



HAL
open science

Le système de déclenchement rapide de l'expérience NA10

Pierre Gudewicz

► **To cite this version:**

Pierre Gudewicz. Le système de déclenchement rapide de l'expérience NA10. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1983. Français. NNT: . tel-00395789

HAL Id: tel-00395789

<https://theses.hal.science/tel-00395789>

Submitted on 16 Jun 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

EX - CRN-HE 83-02

c.

C.R.N.



07 JAN. 1985

Recherches nucléaires de Strasbourg



CRN/HE 83-02

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE SPECIALITE
Physique Nucléaire et Corpusculaire

par

Pierre GUDEWICZ

"LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT RAPIDE DE L'EXPERIENCE NA10"

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050307



Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

THESE

CRN/HE 83-02

présentée

*A l' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG*

pour obtenir le grade de

*DOCTEUR DE SPECIALITE
Physique Nucléaire et Corpusculaire*

par

Pierre GUDEWICZ

'LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT RAPIDE DE L'EXPERIENCE NA10'

Soutenue le 6 Mai 1983 devant la Commission d'Examen:

MM. G.MONSONEGO

M.CROISSIAUX

A.DEGRE

P.STROLIN

Président

Examineurs

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES
 DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S. ET I.N.S.E.R.M.

Président	Professeur	H.DURANTON
Vice-Présidents	Professeur	C.GODBILLON
	Professeur	P.POINDRON
	M.de Rech.	A.CORET
Présidents honoraires	Professeurs	G.OURISSON - P.KARLI - F.MARCOUX
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales	:	Directeur	Jean-Marie MANTZ
U.E.R. des Sciences Biomédicales	:	Directeur	Jean SCHWARTZ

Membres honoraires : J.CALLOT - J.CLAVERT - F.ISCH - M.DORNER.

Messieurs honoraires : A.BASSET - J.CALLOT - J.CLAVERT - E.FORSTER - G.GREINER - Ch.GROS - A.JUNG - T.KAMMERER - P.MANDEL - H.METZGER - P.MULLER - A.RÖHMER - F.RÖHMER - CHNEGANS - J.SÉROR - J.STAHL - J.VEDRINE - P.VINTEMBERGER - J.WARTER - G.WINCKLER.

Messieurs :

ADLOFF APROSIO ARON ASCH BÄTZENSCHLAGER BEYER BLOCH BOCKEL BOLLACK BRINI BRONNER BUCHHEIT BUCK BURGHARD CHAMBRON CHAMBRON CHAMPY CHAUMONT COLLARD CONRARD DELLENBACH DORNER EBTINGER FABRE FINCKER GANDAR GAUTHIER-LAFAYE GERHARD	Chirurgie générale Anatomie et Organogénèse Histologie Rhumatologie Anatomie Pathologique Clin.de Pédiatrie et Puériculture Radiologie Pharmacologie Hépatologie, Gastro-entérologie Urologie Ophtalmologie Clin. Ophtalmologique Neurochirurgie Clin.Chirurgicale des Enfants Clin.et Prophylaxie de la Tuberculose Biochimie Physique biologique Stomatologie Médecine Légale et Médecine Sociale Clin. Neurologique Oto-Rhino-Laryngologie Gynécol. et Obstétrique Clin. Médicale B Psychiatrie infantile Histologie Clin. Médicale B Cardiologie Clin. Gynécol. et Obstétrique Anesthésiologie Ophtalmologie	J.GRENIER E.GROSSHANS P.HABEREY J.HERAN L.HOLLENDER J.L.IMBS M.IMLER F.ISCH L.ISRAËL H.JAHN J.JUIF P.KARLI B.KELLER F.KEMPF T.T.KIEN R.KIENY A.KIRN J.G.KORITKE M.KREMER D.KURTZ G.LANG J.LAVILLAUREIX Y.LE GAL J.M.LEVY J.M.MANTZ F.MARCOUX J.MARESCAUX Ch.MARX	Chirurgie générale Clin.Dermatol.et Syphiligraphique Physiologie Méd.et Chir.Expérim.et Comparée Chirurgie Digestive et Générale Pharmacologie Médecine interne Rééducation fonctionnelle Psychiatrie d'Adultes Néphrologie Pédiatrie et Puériculture Neurophysiologie Clin. Gynécol. et Obstétrique Radiologie Orthopédie et Traumatologie Parasitologie Pathol. et Clin. Sémiol. Chir. Virologie Anatomie Normale Parasitol. et Pathologie tropicale Neurologie Orthop. et Traumatologie Hygiène Anatomie pathologique Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation médicale Médecine du travail Histologie Physiologie	S.MAYER J.MEHL G.METHLIN B.METZ R.MINCK G.MORAND F.OBERLING E.PHILIPPE (dat.) R.RENAUD P.REVILLE P.REYS E.ROEGEL J.V.RUCH Y.RUMPLER A.SACREZ G.SAVA G.SCHAFF E.SCHVINGT J.SCHWARTZ A.SIBILLY L.SINGER F.STEPHAN D.STORCK G.VINCENTON R.VOEGTLIN A.WACKENHEIM P.WARTER J.P.WEILL D.WILLARD J.P.WITZ	Hématologie Médecine du travail Physique biologique Physique appliquée Bactériol. Virol. Immunol. gén. Chirurgie thoracique Maladies du sang Anatomie pathologique Gynécologie et Obstétrique Endocrinol. Métabol. et Nutrit. Chir. Gén. - Hôp. L.Pasteur - Colmar Pneumologie Physiologie Biologie médicale Embryol. et Morphol. expérim. Cardiologie Chirurgie générale Physiologie Clin.Chir.Orthop.et Traumatol.d'Adultes Pharmacol.et Médecine Expérimentale Clinique chirurgicale A Clinique Psychiatrique d'Adultes Pathol.Gén.et Expérimentale Clinique Médicale A Biochimie Thérapeutique Radiologie Gastro-Entérol.et Hydrol.thérap. Pédiatrie, Génétique Médicale Chirurgie thoracique
--	--	---	--	---	--

Messieurs conventionnés : F.DEFEUDIS (Biologie) - A.PETROVIC (Physiologie).

Autres de Conférences Agrégés :

BABIN BAREISS BOURJAT BRECHENMACHER M.BROGARD CINQUALBRE CONSTANTINESCO P.DUPEYRON EISENMANN FLAMERT DEISERT GERLINGER HEID JAECK JAEGER	Orthopédie et Traumatologie Médecine Interne Radiologie Cardiologie Médecine interne Urologie Physique biologique Anesthésiologie Chirurgie cardio-vasculaire Ophtalmologie Pédiatrie, Génétique médicale Embryologie Dermato-vénérologie Chirurgie générale Réanimation médicale	M.JESEL P.KEHR R.KEILING J.KEMPF G.KLOTZ F.KUNTZMANN J.M.LANG D.MAITROT J.L.MANDEL J.MARESCAUX J.MARK J.MESSER C.MEYER H.MONTEIL G.OBERT J.C.OTTENI	Rééducation fonctionnelle Orthopédie et Traumatologie Cancérologie Biochimie Oto-Rhino-Laryngologie Médecine interne Maladies du sang Neurochirurgie Biochimie Chirurgie générale Biochimie Pédiatrie, Génétique médicale Chirurgie générale Bactériologie Virologie Anesthésiologie	M.PATRIS G.PAULI J.RITTER M.ROOS P.SAUVAGE J.P.SCHIEBER G.SCHLAEDER J.L.SCHLIENGER H.SICK C.STOLL J.D.TEMPE J.TONGIO J.P.WALTER J.M.WARTER A.WILK	Psychiatrie d'Adultes Pneumologie Gynécologie et Obstétrique Histologie Clinique Infantile Physiologie Gynécologie et Obstétrique Médecine Interne Anatomie et Organogénèse Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation médicale Radiologie Radiologie Neurologie Stomatologie
--	---	--	---	---	--

Autre de Conférences Associé : R.BANDLER (Physiologie).

Autres de Conférences Conventionnés : A.MALAN (Physiologie respiratoire) - J.J.VOGT (Thermophysiology).

Directeurs de recherche : M.JACOB* (Biochimie) - A.PETROVIC* (Physiologie).

Autres de recherche :

M.AUBERTIN* AUNIS* EBEL* FREYSZ* GAUTHIERIE* GOMBOS*	Virologie Neurochimie Neurochimie Neurochimie Neurochimie Thermologie biomédicale Neurochimie	K.HAFFEN-STENGER* G.LECLERC* G.REBEL* R.RECHENMANN* M.SENSENBRENNER* C.STOCK-DEMANGE*	Endocrinologie Chimie organique Neurochimie Biophys. des Rayonnements Neurochimie Physiologie	J.STEVENIN* J.VELLY* N.VIRMAUX-COLIN* J.J.VOGT* A.WAKSMAN*	Biologie moléculaire et cellulaire Pharmacologie Neurochimie Thermophysiology Neurochimie
---	---	--	--	--	---

Mathématiques
Sciences Physiques et Chimiques
Sciences de la Matière
Sciences de la Vie et de la Terre
Sciences du Comportement et de l'Environnement
Ecole d'Application des Hauts Polymères
Ecole Nationale Supérieure de Chimie
Observatoire
Physique du Globe
Ecole Nationale Supérieure de Physique

Directeur Gérard SCHIFFMANN
Directeur Henri BENOIT
Directeur Jean José FRIED
Directeur Geneviève LEBEURIER
Directeur Bruno WILL
Directeur Morand LAMBLA
Directeur Marc DAIRE
Directeur Alphonse FLORSCH
Directeur Roland SCHLICH
Directeur Gilbert SUTTER

Doyens honoraires : P.LACROUTE - J.H.VIVIE - G.MILLOT.

Professeurs honoraires : J.BRENET - Mme M.BRINI - J.BYE - H.CARTAN - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN - J.DENY - Mlle A.GAGNIEU - Mile S.GILLET - S.GORODETZKY - R.HOCART - P.JOLY - P.LACROUTE - R.LECOLAZET - G.LEMEE - P.L'HERITIER - A.LICHNEROWICZ - A.MAILLARD - G.MILLOT - L.NEEL - J.PARROD - A.ROCHE - R.ROHMER - J.P.ROTHE - L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - F.STUTINSKY - H.VILLAT - J.H.VIVIE - Et.WOLFF.

Maître de conférence honoraire : R.WEIL.

Professeurs :

J.P.ADLOFF
R.ARMBRUSTER
P.ARTZNER
V.AVANISSIAN
G.BARBANÇON
F.BECKER
N.BEFORT
G.BELLIARD
C.BENEZRA
H.BENOIT
P.BENVENISTE
D.BERNARD
J.C.BERNIER
J.BONNIN
Y.BOULANGER
J.F.BOUTOT
J.BROSSAS
R.BROUILLARD
C.BURGGRAF
H.BURNAGE
M.CARA
R.CERF
P.CHARTIER
P.CHEVALLIER
A.CLAUSS
A.COCHÉ
H.DANAN
E.DANIEL
M.DAUNE
J.DEHAND
A.DELUZARCHE
J.DEMUYNCK
J.F.DUFOURD
G.DUNOYER de
SEGONZAC
H.DURANTON
J.P.EBEL
J.P.EBERHART
B.ERESMANN
V.ERN
J.FARAUT
P.FEDERLIN
P.FELTZ

Chimie nucléaire
Physique
Mathématiques
Analyse supérieure
Mathématiques
Physique mathématique
Biochimie
Botanique
Dermato-Chimie
Physicochim.macroamol.
Physiologie végétale
Méth.math.de la physique
Chimie générale
Géophysique interne
Biochimie
Mathématiques
Chimie macromoléculaire
Chimie org.et Chimie analyt.
Minéralogie
Mécanique des Fluides
Géophysique interne
Physique générale
Chimie
Physique
Chimie
Physique nucléaire
Chim.phys.indus.et Sc.des Matér.
Phys.Atom.et Phys.du Solide
Physique expérimentale
Biophysique
Chimie générale
Chimie
Chimie organique
Informat.fondam.et appl. (IUT)
Géologie
Botanique
Biochimie
Minéralogie
Biochimie
Physique
Mathématiques
Chimie
Physiologie animale

X.FERNIQUE
M.FINK
J.G.FISCHER
D.FOATA
E.FOLLENIUS
J.J.FRIED
D.FROELICH
A.FUCHS
J.C.GALL
A.GALLMANN
F.GAUTIER
R.GERARD
G.GLAESER
Cl.GOLBILLON
A.GOLTZENE

M.GOUNOT
M.GROSMANN
M.GROSS
Y.GUEGUEN
L.HIRTH
C.JASCHEK
G.JONARD
J.P.JOUANOLOU
F.JUNDT
T.JUTEAU
C.KEDINGER
A.KIENEMANN
R.KIRSCH
F.LACROUTE
J.C.LAFON
A.M.LAMBERT
M.LAMBLA
G.LEBEURIER
J.L.LEIBENGUTH
J.LEITE-LOPES
P.LEMOINE
M.LEROY
J.C.LIONS
F.LOOR
J.LUCAS
D.MAGNAC
J.MARTINE T
P.MIALHE
A.MICHARD

Mathématiques
Acoustique moléculaire
Chimie
Mathématiques
Zoologie
Mécanique des Fluides
Chim.gén.Chim.physique
Mécanique rationnelle
Géologie
Physique
Physique
Mathématiques
Mathématiques
Mathématiques
Optique, phys.atom.et mol.,
phys.du sol et cristallographie
Botanique
Physique
Chimie physique
Géophysique interne
Microbiologie
Astronomie
Virologie
Mathématiques
Phys.nucl.et corp.et théor.phys.
Minéralogie
Biochimie
Chimie appl.et Génie chim.
Zoologie
Biologie végétale
Informatique appliquée
Biologie
Chimie générale
Microbiologie
Chim.appl.et Chim.des matér.
Phys.nucl.et corpusculaire
Chimie
Chimie
Zoologie et Ecologie
Immunologie
Géologie
Physique
Mathématiques
Physiologie animale
Géologie

M.MIGNOTTE
P.MIRABEL
G.MONSONEGO
B.MORIN
P.NANOPOULOS
J.OSBORN
E.OSTERTAG
G.OURISSON (dét.)
J.M.PAULUS
J.P.RAMIS
G.REEB
Ph.RICHARD
J.RIEHL
P.RIMMELIN
Cl.ROBERT
Ph.ROPARTZ
J.ROUX
J.P.SAUVAGE
F.SCHALLER
G.SCHIFFMANN
A.SCHMITT
P.SCHMITT
J.P.SCHWING
M.J.SCHWING
J.C.SENS
M.SIESKIND
G.SOLLADIE
J.SOMMER
G.SUTTER
Ch.TANIELIAN
Y.TARDY
J.TERRISSE
J.J.THIEBOLD
D.VIAUD
R.VOLTZ
J.H.WEIL
G.WEILL
R.WEISS
P.L.WENDEL
B.WILL
C.WINTER
C.WIPPLER
J.WUCHER
B.WURTZ

Informatique
Chimie
Physique théorique
Mathématiques I
Probabilités et statistiques
Chimie
Electr. et Electrotechnique
Chimie
Chimie générale
Mathématiques générales
Topologie
Physiologie animale
Chimie
Chimie (IUT)
Physique
Psycho-Physiologie
Botanique
Chimie théor.et Chim.phy.
Biologie générale
Mathématiques
Physique
Psycho-physiol.et physiol.
Chimie
Chimie physique
Phys.nucl.et corp.et théori
Physique
Chimie organique
Chimie appliquée
Physique électronique
Chimie (IUT)
Géologie
Chimie
Biologie animale
Mathématiques
Physique théorique
Biochimie
Chimie
Physique
Psycho-Physiologie
Chimie
Physicoch.des Hts Polymères
Physique
Biochimie

Professeur émérite : G.MILLOT - Géologie Paléontologie.

Professeur adjoint : J.SITTLER - Géologie

P.BOUVEROT - Physiologie respiratoire P.DEJOURS - Physiologie respiratoire.

Professeurs Associés :

M.R.CHURCHILL
B.J.COLE
M.E.CONSTANTIN

Chimie
Physique
Chimie

E.CROUSE
H.DUGAS
C.PIERPONT

Biochimie
Chimie
Chimie

A.SIDOANS
R.WEISS

Géologie
Chimie

Professeurs conventionnés : P.BEY - Chimie - P. BOUVEROT - Physiol.respirat. - P.DEJOURS - Physiol.respirat. - F.FARKAS - Phys. - Y.NAKATANI - Chimie.

Astronomes adjoints : A.FLORSCH - A.FRESNEAU

Astronome adjoint associé : M.JASCHEK - Astronomie

Physiciens adjoints (Physique du Globe) : P.HOANG TRONG - Géophysique int. - R.MONTIGNY - Géophysique int. - E.PETERSCHMITT - Géophysique int.

Directeurs de Recherche C.N.R.S. :

P.ALBRECHT
J.F.BIELLMANN
P.BOUVEROT
P.DEJOURS
M.FRANCK-NEUMANN
A.KNIPPER

Chimie
Chimie
Physiologie respiratoire
Physiologie respiratoire
Chimie organique
Phys.nucl.et corpusculaire

A.KOVACS
J.MARCHAL
P.A.MEYER
A.J.P.MEYER
A.PORTE
P.REMPY
R.SCHLICH

Physicoch.macromoléculaire
Physicoch.macromoléculaire
Mathématiques
Physique
Biologie cellulaire
Physicoch.macromoléculaire
Géophysique marine

A.SKOUlios
M.VAN REGENMORTEl
R.VAROQUI
A.VEILLARD
R.ZANA
A.ZUKER

Physicoch.macromoléc
Virologie
Physicoch.macromoléc
Chimie moléculaire
Physicoch.macromoléc
Physique théorique

Maîtres de Recherche C.N.R.S. :

J.Ch.ABBE
E.ASLANIDES
F.BECK
G.BECK
J.P.BECK
R.BERTINI
M.BONHOMME
H.BRAUN
P.BRAUNSTEIN
M.C.CADEVILLE
H.CALLOT
S.CANDAUI
M.CHAMPAGNE
J.CHEVALLIER
J.P.COFFIN
A.CORET
M.CROISSIAUX
D.DIEDER
J.DOUBINGER
F.DURST
S.EL.KOMOSS
B.FRANÇOIS
E.FRANTA
J.M.FRIEDT
B.FRIITIG
Y.GALLOT
J.P.GERBER
R.GIEGE
Ph.GRAMAIN
J.B.GRUN

Physicoch.de interactions et de interfaces
Phys.nucl.et corpusculaire
Phys.nucl.et corpusculaire
Biochimie
Physiologie
Physique nucléaire
Géologie
Physique nucléaire
Chimie
Physique des Solides
Chimie
Physique
Biophysique
Physique nucléaire
Phys.nucl.et corpusculaire
Physique
Phys.nucl.et corpusculaire
Phys.nucl.et corpusculaire
Géologie
Physiologie végétale
Physique
Physicoch.macromoléculaire
Physicochimie moléculaire
Physicoch.de interactions et de interfaces
Virologie
Physicoch.macromoléculaire
Phys.nucl.et corpusculaire
Biochimie
Physicoch.macromoléculaire
Physique

J.HERZ
J.HOFFMANN
G.JENNER
G.KAUFMANN
G.KEITH
J.P.KINTZINGER
B.KOCH
E.KOCHANSKI
F.LANG
J.LANG
P.LAURENT
A.LEJEUNE
C.LIFRAY
F.LEYENDECKER
B.LOTZ
B.LUO
G.MAIRE
A.MALAN
E.MARCHAL
R.MORAND
D.MORAS
Th.MULLER
G.MUNSCHE
M.NAUGIEL BLOCH
A.NICOLAIEFF
H.PAQUET
M.PATY
Cl.PICOT
L.PINCK

Physicoch.macromoléculaire
Biologie animale
Chimie
Chimie
Biochimie
Chimie
Physiologie
Struct.et dynam.moléc.
chimie de coordination
Cristallographie
Physicoch.macromoléculaire
Physiol.comparée des régul.
Phys.nucléaire théorique
Physiol.comparée des régul.
Chimie
Physicoch.macromoléculaire
Chimie organique
Chimie
Physiologie respiratoire
Physicoch.mol.et macroamol.
Phys.nucl.et corpusculaire
Chimie
Phys.nucl.et corpusculaire
Physique
Physique des Solides
Virologie végétale
Géologie
Phys.nucl.et corpusculaire
Physicoch.macromoléculaire
Biologie cellulaire

P.POIX
J.POUYET
B.REES
P.REMY
J.RINGEISSEN
J.P.ROTH (s.Dir.
Inst.de rech.)
R.SCHANTZ
F.SCHEIBLING
F.SCHUBER
N.SCHULZ
C.SCHWAB
R.SELTZ
P.SIFFERT
C.SITTLER
M.E.STOECKEL
Cl.STRAZIELLE
M.SUFFERT
J.C.THIERRY
K.TROIRE
P.WAGNER
G.WALTER
Fr.WEBER
J.P.WENIGER
J.WITZ
R.WOLFF
J.P.ZIEFLINGER
I.ZILLIOX

Chimie
Biophysique
Chimie
Biochimie
Physique
Physicoch.macromoléc
Physiologie végétale
Phys.nucl.et corpusculai
Chimie organique
Phys.nucl.et corpusculai
Physique
Phys.nucl.et corpusculai
Phys.nucl.et corpusculai
Géologie
Biol.des interactions cell
Physicoch.macromoléc
Phys.nucl.et corpusculai
Chimie
Physicoch.atom.et loniq
Phys.nucl.et corpusculai
Phys.nucl.et corpusculai
Géologie
Zoologie
Biologie cellulaire
Chimie
Physique
Mécanique des Fluides

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

Professeurs :

M.DOCQ	Dentisterie opératoire	P.KLEWANSKY	Parodontologie
R.FRANK	Biologie et Matière fondamentale	J.LITZLER	Prothèse

Professeurs de premier grade :

E.ALLEMANN	Dentisterie opératoire	R.HAAG	Pathol. et Thérapeutique dentaires	P.NICOLAS	Pathol. et Thérapeutique dentaires
M.BASTIAN	Prothèse	J.L.LACOSTE	Orthopédie dento-faciale	J.J.ROTH	Parodontologie
C.BOLENDER	Orthopédie dento-faciale	M.LANGER	Prothèse	A.SCHLIENGER	Prothèse
A.COMTE	Dentisterie opératoire	M.LEIZE	Prothèse	J.SOMMERMATER	Pédodontie

Professeurs de deuxième grade :

V.BACON	Orthopédie dento-faciale	B.KAESS	Pathol. et Thérapeutique dentaires
M.CAHEN	Biologie et Matière fondamentale	H.TENENBAUM	Parodontologie
J.P.CHARLIER	Orthopédie dento-faciale		

Maître de recherche I.N.S.E.R.M. : A.BELCOURT (Odontologie).

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur Alexis GAIRARD

Doyens honoraires : P.DUQUENOIS - M.HASSELMANN - G.DIRHEIMER - P.METAIS.

Professeurs honoraires : P.CORDIER - J.P.EBEL - G.GAZET du CHATELIER - M.HASSELMANN - P.JAEGER.

Professeurs :

R.ANTON	Pharmacognosie	H.LAMI	Méthématiques	B.PESSON	Parasitologie
R.CARBIENER	Botanique	Y.LANDRY	Pharmacologie	P.POINDRON	Virologie
S.DIRHEIMER	Toxicologie	C.LAPP	Chimie générale et minérale	J.SCHREIBER	Chimie organique
S.FERARD	Biochimie	P.LAUGEL	Chimie analytique	A.STAHL	Biochimie pharmacologique
A.GAIRARD	Physiologie	G.LAUSTRIAT	Physique	A.STAMM	Pharmacologie galénique
D.GERARD	Physique et Biophysique	A.LUGNIER	Toxicologie	J.C.STOCLET	Pharmacodynamie
E.HASSELMANN (dét.)	Chimie analytique	J.MALGRAS	Immunologie	D.VIDON	Bactériologie
E.JUNG	Pharmacie chimique	C.MATHIS	Pharmacie galénique	C.G.WERMUTH	Chimie organique
J.C.KOFFEL	Pharmacie chimique	P.METAIS	Biochimie		

Chargé de cours : M.KRISTENSEN (Hygiène, Nutrition et Diététique).

Professeur associé : J.TYRZYK (Biophysique).

Professeur conventionné : B.ROTH-SCHECHTER (Pharmacodynamie).

Maître de recherche : I.N.S.E.R.M. : J.BIETH (Enzymologie).

U.E.R. DES SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie : Directeur Pierre LIMOUZIN
U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement : Directeur Philippe ROPARTZ

Professeurs honoraires : E.JUILLARD - R.RAYNAL.

Professeurs :

M.AVENARD	Géographie	P.MICHEL	Géographie	R.SCHWAB	Géographie
A.LIEURY	Psychologie expérimentale	A.MOLES	Psychologie sociale	A.TABOURET-KEILER	Psychologie
P.LIMOUZIN	Géographie	H.NONN	Géographie	M.TARDY	Psycho-pédagogie
		H.REYMOND	Géographie	J.TRICART	Géographie

Directeur de recherche : C.N.R.S. : S.RIMBERT (Géographie).

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Patrick COHENDET

Doyens honoraires : P.CHAMLEY - J.P.FITOUSSI - R.DOS SANTOS FERREIRA - J.L.GAFFARD.

Professeur honoraire : P.CHAMLEY.

Professeurs :

P.ARTZNER	Mathématiques	R.DOS SANTOS FERREIRA	Sciences Economiques	J.J.OBRECHT	Sciences de Gestion
F.BILGER	Sciences Economiques	G.KOENIG	Sciences Economiques	P.PONCET	Sciences de Gestion
A.CHABERT	Sciences Economiques				

Professeur émérite : P.CHAMLEY (Sciences Economiques).

Professeur conventionné : R.UHRICH (Ec.rég.et europ.).

Chargés de conférences : R.ERBES - A.LOSSER.

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
A. LA PRODUCTION DE DILEPTONS	2
I. Le modèle de Drell Yan	
1. Cinématique	3
2. Section efficace	4
3. Prédications	6
II. Les corrections de Q.C.D.	8
1. Rappels QCD	
2. Drell Yan corrigé par QCD	9
III. Vérifications expérimentales	11
1. Dépendance de la cible	
2. Dépendance du faisceau	
3. Invariance d'échelle	13
4. Distribution de moment transverse	
5. Fonctions de structure et facteur K	
B. L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL	18
Introduction	
I. Le faisceau de haute intensité	21
1. Caractéristiques générales et performances	
2. Flux, énergie et pureté	
3. Détermination expérimentale des caractéristiques	25
4. Le halo et ses conséquences sur l'appareillage	31
II. Les cibles	34
1. Le choix des matériaux	
2. Le choix des dimensions	
III. Les absorbeurs	36
1. L'absorbeur principal	
2. L'absorbeur de fer	
IV. L'aimant toroïdal	39
1. La géométrie	
2. Le champ magnétique	
3. Déflexion d'une particule chargée dans le champ toroïdal	41

V. Les chambres à fils	44
VI. Le système de déclenchement	48
Propriétés spécifiques de l'événement étudié	
1. Les hodoscopes	51
a) R_1 et R_2	
b) R_3 et R_4	57
c) Paramétrisation des hodoscopes	63
d) L'efficacité de détection des hodoscopes	71
2. L'électronique associée aux hodoscopes	73
a) Logique R_1R_2	
b) Logique VR_3R_4	75
c) Logique intersextant	77
d) Déclenchement de l'acquisition	79
e) Temps de décision et synchronisation	82
f) Acquisition de l'événement	83
3. Réglage et mise au point de l'électronique de déclenchement	85
a) Précautions à la construction	87
b) Réglages en faisceau	
4. Le système de contrôle de l'électronique	90
C. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT	99
1. Comportement du déclenchement en fonction de l'intensité du faisceau	
2. Caractéristiques du déclenchement de deuxième niveau	102
3. Réjection et inefficacité de la coupure J/ψ câblée	110
4. Réjection et inefficacité de la coupure J/ψ Gespro	110
5. Evaluation de l'inefficacité de l'appareillage en fonction de l'intensité du faisceau	
D. CONCLUSIONS	112
REMERCIEMENTS	114

I N T R O D U C T I O N

Ce travail a été réalisé au moment de la mise en service de l'expérience NA10 au CERN. Cette expérience, consacrée à l'étude de la production de dimuons de haute masse dans un faisceau intense de π^- , a été entreprise par une collaboration d'une vingtaine de physiciens de l'Ecole Polytechnique de Paris, de l'Ecole Polytechnique de Zürich, de l'Université de Naples et du CRN de Strasbourg. L'installation de l'expérience a débuté fin 79 dans le Hall ECN3 du CERN. Après une courte période de réglages, les premières données utilisables ont été écrites sur bande à partir de Pâques 1980.

Au moment où NA10 est devenue opérationnelle, la physique des dileptons était en pleine effervescence, tant du point de vue expérimental que théorique. Sur le plan expérimental, un groupe de Fermilab venait de publier des résultats sur les effets nucléaires, les fonctions de structure du pion, le rapport des sections efficaces de production de dimuons en $\pi^+\pi^-$ etc.. [1]. Au CERN, NA3 obtenait des résultats contradictoires sur les effets nucléaires et publiait des résultats à grande statistique sur les fonctions de structure, la production de J/ψ et γ , le rapport $\pi^+\pi^-$ [2]. Ceci a donné une grande impulsion aux travaux théoriques qui se sont succédés à forte cadence [3]. NA10 a été entrepris dans ce contexte en se spécialisant au mieux sur la détection des dimuons produits par des faisceaux 100 fois plus intenses que ceux de ses concurrents. L'objectif était d'atteindre de nouvelles régions cinématiques (masses de plus de $10 \text{ GeV}/c^2$, grands moments transverses) et d'obtenir des statistiques suffisamment élevées pour permettre l'étude de corrélations plus fines entre les différentes variables cinématiques.

Après une brève description des fondements théoriques de la physique des dimuons, ce travail sera essentiellement consacré à la description et la mise au point du spectromètre NA10.

A. LA PRODUCTION DE DILEPTONS

I. LE MODELE DE DRELL ET YAN

Les résultats des expériences de diffusion profondément inélastique (DIP) de leptons (muons, neutrinos) sur les nucléons ont conduit Bjorken et Paschos, pour les interpréter, à utiliser le modèle de partons de Feynman. Ceci a eu pour conséquence de considérer le nucléon comme constitué de particules de spin 1/2 : les quarks.

De même la recherche du boson médiateur des interactions faibles hadroniques (W^\pm) a conduit les physiciens à s'intéresser à la production de paires de muons dans les interactions hadroniques. ($pN \rightarrow \mu^+ \mu^- Y$, Y ensemble de particules non détectées).

En 1970 Drell et Yan ont développé un modèle qui considère la production de paires de leptons dans le cadre du modèle des partons. Ainsi la production de dileptons peut se schématiser comme sur la figure 1

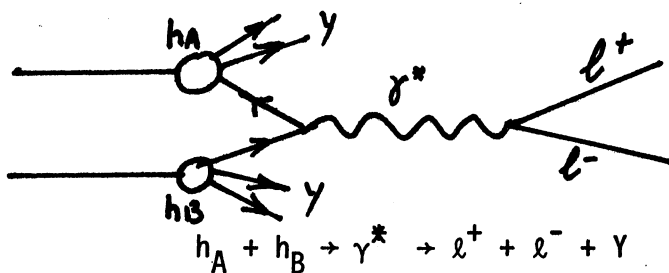


fig. 1.

h_A, h_B : hadrons initiaux

l^+, l^- : la paire de leptons résultante

Y : la partie hadronique associée à cette interaction

Cette interaction est le résultat de l'annihilation électromagnétique d'un quark de l'un des hadrons avec un antiquark de l'autre hadron, produisant

un photon virtuel du genre temps qui se désintègre immédiatement en une paire de muons. Les quarks qui n'ont pas participé à cette production se recombinaient pour donner la partie hadronique (qui n'est pas détectée mais qui se caractérise en deux jets de hadrons).

Chaque parton constituant du hadron h peut être décrit par une fonction d'une seule variable X , appelée variable de Björken qui est sans dimension. Cette variable représente la fraction de l'impulsion du hadron emportée par le parton. Ceci dans un référentiel où l'impulsion du hadron est infinie. La fonction $f_q^h(X)$ représente la densité de partons de type q portant la fraction X du hadron h . $Xf(x)$ est appelée fonction de structure du hadron. A haute énergie les partons sont considérés comme étant libres à l'intérieur des hadrons.

1. Cinématique de la réaction

Ce qui sera indicé 1 se rapportera au hadron A, de même l'indice 2 se rapportera au hadron B, pour ce qui concerne les partons.

$$x_1^i = k_i / P_A$$

$$x_2^{\bar{i}} = \bar{k}_i / P_B$$

x^i : fraction du moment initial du hadron

$P_A(P_B)$: impulsion du hadron A(B)

$(\frac{-}{k_i})$: impulsion du quark (antiquark)

P est l'impulsion des hadrons A et B dans le centre de masse (CM) de la réaction. On peut, dans l'hypothèse des grandes impulsions ($P \rightarrow \infty$) négliger les masses des hadrons et des quarks initiaux.

Alors l'énergie dans le centre de masse s'écrit :

$$S = (P_A + P_B)^2 = (2P)^2 = 4P^2$$

L'énergie de la paire de leptons est :

$$Q = (X_1 + X_2)P$$

et son impulsion le long du faisceau :

$$P_L = (X_1 - X_2)P$$

L'impulsion transverse de la paire est la somme des impulsions transverses des quarks, elle est négligeable dans l'hypothèse où $P \rightarrow \infty$.

La masse invariante de la paire s'écrit :

$$M^2 = Q^2 - P_L^2 = X_1 \cdot X_2 \cdot S$$

On peut définir deux variables sans dimensions, qui seront aussi des quantités mesurables :

$$\tau = \frac{M^2}{S} \quad \text{et} \quad X_F = \frac{2P_L}{\sqrt{S}}$$

X_F étant la variable de Feynman.

Dans la limite des hautes énergies on peut encore les écrire :

$$\tau = X_1 X_2 \quad \text{et} \quad X_F = X_1 - X_2$$

La rapidité de la paire sera :

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{Q + P_L}{Q - P_L} = \frac{1}{2} \ln \frac{X_1}{X_2}$$

2. Détermination de la section efficace dans le cadre du modèle de Drell et Yan.

La production de paires de leptons schématisée au paragraphe précédent est un processus électromagnétique d'annihilation d'un quark d'un des hadrons avec un antiquark de l'autre, produisant un photon virtuel du genre temps. Ce photon se désintègre ensuite pour donner la paire de leptons.

Le processus élémentaire de production de leptons s'écrit :

$$q_i + \bar{q}_i \rightarrow \ell^+ + \ell^-$$

Tous les processus élémentaires de ce type vont contribuer à la section efficace. Celle-ci sera donc une somme des sections efficaces élémentaires σ_e , sommée de façon incohérente. On tient compte du nombre de couleurs N_c (un quark et un antiquark ne peuvent s'annihiler que s'ils ont des couleurs complémentaires). La contribution des sections efficaces élémentaires sera pondérée par la

probabilité de trouver le quark correspondant dans l'un des hadrons.

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 \cdot dx_2} = \frac{1}{N_c} \sum_q f_q^A(x_1) \cdot f_q^B(x_2) \sigma_e(M^2 = x_1 \cdot x_2 \cdot S)$$

$$\sigma(A + B \rightarrow \ell^+ + \ell^- + X) = \frac{1}{N_c} \iiint dx_1 \cdot dx_2 \cdot \sum_i [f_i^A(x_1) f_i^B(x_2) + f_i^A(x_2) f_i^B(x_1)] \\ * \sigma_e(q_i + \bar{q}_i \rightarrow \ell^+ + \ell^-) \cdot \delta [q^2 - (k_i + \bar{k}_i)^2] dq^2$$

La section efficace σ_e du processus élémentaire peut être calculée exactement dans le cadre de l'électrodynamique quantique (QED)

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \ell^+ + \ell^-$$

avec l'hypothèse que les quarks sont des particules libres. Dans le référentiel du centre de masse, la section efficace s'écrit :

$$\frac{d\sigma_e}{d\cos\theta^*} = \frac{\alpha^2 \pi e_q^2}{2M^2} \sqrt{\frac{1 - \frac{4\mu^2}{M^2}}{1 - \frac{4m^2}{M^2}}} \cdot \left[1 + \frac{4m^2 + \mu^2}{M^2} \sin^2\theta^* + \left(1 + \frac{4m^2 \mu^2}{M^4}\right) \cos^2\theta^* \right]$$

θ^* : angle entre la ligne de vol des quarks et celle du dilepton

e_q : charge du quark q en unité de charge du proton

M : masse invariante de la paire

m : masse du quark

μ : masse du lepton

Dans le domaine que nous étudions, c'est à dire des dileptons de haute masse, nous pouvons négliger les masses de quarks et du lepton devant M . Ainsi :

$$\frac{d\sigma_e}{d\cos\theta^*} = \frac{\alpha^2 \pi e_q^2}{2M^2} (1 + \cos^2\theta^*)$$

et donc

$$\sigma_e = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} \cdot e_q^2$$

Alors la section efficace de production Drell et Yan devient :

$$\frac{d^2\sigma}{dX_1 \cdot dX_2} = \frac{4}{9} \frac{\pi \cdot \alpha^2}{M^2} \sum_q e_q^2 \cdot f_q^A(X_1) \cdot f_q^B(X_2)$$

Il peut être intéressant d'écrire cette section efficace en fonction d'autres variables cinématiques, notamment τ et X_F ou Y et M .

$$\frac{d^2\sigma}{d\tau \cdot dX_F} = \frac{4}{9} \frac{\pi \cdot \alpha^2}{M^2} \sum_q e_q^2 \cdot f_q^A(X_1) \cdot f_q^B(X_2) \cdot \frac{1}{\sqrt{X_F^2 + 4\tau}}$$

ou encore :

$$\frac{d^2\sigma}{dM dX_F} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M^3} \cdot \frac{X_1 \cdot X_2}{X_1 + X_2} \sum_q e_q^2 \cdot f_q^A(X_1) \cdot f_q^B(X_2)$$

$$\text{avec } X_1 = \frac{1}{2} (\sqrt{X_F^2 + 4\tau} \pm X_F)$$

En résumé, le modèle de Drell et Yan naif est basé sur les principes suivants :

- . les masses et les impulsions transverses de partons sont négligeables
- . les quarks et les antiquarks sont de spin 1/2 et se couplent ponctuellement
- . ils se comportent comme des particules libres (liberté asymptotique)
- . ils sont décrits par une fonction de structure.

3. Prédictions du modèle Drell-Yan :

a) Invariance d'échelle

De la dernière expression de la section efficace ci-dessus nous obtenons

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dM \cdot dX_F} = F_{AB}(X_1, X_2) = F'_{AB}(X_F, \tau)$$

où F'_{AB} est une fonction qui dépend du contenu en quarks du faisceau et de la cible. Ainsi $M^3 \frac{d^2\sigma}{dM \cdot dX_F}$ pour une combinaison donnée du faisceau et de la cible, est indépendante de l'énergie du faisceau et est une fonction des seules variables sans dimension X_F et τ . Cette propriété qu'on appelle invariance d'échelle constitue un test de la validité du modèle, ceci même si les fonctions de

structure intervenant dans F_{AB} sont mal connues.

b) Distribution angulaire

Le modèle de Drell-Yan prévoit une désintégration isotrope du photon virtuel dans le système du centre de masse où il est au repos. Ceci implique que la distribution angulaire de la production de deux leptons (fermions de spin 1/2) doit être de la forme :

$$\frac{dN}{d\theta^*} = K(1 + \cos^2\theta^*)$$

c) La section efficace en forme et en amplitude est déterminée à partir des fonctions de distribution des quarks extraites des expériences de diffusion inélastique profondes de leptons.

d) Impulsion transverse : Le modèle de Drell-Yan n'introduit pas de moment transverse autre que celui apporté par le quark et l'antiquark qui s'annihilent. La contribution du moment transverse intrinsèque des partons dans les hadrons initiaux est estimée à 200-300 MeV/c ce qui suppose un moment transverse faible pour le dilepton résultant de l'annihilation (de l'ordre de 0.5 GeV/c).

e) Effets Nucléaires

La section efficace de Drell Yan considère l'interaction entre objets sans dimension (modèle des partons) qui n'interviennent que par leur fonction de structure. Ainsi la constitution du noyau n'intervient que par la proportion relative de chaque type de quark et d'anti-quark, d'où la prédiction de dépendance de la section efficace linéaire avec A.

Cette prédiction différencie le mécanisme de Drell-Yan de la plupart des réactions hadroniques qui présentent une section efficace en $A^{2/3}$

f) Asymétrie de charge

La section efficace est proportionnelle à un terme en e_q^2 (charge du quark du couple $q\bar{q}$). Sur une cible isoscalaire et pour les termes de valence uniquement (grand $M_{\mu\mu}$), la variation par conjugaison de charge $\pi^-(\bar{u}d) \rightarrow \pi^+(u\bar{d})$ de la section efficace de Drell Yan $\sigma(\pi\bar{N} \rightarrow \mu^+\mu^- \chi)$ se manifesterait par réduction d'un facteur $R = \frac{e_u^2}{e_d^2} = 4$.

II. LES CORRECTIONS DE LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

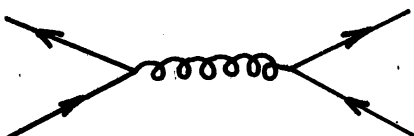
Le modèle de Drell Yan ne considère pas l'existence des gluons (qui sont les médiateurs de l'interaction forte) puisque les partons sont supposés libres à l'intérieur des hadrons. La chromodynamique quantique nous permet d'estimer leur contribution dans la production de dileptons.

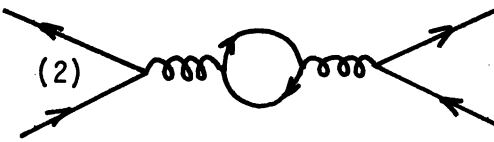
1. Rappels

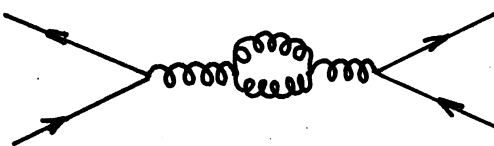
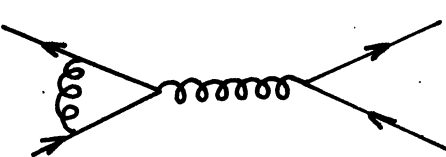
Le couplage effectif de l'interaction forte dans l'hypothèse de Q^2 grand s'écrit :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2N_f)\text{Log}\frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad \text{où} \quad \begin{array}{l} N_f = \text{nombre de saveurs} \\ Q^2 = \text{énergie disponible} \\ \Lambda^2 = \text{constante d'interaction forte} \end{array}$$

L'amplitude de l'échange simple d'un gluon entre 2 quarks (graphe 1) s'écrit :

(1)  $A_{qq}(Q^2, g_0) = g_0^2 f(Q^2)$ où g_0 est la constante de couplage nue

(2)  Ce terme doit également considérer les graphes introduisant des boucles (graphe 2) qui nécessitent une somme des propagateurs sur tout l'espace. Cette somme diverge d'où la renormalisation qui introduit une dépendance en λ et une constante de couplage habillée g_λ . Dans l'hypothèse de Q^2 grand, on conserve uniquement la contribution en logarithme dominant. L'amplitude s'écrit alors :

+  +  L'amplitude s'écrit alors :

$$A_{qq}(Q^2, g_\lambda^2, \lambda^2) = \frac{g_\lambda^2}{1 - ag_\lambda^2 \log \frac{\lambda^2}{Q^2}} f(Q^2)$$

avec $a = (11 - \frac{2}{3} N_f)/16 \pi^2$

Pour supprimer la dépendance en λ , il est nécessaire que g_λ^2 soit une fonction de Q^2 .

+ -----

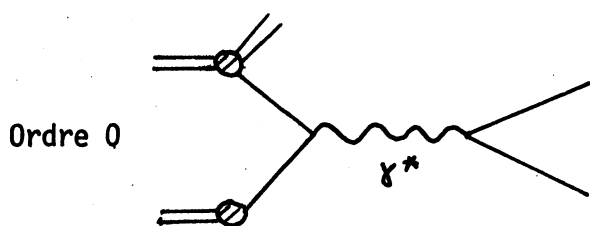
Les développements théoriques ont montré

1. que les divergences infrarouges introduites, peuvent être absorbées en introduisant une dépendance en Q^2 des fonctions de structure.
2. qu'on peut introduire les termes non dominants par le couplage effectif :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{1}{4\pi a} \left[\frac{1}{\text{Log} \frac{Q^2}{\Lambda^2}} - c \left(\frac{1}{\text{Log} \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right)^2 \right]$$

3. que les équations d'Altarelli-Parisi permettent de décrire l'évolution des fonctions de structure en fonction de Q^2 .

2. Les corrections de QCD au modèle de Drell-Yan



La contribution "Drell-Yan" correspond à l'ordre 0 en α_S et sa section efficace est proportionnelle à l'expression suivante

Drell-Yan

Figure 2 a

$$\left. \frac{d\sigma}{dQ^2} \right|_{DY} \propto \sum e_a^2 \int dx_1 dx_2 \delta(x_1 x_2 - \tau) [q_0(x_1) \bar{q}_0(x_2) + \bar{q}_0(x_1) q_0(x_2)]$$

Les contributions de QCD au premier ordre en α_S sont :

- a) l'annihilation $q\bar{q}$ avec émission d'un gluon et la correction due à l'échange de gluon au vertex (fig. 2b). Ces deux contributions ne peuvent être séparées dans les calculs et leur somme est exprimée par l'expression suivante :

$$\left. \frac{d\sigma}{dQ^2} \right|_{\text{annihilation}} \propto \int dx_1 dx_2 \theta(x_1 x_2 - \tau) \alpha_S A_{qq} [q_0(x_1) \bar{q}_0(x_2) + \bar{q}_0(x_1) q_0(x_1)]$$

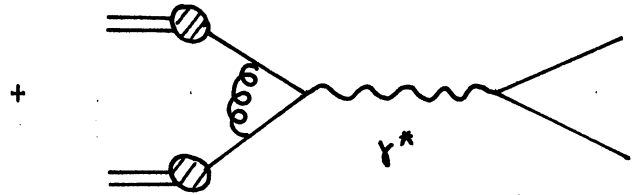
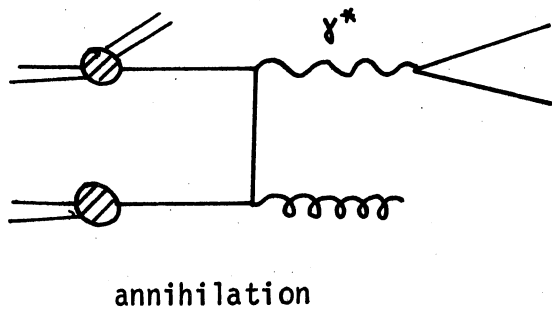
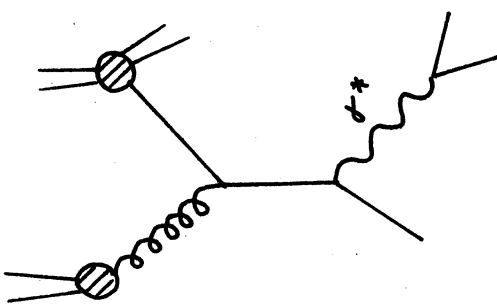


Fig. 2b

b) La diffusion Compton d'un quark par un gluon (Fig. 2c) dont la contribution est donnée par l'expression :



$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \Big|_{\text{compton}} = \alpha \int dx_1 dx_2 \theta(x_1 x_2 - \tau) \alpha_S A_{qg} [q_0(x_1) + \bar{q}_0(x_1)] g_0(x_2) + \text{sym} \dots$$

Jusqu'au 1er ordre en α_S , la production de dimuons comprend 3 contributions :

Fig.2c

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} \Big|_{DY} + \frac{d\sigma}{dQ^2} \Big|_{\text{annih.}} + \frac{d\sigma}{dQ^2} \Big|_{\text{compton}}$$

Dans le développement perturbatif, on distingue les termes en logarithmes dominants, qui sont absorbés dans la fonction de structure en introduisant une dépendance en Q^2 des fonctions de structure. Cette dépendance brise l'invariance d'échelle prédite par le modèle naïf. Les termes en logarithmes non dominants vont contribuer au facteur K (qui représente le rapport des sections efficaces absolues expérimentale et théorique prédites par le modèle naïf). Aux énergies du SPS leur contribution est loin d'être négligeable puisque le facteur K expérimental est voisin de 2,5 en π^- -nucléon. La théorie au 1er ordre en α_S prédit un facteur K voisin de 1,8.

Cette propriété rend les expériences de production de dileptons particulièrement intéressantes pour tester les prédictions de QCD.

III. Vérifications expérimentales du modèle de Drell et Yan

1. Dépendance de la cible

La dépendance de la section efficace avec la masse atomique A du noyau est souvent exprimée par $\sigma = \sigma_0 A^\alpha$, avec $\alpha = 2/3$ pour les réactions hadroniques (production diffractive cohérente par exemple). Pour la diffusion "dure" sur les constituants ponctuels l'effet "d'ombre" ne doit pas intervenir et Drell-Yan prédit $\alpha = 1$.

Dans les régions cinématiques où les 2 processus interviennent on peut estimer leur contribution relative par la valeur de α . La dépendance de α en fonction de la masse $M_{\mu\mu}$ pour les réactions p-nucléon est mesurée dans la figure 3. Au delà de 3 GeV on observe un plateau compatible avec $\alpha = 1$. Les valeurs de α obtenues en sélectionnant les masses $M_{\mu\mu} > 4.5 \text{ GeV}/c^2$ peuvent être résumées :

Exceptée la valeur $\alpha = 1.12 \pm 0.05$ publiée par CIP (en π^- , nucléon) (en désaccord avec les mesures ultérieures dont NA10) toutes les valeurs publiées sont compatibles avec $\alpha = 1$ à savoir :

$$\alpha = 1.007 \pm 0.018 \text{ (stat)} \pm 0.028 \text{ (syst.) par C.F.S.}$$

$$\alpha = 1.03 \pm 0.03 \quad \text{(NA3) [2]}$$

$$\alpha = 0.97 \pm 0.02 \pm 0.02 \quad \text{(NA10)}$$

Aucune dépendance systématique n'a été observée ni en fonction de p_T ni de X_F .

2. Dépendance du faisceau

Pour une cible isoscalaire et si on détecte des dileptons de haute masse (afin de négliger la contribution de la mer dans le processus d'annihilation), Drell et Yan prédisent que l'intensité de la production dépend de la charge des quarks qui s'annihilent. Les noyaux étant composés de protons (uud) et de neutrons (udd) c'est la charge de l'antiquark du faisceau $\pi^+ = \bar{u}\bar{d}$ et $\pi^- = \bar{u}\bar{d}$ qui va décider de l'intensité de la production. Ainsi le rapport des sections efficaces par conjugaison de charges du faisceau prédit par le modèle est :

$$R = \frac{\sigma(\pi^+ N \rightarrow \mu^+ \mu^- X)}{\sigma(\pi^- N \rightarrow \mu^+ \mu^- X)} = \frac{e_d^2}{e_u^2} = \frac{1}{4}$$

avec $e_{\bar{d}} = \frac{1}{3}$ et $e_{\bar{u}} = \frac{2}{3}$

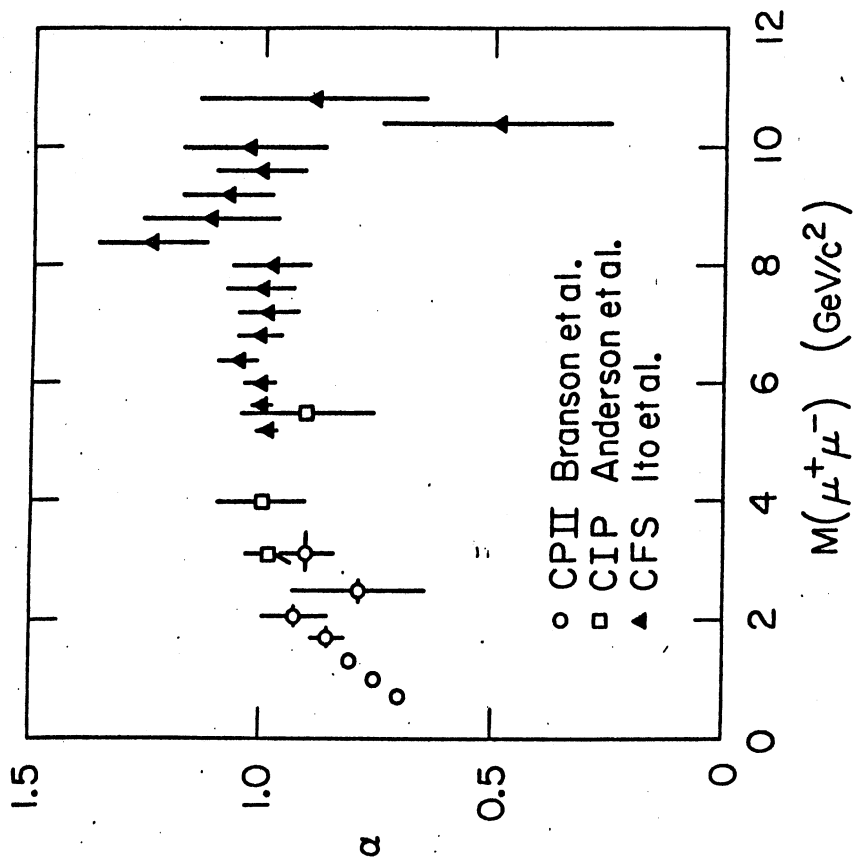


Fig. 3 : Dépendance de α en fonction de $M_{\mu\mu}$

Mesure de α en fonction de $M_{\mu\mu}$

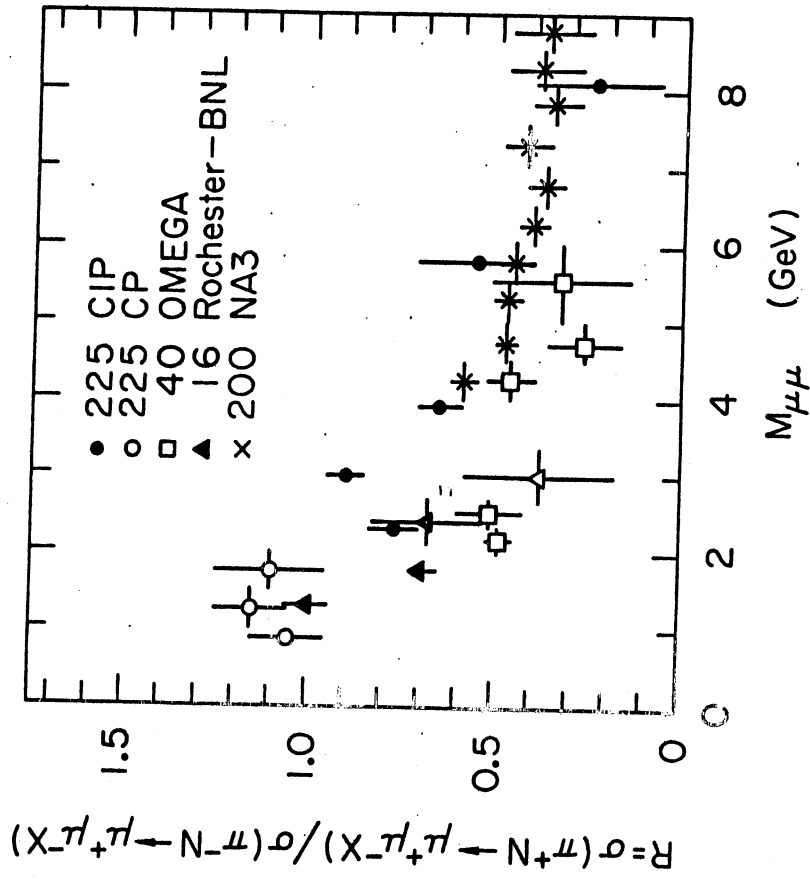


Fig. 4 : Dépendance du faisceau

Rapport des sections efficaces π^+N/π^-N en fonction de $M_{\mu\mu}$

La figure 4 montre l'évolution de ce rapport avec la masse. Voisin de 1 à basse masse où les effets hadroniques dominent, il évolue vers une limite voisine de 0.25. Cet effet de conjugaison de charge a également été observé sur l'hydrogène où la limite prédite de $R = \frac{1}{8}$ a été confirmée par l'expérience [2].

3. Invariance d'échelle

Le modèle naïf de Drell-Yan prévoit une invariance d'échelle pour la variable sans dimension $\tau = M^2/s$. Les corrections QCD introduisent une dépendance en Q^2 des fonctions de structure qui va briser cette invariance d'échelle.

Cette étude est compliquée par la présence de mécanismes de productions de dileptons compétitifs à celui de Drell-Yan. Jusqu'à présent aucune expérience n'a été en mesure de mettre en évidence la violation d'invariance d'échelle car les erreurs expérimentales masquent l'effet recherché. Néanmoins, l'examen plus détaillé de la paramétrisation obtenue dans plusieurs expériences en protons et extrapolée sur une gamme en τ plus étendue montre une tendance qui confirmerait cette violation (fig.5). Les résultats obtenus en π^- sont moins clairs (fig.6).

4. Distribution de moment transverse.

Le modèle naïf ne prévoit pas de contribution au moment transverse autre que celle des quarks, ce qui laisse prévoir $\langle p_T \rangle \sim 0.5$ GeV/c.

Les expériences montrent une valeur moyenne nettement supérieure, avec une tendance à l'augmentation en fonction de la masse (figure 7) et une nette dépendance avec l'énergie.

Dans le cadre de QCD, l'émission ou l'absorption de gluons constitue un apport supplémentaire de moment transverse au photon virtuel.

Le calcul des diagrammes au 1er ordre en α_s montre .qu'à $P_T < 1$ GeV/c le terme non perturbatif domine .qu'au-dessus de 1 GeV/c il manque un facteur 2 pour reproduire la distribution.

Plusieurs tentatives d'explications sont actuellement étudiées.

1. La possibilité d'un moment transverse intrinsèque nettement supérieur (> 0.8 GeV/c) attribué à l'émission multiple de gluons dans le processus.
2. L'échange de gluons entre l'un des quarks annihilés et un quark spectateur.

Ces 2 explications reproduisent les données mais supposent une forte

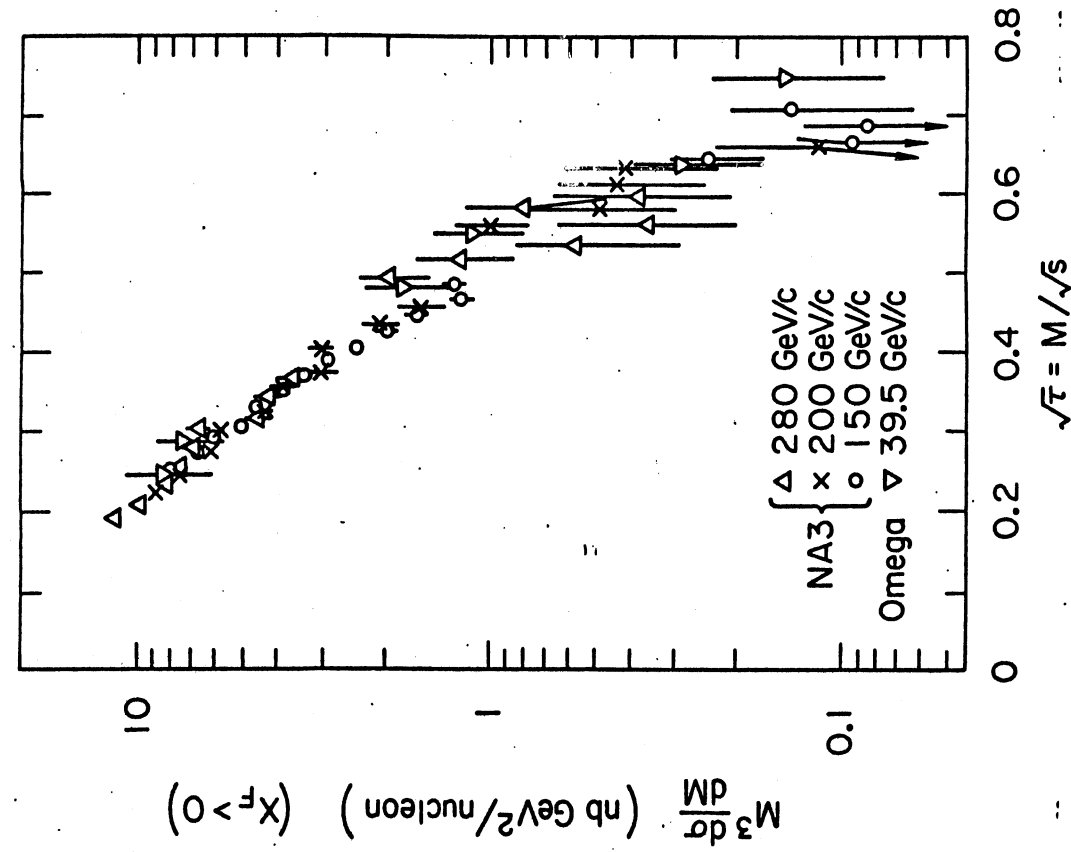


Fig.6 : Fonction d'échelle $F(\tau)$ tracée en fonction de τ avec un faisceau de π

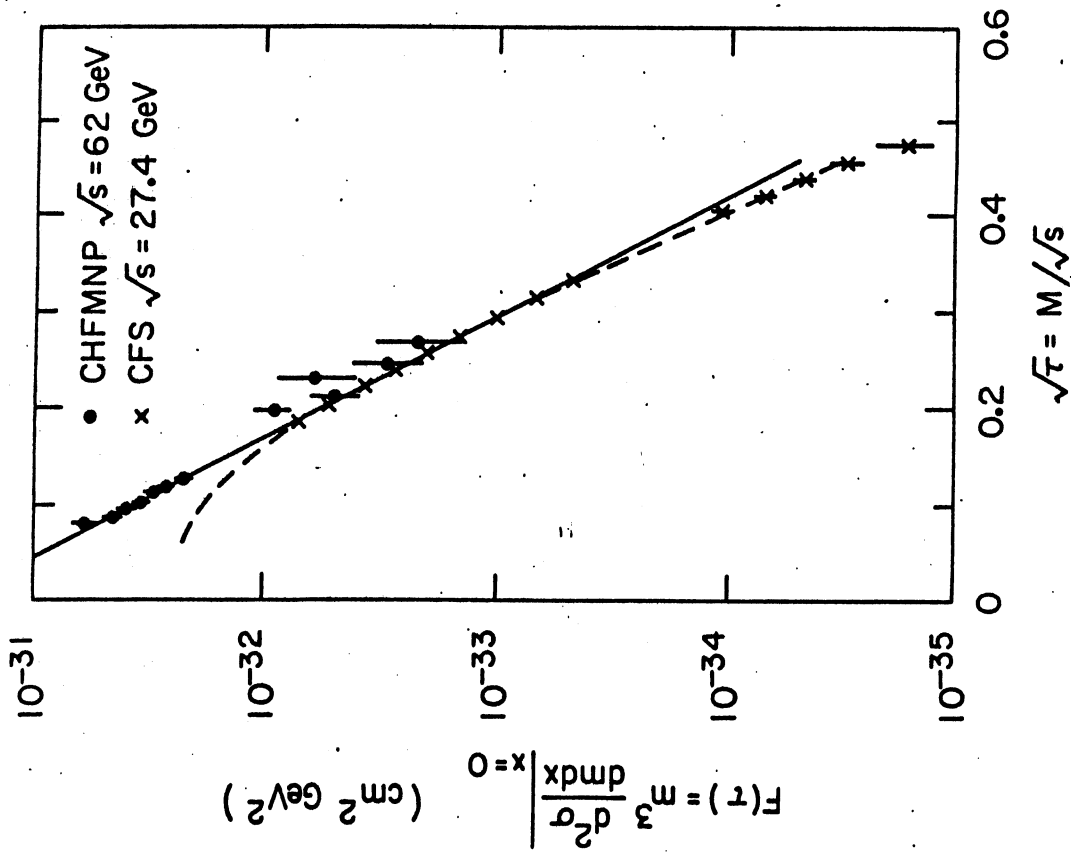


Fig.5 : La fonction d'échelle $F(\tau)$ tracée en fonction de τ pour les données en protons. La ligne en traits discontinus représente l'ajustement de CFS et en trait plein celui de CHFMANP

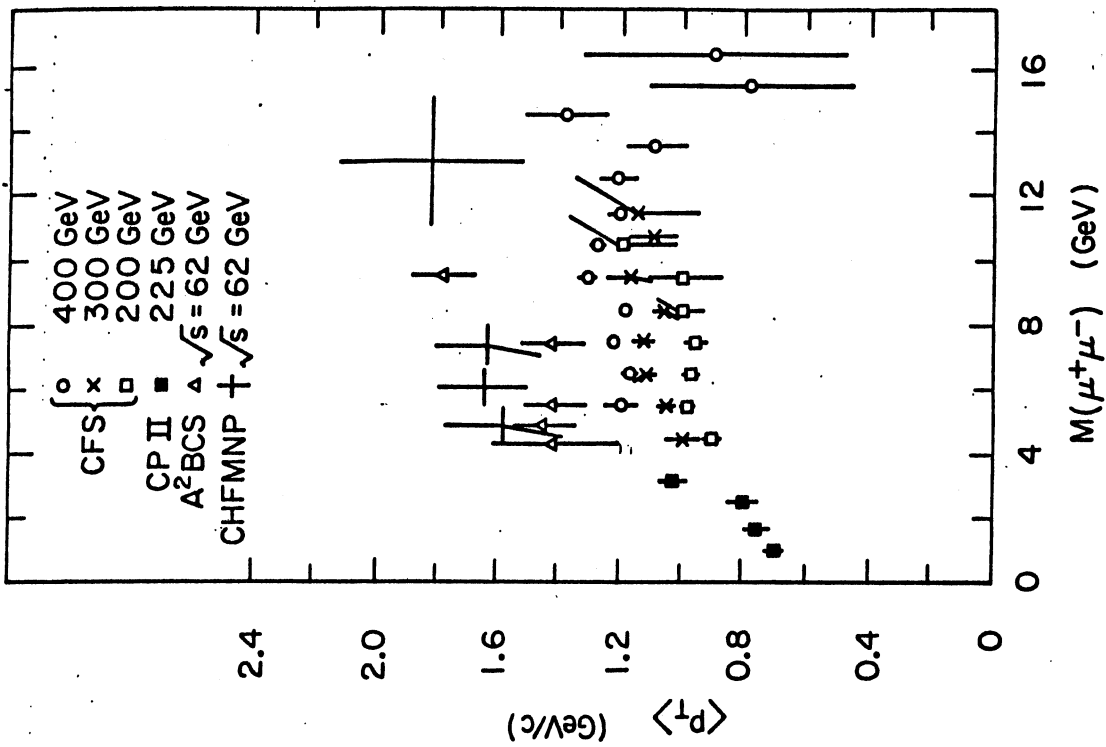


Fig.7 : Distribution du $\langle P_T \rangle$ en $f(M_{\mu\mu})$ dans les réactions en protons

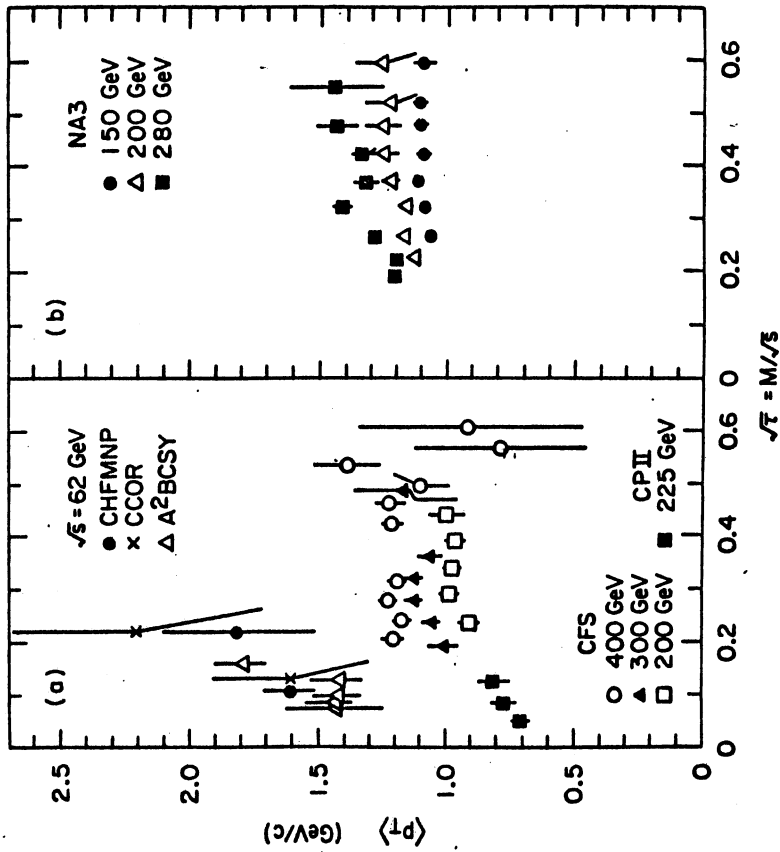


Fig.8 : Distribution de $\langle P_T \rangle$ en $f(\tau)$: à gauche dans les réactions en protons, à droite dans les réactions en π^-

dépendance en X_F qui n'a pas été observée expérimentalement.

3. Un calcul exact des termes QCD à tous les ordres en α_s

La distribution en P_T constitue un test de QCD particulièrement sensible. Une paramétrisation expérimentale en $\langle P_T \rangle = a + b \sqrt{s}$ a été proposée

- par la collaboration CFS à $\tau = 0.21$

$$\text{avec } a = 0.44 \pm 0.10$$

$$b = 0.026 \pm 0.004$$

- par la collaboration NA3 [2] à $\tau = 0.275$

$$\text{avec } a = 0.49 \pm 0.08$$

$$b = 0.034 \pm 0.004$$

5. Fonctions de structure et facteur K

En première approximation on s'attend à ce que les fonctions de structure mesurées dans le processus de Drell-Yan reproduisent celles mesurées en diffusion profondément inélastique. En particulier, le processus Drell-Yan permet de mesurer la fonction de structure des particules instables (π , K, ...).

La connaissance de ces fonctions permet d'estimer la section efficace absolue de production de dimuons. Les fonctions de structure du proton et du neutron mesurées par NA3 sont en accord avec celles mesurées en diffusion profondément inélastique par CDHS. La section efficace expérimentale est 2.3 fois supérieure à la section efficace de Drell-Yan naïf calculée (fig.9). Le facteur K théorique limité au 1er ordre en α_s est 1.8.

Après avoir permis de vérifier les prédictions de Drell-Yan, l'intérêt de l'étude de paires de muons se déplace maintenant vers le test des effets de QCD. Ces effets plus fins nécessitent des données plus propres, en particulier une haute statistique et une bonne maîtrise des erreurs systématiques. Ceci correspond aux objectifs de NA10.

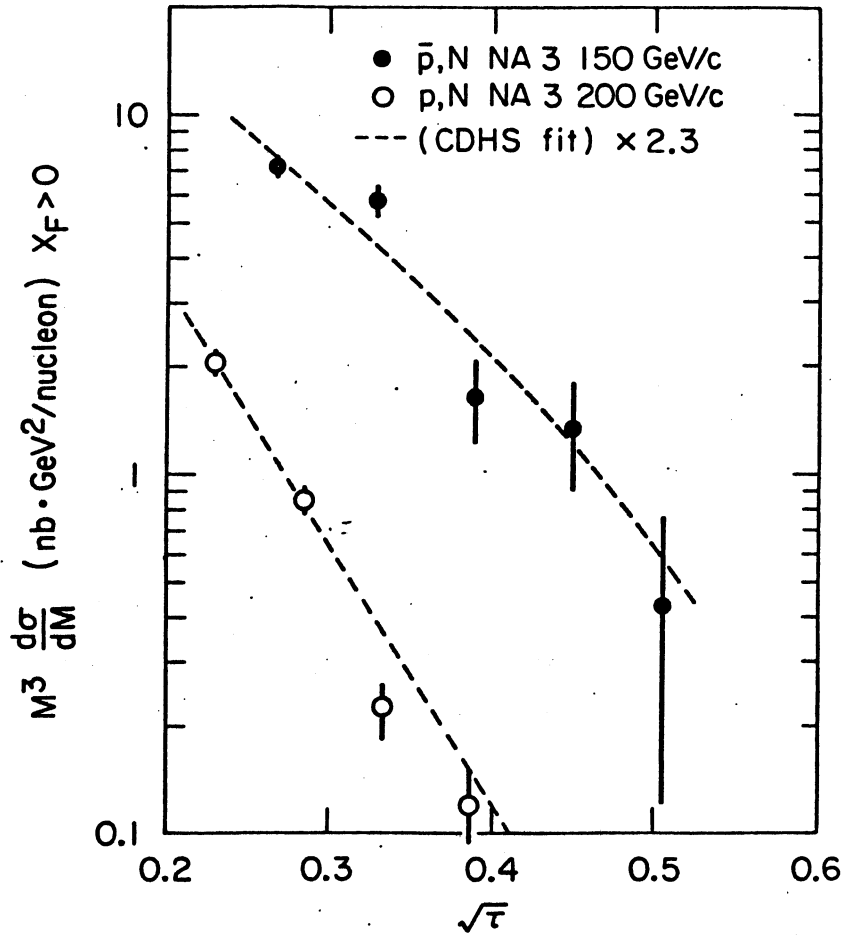


Fig.9 : Comparaison de la section efficace absolue mesurée dans les réactions pN et $\bar{p}N$ à $X_F > 0$ avec la section efficace calculée dans le cadre de QCD à partir des fonctions de structure de CDHS.

Facteur $K_{\text{expérimental}} = 2.3$

B. L'APPAREILLAGE EXPERIMENTAL

INTRODUCTION

L'expérience NA10 se propose de mesurer, avec une grande statistique et une bonne résolution en masse, la production, au cours d'interactions π^- -noyau, de dimuons de masse élevée dont le mécanisme est décrit par Drell et Yan [1]

La section efficace de production d'événements dimuons est faible et décroît très fortement avec la masse des dimuons. Pour obtenir une grande statistique sur des événements de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$, dans un temps raisonnable, il nous faut avoir une grande luminosité. Ceci implique l'utilisation d'un faisceau d'intensité élevée (de l'ordre de 10^9 à $10^{10} \pi^-/\text{cycle}$), l'emploi d'une cible nucléaire aussi lourde que possible, ainsi qu'un spectromètre de grande acceptance.

A cette fin, l'expérience NA10 a été installée dans le hall ECN3 du CERN, spécialement aménagé pour permettre l'utilisation de flux intenses.

Aucun détecteur ne peut supporter directement un tel flux de particules, le choix du haut flux implique l'utilisation d'un absorbeur de faisceau dont le rôle est de réduire le taux de comptage dans l'appareillage tout en filtrant les muons. La conséquence immédiate de ce choix est la limitation de la physique qu'il sera possible de faire. Nous ne pouvons étudier la production de dimuons que de façon inclusive, c'est-à-dire que la partie hadronique résultant de la réaction est perdue, et que par conséquent toute l'étude des "jets" de hadrons

associée aux dimuons, est inaccessible.

Cet absorbeur est constitué d'un noyau central de matière dense (uranium) dont le rôle est d'absorber le faisceau incident de π . Il est entouré de matière moins dense (fer ou carbone), qui constitue le filtre à muons en réduisant par absorption les composants hadroniques et les gerbes électromagnétiques associés à la production.

Les propriétés du spectromètre (fig.10) sont essentiellement déterminées par le choix de l'aimant. Nous avons utilisé un aimant toroïdal produisant un $\int B dl = 5 T.m.$ à 75 cm du faisceau. Il comporte un noyau central de 60 cm de diamètre qui se trouve dans l'ombre portée du faisceau. Sa position détermine l'angle d'ouverture minimum des dimuons détectés (~ 60 mrad). L'angle d'ouverture maximum correspondant est alors de 240 mrad. Cette acceptation est optimisée en fonction de l'énergie incidente en jouant sur la distance entre la cible et l'aimant.

La section efficace de production de dimuons ayant un comportement en M^{-4} (M , masse du dimuon en GeV/c^2) il apparaît que pour une luminosité donnée on produit 600 fois plus de dimuons de $2 GeV/c^2$ que de dimuons de $10 GeV/c^2$. Donc, abstraction faite des événements de bruit de fond, compte tenu des possibilités limitées des systèmes d'acquisition, il est indispensable d'avoir un système de déclenchement sélectif sur la masse des dimuons, ceci afin de préserver la sensibilité aux dimuons de masses élevées.

L'ensemble de ces exigences est quelque peu contradictoire et les choix techniques réalisés résultent d'une série de compromis qui ont tous été décidés pour optimiser la luminosité et les coûts de réalisation tout en préservant au mieux la résolution en masse et l'efficacité de détection des dimuons de haute masse.

Le dispositif expérimental mis au point pour l'étude de cette interaction comporte essentiellement trois parties :

- Une première partie consacrée à la production de l'interaction, à savoir le faisceau, la cible, l'absorbeur de faisceau et le filtre à muons
- Une deuxième partie qui comporte le spectromètre proprement dit : l'aimant et les chambres à fils associées qui visualisent les événements
- Une troisième partie qui est constituée par le système de déclenchement : les hodoscopes et l'électronique associée.

Nous allons successivement décrire ces ensembles.

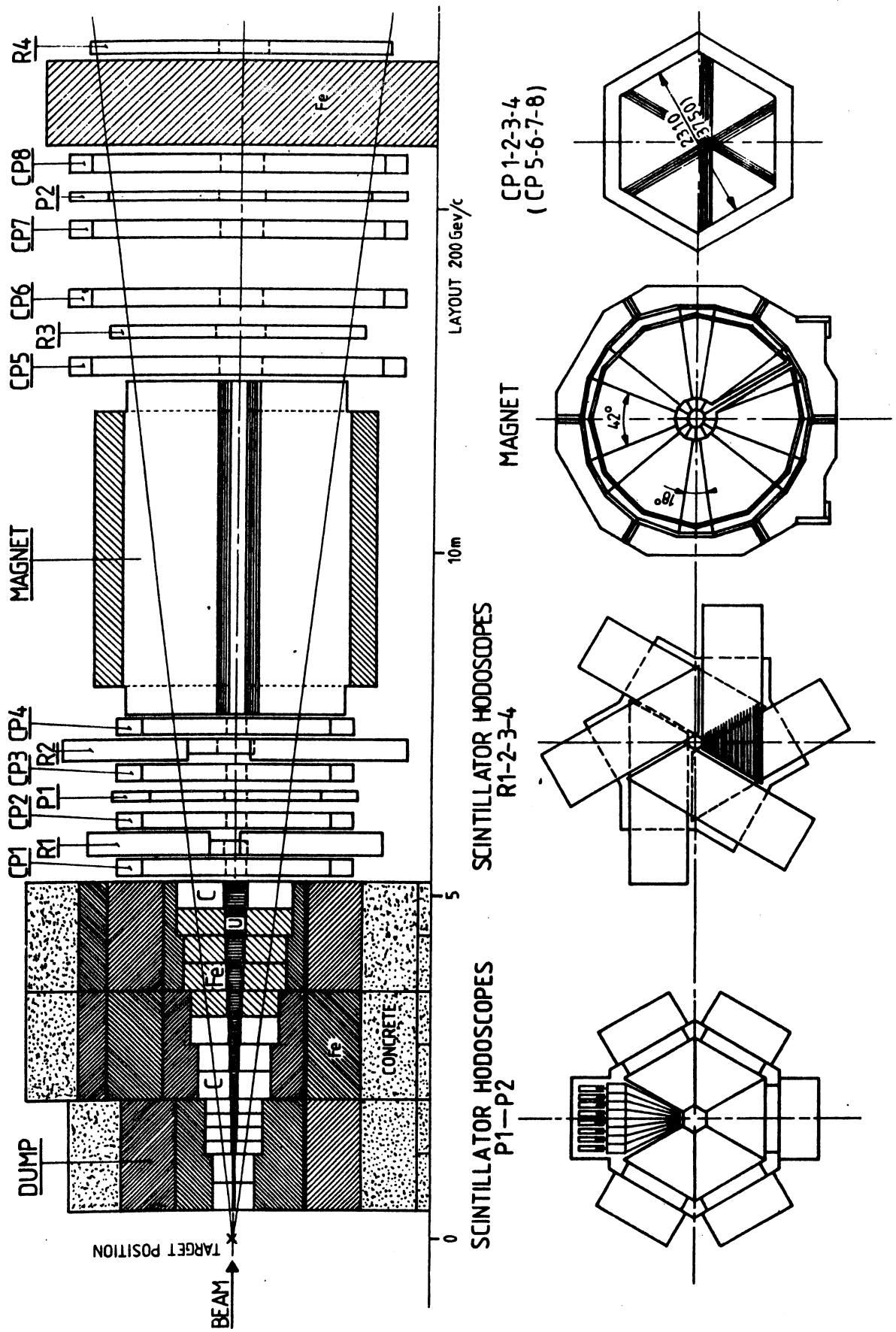


Fig. 10 : Dispositif expérimental de NA10

I. LE FAISCEAU DE HAUTE INTENSITE

I.1. Caractéristiques générales et performances

Cette ligne de faisceau et l'infrastructure correspondante constituent une facilité unique [2] permettant la réalisation d'expériences à des intensités exceptionnelles sur des faisceaux extraits. Le faisceau de protons ($E < 450$ GeV, $I_p \leq 3 \cdot 10^{13}$ protons par cycle) extrait du SPS est guidé sur une cible primaire T8 située à moins de 200 m de l'expérience. En aval de T8, la ligne de faisceau H10, transmet vers la cible expérimentale de NA10, les particules négatives (positives) produites à zéro degré, alors que le faisceau de protons est stoppé dans un absorbeur de fer (TDX) -

Le choix de ces conditions extrêmes a eu des conséquences directes sur le génie civil et les qualités du faisceau. Le blindage imposé par la conjugaison de l'énergie élevée avec des intensités élevées ne peut être réalisé que dans des installations souterraines. Le coût de ces travaux limite alors la longueur du faisceau secondaire (200 m) ainsi que la taille du hall expérimental. Ces contraintes ont conduit à un faisceau secondaire équipé d'une optique simplifiée spécialement optimisée pour transmettre un maximum de particules vers la cible expérimentale. En conséquence de quoi il a une grande acceptance géométrique doublée d'une grande dispersion en impulsion (± 10 %). Focalisé sur la cible expérimentale par un ensemble de sextupoles, ses dimensions transverses sont ($\sigma_x = 1.35$ mm $\sigma_y = 2.2$ mm). Par ailleurs, compte tenu de sa grande dispersion en impulsion et de la faible distance qui sépare T8 de l'expérience, ce faisceau ne peut être que faiblement dévié par rapport au faisceau de protons. Il n'est donc pas possible de le débarrasser de ses halos parasites par le jeu de déflections magnétiques successives. L'essentiel de ces halos (celui du faisceau de protons, celui du faisceau de π^-) a cependant été dispersé en disposant des blocs de fer magnétisé dans des positions judicieusement choisies le long de la ligne de faisceau. Enfin, l'ensemble de ces contraintes exclut toute identification de particules à l'intérieur du faisceau.

I.2. Flux, énergie et pureté du faisceau de π^-

H. Atherton et al [3] ont mesuré les productions de particules par des protons de 400 GeV/c sur une cible de beryllium de 50 cm d'épaisseur. Le tableau I donne le taux de production par μ sr par % de $d\pi/p$ et par proton. Ces mesures vérifient les calculs théoriques de Hagedorn et Ranft à un facteur

de normalisation $K = 0.45$ près.

Tableau I : Taux de production de π^- , K^- , \bar{p} par des protons de 400 GeV/c sur une cible de 50 cm de beryllium par μs par % de $d\text{p}/p$ et par proton.

(GeV/c) p	(MeV/c) p_{\perp}	π^-	K^-	\bar{p}
200	0	$(4.26 \pm 0.25)10^{-6}$	$(0.197 \pm 0.013)10^{-6}$	$(0.0244 \pm 0.0014)10^{-6}$
	500	$(0.298 \pm 0.017)10^{-6}$	$(0.016 \pm 0.0011)10^{-6}$	$(0.0024 \pm 0.0002)10^{-6}$
300	0	$(0.483 \pm 0.027)10^{-6}$	$(5.56 \pm 0.33)10^{-9}$	$(2.03 \pm 0.11)10^{-10}$
	500	$(0.218 \pm 0.012)10^{-6}$	$(2.62 \pm 0.17)10^{-9}$	$(9.00 \pm 0.51)10^{-11}$

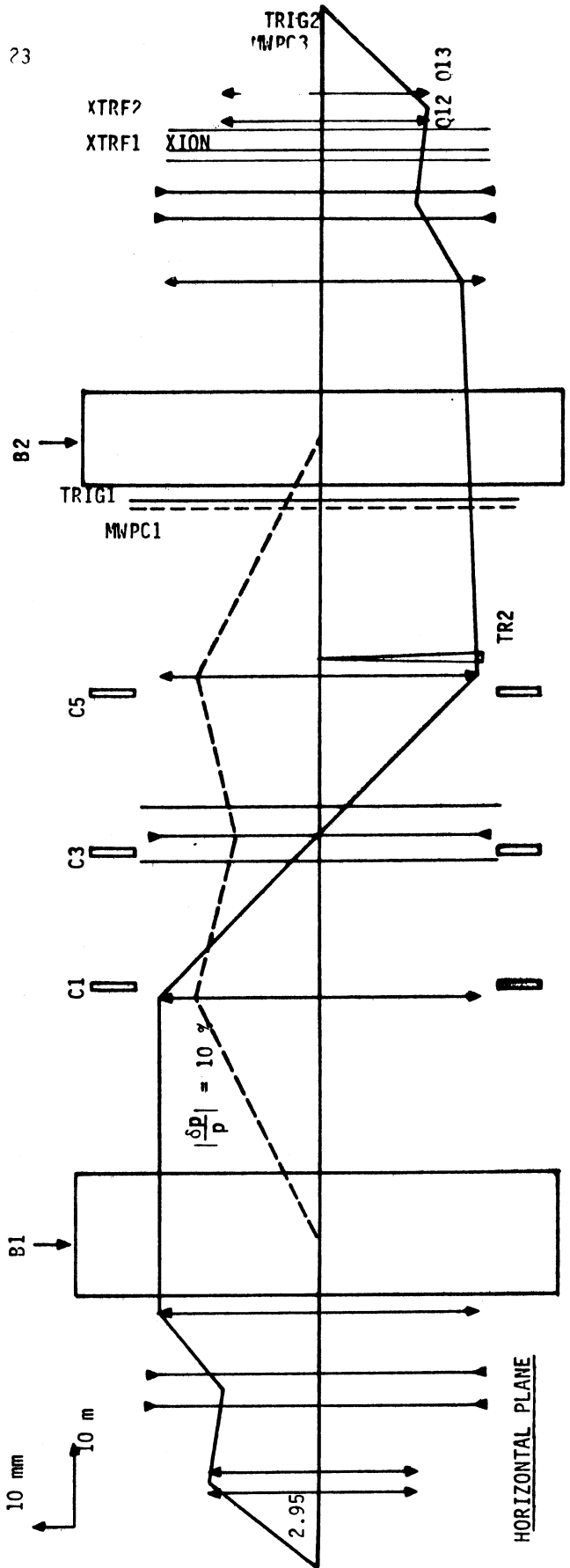
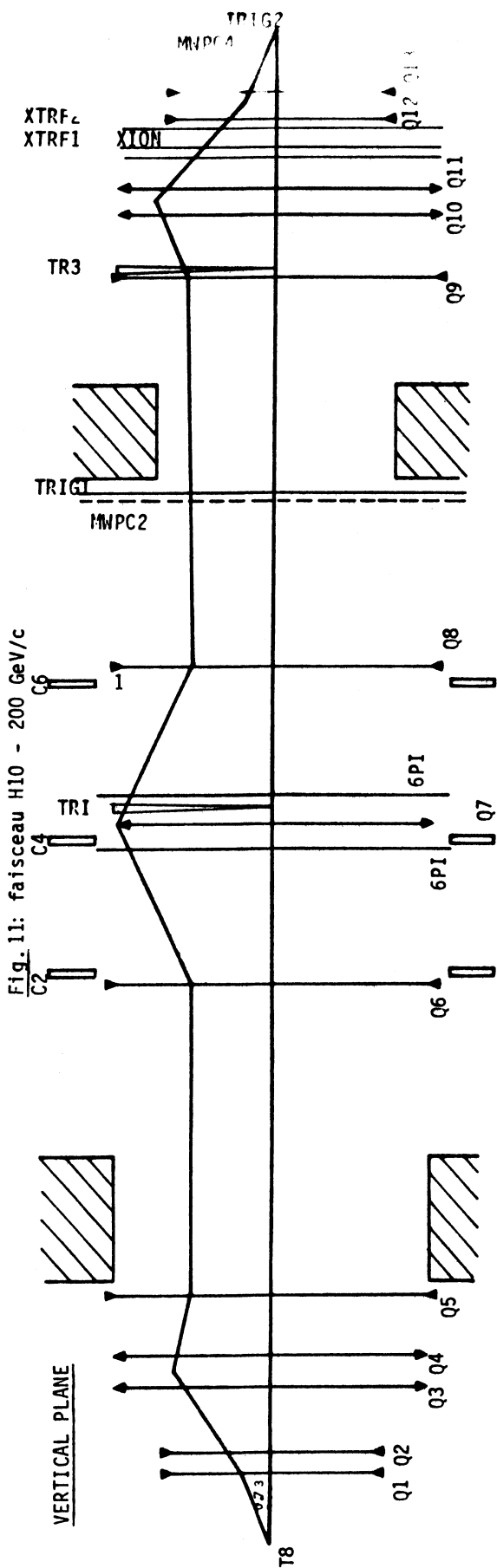
En introduisant ces résultats dans le programme de transport de faisceau TURTLE nous sommes en mesure de calculer la transmission de H10 ainsi que les caractéristiques géométriques du faisceau.

Le tableau II donne les flux de π^- calculés d'après TURTLE pour 10^{13} protons incidents sur une cible T8 de 500 m de beryllium

Tableau II

protons p(GeV/c)	π^- p(GeV/c)	$N_{\pi^-}/10^{13}$ protons
400	200	$3.8 \cdot 10^9$
	300	$5.4 \cdot 10^8$
450	200	$6.2 \cdot 10^9$
	300	$1.5 \cdot 10^9$

Compte tenu des intensités élevées transmises par H10, il n'est pas possible de mesurer la composition exacte du faisceau. Celle-ci a été déterminée par les mesures de Atherton et al. [3] réalisées dans nos conditions (protons de 400 GeV/c, cible de beryllium de 500 mm) et consignées dans le tableau III.



P(GeV/c)	P _T (MeV/c)	(%) π^-	(%) K^-	(%) \bar{p}
200	0	95.0 \pm 0.6	4.44 \pm 0.13	0.55 \pm 0.02
	500	94.3 \pm 0.6	5.15 \pm 0.21	0.60 \pm 0.02
300	0	98.8 \pm 0.4	1.13 \pm 0.02	0.042 \pm 0.002
	500	98.8 \pm 0.4	1.19 \pm 0.04	0.041 \pm 0.002

Tableau III : Composition du faisceau de hadrons négatifs H10

I.3. Détermination expérimentale des caractéristiques du faisceau

Le contrôle du faisceau en cours d'expérience est assuré par une série de détecteurs disposés le long de la ligne H10 (fig.11). Ces détecteurs mesurent l'intensité et le profil du faisceau.

a. Mesure des distributions X, Y, θ_x , θ_y du faisceau

Deux ensembles de chambres proportionnelles sont installées sur le faisceau pour contrôler son profil. Elles sont placées à 60 m et à 1.7 m en amont de la cible expérimentale de NA10. Ces profils sont en bon accord avec ceux calculés par le programme de transport de faisceau TURTLE (fig.12).

b. Mesure de la distribution en impulsion du faisceau

Le collimateur C1 disposé en aval de l'aimant B1 (fig.11) sélectionne la bande d'impulsion transmise par la ligne de faisceau. L'étude de la transmission du faisceau en fonction de la position du collimateur C1 ouvert à 0.5 mm donne la distribution d'impulsion du faisceau (fig.13). Cette distribution est également en bon accord avec le calcul réalisé à l'aide de TURTLE.

c. Mesure de l'intensité du faisceau

L'intensité élevée du faisceau ne peut être mesurée par les techniques classiques de comptage direct des particules. C'est pourquoi nous utilisons des chambres à ionisation remplies d'argonion (NA10 ARGO, EPB ARGO) équipées d'un intégrateur qui mesure la charge électrique collectée par la chambre lors du passage du faisceau. La relation entre la charge collectée et le nombre de particules ayant traversé la chambre étant linéaire dans une gamme allant de 10^6

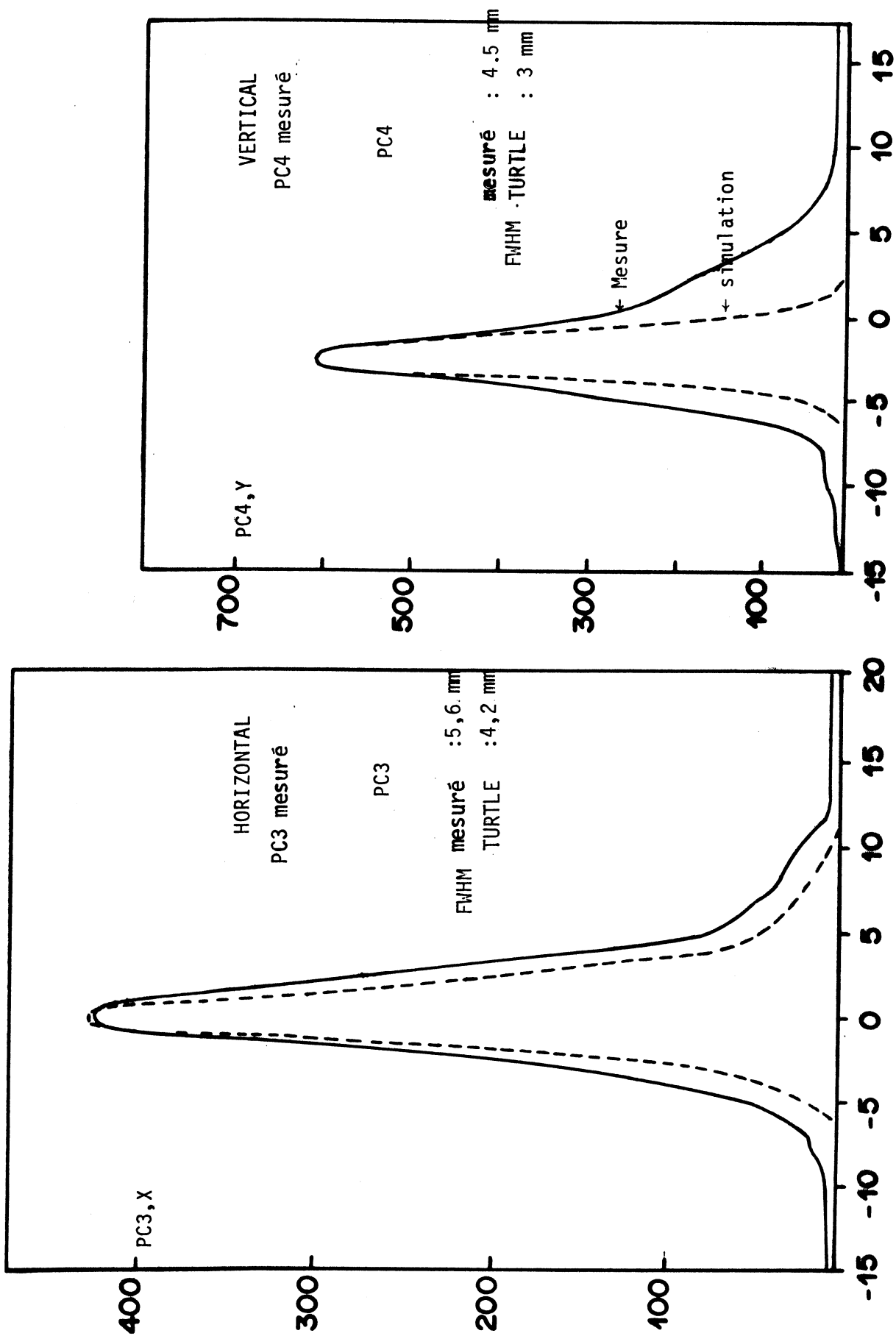


Figure 12 a : profil du faisceau de π^- au niveau de la cible NA10, mesuré (—) et simulé (---)

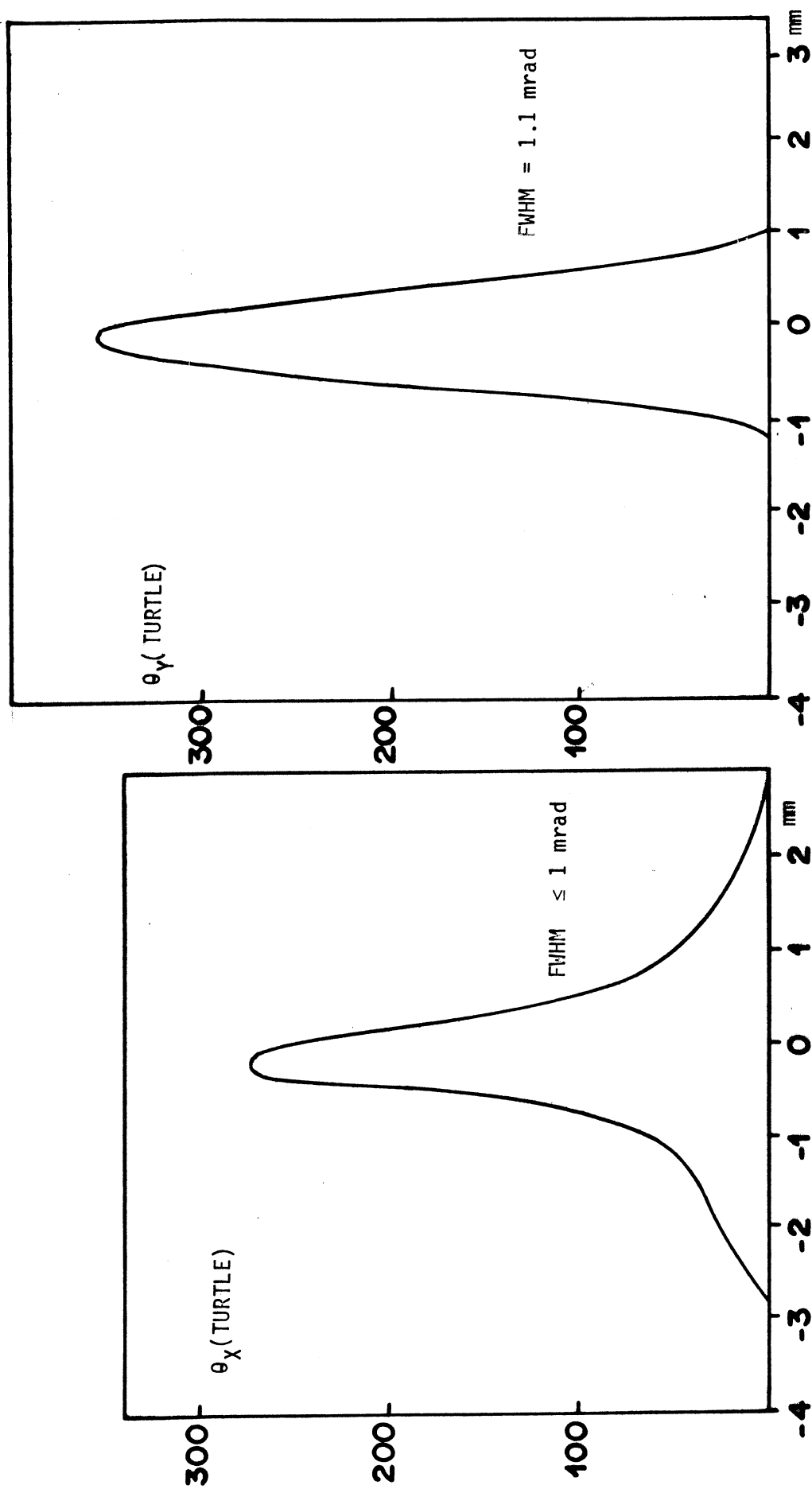


Fig.12 b : distributions angulaires du faisceau de π^- au niveau de la cible NA10, simulées à l'aide du programme TURTLE.

Distribution des π^-
d'après Hagedorn-Ranft
Génération 200 GeV/c+25 %

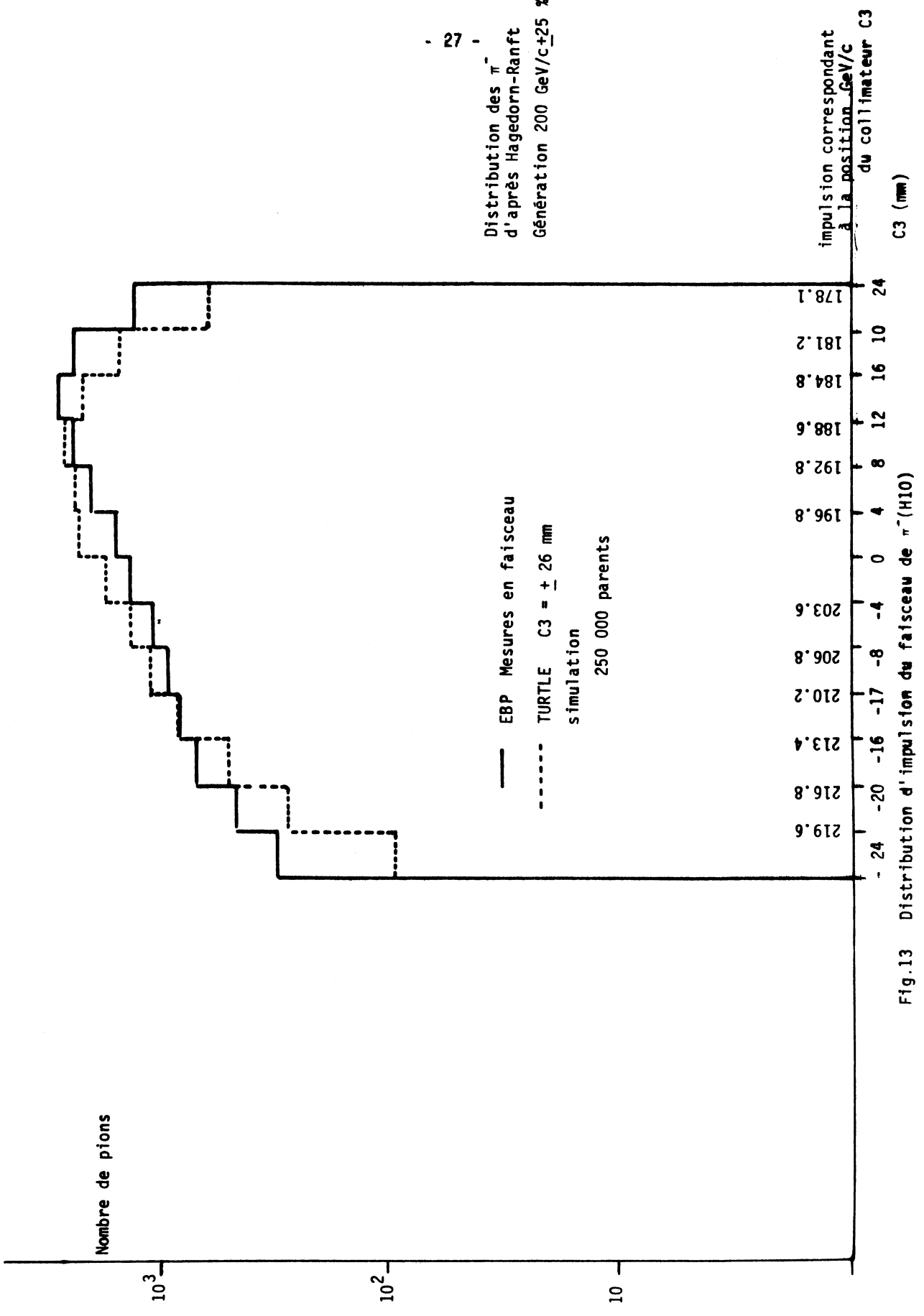


Fig.13 Distribution d'impulsion du faisceau de $\pi^-(H10)$

à 10^{10} particules par seconde un simple étalonnage de la chambre donnera une lecture directe de l'intensité.

Calibration des chambres à ionisation :

Elle est réalisée à basse intensité par rapport à un ensemble de 2 compteurs à scintillation $R_1 R_2$ disposés de part et d'autre de la chambre et de même surface active. Les compteurs R_1 et R_2 sont équipés d'une électronique spéciale [4] qui permet de compter les particules avec 100 % d'efficacité à 10^7 particules par seconde par compteur. La courbe d'étalonnage relevée entre 10^6 et 5.10^7 particules par seconde est représentée sur la figure 14 .

La linéarité de la réponse des chambres jusqu'à 10^9 particules par seconde est assurée par l'étalonnage de NA10 Argonion versus EPB Argonion, versus le compteur de protons sur T8 et versus les moniteurs à 90° dont il sera question au paragraphe suivant.

Un lissage des mesures réalisées donne un facteur de conversion

$$\alpha = (2.891 \pm 0.01) 10^4 \text{ particules/unité de comptage de l'argonion}$$

Ce détecteur mesure le nombre de π^- présents dans un paquet mais non la fraction du paquet effectivement utilisée par l'expérience, c'est à dire la fraction parvenant effectivement sur la cible NA10 pendant le temps actif de l'expérience.

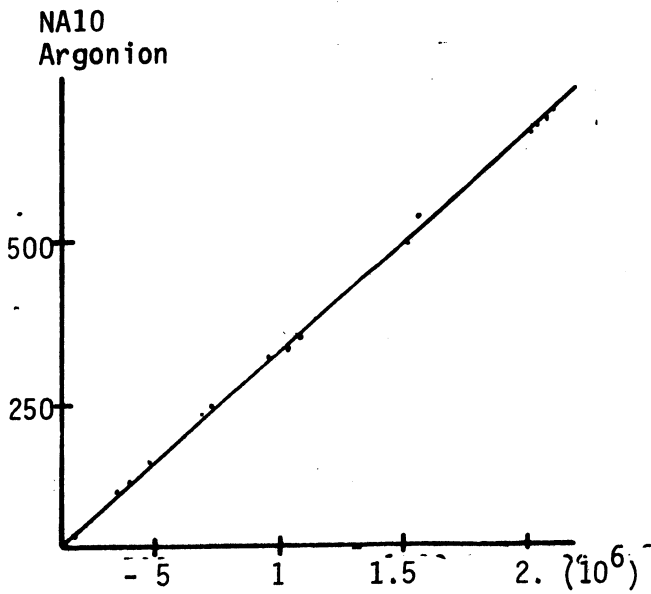
D'autre part ils ne donnent qu'une valeur globale de l'intensité en incluant la partie du halo de muons la plus centrale et introduisant de ce fait une autre indétermination sur le nombre effectif de particules qui ont interagi.

d. Mesure de l'intensité effective du faisceau

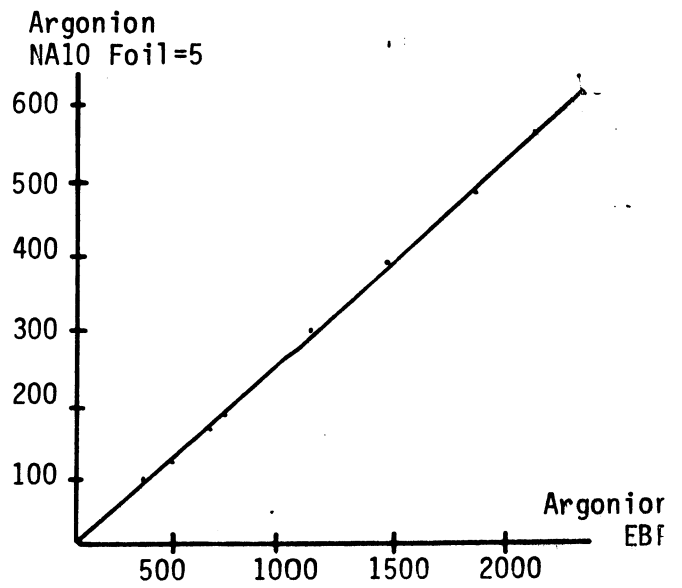
Ceci est réalisé par un ensemble de 3 télescopes, constitués de compteurs à scintillations disposés dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau passant par le centre de la cible. De constructions identiques, nous avons deux télescopes disposés de part et d'autre de la cible dans le plan horizontal, le troisième étant installé au-dessus de la cible sur la verticale passant en son centre.

La réponse de ces moniteurs dépend :

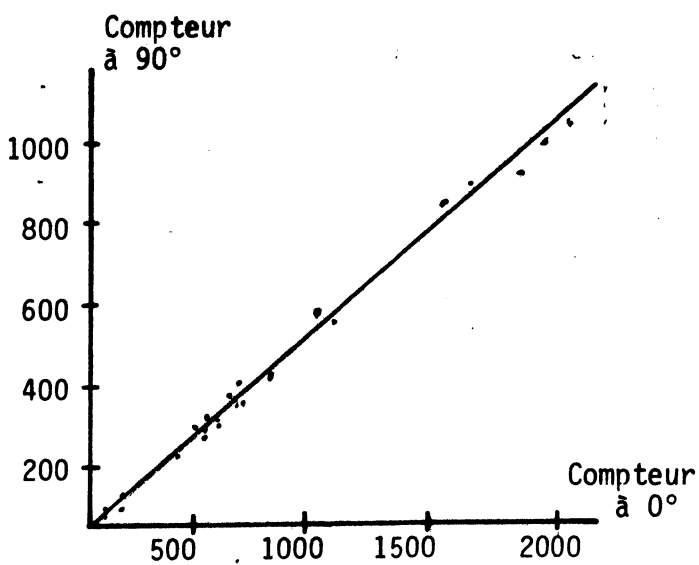
- i) de la position du faisceau sur la cible
- ii) de la fraction du faisceau qui interagit dans la cible
- iii) de la nature et des dimensions de la cible
- iv) de la nature et de l'impulsion des particules détectées.



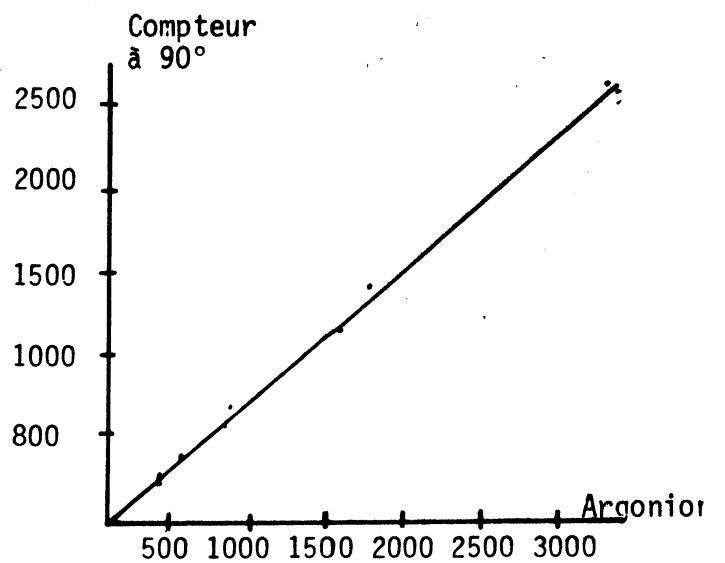
Linéarité de l'argonion en fonction d'un compteur à scintillation



Linéarité de l'argonion EBF en fonction de l'argonion NA10



Linéarité des moniteurs à 90° par rapport au compteur à scintillation disposé à 0°



Linéarité des moniteurs à 90° par rapport à l'argonion NA10

Fig.14 : calibration des argonions

La sensibilité aux paramètres i) et ii) peut être éliminée en dimensionnant convenablement la cible par rapport au faisceau. La figure 15 montre la réponse des moniteurs pour différents impacts du faisceau sur une cible de tungstène de 12 mm de diamètre. Si le faisceau est contaminé par des muons, ceux-ci seront comptés dans les chambres à ionisation et dans R_1R_2 mais non dans les moniteurs à 90° . Le programme TURTLE a permis d'estimer cette contamination à $0.6\% \pm 0.2\%$ (fraction du faisceau qui n'interagit pas dans la cible).

- Une fois qu'il est assuré que le faisceau est bien contenu dans la cible (fig.15) expérimentale, les moniteurs à 90° sont étalonnés à basse intensité (10^6 à 10^7 ppb) par rapport aux compteurs $R_1 * R_2$.
- Ces mesures doivent être corrigées pour les pertes de comptage et les coïncidences accidentelles de l'électronique associée. A cet effet nous avons enregistré en permanence les comptages simples, les coïncidences doubles et triples ainsi que les coïncidences doubles et triples dont l'une des composantes a été retardée. L'étude de ces mesures montre que les pertes et les coïncidences accidentelles sont négligeables dans les moniteurs à 90° ($< 1\%$).
- Pour mesurer le nombre de particules incidentes pendant le temps actif de l'expérience, on enregistre le comptage des moniteurs : d'une part pendant le déversement de l'ensemble du paquet de π^- , d'autre part pendant le temps actif de l'expérience. Dans les conditions normales de fonctionnement, l'expérience est active à 95% . Ce temps est mesuré en inhibant le comptage des moniteurs pendant l'acquisition des événements. L'électronique de déclenchement étant active en permanence il n'y a pas d'autre correction de temps mort.

I.4. Le halo et ses conséquences sur l'appareillage

a. Origines du halo

On considère 3 sources de halos contre lesquelles il est nécessaire de blinder l'appareillage

- i) le faisceau de protons P_0 est stoppé dans un absorbeur situé à 200 m en amont de notre cible. Le halo de P_0 n'est pas affecté par cet absorbeur et expose une partie de l'appareillage de NA10.
- ii) Les particules produites dans T8 qui ne sont pas acceptées par la ligne de faisceau H10, sont stoppées dans le même absorbeur. Une partie des μ ainsi produits est transmise vers l'expérience.

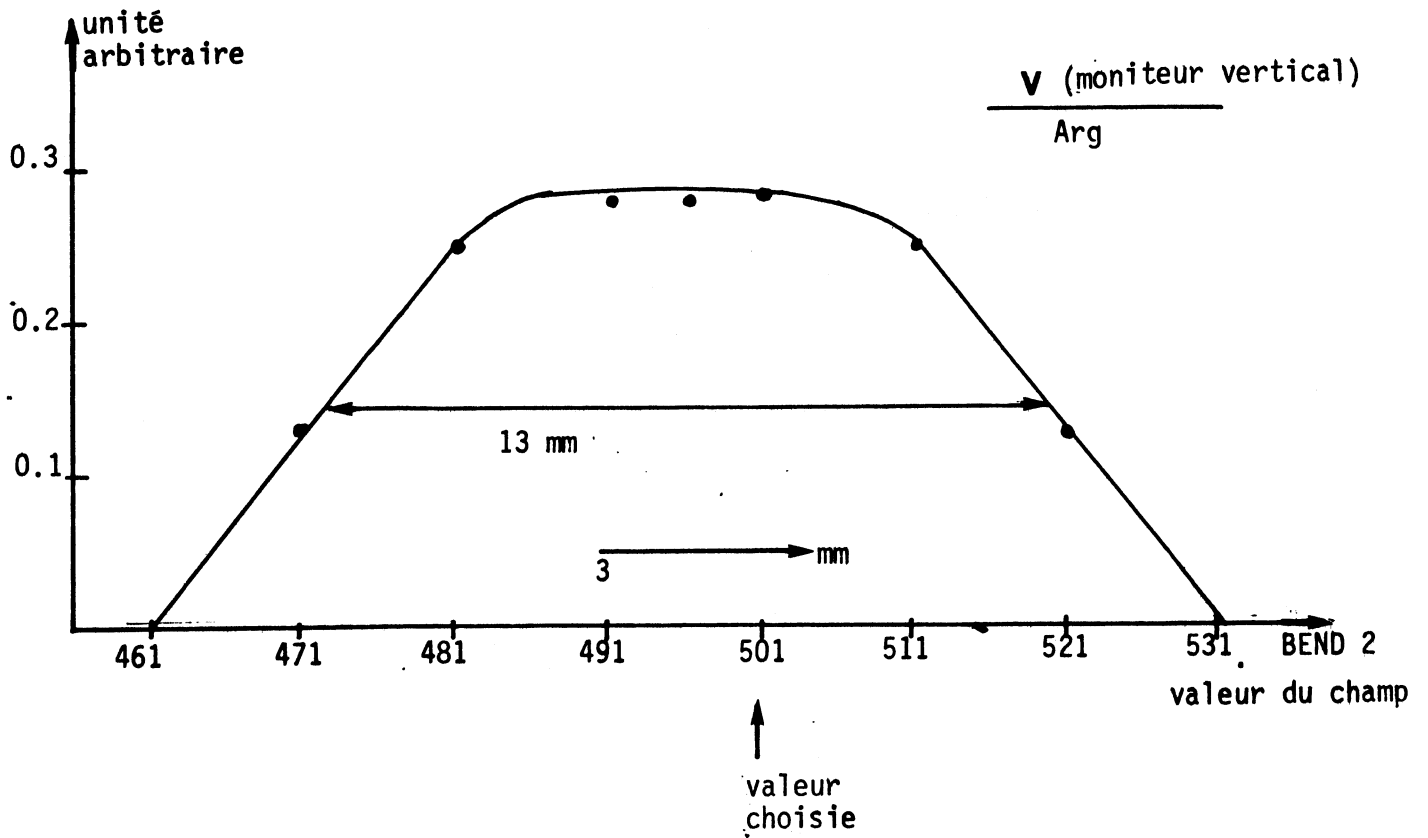


Fig.15 a. Déplacement horizontal du faisceau sur la cible NA10

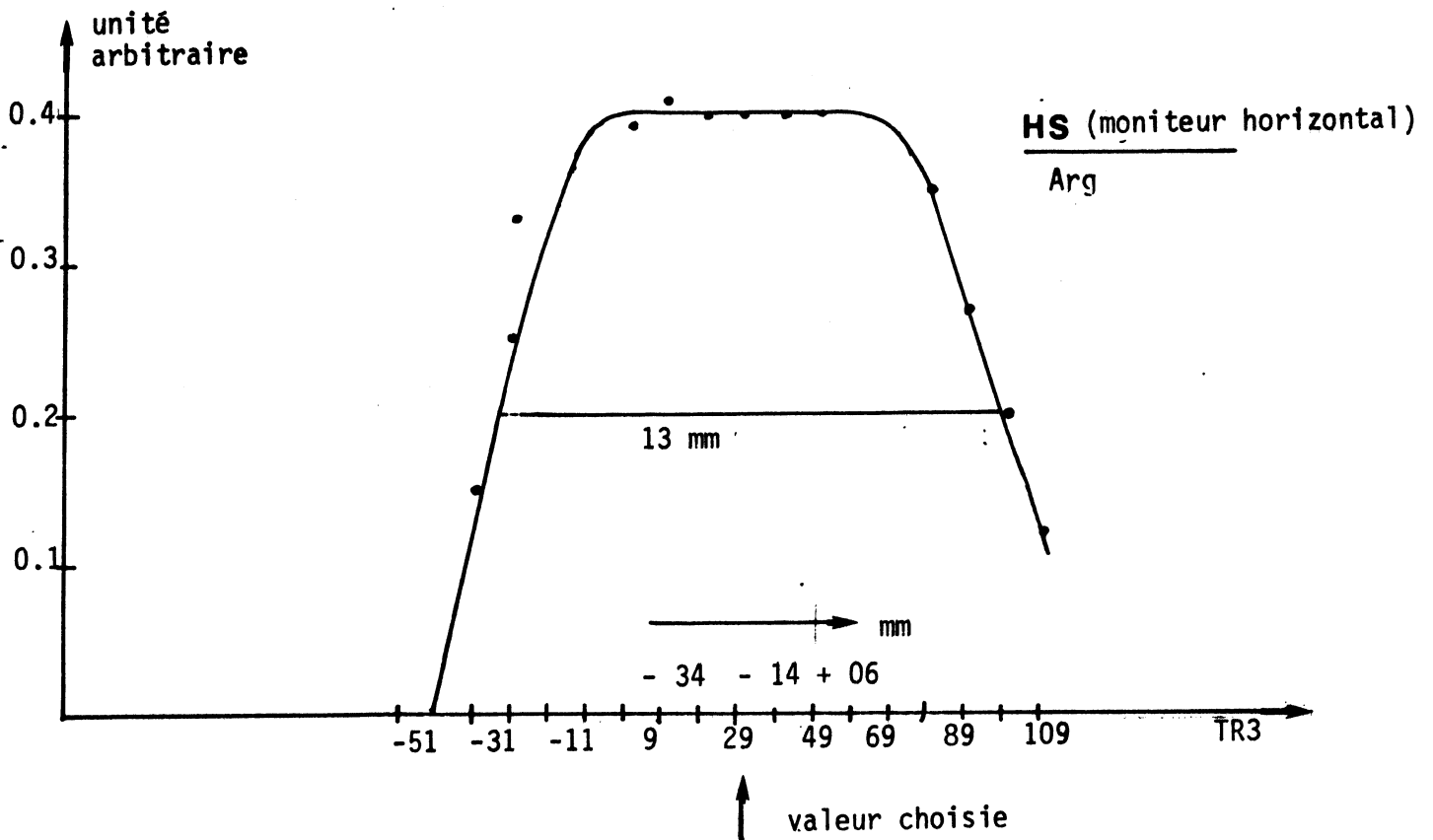


Figure 15b: Déplacement vertical du faisceau sur la cible NA10

iii) Le faisceau H10 est un faisceau de π^- qui produit un halo naturel de μ qui se propage dans le plan horizontal au voisinage du faisceau de π^- .

b. Conséquences sur l'acceptance de l'appareillage

Une étude de la distribution spatiale du halo montre que celui-ci est localisé principalement autour du faisceau et dans une bande horizontale qui s'étend sur un côté du faisceau d'ouverture angulaire de 37° environ. Ceci conduit à un taux de comptage trop élevé dans les chambres à fils et il a fallu rendre cette bande inerte (cf. V). Ceci entraîne une perte d'acceptance géométrique importante. Malgré tout, ce secteur correspond à un secteur en fer de l'aimant (cf. IV) si bien que cette perte ne nuit en rien à l'étude des dimuons dans l'air.

La plupart des muons du halo ont une trajectoire quasiment parallèle au faisceau et vont contribuer à la formation d'événements fortuits (cf. VI).

c. Mesures prises pour disperser le halo

Compte tenu des limitations imposées par la distance entre T8 et l'expérience, les différentes contributions du halo ont été diluées en disposant des blocs de fer magnétisé sur leurs trajectoires. L'ensemble du dispositif a été optimisé à partir des résultats d'un programme de simulation du halo mis au point par H. Atherton [5].

Finalemnt

- 4 éléments de fer magnétisé ont été mis en place pour disperser le halo de H10
- 1 élément a été mis en place pour disperser le halo de P_0
- 1 élément a été mis en place pour disperser le halo produit sur T8.

II. LES CIBLES

Trois cibles de nature différente ont été utilisées à savoir : Carbone, Cuivre et Tungstène.

1. Le choix des matériaux

Il a été dicté par les considérations suivantes :

- nous devons disposer d'une plage en masse atomique A assez étendue, puisque un des buts de cette étude est la dépendance en A de la section efficace de production de dimuons
- les cibles doivent être le plus "isoscalaire" possible donc avoir un rapport $2Z/A$ le plus voisin possible de 1.

Notons que la cible dite de tungstène est en réalité un alliage dont la composition en poids est : Tungstène : 95 %, Fer : 1,5 % et Nickel : 3,5 %.

2. Le choix des dimensions

Le diamètre de chaque cible est de 12mm. Il est supérieur à la dimension du faisceau et il est tel qu'aucun des deux muons ne sorte latéralement de la cible. La diffusion multiple dans la cible est donc identique pour chaque muon.

La longueur des cibles a été choisie de façon à ce que l'on ait dans chaque cas $l / \lambda_{\text{abs}} \approx 0,5$; l désigne la longueur de la cible et λ_{abs} la longueur d'absorption dans le métal correspondant. De cette façon, nous réduisons le phénomène de réinteraction dans lequel des pions émis dans une première interaction réinteragissent dans la cible et donnent lieu à la production de dimuons. Les longueurs d'absorption des π^- de 280 GeV/c dans le carbone, le cuivre, le tungstène, le fer et le nickel sont connues par la paramétrisation de la section efficace d'absorption σ_{abs} proposée par A.S.Carroll et al. [6] :

$$\sigma_{\text{abs}} = (26.17 \pm 1.01) A^{(0.759 \pm 0.010)}$$

ce qui conduit à une longueur d'absorption :

$$\lambda_{\text{abs}} = \frac{1}{\sigma_{\text{abs}} \cdot n}$$

où $n = \frac{\rho N}{A}$ est le nombre de noyaux par cm^3 , N étant le nombre d'Avogadro, ρ la densité de la cible et A sa masse atomique

Compte tenu de l'atténuation du faisceau dans la cible, la longueur effective de cette dernière est donnée par :

$$L_{\text{eff}} = \lambda_{\text{abs}} \left[1 - \exp\left(-\frac{l}{\lambda_{\text{abs}}}\right) \right]$$

et le nombre de noyaux cibles par cm^2

$$N = \rho \cdot \frac{n}{A} \cdot L_{\text{eff}}$$

III. LES ABSORBEURS

Le dispositif expérimental de NA10 comporte deux absorbeurs (fig.10) aux fonctions complémentaires et décrites ci-après.

1. L'absorbeur principal

L'absorbeur situé derrière la cible (fig.16) a une double fonction :

- absorber la partie du faisceau qui n'a pas interagi dans la cible
- filter les muons en absorbant les produits hadroniques et les gerbes électromagnétiques.

* L'absorption du faisceau est réalisée par un noyau central dense composé de 80 cm de tungstène et de 320 cm d'uranium. Les muons produits dans cette zone ne déclenchent pas la coïncidence $R_1 * R_2$ (§ VI-1) mais contribuent au bruit de fond traversant l'appareillage.

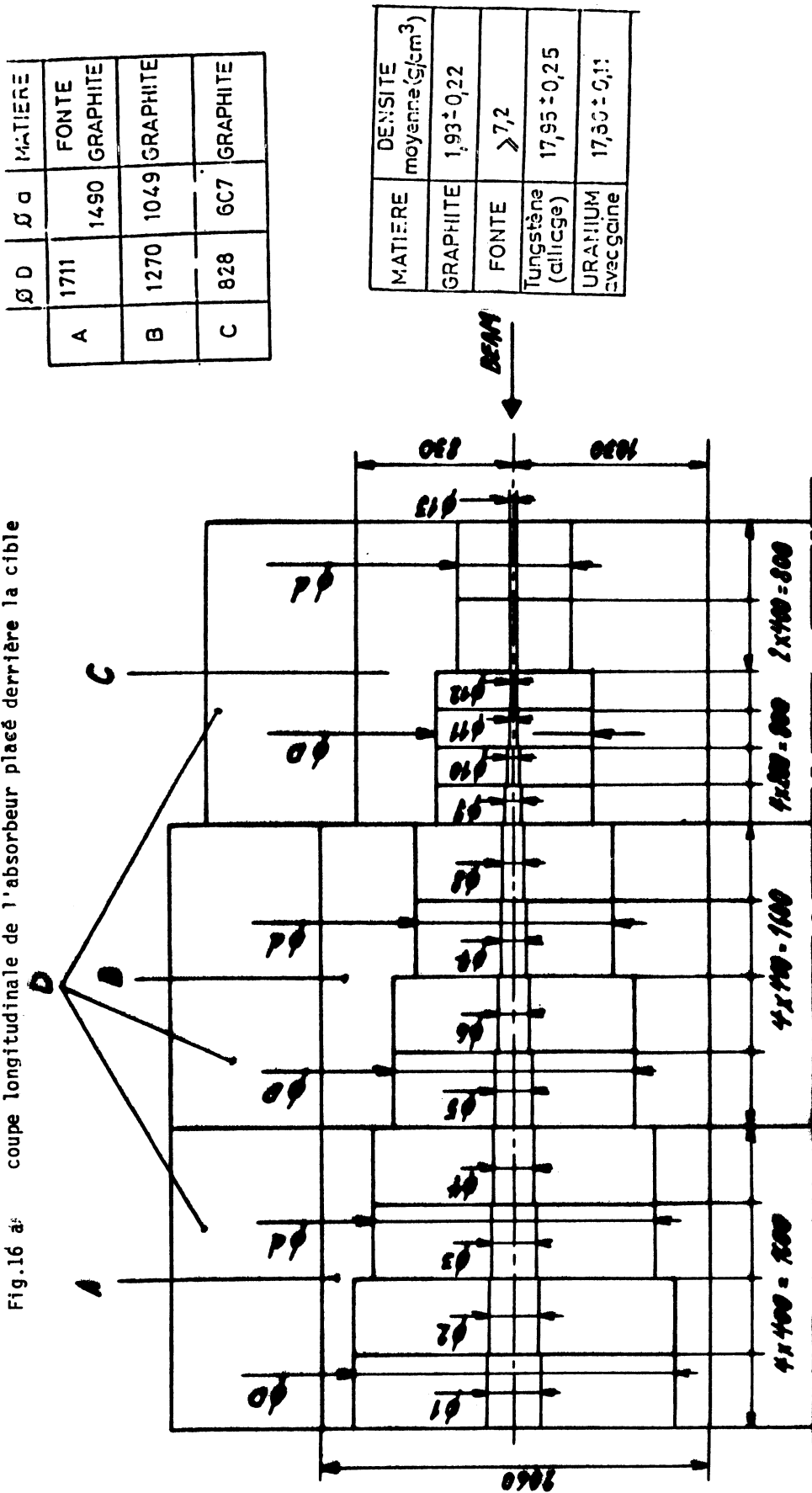
* le noyau central est entouré par un matériau plus léger; carbone ou fer, qui filtre les muons par absorption de la partie hadronique et électromagnétique des interactions produites dans la cible ou dans le noyau. Cette partie est constituée de disques épais de 40 cm soit en carbone soit en fer. Le fer possédant une longueur d'absorption plus petite réduit mieux le taux de comptage résiduel dans les hodoscopes R_1 et R_2 , mais sa longueur de radiation plus grande produit une diffusion multiple plus importante se traduisant par une dégradation de la résolution sur la masse reconstruite.

Le meilleur choix est un compromis où doit être aussi considéré le taux de traces accidentelles supportables ainsi que le taux de déclenchements supportable par l'acquisition des données.

2. L'absorbeur de fer

Un deuxième filtre à muons composé d'un mur de fer de 1,2 m d'épaisseur est situé devant l'hodoscope R_4 mais derrière les chambres proportionnelles. Il réduit considérablement le bruit dans R_4 et donc les déclenchements fortuits. La diffusion multiple qu'il engendre se traduit par un déplacement des trajectoires des muons qui ne dépasse pas quelques cm dans R_4 , ce qui reste compatible avec la résolution des compteurs. Elle n'affecte pas les traces utilisées dans l'analyse.

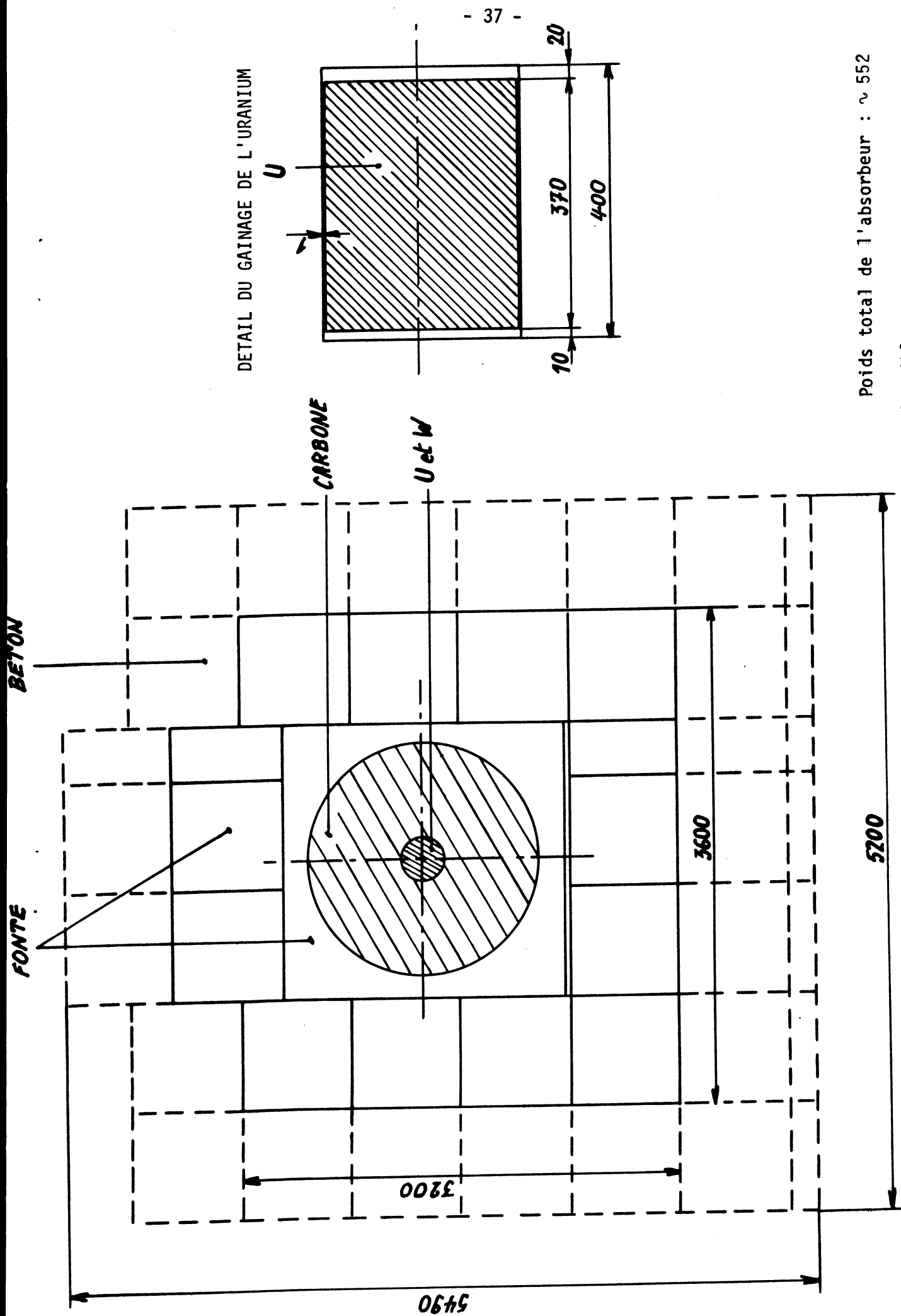
Fig.16 a: coupe longitudinale de l'absorbeur placé derrière la cible



DIMENSIONS EXT.	MATIERE	POIDS
A 2060 x 2000 x 1600	FONTE	23900 daN
B 2060 x 2000 x 1600	"	35160 daN
C 1850 x 2000 x 1600	"	33130 daN
D 1600 x 800 x 800	"	265420 daN
1600 x 800 x 400	"	22118 "

Ø1	Ø2	Ø3	Ø4	Ø5	Ø6	Ø7	Ø8	Ø9	Ø10	Ø11	Ø12	Ø13
290	264	238	211	185	158	132	106	92	79	66	53	20
U	U	U	U	U	U	U	U	U	W	W	W	AIR

PRECISION DE POSITIONNEMENT			X, Y mm	Z mm
A	< 3	...	< 4	< 4
B	< 2	...	< 4	< 4
C	< 1	...	< 4	< 4



Poids total de l'absorbeur : ~ 552

Fig.16 b : Coupe transversale de l'absorbeur derrière la cible

IV. L'AIMANT TOROIDAL

L'aimant est la pièce maîtresse de l'expérience ; sa forme a conditionné la géométrie des autres détecteurs.

Il produit un champ toroïdal, dont les propriétés sont utilisées pour définir le déclenchement sur les événements dimuons. Il a été conçu et réalisé au CERN par M.N.Morpurgo et son équipe et est représenté sur la figure 17.

1. La géométrie

Il est formé de six sextants identiques et comprend six secteurs d'air de 42° et six secteurs de fer de 18° ; ces derniers contiennent le bobinage de cuivre où circule le courant (figure 17). Les rayons intérieur et extérieur sont respectivement de 29,5 cm et 154 cm et définissent l'acceptance géométrique du spectromètre. Afin de se rapprocher au maximum de la symétrie cylindrique, la forme extérieure est duodécagonale.

2. Le champ magnétique

Le champ est un champ toroïdal pratiquement parfait à l'intérieur de l'aimant ; ses composantes sont, dans un système de coordonnées cylindriques :

$$\begin{aligned} B_r &= B_z = 0 \\ B_\varphi &= B_0/r \end{aligned}$$

où $B_0 = 1$ T.m. pour un courant de 10 000 ampères.

Notons que le champ est très difficile à estimer à l'intérieur des secteurs de fer. Aussi nous faudra-t-il tout au long de l'analyse, distinguer entre deux catégories de trajectoires :

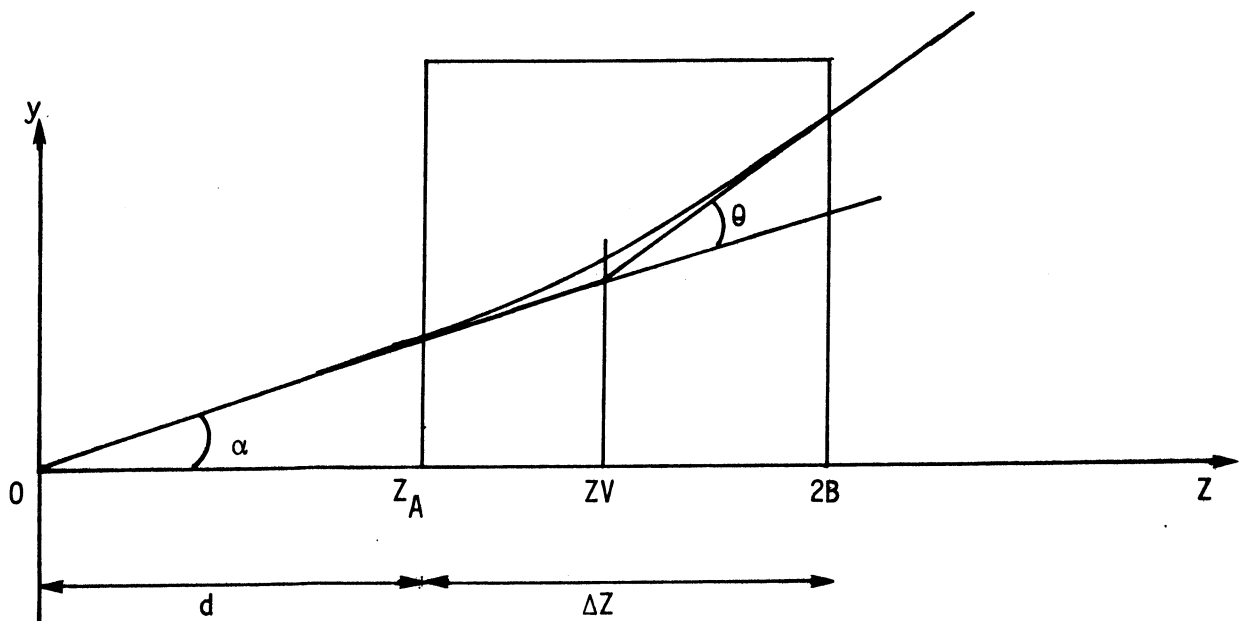
- celles entièrement contenues dans l'air
- celles dont une partie se propage dans un secteur de fer

Le champ a été mesuré avec une précision de 1 %, en mars 1980 dans le sextant 1 et en août 1981 dans le sextant 4, qui lui est adjacent. Les principales observations sont :

- il n'y a pas de différence sur $B_0 = rB_\varphi$ selon que le courant est continu ou pulsé à une fréquence égale à celle du SPS. Ceci nous a permis de prendre nos données en mode pulsé à ± 10 000 Ampères, ce qui a conduit à une économie d'énergie considérable.

- la composante B_φ est parfaitement symétrique autour de l'axe du sextant :
 $B_\varphi(\varphi) = B_\varphi(-\varphi)$
- l'homogénéité est bonne ; la variation de B_0 avec φ est :
 - . inférieure à 1‰ pour $r < 32$ cm
 - . de l'ordre de 5‰ entre 32 et 120 cm
 - . et de l'ordre de 8 % au dessus de 120 cm. Cette plus forte variation peut s'expliquer par la forme dodécagonale de la bobine extérieure.
- on n'observe pas de variation du champ suivant Oz à l'intérieur de l'aimant
- il n'y a pas de différence notable d'un sextant à l'autre, l'écart maximal étant de 4‰ à grand r .

3. La déflexion d'une particule chargée dans un champ toroïdal



Dans un champ toroïdal parfait, la trajectoire d'une particule chargée issue de la cible est contenue dans un plan qui contient l'axe du faisceau.

La relation entre le moment transverse P_T d'une particule et

l'angle de déflexion entre les trajectoires avant et après le champ magnétique est :

$$\theta = \frac{0.3 \Delta Z B_0}{d \cdot P_T} = \frac{\text{constante}}{P_T}$$

où ΔZ est la longueur du champ magnétique, d la distance entre la cible et l'entrée de l'aimant.

Cette relation se déduit immédiatement de l'équation de Lorentz

$$P = \frac{P_T}{\sin \alpha} = 0.3 B_0 \rho = 0.3 \frac{B_0 \rho}{r}$$

où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire. Sachant que :

$$\begin{aligned} \Delta Z &= \rho \theta \\ r &= d \cdot \tan \alpha \end{aligned}$$

en fait, cette formule n'est valable que si $\tan \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$ donc si $\alpha \ll 1$ et n'est qu'un cas particulier de la formule obtenue en résolvant l'équation de Lorentz pour un champ toroïdal :

$$\theta = \frac{0.3 B_0}{P \sin \alpha} \ln \left(1 + \frac{\Delta Z}{d} \right)$$

C'est cette formule que nous avons utilisée pour calculer l'impulsion des muons

- les trajectoires avant et arrière d'une particule se coupent à une abscisse Z_V indépendante du moment transverse (P_T) et de l'angle d'émission (α) de cette particule.

$Z_V = (Z_A - Z_B) / \ln(Z_A/Z_B)$ si Z_A et Z_B sont les abscisses des limites de l'aimant [7]

Ceci est vrai si :

- le champ est purement toroïdal (pas de composante longitudinale)
- le muon a une impulsion transverse suffisamment grande
- la particule vient de la cible

L'angle azimutal φ reste constant si la particule est originaire de la cible.

V. LES CHAMBRES A FILS

Compte tenu des résolutions spatiales requises (limitées de toute façon par la diffusion multiple dans l'absorbeur) et des taux de comptage attendus, le choix s'est porté sur des chambres proportionnelles classiques.

La géométrie et les dimensions de l'aimant imposent celles des chambres. Elles devaient être hexagonales et avoir un diamètre de l'ordre de 4 m. Au moment où l'expérience a été décidée, ce type de chambre venait d'être réalisé à Saclay pour l'expérience WA1. Notre choix s'est donc porté sur ces chambres pour être disposées derrière l'aimant (PC5 à PC8). Comme il était souhaitable d'installer des chambres plus petites devant l'aimant, il a été décidé de construire des chambres identiques réduites d'un facteur 1.65 (PC1 à PC4).

Chaque chambre (fig.18) comporte 3 plans de fils actifs permettant de mesurer 3 coordonnées (y,u,v). Les fils y sont horizontaux, u et v sont à $\pm 60^\circ$ par rapport à y. Les cathodes sont constituées par des feuilles de mylar graphité. La distance entre le plan de fils et la cathode est de 6 mm. Les fils actifs disposés suivant un pas de 3 mm sont en tungstène doré de 20 μ de diamètre. Les chambres PC1 à PC4 comportent 749 fils par plan, PC5 à PC8 comportent 1229 fils par plan, ce qui donne un total de 23736 fils (fig.19).

Le mélange gazeux utilisé est de composition classique pour ce genre d'utilisation (80 % Argon, 20 % isobutane, 0,2 % fréon, 0,1 % d'alcool isopropylique). La composition du mélange est surveillée en ligne par un analyseur de gaz. Le débit est tel que la contenance des chambres est renouvelée tous les 2 jours.

Les chambres fonctionnent avec - 2800 volts sur les cathodes. Cette tension est réduite à - 2400 volts entre deux déversements. Pendant le déversement, les courants débités dans les différentes chambres vont de 0.3 mA à 2.5 mA, suivant les conditions expérimentales. Des courants aussi élevés pourraient affecter la longévité des chambres. Pour l'instant aucune dégradation n'a été observée.

L'efficacité des chambres est déterminée à partir du programme de reconstruction de traces. Avec des taux pouvant atteindre $2 \cdot 10^5$ traces/secondes/cm de fil, l'efficacité moyenne des plans a toujours été supérieure à 95 %.

	Y	A	B	C	D
PC 1	673,5 7.322.3	2619,3	1971,5	1843,3	1323,5
PC 2	769,5 7.322.3	2619,3	1971,5	1732,5	1323,5
PC 3	865,5 7.322.3	2619,3	1971,5	1621,6	1323,5
PC 4	961,5 10.322.3	2619,3	1971,5	1510,7	1323,5

VALEURS CALCULÉES ET ARRONDIES

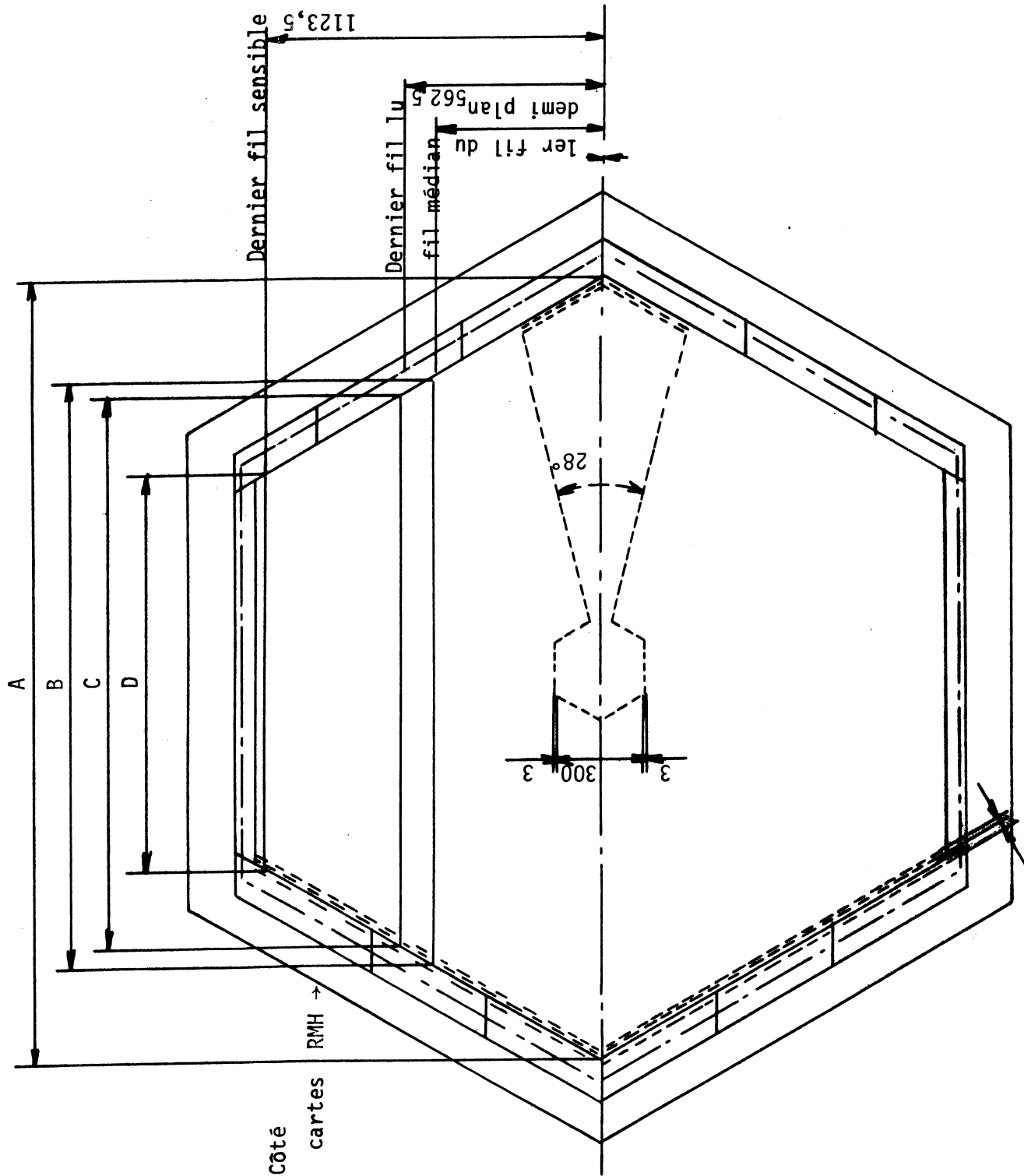


Fig.18 : caractéristiques des chambres PC1 à PC4 (mm)

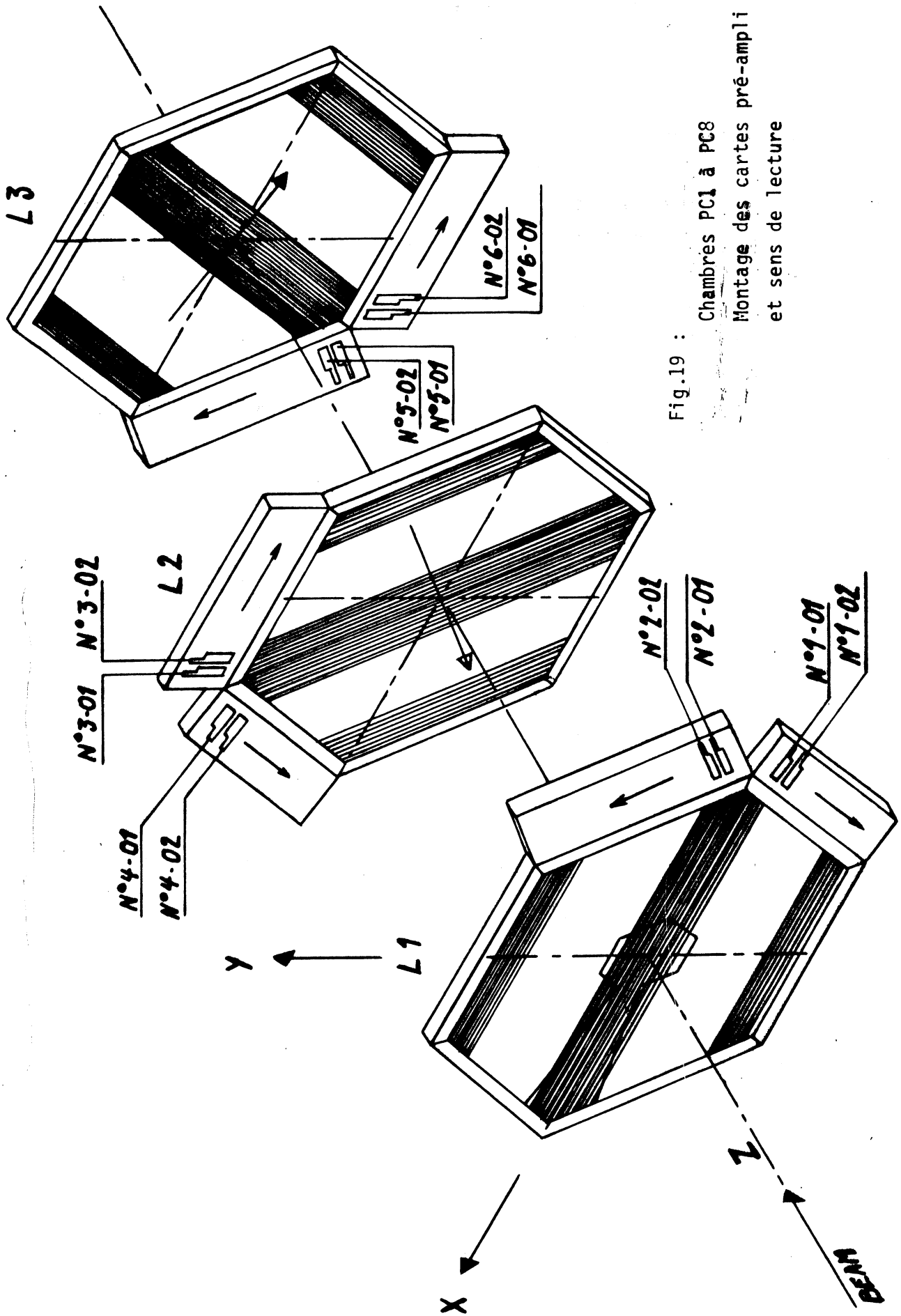


Fig.19 :
Chambres PC1 à PC8
Montage des cartes pré-ampli
et sens de lecture

L'électronique associée

Chaque fil est équipé d'un préamplificateur de gain 7 ± 1 et d'impédance d'entrée : 500Ω , monté sur la chambre. Le signal délivré par le préamplificateur est transmis vers la salle de comptage à travers un câble de 110 m de long. Ce câble sert également de ligne à retard, en ce sens qu'il permet de retarder le signal jusqu'à ce que la décision de mémorisation soit prise par le système de déclenchement. Alors, il est discriminé et stocké dans un module mémoire du type RMH [8]. Après stockage, l'ensemble de l'information mesurée dans les chambres est lu et transféré vers l'ordinateur ND100/500 qui l'écrit sur bande magnétique.

VI. LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT

Le système de déclenchement constitué par les hodoscopes et l'électronique associée sélectionne les événements intéressants parmi la multitude d'interactions produites dans la cible ou l'absorbeur. Compte tenu de la luminosité souhaitée et du petit nombre d'interactions intéressantes, la sélectivité du système de déclenchement constitue le paramètre le plus important de l'expérience. En effet, parmi les milliards d'interactions produites au cours du déversement du faisceau, seules quelques dizaines sont du type recherché. Sachant que ceci est à peine plus faible que la capacité du système d'acquisition (50 événements par seconde avec un temps actif de 95 %) il est fondamental d'obtenir un taux de déclenchement de cet ordre. Par ailleurs, la sélectivité ne doit pas être obtenue au détriment de l'efficacité : il est fondamental que tous les événements Drell-Yan produits dans l'acceptance soient détectés. Avant de définir le système de déclenchement, il est bon de préciser aussi bien les propriétés spécifiques de l'événement recherché que celles du bruit de fond qui l'accompagne et qui est susceptible de le simuler.

Propriétés spécifiques de l'événement étudié

Il s'agit des propriétés qui sont mises à profit dans le système de déclenchement en vue de la sélection de l'événement. Ces propriétés ne peuvent être que très grossières dans la mesure où l'on a le souci de ne pas biaiser la physique étudiée. Nous avons retenu qu'un événement Drell-Yan était constitué de deux muons produits simultanément dans la cible : le filtre à muons qui entoure l'absorbeur de faisceau constitue notre identificateur de muons et la géométrie des hodoscopes R_1R_2 est telle que les combinaisons de compteurs utilisées par la logique ne détectent que des particules produites dans la cible. Un deuxième filtre à muons disposé entre les hodoscopes R_3 et R_4 augmente la sélection réalisée par le premier filtre. Enfin, la combinaison des signaux délivrés par les hodoscopes R_1R_2 et R_3R_4 situés de part et d'autre de l'aimant détermine la valeur de l'impulsion transverse des muons.

En combinant les impulsions transverses des deux muons détectés,

on obtient une détermination grossière de la masse du dimuon. Elle permet d'éliminer en ligne les dimuons de faible masse, produits en bien plus grande abondance que ceux qui nous intéressent ($M_{\mu^+\mu^-} > 4 \text{ GeV}/c^2$).

Propriétés spécifiques du bruit de fond

L'expérience est exposée à deux types de bruit de fond : le bruit de fond physique qui provient d'événements produits dans la cible ; et le bruit de fond non physique qui provient de la conspiration d'événements fortuits. Il est clair que le premier type de bruit de fond est calculable et que des parades peuvent être trouvées. Le second bruit de fond, qui est de loin le plus important dans notre cas, est beaucoup plus délicat à réduire.

Le bruit de fond physique :

Aux énergies auxquelles fonctionne l'expérience, la multiplicité moyenne des événements produits au cours de l'interaction π^-N est de l'ordre de 15. Les particules produites étant en majorité des π^\pm susceptibles de se désintégrer en muons, il est de première importance de minimiser la distance entre la cible et le filtre à muons et d'optimiser la nature et la longueur de ce filtre. Ces paramètres jouent non seulement sur la réduction du bruit de fond physique considéré mais encore sur le nombre de particules et de gerbes de tous genres susceptibles d'émerger de l'absorbeur.

Le bruit de fond non physique :

Ce bruit de fond est constitué par la conspiration entre des gerbes ou des particules émergeant de l'absorbeur et des muons du halo accompagnant le faisceau. En effet, les hadrons qui se dégradent dans le filtre à muons finissent par émerger du filtre sous la forme de gerbes composées d'un grand nombre de particules de faible énergie. Celles-ci arrosent R_1 et R_2 et détruisent toute sélectivité au niveau de la directivité de ces télescopes. Par ailleurs, les muons du halo sont parallèles au faisceau et animés d'une grande impulsion ($> 100 \text{ GeV}/c$). Détectés dans R_3R_4 , il leur suffit de conspirer avec des particules émergeant de l'absorbeur qui sont détectées dans R_1 et R_2 pour simuler un muon produit dans la cible.

Compte tenu des flux mis en jeu : halo de 1 % autour du faisceau de $10^9 \pi^-$, taux d'interaction de 40 % avec une probabilité de transmission de 1 % et de la rareté des événements recherchés on voit que ces conspirations peuvent représenter une fraction importante du taux de déclenchement. De bonnes conditions expérimentales ont pu être obtenues après optimisation du filtre à muons, du faisceau et du temps de mémoire des détecteurs.

- L'épaisseur et la nature du filtre à muons déterminent la probabilité de transmission des gerbes hadroniques ou électromagnétiques. Ils affectent également la diffusion multiple des muons provenant du Drell-Yan.
- L'appareillage a été insensibilisé dans la région où l'on attend le halo du faisceau de π^- (fig.18). Néanmoins l'expérience reste exposée au halo du faisceau de protons et à un halo général qui se produit lorsque le faisceau (de π ou de protons) interagit avec l'un des composants de la ligne de faisceau ; c'est la vigilance contre ce genre d'effets qui a apporté les gains les plus significatifs dans la mise au point de l'expérience.
- Une fois que les composantes principales des conspirations fortuites sont réduites, des gains supplémentaires sont obtenus en réduisant le temps de mémoire des détecteurs. Cela revient à utiliser des signaux logiques de largeurs compatibles avec les longueurs des lattes de scintillateurs utilisées et à réduire autant que faire se peut les dispersions en temps entre les différents canaux actifs ($\Delta t < 2$ ns).
- La haute multiplicité des gerbes transmises par le filtre à muons a été mesurée et utilisée pour empêcher le déclenchement sur ce type d'événements.

Cet ensemble de mesures a été mis en oeuvre pour obtenir la sélectivité du système de déclenchement. Il n'en garantit pas pour autant l'efficacité ni la transparence aux événements du type recherché. En effet, l'efficacité des compteurs à scintillation et de l'électronique associée dépend du flux de particules auquel ils sont soumis. Aussi, des précautions particulières ont-elles été prises au niveau de leur conception. Enfin, en ce qui concerne la transparence aux événements du type Drell-Yan, il ne faudrait pas que la coupure multiplicité ou autre chose ne biaise la physique étudiée.

Dans les paragraphes suivants, nous allons successivement décrire les hodoscopes $R_1R_2R_3R_4$ et la logique électronique associée. Nous terminerons par une analyse du comportement du système de déclenchement en fonction de l'intensité du faisceau.

1. Les hodoscopes

Quatre hodoscopes sont disposés le long de la trajectoire des particules (fig. 10). R_1R_2 constituent le télescope situé devant l'aimant ; R_3R_4 constituent le télescope situé derrière l'aimant. Ce sont les détecteurs du système de déclenchement. Chacun est composé de 6 sextants identiques. Chaque sextant comprend 32 compteurs sauf R_3 qui en contient 23. Les compteurs sont positionnés perpendiculairement à la bissectrice du sextant. Le support de chaque hodoscope est mobile et suspendu à des rails qui portent également les 8 chambres proportionnelles.

Tous les compteurs sont usinés dans du scintillateur NE110 épais de 1cm qui a été sélectionné pour son bon rendement lumineux et le bon temps de montée de son signal.

a. Les hodoscopes du télescope avant : R_1 et R_2 (fig. 20)

Le rôle de ces hodoscopes est de sélectionner les traces issues de la cible à l'exclusion de toute autre. Il faut donc que seules les coïncidences $R_1 * R_2$ qui pointent sur la cible soient câblées. Leur géométrie a été fixée à partir des considérations suivantes :

Soit un couple de compteurs i de R_1 et R_2 disposés à des distances z_1, z_2 de la cible. Soient $w_{1,i}, w_{2,i}$ les largeurs de ces compteurs et $y_{1,i}^{\pm}, y_{2,i}^{\pm}$ les positions des bords inférieurs (-) et supérieurs (+) des compteurs d'un sextant. $z^{\alpha,\beta}$ ($\alpha, \beta = +, -$) délimitent alors les points caractéristiques de l'acceptance en z du couple de compteurs $R_{1,i}, R_{2,i}$.

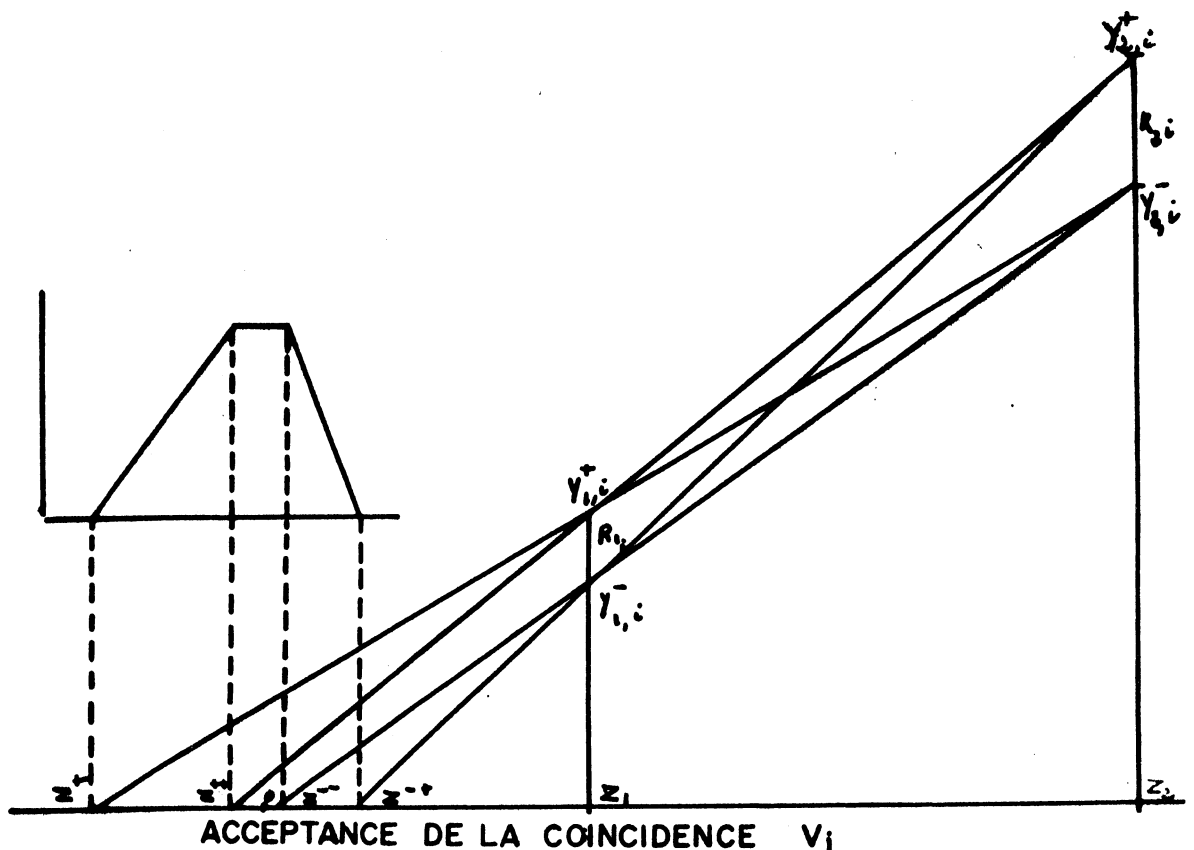
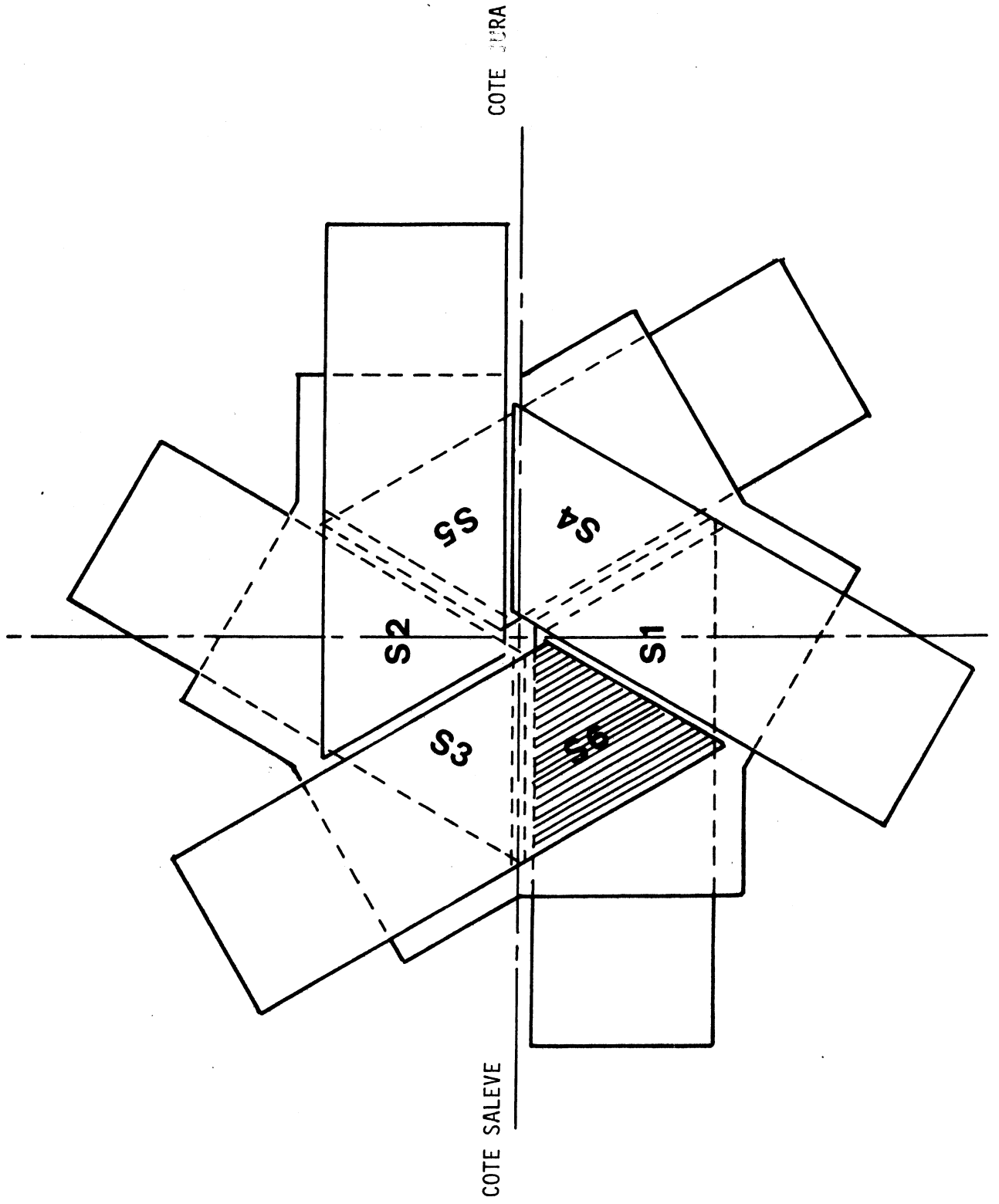


Fig. 20 : Numérotation des sextants dans R1 et R2



Nous avons
$$z^{\alpha\beta} = z_1 \left[1 - \frac{\frac{z_2}{z_1} - 1}{\frac{y_{2,i}^\beta}{y_{1,i}^\alpha} - 1} \right] \quad \alpha, \beta = +, - \quad (1)$$

$z^{\alpha\beta}$ est indépendant du couple de compteurs associés, lorsque :

$$\frac{y_{2,i}^\beta}{y_{2,i}^\alpha} = \text{constante} \quad (2)$$

Cette condition est réalisée lorsque les bords des compteurs successifs sont en progression géométrique de raison ρ :

$$y_{h,i}^+ = y_h \rho^i \quad \text{et} \quad y_{h,i}^- = y_h \rho^{i-1} \quad h = 1, 2$$

$$y_{h,i} = y_h (\rho-1) \rho^{i-1} \quad (3)$$

y_h donne la position du compteur le plus proche de l'axe du faisceau.

L'hodoscope R_2 étant placé devant l'aimant, ses dimensions transverses sont fixées par l'ouverture de l'aimant. Nous avons :

$$y_2 = 285\text{mm} \quad \text{et} \quad y_{2,i_{\max}}^+ = 1100\text{mm}$$

Ce qui conduit à $\rho = 1.043$ si $i_{\max} = 32$.

L'hodoscope R_1 est placé derrière l'absorbeur. La distance entre la cible et R_1 est fixée par ce choix. L'acceptance angulaire de l'appareillage est définie par la position de R_2 . Comme le couple de compteurs associés i pointe sur la cible, on peut écrire :

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{y_1}{y_2} \quad (4)$$

Si ces propriétés sont réalisées pour une position z_2 de R_2 , elles le sont aussi pour d'autres positions K à condition que :

$$\frac{z_1}{z_{2,K}} = \frac{y_{1,K}}{y_2}, \quad \text{c.à.d. si} \quad \begin{cases} z_{2,K} = z_2 \rho^{-K+i-1} \\ y_{1,K} = y_1 \rho \end{cases}$$

ou encore
$$\frac{z_1}{z_{2,K}} = \rho^{-K} \quad (5)$$

En passant d'une position $z_{2,K}$ à une position $z_{2,K+1}$ le compteur de R_1 le plus proche de l'axe du faisceau passe de

$$y_1 \rho^{i-K-1} \quad y_1 \rho^{i-K-2}.$$

Ce qui représente un décalage de ~~compteur~~ par rapport à la position initiale.

En résumé, les largeurs des compteurs de R_1 et R_2 augmentent lorsque l'on s'écarte du faisceau : elles sont en progression géométrique de raison ρ . Les positions de R_1 , R_2 le long du faisceau sont telles que $z_1/z_2 = \rho^{-K}$. Les dimensions transverses de R_2 étant déterminées par l'ouverture de l'aimant, le choix de K fixe l'acceptance angulaire de l'appareillage.

Dans ces conditions, les couples de compteurs R_1 , R_2 auraient une efficacité géométrique de 100 % si la cible était ponctuelle et placée en 0. Pour tenir compte des dimensions de la cible, il faut augmenter la largeur des compteurs de R_1 d'un pourcentage θ compatible avec les conditions (2) et (5).

$$y_{1,i}^- = 285 \rho^{i-K-1} [1 - (\rho - 1)\theta]$$

$$y_{1,i}^+ = 285 \rho^{i-K} [1 - \frac{\rho - 1}{\rho} \theta]$$

La fig.21 montre l'acceptance des couples R_1 R_2 pour $\theta = 0.10$, valeur de θ retenue pour la construction de R_1 . Ceci permet de voir une cible de 20 cm de long avec 100 % d'efficacité.

Pour travailler avec une cible plus longue il suffit d'associer les deux compteurs consécutifs i et IM de R_1 au même compteur i de R_2 : l'acceptance du système est alors étendue vers l'amont de la cible.

Conséquences de ces choix :

. la diffusion multiple des muons dans l'absorbeur détruit quelque peu les arguments géométriques utilisés : l'acceptance est élargie et certains muons produits dans la cible sont perdus. Le chevauchement des compteurs adjacents de R_1 réduit cependant cet effet.

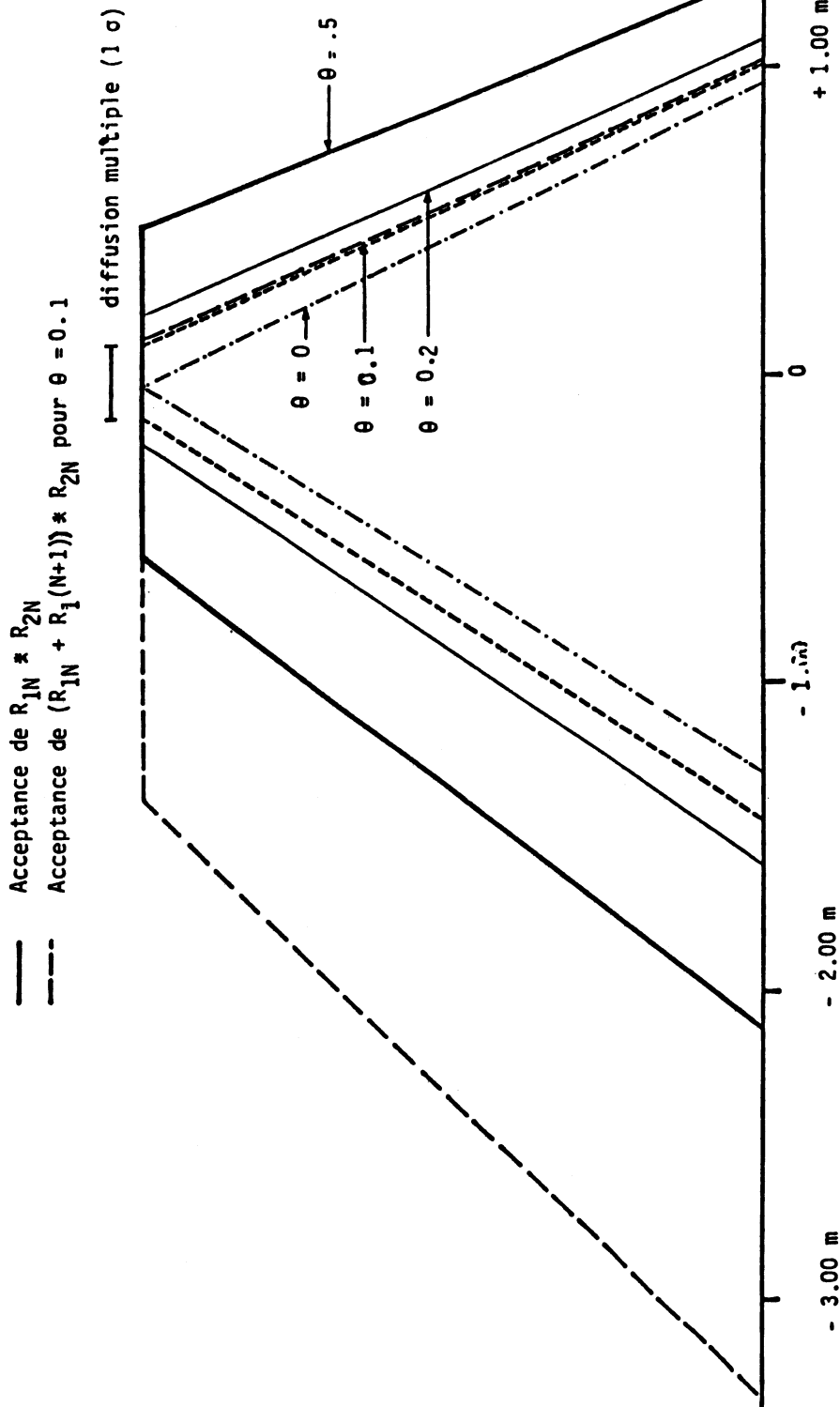


Fig.21 : Longueur de cible vue par $R_1 R_2$

- . Afin de préserver la sélectivité du système on a évité qu'une même particule puisse toucher deux compteurs consécutifs de R2. Ceci a été obtenu en disposant les compteurs d'un même sextant de R2 sur deux plans différents (un plan pour les compteurs pairs, l'autre pour les impairs) séparés de 1.6 cm. Il en résulte une inefficacité.
- . Les choix réalisés sont également conditionnés par la cinématique de la production des dimuons. Une fois les dimensions du spectromètre fixées, l'acceptance de l'expérience à une énergie donnée est optimisée par la position de l'aimant par rapport à la cible. C'est ce qui a été fait ci-dessous pour un faisceau de 250 GeV. Pour conserver les résolutions en impulsion et l'acceptance à énergie plus élevée on a choisi de dilater l'appareillage suivant l'axe du faisceau, les positions de la cible, de l'absorbeur et de R1 restant fixées.

. Le choix $\frac{z_2}{z_1} = \rho^K$ avec $K = 6$ à 250 GeV fixe l'acceptance angulaire de l'appareillage à cette énergie.

- . La conservation de l'acceptance dans le plan X_1, X_2 , souhaitable pour les mesures d'invariance d'échelle réalisés à plusieurs énergies, impose que l'appareillage soit dilaté en fonction de l'énergie suivant une loi

$$\frac{z_2}{z_1} = \sqrt{\frac{E}{250}} \rightarrow z_1 \cdot \rho^{6+n} = z_1 \cdot \rho^6 \sqrt{\frac{E}{250}}$$

Aux énergies E_n les propriétés de R_1, R_2 définies à 250 GeV sont conservées à condition que :

$$E_n = 250 \rho^{2n}$$

$$z_{2,n} = z_1 \rho^{6+n}$$

$$y_{1,i}^- = 285 \rho^{i-7-n} \quad \text{et} \quad y_{2,i}^- = 285 \rho^{i-1}$$

b. Les hodoscopes du télescope arrière R_3 et R_4

Les hodoscopes R_3, R_4 disposés derrière l'aimant, déterminent la trace du muon après déflexion par le champ magnétique. Associés avec $R_1 R_2$ ils donnent une mesure de l'impulsion transverse du muon détecté. Pour améliorer la sélection des muons, R_4 est placé derrière un absorbeur de 1,2 m de fer.

- Les dimensions des compteurs R_3 et R_4 ont été optimisées pour permettre :
- des comptages simples par compteur de l'ordre du mégacycle avec $10^9 \pi^-$ sur la cible.
 - une réjection des muons du halo suffisante
 - une bonne résolution sur la mesure de l'impulsion transverse du muon lorsque celle-ci est comprise entre 1 et 3 GeV/c

Nous avons choisi de construire des compteurs de même largeur (55 mm) pour R_3 et R_4 . Des considérations d'acceptance conduisent alors à des sextants de 23 compteurs pour R_3 et 32 compteurs pour R_4 . Le plus grand compteur ($R_4 C_{32}$) a 240 cm de long et 55 mm de large. Il n'y a pas de chevauchement entre sextants adjacents et les compteurs des sextants 4 et 5 qui sont exposés au halo du faisceau de π ne recouvrent pas la zone morte réalisée dans les chambres proportionnelles pour s'affranchir de ce halo (fig.22)

Dans la suite de ce chapitre, nous nous proposons de préciser la méthode de mesure de l'impulsion transverse des muons. Nous envisagerons les contraintes imposées par les dilatations de l'appareillage et nous définirons le cahier de charges de l'électronique et de l'informatique à mettre en oeuvre pour réaliser la mesure.

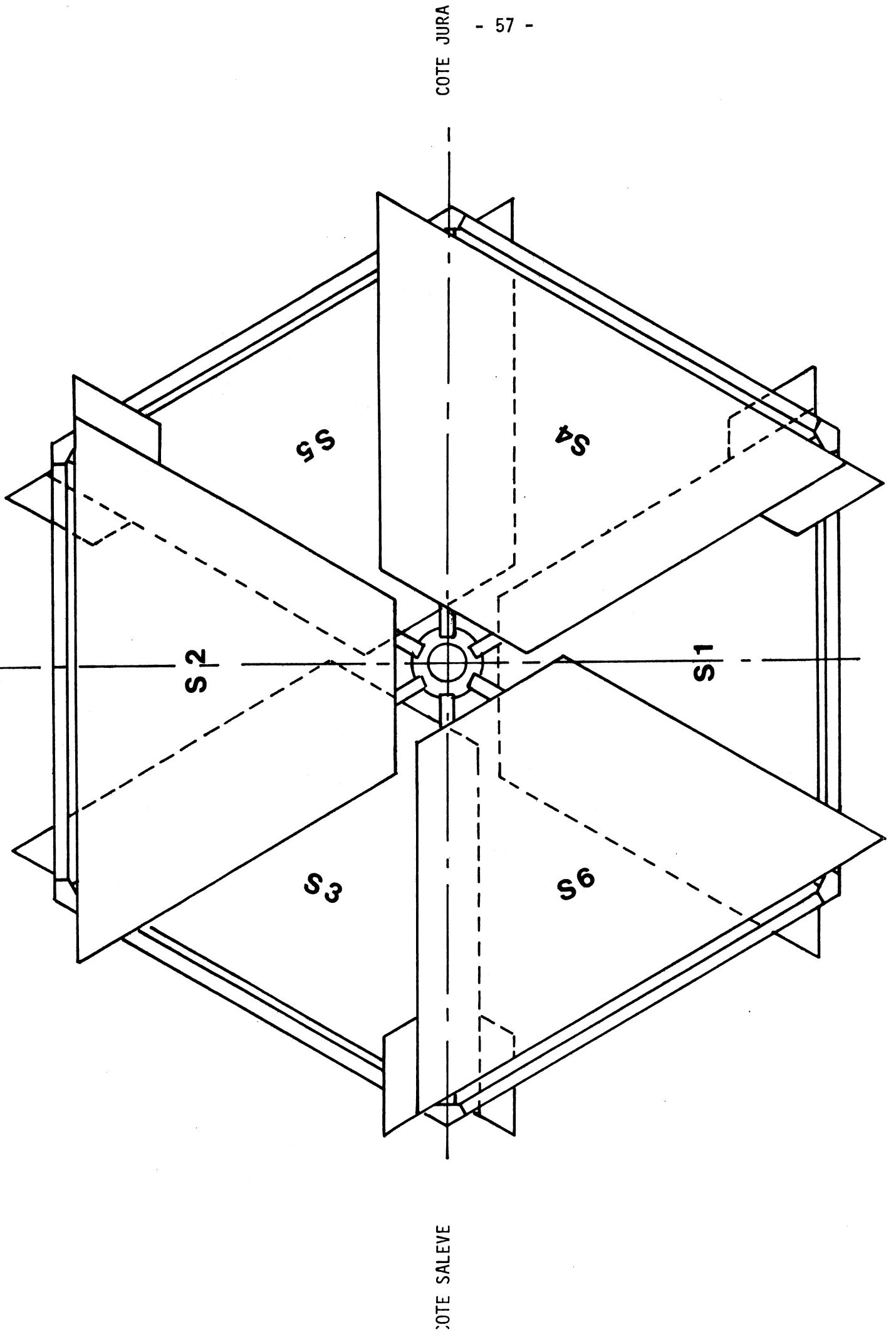
Mesure du p_t d'un muon

La connaissance du compteur R_4 et du couple $R_1 R_2$ touchés par une particule permet de calculer son impulsion transverse. En effet, connaissant les compteurs i touchés dans $R_1 R_2$ on peut définir un compteur virtuel V_i situé dans le plan médian de l'aimant. Les bords inférieur et supérieur du compteur V_i sont donnés par :

$$y_{V,i}^- = 285 * 1.043^{i-1} * z_V / z_2$$
$$y_{V,i}^+ = 285 * 1.043^i * z_V / z_2$$

De même, les bords du compteur k touché dans R_4 sont donnés par :

Fig:22 : . . . Numérotation des sextants dans R3 et R4



COTE SALEVE

COTE JURA

$$y_{4,K}^- = 350 + (k - 1) \times 55$$

$$y_{4,K}^+ = 350 + k \times 55$$

Le premier compteur de R_4 est situé à 350 mm du faisceau. La largeur des compteurs de R_4 est de 55 mm.

Les angles de déflexion sous-tendus par la combinaison VR4 sont donnés par :

$$\theta_1 = \frac{y_{V,i}^- - y_{4,K}^+}{z_V - z_4} \qquad \theta_2 = \frac{y_{V,i}^+ - y_{4,K}^+}{z_V - z_4}$$

Sachant que $p_t = \frac{0.3 \Delta Z B_0}{d_1 \theta} = \frac{K(E)}{\theta(E)}$ (cf. § IV.3)

- où
- ΔZ représente la longueur du champ magnétique
 - d la distance entre la cible et l'entrée dans l'aimant
 - B_0 une constante
 - E énergie du faisceau fixant la géométrie

On voit que p_t est directement déterminé par la connaissance de n, k qui sont les adresses des compteurs touchés dans V et R_4 .

Influence de la dilatation de l'appareillage

Pour conserver la relation entre l'angle de déflexion et l'impulsion transverse du muon lorsque l'appareillage est dilaté, il est nécessaire de déplacer en conséquence l'aimant et les hodoscopes R_3, R_4 . Nous avons alors :

E	272	295.8	321.8	350.1	380.8	GeV
z_1	5.6	5.6	5.6	5.6	5.6	m
z_2	7.21	7.52	7.84	8.18	8.53	m
z_m	9.88	10.30	10.74	11.21	11.69	m
z_3	13.20	13.76	14.35	14.97	15.61	m
z_4	17.30	18.04	18.81	19.62	20.46	m
n	0	1	2	3	4	

z_i sont les positions en Z des hodoscopes et du plan médian de l'aimant n étant défini comme en (6) paragraphe 1-a.

En dilatant l'appareillage de la sorte, la mesure de l'impulsion transverse est indépendante de l'énergie du faisceau.

La table VI-I donne la valeur moyenne de l'impulsion transverse associée à chacune des 1024 combinaisons VR4. On voit que pour des impulsions transverses comprises entre 1 et 3 GeV/c la résolution de cette détermination est de l'ordre de 300 MeV/c, ce qui correspond à une résolution en masse meilleure que 600 MeV/c² dans la région du J/ψ.

Réjection des muons du halo

Une coïncidence V_{R_4} peut être simulée par la conspiration entre une gerbe transmise par l'absorbeur qui produit des coïncidences $R_1 * R_2$ et un muon du halo se propageant parallèlement au faisceau et touchant R_4 . Pour réduire cet effet on a choisi d'associer des compteurs R_3 à chaque combinaison VR_4 . En agissant de la sorte, on rejette près de 95 % des traces fortuites qui sont à l'origine d'une coïncidence $V * R_4$

Nous avons :

$$y_3^\pm = y_V^\pm + (y_4^\pm - y_V^\pm) \frac{z_3 - z_V}{z_4 - z_V}$$

$y_3^-(y_3^+)$ est l'abscisse inférieure (supérieure) de la région de R_3 validée par les compteurs de VR_4 d'abscisse inférieure (supérieure) $y_4^-(y_4^+)$

$$\Delta y_3 = \Delta y_V + (\Delta y_4 - \Delta y_V) \cdot \frac{z_3 - z_V}{z_4 - z_V}$$

Comme les compteurs de R_4 sont tous de même largeur ΔX^{R_4} , on voit que l'extension de la zone Δy_3 dépend de Δy_V qui est variable suivant le compteur touché.

Pour $E = 272$ GeV et $V = 1$ on a

$$\Delta y_3 = 17 + (55 - 17) \times \frac{13.2 - 9.88}{17.3 - 9.88} = 34 \text{ mm}$$

Compte tenu de la quantification des positions des compteurs de VR_3R_4 , la condition d'alignement revient en moyenne à associer 2 à 3 compteurs

de R_3 à chaque combinaison VR_4 .

La figure 23 montre les associations R_3R_4 autorisées pour un compteur V . La zone hachurée indique les associations effectivement autorisées par l'électronique.

Les associations VR_3R_4 autoriseraient une meilleure précision sur l'impulsion transverse que les associations VR_4 . La complication matérielle entraînée par une telle amélioration n'étant pas à la hauteur du gain attendu, nous avons renoncé à sa réalisation.

p_t regroupés et p_t encodés

Nous avons vu que les combinaisons logiques de R_1, R_2, R_3, R_4 déterminaient 1024 valeurs de l'impulsion transverse dans un sextant. L'appareillage étant construit pour détecter les dimuons produits au voisinage de 90° dans le centre de masse, la masse des dimuons produite est proportionnelle à la somme des impulsions transverses de chacun des muons. La combinatoire possible à partir de l'ensemble des mesures réalisées dans chaque sextant est clairement hors de la portée d'une logique câblée. C'est pourquoi la logique VR_3R_4 a été dessinée pour produire deux sorties : les p_t regroupés destinés à être utilisés dans une logique câblée, et les p_t encodés destinés à être utilisés par un microprocesseur.

Les p_t encodés sont au nombre de 32. Ils sont définis pour chacun des V (table VI.2). En cas de conflit entre plusieurs possibilités sur un même V , seul le plus grand p_t est intéressant. A cet effet, les p_t mesurés pour un V donné sont rangés sur 32 intervalles de p_t appelés intervalles de p_t encodés.

Le numéro du compteur R_4 associé à la plus grande valeur de p_t est numéroté 0. Les numéros suivants sont attribués suivant l'ordre décroissant de la valeur absolue de l'impulsion transverse. Comme on peut le constater sur la table VI.2 cette renumérotation dépend du V considéré. Elle permet le choix du plus grand p_t correspondant à un V donné à l'aide d'un encodeur de priorité. Elle simplifie le regroupement des combinaisons VR_3R_4 de même valeur en p_t (p_t regroupés). Pour chaque compteur V , l'information disponible sous l'appellation p_t encodé est la suivante :

- numéro du compteur V touché (détermine l'angle de production θ)
- sextant touché (détermine l'angle de production ϕ)
- p_t encodé sous la forme d'un nombre compris entre 0 et 31

Les p_t regroupés sont au nombre de 4. Ils définissent des intervalles de p_t à partir des 32 intervalles définis ci-dessus (table VI-3). Les limites des

intervalles de p_t regroupés ont été choisies pour isoler le J/ψ au moment de leur combinaison en vue du calcul de masse. De la sorte, la logique câblée reconnaît les dimuons de masse inférieure au J/ψ , le J/ψ lui même ainsi que les dimuons de masse supérieure au J/ψ .

La géométrie des hodoscopes a été définie. R_1R_2 ont été conçus pour sélectionner les particules produites dans la cible. R_3R_4 ont été conçus pour donner, en association avec R_1R_2 , une mesure de l'impulsion transverse des particules produites dans la cible. La combinaison de ces mesures réalisées dans deux sextants différents autorise le calcul de la masse des dimuons produits. Cet ensemble nécessite la construction d'une logique câblée comprenant 192 coïncidences doubles R_1R_2 , 24576 ($32 \times 32 \times 4 \times 6$) coïncidences triples VR_4R_3 et 150 (10×15) coïncidences doubles entre p_t regroupés de sextants différents. Cette logique câblée réalise le déclenchement de premier niveau à partir des 4 intervalles de p_t regroupés mesurés dans chaque sextant. Les 1024 p_t encodés mesurés dans chaque sextant sont transmis à un microprocesseur qui sera chargé de réaliser unecoupage plus raffinée sur la masse du dimuon détecté. Cette information étant transmise au microprocesseur avant lecture de l'événement, ce déclenchement de 2^e niveau conduit à des gains substantiels sur le temps actif de l'expérience.

c. Paramétrisation des hodoscopes

L'ensemble des données géométriques (positions, dimensions) relatives aux hodoscopes $R_1R_2R_3R_4$ à la cible, aux absorbeurs et à l'aimant est mémorisé sur un fichier de paramètres associé à la prise de données adéquate. Il en est de même de l'ensemble des paramètres relatifs à l'électronique. Le fichier est utilisé pour vérifier que l'électronique est branchée conformément aux intentions. Utilisé par le programme de simulation, ce fichier représente l'état de l'électronique pour les événements simulés.

- Table définissant le câblage de la matrice ECL (IPROM-TAB : DATA)

Il s'agit d'une table à deux dimensions ($32 V \times 32 R4$) définissant les quantités ci-dessous codées dans un mot de 16 bits.

PT MOYEN=F(R4,V)

V

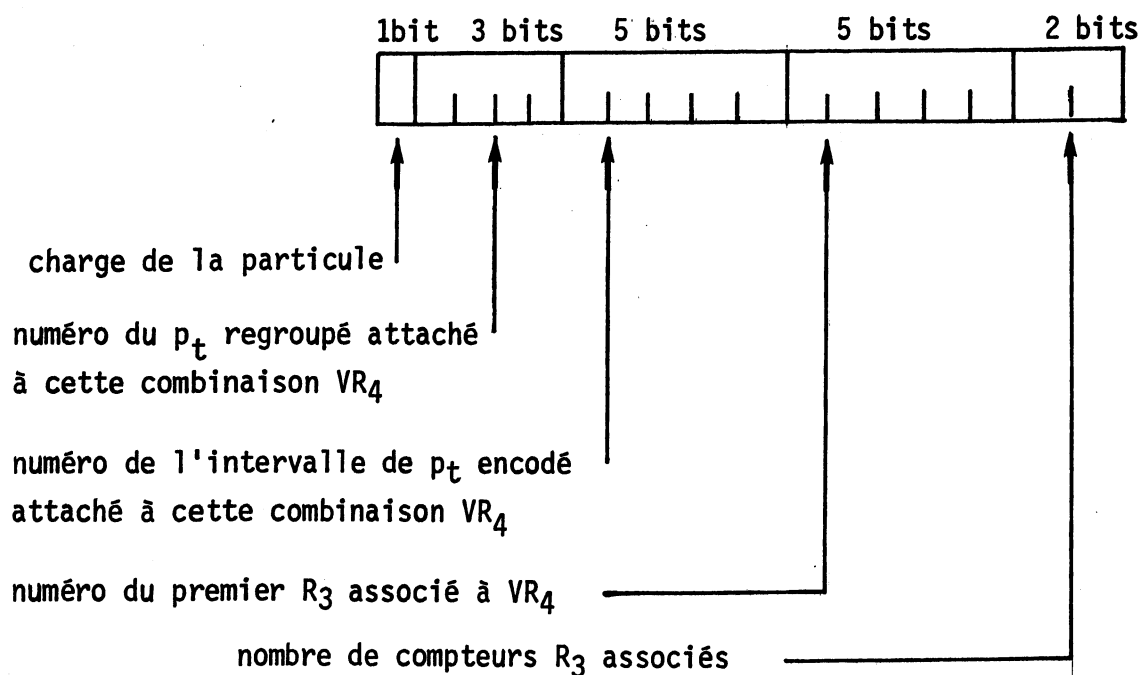
28	55555560007788001247215007617042
27	55555560007788001247190007075521
26	5555556677788001246071009911753210
25	55555566777889012460671009747431009
24	60666778809012460551005605210098
23	666777889001246044599000163100987
22	677778890013460452000955741008877
21	777889901254704200060484200088776
20	78899012557055000900905310087776
19	8890012457153000028100106877666
18	900123468104100904027420008770665
17	90112350927030006003420008706655
16	01234570400090911088210877066555
15	2345681512409006100057108870665555
14	34680374640905140671088706655554
13	57915083000931506720087766555544
12	81484440005107067200877066555444
11	30102100068030642008776655544444
10	67769000057286720087706655544444
9	40209003301057210087706655544444
8	30009280407532100877665554444443
7	90014473975320009877665554444443
6	988705186431000877665554444443
5	102730754210008776655544444443
4	304146533100877665554444444443
3	520751321008776655544444444443
2	080932100087766555444444444443
1	054321000877665554444444444443

Table VI.1. : Valeur moyenne de l'impulsion transverse associée à chaque combinaison VR4

TABLE VI-6

Poids en p_t des intervalles de p_t encodés normalisés

BIN	P_t	BIN	P_t	BIN	P_t	BIN	P_t
1	0.5 GeV/c	9	1.6 GeV/c	17	2.4 GeV/c	25	3.4 GeV/c
2	0.75	10	1.7	18	2.5	26	3.6
3	1	11	1.8	19	2.6	27	3.8
4	1.1	12	1.9	20	2.7	28	4.0
5	1.2	13	2.0	21	2.8	29	4.5
6	1.3	14	2.1	22	2.9	30	5.0
7	1.4	15	2.2	23	3.0	31	9.0
8	1.5	16	2.3	24	3.2	32	999.0



- Plusieurs tables peuvent être déduites de (IPROM-TAB : DATA)

- i) - table définissant la valeur moyenne du p_t mesuré dans chaque combinaison VR_4 (table VI-1)
- ii) table définissant le p_t regroupé correspondant à chaque combinaison VR_4 . Cette table est utilisée pour la vérification du câblage (table VI.3)
- iii) table définissant le rangement des p_t encodés dans l'ordre décroissant des valeurs absolues de p_t . Pour un V donné ces valeurs sont comprises entre 0 et 31. Elles désignent un numéro de compteur R_4 dans cette base particulière et permettent de déterminer le plus grand p_t associé à un V donné (table VI.2)
- iv) table définissant la PROM de renormalisation (table VI.4). C'est une table à deux entrées : P_t encodé et V , définissant 32 intervalles de p_t . Ces intervalles de p_t regroupent plusieurs p_t encodés et ont la même définition pour l'ensemble des modules V . Cette table, mémorisée dans une PROM située entre la matrice et le microprocesseur convertit l'ensemble des p_t encodés mesurés dans les bases V (32 x 32 valeurs) en p_t encodés normalisés mesurés dans les sextants (32 valeurs).
- v) table définissant le numéro du p_t encodé normalisé associé à chaque combinaison VR_4 (table VI.5)
- vi) table définissant l'impulsion du muon produit à l'angle V , à partir du numéro du V touché et du numéro du p_t encodé normalisé (VI.6)

Les tables i) et ii) définissent les intervalles de p_t de la logique câblée. Les tables iii) à vi) sont nécessaires à la détermination des angles et des impulsions qui seront utilisés pour exécuter un calcul de masse par microprocesseur [9].

d. L'efficacité de détection des hodoscopes

Celle-ci dépend d'une part du choix du compteur à scintillation (matière, taille,...) et des performances de la chaîne électronique associée. [10]

α. Les compteurs à scintillation

Les estimations faites lors de la préparation de l'expérience ont montré qu'avec un flux de $10^9 \pi^-$ de 200 GeV/c on pouvait s'attendre à observer des comptages de plusieurs mégacycles dans certains compteurs. L'instrumentation usuelle présentant des inefficacités à ces fréquences, il a fallu établir un compromis entre :

- la réduction des dimensions des compteurs qui entraîne leur multiplication si on veut conserver l'acceptance de l'appareillage.
- le développement des performances de chaque compteur en vue de lui permettre de supporter des flux élevés. Ceci a l'avantage de limiter le nombre de compteurs à ce qui est strictement nécessaire à la réalisation de l'expérience.

Il s'est avéré que ceci serait possible si les compteurs à scintillation restaient efficaces avec des taux de 10 mégacycles. A cet effet nous avons attaché le plus grand soin au choix des composants du détecteur.

i) La longueur d'atténuation dans le scintillateur NE110 est estimée autour de 120 cm pour les compteurs de R_3 et R_4 ce qui représente une gamme dynamique en amplitude voisine de 5 pour les plus grands compteurs. Chaque scintillateur a 1 cm d'épaisseur et est emballé dans une feuille d'aluminium.

ii) Le guide de lumière est trapézoïdal pour $R_1 R_2$ et en forme de "queue de poisson" pour R_3 et R_4 , où la collection de la lumière est plus critique.

Sa longueur a été minimisée pour réduire la production de lumière Cerenkov.

β. La chaîne électronique associée aux compteurs

L'électronique associée aux compteurs a été optimisée pour permettre une efficacité de détection meilleure que 99 % dans un flux de 10^7 particules

par seconde et par compteur. Une série de tests en faisceau a permis d'optimiser chaque élément de la chaîne. Le résultat peut être résumé ainsi :

- i) le photomultiplicateur a été choisi pour présenter une bonne stabilité du gain en fonction du flux ainsi qu'un faible courant d'obscurité à haut flux.
Les photomultiplicateurs sélectionnés sont de type RTC 1982, qui est un tube à 12 étages, dont le pont diviseur d'alimentation des dynodes a été optimisé pour une réponse rapide et courte et une fluctuation de ligne de base minimum, aux dépens de la linéarité en amplitude.
- ii) le pont diviseur du photomultiplicateur a été étudié pour optimiser le comportement de ce tube à haut flux. Les 3 dernières dynodes sont alimentées par des boosters capables de délivrer le courant nécessaire à haut flux.
- iii) le signal d'anode du photomultiplicateur est mis en forme par un câble coaxial de 2ns court-circuité par une résistance de 9Ω afin d'atténuer la réflexion du signal
- iv) ce signal est transmis à la salle de comptage par un câble du type RG213 de 50 m de long
- v) Le signal est amplifié d'un facteur ≤ 10 dans un amplificateur rapide monté dans le pont diviseur du tube. Ceci permet de limiter le courant d'anode délivré par le photomultiplicateur.
- vi) Le discriminateur LRS 4416 de 200 MHz compact et programmable développé pour cette expérience permet, grâce à son double mode de fonctionnement : "up dating" ou "burst guard", soit de minimiser les déclenchements fortuits soit de rester efficace à 100 % (aux dépens du taux de déclenchements fortuits).

Ceci a été nécessaire pour rendre compatibles :

- la charge maximum moyenne admissible sur l'anode de $200 \mu\text{C}$ définie par le constructeur
- le flux de 10^7 particules par seconde
- la forme des impulsions sur l'anode
- le seuil de discrimination de 20 mV après 50 mètres de câble RG 213

L'ensemble de cette chaîne a été testé à haut flux [10]

Nous avons montré que la chaîne électronique ainsi définie permettait de supporter un flux de 10^7 p.p.s. par compteur tout en restant efficace à mieux que 99 %.

2. L'électronique associée aux hodoscopes

La figure 24 schématise l'organisation générale de l'électronique de l'expérience.

La logique de déclenchement associée à $R_1R_2R_3R_4$ sélectionne les candidats dimuons et mémorise l'information mesurée dans la mémoire associée aux compteurs. Elle déclenche le processus de transfert de cette mémoire vers la mémoire du ND100 via l'interface CAMAC. L'ordinateur ND100 gère l'acquisition des données qu'il transfère sur bande magnétique. Il fixe et contrôle les paramètres de la logique de déclenchement ainsi que les alimentations des compteurs.

Après discrimination à 20 mvolts et mise en forme dans des discriminateurs rapides LRS 4416, les signaux délivrés par les différents compteurs sont envoyés dans une logique câblée identique pour chaque sextant. Les modules de discriminateurs comportent 16 entrées et 2×16 sorties ECL. Les signaux discriminés sont transmis par des câbles plats de 16 paires bifilaires. Toute la logique utilisée est compatible avec cette technologie standardisée [11]

a. Logique R_1R_2

Elle associe les signaux délivrés par les compteurs R_1R_2 qui pointent sur la cible (V). Ces compteurs étant de petite dimension longitudinale ($\ll 1$ m) les dispersions en temps de transit résultant des différences d'impacts dans le scintillateur sont inférieures à ± 3 nanosecondes. Les compteurs de R_3, R_4 ayant jusqu'à 2.40 m de long, on conçoit que l'on ait choisi de synchroniser la logique avec les signaux délivrés par R_1 ou R_2 . A cet effet, on a réalisé une coïncidence linéaire entre les signaux de R_1 et R_2 , R_2 étant plus étroit (5 ns) que R_1 (8 ns). Ces largeurs de signaux tiennent compte des dispersions en temps attendues entre les signaux délivrés par les différents compteurs. Le signal V délivré par cette coïncidence est remis en forme à 11 nanosecondes dans un shaper LRS et envoyé vers la matrice de coïncidences $V * R_3 * R_4$. Le temps de transit entre l'entrée dans les discriminateurs et la sortie V est de 45 ns.

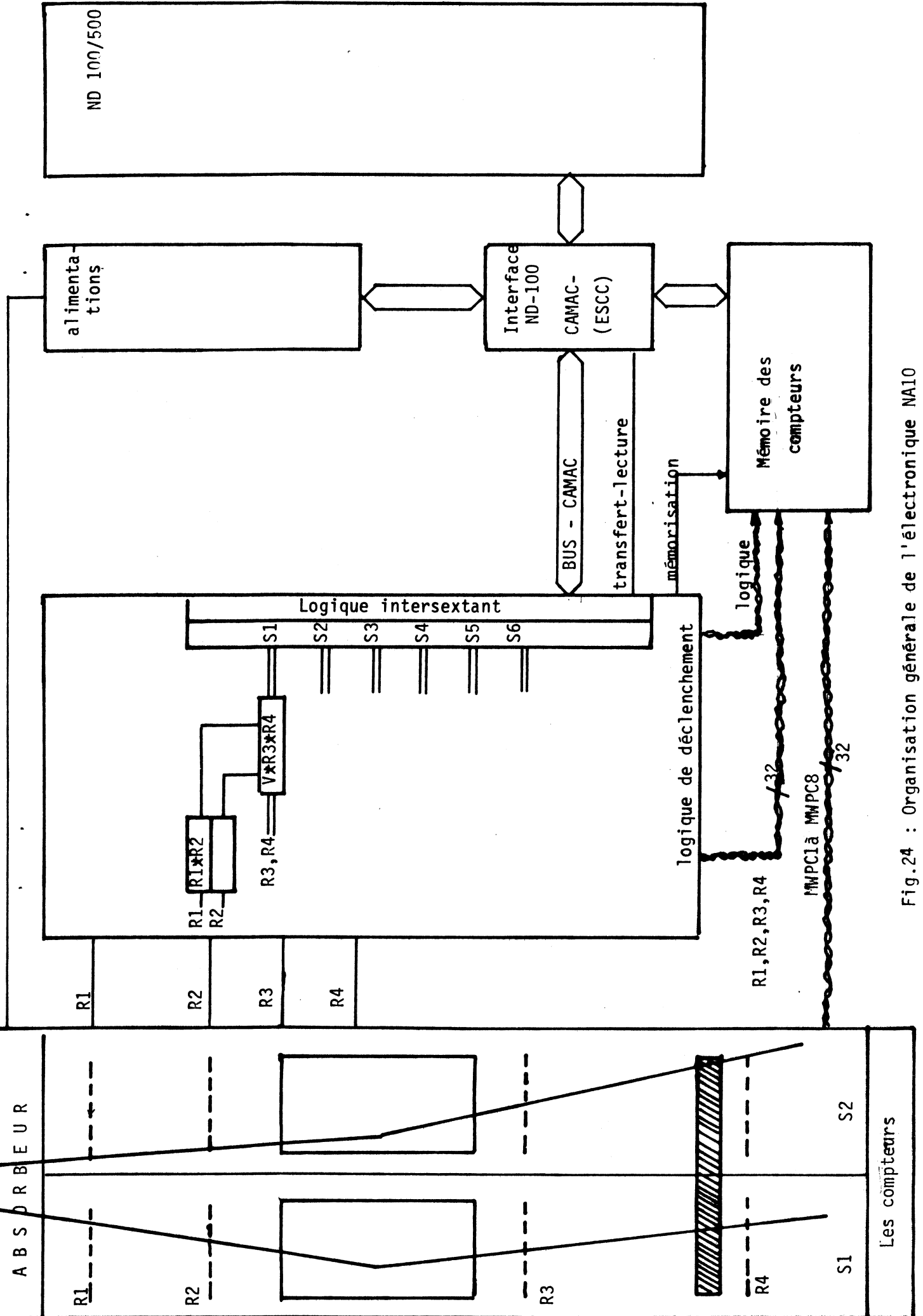
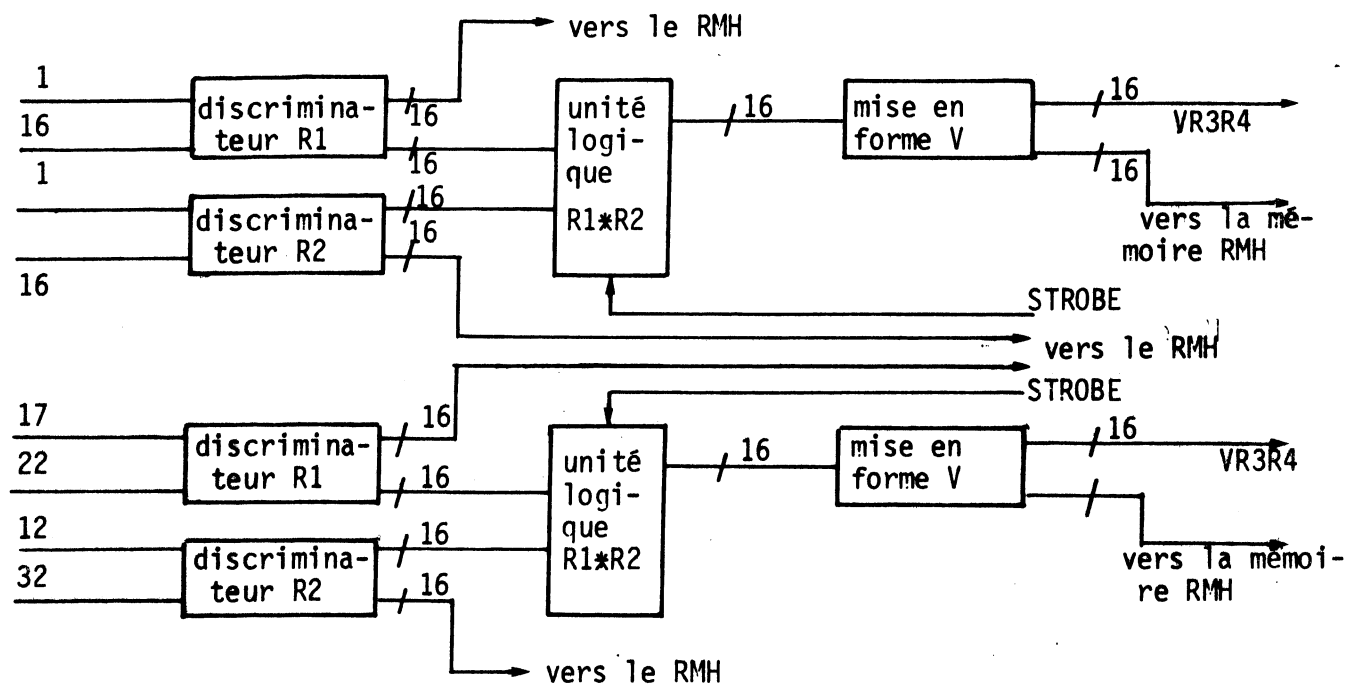


Fig.24 : Organisation générale de l'électronique NA10



logique $R_1 * R_2$

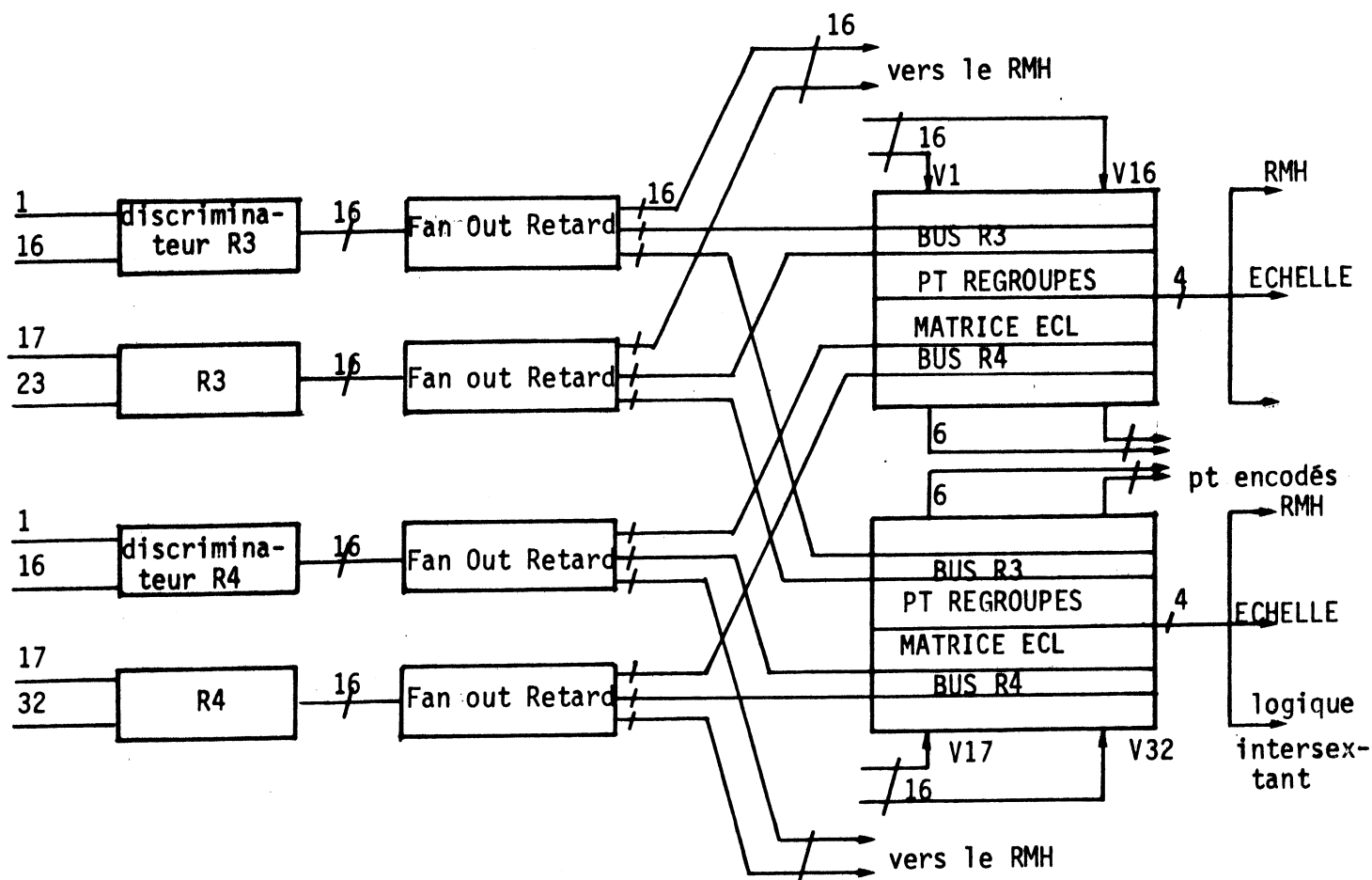
b. Logique $V * R_3 * R_4$

A chaque V détecté par la logique $R_1 R_2$ on associe les 32 compteurs de R_4 validés par les compteurs de R_3 alignés avec chaque combinaison particulière VR_4 (fig. 23). Chaque combinaison $VR_3 R_4$ correspond ainsi à une valeur de p_t : il y a 32 combinaisons possibles par V. Ces combinaisons sont réalisées dans un module qui constitue la base de la logique $V R_3 R_4$ construite à partir de 192 modules identiques dans leur principe [10]

Les modules correspondant à un sextant particulier sont logés dans deux châssis spéciaux équipés d'un bus arrière capable de transmettre les signaux ECL rapides. En effet, les 32 signaux de R_4 et les 23 signaux de R_3 sont ainsi distribués sur 2 châssis de 16 modules V. Le bus arrière transporte aussi les p_t regroupés mesurés dans les différents modules V.

Sur chaque module V on dispose également d'une sortie codée qui indique l'adresse de la combinaison VR_4 correspondant au plus grand p_t mesuré sur le module. Ce codage est réalisé par un encodeur prioritaire branché sur l'ensemble des combinaisons VR_3R_4 validées sur le module. Ces sorties seront utilisées par le microprocesseur GESPRO pour réaliser le déclenchement de 2è niveau [13]

Les modules VR_3R_4 sont câblés en technologie ECL de la série 10100. Compte tenu des dispersions en temps attendues entre les différents canaux de R_3 et R_4 , les largeurs des signaux de ces compteurs ont été fixées à 25 nanosecondes. La logique VR_3R_4 consistant à valider le signal V, le front de montée des signaux de p_t regroupé est donné par le front de montée du signal V, c'est à dire de R_2 . Ces signaux, issus de la logique associée à chaque sextant $R_1R_2R_3R_4$ sont donc en définitive synchronisés par les signaux délivrés par l'hodoscope R_2 .



Logique VR_3R_4

En résumé, la logique VR_3R_4 est réalisée en parallèle sur les 6 sextants. Dans chaque sextant on mesure $32V \times 32R_4 = 1024$ valeurs de p_t . Ces 1024 valeurs de p_t sont regroupées sur 4 intervalles de p_t A,B,C,D qui seront utilisés par la logique intersextant qui fournira le déclenchement de premier niveau. Les 1024 valeurs mesurées dans chaque sextant (6144 valeurs en tout) sont encodées dans la mémoire du microprocesseur GESPRO en vue de la réalisation d'un déclenchement de 2^e niveau. La borne inférieure de l'intervalle de p_t regroupé D détermine une coupure sur le p_t de chaque muon valable pour l'ensemble des muons. Le temps de transit entre l'entrée de la matrice et la sortie A,B,C,D est de 25 nanosecondes.

c. Logique intersextant

Elle réalise, sextant à sextant, la combinatoire entre les signaux A, B, C, D, A', B', C', D' préalablement regroupés sur A + A' etc... 15 combinaisons de sextants sont possibles (fig.25). Pour chaque combinaison de sextants on réalise les 10 combinaisons de p_t , à partir des signaux A + A', B + B', C + C', D + D' délivrés par chaque sextant. Lorsque plusieurs signaux A, B, C, D sont disponibles dans le même sextant, un encodeur prioritaire sélectionne celui qui correspond au p_t le plus élevé. Ceci favorise l'efficacité du système au détriment de sa réjection : en effet, chaque combinaison de p_t correspond à une certaine masse de dimuon, le système retient ainsi la masse la plus élevée. Ainsi, si le système est programmé pour rejeter les combinaisons DD' (masses $< 2.8 \text{ GeV}/c^2$), il jettera les combinaisons DD' mais non les combinaisons (AD)D'. Celles-ci sont conservées au bénéfice du doute.

Réalisé à l'Ecole Polytechnique de Palaiseau à partir des circuits RAM, ce module est programmable : les différentes combinaisons de sextants et de p_t peuvent ainsi être fixées par l'utilisateur.

Dans un premier stade (fig.25) l'ensemble des signaux ABCD délivrés par les 6 sextants sont regroupés. Le premier signal arrivé valide un ensemble de bascules pendant un temps τ_1 . Tous les signaux arrivés pendant cet intervalle de temps sont transformés en niveaux qui sont distribués à un jeu de 15 mémoires (15 combinaisons de sextants) programmées pour réaliser chacune, les 10 combinaisons de p_t dont le résultat est codé sur 4 sorties : T, A, ψ , B.

T_{ij} indique que la combinaison de sextant ij a mesuré une combinaison de p_t validée

ψ indique que la combinaison de p_t correspond à l'intervalle de masse du ψ ($2.8 - 3.5 \text{ GeV}/c^2$)

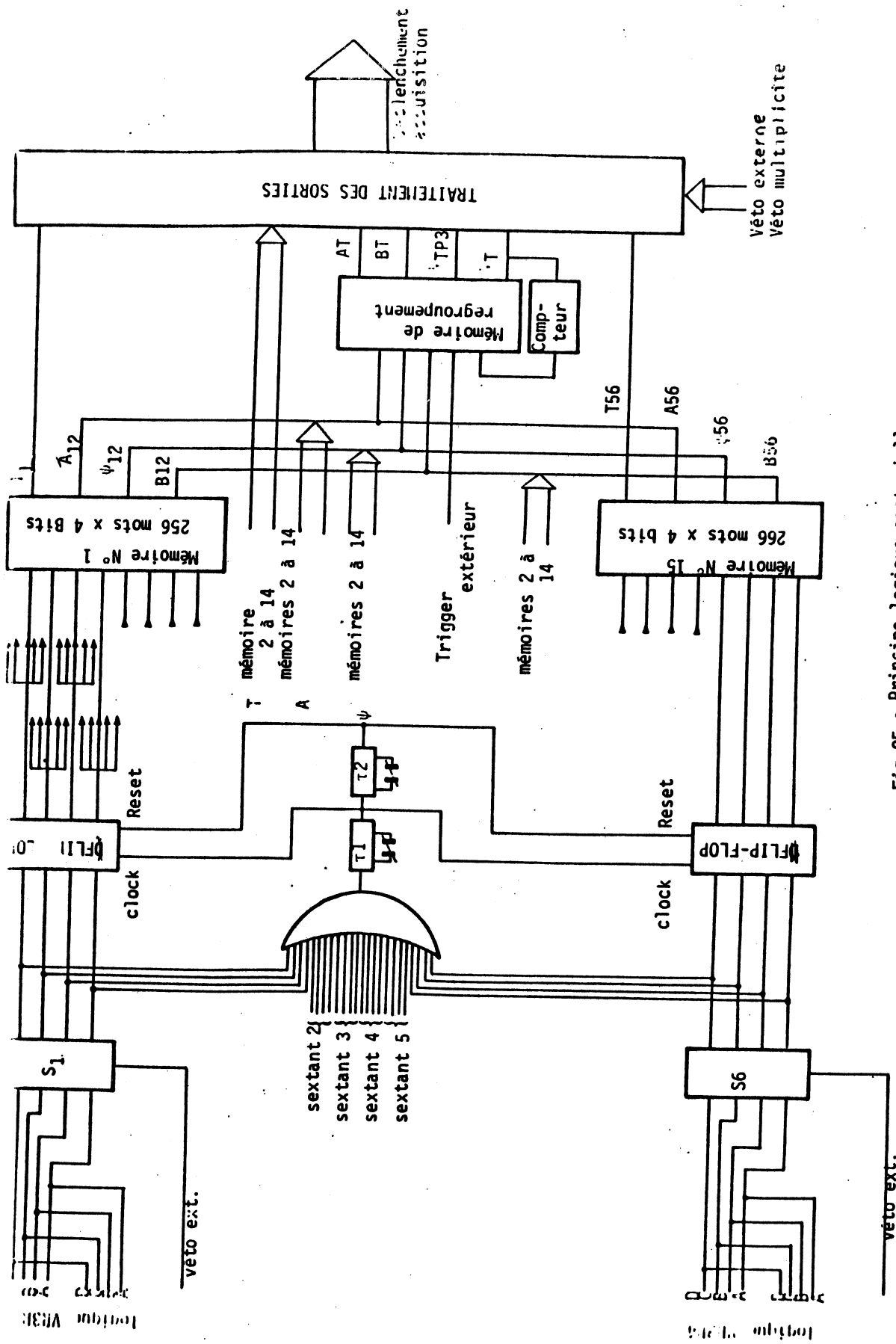


Fig.25 : Principe logique sectorielle

A trigger potentiel de masse supérieure au ψ

B appel au microprocesseur

L'ensemble de ces sorties est regroupé au niveau des 15 combinaisons de sextants avant d'être envoyé vers la logique de déclenchement et de synchronisation de l'acquisition. Le temps de transit dans la logique intersextant est de 28 ns.

d. Déclenchement de l'acquisition

Pour minimiser le temps de décision, cette logique est réalisée dans le même module que la logique intersextant. Après détection d'un déclenchement T_{ij} , cette logique : mémorise l'ensemble des informations appartenant à ce T_{ij} (fils touchés, compteurs touchés, combinaisons logiques R_1R_2 et VR_3R_4), paralyse le système et déclenche l'acquisition de l'événement (fig.26).

Elle regroupe aussi les différents types de déclenchements :

- le déclenchement standard délivré par la logique intersextant. Ce déclenchement standard peut être corrélé avec un signal "véto multiplicité" délivré par une logique multiplicité réalisée sur R_2 . Un compteur adéquat permet de doser le nombre d'événements pris avec et sans véto multiplicité. Un drapeau signale les événements pour lesquels le véto n'était pas appliqué. Ceci permet d'étudier l'inefficacité liée à l'application de ce véto. En fait, cette facilité n'a été utilisée telle quelle qu'avant la mise en service de GESPRO. Une fois que GESPRO a été opérationnel, la coupure multiplicité a été faite sur la base du nombre de compteurs $R_1R_2R_3R_4$ codés dans la mémoire compteurs. Le drapeau multiplicité était alors utilisé pour signaler à GESPRO les événements sur lesquels il ne devait pas réaliser de rejet.
- les déclenchements externes qui sont de plusieurs types :
 - . le déclenchement au générateur utilisé pour la synchronisation de la logique et de la mémorisation dans la mémoire compteurs.
 - . le déclenchement T qui regroupe un ensemble de compteurs utilisé pour la synchronisation des compteurs R (cf. VI-5).
 - . le déclenchement V réalisé à partir de la logique R_1R_2 . Il permet de demander deux particules qui pointent sur la cible. Il a été utilisé pour mesurer l'efficacité de R_3R_4 et des combinaisons VR_3R_4
 - . le déclenchement P_1P_2 réalisé à partir des hodoscopes P_1P_2 . Disposés de part et d'autre de l'aimant, ils sont constitués chacun de 48 compteurs sous tendant chacun un $\Delta\phi$ de $7^\circ 5'$. La logique associée détecte

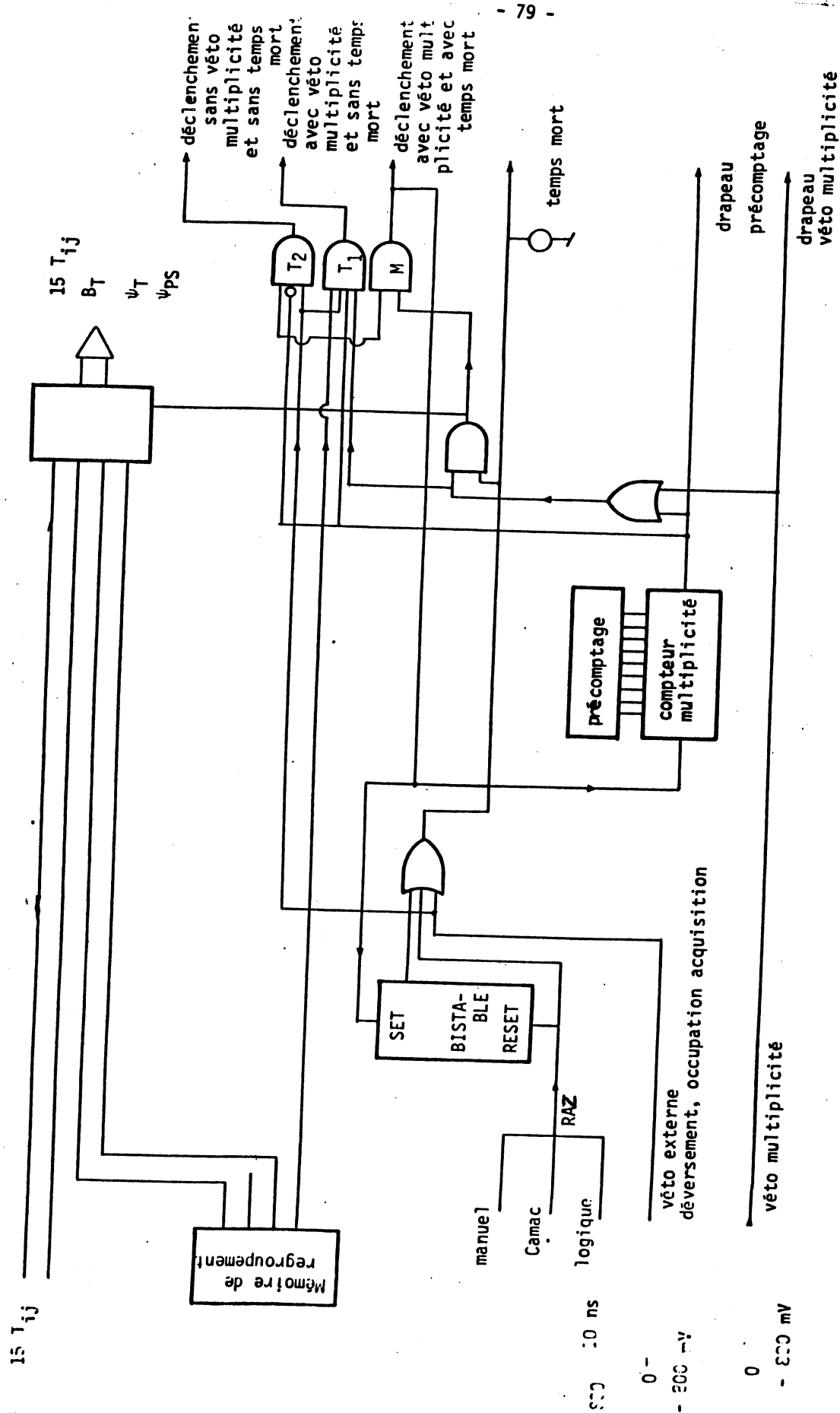


Fig.26 : Déclenchement et synchronisation de l'acquisition

Les traces se propageant à travers le spectromètre dans un même $\Delta\phi = 8^\circ$

Ce déclenchement est utilisé pour la mesure de l'efficacité des compteurs R. Elle regroupe les différents temps morts :

- . L'occurrence d'un déclenchement actionne une bascule qui bloque l'occurrence d'un nouveau déclenchement jusqu'à la détection d'un signal de remise à zéro (RESET) généré par l'ordinateur.
- . Le véto externe regroupe les signaux extérieurs qui doivent empêcher l'occurrence d'un déclenchement

Il paralyse le déclenchement en dehors des déversements, par action de l'utilisateur, ou par action de l'ordinateur s'il n'est pas prêt à acquérir l'événement.

Elle regroupe les signaux de réactivation (RESET)

- . Le reset externe regroupe les signaux de fin de lecture d'événement et de début de déversement. En effet, le système est réinitialisé arbitrairement au début de chaque déversement.
- . Il peut aussi être réinitialisé manuellement ou par action de l'ordinateur via CAMAC.

Elle mémorise dans le RMH (mémoire compteurs) l'ensemble de l'information corrélée au déclenchement (fig.

- . L'ensemble des compteurs ($R_1R_2R_3R_4$) et des combinaisons logiques (R_1R_2, VR_3R_4, T_{ij}) synchrones avec l'événement est mémorisé dans des modules RMH dont l'étage d'entrée a été modifié pour être compatible avec des niveaux ECL à fort taux de répétition. La mémorisation se fait après coïncidence linéaire entre le compteur touché et le déclenchement. Les résolutions en temps, différentes suivant l'hodoscope sont compatibles avec celles qui ont été définies dans la logique de sélection
- . L'ensemble des fils touchés. Après discrimination, les fils touchés sont mémorisés si le front de montée du signal correspondant est validé par une porte de 100 nanosecondes de large. La distribution de ces signaux tient compte des temps de vol des particules entre les différents plans de fils

Elle mémorise l'ensemble des p_t encodés dans la mémoire du microprocesseur.

Celui-ci lance le calcul de masse à la réception du déclenchement.

Enfin, elle initialise le transfert des événements depuis la mémoire compteurs vers la mémoire NORD100.

e. Temps de décision et synchronisation

Le temps de décision minimum a été obtenu en optimisant le temps de propagation des signaux de R_4 . En effet, compte tenu du temps de vol des particules à travers le spectromètre, les signaux de R_4 sont obtenus 35 nanosecondes après ceux de R_1 ($E = 272$ GeV). Le temps critique est donc celui qui sépare la production d'un signal R_4 de sa mémorisation par la logique de déclenchement.

Après le passage d'une particule dans R_4 , le temps de décision se décompose donc comme suit :

- . liaison expérience - électronique (imposé par la sécurité et le génie civil) 260 ns
- . logique VR_3R_4 (discriminateur + fan out + matrice) 70 ns
- . liaison matrice + logique intersextant 40 ns
- . distribution du signal de déclenchement 25 ns

Les signaux mis en forme par les discriminateurs et transmis vers le système de mémorisation sont retardés par câble d'un temps identique au temps de propagation du même signal à travers la logique et le système de distribution du signal de mémorisation.

Les signaux détectés dans les chambres proportionnelles sont attendus 500 nanosecondes après le passage des particules dans R_1

Influence de la dilatation de l'appareillage sur sa synchronisation

Lorsque l'appareillage est dilaté en fonction de l'énergie du faisceau, les déplacements de R_2 , R_3 , R_4 doivent être compensés comme suit :

E_π	$\Delta t_{R_2/R_1}$	$\Delta t_{R_3/R_2}$	$\Delta t_{R_4/R_2}$
272	4.83 ns	18 ns	30.3 ns
295.8	+ 0.93	+ 0.7	+ 1.3
321.8	+ 1.89	+ 1.5	+ 2.6
350.1	+ 2.91	+ 2.4	+ 4.0
380.8	+ 3.96	+ 3.2	+ 5.5

← Référence

Les signaux V étant synchronisés par R_2 il suffit de corriger les temps de propagation R_3R_4 au niveau des retards programmables. Par ailleurs les signaux de R_1 doivent être décalés de $\Delta t_{R_2/R_1}$ à l'entrée de l'unité logique qui réalise la coïncidence R_1R_2 (12 câbles de Δt nanosecondes pour 192 canaux)

f. Acquisition de l'événement

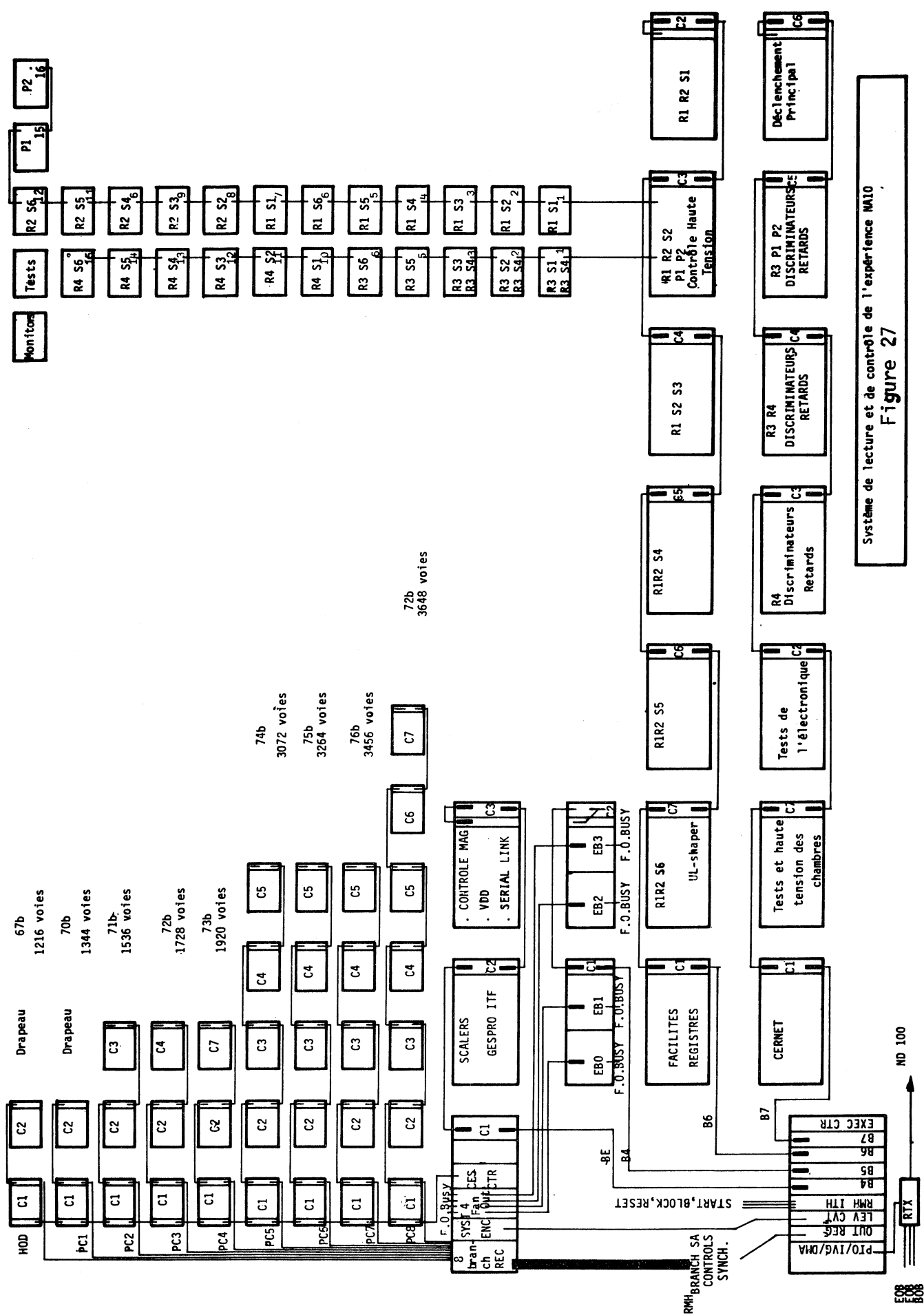
L'organisation de la mémoire associée aux compteurs et de l'ensemble de l'électronique accessible à l'ordinateur est représenté sur la figure 27.

La mémoire compteurs est organisée en 9 branches RMH accessibles à l'ordinateur via une interface RMH/CAMAC ou via le système Event Buffer GESPRO (fig.28). Quel que soit l'accès utilisé, c'est le signal de début de déversement qui synchronise l'accès mémoire à l'ordinateur. Tous les événements détectés pendant le déversement sont transférés à la file : cela évite l'initialisation de l'accès mémoire à chaque événement (gain en temps actif) mais nécessite la mise en forme des événements avant transfert sur bande magnétique (temps CPU hors déversement). D'autre part, un incident matériel en cours de déversement (rare) entraîne la perte de tout le déversement. Cette procédure est grandement facilitée par le fait que la mémoire compteurs ne comporte qu'une seule source d'informations.

- lecture via l'accès RMH/CAMAC

L'accès à la mémoire de l'ordinateur (DMA) ayant été ouvert par le signal de début de déversement, la lecture d'un événement est initialisée après réception d'un déclenchement par l'interface RMH/CAMAC localisée dans l'"Elliott System Crate". En fin de lecture, la même interface délivre un signal (RESET) qui réactive l'unité de déclenchement. L'accès mémoire de l'ordinateur reste disponible jusqu'à la fin du déversement où il est interrompu. Ce processus se poursuit jusqu'à ce que la mémoire ordinateur (256 K) soit remplie, ce qui paralyse le système.

Rien ne distingue les différents événements lus pendant un même déversement. C'est l'ordinateur qui découpe le bloc de 256 K en événements d'un format



Système de lecture et de contrôle de l'expérience NA10
Figure 27

donné. Pour ce faire il repère les événements sur la séquence de drapeaux qui affecte les différentes branches du RMH. Lorsque ce traitement, puis la mise sur bande magnétique ne sont pas terminés, alors que le déversement suivant se produit, un signal paralyse l'acquisition pour ce déversement.

- lecture via l'accès Event-Buffer Gespro [10] (fig.27 et fig.28).

Un ensemble de 4 "Fan-outs" permet de brancher la mémoire compteurs (RMH) sur un ensemble de 4 mémoires tampon couplées chacune à un microprocesseur GESPRO. Ce système est géré par un contrôleur qui dénombre les événements et affecte le RMH via le Fan-out au couple mémoire GESPRO disponible pour l'acquisition.

Chaque mémoire est dotée d'une interface vers le RMH pour la lecture des données, d'une interface vers CAMAC pour la transmission des données vers NORD et d'une interface avec le microprocesseur.

Le système utilise pleinement la vitesse de transmission du RMH (150 ns/mot) et permet au microprocesseur de traiter l'ensemble de l'information de l'événement. Le système de 4 buffers permet de dégager suffisamment de temps de traitement pour que celui-ci n'affecte pas le temps actif de l'expérience.

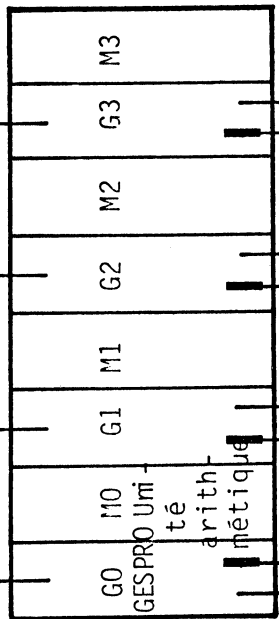
Dans cette procédure chaque événement est formaté au niveau de l'Event Buffer. L'ordinateur de l'expérience se trouve donc déchargé de cette tâche.

3. Réglage et mise au point de l'électronique de déclenchement

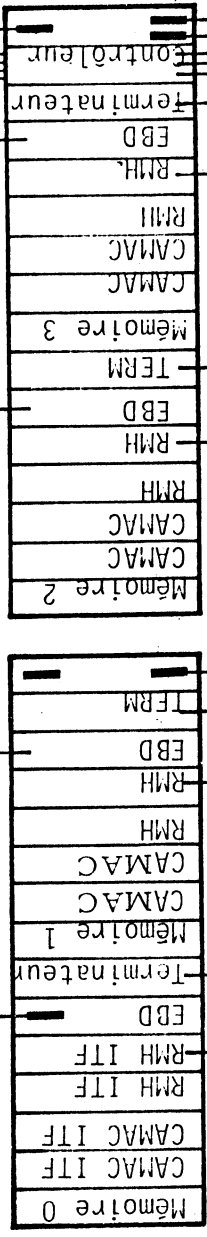
Dans une expérience à basse intensité (moins de 10^7 particules par seconde) il est toujours possible de synchroniser l'électronique de déclenchement à partir du signal délivré par un compteur disposé directement dans le faisceau. Avec plus de 10^9 particules par seconde, ceci n'est évidemment plus possible. Le problème devient alors d'autant plus complexe que le nombre de compteurs est élevé et que la résolution en temps est un paramètre critique pour l'expérience. Le choix des tensions de fonctionnement des photomultiplicateurs est tout aussi délicat compte tenu des débits maxima d'anodes recommandés par les constructeurs.



opérateur de recherche du plus grand P_T



GESPRO vers CAMAC



RMH F.00

RMH F.01

RMH F.02

RMH F.03

CAMAC BRANCHE 4

déclenchement - déversement initialisation - temps mort

Fig.28
Déclenchement de second niveau

Pour résoudre ces problèmes, des précautions particulières ont été prises au moment de la construction afin d'uniformiser au maximum les quelques 700 compteurs utilisés pour la logique de déclenchement. Enfin, des tests en faisceau ont été réalisés pour effectuer le réglage fin.

a. Précautions à la construction:

- Le choix du scintillateur (1 cm de NE110) et de sa mise en oeuvre garantissent un bon rendement lumineux sur une particule au minimum d'ionisation
- Les photomultiplicateurs, les ponts répartiteurs de tension et les amplificateurs ont été sélectionnés au laboratoire.
- Les différences de longueur des scintillateurs ont été compensées par câbles au niveau de l'hodoscope.
- Pour un hodoscope donné, les câbles de liaison sont tous de même longueur (41 m pour R_1 , 43 m pour R_2 , 48 m pour R_3 et R_4)
- Les différences de temps de transit entre les différents canaux d'un même module électronique ont été mesurées et tenues inférieures à 1 ns.
- La qualité des câbles multipaires a été sélectionnée de façon à ce que la dispersion en temps des signaux sur une longueur de 50 m soit inférieure à 1 ns.

En agissant de la sorte, nous avons uniformisé la réponse des compteurs aux particules situées au minimum d'ionisation. Nous avons obtenu une logique avec des temps de propagation parfaitement synchrones. Ceci autorise le réglage de l'ensemble de la logique à l'aide des signaux délivrés aux différents discriminateurs par un générateur - c'est à dire en l'absence de faisceau. Un système de masques permet de sélectionner au niveau des discriminateurs, toutes configurations V , R_3 , R_4 souhaitées par l'utilisateur.

b. Réglages en faisceau

En ce qui concerne les hodoscopes, il reste à fixer l'amplitude des signaux et à compenser les dispersions en temps liées aux temps de transit dans les photomultiplicateurs et aux résolutions en amplitude des compteurs. Ces différences (\approx 3 nanosecondes) ont été compensées au cours de tests spéciaux réalisés en faisceau parasite. A cet effet, chaque sextant de R_2 et R_3 a été équipé d'un compteur de référence (T), disposé suivant la bissectrice du sextant. Ce compteur est vu par deux photomultiplicateurs associés à un circuit "mean timer"

Chaque compteur R du sextant peut donc être soigneusement calibré par rapport au compteur T. Les figures 29 et 30 montrent la qualité de la synchronisation des signaux $R_1R_2R_3R_4$ mesurée par rapport aux compteurs T avant et après correction. La figure montre la synchronisation des signaux V à l'entrée de la matrice ECL.

4. Le système de contrôle de l'électronique

L'ensemble de la logique associée aux hodoscopes est réalisé dans le standard CAMAC. Les niveaux logiques sont du type ECL et les liaisons entre modules sont réalisés avec des câbles plats de 16 paires bifilaires. Compte tenu du grand nombre de modules mis en oeuvre dans l'expérience, une attention particulière a été attachée à l'automatisation des réglages et des vérifications.

Vérifications de l'état de la logique rapide

Chaque discriminateur est pourvu d'une entrée test et d'un système de masques qui permet d'envoyer un signal de synchronisation sur n'importe quelle combinaison de canaux. Il est donc possible de sélectionner n'importe quelle combinaison $R_1R_2R_3R_4$ et de vérifier son fonctionnement.

Les seuils des discriminateurs sont programmables ce qui permet la réalisation de courbes de seuil pour analyser l'amplitude des signaux délivrés par les compteurs. Les unités de coïncidence utilisées pour la logique R_1R_2 sont pourvues d'une entrée strobe commune à tous les canaux. Ceci permet de comparer la synchronisation des canaux de R_1 et R_2 par rapport à un signal de référence (générateur ou compteur T).

En distribuant aux discriminateurs $R_1R_2R_3R_4$ des signaux synchronisés reproduisant les temps d'arrivée des signaux des différents hodoscopes, on est en mesure de synchroniser parfaitement toute la logique de l'expérience. L'utilisation de boîtes à retard programmables disposées en des points stratégiques permet l'exploration systématique des résolutions en temps des différents circuits de coïncidence.

Les programmes de test qui ont été écrits étudient chacun le comportement de la logique pour un paramètre particulier - (retard, tension, seuil). Pour chaque valeur du paramètre étudié, ils réalisent une acquisition standard au cours de laquelle le programme d'acquisition standard remplit les histogrammes des compteurs touchés. Ces histogrammes sont conservés pour chaque mesure. Lorsque toutes les valeurs du paramètre ont été mesurées, un programme spécial traite les histogrammes accumulés pour chaque valeur du paramètre et présente le comportement de chaque compteur en fonction des valeurs du paramètre étudié.

Les programmes dont nous disposons sont les suivants :

- Etat de la logique R_1R_2
 - Les signaux de R_2 sont retardés par rapport à ceux de R_1 . La mémorisation des signaux R_1 , R_2 et V est réalisée par le générateur. L'histogramme des comptages des V en fonction du retard de R_2 représente la courbe de résolution de la coïncidence R_1R_2
- Etat de la logique VR_3R_4
 - aucune réponse de R_1 n'est simulée et la coïncidence R_1R_2 est programmée en OU pour laisser passer les signaux de R_2 . On retarde les signaux de R_2 par rapport à R_3R_4 . Toutes les combinaisons $R_2R_3R_4$ sont testées à tour de rôle. La mémorisation des signaux R_2, R_3, R_4 et P_t regroupé est réalisée par le générateur. L'histogramme des comptages des p_t regroupés mesuré pour chaque $R_2R_3R_4$ représente la courbe de résolution de la coïncidence $R_2R_3R_4$. Ceci est fait pour les milliers de combinaisons logiques câblées dans la matrice ECL.
 - Un test plus rapide qui n'affecte pas le retard de R_2 permet de vérifier l'état du câblage de la matrice ECL.
- Synchronisation des p_t regroupés
 - la sortie de la logique intersextant est branchée sur un TDC déclenché par le générateur. On mesure les dispersions en temps de l'ensemble des combinaisons VR_3R_4 par rapport au générateur.
- Synchronisation de la mémorisation dans le RMH (fig.31,32,34)
 - un retard programmable disposé sur le signal de déclenchement permet, suivant le même principe, d'étudier les résolutions des coïncidences R_1R_2 , V , R_3 , R_4 , p_t avec le signal de déclenchement.
- Vérification des hautes tensions (HV)
 - les hautes tensions alimentant les compteurs sont également programmables (HV4032 A de Lecroy). Un programme de surveillance vérifie régulièrement les valeurs des hautes tensions en les comparant à une table de référence. Les écarts supérieurs à 5 volts sont signalés à l'opérateur. L'ensemble des hautes tensions peut être mis à jour par programme.
- Vérification du CAMAC
 - Un programme vérifie régulièrement les réponses CAMAC des différents modules de la logique câblée. Toute non conformité aux tables de référence (valeur du seuil, alimentation du châssis, etc...) est signalée à l'opérateur

- Vérification des liaisons RMH-Nord 100

Un programme vérifie régulièrement cette liaison en injectant via un module CES (crate encoder simulator) une série de mots connus dont la transmission est vérifiée par l'ordinateur

- Tests de diaphonie (fig.33).

Un programme permet d'étudier la réponse du système en fonction du nombre et de la position des canaux de discriminateurs excités. On vérifie que chaque canal est indépendant des autres canaux.

- Mesure de l'amplitude des signaux LED (fig.35)

Une diode à émission lumineuse est collée sur chaque latte de scintillateur. Un programme adéquat varie le seuil du discriminateur et détermine le nombre de coups enregistré pour chaque valeur du seuil. La différentiation de cette courbe donne une mesure de l'amplitude du signal fourni par la diode.

L'ensemble de ces programmes est activé au début de chaque période de prise de données. La réponse du système est alors étudiée avec le générateur. Les vérifications HV, CAMAC, liaisons RMH sont faites au début de chaque bande magnétique. En début de période de prise de données, la synchronisation des compteurs à l'entrée du RMH est vérifiée avec le faisceau.

La qualité de la synchronisation du déclenchement peut être appréciée sur la figure 36 où l'on a représenté les courbes de retard du superbina A de chaque demi-sextant par rapport au demi-sextant 51 (C1 à C16).

DATA FILE: (RT)HDD-HISTO:DA TAKEN 10-10-1981 AT 18.19
 CAMAC PARAMETERS FILE: (ISA)CAMAC-STA:D (2-10-1981 AT 17.10)

STROBE	-31	-27	-23	-19	-15	-11	-7	-3	0	4	8	12	16	20	24	28
TRIGGER	0	0	0	0	222	222	222	222	222	222	221	111	0	0	0	0
PT	2664	2664	2664	2664	2664	2664	2664	2664	2616	2664	2659	2664	2664	2661	2664	2664
PT	2664	2664	2664	2664	2664	2664	2664	2664	2616	2664	2664	2664	2664	2657	2664	2557
S=RR=1	0	0	0	0	0	1408	3515	3552	3488	3552	3534	2818	111	0	0	0
S=RR=2	0	0	0	0	1	2107	3441	3552	3488	3552	3441	2112	335	0	0	0
S=V	0	0	0	111	2774	3552	3552	3552	3488	3552	3552	3547	3546	2439	222	0
S=RR=3	0	0	0	0	1377	3552	3547	3552	3488	3552	3552	3547	3218	1684	185	0
S=RR=4	0	0	0	958	3521	3552	3552	3552	3488	3547	3552	3460	2853	1531	50	0
S=RR=1	0	0	0	0	0	1443	3330	3547	3488	3552	3552	3441	2199	921	222	111
S=RR=2	0	0	0	0	111	1323	3219	3552	3488	3552	3214	1963	111	0	0	0
S=V	0	0	0	222	2765	3552	3552	3552	3488	3552	3552	3552	3041	3041	776	111
S=RR=3	0	0	0	0	838	2981	3552	3547	3488	3552	3552	3552	3446	2789	771	238
S=RR=4	0	0	111	1718	3552	3552	3552	3552	3488	3552	3552	3552	3219	1353	579	223
S=RR=1	0	0	0	0	0	975	3330	3547	3483	3552	3552	2664	964	0	0	0
S=RR=2	0	0	0	0	1336	3552	3552	3552	3488	3552	2976	978	222	111	111	111
S=V	0	0	0	270	2803	3552	3552	3552	3488	3552	3552	3552	3441	1981	455	85
S=RR=3	0	0	0	0	144	2299	3507	3552	3488	3552	3547	3552	3441	2597	1660	1
S=RR=4	0	0	0	444	3376	3552	3548	3552	3483	3552	3552	3552	3211	1601	390	0
S=RR=1	0	0	0	0	351	1869	3551	3552	3488	3543	3324	2508	583	0	0	0
S=RR=2	0	0	0	0	111	2589	3552	3552	3488	3551	3552	3108	553	0	0	0
S=V	0	0	0	0	1554	3552	3552	3552	3483	3552	3552	3552	2994	2994	1015	0
S=RR=3	0	0	0	223	1338	3532	3552	3552	3488	3552	3552	3552	3330	2402	626	144
S=RR=4	0	0	111	801	2952	3552	3552	3552	3488	3552	3547	3547	3327	1579	416	111
S=RR=1	0	0	0	0	0	1153	3441	3552	3488	3552	3441	3325	2009	111	0	0
S=RR=2	0	0	0	0	891	3441	3552	3552	3488	3552	2886	1331	111	0	0	0
S=V	0	0	0	0	1665	3449	3552	3552	3488	3552	3552	3552	3552	3216	1108	222
S=RR=3	0	0	0	0	1145	3340	3552	3547	3488	3552	3552	3552	3373	3051	1971	696
S=RR=4	0	0	488	2300	3552	3552	3547	3552	3488	3552	3552	3552	2911	1776	1221	341
S=RR=1	0	0	0	0	111	1456	3330	3552	3488	3552	3552	2372	888	173	111	111
S=RR=2	0	0	0	0	556	3325	3552	3547	3488	3547	2988	1255	111	111	111	111
S=V	0	0	0	697	3055	3552	3547	3552	3488	3552	3552	3552	3341	2493	1170	283
S=RR=3	0	0	0	0	1022	2886	3108	3197	3270	3326	3330	3330	2999	1500	444	333
S=RR=4	0	0	281	1611	3552	3547	3552	3552	3488	3551	3552	3429	2239	999	554	0

DATA FILE: (RT)HOD-HISTO:DA TAKEN 30- 4-1982 AT 5.50

CAMAC PARAMETERS FILE: (ISA)CAMAC-STA:D (27- 4-1982 AT 15.15)

→ Retard

STROBE	PLATEAU 14 STEPS OF 4 (INIT. = -28)													0 TRIGGERS		TYPE =	000006
TRIGGER	-27	-23	-19	-15	-11	-7	-3	0	4	8	12	16	20	24			
T	7399	7385	7504	7594	7570	7527	7695	7440	7543	7482	7153	6590	6161	4817			
T	3426	3376	3783	4030	3701	3536	3956	3720	3579	3259	3004	2693	2238	1524			
=1R=1	844	812	1141	2249	3708	3879	4586	3988	4062	3739	2584	1324	1468	1542			
=1R=2	822	792	1118	1400	2786	3296	4128	3568	3606	3265	1978	1071	1410	1517			
=1 V	63	251	1094	1962	1968	1917	2083	1882	1960	1967	1876	1974	1799	799			
=1R=3	2051	1940	3556	4942	4536	4243	5226	4606	4464	4182	4072	3781	4385	3809			
=1R=4	2664	2649	4664	5938	5274	4755	5929	5158	5207	4789	4655	3903	4579	4531			
=2R=1	880	887	1283	2285	3565	4029	4914	4381	4418	4351	3745	2540	2010	1753			
=2R=2	615	540	832	1282	1736	2732	3489	3237	3154	2404	1174	723	996	1066			
=2 V	45	108	1179	2030	2051	1945	2053	2022	2035	2094	1988	2064	1634	541			
=2R=3	2591	2499	3727	5340	5265	4792	6171	5281	5332	5172	4887	4897	5589	4708			
=2R=4	3290	3743	5650	7086	6042	5520	6977	6137	6092	5780	5515	5231	6081	5520			
=3R=1	839	785	1294	2543	3708	4121	4722	4349	4363	3827	2102	1349	1596	1573			
=3R=2	762	784	1319	3179	3581	3472	4148	3589	3518	2260	1147	985	1422	1516			
=3 V	58	491	1731	2121	2104	2098	2236	2111	2137	2114	2011	1626	1081	602			
=3R=3	3465	3288	5277	7445	6609	5995	7780	6534	6649	6062	6004	5883	6912	6295			
=3R=4	4186	4279	6860	8687	7454	6855	8598	7355	7281	6665	6517	6086	7230	7162			
=4R=1	1566	1677	3501	5032	4963	4729	5627	4927	4665	3630	2492	1998	2845	2728			
=4R=2	1766	1725	2574	4386	4633	4520	5648	4935	4827	3812	2593	2198	3122	3240			
=4 V	78	561	1718	1874	1852	1810	2021	1867	1875	1749	1783	1014	503	291			
=4R=3	4809	4985	7891	9405	8042	7376	9561	8133	8007	7212	7215	6880	9031	8227			
=4R=4	6084	6366	9254	10819	9215	8121	10821	9150	9145	8091	7894	7411	9867	9748			
=5R=1	1832	1824	2630	4817	5503	5218	6556	5691	5727	5056	3982	2640	3439	3384			
=5R=2	1905	1916	3698	5791	5324	4864	6401	5313	4878	3302	2430	2284	3379	3436			
=5 V	82	282	1617	2126	2101	1972	2363	2059	2025	2076	1726	999	538	323			
=5R=3	4540	4561	6979	9366	8072	7247	9684	8085	7837	7343	6986	6909	8526	8350			
=5R=4	5942	6604	9122	10799	8999	8114	10766	9247	9052	8260	7764	7586	9717	9801			
=6R=1	845	821	1595	3526	4268	4053	4513	4124	4142	3617	2314	1336	1634	1406			
=6R=2	725	750	1100	2754	3551	3373	3851	3554	3430	2210	1185	986	1387	1295			
=6 V	120	1254	1896	2033	2114	2013	2071	2046	2075	2044	2032	1360	758	261			
=6R=3	2487	2710	4507	5953	5372	4981	6112	5562	5483	5021	4817	4064	4776	4412			
=6R=4	5008	5578	7767	9025	7810	6930	8805	7685	7907	6832	6210	5583	7362	7321			
	5073	4769	7328	10559	12111	13623	17454	15699	15864	15041	13867	11438	12081	10249			
	5845	5426	8385	11466	11187	10756	13803	12041	12097	10826	9618	8399	10789	10516			
	24640	24709	31000	22065	26519	28486	19169	24421	24403	26823	27608	28449	19360	20805			
	16061	16742	22258	27109	24039	22780	28570	25101	24800	23269	22521	21900	26659	25549			
	2294	2251	3776	5830	6246	6490	8405	7606	7428	6711	5865	4778	5419	4703			

Fig. 32 : courbe de retard à l'entrée du RMH sextant par sextant sur l'ensemble des hodoscopes de l'expérience - Mesure réalisée en particules

DATA FILE: (RT)HODOS-HIS:D TAKEN 4-6-1988 AT 14.28

CAMP PARAMETERS FILE: (ISA)CAMAC-STR:D (-5-1988 AT 20.50)

RMI-HODOS PLATEAU 16 STEPS OF 0 (INIT.= 0) 100 TRIGGERS (0-HARD.PRESC.) TYPE- 110000

N° du compteur

DISPLAY FOR SEXTANT 1 HODOSCOPE R1

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	
Numéro du	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
compteur	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
VM	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
ES	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
TM	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Fig. 33 Test de la diaphonie entre les canaux logiques de R1

DATA FILE: (RT)HODOS-HIS:D TAKEN 4-6-1980 AT 14. 1

CAMAC PARAMETERS FILE: (ISA)CAMAC-STA:D '6-5-1980 AT 20.50)

STROBE PLATEAU 18 STEPS OF 3 (INIT.-27) 100 TRIGGERS (0-HARD.PRESC.) TYPE- 110000

Période 3E

Retard par rapport au

→ N° du compteur

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32				
-26	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
-23	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
-20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
-17	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
-14	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
-11	100	100	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			
-8	100	100	29	100	100	100	100	100	100	100	100	6	100	100	100	100	65	100	98	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100		
-5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100		
-2	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	
2	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	
5	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
8	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
11	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
14	100	100	100	100	100	100	100	100	0	41	100	100	0	0	0	1	42	100	100	26	0	49	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
17	0	0	0	100	38	0	29	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
20	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
23	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
26	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
VM	1	1	6	4	3	3	1	2	0	1	1	3	-1	0	0	1	2	1	2	0	0	1	0	0	0	1	0	0	2	3	3	1	1	1		
ES	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	
TM	15	15	18	16	15	16	15	15	15	12	13	15	12	12	12	13	15	15	15	13	12	12	13	12	12	12	14	12	13	15	15	15	15	15	15	

MEAN VALUE ON ALL CHANNELS : 1 (32) ACTIVE CHANNELS

Fig. 34 : Synchronisation de R₁ au générateur au niveau du RMH

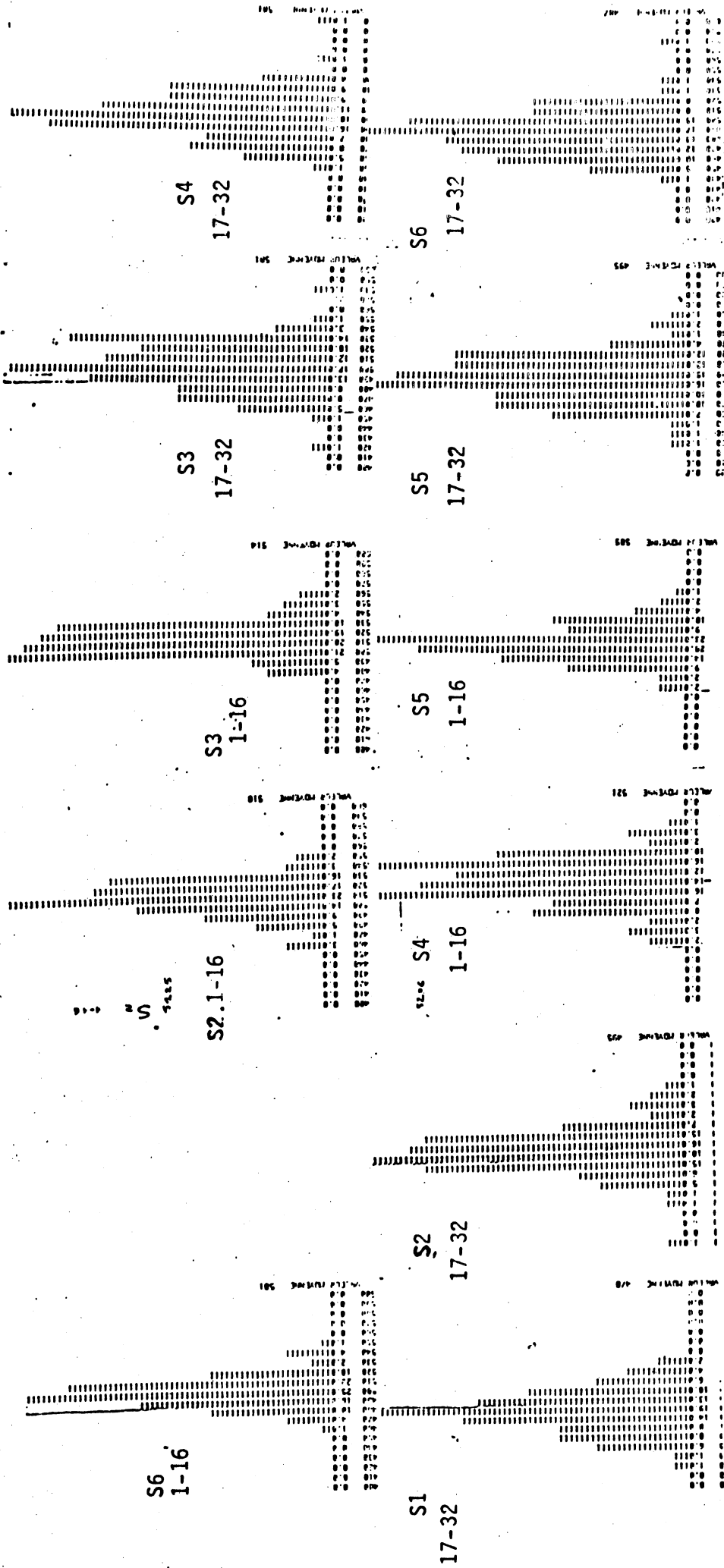


Fig.36 :

- synchronisation des différents 1/2 sextants par rapport au demi sextant S_1 [C1-C16]
- mesure réalisée à l'entrée de la matrice ECL avec des particules
- échelle 1 ns par canal.

C. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LE
SYSTEME DE DECLENCHEMENT

Dans ce dernier chapitre on se propose de donner quelques résultats sur les performances du système de déclenchement. On étudiera son comportement avec l'intensité du faisceau. On donnera une évaluation de l'inefficacité de l'appareillage consécutive aux effets liés à l'intensité du faisceau.

1. Comportement du déclenchement en fonction de l'intensité du faisceau

Il est représenté sur la figure 37. Il a été étudié pendant deux périodes de prise de données (P2B et P4A en 1982) caractérisées par des temps de déversement différents.

Avec un faisceau de $2.7 \cdot 10^9 \pi^-$ par déversement, la logique câblée fournit un taux de déclenchement de 600 événements par déversement. Les coupures réalisées par le système Event-Buffer-microprocesseur réduisent ce taux d'un facteur 4.5. Ceci conduit à une acquisition de 133 événements par déversement avec un temps actif de 85 %. Ce résultat a été obtenu sans autre coupure de masse que celle réalisée par la logique câblée pour exclure les combinaisons DD. En excluant le J/ψ au niveau de la logique câblée ou au niveau du microprocesseur on réduisait ce taux d'un facteur 1.5 (89 événements par déversement) et on restaurait un temps actif de 94 %.

La figure 38 montre la variation du taux d'acquisition et du rendement en bons événements en fonction de l'intensité I_π du faisceau. Les rendements sont proches de 70 % pour $I_\pi < 1.35 \cdot 10^9 \pi^-$.

Cet ensemble de faits résume l'excellente qualité des déclenchements de premier et deuxième niveau. L'acquisition du J/ψ n'étant pas rédhibitoire, du point de vue du temps actif, nous avons préféré conserver ces événements en vue de la normalisation des données de haute masse.

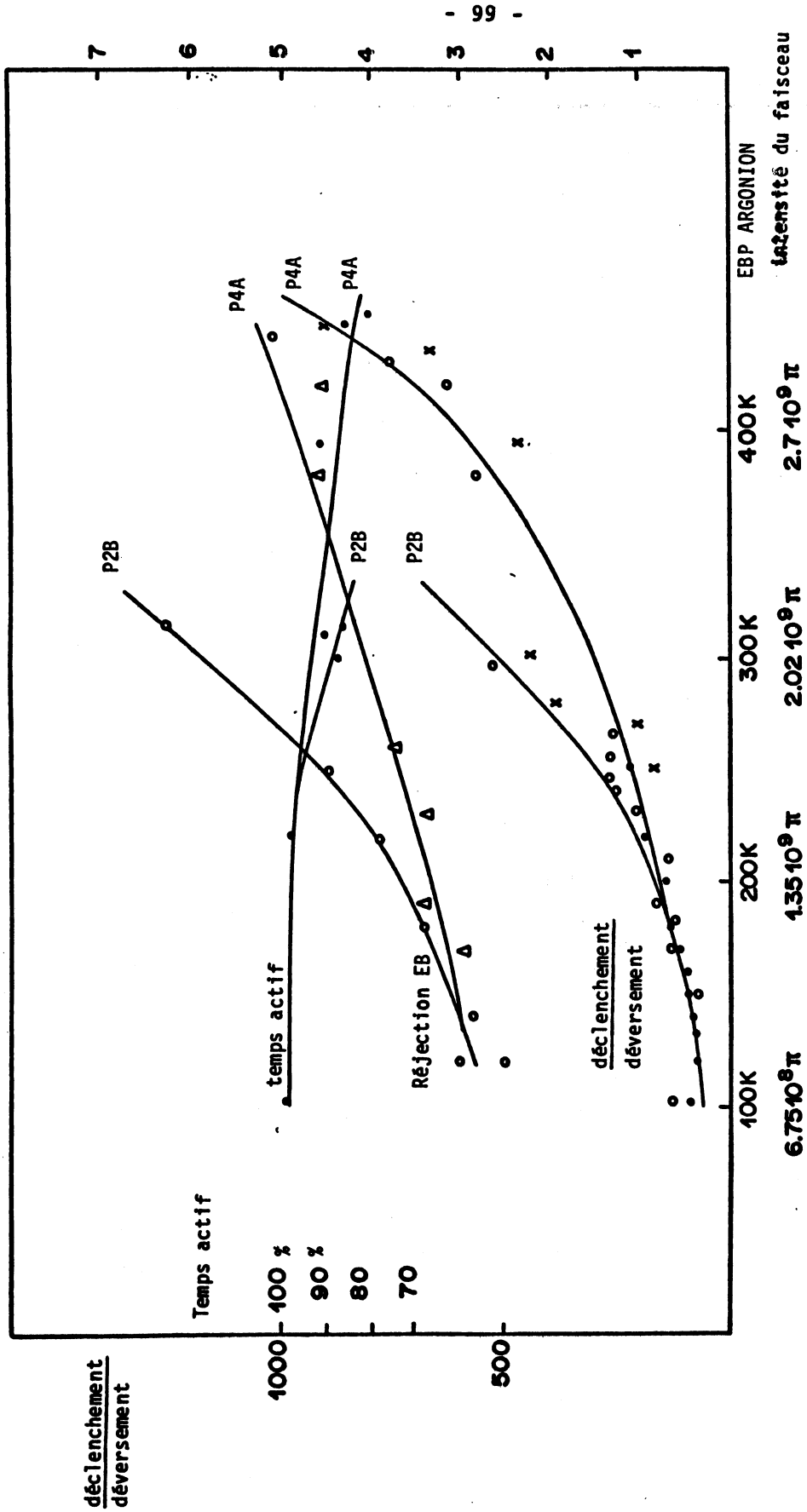


Fig.37 : Taux de déclenchement en fonction de l'intensité du faisceau

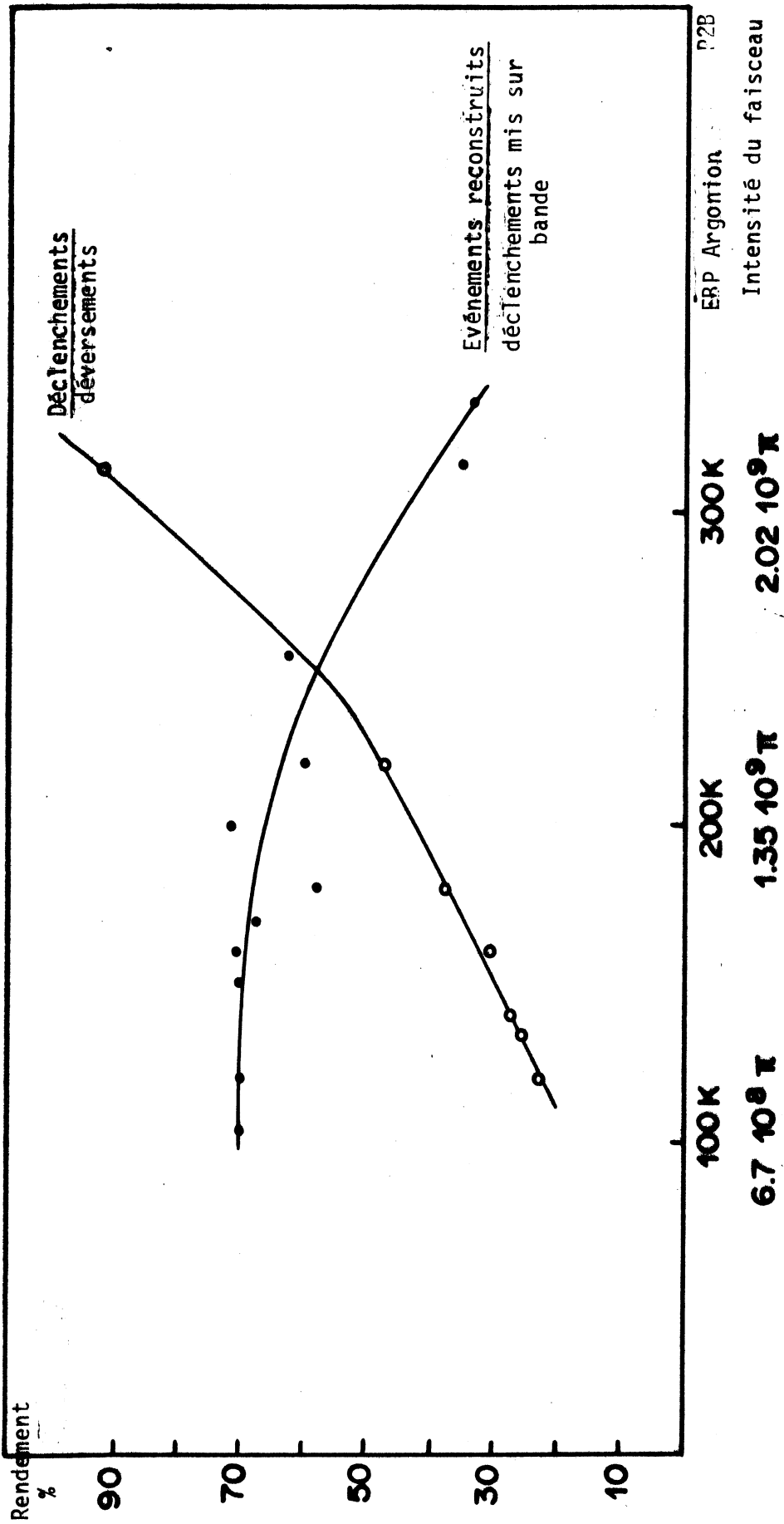


Fig.38 : Taux d'acquisition et rendement en fonction de l'intensité du faisceau

2. Caractéristiques du déclenchement de deuxième niveau

Prévu pour réaliser une coupure en masse, ce déclenchement logiciel a été essentiellement utilisé pour réaliser une coupure en multiplicité.

Soient $IRAWMX$ et $NTCO$ le nombre total de mots et le nombre de compteurs R codés pour un événement. Des mesures réalisées en cible vide et cible de tungstène ont montré que les événements de grande multiplicité n'étaient pas produits dans la cible.

Une autre étude a montré que ces événements étaient essentiellement produits en début de déversement : le faisceau de protons extrait du SPS n'est pas stable à cet instant, il frôle des éléments de la ligne de faisceau à plusieurs centaines de mètres de l'expérience. Ceci engendre un halo détecté par le spectromètre en début de déversement (fig.39 a,b).

Enfin considérons les distributions des nombres de mots par événement en fonction des combinaisons de sextants T_{ij} qui ont produit la sélection de l'événement (fig.39 c). Il se trouve que les événements de multiplicité élevée sont essentiellement détectés dans les combinaisons de sextants $S4 \times S5$. Ce sont les sextants exposés au halo du faisceau de π^- .

Nous avons montré que les événements de haute multiplicité étaient localisés dans le temps (début du déversement) et dans l'espace (sextants 4 et 5). L'exclusion des déclenchements T_{45} ou l'exclusion du début du déversement conduiraient à des réjections élevées au prix d'inefficacités bien définies. Nous avons préféré appliquer des coupures de multiplicité, confortés dans l'idée que les événements de multiplicité élevée ne sont pas corrélés à la production de dimuons de haute masse dans la cible expérimentale. Ceci optimise l'acceptance et l'utilisation du faisceau.

La figure 40 représente les variations des réjections et des inefficacités des coupures multiplicités réalisées par le déclenchement de deuxième niveau en fonction de l'intensité. Quoique faible, l'inefficacité consécutive à ces coupures était surveillée en permanence en autorisant la mise sur bande de 1 déclenchement de premier niveau parmi 15. Ceci contribue à réduire quelque peu la réjection mais autorise un contrôle du fonctionnement du système.

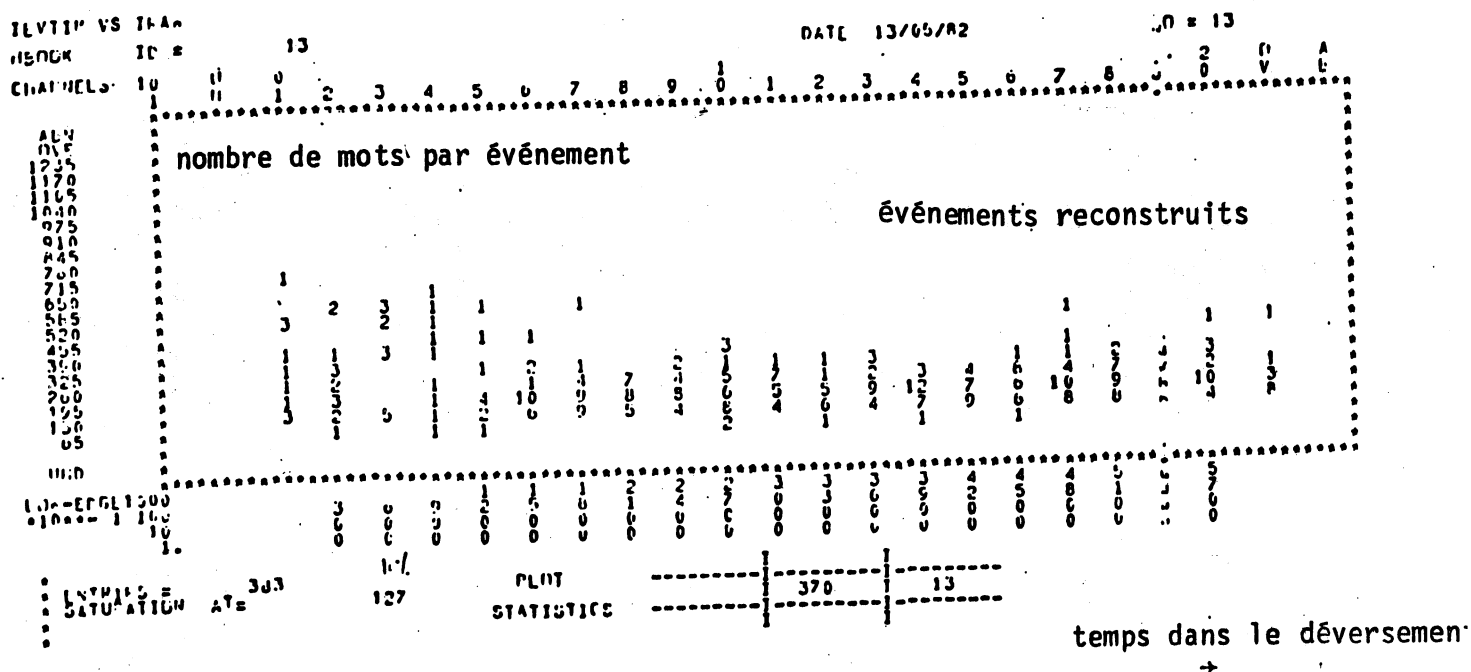
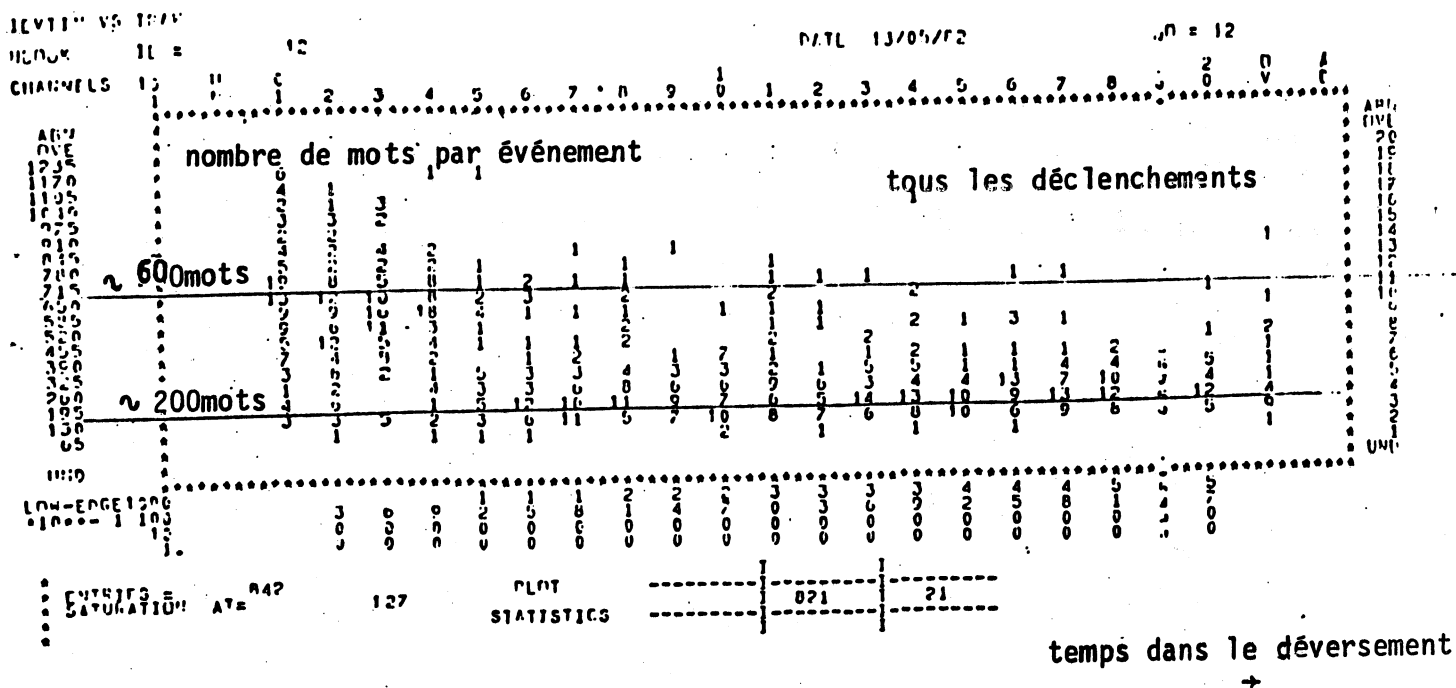


Fig.39b : Nombre de mots codés par événement en fonction du temps de l'événement dans le déversement.

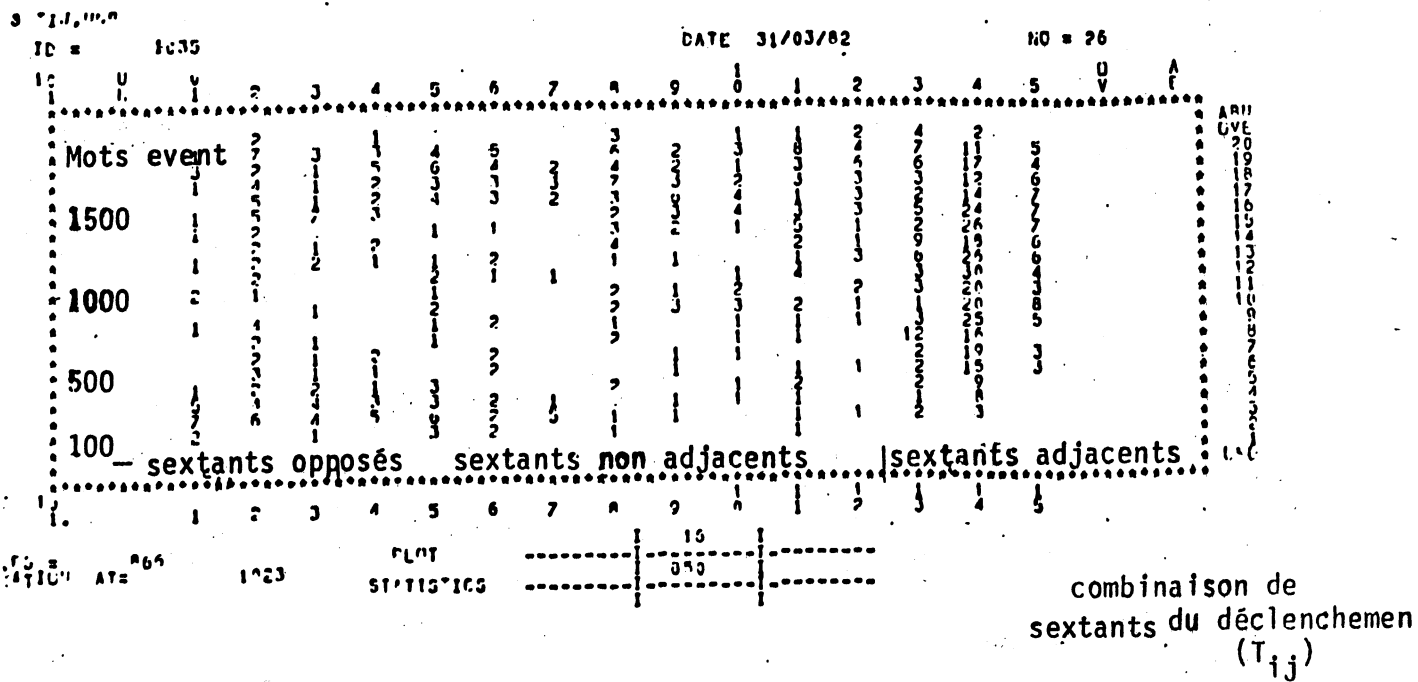
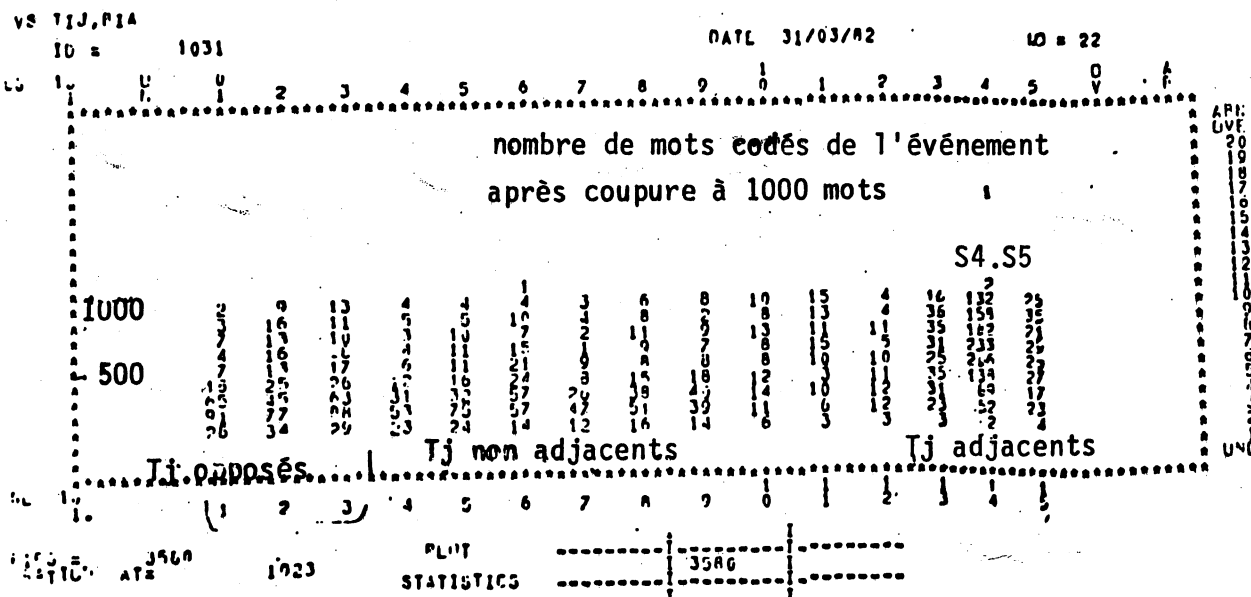


Fig. 39 c Nombre de mots codés par événement en fonction de la combinaison de sextants qui a produit sa sélection

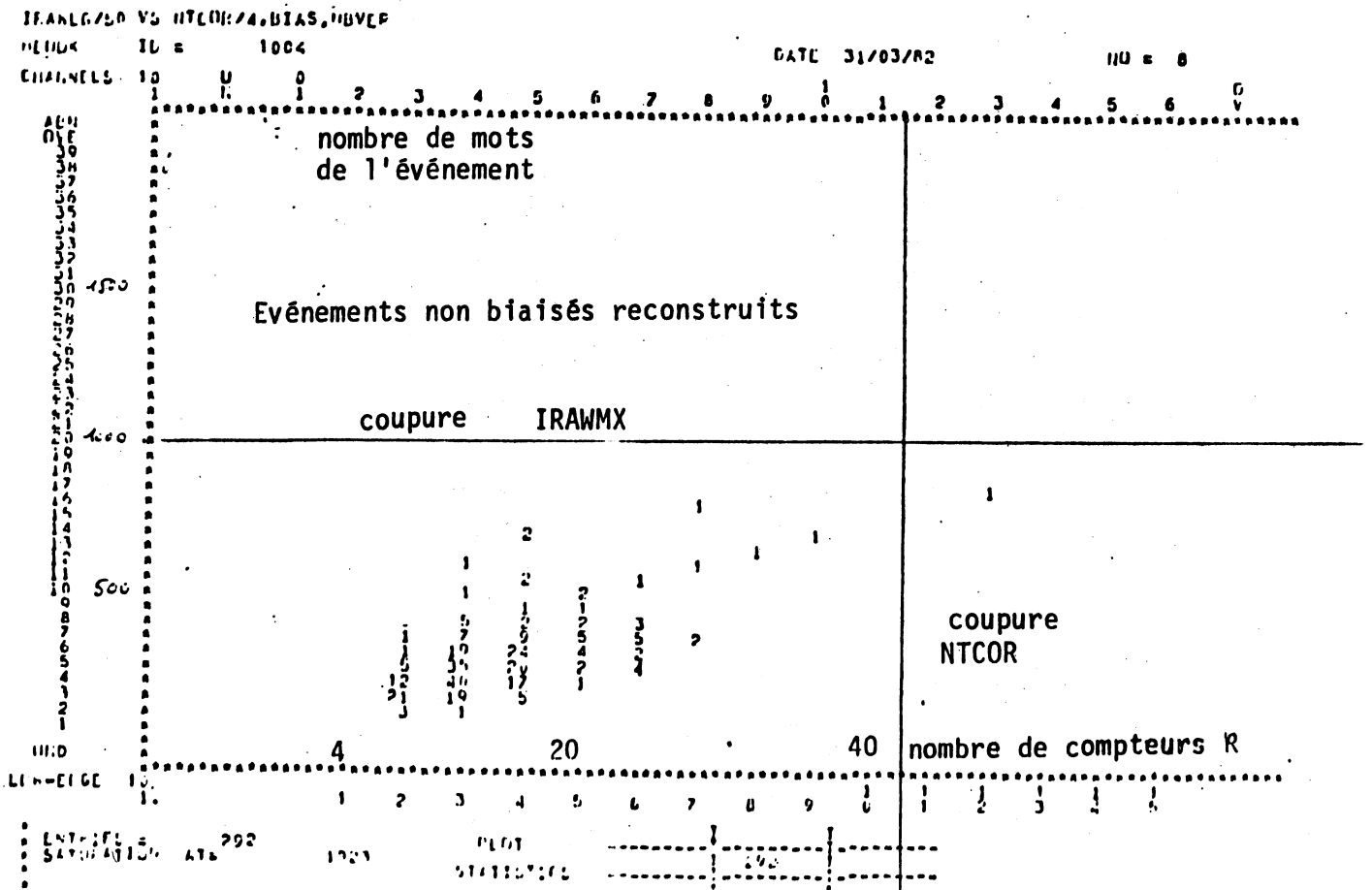
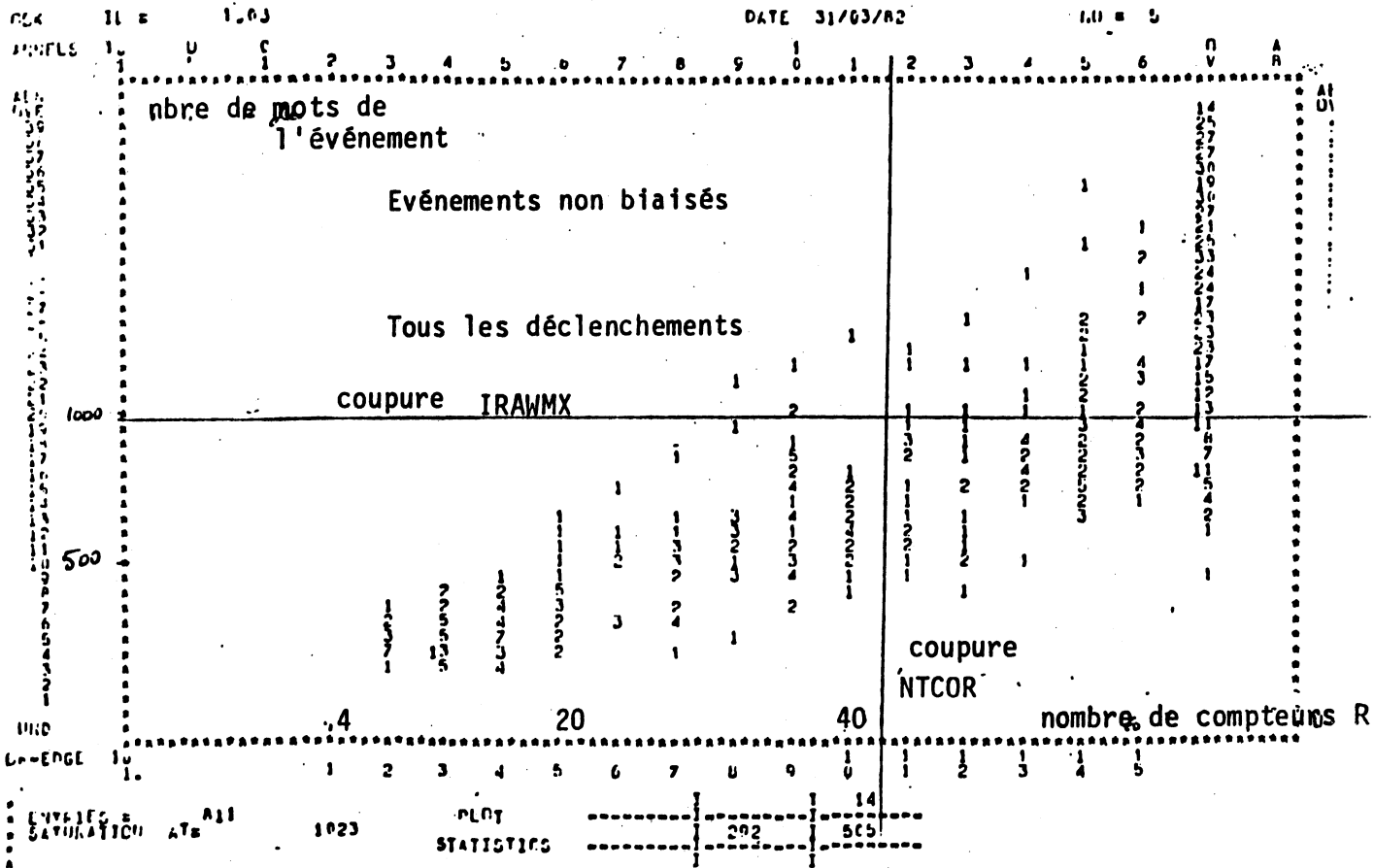


Fig. 39 d. Corrélation entre le nombre de mots codés de l'événement et le nombre de compteurs R codés par événement. (Comme les événements reconstruits sont localisés à NTCOR < 40 et IRAWMAX < 100).

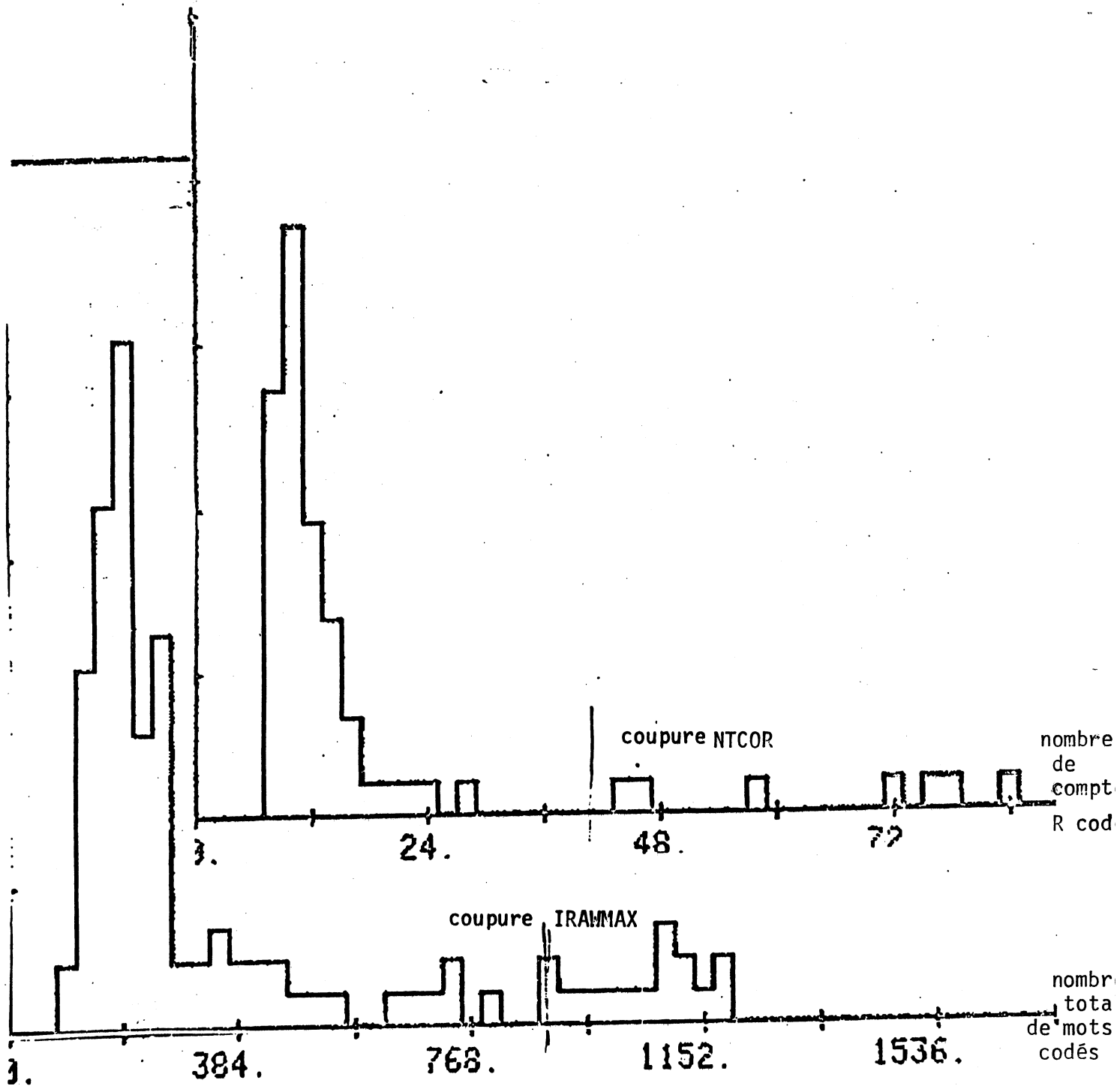


Fig.39 e : Nombre de compteurs R codés et nombre de mots codés de l'événement avec $\sim 10^9 \pi^-$ /déversement, faisceau bien réglé et déclenchement non biaisé.

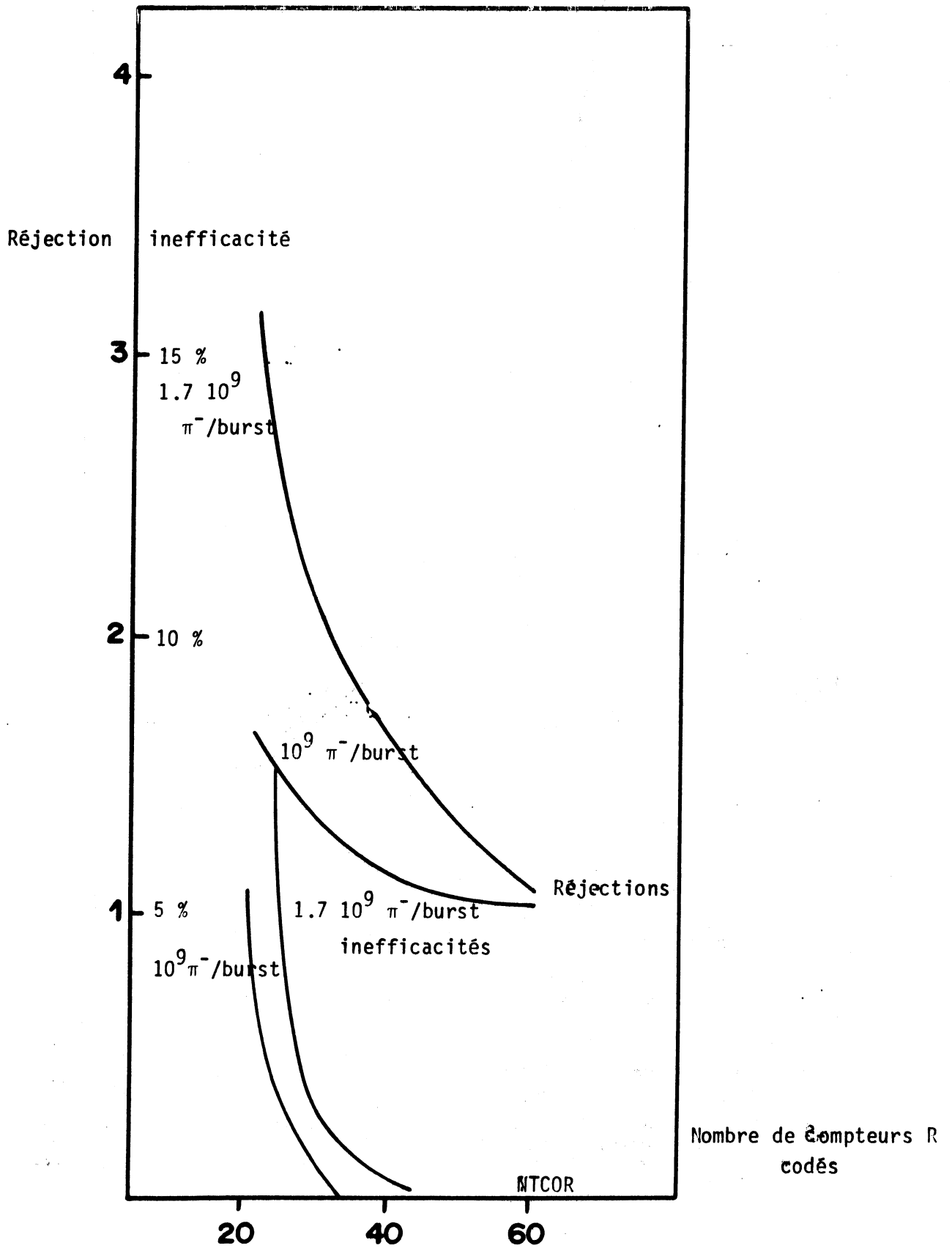


Fig.40a : Réjection à différentes intensités de faisceau, d'une coupure sur le nombre de compteurs R après coupure sur le nombre total de mots à 1000.

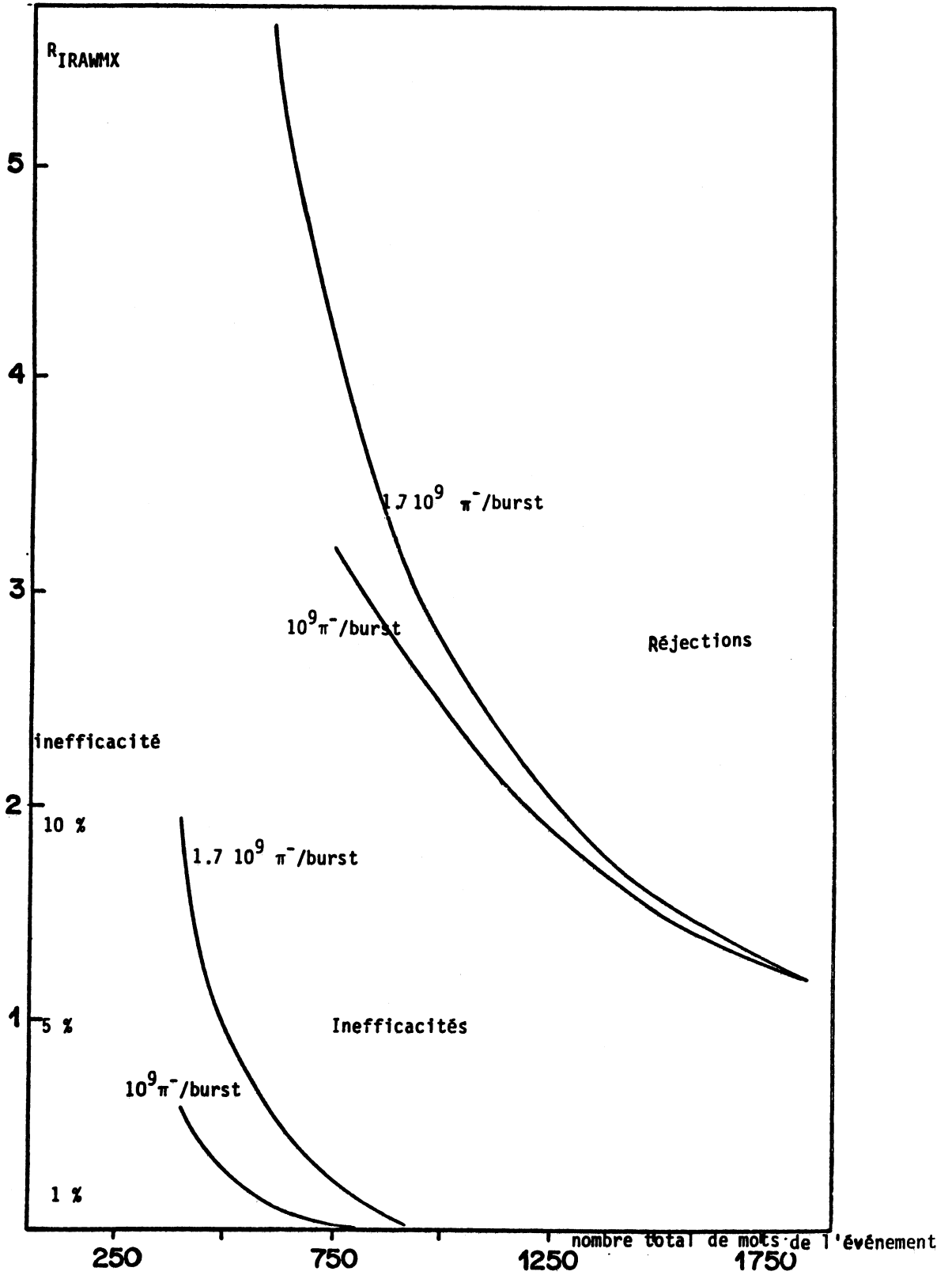


Fig.40b : Réjection de la coupure sur le nombre total de mots. Une coupure à 1000 mots donne une réjection > 2.5 sans entraîner d'inefficacité. Une coupure à 200 mots réalisée sur la mémoire de l'event buffer procure une réjection ~ 1.6.

3. Réjection et inefficacité de la coupure J/ψ câblée

Avec $2 \cdot 10^9 \pi^-$ par déversement, la réjection R de la coupure de masse réalisée par la logique câblée est de 1.7. L'inefficacité I correspondante (perte d'événements de plus de $4.05 \text{ GeV}/c^2$) est de 34 %. Ces chiffres s'améliorent quelque peu lorsque l'intensité diminue. Pour $10^9 \pi^-$ par déversement : $R \approx 2.0$ et $I \approx 30 \%$. L'inefficacité correspond à des événements de moins de $6 \text{ GeV}/c^2$ signés ψ .

Ces variations doivent être attribuées aux choix qui ont été faits pour résoudre les ambiguïtés entre plusieurs mesures de p_t dans le même sextant. Le système ne retenant que le p_t le plus élevé (ce qui donnera la masse la plus élevée) il est clair que sa réjection va diminuer lorsque le nombre de fortuites augmente.

4. Réjection et inefficacité de la coupure J/ψ Gespro [10]

Calculée suivant une formule précise, avec des quantités plus précises, cette coupure conduit à des réjections et des inefficacités nettement plus performantes que celles de la logique câblée.

Avec $2 \cdot 10^9 \pi^-$ par déversement, la réjection d'une telle coupure est de $R_G = 4.3$ et son inefficacité $I_G = 0.9 \%$. Avec $10^9 \pi^-$ nous avons $R_G = 4.6$ et $I_G = 0.8 \%$. L'inefficacité n'affecte que les masses $\leq 5 \text{ GeV}/c^2$

5. Evaluation de l'inefficacité de l'appareillage en fonction de l'intensité du faisceau.

La figure 41 représente la variation du nombre de J/ψ par π^- incident [$2.7 < J/\psi < 3.5 \text{ GeV}/c^2$] reconstruits pour des mesures réalisées à des intensités différentes. On voit que l'efficacité de l'appareillage ne dépend pas de l'intensité du faisceau lorsque $I_{\pi^-} \leq 1.4 \cdot 10^9 \pi^-$ par déversement. L'efficacité baisse de 10 % lorsque $I_{\pi^-} \sim 2 \cdot 10^9 \pi^-$ / déversement.

Un calcul au premier ordre montre que cette variation d'efficacité doit essentiellement être attribuée à la perte d'efficacité des chambres proportionnelles consécutives à l'augmentation du flux.

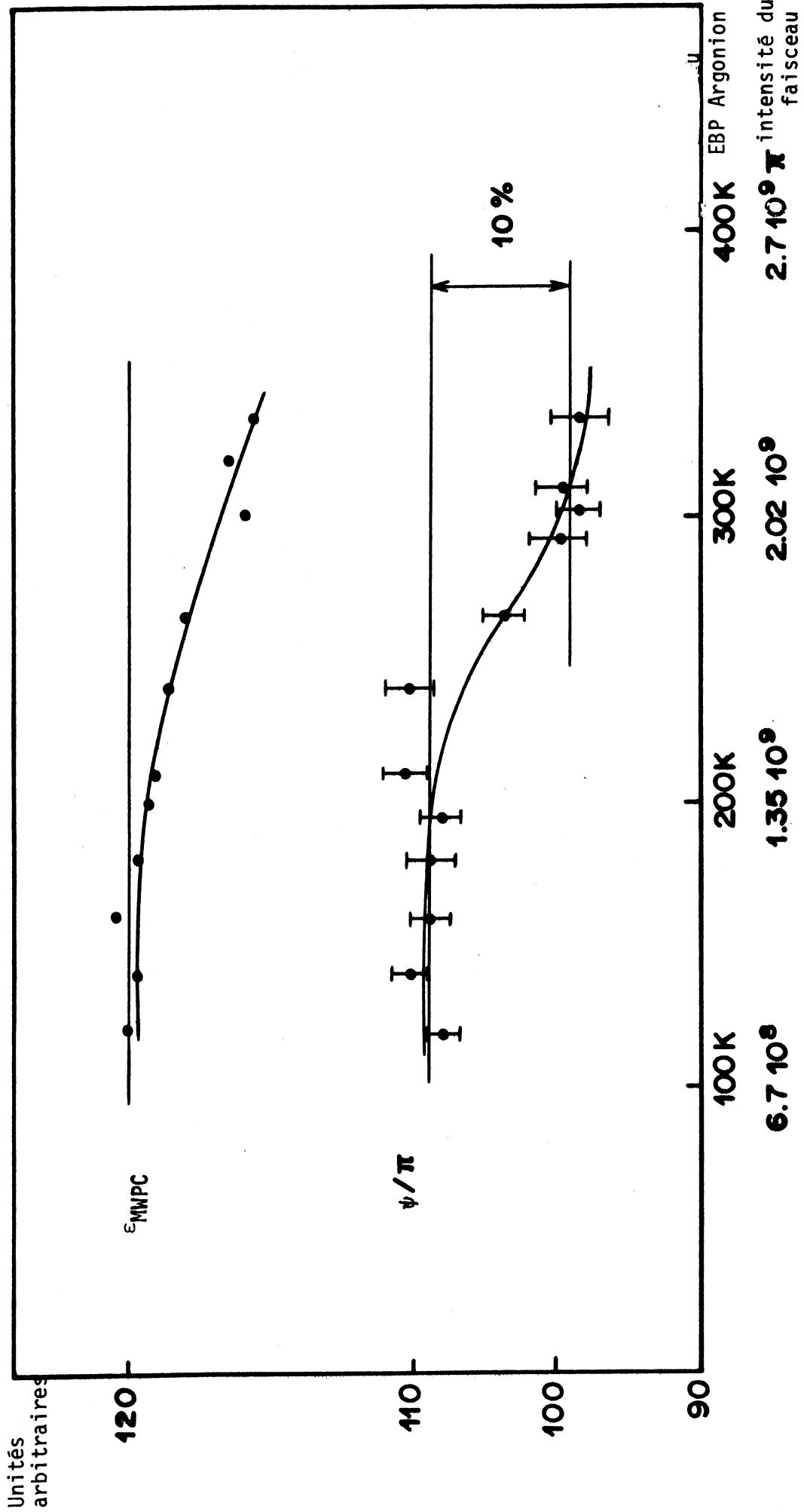


Fig.41 : Efficacité du spectromètre en fonction de l'intensité du faisceau de π^- (période P2B)

D. CONCLUSIONS

L'analyse des résultats expérimentaux sur le système de déclenchement montre que celui-ci a rempli son rôle jusqu'aux intensités les plus élevées auxquelles l'expérience a été exposée.

Une acquisition standard ($1.4 \cdot 10^9 \pi^-/\text{déversement}$) se faisait effectivement avec un temps actif $\sim 95 \%$ et un rendement en bons événements de $\sim 70 \%$. Toutes les ressources du système n'ont pas encore été utilisées : ni les événements signés J/ψ , ni les événements mesurés dans la combinaison de sextants $S4 \times S5$ n'ont été jetés. Il reste donc une certaine réserve au niveau du déclenchement ce qui permettrait d'envisager des flux plus élevés. Toutefois, comme des inefficacités de plus de 10% apparaissent à $2 \cdot 10^9 \pi^-/\text{déversement}$ il devient difficile d'envisager le fonctionnement de l'expérience à des intensités bien supérieures.

Les détecteurs utilisés dans cette expérience ont été conçus et réalisés en moins de 18 mois. Les chambres à fils ont été réalisées à Saclay et à Zurich, suivant en cela l'expérience du CEN de Saclay dans la réalisation des chambres de WA1. Les compteurs R_1 et R_2 ont été réalisés à l'école Polytechnique, R_3 et R_4 à Strasbourg.

Si des constructions conventionnelles ont été réalisées pour les détecteurs, il n'en a pas été de même pour l'électronique :

- la logique ECL utilisée pour R_1, R_2, R_3, R_4 a été le fruit d'une étroite collaboration entre la compagnie Lecroy et l'équipe de Strasbourg.

Cette logique a été standardisée depuis.

- La logique ECL utilisée pour les combinaisons de compteurs VR_3R_4 a été réalisée à l'Ecole Polytechnique de Palaiseau.
- Le système Event Buffer GESPRO a été le fruit d'une collaboration entre Bristol, le CERN et Strasbourg.
- La logique intersextant a été conçue et réalisée à l'Ecole Polytechnique de Palaiseau.

Conçues et réalisées pour cette expérience, ces nouveautés techniques étaient indispensables à son succès. La densité, la simplicité de mise en oeuvre et le coût de la logique ECL ont permis de réaliser les performances nécessaires. Le système Event Buffer GESPRO apportant une réjection programmable d'un facteur > 6 a joué un rôle déterminant.

R E M E R C I E M E N T S

Je veux tout d'abord remercier Monsieur M.CROISSIAUX de m'avoir accueilli dans la Division des Hautes Energies, de m'avoir fourni les conditions matérielles pour réaliser ce travail et surtout de ne pas avoir été avare de ses conseils et de ses encouragements qui m'ont été bénéfiques. Pour tout cela je tiens à lui exprimer toute ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur le Professeur G.MONSONEGO d'avoir accepté de présider cette thèse.

Je désire exprimer toute ma reconnaissance aux physiciens de Strasbourg qui participent à NA10, pour tout ce que j'ai appris à leur contact pendant deux années à Strasbourg et au CERN ; en particulier à R.MORAND qui m'a guidé tout au long de ce travail et qui n'a pas ménagé ses efforts pour m'aider à la finir ; de même à A.DEGRE dont les conseils et les longues discussions m'ont beaucoup apporté. Je les remercie d'avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie également toute la collaboration NA10 au CERN au sein de laquelle j'ai travaillé et appris avec chacun, avec un sentiment tout particulier pour P.STROLIN qui me fait le grand plaisir d'être présent dans le jury.

Enfin j'ai une pensée toute particulière pour le groupe PNHE de Strasbourg qui m'a accueilli, pour tous ses membres et pour la bonne ambiance qui a régné.

Je remercie finalement Mme GOETZ qui a assuré la dactylographie de cette thèse avec diligence et gentillesse, ainsi que les dessinateurs.

REFERENCES

- Introduction. Partie théorique

- [1] K.J.Anderson et al. Phys.Rev.Lett.42, 944 (1979)
- [2] J.Badier et al. Phys.Lett. 86B, 98 (1979)
J.Badier et al. Phys.Lett. 89B, 145 (1979)
J.Badier et al. Communications à la Conférence de physique des
Hautes Energies, Genève (1979)
J.Badier et al. CERN EP 79-61
J.Badier et al. CERN EP 79-67
J.Badier et al. CERN EP 79-68
J.Badier et al. CERN EP 79-88
- [3] G.Altarelli, Proceedings de la conférence de physique des Hautes
Energies, Genève (1979)
G.Altarelli et al. Phys.Lett.76B, 351 et 356 (1978)
F.Holzen et D.Scott, Phys.Rev.D18, 3378 (1978)
F.Holzen et D.Scott, Phys.Rev.D19, 216 (1979)
E.L.Berger et S.V.Brodsky, Phys.Rev.Lett.42, 940 (1979)
- [4] J.O. Bjorken et E.Paschos, Phys.Rev.185 (1969) 1975
R.P.Feynman, Phys.Rev.Lett.23 (1969) 1415
- [5] S.D.Drell et T.M.Yan, Phys.Rev.Lett. 25, 31 (1970)
- [6] H.D.Politzer, Phys.Rev. 142, 129 (1974)
A.J.Buras , Rev. Mod. Phys. 52, 199 (1980)

- Partie Expérimentale

- [1] High resolution study of the inclusive production of massive muon pairs by intense pion beams, CERN/SPSC/77-110
- [2] CERN North Area High Intensity Facility
G.Brianti, N.Doble CERN/SPS/77-2
- [3] H.W.Atherton et al. CERN/SPS/80-07
- [4] D.Brahi, E.Rossa, Comptage d'un faisceau à haute intensité avec une discrimination différentielle "TRIGGER-RECEIVER" CERN/SPS/81-02
- [5] C.Iselin The program used in HALO CERN-74-17
- [6] A.S.Carroll et al. Phys.Lett. 80B, 319 (1979)
- [7] Le spectromètre à dimuons de l'expérience NA10
Alain COC - Thèse de 3^è cycle - Université Paris VII (1980)
- [8] J.B.Lindsay et al. A fast and flexible data acquisition for MWPC's and other detectors, Contribution to the Wire chamber conference, Vienna, (1978)
- [9] Apport des processeurs microprogrammables au système d'acquisition et au contrôle en ligne de l'expérience NA10 - Philippe KLEIN, Thèse de 3^è cycle - Université Louis Pasteur Strasbourg (1982)
Apport d'un système modulaire de séquenceurs microprogrammables à l'acquisition et au filtrage des données en Physique des Particules - Jacques LECOQ - Thèse de Doctorat d'Etat - Université de Haute Alsace (1982)
- [10] L.Anderson, A.Degré, G.Viertel, NA10 Hodoscope Test - rapport interne Strasbourg : CRN/HE 79-04
- [11] Ecline, Lecroy (USA)

R E S U M E

Cette thèse s'inscrit dans l'expérience NA10 de production inclusive de paires de muons par un faisceau de π^- de hautes énergies (de 100 à 400 GeV/c) interagissant dans des cibles, soit d'hydrogène, soit de noyaux plus lourds (par exemple le tungstène). Ce travail est consacré à la description et à la mise au point du spectromètre, et plus spécialement du système de déclenchement : hodoscopes de compteurs, électronique associée. Il indique notamment les méthodes à appliquer pour enregistrer les événements de la réaction en discriminant du flux intense des différents bruits de fond.