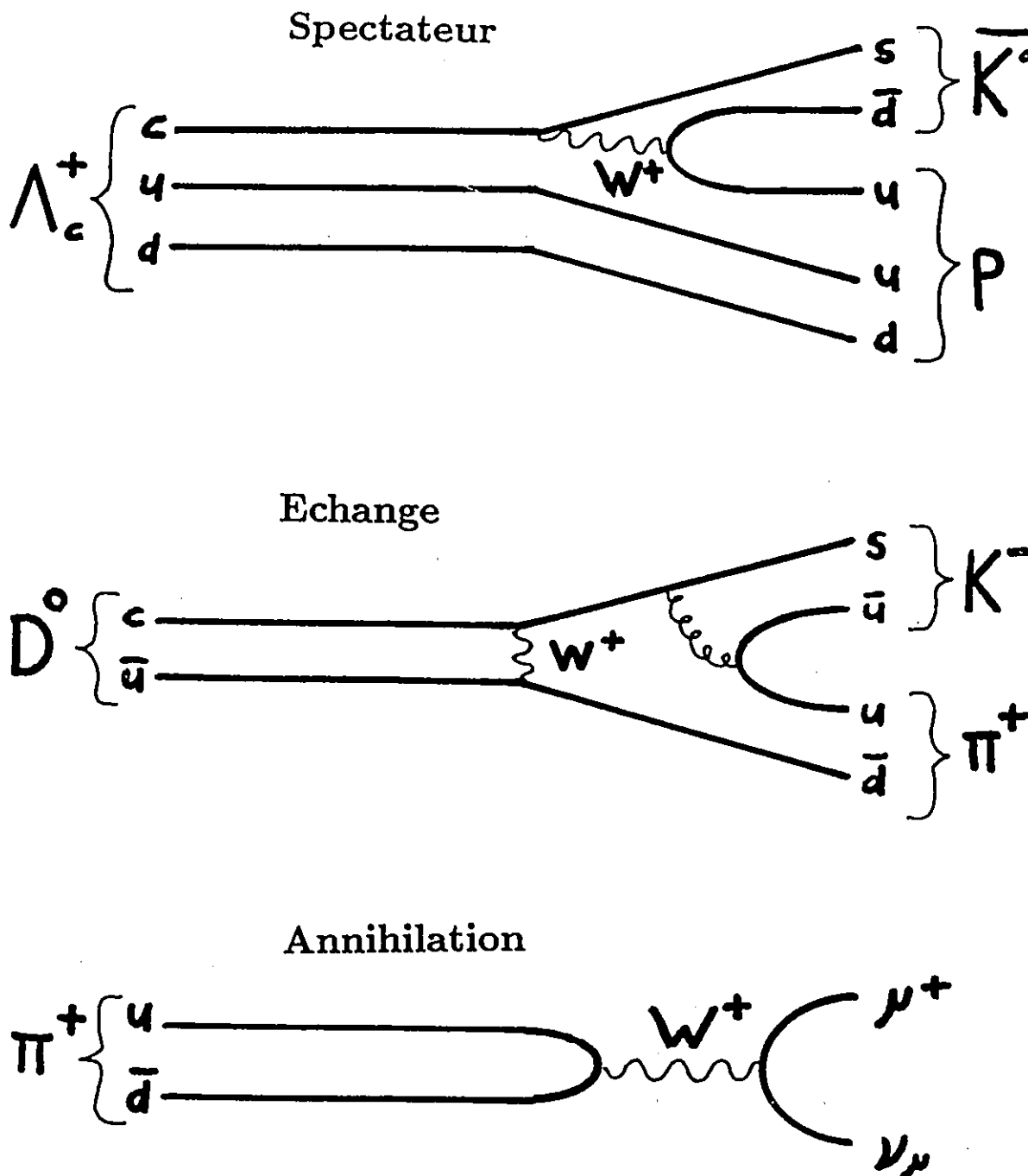


Figure 5: Modes de désintégration par interaction faible

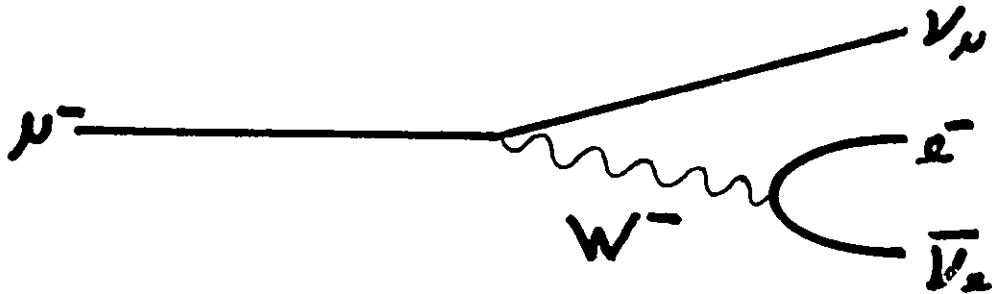


Figure 6: Diagramme de Feynman de la désintégration du muon

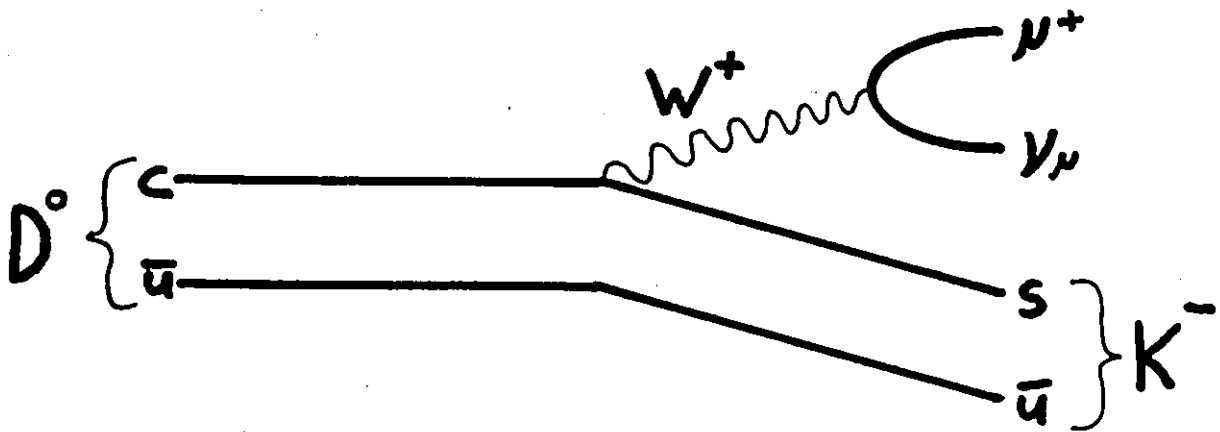


Figure 7: Diagramme de Feynman de la désintégration semi-leptonique du  $D^0$

# Chapitre 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 Etats-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 ( $D^0$   $\bar{D}^0$   $D^\pm$   $F^\pm$   $\Lambda_c^+$ ) [7,8,9].

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 quantités de mouvement 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 [10] 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 [8,11].

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.

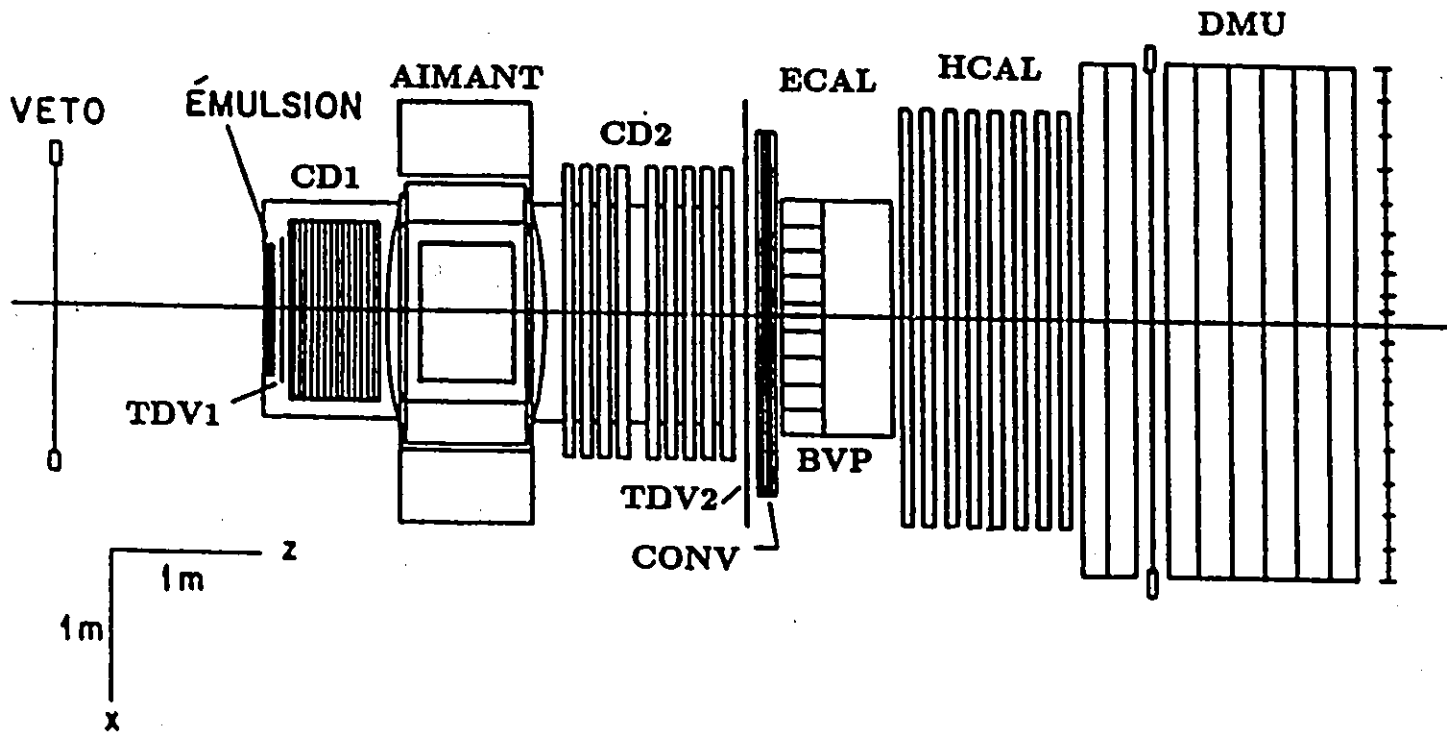


Figure 8: Détecteur hybride de l'expérience E-531

Lors de l'exposition au faisceau, tout en récoltant les mesures permettant le calcul des quantités de mouvement 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 [12]. 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 ( $E \times 0.67 \times 10^{-38} \text{cm}^2/\text{GeV}$  où  $E$  est l'énergie du neutrino en  $\text{GeV}$  [13]), 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  $400 \text{ GeV}/c$

Table 5: Modes de désintégration produisant le faisceau de  $\nu$ 

Modes de désintégration	Rapport de branchement (%) [13]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	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

bombardent une cible d'oxyde de béryllium (BeO) de 30 cm, correspondant à une longueur d'interaction hadronique  $\lambda_I$ . 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 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.

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 [14] 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.

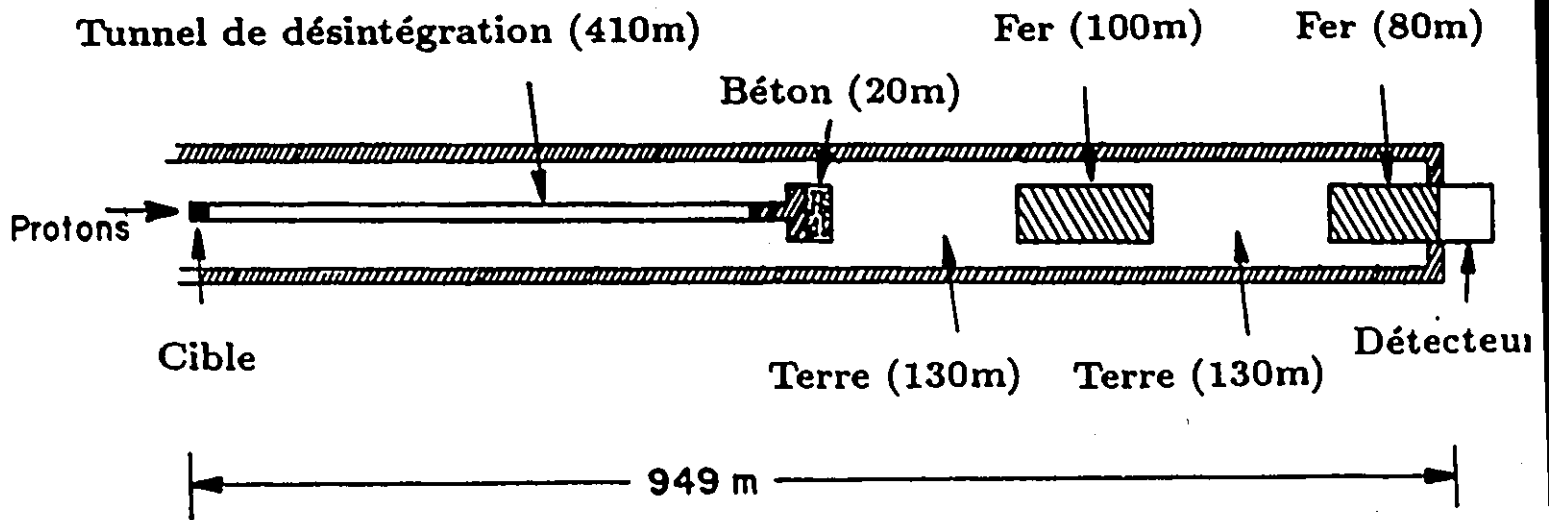


Figure 9: Tunnel de production du faisceau de  $\nu$ .

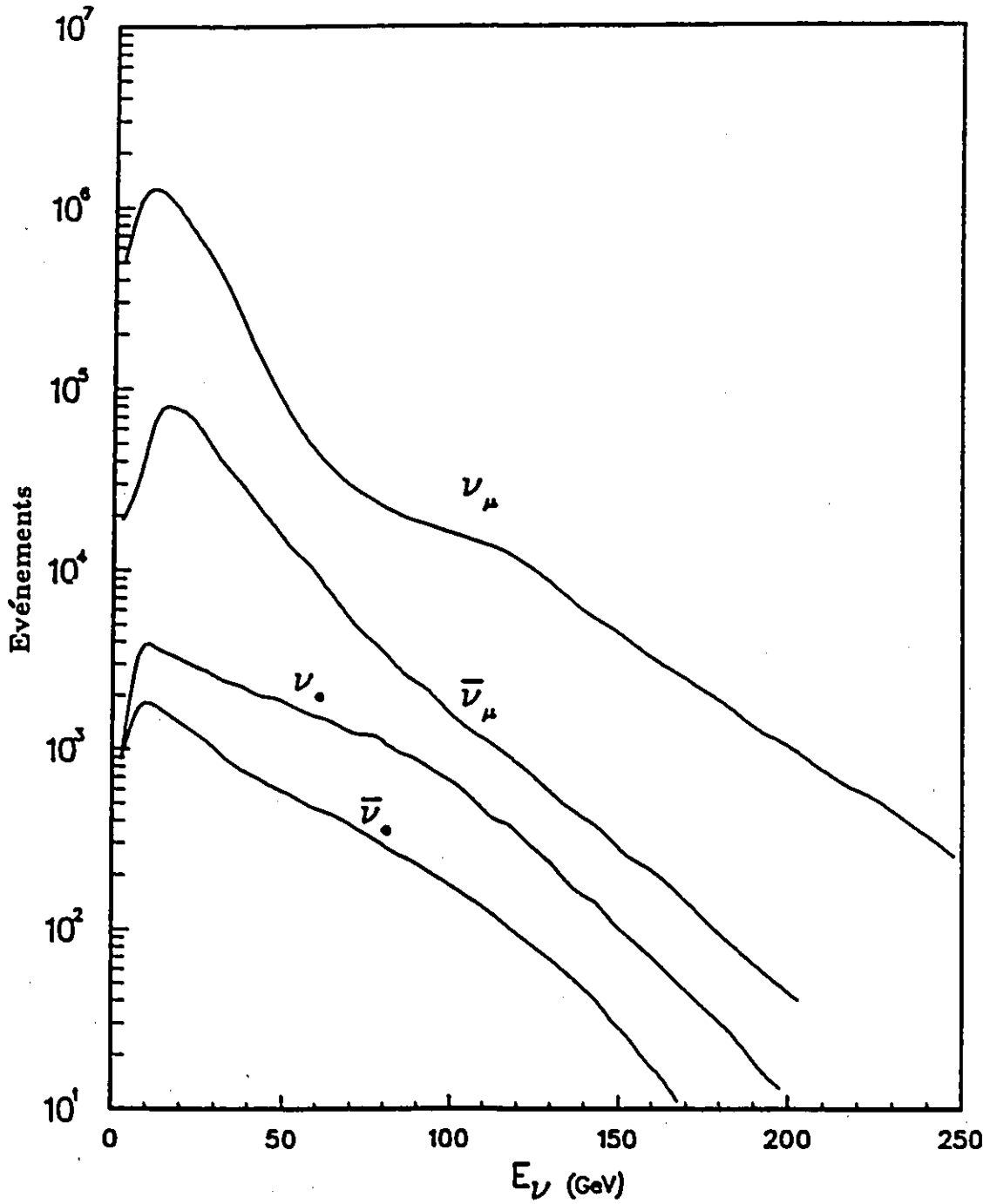


Figure 10: Spectres énergétiques des neutrinos produits.

### 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 [11,13]. 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

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

Elément	Symbole	Masse 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 <sup>3</sup>
Longueur de rayonnement		29.4 mm
Longueur d'interaction hadronique ( $p$ )		~33 cm

†A 68% d'humidité relative

est de  $\frac{1}{4}$  de  $\mu m$  [15].

### 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.

Les modules verticaux sont formés de 97 plaques minces. Chaque plaque de  $9.5cm \times 12cm$  consiste en deux couches d'émulsion de  $330 \mu m$  : une de chaque côté d'une mince feuille de  $70 \mu m$  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.

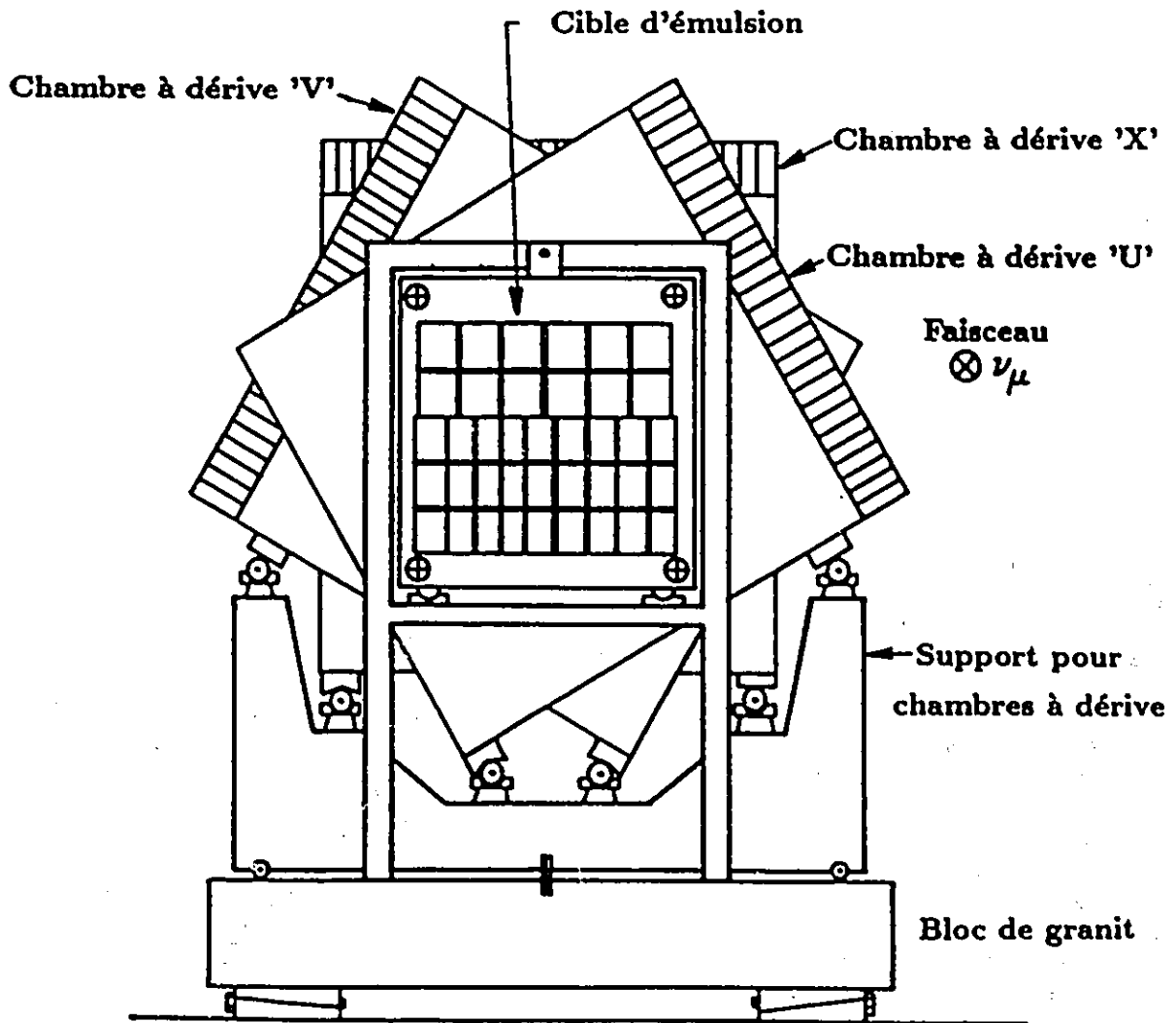


Figure 11: Cible d'émulsion et chambres à dérive en amont de l'aimant

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  $125\ \mu\text{m}$ .

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  $175\ \mu\text{m}$ .

L'aimant dans ce détecteur a un champ magnétique central de  $5.9\ \text{kGauss}$ , ce qui correspond à un changement du moment cinétique 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

$$\sigma_P = \{(0.014P)^2 + (0.004P^2)^2\}^{1/2}$$

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  $\beta_{TDV}$  (calculé avec le  $t_{TDV}$  mesuré) aux  $\beta_M$  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 Ionization 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 gas 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  $\frac{2}{3}$  [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  $1.9 \text{ GeV}/c$ . Un autre mur d'acier de 1.1 m ne laisse qu'aux muons d'au moins  $3.4 \text{ GeV}/c$  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

# 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  $1000\times$  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

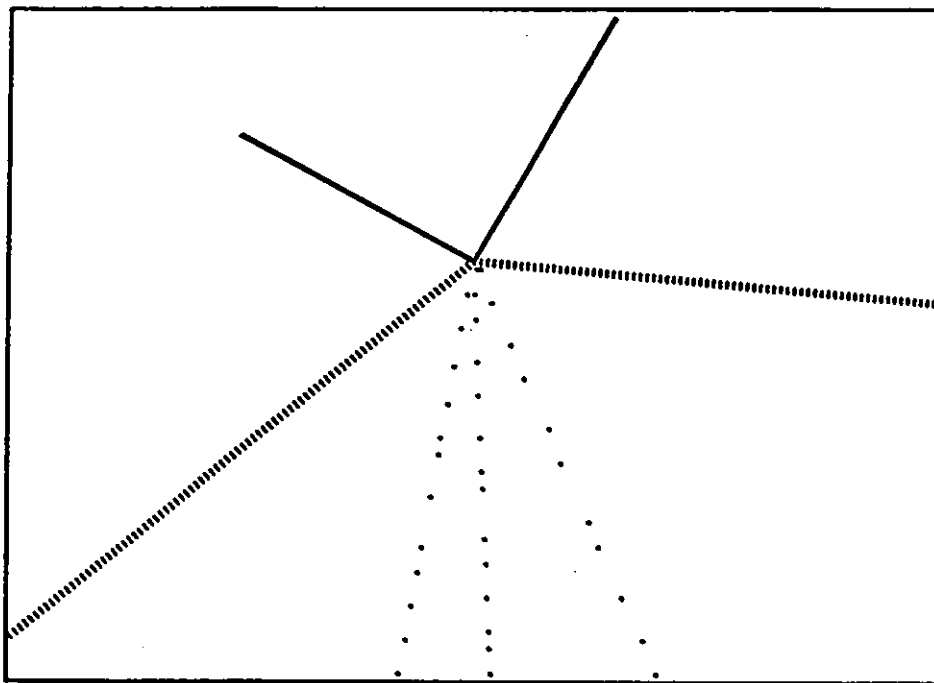


Figure 12: Apparence d'une étoile dans une plaque d'émulsion d'un module horizontal, avec  $n_b = 2$ ,  $n_g = 2$  et  $n_s = 3$ .

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 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 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 500X).

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 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 figure 14).

### 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

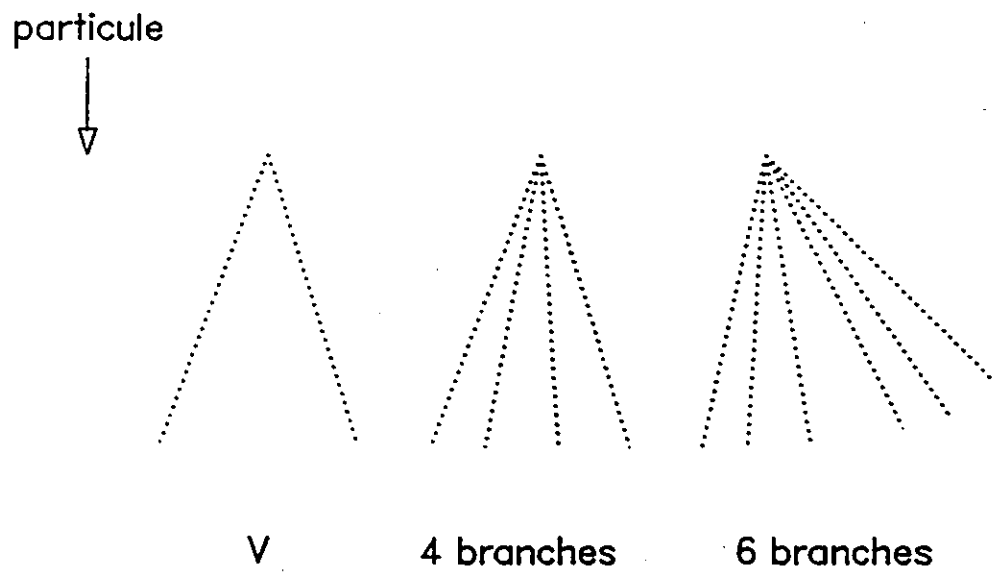


Figure 13: Topographie de différents candidats charmés neutres

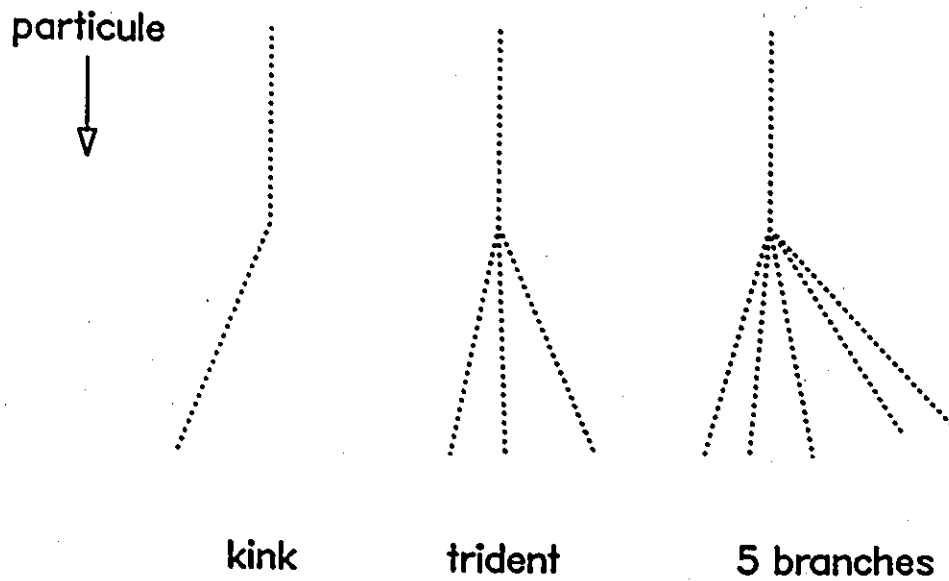


Figure 14: Topographie de différents candidats charmés chargés

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  $\nu$  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 moment cinétique 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 étrangères. Trois événements ont été retirés par la

coupure sur les kinks avec un  $P_T < 400 MeV/c$ , comme le montre la table 7. Les 4 candidats charmés valables sont donnés dans la table 8.

Table 7: Evénements-kink avec  $P_T < 400 MeV/c$

Evénement #	Distance de la désintégration ( $\mu m$ )	$P_T$ ( $GeV/c$ )
1089 2605	88( $\pm 5$ )	134( $\pm 15$ )
1140 1550	550( $\pm 10$ )	353( $\pm 15$ )
1217 2228	401( $\pm 4$ )	151( $\pm 20$ )

Table 8: Les candidats charmés de H3

Evénement #	Type de désintégration	Distance ( $\mu m$ )	Technique de recherche
1157 2192	kink( $P_T = 645 MeV$ )	327( $\pm 10$ )	followdown
1159 3610	V	3144( $\pm 20$ )	scanback
1275 6767	trident	610( $\pm 10$ )	followdown
1311 3060	trident	944( $\pm 10$ )	followdown

La table 9 montre les résultats de recherches dans l'émulsion, comparant l'échantillonnage total de E-531 [16] et celui du module H3.

Table 9: Efficacité de recherche d'événements

	Evénements neutrinos	Candidats charmés	Paires $e^+e^-$	Interactions nucléaires
H3	105	7	14	9
E-531	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  $Z_2$  :

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

où  $I(\theta)$  est l'intensité de la diffusion à l'angle  $\theta$ ,  $e$  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 [17,18] 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  $\mu m$ ,  $K$  un facteur qui dépend du milieu,  $p$  la quantité de mouvement de la particule et  $\beta$  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  $k^{\text{ème}}$  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  $\mu m$  pour une longueur de cellule  $t$ . Le facteur de diffusion  $K$  dépend de  $t$  et de la vitesse de la particule, mais en général, pour  $\beta \sim 1$  et  $700\mu \leq t \leq 7000\mu$ ,  $K$  varie entre 28 et  $31 \text{ MeV}/c (100\mu m)^{-1/2}$  [19].

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 % [19]. 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 [13] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{DZ_m\rho_m}{A_m} \left[ \frac{Z_i}{\beta} \right]^2 \left[ \log \left( \frac{2m_e\gamma^2\beta^2c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_m} \right]$$

où

- $D$  : constante (0.3071 MeV cm<sup>2</sup>/g)
- $Z_m$  : charge du milieu
- $\rho_m$  : densité du milieu
- $A_m$  : nombre atomique du milieu
- $Z_i$  : charge de la particule incidente
- $\beta$  : vitesse de la particule incidente ( $v/c$ )
- $\gamma$  : facteur de Lorentz de la particule incidente
- $m_e$  : masse de l'électron
- $I$  : potentiel d'ionisation ( $\approx 16 Z_m^{(0.9)}$  eV)
- $\delta$  : fonction pour l'effet de densité
- $C$  : correction pour les couches électroniques profondes

Le graphique de la figure 15 montre la dépendance caractéristique de la perte d'énergie sur  $\gamma$ . 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  $\gamma \sim 4$ , 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  $\delta$  qui provoque le 'plateau de Fermi' pour les  $\gamma \geq 100$ .

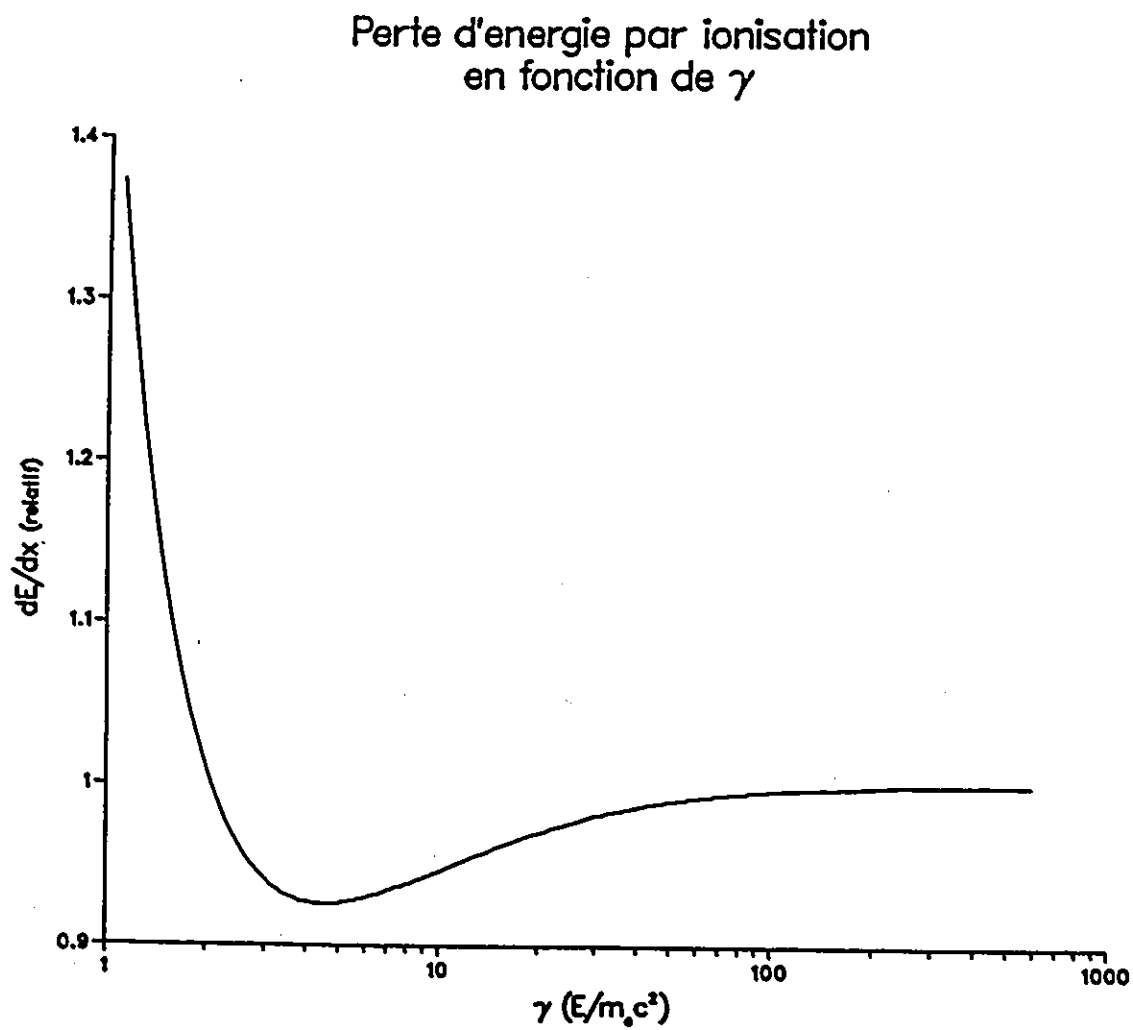


Figure 15: Dépendance de la perte d'énergie par ionisation sur le facteur de Lorentz

### 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  $\gamma$  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 $\mu$ m 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  $\mu$ ,  $\pi$ , 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 [20]. 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 [15].

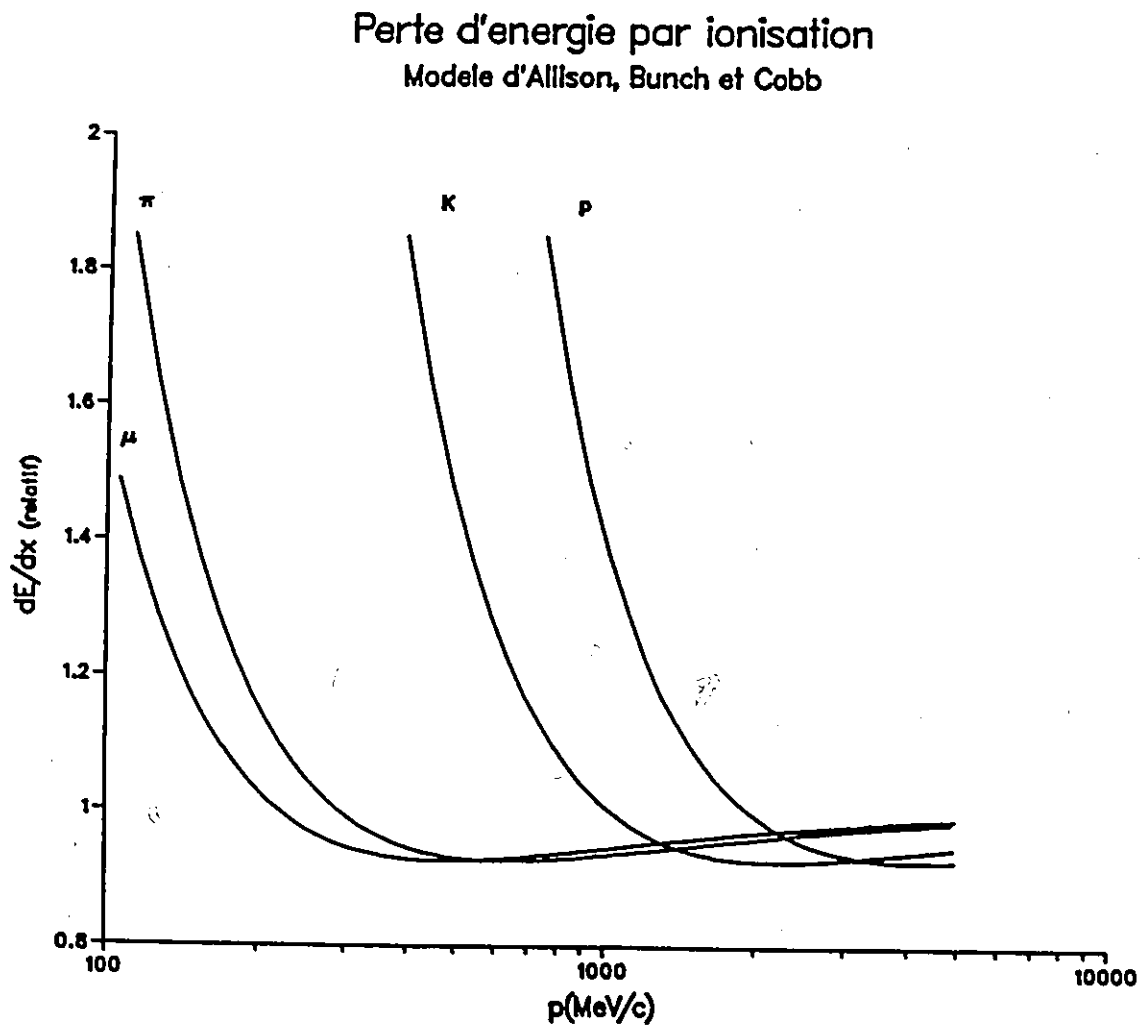


Figure 16: Perte d'énergie par ionisation pour différentes particules selon leur quantité de mouvement.

## Chapitre 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

$\tau$ :	temps de vie propre	$10^{-13}s$
$M$ :	masse de la particule	$GeV/c^2$
$L$ :	longueur de désintégration	$\mu m (10^{-6}m)$
$P$ :	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:  $e$ ,  $\mu$ ,  $\pi$ ,  $K$  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 ( $\pi$ ,  $K$ ,  $P$ ) 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  $\mu$  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  $\pi$ , 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 section 3.5). L'émulsion peut également fournir les moyens de calculer cette quantité de mouvement (voir section 3.4).

L'étude faite par Claude Plante [15] 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 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  $\pi^0$ ), les neutrons et les particules étranges ( $K^0$  et  $\Lambda^0$ ).

### 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 [21]. 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 $\pi^0$

Les  $\pi^0$  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  $\pi^0$ . La technique de reconstruction est identique à celle d'un candidat charmé, décrite plus loin.

### Les hadrons neutres

Les hadrons neutres étranges  $K_s^0$  et  $\Lambda^0$  peuvent être reconstruits cinématiquement si les particules produites dans leur désintégration sont observées:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \quad (R.B. = 69\%)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow \pi^- p^+ \quad (R.B. = 64\%)$$

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 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 [22]. 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 conservation tout en variant les valeurs expérimentales selon leur marge d'erreur. Le  $\chi^2$  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  $\chi^2$  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.

### 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

Table 10: Reconstructions cinématiques avec contraintes

fit	Particule primaire			Particules secondaires			#inc.	Exemples
	masse	p	pentés	masses	p	pentés		
0C	supp.	inc.		supp.	inc.	inc.	4	- neutre non-observé
1C	supp.	inc.	inc.	supp. ou connues			3	- pentés non-mesurables: désintégration très courte - fit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$
2C	inc.	inc.		supp. ou connues			2	- fit de masse du candidat avec secondaires connues
3C	supp.	inc.		supp. ou connues			1	- fit d'un candidat charmé avec toute les particules secondaires connues

où

supp. : quantité supposée et fixe dans une hypothèse  
 inc. : paramètre inconnu et variable dans le système d'équations

Une case laissée en blanc signifie un paramètre connu  
 et variable à l'intérieur de sa marge d'erreur

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.-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 manquante donne une *solution*  $\theta C$ . C'est la méthode du *fit*  $\theta C$ , 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:

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

où  $\theta$  et  $\varphi$  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 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  $\pi^+$ , pour lequel on suppose l'existence d'un  $\pi^0$  additionnel. Les solutions  $OC$  pour un  $\Lambda_c^+$  donnent la composante longitudinale de la quantité de mouvement du  $\pi^0$  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.

## 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  $OC$  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 *fits* de particules charmées étaient [16]:

$$\begin{aligned} D^0 & : 1864.7 \text{ MeV}/c^2 \\ D^+ & : 1869.4 \text{ MeV}/c^2 \\ F^+ & : 1971.0 \text{ MeV}/c^2 \\ \Lambda_c^+ & : 2282.0 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

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 [14]. Cette coupure selon l'axe des  $Z$  est appelée le *Z cut* et fut la seule coupure utilisée sur l'échantillonnage.

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

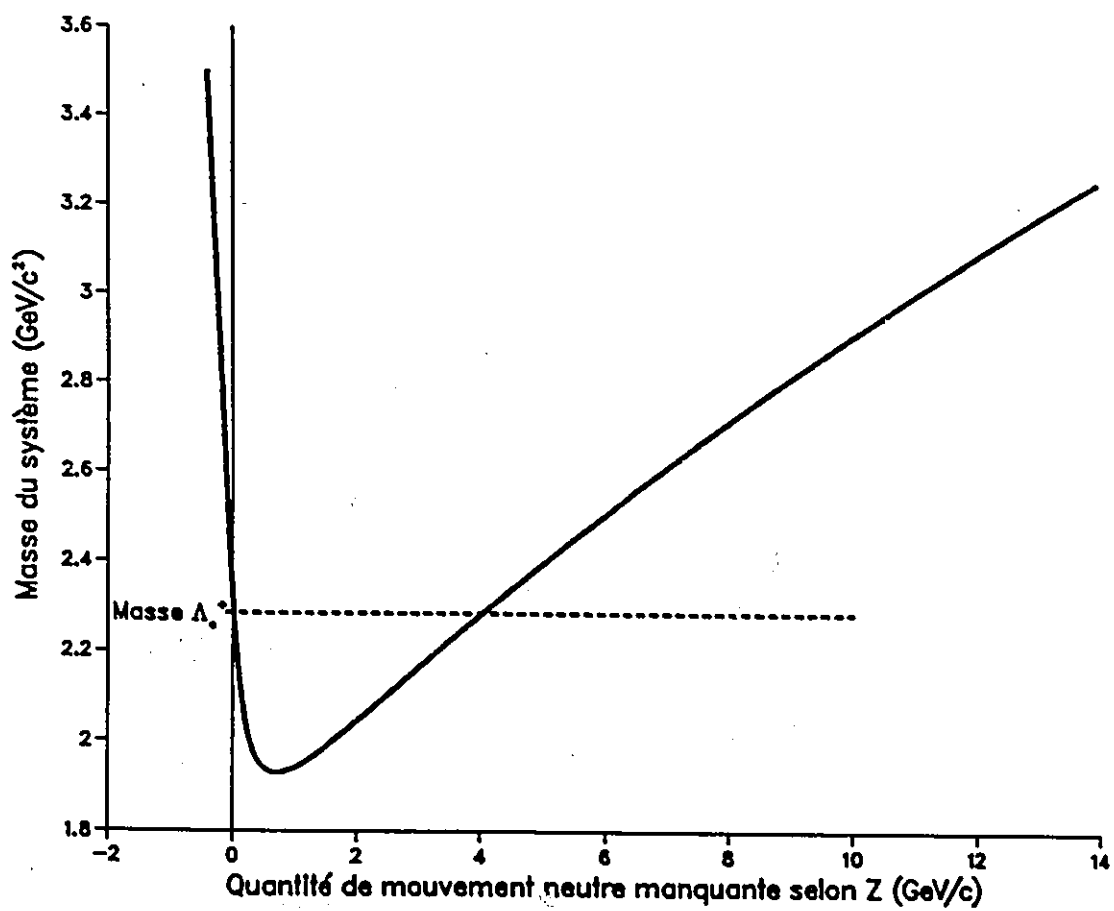


Figure 17: Courbe -1C donnant les solutions 0C pour  $\Lambda_c^+$

### 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  $\Lambda^0$ , 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 [14]. Les résultats finaux des temps de vie sont donnés dans les références [8] et [9], et ceux des sections efficaces dans [23].

## Chapitre 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  $3144 \mu\text{m}$  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.

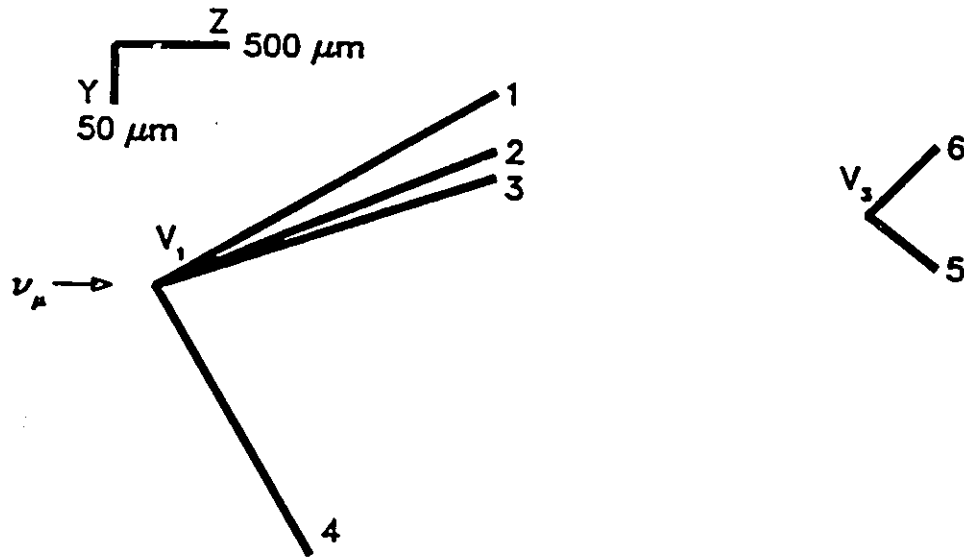


Figure 18: Événement 1159 3610, plan YZ

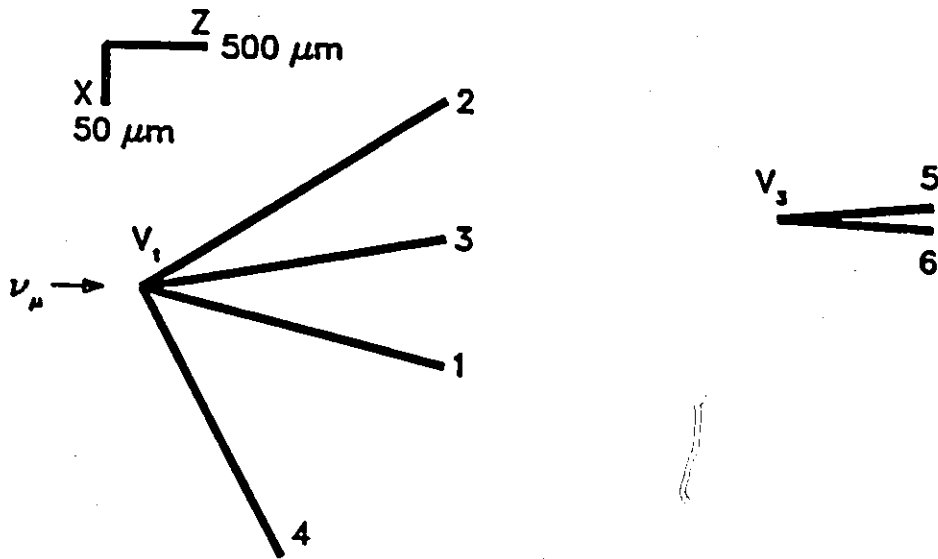


Figure 19: Événement 1159 3610, plan XZ

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	$5.62 \pm 0.09$	$-0.044 \pm 0.003$	$0.108 \pm 0.003$	$\mu^-$
2	-1	$4.03 \pm 0.05$	$0.109 \pm 0.003$	$0.076 \pm 0.003$	hadron
3	+1	$0.871 \pm 0.006$	$0.0200 \pm 0.0006$	$0.0610 \pm 0.0005$	pas $e^+$
4	+1	$1.9 \pm_{0.3}^{0.8}$	$-0.342 \pm 0.013$	$-0.3140 \pm 0.0005$	-
5	-1	$4.33 \pm 0.08$	$0.0120 \pm 0.0004$	$-0.147 \pm 0.0003$	$\pi^-, K^-$
6	+1	$4.4 \pm_{1.5}^{\infty}$	$-0.0100 \pm 0.0010$	$0.1910 \pm 0.0004$	-
7	+1	$0.572 \pm 0.004$	$0.1960 \pm 0.0007$	$0.0399 \pm 0.0005$	$e^+$

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

Vertex Primaire $V_1$				
Position (mm): $X = -126.100 \pm 0.004$ $Y = 221.339 \pm 0.004$ $Z = 8.343 \pm 0.015$				
Trace	$\Delta X/\Delta Z$	$\Delta Y/\Delta Z$		ID †
1	$-0.041 \pm 0.002$	$0.107 \pm 0.004$		$\mu^-$
2	$0.105 \pm 0.004$	$0.082 \pm 0.003$		$\pi^-$
3	$0.029 \pm 0.001$	$0.046 \pm 0.002$		$K^+$
4	$-0.313 \pm 0.010$	$-0.328 \pm 0.010$		-
Vertex Secondaire $V_3$				
Position (mm): $X = -126.036 \pm 0.004$ $Y = 221.414 \pm 0.004$ $Z = 11.487 \pm 0.015$				
Trace	$\Delta X/\Delta Z$	$\Delta Y/\Delta Z$	$p\beta$ (GeV/c)	ID †
5	$0.015 \pm 0.001$	$-0.140 \pm 0.005$	$4.0 \pm_{0.9}^{5.0}$	$\pi^-$
6	$-0.010 \pm 0.001$	$0.195 \pm 0.007$	$8.0 \pm_{1.2}^{1.8}$	$\mu^+, \pi^+, K^+$
Distance de $V_3$ : $\Delta Z = 3144 \pm 20 \mu\text{m}$				
† Déduites des mesures de $p\beta$ 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. Evidemment, 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 racontent 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 [15], 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  $\pi^0$ . 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 avec 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 peu donner de

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

$p$ (GeV/c)	$\Delta X/\Delta Z$	$\Delta Y/\Delta Z$	ID
$1.31 \pm 0.19$	$-0.025 \pm 0.013$	$0.092 \pm 0.007$	$\pi^0$
$1.39 \pm 0.32$	$0.158 \pm 0.022$	$0.048 \pm 0.012$	$\pi^0$
( $E=2.8 \pm 1.8$ GeV)	$0.034 \pm 0.010$	$-0.216 \pm 0.015$	hadron

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  $\pi^0$  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  $\pi^0$ , 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.

## 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  $1864.6 \text{ MeV}/c^2$  [13]. En utilisant n'importe lequel des deux  $\pi^0$  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*  $OC$  donnent une masse trop élevée. En particulier, la figure 20 montre le *fit*  $OC$  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  $D^0$ .

La quantité de mouvement transverse  $P_T$  maximale possible pour une désintégration à trois corps d'un  $D^0$  est de  $907 \text{ MeV}/c$  [13]. La trace 6 possède une  $P_T$

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

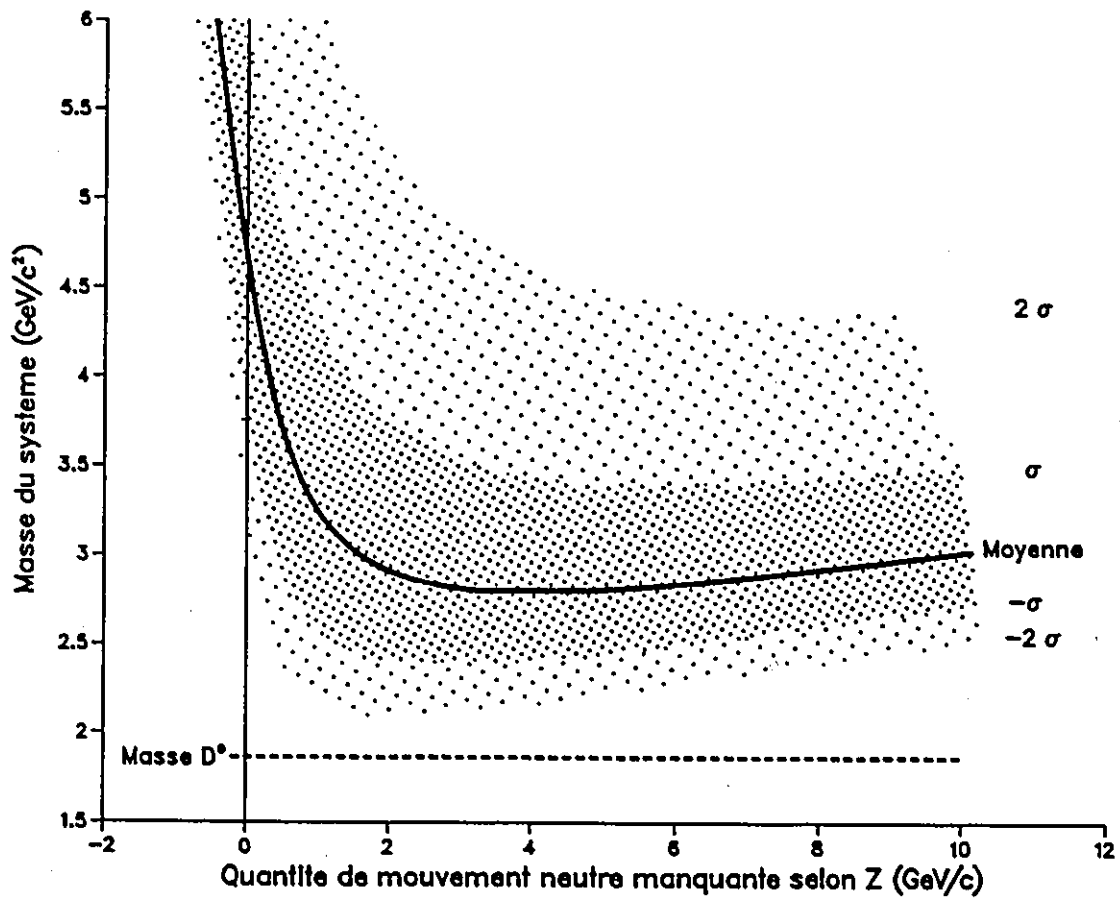


Figure 20: Courbe -1C pour  $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\pi^0)$ .

de  $1\,420 \pm 237 \text{ MeV}/c$  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  $\Xi_c^0$  (csd) ou un  $\Omega_c^0$  (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  $\Xi^0$ ,  $\pi^+$  et  $\pi^-$ , représentant la désintégration favorisée par Cabibbo d'un  $\Xi_c^0$  ou celle défavorisée d'un  $\Omega_c^0$  (voir 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  $\Xi_c^0$  ou un  $\Omega_c^0$  [24]. De plus, le  $\Xi^0$  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  $\Lambda_b^0(\bar{b}u\bar{d})$  ou un  $\Xi_b^0(\bar{b}su)$ .

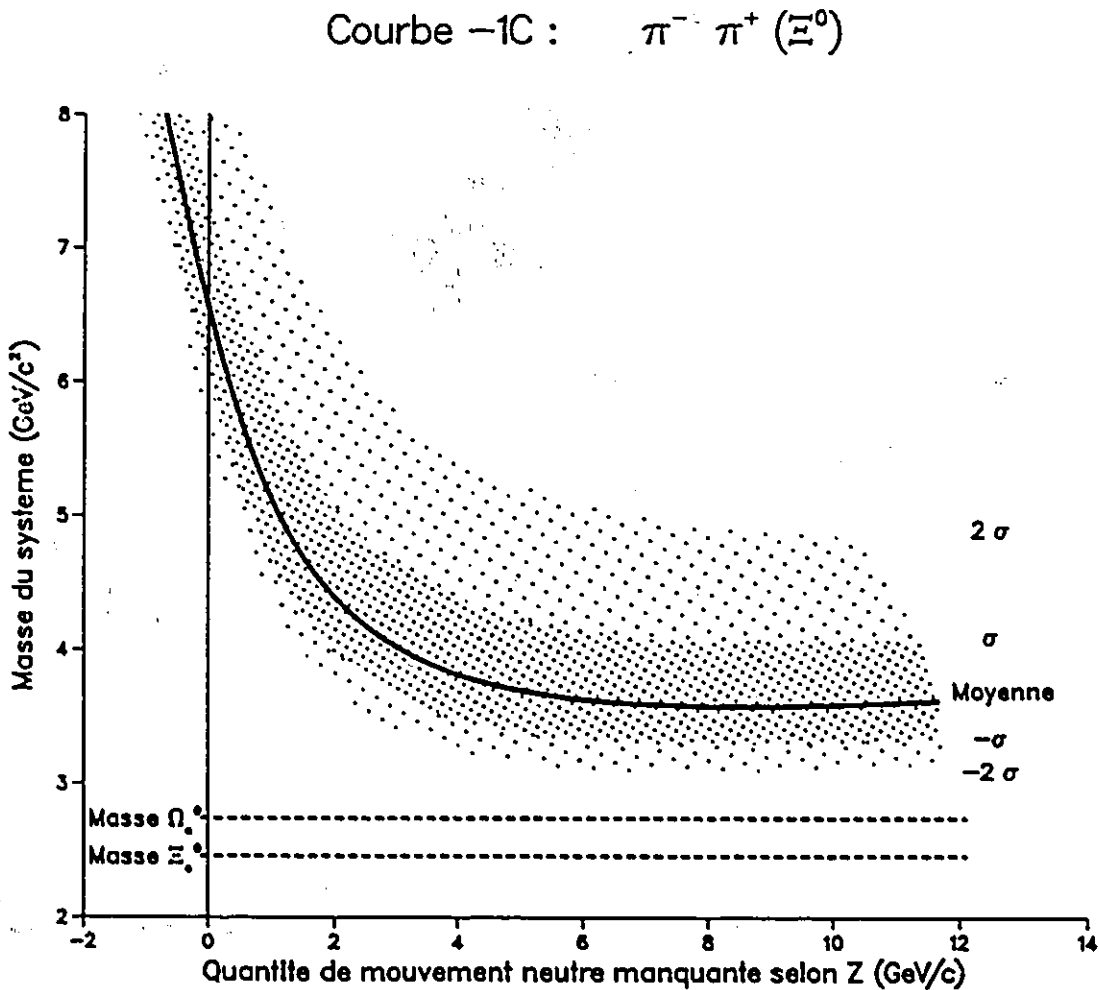


Figure 21: Courbe  $-1\sigma$  pour  $\Xi_c^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Xi^0)$  et  $\Omega_c^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- (\Xi^0)$ .

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  $\pi^0$  reconstruits (ou les deux), est inférieure à celle d'un  $\overline{D}^0$ . 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  $V_3$ .

### 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  $1\,864.6\text{ MeV}/c^2$ . La masse invariante pour les traces 5 ( $\pi^-$ ) et 6 ( $K^+$ ) est  $2\,080 \pm 180\text{ MeV}/c^2$ . 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.

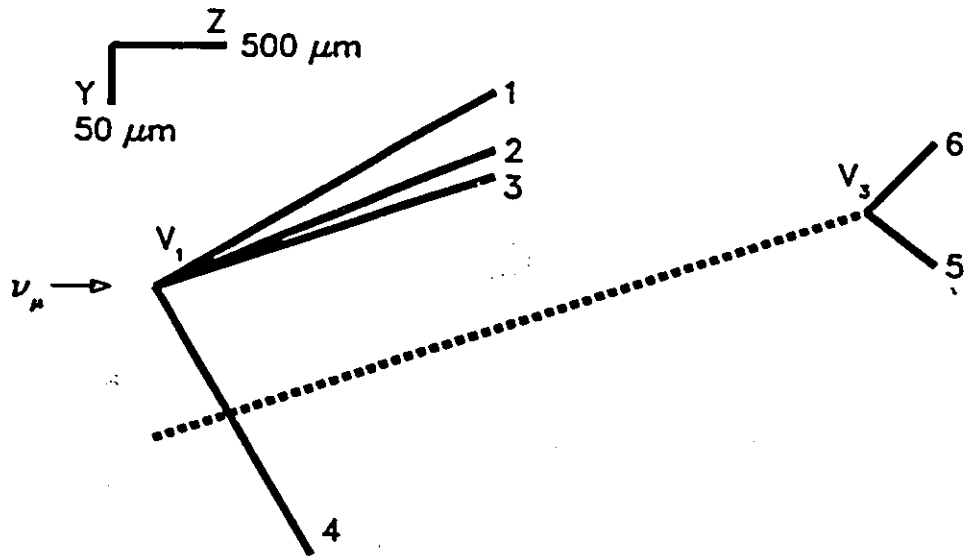


Figure 22: Paramètre d'impact sur le plan YZ pour 1159 3610

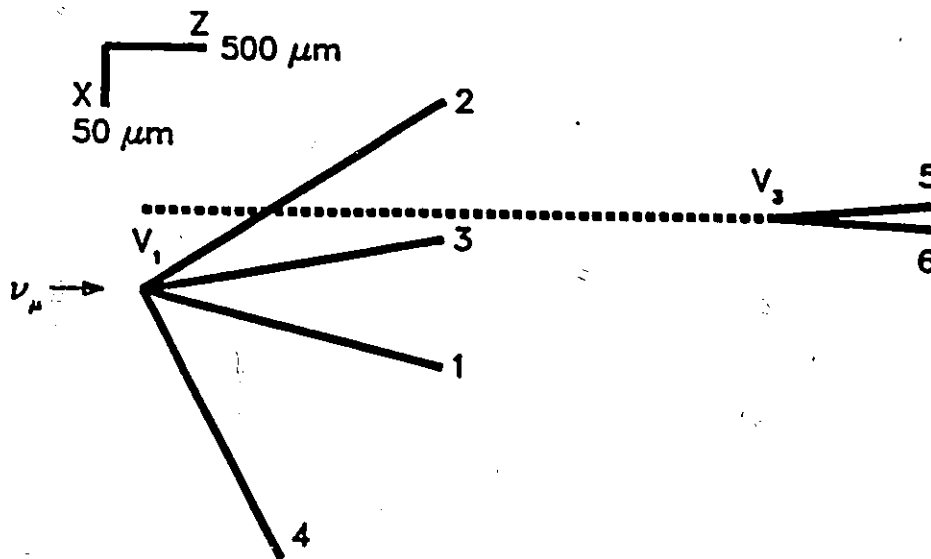


Figure 23: Paramètre d'impact sur le plan XZ pour 1159 3610

Le paramètre d'impact du vecteur résultant de la quantité de mouvement des deux traces par rapport à  $V_1$  est  $140 \pm 12\mu$  sur le plan YZ (voir figure 22), et  $66 \pm 6\mu$  sur le plan XZ (voir 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 moment cinétique 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.

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  $\bar{b}$ ). Les particules beauté neutres possibles seraient, pour les mésons, les  $B^0$  ( $\bar{b}d$ ) et  $B_s^0$  ( $\bar{b}s$ ) et, pour les anti-baryons, les  $\overline{\Lambda}_b^0$  ( $\bar{b}u\bar{d}$ ) et  $\overline{\Xi}_b^0$  ( $\bar{b}u\bar{s}$ ).

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  $\pi^0$ , 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  $\pi^0$ . Le  $\pi^0$  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  $K^+$  ( $\bar{s}u$ ) 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  $\Sigma^+$  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  $\pi^0$ , 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  $\Xi_b^0$ . L'hypothèse du  $\Xi_b^0$  ( $\bar{b}us$ ) 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  $\Xi_b^0$  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-détecté est possible mais peu probable, alors que le hadron neutre déjà détecté est utilisé dans les solutions comme anti-neutron.

Les particules  $B^0$  et  $B_s^0$  sont donc les candidats les plus probables 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 :

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

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  $\pi^0$  serait émis perpendiculairement à la direction du faisceau et ne peut donc pas être détecté 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  $\mu^-$  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  $\overline{D}^0$  avec un quark  $u$ . Le quark  $s$  s'associe avec un  $\bar{d}$ , produisant un  $\overline{K}^0$ . La désintégration du  $\overline{D}^0$  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  $\pi^-$ .

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  $\pi^0$ , à celle du  $B_s^0$  et à la position du vertex  $V_2$ . Par contre, plusieurs considérations

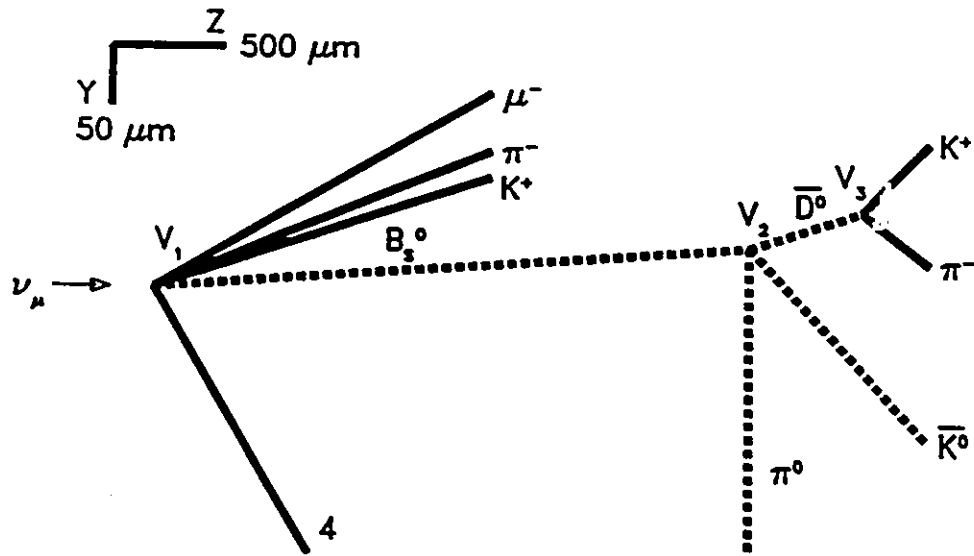


Figure 24: Hypothèse  $B_s^0$ , le plan YZ.

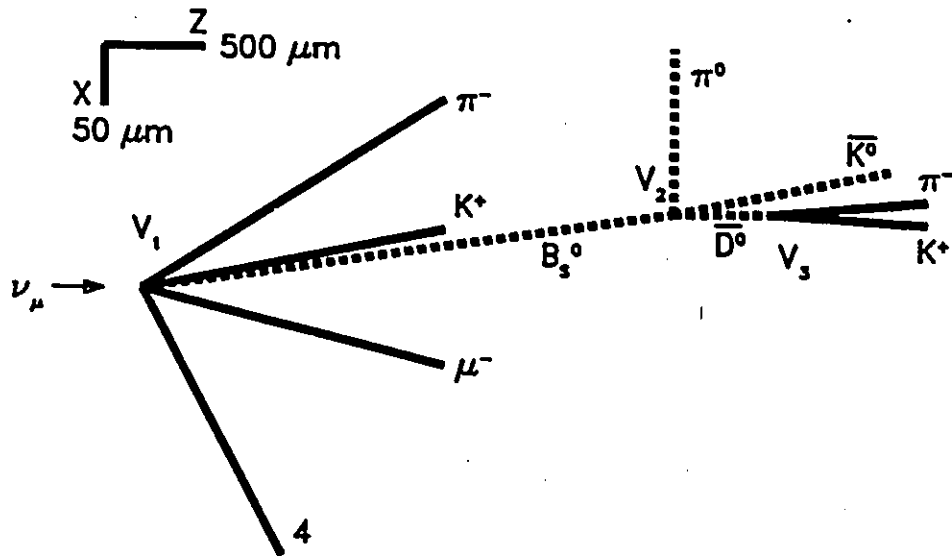


Figure 25: Hypothèse  $B_s^0$ , le plan XZ.

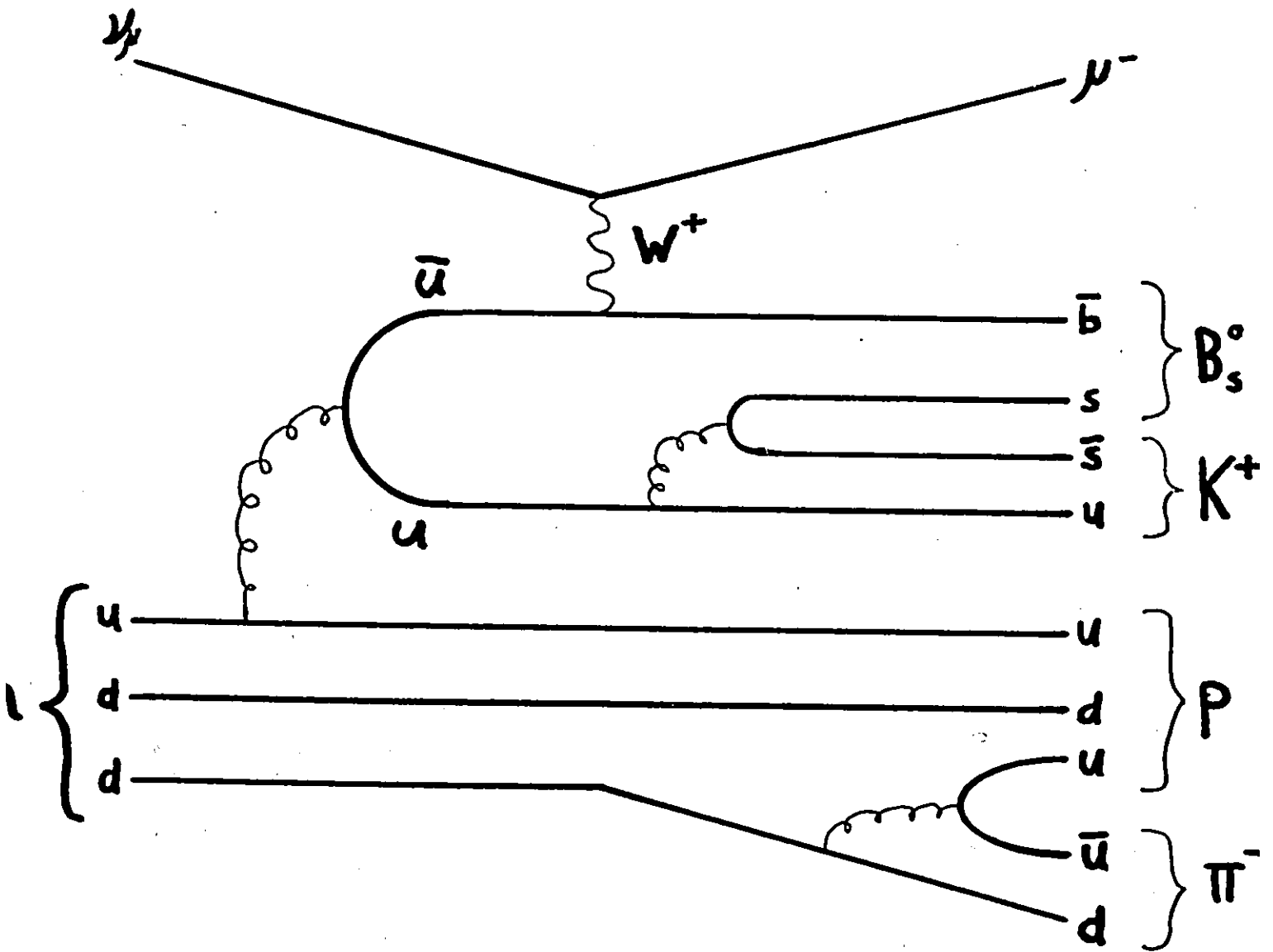


Figure 26: Diagramme de Feynman de la production du  $B_s^0$

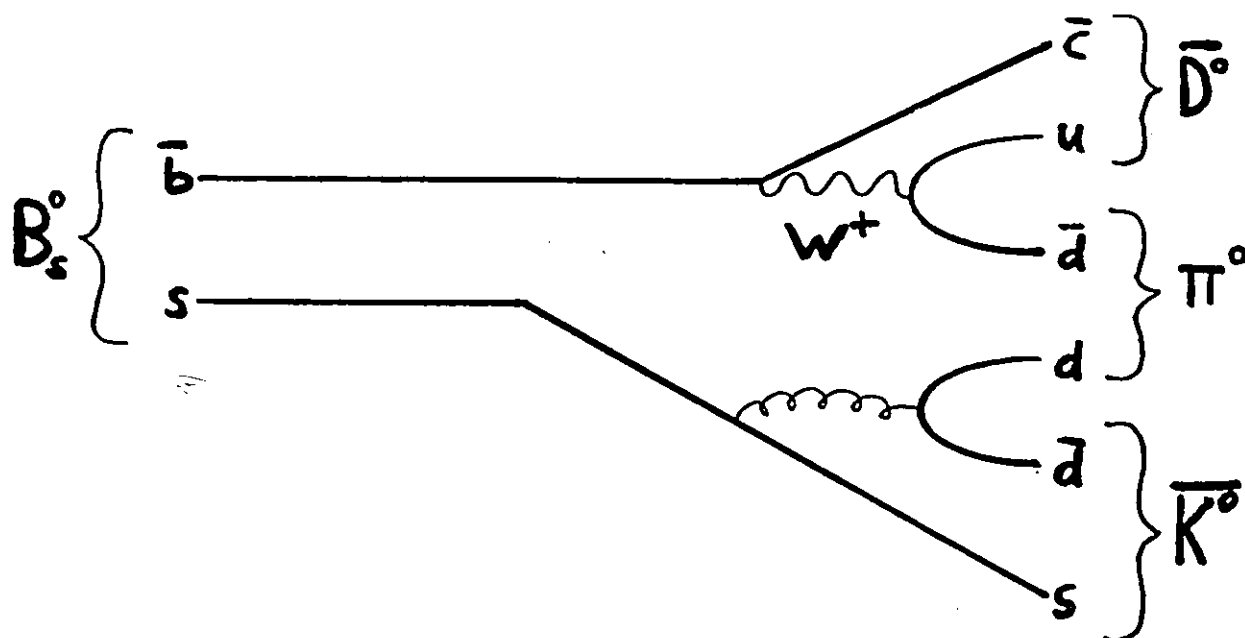


Figure 27: Diagramme de Feynman de la désintégration du  $B_s^0$ .

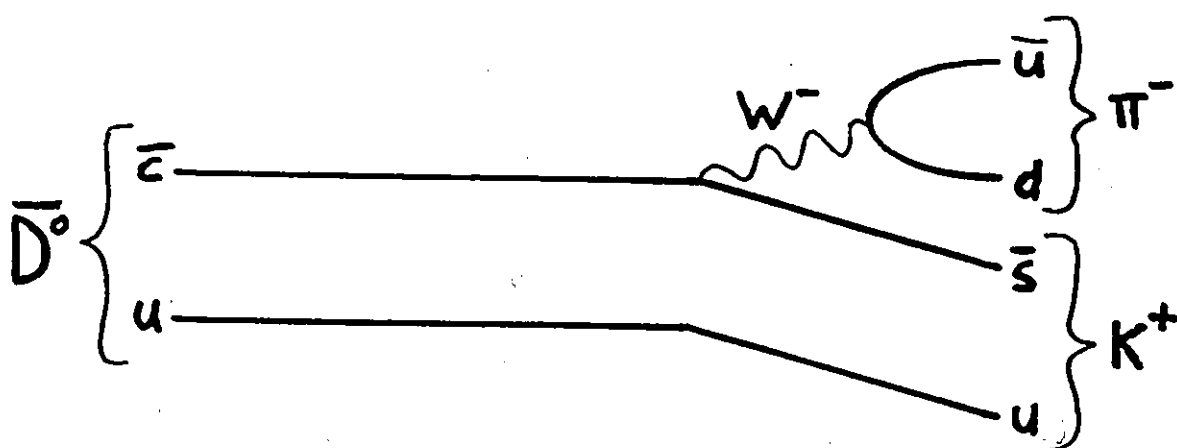


Figure 28: Diagramme de Feynman de la désintégration du  $\bar{D}^0$ .

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  $\overline{D}^0$  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  $\overline{D}^0$ . 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. Evidemment, l'énergie du  $\pi^0$  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  $5.3755 \text{ GeV}/c^2$  pour le  $B_s^0$ , déduite de l'étude des résonances Upsilon [25], 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  $5.3755 \text{ GeV}/c^2$  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  $\overline{D}^0$  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 particules beauté, de l'ordre de  $10^{-12} \text{ s}$ , ainsi qu'avec la valeur acceptée pour celui du  $\overline{D}^0$ ,  $4.3 \times 10^{-13} \text{ s}$  [13].

## 5.4 L'hypothèse alternative $B^0$

L'hypothèse suivante est également possible :

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

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 figure 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  $\bar{K}^0$  et un  $K^+$  au vertex primaire (voir 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 ( $1.3 \times 10^{-12}$ s [13]). Les solutions sont également compatibles avec la masse du  $B^0$ :  $5.279 \text{ GeV}/c^2$  [13].

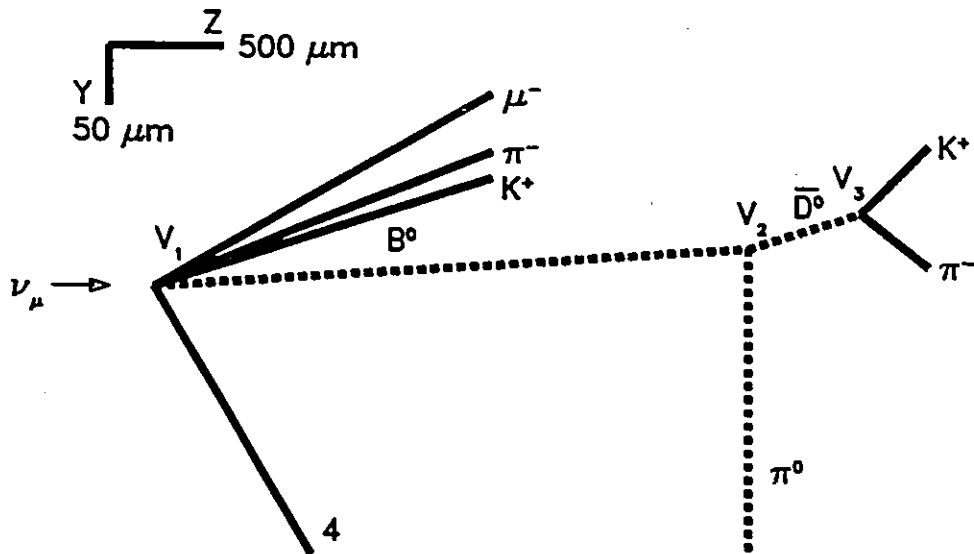


Figure 29: Hypothèse  $B^0$ , le plan YZ.

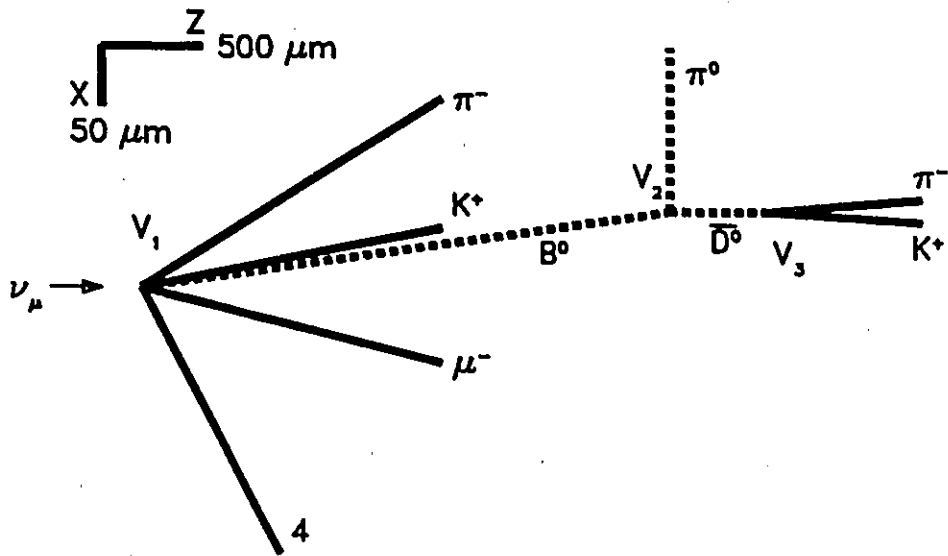


Figure 30: Hypothèse  $B^0$ , le plan XZ.

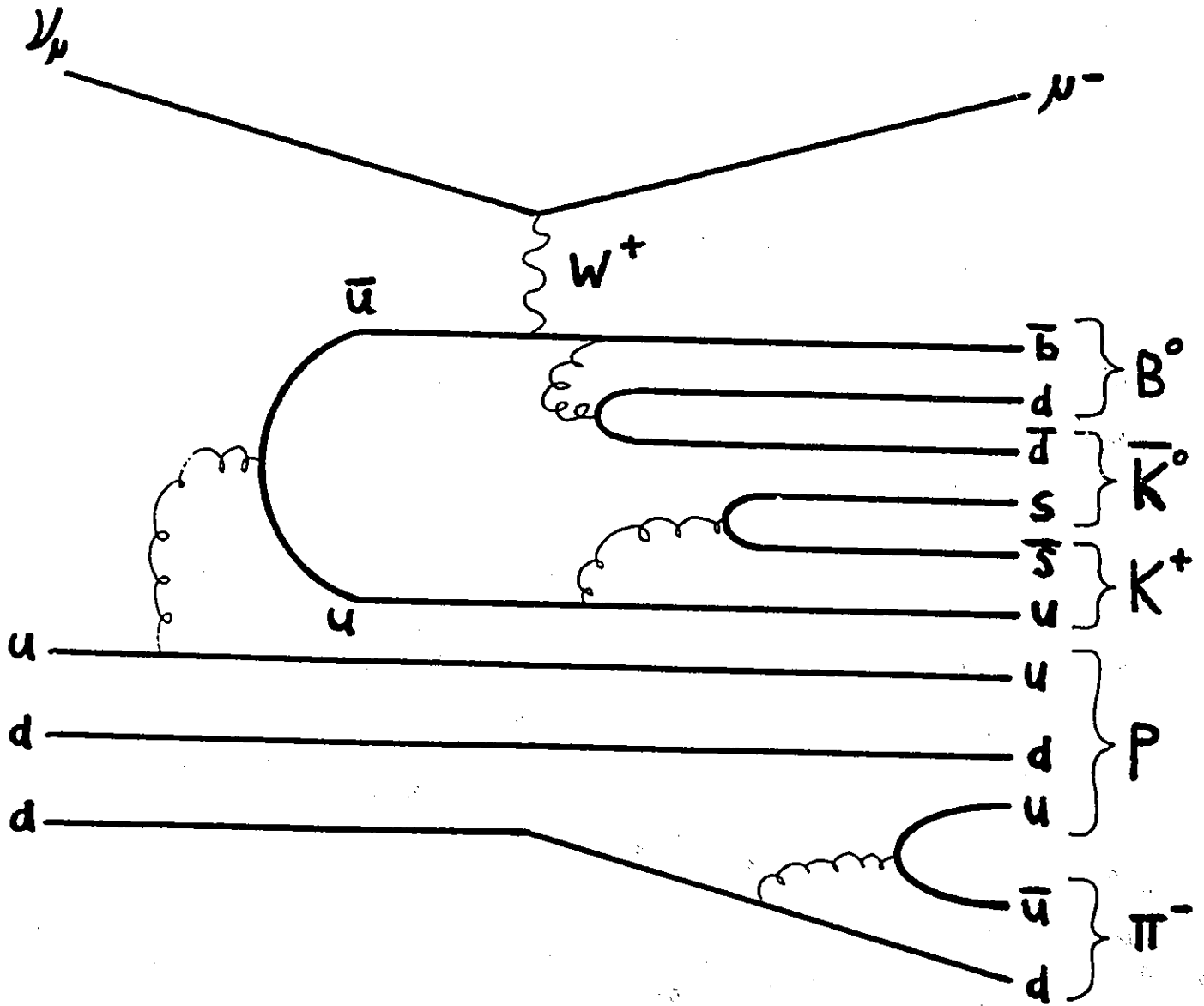


Figure 31: Diagramme de Feynman de la production du  $B^0$

# Conclusion

## Le charme et E-531

Les résultats sur les temps de vie de l'expérience E-531 ont été rapidement dépassés par des expériences plus récentes utilisant des échantillonnages à statistiques très élevées [26,27]. 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, sans parler du charme de pouvoir examiner *de visu* la beauté d'un événement en trois dimensions.

## L'événement 1159 3610

L'observation directe d'une particule beauté n'est pas une chose aisée [28]. Jusqu'à présent, les résultats concernant les particules beauté proviennent d'expériences utilisant des collisionneurs [28,29,30]. A notre connaissance, une seule observation directe de la production associée de quarks beauté a été publiée [31], et comme dans le cas de l'événement 1159 3610 [33], peu d'informations précises ont été tirées de l'événement. Dans les deux cas, les interprétations alternatives sont peu probables et quelques considérations sur les temps de vie des particules sont possibles.

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% [13].

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.

# Bibliographie

- [1] Aubert J.J. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974)  
Augustin J.-E. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974)
- [2] Glashow S.L., Iliopoulos J. et Maiani L., Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970)
- [3] Perl M.L. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1489 (1975)
- [4] Herb S.W. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977)  
Innes W.R. *et al.* Phys. Rev. Lett. **39**, 1240 (1977)
- [5] Kobayashi M. et Maskawa T. Prog. of Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [6] Cabibbo N., Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963)
- [7] Ushida N. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1049 (1980);  
**45**, 1053 (1980); **48**, 844 (1982); **51**, 2362 (1983)
- [8] Ushida N. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1767 (1986)
- [9] Ushida N. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1771 (1986)
- [10] Prentice J.D., Phys. Rep. **83**, 85 (1982)
- [11] Ushida N. *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **224**, 50 (1984)
- [12] Baltay C. *et al.*, Phys Rev. Lett. **39**, 62 (1977)
- [13] Aguilar-Benitez M. *et al.* (Particle Data Group),  
Phys. Lett. B **204**, 1 (1988)

- [14] Frederiksen S.G., Ph.D. Thesis, University of Ottawa (1987)
- [15] Plante C., Thèse de Doctorat, Université d'Ottawa (1989)
- [16] Gauthier A., Ph.D. Thesis, Ohio State University (1987)
- [17] Barkas, *W.H. Nuclear Research Emulsions*, Academic Press (1963)
- [18] Avan L., Avan M., Blanc D. et Teyssier J.L., *Ionographie*, Doin (1973)
- [19] Powell C.F., Fowler P.H., et Perkins D.H., *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon, New York (1959)
- [20] Cobb J.H., Allison W.W.M. et Bunch J.N., *Nucl. Instr. Meth.* **133**, 315 (1976)
- [21] Perkins D.H., *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, p.42 (1982)
- [22] Ronne B., dans *Proceedings of the CERN 1964 Easter School for Physicists*, Herceg-Novti (Yougoslavie), p.87 (1964)
- [23] Ushida N. et al., *Phys. Lett. B* **206**, 375 (1988); **206**, 380 (1988)
- [24] Biagi S.F. et al., *Phys. Lett. B* **122**, 455 (1983); **150**, 230 (1985)  
*Z. Phys. C* **28**, 175 (1985)
- [25] Lovelock D.M.J. et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 377 (1985)
- [26] Raab J.R. et al., *Phys. Rev. D* **37**, 2391 (1988)
- [27] Csorna S.E. et al., *Phys. Lett. B* **191**, 318 (1987)
- [28] Caso C. et Touboul M.C., *Rivista Nuovo Cimento* **9**, 1 (1986)
- [29] Berkelman K., *Phys. Rep.* **98**, 145 (1983)
- [30] Brom J.-M. et al., *Phys. Lett. B* **195**, 301 (1987)
- [31] Albanese J.P. et al., *Phys. Lett. B* **158**, 186 (1985)

- [32] Hagedorn R., *Relativistic Kinematics*, Benjamin/Cummings Publ., p.21 (1963)
- [33] Côté P., Plante C. et Hébert J., *A Disintegration Compatible with a  $B_s^0$  Decay*, Physica Scripta (soumis le 2 février 1989 et accepté le 1<sup>er</sup> mars 1989 pour publication)

# 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, Seoul, 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. Moriyam, H. Shibita  
*Université d'Okayama, Okayama, Japon*

O. Kusumoto, Y. Noguchi, T. Okusawa, M. Teranaka, J. Yamato  
H. 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

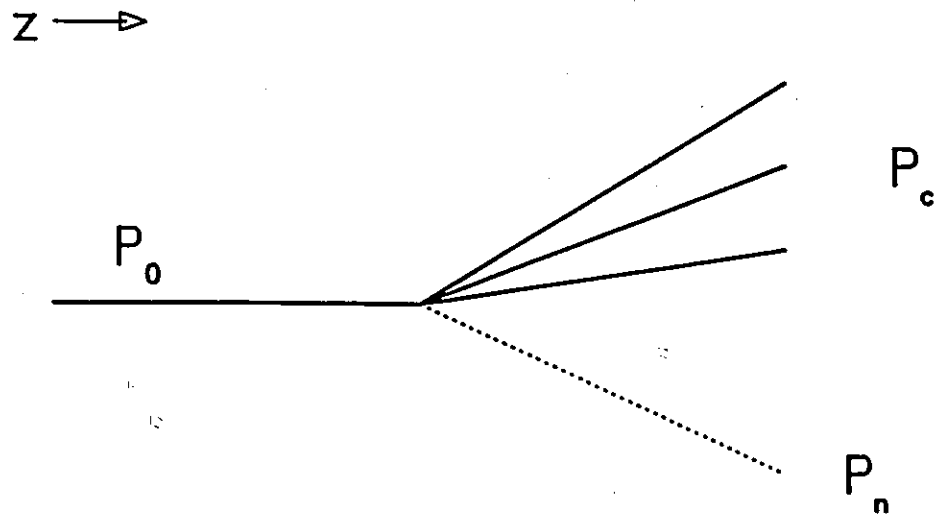


Figure 32: Désintégration produisant une particule neutre non-observée dont le quadri-vecteur est  $P_n$ . Pour les particules connues on a  $P_c$ , et pour la particule primaire qui se désintègre,  $P_0$ .

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 figure 32). La  $n^{i\text{ème}}$  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

comme, mais la grandeur de sa quantité de mouvement ne l'est pas.

La démonstration utilise la notation  $\mathbf{P}$ , pour le quadri-vecteur impulsion-énergie,  $E$  pour l'énergie et  $p$  pour le vecteur 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  $M^{-1}$  [32]. 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

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_c \mathbf{P}_n &= E_c E_n - p_c p_n \\ &= E_c E_n - p_{cT} p_{nT} - p_{cz} p_{nz} \end{aligned} \quad (2)$$

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

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

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

$$\begin{aligned} M_0^2 &= E_c^2 - p_c^2 + m_n^2 + 2E_c \sqrt{m_n^2 + p_{nz}^2 + p_{cT}^2} + 2p_{cT}^2 - 2p_{cz} p_{nz} \\ &= E_c^2 + p_{cT}^2 - p_{cz}^2 + m_n^2 + 2(E_c \sqrt{m_n^2 + p_{nz}^2 + p_{cT}^2} - p_{cz} p_{nz}) \end{aligned} \quad (4)$$

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.

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

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

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

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

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

En mettant

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

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

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

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  $(p_{cz}^2 + p_{cT}^2)^{\frac{1}{2}}$  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  $n$ .