



Formation des états charmonium dans le canal direct
d'annihilation $p\bar{p}$ et description d'une méthode
expérimentale nouvelle. Réactions exclusives

$\bar{p}$

$\rightarrow e^+e^-$

Jean-Marie Brom

HAL Id: tel-00390469

<https://theses.hal.science/tel-00390469>

Submitted on 2 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.

► **To cite this version:**

Jean-Marie Brom. Formation des états charmonium dans le canal direct d'annihilation $p\bar{p}$ et description d'une méthode expérimentale nouvelle. Réactions exclusives

$\bar{p}$

->e+e-. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1985. Français. NNT : . tel-00390469



28 OCT. 1985

CA-UN-HE 03 04
C1

C.R.N.

CRN/HE 85-04
N. d'ordre 1581

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Marie BROM

FORMATION DES ETATS CHARMONIUM DANS LE CANAL
DIRECT D'ANNIHILATION $p\bar{p}$ ET DESCRIPTION
D'UNE METHODE EXPERIMENTALE NOUVELLE.
REACTIONS EXCLUSIVES $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051349

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

CRN/HE 85-04
N. d'ordre 1581

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Marie BROM

FORMATION DES ETATS CHARMONIUM DANS LE CANAL
DIRECT D'ANNIHILATION $p\bar{p}$ ET DESCRIPTION
D'UNE METHODE EXPERIMENTALE NOUVELLE.
REACTIONS EXCLUSIVES $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$

Soutenue le 7 juin 1985 devant la commission d'examen

M. J. LEITE LOPES
M. M. PATY
M. S. JULLIAN
M. J.P. BURQ
M. M. POULET
M. B. ESCOUBES

Président
Rapporteur interne
Rapporteur externe
Membre invité



**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	M.ROOS
	Professeur	C.CONRAUX
	M.de Rech.	A.CORET
Présidents Honoraires	Professeur	G.OURISSON
	Professeur	P.KARLI
	Professeur	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

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

Professeurs honoraires : A.BASSET - P.BEYER - P.BUCK - J.CALLOT - J.CLAVERT - E.FORSTER - G.GREINER - A.JUNG - T.KAMMERER - P.MANDEL - H.METZGER - A.ROHMER - F.ROHMER - E.SCHNEEGANS - J.SEROR - F.STEPHAN - J.VEDRINE - R.VOEGTLIN - J.WARTER - G.WINCKLER.

Professeurs :

M.ADLOFF	Chirurgie générale	J.HERAN	Méd.et Chir.expér.im.et comparée	B.METZ	Physiologie appliquée
N.APROSIO	Anatomie et Organogénèse	L.HOLLENDER	Chirurgie digestive et générale	R.MINCK	Bactériol. Virol. Immunol. gén.
C.ARON	Histologie	J.L.IMBS	Pharmacologie	G.MORAND	Chirurgie thoracique
L.ASCH	Rhumatologie	M.IMLER	Médecine interne	F.OBERLING	Maladies du sang
A.BATZENSCHLAGER	Anatomie pathologique	F.ISCH	Rééducation fonctionnelle	J.C.OTTENI	Anesthésiologie
M.BIENTZ	Epidémiologie et prévention	L.ISRAEL	Psychiatrie d'Adultes	E.PHILIPPE	Anatomie pathologique
P.BLOCH	Radiologie	D.JAECK	Chirurgie générale	R.RENAUD	Gynécologie et obstétrique
R.BLOCH	Pharmacologie	H.JAHN	Néphrologie	P.REVILLE	Endocrinol. métabol. et Nutrit.
R.BOCKEL	Hépatologie, Gastro-entérologie	M.JESEL	Rééducation fonctionnelle	P.REYS	Chir.gén. Hôp.L.Pasteur - Colmar
C.BOLLACK	Urologie	J.JUIF	Pédiatrie et Puériculture	J.RITTER	Gynécol. et Obstétrique
A.BRINI	Ophthalmologie	P.KARLI	Neurophysiologie	E.ROEGEL	Pneumologie phtisiologie
A.BRONNER	Clinique ophtalmologique	B.KELLER	Clin.gynécol. et obstétricale	J.V.RUCH	Biologie médicale
F.BUCHHEIT	Neurochirurgie	F.KEMPF	Parasitol. et Clin. Sémiol. chir.	Y.RUMPLER	Embryol. et Morphol. générale
G.BURGHARD	Clin.et Prophylaxie de la tubercul.	I.KEMPF	Orthopédie et Traumatologie	A.SACREZ	Cardiologie
P.CHAMBRON	Biochimie	T.T.KIEN	Radiologie	P.SAUVAGE	Chirurgie infantile
M.CHAMBRON	Physique biologique	R.KIENY	Pathol. et Clin. Sémiol. chir.	G.SAVA	Chirurgie générale
M.CHAMPY	Stomatologie	A.KIRN	Virologie	G.SCHAFF	Physiologie
A.CHAUMONT	Méd.Légale et Méd.Sociale	J.G.KORITKE	Anatomie normale	E.SCHVINGT	Clin.chir.orthop. et traumat.d'adultes
M.COLLARD	Clinique neurologique	M.KREMER	Parasitol. et pathologie tropicale	J.SCHWARTZ	Pharmacol.et Médecine expérimentale
C.CONRAUX	Oto Rhino Laryngologie	D.KURTZ	Neurologie	A.SIBILLY	Clinique chirurgicale A
P.DELLENBACH	Gynécol. et Obstétrique	G.LANG	Orthop. et traumatologie	H.SICK	Anatomie et organogénèse
M.DORNER	Clin. Médicale B	Y.LE GAL	Anatomie pathologique	L.SINGER	Clinique psychiatrique d'Adultes
R.EBTINGER	Psychiatrie infantile	J.M.LEVY	Pédiatrie, Génétique médicale	D.STORCK	Clinique médicale A
M.FABRE	Histologie	J.M.MANTZ	Réanimation médicale	J.D.TEMPE	Réanimation médicale
L.FINCKER	Clin. médicale B Cardiologie	F.MARCOUX	Médecine du travail	G.VINCENDON	Biochimie
R.GANDAR	Clin. gynécol. et obstétricale	J.MARESCAUX	Histologie	A.WACKENHEIM	Radiologie
P.GAUTHIER-LAFAYE	Anesthésiologie	Ch.MARX	Physiologie	J.P.WALTER	Radiologie
J.P.GERHARD	Ophthalmologie	S.MAYER	Hématologie	P.WARTER	Radiologie
J.GRENIER	Chirurgie générale	J.MEHL	Médecine du travail	J.P.WEILL	Gastro-entérol.et hydrol.thérapeutique
E.GROSSHANS	Clin.dermatol.et Syphiligraphique	G.METHLIN	Physique biologique	D.WILLARD	Pédiatrie, Génétique Médicale
P.HABEREY	Physiologie			J.P.WITZ	Chirurgie thoracique

Professeurs conventionnés : G.LECLERC (Chim. org.) - A.PETROVIC (Physiologie).

Maitres de Conférences Agrégés :

S.BABIN	Orthopédie et Traumatologie	A.JAEGER	Réanimation médicale	J.M.MOSSARD	Cardiologie et maladies vasculaires
P.BAREISS	Médecine interne	P.KEHR	Orthopédie et traumatologie	G.OBERT	Virologie
P.BOURJAT	Radiologie	R.KEILING	Cancérologie	M.PATRIS	Psychiatrie d'adultes
C.BRECHENMACHER	Cardiologie	J.KEMPF	Biochimie	G.PAULI	Pneumologie phtisiologie
J.M.BROGARD	Médecine interne	G.KLOTZ	Oto-rhino-laryngologique	M.PINGET	Endocrinologie et maladies métabol.
C.BURSZEJN	Pédo-psychiatrie	F.KUNTZMANN	Médecine interne	M.ROOS	Histologie
J.CINQUALBRE	Urologie	J.M.LANG	Maladies du sang	J.P.SCHIEBER	Physiologie
A.CONSTANTINESCO	Physique Biologique	D.MAITROT	Neurochirurgie	G.SCHLAEDER	Gynécologie et obstétrique
J.P.DUPEYRON	Anesthésiologie	J.L.MANDEL	Biochimie	J.L.SCHLIENGER	Médecine interne
B.EISENMANN	Chirurgie cardio-vasculaire	C.MARESCAUX	Neurologie	C.STOLL	Pédiatrie, Génétique médicale
J.FLAMENT	Ophthalmologie	J.MARESCAUX	Chirurgie générale	J.TONGIO	Radiologie
J.GISFERT	Pédiatrie, Génétique médicale	J.MARK	Biochimie	J.M.WARTER	Neurologie

Maître de Conférences Associé : J.H.JAEGER (Orthopédie).

Maîtres de Conférences Conventionnés : A.MALAN (Physiologie respiratoire) - J.J.VOGT (Thermophysiole)

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

Maîtres de recherche :

A.M.AUBERTIN* Virologie
D.AUNIS* Neurochimie
J.P.CAZENAVE* Hémostase
A.EBEL[†] Neurochimie
J.M.EGLY* Biologie moléculaire
L.FREYSZ[†] Neurochimie
M.GAUTHIERIE[†] Thermologie biomédicale
G.GOMBOS[†] Neurochimie

K.HAFFEN-STENGER[†] Endocrinologie
G.LECLERC[†] Chimie organique
G.REBEL[†] Neurochimie
R.RECHENMANN* Biophys. des rayonnements
L.SARLIEVE* Neurochimie
M.SENSENBRENNER[†] Neurochimie
J.STEVENIN* Biologie moléc.et cellulaire

C.STOCK-DAMGE* Physiologie
J.VELLY[†] Pharmacologie
M.VERGNES* Neurophysiologie
N.VIRMAUX-COLIN[†] Neurochimie
J.J.VOGT[†] Thermophysiole
A.WAKSMAN[†] Neurochimie

* I.N.S.E.R.M. [†] C.N.R.S.

U.E.R. D' ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

Professeurs :

M.DOCQ Odontologie conservatrice, endodontie
R.FRANK Sciences biologiques (Biochimie), Immunologie, Histologie, Embryologie, Génétique,
Anatomie Pathologique, Bactériologie, Pharmacologie,
P.KLEWANSKY Parodontologie

J.LITZLER Prothèses (prothèse conjointe, adjointe
partielle, prothèse complète, prothèse
maxillo-faciale
J.L.LACOSTE Orthopédie dento-faciale

Professeurs de premier grade :

C.ALLEMANN Odontologie conserv., endodontie
M.BASTIAN Prothèses (prothèse conjointe, adj.
partielle, prothèse complète,
prothèse maxillo-faciale
C.BOENDER Orthopédie dento-faciale
A.COMTE Odontologie conserv., endodontie
R.HAAG Chirurgie buccale, pathol. et therap.,
Anesthésiologie et réanimation
M.LANGER Prothèses (prothèse conjointe, adj.
partielle, prothèse complète,
prothèse maxillo-faciale
M.LEIZE idem

P.NICOLAS Chirurgie buccale, pathol.et therap.,
Anesthésiologie et réanimation
J.J.ROTH Parodontologie
A.SCHLIENGER Prothèses (prothèse conjointe, adjointe
partielle, prothèse complète, prothèse
maxillo-faciale
J.SOMMERMATER Pédodontie

Professeurs de deuxième grade :

P.CAHEN Prévention, épidémiologie, économie de la Santé,
Odontologie légale
J.P.CHARLIER Orthopédie dento-faciale

B.KAESS Chirurgie buccale, pathol.et therap.,
Anesthésiologie et réanimation
H.TENENBAUM Parodontologie

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 - J.SCHREIBER

Professeurs :

R.ANTON Pharmacognosie
J.J.BEFORT Biologie cellulaire
R.CARBIENER Botanique
G.DIRHEIMER Toxicologie
G.FERARD Biochimie
J.L.FRESLON Pharmacodynamie
A.GAIRARD Physiologie
D.GERARD Physique et biophysique
M.GOELDNER Chimie organique
C.HASSELMANN Chimie analytique

L.JUNG Pharmacie chimique
J.C.KOFFEL Pharmacie chimique
H.LAMI Mathématiques
Y.LANDRY Pharmacologie
C.LAPP Chimie générale et minérale
P.LAUGEL Chimie analytique
G.LAUSTRIAT Physique
A.LUGNIER Toxicologie
J.MALGRAS Immunologie

C.MATHIS Pharmacie galénique
P.METAIS Biochimie
B.PESSON Parasitologie
P.POINDRON Virologie
A.STAHL Biochimie pharmaceutique
A.STAMM Pharmacie galénique
J.C.STOCLET Pharmacodynamie
D.VIDON Bactériologie
C.G.WERMUTH Chimie organique

Professeur émérite : J.SCHREIBER (Chimie organique).

Chargé de cours : M.KRISTENSEN (Hygiène, nutrition et diététique).

Professeur associé : R.MILLER (Pharmacodynamie).

Professeur conventionné : R.HEINTZ (Pharmacocinétique) - 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 Henri VOGT

U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement :

Directeur Philippe ROPARTZ

Professeurs honoraires : E.JUILLARD - R.RAYNAL.

Professeurs :

J.M.AVENARD Géographie
L.LEGRAND Sciences de l'éducation
P.LIMOUZIN Géographie
P.MICHEL Géographie

A.MOLES Psychologie sociale
H.NONN Géographie
H.REYMOND Géographie

A.TABOURET-KELLER Psychologie
M.TARDY Psycho-pédagogie
J.TRICART Géographie
H.VOGT Géographie physique

Maître de Conférences Conventionnés : J.P.BAUER (Psycho-pédagogie).

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

Maître de recherche : C.N.R.S. : P.MARTIN (Géographie)

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Michel DEVOLUY (Chargé de l'intérim)

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

Professeurs honoraires : A.CHABERT - P.CHAMLEY.

Professeurs :

P.ARTZNER	Mathématiques	R.DOS SANTOS FERREIRA	Sciences Economiques	J.J.OBRECHT	Sciences de gestion
F.BILGER	Sciences Economiques	J.J.DURAND	Sciences Economiques	P.PONCET	Sciences de gestion
P.COHNDET	Sciences Economiques	G.KOENIG	Sciences Economiques	J.THEPOT	Sciences de gestion

Professeurs émérites : A.CHABERT (Sciences Economiques) - P.CHAMLEY (Sciences Economiques).

Professeurs associés : W.HILDENBRAND - J.P.VIAL.

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

Chargés de conférences : J.ARROUS - R.ERBES.

U.E.R. DES SCIENCES EXACTES

Mathématiques	: Directeur Daniel BERNARD
Sciences de la Matière	: Directeur Henri BENOIT
Sciences de la Vie et de la Terre	: Directeur Thierry JUTEAU
Sciences du Comportement et de l'Environnement	: Directeur Philippe ROPARTZ
Ecole d'Application des Hauts Polymères	: Directeur Morand LAMBLA
Ecole Nationale Supérieure de Chimie	: Directeur Marc DAIRE
Observatoire	: Directeur Alphonse FLORSCH
Physique du Globe	: Directeur Roland SCHLICH
Ecole Nationale Supérieure de Physique	: Directeur Gilbert SUTTER
I.U.T.	: Directeur Michel GENEVAUX

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

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

Professeurs :

A.ACKER	Astronomie	P.FELTZ	Physiologie Animale	J.MARTINET	Mathématiques
J.P.ADLOFF	Chimie nucléaire	X.FERNIQUE	Mathématiques	P.MIALHE	Physiologie animale
R.ARMBRUSTER	Physique	J.G.FISCHER	Chimie	A.MICHARD	Géologie
P.ARTZNER	Mathématiques	D.FOATA	Mathématiques	M.MIGNOTTE	Informatic
V.AVANISSIAN	Analyse supérieure	E.FOLLENIUS	Zoologie	P.MIRABEL	Chimie
G.BARBANÇON	Mathématiques	J.J.FRIED	Chimie des Fluides	G.MONSENEGO	Physique théorique
F.BECKER	Physique mathématique	D.FROELICH	Chimie générale et chimie phys.	B.MORIN	Mathématiques I
N.BEFORT	Biochimie	A.FUCHS	Mécanique rationnelle	P.NANOPOULOS(dét.)	Probabilités et Statistiques
G.BELLIARD	Botanique	J.C.GALL	Géologie	B.OBRECHT	Mécanique
C.BENEZRA	Dermato-chimie	A.GALLMANN	Physique	J.OSBORN	Chimie
D.BENNEQUIN	Mathématiques	F.GAUTIER	Physique	E.OSTERTAG	Electr. et Electrotechnique
H.BENOIT	Physicochimie macromol.	R.GERARD	Mathématiques	L.OTTEN	Pathologie moléculaire végétale
P.BENVENISTE	Physiologie végétale	A.GIRAUDEAU	Chimie physique (IUT)	G.OURISSON	Chimie
D.BERNARD	Méth.math.de la physique	C.GODBILLON	Mathématiques	J.M.PAULUS	Chimie générale
J.C.BERNIER	Chimie générale	A.GOLTZENE	Optique, phys.atom. et moléc.	J.P.RAMIS	Mathématiques générales
J.BONNIN	Géophysique interne	M.GOUNOT	Phys. du sol et cristallographie	P.RICHARD	Physiologie animale
Y.BOULANGER	Biochimie	M.GROSMANN	Botanique	J.J.RIEHL	Chimie
J.F.BOUTOT	Mathématiques	M.GROSS	Physique	P.RIMMELIN	Chimie organique (IUT)
J.BROSSAS	Chimie macromoléc.	Y.GUEGUEN	Chimie physique	C.ROBERT	Physique
R.BROUILLARD	Chimie org.et chimie analyt.	C.HIRTH	Géophysique interne	P.ROPARTZ	Psycho-physiologie
C.BURGGRAF	Minéralogie	J.C.HUBERT	Chimie organique	J.ROUX	Botanique
H.BURNAGE	Mécanique des Fluides	B.JARRY	Microbiologie	G.SCHIFFMANN	Mathématiques
M.CARA	Géophysique interne	C.JASCHEK	Biochimie génétique	A.SCHMITT	Physique
H.CARAYOL	Mathématiques	G.JONARD	Astronomie	P.SCHMITT	Psycho-physiol.et physiol.du comp.
R.CERF	Physique générale	J.P.JOUANOLOU(dét.)	Virologie	J.P.SCHWING	Chimie
P.CHARTIER	Chimie	F.JUNDT	Mathématiques	M.J.SCHWING	Chimie physique
P.CHEVALLIER	Physique	T.JUTEAU	Phys.nucl.et corpusc.et théor.phys.	J.C.SENS	Phys.nucl.et corpusc.et théor.phys.
A.CLAUSS	Chimie	C.KEDINGER	Minéralogie	M.SIESKIND	Physique
A.COCHÉ	Physique nucléaire	A.KIENEMANN	Biochimie	G.SOLLADIE	Chimie organique
M.DAIRE	Chim.phys.indus.et Sc.des Mat.	R.KIRSCH	Chimie appl. et génie chimique	J.SOMMER	Chimie appliquée
H.DANAN	Phys.atom.et phys.du solide	F.LACROUTE	Zoologie	S.SORIN	Mathématiques
E.DANIEL	Physique expérimentale	J.C.LAFON	Biologie végétale	G.SUTTER	Physique électronique
M.DAUNE	Biophysique	A.M.LAMBERT	Informatic appliquée	C.TANIELAN	Chimie appl.et chimie des matériaux
J.DEHAND	Chimie générale	M.LAMBLA	Biologie	Y.TARDY	Géologie
J.DEMUYNCK	Chimie organique	G.LEBEURIER	Chimie générale	J.TERRISSE	Chimie
J.P.DESCLÉS	Inform.fond.et appl.(Univ.II)	J.M.LEHN	Microbiologie	J.J.THIEBOLD	Biologie animale
J.F.DUFURD	Inform.fond.et appl.	H.LEIBENGUTH	Chimie (Collège de France)	D.VIAUD	Mathématiques
G.DUNOYER de	Géologie	H.LEISMANN	Chimie appl. et chimie des matér.	R.VOLTZ	Physique théorique
SEGONZAC (dét.)	Botanique	J.LEITE-LOPES	Chimie	J.H.WEIL	Biochimie
H.DURANTON	Biochimie	P.LEMOINE	Phys. nucl. et corpusculaire	G.WEILL	Physique
J.P.EBEL	Minéralogie	M.LEROY	Chimie physique (IUT)	R.WEISS	Chimie
J.P.EBERHART	Biochimie	J.C.LIONS	Chimie	P.L.WENDEL	Physique
B.EHRESMANN	Physique	F.LOOR	Zoologie et Ecologie	B.WILL	Psycho-physiologie
V.ERN	Mathématiques	J.LUCAS	Immunologie	C.WINTER	Chimie
J.FARAUT	Chimie	D.MAGNAC	Géologie	C.WIPPLER	Physicoch.des Hauts Polymères
P.FEDERLIN			Physique		

Professeurs émérites : G.GLAESER (Math.) - L.HIRTH (Microbiologie) - R.LECOLAZET (Phys. du Globe) - G.MILLOT (Géologie Paléontologie).

Professeur adjoint : J.SITTLER (Géologie).

Professeurs associés :

Z.AKCASU	Optique physique	J.GROVES	Chimie minérale	L.MEZZA-BASSO	Biochimie
K.BHATT	Physique nucléaire théorique	T.HOFMOKL	Physique nucléaire et corpusculaire	J.L.MORAN-LOPEZ	Physique
P.BIRD	Chimie minérale	A.KORANYI	Mathématiques	I.SATAKE	Mathématiques
H.BJELKHAGEN	Electronique et Electrotechnique	G.LETTA	Mathématiques	H.SCHMIED	Physique
C.CAMACHO	Mathématiques	A.MELFI	Géochimie	H.UMEMURA	Mathématiques
P.CARSKY	Chimie	P.MEYRUEIS	Robotique productique	H.YEH	Géochimie
M.CONSTANTIN	Chimie organique				

Professeurs conventionnés : P.DEJOURS (Physiol.respir.) - Y.NAKATANI (Chimie) - P.SMIGIELSKI (Physique).

Astronomes adjoints : A.FLORSCH - A.FRESNEAU (dét.) - M.JASCHEK.

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

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

P.ALBRECHT	Chimie	J.LAHAYE	Coordination et catalyse	A.SKOUlios	Physicochimie macromoléculaire
J.F.BIELLMANN	Chimie	G.MAIRE	Chimie	M.VAN REGENMORTEL	Virologie
S.CANDAU	Physique	J.MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire	R.VAROQUI	Physicochimie macromoléculaire
P.DEJOURS	Physiologie respiratoire	A.J.P.MEYER	Physique des solides	A.VEILLARD	Chimie moléculaire
M.FRANCK-NEUMANN	Chimie organique	A.PORTE	Biologie cellulaire	R.ZANA	Physicochimie macromoléculaire
J.HOFFMANN	Biologie animale	P.REMPF	Physicochimie macromoléculaire	W.S.ZHOU	Astr. environnement planétaire
A.KNIPPER	Physique nucl. et corpusculaire	R.SCHLICH	Géophysique marine	A.ZUKER	Physique théorique
A.KOVACS	Physicochimie macromoléculaire	P.SIFFERT	Physique nucl. et corpusculaire		

Maîtres de recherche C.N.R.S. :

J.Ch.ABBE	Physicoch.des interact.et interfaces	H.GIRARD	Physiologie respiratoire	L.PINCK	Virologie
J.J.ANDRE	Physicochimie macromoléculaire	P.GRAMAIN	Physicochimie macromoléculaire	P.POIX	Chimie
E.ASLANIDES	Physique nucléaire et corpusculaire	J.B.GRUN	Physique	J.POUYET	Biophysique
H.BARREAU	Philo.,Epistémol.Hist.des Sc.et Tech.	H.GUILLEY	Biochimie, Biologie végétale	B.REES	Chimie
F.BECK	Physique nucléaire et corpusculaire	F.HAAS	Physique nucléaire et corpusculaire	J.REINBOLT	Biochimie
G.BECK	Biochimie	J.HERZ	Physicochimie macromoléculaire	P.REMY	Biochimie
J.P.BECK	Physiologie	F.HIBOU	Physique nucléaire	K.RICHARDS	Virologie
J.P.BEHR	Chimie	L.HILAIRE	Chimie physique	J.RICHERT	Physique nucléaire théorique
M.BENARD	Chimie quantique	G.JENNER	Chimie	J.RINGEISSEN	Physique
H.BRAUN	Physique nucléaire et corpusculaire	G.KAUFMANN	Chimie	O.ROHFRITSCH	Phytomorphogénèse
P.BRAUNSTEIN	Chimie	G.KEITH	Biochimie	J.P.ROTH(=Dir.Inst.Rech)	Physicochimie macromoléculaire
G.BURKARD	Biochimie végétale	H.KESSLER	Matériaux inorganiques	J.P.SAUVAGE	Chimie physique
M.C.CADEVILLE	Physique des solides	J.P.KINTZINGER	Chimie	R.SCHANTZ	Physiologie végétale
H.CALLOT	Chimie	B.KOCH	Physiologie	F.SCHEIBLING	Physique nucléaire et corpusculaire
F.CANDAU	Physicochimie macromoléculaire	E.KOCHANSKI	Struct.et dynam.moléc. -	F.SCHUBER	Chimie organique
J.CHEVELLIER	Physique nucléaire et corpusculaire	M.LAGUEUX	Chimie de coordination	N.SCHULZ	Physique nucléaire et corpusculaire
M.R.CHEVALLIER	Biologie cellulaire	B.LANG	Bio organismes/dév.	C.SCHWAB	Physique
N.CLAUER	Géologie	J.LANG	Cristallographie	O.SCRIVENER	Sc. phys. pour l'Ingénieur
J.P.COFFIN	Physique nucléaire et corpusculaire	P.LAURENT	Physicochimie macromoléculaire	R.SELTZ	Physique nucléaire et corpusculaire
A.CORET	Physique	C.LERAY	Physiol. comparée des régulations	B.SIFFERT	Coordination et catalyse
M.CROISSIAUX	Physique nucléaire et corpusculaire	R.LEVY	Physiol. comparée des régulations	P.SIMPSON	Bio organismes/dév.
E.CROUSE	Biochimie végétale	F.LEYENDECKER	Physique	C.SITTLER	Géologie
C.DECKER	Chimie théorique et macromoléc.	J.L.LODAY	Chimie	A.SOLLADIE	Chimie
D.DISDIER	Physique nucléaire et corpusculaire	B.LOTZ	Mathématiques	M.E.STOECKEL	Biol. des interactions cellulaires
J.DOUBINGER	Géologie	B.LUU	Physicochimie macromoléculaire	C.STRAZIELLE	Physicochimie macromoléculaire
F.DURST	Physiologie végétale	A.MALAN	Chimie organique	M.SUFFERT	Physique nucléaire et corpusculaire
R.EHRBURGER	Coordination et catalyse	E.MARCHAL	Physiologie respiratoire	J.C.THIERRY	Chimie
S.EL KOMOSS	Physique	P.MARTINOTY	Physicoch. molécul.et macromol.	K.TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
J.FLECK	Virologie	J.C.MERDINGER	Sc. Physique pour l'Ingénieur	J.P.VIVIEN	Physique nucléaire et corpusculaire
B.FRANÇOIS	Physicochimie macromoléculaire	C.MIOSKOWSKI	Physique nucléaire	P.WAGNER	Physique nucléaire et corpusculaire
J.FRANÇOIS	Physicochimie macromoléculaire		Chimie	G.WALTER	Physique nucléaire et corpusculaire
E.FRANTA	Physicochimie moléculaire			F.WEBER	Géologie
J.M.FRIEDT	Physicoch.des interact.et interfaces	D.MORAS	Chimie		
B.FRITIG	Virologie	T.MULLER	Physique nucléaire et corpusculaire	J.P.WENIGER	Zoologie
R.FUCHS	Biophysique	G.MUNSCHY	Physique	M.WESTPHAL	Géophysique
J.C.GALIN	Physicochimie macromoléculaire	E.PAPIRER	Chimie théor. et macromol.	J.C.WITTMANN	Chimie théor. et macromol.
Y.GALLOT	Physicochimie macromoléculaire	H.PAQUET	Géologie	J.WITZ	Biologie cellulaire
J.GANGLOFF	Biochimie	M.PATY	Physique nucléaire et corpusculaire	R.WOLFF	Chimie
J.P.GERBER	Physique nucléaire et corpusculaire	P.PEVET	Zoologie	J.P.ZIELINGER	Physique
R.GIEGE	Biochimie	C.PICOT	Physicochimie macromoléculaire	L.ZILLIOX	Mécanique des Fluides
C.GIGOT	Virologie				

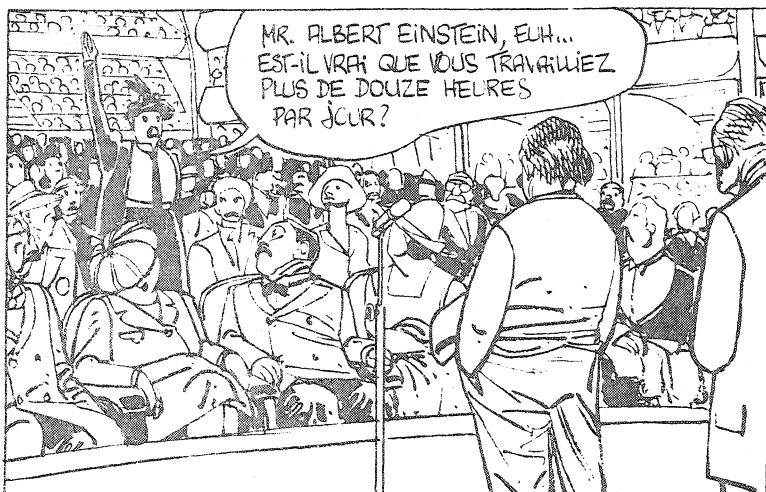
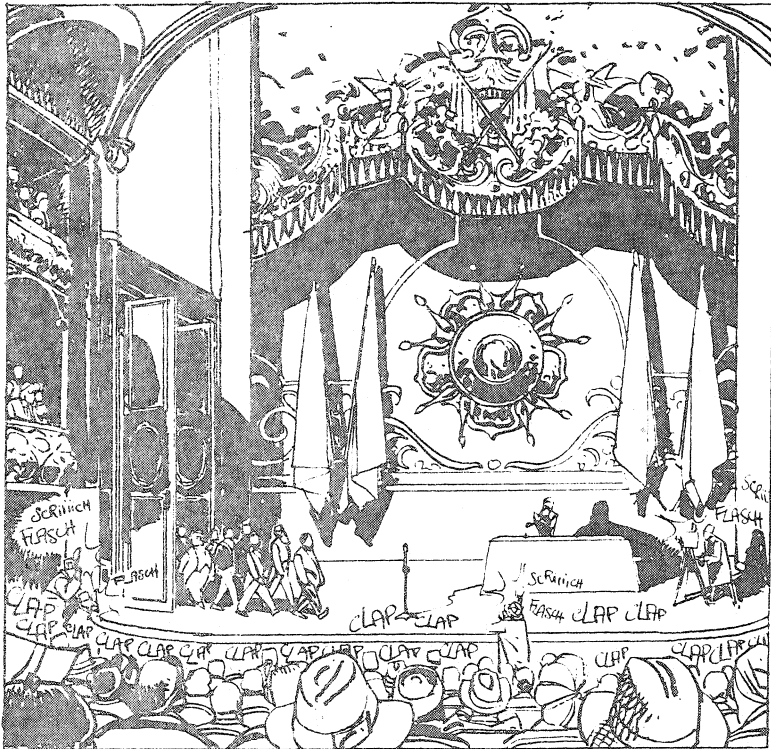


TABLE DES MATIERES

	Page
I N T R O D U C T I O N	1
C H A P I T R E I : LE CHARMONIUM ET SA FORMATION DANS LE CANAL DIRECT D'ANNIHILATION ANTIPROTON - PROTON	5
1. SITUATION EXPERIMENTALE	5
2. INTERPRETATIONS ET PREDICTIONS THEORIQUES	11
2.1 Cadre théorique : La Chromodynamique Quantique .	11
2.2 Prédications de QCD perturbative	15
2.3 Application de l'équation de Schrödinger - Modèles potentiels	19
3. METHODE EXPERIMENTALE	27
C H A P I T R E II : LES CONSTITUANTS DE L'EXPERIENCE R704	35
1. LE FAISCEAU D'ANTIPROTONS	35
I.1 Introduction	35
I.2 Rappels sur le mouvement bêtatronique	37
I.3 Principes d'accélération d'un faisceau	42
I.4 Eléments sur le refroidissement stochastique ...	44
I.5 Les ISR dans l'expérience R704	54
I.6 Mesure des paramètres du faisceau	59
2. LA CIBLE GAZEUSE	65
2.1 Eléments sur les jets moléculaires	65
2.2 Cible gazeuse pour l'expérience	71
3. L'APPAREILLAGE DE DETECTION	79
3.1 Les détecteurs de particules chargées	82
3.2 Le calorimètre	84
3.3 Les compteurs de garde	96
3.4 Le moniteur de luminosité	98

	Page
4. LES SYSTEMES DE DECLENCHEMENT ET D'ACQUISITION DE DONNEES	101
4.1 Le déclenchement au premier niveau (T)	101
4.2 Le déclenchement au deuxième niveau (TT)	103
4.3 Le déclenchement au troisième niveau (TTT)	105
4.4 Acquisition de données	107
 C H A P I T R E I I I : ANALYSE DE LA REACTION EXCLUSIVE	
$p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$	111
1. RECAPITULATION DES PERIODES DE PRISE DE DONNEES	111
2. TRAITEMENT DES DONNEES $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$	113
2.1 Analyse des événements par les chambres analogiques .	114
2.2 Comparaison des différentes chaînes d'analyse	124
2.3 Estimation du bruit de fond	125
3. EVALUATION DE LA MASSE DU J/ψ	127
3.1 Estimation de l'efficacité	131
3.2 Calcul de la masse du J/ψ	132
4. REPRESENTATION DE LA COURBE D'EXCITATION DU J/ψ	135
5. FACTEURS DE FORME ELECTROMAGNETIQUE DU PROTON	136
5.1 Eléments sur les facteurs de forme	136
5.2 Distribution angulaire de la réaction $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$	144
5.3 Valeur du facteur de forme magnétique du proton	148
 C O N C L U S I O N	155
 R E F E R E N C E S	157

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

Après la découverte du J/ψ , en 1974, et son interprétation en termes d'état lié quark charmé - antiquark charmé, a commencé l'étude approfondie de la spectroscopie du charmonium. Dès lors, l'ensemble des informations collectées sur la masse, la largeur, les rapports de branchement des états $c\bar{c}$ a été obtenu auprès des anneaux de collision e^+e^- . Dans ce cas, l'annihilation e^+e^- se faisant via un photon virtuel, seuls les états charmonium portant les nombres quantiques du photon ($J^{PC} = 1^{--}$) peuvent être directement formés. Les autres états $c\bar{c}$ sont alors étudiés par les désintégrations radiatives des systèmes $J^{PC} = 1^{--}$. L'inconvénient, dans ce cas, est que d'une part les taux de productions sont dépendants des rapports de branchement de ces désintégrations, et que d'autre part la précision obtenue sur la mesure des paramètres des résonances (masse, largeurs totale et partielle) est liée aux seules performances des détecteurs, en particulier leur résolution en énergie. La conséquence évidente est que si les paramètres des états ψ sont connus avec une grande précision, la connaissance des états $^3P(\chi)$, 1S_0 (η_c , η'_c) est encore trop limitée pour servir de critère de sélection entre les nombreuses prédictions théoriques, et que d'autres états (1P_1 , 1D_2 , 3D_2) de largeur en principe faible n'ont jamais été détectés.

Par contre la production des résonances par formation dans le canal direct d'annihilation antiproton-proton permet d'accéder à l'ensemble des nombres quantiques J^{PC} du système $c\bar{c}$.

La condition physique étant que le couplage direct du système $p\bar{p}$ au système $c\bar{c}$, réalisé par un échange de gluons, conduise à un rapport de branchement $\Gamma(c\bar{c} \rightarrow p\bar{p}) / \Gamma(c\bar{c} \rightarrow \text{total})$ qui ne soit pas trop faible. Les valeurs de ce rapport pour le J/ψ ($2.2 \pm .2 \cdot 10^{-3}$), le ψ' ($1.9 \pm .5 \cdot 10^{-4}$) ont permis d'acquérir la certitude que l'annihilation cohérente de 3 quarks (p) et 3 antiquarks ($\bar{p}$)

en une résonance R de masse élevée était suffisamment importante pour envisager une telle méthode.

Jusqu'à une date récente, cette possibilité n'était pas envisageable devant la difficulté à construire une source d'antiprotons comparable en luminosité et définition de l'énergie à celle des anneaux e^+e^- . Les faisceaux d'antiprotons du CERN, maintenant disponibles grâce à la facilité offerte par l'anneau d'accumulation d'antiprotons AA, et une très bonne résolution en énergie obtenue par le système de refroidissement stochastique ont rendu possible la présente expérience aux ISR, à la suite d'une idée de P. Dalpiaz⁽¹⁾. Acceptée fin 1980 sous le nom de code R704, elle a été installée fin 1982. Le J/ψ ainsi que le χ_2 ont été détectés durant les périodes de tests (de la machine, du jet d'hydrogène, de l'appareillage) durant l'année 1983. La prise de données a eu lieu entre le 20 mars et le 25 juin 1984, date de la fermeture définitive des ISR.

UNE NOUVELLE METHODE EXPERIMENTALE

Les conditions d'étude du charmonium dans le canal de formation directe $p\bar{p}$ étaient réunies, sur le site du CERN, grâce à :

- 1) L'utilisation du complexe d'antiprotons.
- 2) L'utilisation de l'anneau 2 des ISR, dans lequel le faisceau d'antiprotons est injecté, à 3.5 GeV/c (intensité maximale d'environ 5 mA), le système de refroidissement de la machine réduisant alors le $\Delta p/p$ du faisceau à $\pm 5 \cdot 10^{-4}$. Par ailleurs, la valeur de l'impulsion du faisceau est connue et reproductible avec une précision d'environ ± 1 MeV/c.
- 3) L'installation sur la machine d'un jet d'hydrogène utilisant les techniques récentes de faisceau à agrégats de molécules (densité $\approx 1.5 \times 10^{-10}$ g/cm², diamètre du jet inférieur à 1cm dans la région d'interaction) a permis d'atteindre une luminosité de l'ordre de $3 \cdot 10^{30}$ cm⁻²sec⁻¹. Le système de refroidissement de la machine est alors ajusté de manière à compenser l'élargissement (par diffusion multiple) et la perte d'énergie du faisceau dues à l'hydrogène.

Ces trois conditions ont conduit à une durée de vie du faisceau de l'ordre de 100 heures. L'impulsion des antiprotons circulant dans la machine est ajustée soit pas à pas (par le système RF), soit de façon continue (utilisation du système de refroidissement avec changement d'orbite). Cet ajustement de l'impulsion est tel que l'énergie du centre de masse du système $p\bar{p}$ soit dans la région de masse de la résonance. La courbe d'excitation est de cette façon construite point par point, chacun de ceux-ci correspondant à une valeur de l'impulsion (comme sur les machines à électrons).

L'analyse permet alors de déterminer le nombre d'événements normalisés pour chaque point. Les paramètres de la résonance sont ensuite calculés en utilisant le profil connu du faisceau (position en impulsion et largeur).

Afin d'optimiser le rapport signal/bruit, l'appareillage a été étudié et construit pour détecter les produits de désintégration électromagnétique des résonances. En particulier, nous avons étudié :

- le J/ψ par sa désintégration e^+e^-
- les états χ_1, χ_2 par leur désintégration $J/\psi + \gamma$
- le η_c par sa désintégration $\gamma\gamma$.

Nous avons également recherché l'état 1P_1 dans une transition $J/\psi + X$.

D'autre part, sur l'ensemble du spectre en impulsion étudié (3.6 à 6 GeV/c), le système d'acquisition permettait en parallèle la recherche du processus exclusif $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$.

Dans cet exposé, outre la description de cette nouvelle méthode expérimentale pour l'étude du charmonium, nous présenterons les résultats obtenus dans le canal exclusif $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$, dans une bande d'impulsion de 3.6 à 6. GeV/c, soit de 2.95 à 3.63 GeV centre de masse. Nous accédons ainsi au facteur de forme du proton dans la région temps pour des transferts en q^2 de -8 à -13 (GeV/c)², loin du seuil $q^2_s = -3.52$ (GeV/c)², c'est-à-dire sous la résonance J/ψ et hors de cette résonance. Bien que le J/ψ ait été le membre de la famille du charmonium le plus étudié, sa formation dans le canal direct $p\bar{p}$ par un processus purement gluonique a constitué un test indispensable de la validité de la méthode et permis d'évaluer la précision que l'on pouvait atteindre dans l'étude des autres résonances ($\chi_1, \chi_2, ^1P_1$, etc...).

Cette présentation se décompose en trois parties principales :

1) Le charmonium et sa formation dans le canal direct d'annihilation antiproton-proton :

- * le charmonium - situation expérimentale actuelle
- * cadre théorique de l'étude du charmonium
- * présentation et contraintes expérimentales de la méthode

2) Les constituants de l'expérience :

- * le complexe $\bar{p}$ du CERN
- * les ISR dans un mode original de fonctionnement adapté à l'expérience R704
- * le jet moléculaire d'hydrogène
- * l'appareillage de détection

3) Le canal exclusif $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ (résonnant ou non) :

- * les chaînes d'analyse des données expérimentales
- * les résultats obtenus sur le J/ψ (valeur de la masse, courbe d'excitation)
- * le facteur de forme du proton dans la région temps pour $2.95 < E \leq 3.63$ GeV.

(1) P. Dalpiaz, "Proceedings of the Joint CERN-KFK Workshop on physics with cooled low energetic Antiprotons", page 111.

C H A P I T R E I

LE CHARMONIUM ET SA FORMATION DANS LE CANAL DIRECT D'ANNIHILATION
PROTON - ANTIPROTON

1. SITUATION EXPERIMENTALE

Depuis la découverte du J/ψ et du ψ' , en 1974, et leur interprétation en termes d'état lié quark charmé - antiquark charmé, un intense effort a été poursuivi en vue d'obtenir une description complète de la spectroscopie de ces résonances, et de raffiner les modèles théoriques liés à leur interprétation.

Du point de vue expérimental, et sans prétendre être exhaustif, on peut rappeler quelques points essentiels :

- le niveau fondamental, noté J/ψ , a été observé simultanément (1.1, 1.2) dans la réaction $p + Be \rightarrow e^+e^- + X$ à Brookhaven (BNL-A65), ainsi que dans l'étude de la section efficace e^+e^- auprès du collisionneur SPEAR du SLAC. Peu de temps après (1.3), la première excitation radiale du J/ψ , notée ψ' , a été observée au SLAC dans la même réaction e^+e^- . Pour ces deux états, les modes de désintégration hadroniques semblent être prédominants, mais l'identification des nombres quantiques du J/ψ et du ψ' ($J^{PC} = 1^{--}$) avec ceux du photon, a permis une étude approfondie des divers états du charmonium, essentiellement à travers les transitions radiatives

$$e^+e^- \rightarrow \psi' \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad \gamma X.$$

- L'étude du spectre inclusif du photon dans la réaction $\psi' \rightarrow \gamma X$ a ainsi permis, en 1975 (1.4), de mettre en évidence trois états intermédiaires $\chi_0(3415)$, $\chi_1(3510)$, $\chi_2(3555)$, identifiés avec les états 3P du charmonium. Ici encore, de nombreux modes hadroniques ont été détectés, mais en raison de la résolution des détecteurs (± 4 MeV) et dans la mesure où l'on observe ces états à travers la production du ψ' , la largeur totale de ces résonances n'est pas connue de façon précise.

- Plus récemment, d'autres expériences auprès des détecteurs Mark II et Boule de cristal ont permis d'identifier les états 1S , η_c (1.5) et η'_c (1.6), toujours à travers les désintégrations radiatives du ψ' . Le spin et la parité du η_c ont été déterminés grâce à sa désintégration $\eta_c \rightarrow \phi\phi$ (1.7), auprès du détecteur Mark III.

- Enfin l'état 1P_1 ($J^{PC} = 1^{+-}$) n'a, à ce jour, pas encore été observé expérimentalement, les expériences de type e^+e^- n'étant pas adaptées à cette recherche (l'état 1P_1 pourrait être observé à travers

$$\begin{aligned}
 e^+e^- &\rightarrow \psi' \\
 &\quad | \rightarrow \eta'_c \gamma \\
 &\quad | \rightarrow ^1P_1 \gamma \\
 &\quad | \rightarrow \dots)
 \end{aligned}$$

Les figures I.1 et I.2 résument la situation expérimentale (antérieure à l'expérience R704) de la spectroscopie du charmonium. La table I.1 indique quelques résultats expérimentaux concernant ces résonances (on a indiqué, le cas échéant, la valeur du rapport de branchement en $p\bar{p}$

$$BR(p\bar{p}) = \frac{\Gamma_{c\bar{c} \rightarrow p\bar{p}}}{\Gamma_{c\bar{c} \rightarrow \text{total}}} .$$

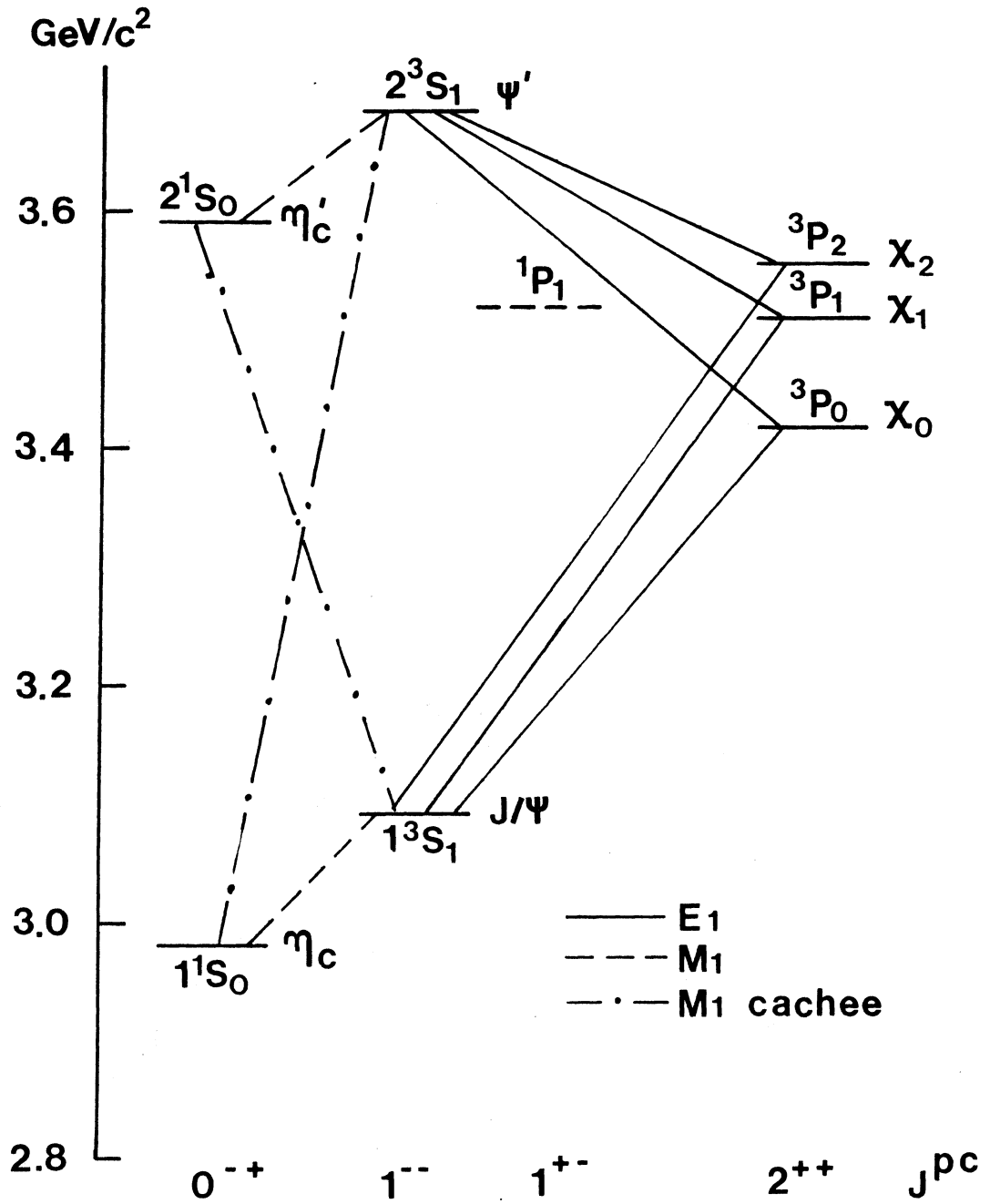


Figure I.1 : Situation expérimentale du Charmonium antérieure à l'expérience R704 [l'état 1^1P_1 n'a pas été observé].

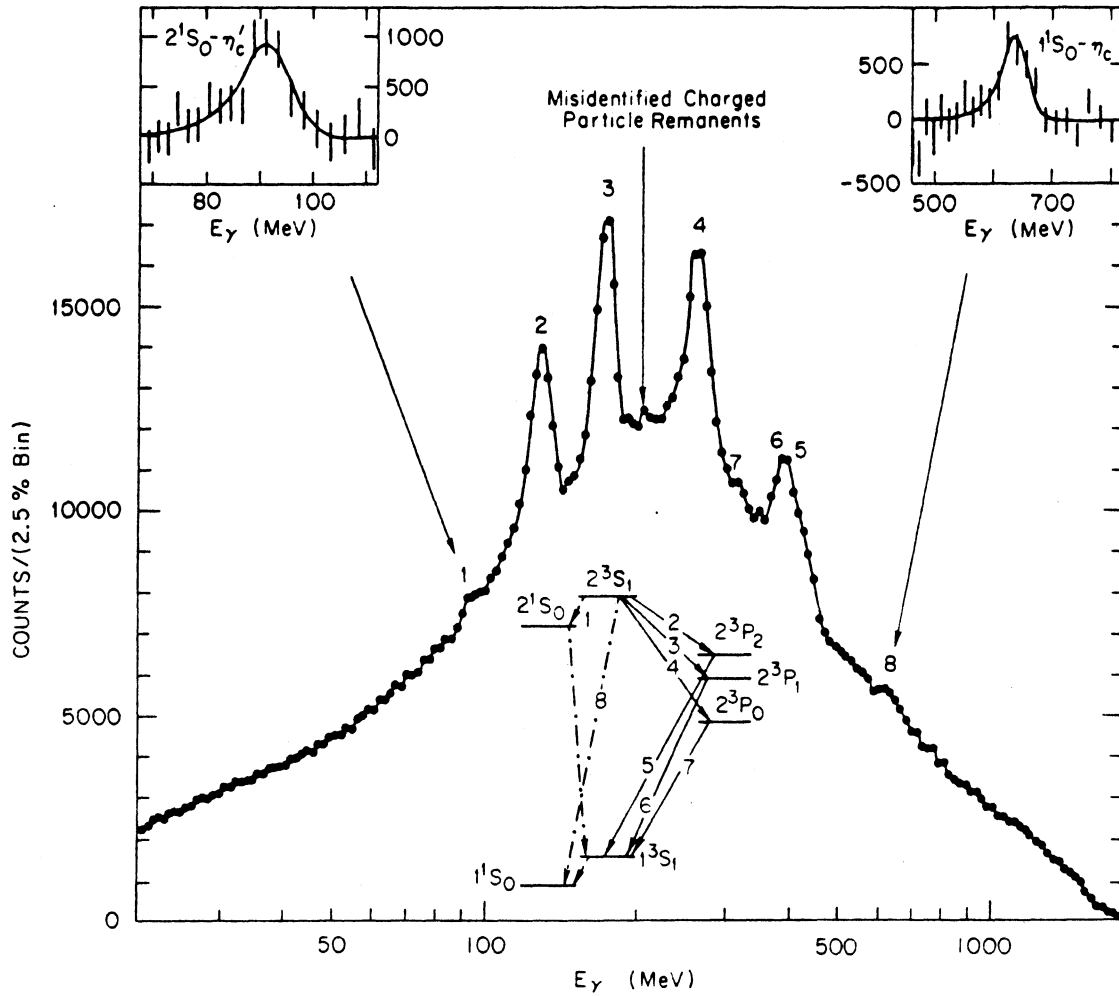


Figure 1.2 : Niveaux du Charmonium observés à travers le spectre du photon dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \psi'$

$$| \rightarrow \gamma X$$

Les repères sur le spectre font référence à la transition indiquée sur le diagramme (réf. 1.21).

ETAT	MASSE (MeV)	LARGEUR TOTALE	RAPPORT DE BRANCHEMENT EN $p\bar{p}$	OBSERVATIONS
J/ψ	3096.93 ± 0.09	63 ± 8.6 KeV	$2.2 \pm 0.17 \cdot 10^{-3}$	largeur hadronique : 57.3 ± 10.9 KeV largeur électronique : 4.6 ± 0.39 KeV
ψ'	3686 ± 0.1	215 ± 39 KeV	$1.9 \pm 0.5 \cdot 10^{-4}$	largeur hadronique : 224 ± 56 KeV largeur électronique : 2.05 ± 0.21 KeV
η_c	2984 ± 4	12.4 ± 4.1 MeV	$0.18 \pm 0.09 \cdot 10^{-2}$	observation de transitions hadroniques pas d'observation de $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$
η'_c	3594 ± 5	< 8 MeV	?	candidat. Pas de détermination de ses nombres quantiques. $Br(\psi' \rightarrow \eta'_c \gamma) \times$ $Br(\eta'_c \rightarrow \psi \gamma) < 10^{-6}$
χ_0	3415 ± 1	$13.5 - 20.4$ MeV	$3.9 \pm 1.7 \cdot 10^{-4}$	observation de désintégration en hadrons, en $\gamma\gamma$, en J/ψ + hadrons, en $J/\psi + \gamma$
χ_1	3509 ± 0.55	< 3.8 MeV	$< 1.3 \cdot 10^{-3}$	Idem
χ_2	3555.8 ± 0.6	$0.85 - 4.9$ MeV	$2.4 \pm 2.4 \cdot 10^{-4}$	Idem
$1P_1$	?	?	?	Non vu à ce jour ...

Table I.1 : Situation expérimentale du charmonium antérieure à R704 (1984), références (1.5), (1.6), (1.7), (1.21) et Particle Data Group (1984).

[NB. les erreurs figurant sur cette table sont les erreurs statistiques publiées dans les références]

2. INTERPRETATIONS ET PREDICTIONS THEORIQUES

2.1 CADRE THEORIQUE : LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE

La chromodynamique quantique (QCD), qui généralise l'électrodynamique quantique à l'étude de l'interaction forte, se réfère à une nouvelle propriété des quarks, la couleur. Dans le modèle originel des quarks, introduit par Gell-Mann et Zweig en 1964, les quarks sont des fermions de spin $\frac{1}{2}$, porteurs de charge électrique fractionnaire, décrits dans le cadre de la symétrie SU(3). Toutefois, le fait que SU(3) ne soit pas une symétrie exacte (en raison de la différence de masse entre les quarks s et les quarks u et d), la nécessité apparue en 1970 d'introduire un quatrième quark et l'interprétation de l'hypéron Ω^- comme étant formé de trois quarks s dans le même état de spin ont conduit, en 1973, à l'introduction de la couleur dans le cadre de SU(3)_C. Au contraire de SU(3), cette nouvelle symétrie est considérée comme exacte et, pour chaque saveur de quark, transforme les couleurs entre elles, et laisse les hadrons - formés de quarks colorés - invariants. Les hadrons seront alors décrits comme étant des singlets de SU(3)_C, les quarks en seront des triplets. Les interactions entre quarks résultent de leur charge électrique et de couleur, et procèdent par échanges de photons et de gluons, octets de SU(3)_C, vecteurs de masse nulle.

Les interactions entre quarks et photons sont décrites dans le cadre de l'électrodynamique quantique (QED), d'une manière analogue aux interactions e- γ , en tenant compte de la saveur et de la couleur. Pour ce qui est des interactions quarks-gluons et gluons-gluons, le Lagrangien d'évolution prend en compte le champ du gluon^(1.8) :

$$L_{q-g} = \sum_{a=1}^8 \sum_{k=1}^3 \bar{q}_k \cdot g \cdot \frac{\lambda_a}{2} \cdot \gamma_\mu \cdot B^{\mu a} \cdot q_k$$

où a : caractérise le gluon

k : caractérise la couleur

$[\lambda_a]$ est un ensemble de 8 matrices 3 x 3 (matrices de Gell-Mann)

$B^{\mu a}$ est le champ du gluon

g est la constante de couplage

Une différence essentielle entre QED et QCD tient au fait de la liberté asymptotique. Cette propriété, observée dans les expériences de diffusion inélastique profonde, postule qu'à très petite distance les quarks et les gluons sont quasi-libres à l'intérieur des hadrons, en d'autres termes que la valeur du couplage diminue lorsque le transfert d'impulsion augmente. De ce fait, la liberté asymptotique autorise un calcul perturbatif, c'est-à-dire une étude du processus par un développement en puissance de la constante de couplage. D'un autre côté, il ne peut y avoir, comme pour QED, de définition claire d'une constante de couplage pour QCD à cause de l'impossibilité d'accéder à $\vec{q}^2 = 0$. Ceci force à l'introduction d'un paramètre d'échelle, Λ , qui permet de mesurer à quel niveau de $\vec{q}^2$ on peut espérer la convergence d'une série de perturbations^(1.9). Dans ce cadre, on définit la constante de structure fine forte ("running coupling constant"), équivalent QCD de $\alpha = e^2/4\pi$ par

$$\alpha_s(q^2) = \frac{g^2}{4\pi} = \frac{12\pi}{33 - 2N_f} \cdot \frac{1}{\ln \frac{q^2}{\Lambda^2}}$$

avec N_f = nombre de saveurs "effectives", c'est-à-dire de masse comparable à q^2 .

Cette paramétrisation présente l'avantage de prendre en compte une deuxième propriété supposée de QCD : le confinement probable de la couleur à l'intérieur des hadrons (ni les quarks ni les gluons n'ont encore pu être observés isolément). Il convient néanmoins de noter que le confinement ne peut être rigoureusement démontré, en l'état actuel des choses, dans le cadre de QCD^(1.10). En ce sens, on peut s'interroger sur la signification du paramètre d'échelle Λ . Suivant en cela J.D. Bjorken^(1.11) on peut dire que Λ est une mesure (grossière) du point au-delà duquel le calcul en perturbation perd de son efficacité. De plus, pour des valeurs de q^2 de l'ordre de Λ^2 , la paramétrisation choisie pour $\alpha_s(q^2)$ est insuffisante. La valeur de Λ , estimée dans des expériences de diffusion profondément inélastique étant de l'ordre de 300 MeV, on peut en conclure que le calcul en perturbation perd de sa signification en deçà de $q^2 \sim 1 \text{ GeV}^2$, et que d'autre part, des valeurs de q^2 de l'ordre de 5 à 10 GeV^2 sont nécessaires pour que, α_s devenant suffisamment petit, on puisse se fier à des résultats obtenus dans les premiers ordres du calcul perturbatif.

Pour le rayon de confinement, soit typiquement la dimension estimée des hadrons, on obtient

$$r_c \sim \frac{1}{\Lambda} = 3 \text{ GeV}^{-1} \approx 0.7 \text{ fm} \quad (1 \text{ fm} = 5.07 \text{ GeV}^{-1})$$

Arbitrairement, on classe les quarks en saveurs légères ou lourdes par rapport au paramètre d'échelle Λ . On distingue ainsi les quarks légers qui sont ceux dont la masse est faible par rapport à Λ (typiquement les quarks u et d, $m_u \approx 5 \text{ MeV}$, $m_d \sim 9 \text{ MeV}$ et les quarks lourds - à ce jour, on connaît deux quarks lourds, c ($m_c \sim 1.48 \text{ GeV}$) et b ($m_b \sim 4.8 \text{ GeV}$). On peut remarquer que la masse du quark c était estimée avant la découverte du J/ψ , ce qui a grandement facilité l'identification du J/ψ en tant que résonance $c\bar{c}$ (1.12).

L'étude de la spectroscopie des résonances lourdes ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$, ...) permet d'étudier QCD en bénéficiant d'une approche non relativiste, ce qui engendre une simplification majeure. L'hypothèse d'une dynamique non relativiste pour le charmonium repose sur l'estimation suivante :

- son rayon caractéristique doit être au plus de l'ordre du rayon de confinement, $r_c \sim 3 \text{ GeV}^{-1}$;

- l'impulsion de ses constituants est donnée par la relation de Heisenberg $\Delta p \cdot \Delta r = 1$ (on prendra $\hbar = c = 1$).

Il en résulte que la vitesse des quarks dans le charmonium est de l'ordre de

$$v_q \sim \frac{1}{r_c \cdot M_q} \sim 0.22,$$

ce qui est d'un ordre de grandeur non relativiste.

Du fait de la masse élevée des quarks charmés et à cause de l'hypothèse non relativiste, on peut considérer le J/ψ d'une manière analogue à celle du positronium (d'où le nom de charmonium).

Le spin total $\vec{S} = \vec{S}_c + \vec{S}_{\bar{c}}$ peut prendre les valeurs 0 ou 1.

Le moment orbital $\vec{L}$ forme, avec $\vec{S}$, le moment angulaire total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

On distinguera donc :

- des états singulets (orthocharmonium) avec $S = 0$, $J = L$;
- des états triplets (paracharmonium) avec $S = 1$, $J = L$ $L = 0$
 $J = L-1, L, L+1$ $L \neq 0$

avec des parités et C-parité

$$P = (-)^{L+1}$$

$$C = (-)^{L+S}$$

La table I.2 donne le spectre des états charmonium situés en-dessous du seuil de production des mésons charmés, ainsi que la correspondance avec les résonances observées depuis 1974.

S	L	J^{PC}	Notation spectroscopique	Résonance	Masse (MeV)	
0	0	0^{-+}	1^1S_0	η_c	2984	
0	0	0^{-+}	2^1S_0	η'_c	3591	excitation radiale de η_c
0	1	1^{+-}	1^3P_1	-	-	non encore observée
1	0	1^{--}	1^3S_1	J/ψ	3097	
1	0	1^{--}	2^3S_1	ψ'	3686	excitation radiale de J/ψ
1	1	0^{++}	3^3P_0	χ_0	3417	
1	1	1^{++}	3^3P_1	χ_1	3512	
1	1	2^{++}	3^3P_2	χ_2	3557	

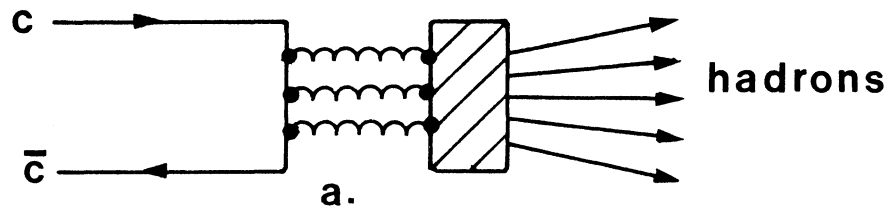
Table I.2 : Spectroscopie du charmonium (on emploie la notation spectroscopique

$$2S + 1$$

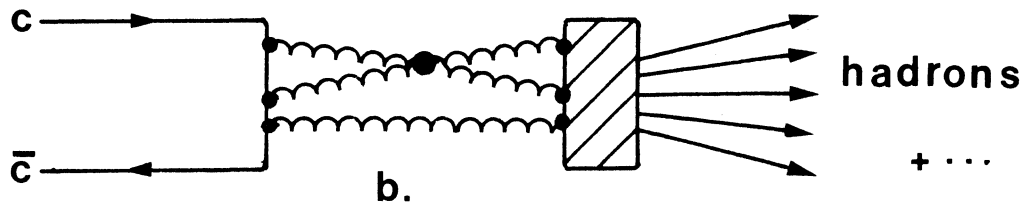
$$n L_J$$

2.2 PREDICTIONS DE QCD PERTURBATIVE

La chromodynamique quantique s'intéressant principalement aux interactions élémentaires quarks-gluons, on peut en voir un bon exemple dans la désintégration hadronique $J/\psi \rightarrow \text{hadrons}$. Les premiers ordres du développement en perturbation en sont donnés sur la figure I.3.



1er ordre du développement en série de perturbations :
échanges à 3 gluons.



Ordres suivants : échange à 5 gluons ...

Figure I.3 : Processus élémentaires de QCD correspondant à la désintégration $J/\psi \rightarrow \text{hadrons}$.

[Les diagrammes suivants seraient formés en combinant tous les processus élémentaires à nombre de gluons croissant et qui satisfont aux lois de conservation].

Le schéma de la figure I.3a peut se résumer à l'étude de trois processus :

- Les quarks c et $\bar{c}$ sont liés entre eux (existence du J/ψ) et sont donc caractérisés par une fonction d'onde bien définie, soit $\psi(\vec{r})$, où $\vec{r}$ est la distance relative des deux quarks. C'est $\psi(\vec{0})$ qui apparaît en fait, car les distances mises en jeu dans la désintégration du système $c\bar{c}$ doivent être petites par rapport au rayon moyen du J/ψ .

- Le processus suivant représente les interactions $q-g$ responsables de la désintégration de la paire $c\bar{c}$. Dans le cas plus général des états du charmonium, cette annihilation doit se faire au minimum en 2 gluons. En effet, la conservation de la couleur interdit un processus à un seul gluon (état initial = singlet de $SU(3)_c$, gluon = octet). On peut montrer en outre que deux gluons sont dans un état de C-parité +. La table I.3 indique le nombre minimal de gluons nécessaires à l'annihilation des états J^{PC} du charmonium. Pour le J/ψ , les règles de conservation indiquent une annihilation en 3 gluons au minimum.

ETAT	$1S_0$	$3S_1$	$3P_0$	$3P_1$	$3P_2$
J^{PC}	0^{-+}	1^{--}	0^{++}	1^{++}	2^{++}
Résonance	η_c, η'_c	J/ψ ψ'	χ_0	χ_1	χ_2
Nombre de gluons	2	3	2	3	2

Table I.3 : Nombre minimal de gluons nécessaires dans l'annihilation $c\bar{c} \rightarrow$ hadrons

- Le dernier processus concerne la matérialisation des gluons sous forme de hadrons qui forment les produits observés. Ce processus d'hadronisation, que l'on suppose dû à des émissions et des réinteractions successives de gluons (1.13) est encore mal connu, on traite en général ce processus par la largeur hadronique de la résonance, c'est-à-dire résultant de tous les canaux hadroniques possibles.

En résumant, dans l'hypothèse non-relativiste et pour une probabilité supposée égale à l'unité pour l'hadronisation finale, on aura pour la largeur hadronique estimée au premier ordre

$$\Gamma_{J/\Psi \rightarrow \text{hadrons}} = |\Psi_{J/\Psi}(0)|^2 \cdot \mathcal{P}_{J/\Psi}(\alpha_s)$$

où $\mathcal{P}_{J/\Psi}(\alpha_s)$ représente la probabilité d'annihilation de $c\bar{c}$ en trois gluons. Dans le cas du graphe 1.3a, où les interactions gluon-gluon n'interviennent pas, on est conduit à faire l'analogie avec la désintégration du positronium en trois photons, processus bien compris (1.14). Pour tenir compte de tout les arrangements possibles, il convient d'introduire un facteur multiplicatif dû à la couleur (1.15), et l'on aura

$$\mathcal{P}_{J/\Psi}(\alpha_s) = \underbrace{\frac{64}{9} (\pi^2 - 9) \frac{\alpha_s^3(J/\Psi)}{M_{J/\Psi}^2}}_{\text{analogue de } e^+e^- \rightarrow 3\gamma} \cdot \underbrace{\frac{5}{18}}_{\text{facteur de couleur}}$$

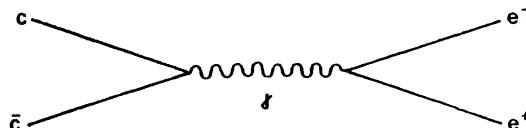
On aura donc, à l'ordre le plus bas du développement en perturbation

$$\Gamma_{J/\Psi \rightarrow \text{hadrons}} = \frac{160}{81} (\pi^2 - 9) \frac{\alpha_s^3}{M_{J/\Psi}^2} |\Psi_{J/\Psi}(0)|^2$$

Une application importante de ce type de calcul est par exemple la mesure de α_s et du paramètre Λ à partir du rapport

$$\frac{\Gamma(J/\Psi \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(J/\Psi \rightarrow e^+e^-)}$$

La désintégration de J/Ψ en deux électrons se schématise selon un processus QED par :



et à l'approximation non relativiste, on a^(1.16)

$$\Gamma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} = 16\pi\alpha_c^2 \frac{|\Psi_{J/\psi}(0)|^2}{M_{J/\psi}^2}$$

où e_c est la charge du quark c .

On aura donc :

$$\frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{hadrons})}{\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = \frac{10 \cdot (\pi^2 - 9)}{81 \cdot \pi} \frac{1}{\alpha_c^2 e_c^2} \alpha_s^3$$

La confrontation avec l'expérience permet d'en tirer la valeur de α_s à la masse du J/ψ , soit $\alpha_s(J/\psi) \approx 0.18$. Utilisant cette valeur dans l'expression de α_s en fonction de Λ , on peut donc avoir une mesure de Λ indépendante de celle fournie par les expériences de diffusion profondément inélastique. En pratique, il convient de noter que la valeur de α_s permet de penser que le calcul au premier ordre de QCD n'est qu'une approximation dans la mesure où les termes en α_s^5 ne sont pas négligeables devant α_s^3 .

Ce genre de calcul se généralise évidemment au calcul des largeurs hadroniques et aux rapports de largeurs hadroniques/leptoniques des autres états du charmonium pour autant que les approximations employées ici soient acceptables. En particulier la grande largeur hadronique du η_c par rapport à celle du J/ψ résulte de

$$\Gamma_{\eta_c \rightarrow \text{hadrons}} = \frac{32}{3} \pi \frac{\alpha_s^2}{M_{\eta_c}^2} |\Psi_{\eta_c}(0)|^2 (\text{processus à 2 gluons}) \quad (1.10)$$

$$\text{et donc } \frac{\Gamma_{\eta_c \rightarrow \text{hadrons}}}{\Gamma_{J/\psi \rightarrow \text{hadrons}}} = \frac{\pi}{(\pi^2 - 9)} \cdot \frac{27}{5} \cdot \frac{1}{\alpha_s} \frac{M_{J/\psi}^2}{M_{\eta_c}^2} \approx 117$$

si l'on suppose l'égalité des fonctions d'onde non relativistes. La valeur expérimentale de ce rapport est de l'ordre de 280, l'accord est donc essentiellement au niveau des ordres de grandeur. La remarque faite précédemment sur la qualité de l'approximation non relativiste s'applique évidemment ici, et il convient de noter en outre que la mesure expérimentale de la largeur hadronique du η_c n'est connue qu'à 30 % près. En ce sens, une bonne détermination des

largeurs tant partielles que totales des états charmonium est nécessaire, afin de pouvoir utilement confronter QCD à l'expérience.

Si le formalisme de la chromodynamique quantique permet de faire des prédictions en ce qui concerne les largeurs des états charmonium, les idées sous-jacentes (liberté asymptotique et confinement) permettent, d'une façon plus indirecte, d'établir les formes de potentiel quark-quark qui sont utilisées pour décrire la spectroscopie générale du charmonium dans le cadre de l'équation de Schrödinger.

2.3 APPLICATIONS DE L'EQUATION DE SCHRÖDINGER - MODELES POTENTIELS

Du fait de la masse des quarks charmés et donc de l'hypothèse non relativiste qui semble régir la dynamique du charmonium, on peut calculer son spectre d'énergie en accord avec l'équation de Schrödinger (on admet que le potentiel est ici central) :

$$\left[-\frac{\Delta}{2\mu} + V(r) \right] \varphi(r) = E \cdot \varphi(r)$$

où μ = masse réduite du système $c\bar{c}$, $\mu \sim m_c$

r = coordonnée relative entre les quarks
et pour l'onde ℓ , la fonction d'onde aura la forme

$$\Psi_{\ell}(\vec{r}) = \frac{\varphi(r)}{r} \cdot Y_{\ell m}(\theta, \varphi)$$

Le problème principal ici est de choisir une expression pour le potentiel $V(r)$. On peut distinguer deux sortes d'approches de ce problème :

Potentiels incluant "l'idée" de QCD

Historiquement, une des premières formes de potentiel proposée^(1.17), approchait le potentiel par une forme incluant un comportement coulombien et un terme linéaire assurant le confinement :

$$V(r) = -\frac{\alpha_s}{r} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]$$

Par analogie avec l'électrodynamique quantique, les forces spin-spin, spin-orbite et tensorielles étaient supposées contribuer, mais de façon négligeable. En imposant des contraintes dues aux états 1^{--} déjà observés,

$$M_{\psi'} - M_{J/\psi} \approx 0.59 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-} \approx 5.5 \text{ KeV},$$

la résolution numérique des équations d'onde menait à $\alpha_s \approx 0.2$, $m_c \approx 1.6 \text{ GeV}$, $a \approx 0.2 \text{ fm}$.

Le succès de ce premier type de potentiel plutôt phénoménologique (prédiction de la position des états 3P , de l'état 1S_0) a amené ces auteurs, à considérer que pour r petit, le potentiel est dominé par les processus d'échange à un gluon, menant à un potentiel coulombien $V \approx \frac{\alpha_s}{r}$, auquel il faut ajouter un facteur additionnel pour tenir compte de la couleur et de l'échange possible entre les huit gluons de $SU(3)_c$:

$$\frac{1}{3} \sum_i \sum_j \frac{\lambda_{ij}^a}{2} \frac{\lambda_{ij}^a}{2}$$

où les λ^a sont les matrices de Gell-Mann introduites dans la formulation du lagrangien QCD, et donc

$$V(r) = - \frac{\alpha_s}{r} \cdot \frac{1}{3} \cdot \sum_a \text{Tr} \left(\frac{\lambda^a}{2} \frac{\lambda^a}{2} \right) = - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$$

Pour ce qui est des plus grandes distances, on conserve un terme linéaire, afin de rendre compte du confinement, et l'on a

$$V(r) = - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr$$

Ce potentiel dépend de trois paramètres (α_s , k , m_c) ajustés selon les données expérimentales.

Une alternative, proposée en 1978^(1.18), propose de relier les parties coulombiennes et confinantes du potentiel par une forme logarithmique à moyenne distance :

$$V(r) = \begin{cases} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} & \text{pour } r < r_1 \\ b \ln \frac{r}{r_0} & \text{pour } r_1 < r < r_2 \\ k r & \text{pour } r > r_2 \end{cases}$$

Avec la contrainte que $V(r)$ soit continuellement différentiable à r_1 et r_2 .

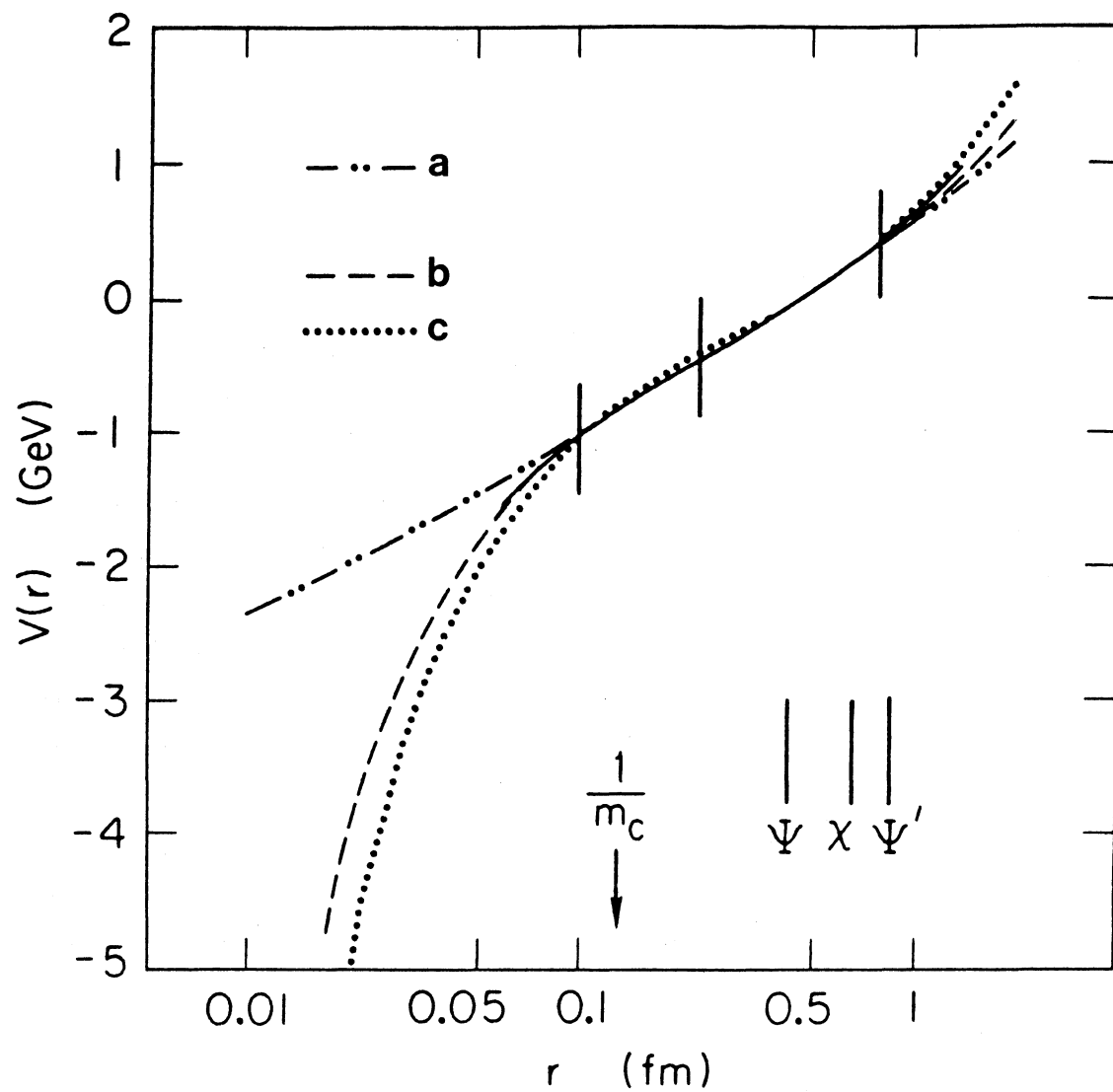


Figure I.4 : Comparaison de différents types de potentiels :

a. réf. 1.20

b. réf. 1.18

c. réf. 1.17

Potentieux empiriques :

Sans s'appuyer sur un fondement théorique, on peut également tenter de reproduire le spectre du charmonium par des potentiels simples, par exemple une forme logarithmique

$$V(r) = c \ln \frac{r}{r_0} \quad (1.19)$$

ou l'expression proposée par A. Martin (1.20)

$$V(r) = A + Br^v$$

où la comparaison avec les données expérimentales favorise

$v = 0.1$, $A = -8.064$, $B = 6.87$, $m_c = 1.8$ GeV. (Par ce potentiel, des ajustements sur les états $s\bar{s}$ et $b\bar{b}$ donnent $m_b = 5.17$ GeV, $m_s = 0.518$ GeV).

Que peut-on conclure des différents modèles proposés ? En fait, l'ensemble des formes de potentiel décrivent de façon correcte le spectre du charmonium, et de plus, ne peuvent être distingués dans la région intermédiaire où se place le charmonium (figure I.4). On peut noter toutefois que les mêmes potentiels reproduisent les deux familles $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ (compte tenu des masses m_c et m_b), il s'agit là d'une indication sérieuse de l'indépendance de saveur pour QCD, indépendance apparaissant dans la formulation du lagrangien pour QCD.

L'intérêt premier des modèles en potentiel est de permettre, à travers la résolution de l'équation de Schrödinger, de calculer explicitement les fonctions d'ondes liées aux états du charmonium, et donc de donner des prédictions quant aux largeurs partielles. La table I.4 résume quelques-unes des confrontations possibles que l'on peut faire avec l'expérience.

	PREDICTIONS THEORIQUES	VALEURS EXPERIMENTALES
Masse J/ψ (MeV)	3100	3096.93 ± 0.09
Masse ψ' (MeV)	3700	3686 ± 1
C.d.G. des états 3P (MeV)	3520	3525
$\Gamma_{J/\psi \rightarrow \text{hadrons}}$ (KeV)	87^{+35}_{-27}	44 ± 6
$\Gamma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-}$ (KeV)	5.5 ± 0.3	4.8 ± 0.6
$\frac{\Gamma_{\psi' \rightarrow e^+e^-}}{\Gamma_{\psi \rightarrow e^+e^-}}$	0.46	0.42 ± 0.09

Table I.4 : Exemples de prédictions théoriques faites dans le modèle de Schrödinger^(1.10) (le potentiel utilisé est celui de la référence 1.19).

Transitions radiatives

L'autre type de prédictions que l'on peut faire concerne les transitions radiatives de type état (i) $\rightarrow$ état (f) + γ . Rappelons que les transitions radiatives se classent en deux formes, électriques et magnétiques avec les règles de sélection suivantes :

$$\pi = P_i \cdot P_f = (-1)^\ell \text{ pour les transitions } E_\ell$$

$$= (-1)^{\ell+1} \text{ pour les transitions } M_\ell$$

$$\text{avec } |J_i - J_f| \leq \ell \leq |J_i + J_f|$$

Dans le cas des transitions électriques E1 (pour le charmonium, cas des transitions entre états S et P), la largeur radiative est donnée par^(1.5)

$$\Gamma_T = \frac{4}{9} \frac{(2J_f+1)}{(2J_i+1)} Q_c^2 \alpha \omega^3 |E_{if}|^2$$

où ω est l'énergie du photon émis

Q_c la charge électrique du quark charmé

E_{if} est l'intégrale de recouvrement

$$E_{if} = \int_0^\infty r^2 \psi_i(r) \cdot \psi_f(r) dr$$

Et pour les transitions M1 (dans le cas présent, états S $\rightarrow$ S)

$$\Gamma_T = \frac{16}{3} (2J_f+1) \cdot \frac{Q_c^2}{4m_c^2} \alpha \cdot \omega^3 |M_{if}|^2$$

$$\text{où } M_{if} = \int_0^\infty r^2 J_0\left(\frac{1}{2} \omega r\right) \psi_i(r) \psi_f(r) dr$$

Sans rentrer dans le détail, on notera que dans le cas des transitions M1, dans le modèle "de base" évoqué plus haut, pour les transitions radiatives entre les niveaux de même excitation radiale

$$(\Psi' \rightarrow \eta'_c \gamma, \Psi \rightarrow \eta_c \gamma),$$

on peut considérer l'égalité entre la fonction d'ondes, menant à $M_{if} \sim 1$, alors que dans le cas d'excitations radiales différentes

$$(\Psi' \rightarrow \eta_c \gamma, \eta'_c \rightarrow \Psi \gamma)$$

l'orthogonalité des fonctions d'onde impose $M_{if} \sim 0$, soit une transition M1 cachée. La table I.5 indique les prévisions de largeurs radiatives des états charmonium, ainsi que les valeurs expérimentales observées.

Que peut-on conclure de ce rapide survol ? Tout d'abord que l'étude de la spectroscopie du charmonium constitue un moyen d'étude très prometteur de QCD perturbative, tant par la richesse que par la qualité de ses données expérimentales potentielles. On peut avoir de cette manière un moyen d'investigation complémentaire à celui offert par les expériences de diffusion profondément inélastique. D'un autre côté, les modèles non-relativistes de Schrödinger permettent de calculer les spectres d'énergie des états liés $q\bar{q}$ de façon très satisfaisante et donc prédictive, ce qui conduit à une identification spectroscopique de ces résonances. En revanche, il semble que des corrections relativistes soient nécessaires pour expliquer les différences observées entre les valeurs expérimentales et théoriques pour les transitions radiatives. Dans ce cas, l'étude du charmonium est d'un grand intérêt, de part la "relative" facilité à produire l'ensemble des états prédits, et pour autant que l'on puisse déterminer avec précision les paramètres des résonances, pour l'estimation des corrections qu'il convient d'apporter aux modèles non-relativistes. (En ce sens, on pourrait attendre plus de justesse de cette approximation dans l'étude des familles plus lourdes, $b\bar{b}$ ou $t\bar{t}$...).

Remarque : Ce travail étant essentiellement centré sur l'étude du J/Ψ , on n'entrera pas dans le détail de ces corrections, telles que l'introduction des interactions spin-spin, ..., les règles de somme QCD ou le calcul sur réseaux.

TRANSITION RADIATIVE	TYPE	Γ_L THEORIQUE (KeV)	Γ_L EXPERIMENTAL (KeV)
$\Psi' \rightarrow \eta'_c \gamma$	M1	17	1.1 ± 2.6
$\Psi' \rightarrow \chi_2 \gamma$	E1	27.0	$17.2 \pm 3.$
$\Psi' \rightarrow \chi_1 \gamma$	E1	38.	19.4 ± 3
$\Psi' \rightarrow \chi_0 \gamma$	E1	44.	21.3 ± 3
$\chi_2 \rightarrow \Psi \gamma$	E1	525	89 à 703
$\chi_1 \rightarrow \Psi \gamma$	E1	395	< 1183
$\chi_0 \rightarrow \Psi \gamma$	E1	190	51 à 167
$\Psi \rightarrow \eta_c \gamma$	M1	26	0.8 ± 0.2
$\Psi' \rightarrow \eta_c \gamma$	M1-	1.9	0.6 ± 0.2
$\eta'_c \rightarrow \Psi \gamma$	M1-	0.53	-

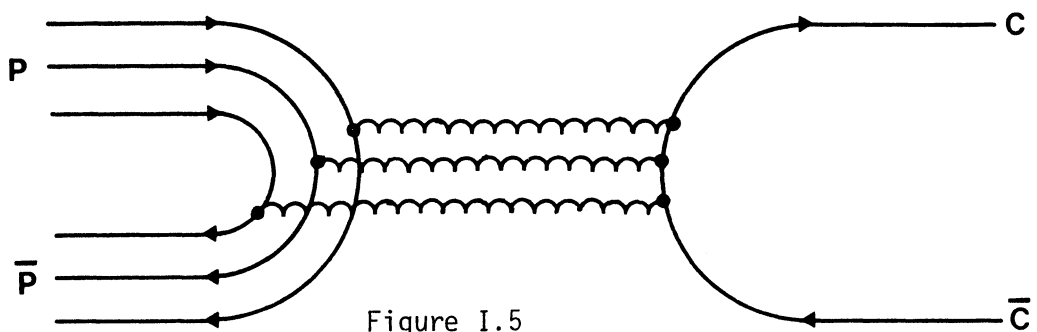
Table I.5 : Transitions radiatives du charmonium.

Les largeurs théoriques prennent en compte le modèle non corrigé de Schrödinger(1.12)

Les largeurs expérimentales sont calculées d'après les données de Crystal Ball (1982) (1.5), (1.21).

3. METHODE EXPERIMENTALE

La méthode proposée dans le cadre de l'expérience R704 consiste en l'étude de la formation directe des états charmonium par l'annihilation proton-antiproton à travers un processus purement gluonique en violation de la règle d'Okubo-Zweig-Iizuka (en raison de l'absence de quarks charmés dans l'état initial) (figure I.5).



A travers un tel processus, il devient possible d'accéder directement aux états de tout nombre quantique. Du point de vue expérimental, on ajuste l'impulsion d'un faisceau d'antiprotons de manière à ce que l'énergie disponible dans le centre de masse proton-antiproton corresponde à la masse de la résonance cherchée. Par un balayage de l'énergie du faisceau à travers cet état, on procède à la formation de la courbe d'excitation de l'état désiré. L'avantage principal de cette technique est que dans le cas de l'évaluation de la masse de la résonance, on s'abstrait des performances du système de détection - les détecteurs sont utilisés à seule fin de discriminer le signal du bruit de fond -, la précision obtenue sera fonction des performances du faisceau (mesure précise de l'énergie, dispersion en impulsion). Les contraintes principales de cette méthode seront donc liées au faisceau, comme on va le voir en évaluant le taux de production des événements.

La section efficace de production est une fonction de Breit et Wigner :

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \frac{(2J+1)}{(2J_1+1)(2J_2+1)} \cdot \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E-E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

où $\kappa^2 = \frac{\hbar^2}{p^2}$, p étant l'impulsion des antiprotons dans le centre de masse, et $\hbar = 0.197 \text{ fm} \cdot \text{GeV}/c$

$J_1=J_2=1/2$, spin des particules de l'état initial

J spin de la résonance

Γ_i largeur partielle initiale

Γ_f largeur partielle finale

Γ largeur totale de la résonance

E_R masse de la résonance

E énergie disponible dans le centre de masse.

En introduisant les rapports de branchement initiaux et finaux, $B_i = \Gamma_i/\Gamma$ et $B_f = \Gamma_f/\Gamma$, on aura :

$$\sigma(E) = \frac{0.122}{E^2 - 4M_p^2} \cdot (2J+1) \cdot B_i B_f \frac{\Gamma^2}{(E-E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \cdot 10^7 \text{ nb}$$

Le faisceau peut être représenté par une forme gaussienne centrée en E_b (centre de masse) et de largeur ΔE (on discutera plus loin la validité de cette approximation), et donc la luminosité $\mathcal{L}_0$ sera décrite par :

$$\mathcal{L}(E) = \mathcal{L}_0 \cdot \frac{0.94}{\Delta E} e^{-\frac{(E-E_b)^2}{0.36 \Delta E^2}} \quad \text{telle que} \quad \mathcal{L}_0 = \int \mathcal{L}(E) dE$$

Le taux de production des événements sera alors égal à la convolution des deux fonctions représentant la résonance et la luminosité (figure I.6) :

$$R(E_b) = \int \sigma(E) \cdot \mathcal{L}(E) \cdot dE = \mathcal{L}_0 \sigma_{\text{eff}}(E_b)$$

où donc $\sigma_{\text{eff}}(E_b)$ sera la section efficace effective pour le faisceau centré en E_b .

Ce taux de production sera évidemment maximal pour $E_b = E_R$. Dans ce cas :

$$\sigma_{\text{pic}} = \frac{0.488}{E_R^2 - 4M_p^2} (2J+1) \cdot B_i B_f \cdot 10^7 \text{ nb}$$

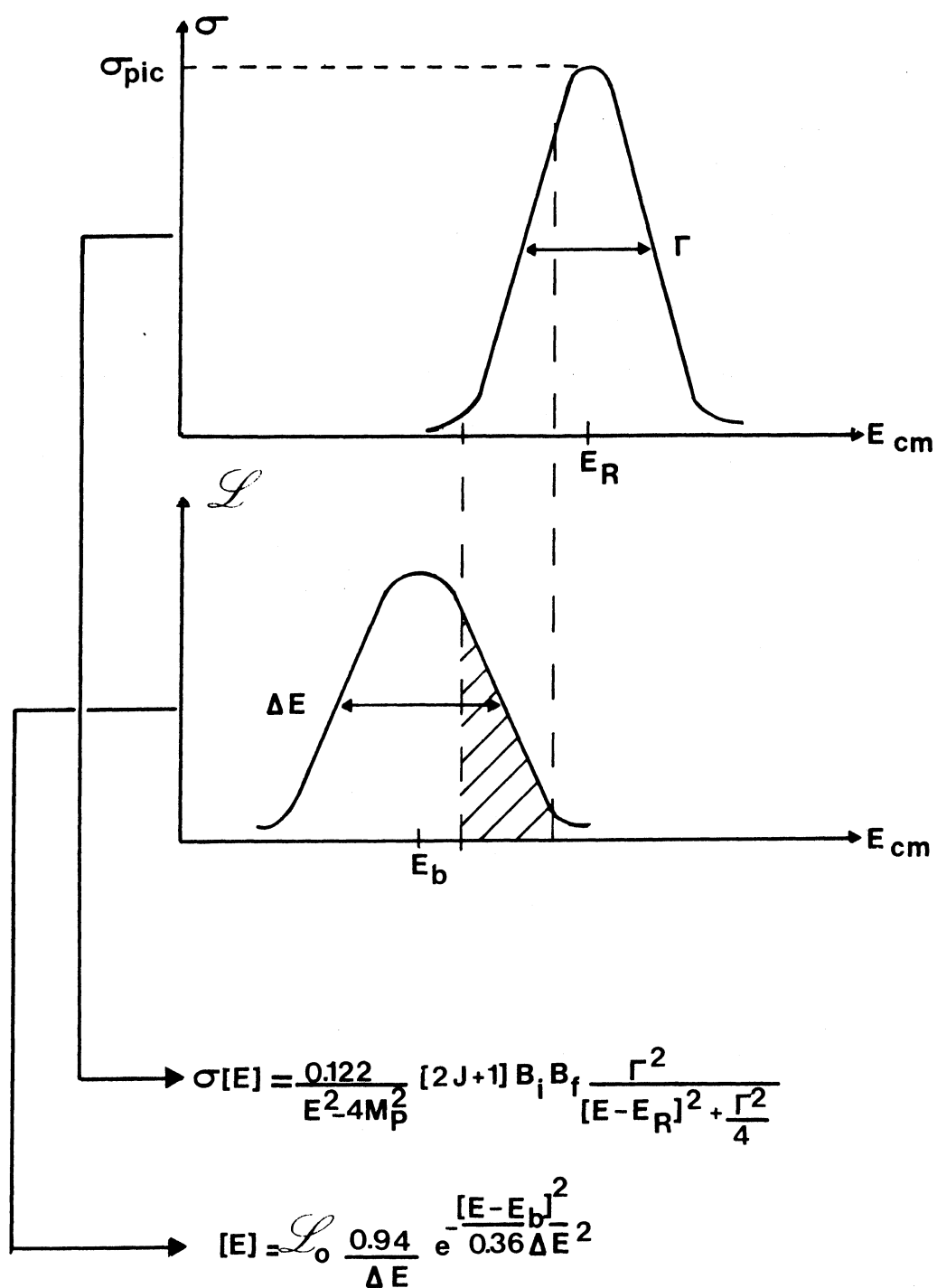


Figure I.6 : Production du Charmonium dans l'expérience R704

et l'on peut bien appréhender l'influence de la largeur du faisceau ΔE sur le taux de production en posant :

$$R(E_R) = \mathcal{L}_0 \cdot \sigma_{\text{eff}}(E_R) = \mathcal{L}_0 \cdot \sigma_{\text{pic}} \cdot F(\Delta E, \Gamma)$$

et donc $F(\Delta E, \Gamma) = \sigma_{\text{eff}}(E_R) / \sigma_{\text{pic}}$

L'allure de la fonction F pour différentes valeurs du rapport $\Delta E / \Gamma$, représentée sur la figure I.7 permet de penser que autant pour avoir une bonne précision sur la mesure de la masse de la résonance que pour disposer d'un taux d'événements correct, il est important que la largeur du faisceau soit de l'ordre de la largeur de l'état recherché ou inférieure à celle-ci. En reliant la résolution en énergie (dans le centre de masse) à la dispersion en impulsion, on a :

$$s = E^2 = 2M_p(M_p + E_{\text{lab}})$$

où $E_{\text{lab}}^2 = M_p^2 + P_{\text{lab}}^2$

$$\beta = \frac{P_{\text{lab}}}{E_{\text{lab}}}$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = \frac{E_{\text{lab}}}{M_p}$$

donc $\Delta E = \frac{2M_p}{2E} \cdot \Delta E_{\text{lab}} = \frac{M_p}{E} \cdot \frac{P_{\text{lab}}}{E_{\text{lab}}} \cdot \Delta P_{\text{lab}}$

et $\Delta E = \frac{\beta}{\sqrt{2(1+\gamma)}} \Delta P_{\text{lab}}$

avec $P_{\text{lab}} = \beta \cdot \gamma \cdot M_p$, on obtient

$$\Delta E = \frac{\beta^2 \cdot \gamma \cdot M_p}{\sqrt{2(1+\gamma)}} \frac{\Delta P}{P}$$

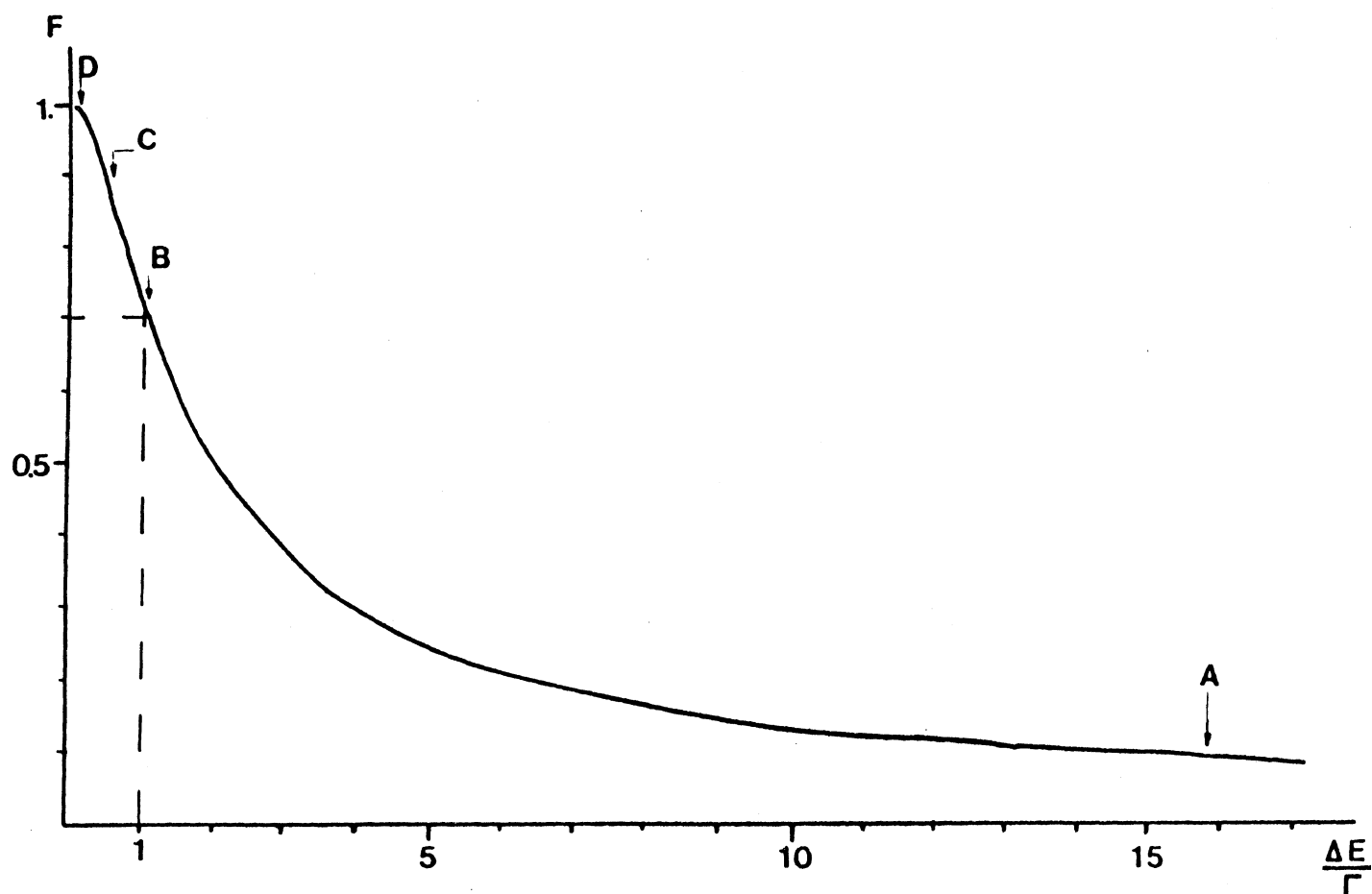


Figure I.7 : Valeurs de $F = \frac{\sigma_{\text{eff}}}{\sigma_{\text{pic}}}$ en fonction de $\frac{\Delta E}{\Gamma}$

Dans le cas d'un faisceau de largeur $\Delta E = 1$ MeV

Le point A indique la valeur de F pour le J/ψ ($\Gamma = 0.063$ MeV)

Le point B indique la valeur de F pour le χ_1 ($\Gamma \approx 1$ MeV)

Le point C indique la valeur de F pour le χ_2 ($\Gamma \approx 2$ MeV)

Le point D indique la valeur de F pour le η_c ($\Gamma \approx 12$ MeV)

Pour l'ensemble des états charmonium, on a $P_{lab} \approx 4 \text{ à } 7 \text{ GeV/c}$ et les largeurs supposées des états sont de l'ordre de 1 à 10 MeV (cf. Table I.1) - exception faite du J/ψ -. La première contrainte est donc de pouvoir disposer d'un faisceau d'une largeur totale de l'ordre du MeV, soit donc d'une dispersion en impulsion $\frac{\Delta p}{p} \leq 10^{-3}$. La possibilité, pour l'expérience R704, de se placer sur l'Anneau de Stockage à Intersections du CERN permet de répondre à cette contrainte. En effet, les systèmes de contrôle du faisceau, liés à la technique du refroidissement stochastique que l'on étudiera plus loin, permettent de disposer d'un faisceau très étroit et de contrôler sur une longue durée l'évolution de la dispersion en moment. Ceci entraîne une deuxième contrainte : la possibilité d'avoir une cible suffisamment peu perturbante, afin de ne pas dégrader le faisceau d'antiprotons hors des capacités des systèmes de contrôle des ISR, et néanmoins suffisamment dense pour assurer une bonne luminosité. L'utilisation d'une cible gazeuse permet de répondre à ces impératifs : la densité dans la région d'interaction est de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-10} \text{ g/cm}^3$ à comparer à $7 \cdot 10^{-2} \text{ g/cm}^3$ pour une cible d'hydrogène liquide, et la luminosité instantanée attendue, compte tenu d'un faisceau d'environ $6 \cdot 10^{10}$ antiprotons (soit un courant de 3mA) sera de :

$$\mathcal{L}_0 = \rho \cdot N_A \cdot N_{\bar{p}} \cdot f$$

avec ρ densité de la cible, soit $1.5 \cdot 10^{-10}$

N_A nombre d'Avogadro

$N_{\bar{p}}$ nombre d'antiprotons du faisceau $6 \cdot 10^{10}$

f fréquence de révolution du faisceau $3.2 \cdot 10^5$

$$\begin{aligned} \text{soit } \mathcal{L}_0 &= 1.5 \cdot 10^{-10} \times 6 \cdot 10^{23} \times 3.2 \cdot 10^5 \times 6 \cdot 10^{10} \\ &= 1.71 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \end{aligned}$$

soit environ 149 nb^{-1} par jour.

La troisième contrainte sera évidemment relative au choix de l'état final observé. En effet, si différentes études montrent que le canal prédominant de désintégration est le canal hadronique, on est alors confronté à un bruit de fond trop important. (Pour mémoire, on peut rappeler que la section efficace totale $p\bar{p}$ est de 71 mb à 3 GeV, alors que $\sigma_{pic}(p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow \text{hadrons})$ est de l'ordre de

4.6 μb à la même énergie). Dans une telle perspective, le choix d'états finaux électromagnétiques s'impose, tels que :

$$\begin{array}{lll} e^+e^- & \text{pour} & p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^- \\ e^+e^-\gamma & \text{pour} & p\bar{p} \rightarrow \chi_1\chi_2 \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma \\ \gamma\gamma & \text{pour} & p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma \end{array}$$

Dans le cas de l'étude de la réaction $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$, le bruit de fond prédominant est dû à la réaction $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ (7 μb) et à la conversion en paires de Dalitz pour la réaction $p\bar{p} \rightarrow \pi^0\pi^0$ (≈ 20 nb). L'utilisation dans l'appareillage de détection de compteurs Cherenkov à seuil (facteur de réjection aux pions meilleur que 10^2), et les contraintes cinématiques permettent de réduire de façon significative ce bruit de fond (comme on le verra plus loin).

En guise de conclusion, la table I.6 présente les valeurs des sections efficaces au pic dans le cas des différentes résonances étudiées par l'expérience R704, pour les voies d'entrée $p\bar{p}$ ainsi que e^+e^- , ainsi que les taux d'événements que l'on peut attendre dans les deux cas, en supposant les acceptances et efficacités égales à 1.

Réaction	Bi	Bf	σ_{pic} nb	σ_{eff} nb ⁽¹⁾	Taux d'év ^t /jour ⁽²⁾
$e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$	0.069	0.069	7267	290	6395
$p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$	0.0022	0.069	371	29.7	4600
$e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \chi_1 \gamma$		0.08			
$\downarrow J/\psi \gamma$	0.009	0.276	16.3	5.8	293
$\downarrow e^+e^-$		0.069			
$p\bar{p} \rightarrow \chi_1 \rightarrow J/\psi \gamma$	0.001	0.276	31.7	27.6	4275
$\downarrow e^+e^-$		0.069			
$e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \chi_2 \gamma$		0.074			
$\downarrow J/\psi \gamma$	0.009	0.155	8.25	1.7	86
$\downarrow e^+e^-$		0.069			
$p\bar{p} \rightarrow \chi_2 \rightarrow J/\psi \gamma$	0.001	0.155	28.6	20.0	3103
$\downarrow e^+e^-$		0.069			
$e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \eta_c$	0.069	0.01	1.5	1.4	31
$\downarrow \gamma\gamma$		0.0014			
$p\bar{p} \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma$	0.0018	0.0014	2.29	2.0	310

Table I.6 : Taux de production d'états $c\bar{c}$ par les canaux $p\bar{p}$ et e^+e^-

(1) en supposant $\Delta E = 1$ MeV cas $p\bar{p}$

$$\left. \begin{array}{l} \Delta E = 4 \text{ MeV cas } e^+e^- \rightarrow J/\psi \\ \Delta E = 6 \text{ MeV cas } e^+e^- \rightarrow \psi' \end{array} \right\} \text{ réf. SLAC 219 (1979)}$$

(2) en supposant $\mathcal{L}_0 = 155 \text{ nb}^{-1}/j$ cas $p\bar{p}$

$$\left. \begin{array}{l} \mathcal{L}_0 = 22 \text{ nb}^{-1}/j \text{ cas } e^+e^- \rightarrow J/\psi \\ \mathcal{L}_0 = 50 \text{ nb}^{-1}/j \text{ cas } e^+e^- \rightarrow \psi' \end{array} \right\} \text{ réf. SLAC 219 (1979)}$$

C H A P I T R E I I

LES CONSTITUANTS DE L'EXPERIENCE R704

1. LE FAISCEAU D'ANTIPROTONS

1.1 INTRODUCTION

L'idée d'utiliser les ISR pour le stockage des antiprotons est assez ancienne, puisque proposée pour la première fois en 1962 avant même la construction de la machine^(2.1). Mais, c'est à partir des premières observations de refroidissement de faisceaux par des électrons (Novosibirsk, 1974) et surtout du refroidissement stochastique (dû à S. Van der Meer) que le projet pu prendre forme.

En 1977-1978, après les résultats obtenus par C. Rubbia sur ICE (Initial Cooling Experiment)^(2.2), le projet antiprotons dans les ISR et le SPS fut autorisé, de même que la construction de l'Accumulateur d'Antiprotons (AA).

Enfin, en février 1981, un premier paquet d'antiprotons, transféré du AA et réaccéléré à 26 GeV/c par le PS, fut injecté dans les ISR. La figure II.1 représente l'ensemble du complexe antiprotons du CERN.

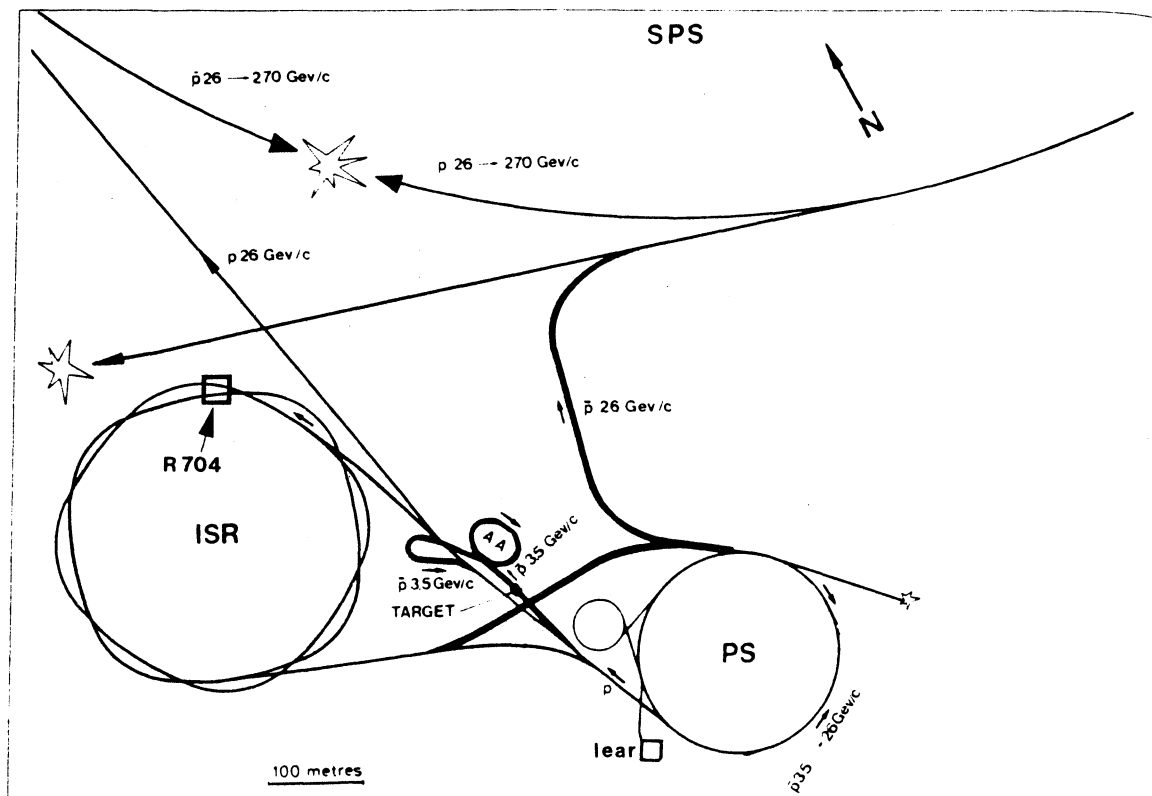


Figure II.1 : Vue du complexe antiprotons du CERN

Production des antiprotons

Le faisceau de protons du PS est comprimé par le système RF, de manière à n'occuper qu'un quart de la circonférence totale ; on arrive ainsi à avoir un paquet d'environ 10^{13} protons, au prix d'une grande dispersion en moment. Chaque paquet extrait est focalisé sur une cible de tungstène de 11cm de long. Une corne magnétique collecte environ $2.5 \cdot 10^7$ antiprotons autour de 3.5 GeV/c (maximum de la production) avec une dispersion en moment $\frac{\Delta p}{p} = 1.5 \%$. Ce paquet d'antiprotons est envoyé dans le AA. Ce processus est répété toutes les 2.4 secondes, jusqu'à obtenir un nombre suffisant ($\sim 10^{12}$) d'antiprotons stockés - soit environ 24 heures.

L'Accumulateur d'Antiprotons

L'Accumulateur d'Antiprotons est une machine à champ fixe ($P = 3.5$ GeV/c), d'un diamètre moyen de 50m, soit une longueur totale égale au quart de celle du PS. Chaque paquet d'antiprotons accepté est prérefroidi, puis transféré dans une zone d'accumulation. L'ensemble des antiprotons circulant dans la machine est stocké et refroidi, jusqu'à obtenir une dispersion en moment de l'ordre de $\frac{\Delta p}{p} = \pm 10^{-3}$, avant d'être éjectés vers le PS.

Accélération des antiprotons et orientations vers les expériences

Dans le PS, chaque paquet d'antiprotons issu du AA est accéléré à 26 GeV/c, puis dirigé vers le SPS, les ISR ou LEAR (figure II.1). On verra que dans le cas de l'expérience R704, la procédure utilisée est quelque peu différente : le PS ne joue que le rôle d'un aimant de courbure, les antiprotons extraits sont transférés vers l'anneau 2 des ISR à 3.5 GeV/c^(2.3).

Dès lors que l'on utilise un faisceau d'antiprotons, la principale difficulté est d'arriver à une intensité suffisante de particules dans le faisceau. La technique du refroidissement stochastique permet d'obtenir de telles intensités. Avant d'étudier le refroidissement proprement dit, on va brièvement rappeler quelques éléments concernant le mouvement des particules dans un anneau, puis on verra, dans le cadre de l'expérience R704, comment les ISR sont utilisés de manière originale par rapport à leur fonction première.

1.2 RAPPELS SUR LE MOUVEMENT BETATRONIQUE

On s'intéresse ici au cas d'un faisceau d'impulsion constante circulant dans la machine sans accélération. A cause de la divergence du faisceau entrant, l'ensemble des particules ne se situe pas sur l'orbite d'équilibre. On introduit donc une succession d'éléments focalisants ou défocalisants (dipôles, quadrupôles), ce qui va avoir pour effet de ramener une partie du faisceau sur l'orbite d'équilibre, mais on voit également apparaître une oscillation du faisceau autour de cette orbite.

On s'intéresse dans ce cas au mouvement transversal des particules par rapport à l'axe du faisceau. Soit Y une de ces directions. (Il est évident que cette étude s'applique de la même manière à chaque direction transversale). Pour un faisceau non accéléré, le mouvement transversal au voisinage d'un élément magnétique peut être décrit simplement par l'équation de Hill^(2.4) :

$$\frac{d^2Y}{ds^2} + K^2(s).Y = 0 \quad \text{où } K^2(s) \text{ représente la force de rappel due à l'aimantation au point d'abscisse } s \text{ sur l'orbite.}$$

On suppose que $K(s)$ est constant, $K^2 > 0$ entraîne une focalisation, $K^2 < 0$ une défocalisation.

Il est plus pratique de représenter le mouvement transversal des particules dans le plan des phases $(Y, Y' = \frac{dY}{ds})$ (figure II.2) et on définit alors une matrice de transfert caractéristique de l'élément magnétique, telle que :

$$\begin{pmatrix} Y \\ Y' \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} Y_0 \\ Y'_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

où $\begin{pmatrix} Y_0 \\ Y'_0 \end{pmatrix}$ représente les conditions à l'entrée du secteur magnétique
 $\begin{pmatrix} Y \\ Y' \end{pmatrix}$ représente les conditions à la sortie du secteur magnétique.

Dans le cas d'un secteur focalisant ($K^2 > 0$) de longueur ℓ :

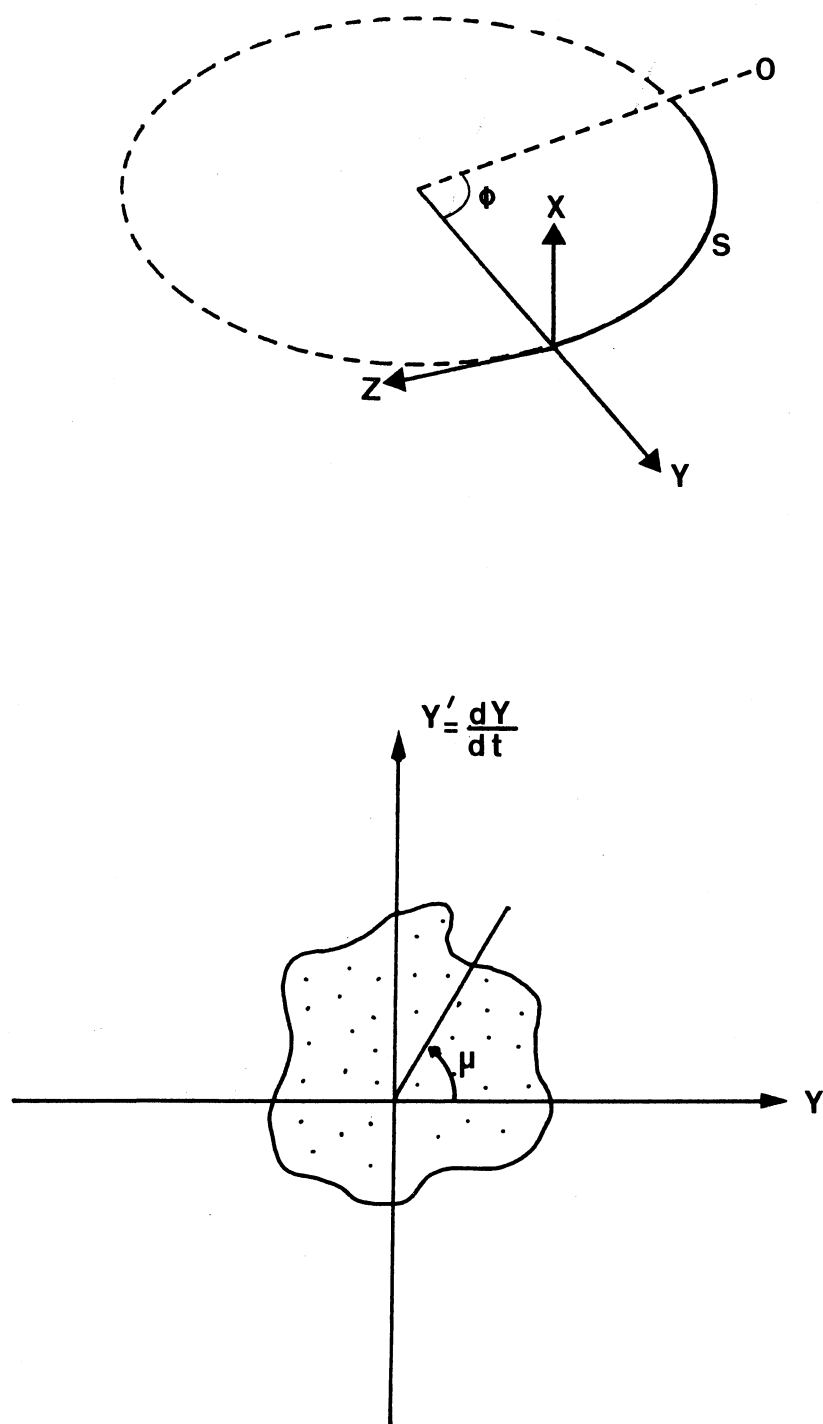


Figure II.2 : Mouvement des particules dans le plan des phases.

$$F = \begin{vmatrix} \cos K.\ell & K \sin K.\ell \\ -\frac{1}{K} \sin K.\ell & \cos K.\ell \end{vmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{telle que } \text{Tr}|F| = 2\cos K.\ell \\ \text{dét}|F| = 1 \end{array}$$

Dans celui d'un secteur défocalisant ($K^2 < 0$) :

$$D = \begin{vmatrix} \text{ch} K\ell & K \text{sh} K\ell \\ -\frac{1}{K} \text{sh} K\ell & \text{ch} K\ell \end{vmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{Tr}|D| = 2\text{ch} K\ell \\ \text{dét}|D| = 1 \end{array}$$

Et enfin pour un secteur sans champ :

$$O = \begin{vmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{Tr}|O| = 2 \\ \text{dét}|O| = 1 \end{array}$$

On peut montrer que dans le plan des phases (Y, Y'), l'équation (1) correspond à une ellipse, d'aire

$$\pi \frac{K^2 Y_0^2 + Y_0'^2}{K} = \pi \epsilon$$

où ϵ sera l'émittance du faisceau, déterminé par les conditions initiales^(2.5).

Généralement, un accélérateur est constitué de plusieurs secteurs identiques, constitués d'ensembles focalisant - défocalisant (FOFDOD pour le PS, par exemple), chacun de ces ensembles est appelé une superpériode de l'accélérateur. Dans le cas d'un secteur complexe, la matrice de transfert sera le produit des matrices correspondant à chaque élément. On l'écrit habituellement sous la forme de la matrice de Twiss :

$$M = \begin{vmatrix} \cos\mu + \alpha\sin\mu & \beta\sin\mu \\ -\gamma\sin\mu & \cos\mu - \alpha\sin\mu \end{vmatrix}$$

où $\alpha, \beta, \gamma, \mu$ sont fonctions périodiques de l'abscisse s , avec la période L , si L est la longueur de la superpériode.

Les conditions de stabilité du faisceau imposent en outre que :

$$\begin{array}{l} \text{Dét } |M| = 1 \\ \text{Tr } |M| \leq 2 \end{array}$$

Ce qui conduit ($\det|M| = 1$) à $\beta_Y - \alpha^2 = 1$

$$\text{d'où } \gamma = \frac{1 + \alpha^2}{\beta}$$

Et dans ce cas, on montre qu'une solution de l'équation de Hill exprimée à l'aide de la matrice de Twiss implique que $\beta(s)$ et $\alpha(s)$ soient reliés par la relation

$$\beta'(s) = 2\alpha(s).$$

On peut donc exprimer entièrement la matrice de Twiss en fonction de β :

$$M = \begin{vmatrix} \cos\mu - \frac{1}{2} \beta' \sin\mu & \beta \sin\mu \\ -\frac{1 + \frac{1}{4} \beta'^2}{\beta} \sin\mu & \cos\mu + \frac{1}{2} \beta' \sin\mu \end{vmatrix}$$

et les fonctions propres de l'équation de Hill seront de la forme :

$$Y = \text{constante} \cdot \beta^{1/2}(s) e^{\pm i\mu(s)}$$

avec $\mu(s) = \int \frac{ds}{\beta(s)}$: phase bêatronique.

La solution générale peut être mise sous la forme :

$$Y = A \sqrt{\beta(s)} [\sin\mu(s) + \lambda]$$

où A et λ seront fixés par les conditions initiales.

On vérifie que $\frac{1}{\beta(s)} [Y^2 + (\alpha(s).Y + \beta(s).Y')^2] = A^2$.

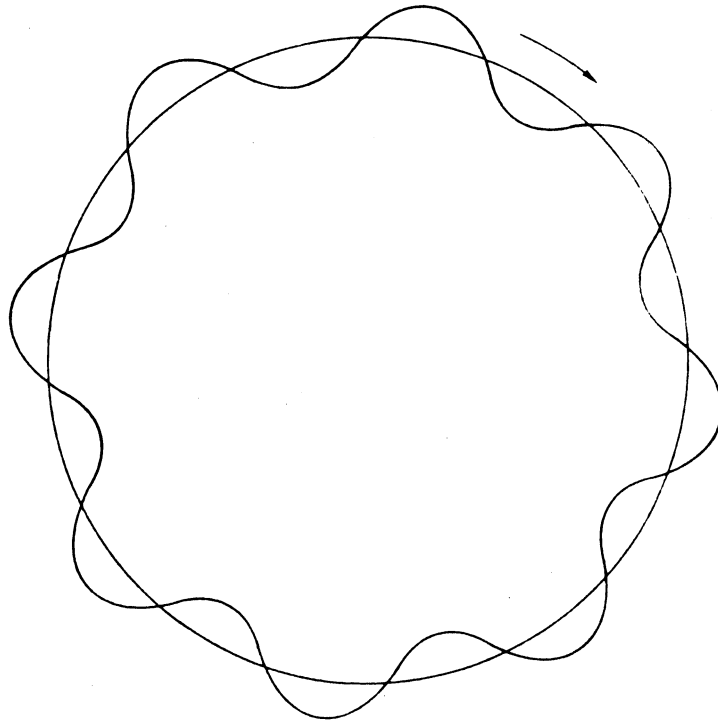
C'est l'équation d'une ellipse d'aire A^2 , on retrouve par là que $\epsilon = A^2$, l'émittance d'un faisceau, l'aire occupée par les particules dans le plan de phase, est une constante du mouvement indépendante de s . Ceci n'est rigoureusement valable que pour le cas où il n'y a pas de changement d'énergie. On admettra sans le démontrer que l'amplitude des oscillations bêatroniques s'amortit en $\frac{1}{\sqrt{p}}$ lorsque p croît.

D'autre part, l'avance de phase sur les N superpériodes de l'accélérateur de longueur L sera de

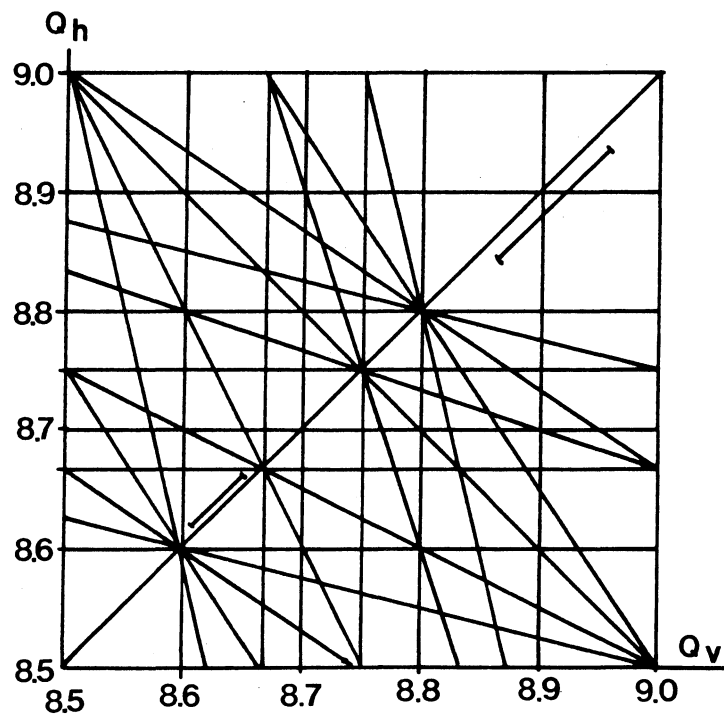
$$N \int_0^L \frac{ds}{\beta(s)} = \frac{NL}{2\pi \langle \beta \rangle} = \text{constante} = Q$$

où Q correspondra au nombre d'oscillations bêatroniques par tour.

$\beta(s)$ représente la variation de taille du faisceau.



a. Représentation des oscillations bêtatroniques



b. Valeurs interdites de Q_H et Q_V
pour les ISR

On voit que pour une machine circulaire $Q = \frac{R}{\langle \beta \rangle}$ détermine la taille du faisceau. On détermine ainsi les fréquences bêtatroniques horizontales et verticales

$$f_H = Q_H \cdot F$$

$$f_V = Q_V \cdot F$$

si F est la fréquence de révolution du faisceau. La figure II.3a montre une représentation de la variation bêtatronique d'un faisceau.

On voit donc que pour un faisceau dans un accélérateur circulaire, la taille du faisceau dans le plan des phases est déterminé par les conditions initiales (à l'entrée du faisceau). D'autre part, il est important de noter que les paramètres Q_H et Q_V dépendent du conditionnement ("tuning") de la machine, et que ces paramètres déterminent la stabilité du faisceau. En effet, si Q est entier, la même particule avec la même phase bêtatronique repasse au même point de la machine à chaque révolution. Dans ce cas, si le champ magnétique présente une inhomogénéité, ses effets s'accumulent et conduisent à la perte du faisceau. Dans le cas où $Q = N_1/N_2$ (N_1 et N_2 entiers), cette accumulation ne se produit que tous les N_2 tours. Aux ISR, les valeurs de Q_H et Q_V sont comprises entre 8.5 et 9.0. La figure II.3b montre les valeurs interdites de Q_H et Q_V pour les ISR. La valeur nominale de Q est choisie pour l'impulsion moyenne du faisceau. Mais à cause de la dispersion en impulsion du faisceau, les particules circulent sur des orbites d'équilibre différentes, avec des coefficients K^2 différents. De ce fait, pour chaque particule non située sur l'orbite moyenne, la valeur effective de Q est décalée. Les variations ΔQ ("tune shift") peuvent avoir pour conséquence la traversée de régions interdites et la perte du faisceau.

1.3 PRINCIPES D'ACCELERATION D'UN FAISCEAU

Pour accélérer, on dispose en un point de l'orbite une cavité RF dans laquelle les particules sont soumises à un champ électrique accélérateur à chaque passage. Les particules qui passent par la cavité en phase avec la RF seront accélérées, il faut en outre choisir les conditions de fonctionnement de la machine pour que les particules déphasées soient remises en phase. En fait, on observera que la phase de ces particules varie autour de la phase synchrone, il se produira un phénomène d'oscillations de phase, ou oscillations synchrotrons^(2.6).

Dans l'étude de la dynamique des particules dans un accélérateur circulaire, chaque particule peut être caractérisée à tout moment par son impulsion P et sa phase φ . D'autre part, la tension RF dans la cavité est de la forme

$$V = V_0 \sin 2\pi F_R t$$

où F_R est la fréquence RF.

On appelle particules synchrones celles qui, pour une impulsion donnée P_S , suivent l'orbite d'équilibre de la machine et arrivent avec la même phase φ_S au niveau de la cavité RF (figure II.4). Cela exige la validité de la relation

$$F_R = h.f_s \quad \text{si } f_s \text{ est la fréquence de la particule synchrone,}$$

où h est le nombre d'harmoniques de la RF, c'est-à-dire le nombre de particules synchrones que l'on peut répartir le long de l'anneau, ce qui correspondra au nombre de paquets de particules (pour les ISR, $h = 30$). La fréquence RF doit évidemment augmenter au cours du cycle d'accélération pour conserver le synchronisme.

Toutes les particules ne sont évidemment pas synchrones, en fait le faisceau se comporte comme un ruban continu au début de l'accélération. Des particules parviennent au niveau de la cavité RF avec un retard (ou une avance) de phase par rapport à la particule synchrone. On étudie le mouvement des particules voisines de la particule synchrone, on peut noter que les particules de phase φ hors de $[-\pi, +\pi]$ autour de φ_S sont dans un des autres des h segments découpés sur la circonférence, et de ce fait, on peut redéfinir leur phase autour de φ_S .

Soit une particule (A sur la figure II.4), en retard par rapport à la particule synchrone ($\varphi_A > \varphi_S$). Cette particule subira, par rapport à S, une accélération supplémentaire

$$\Delta E = V_0 (\sin \varphi_A - \sin \varphi_S) \text{ au passage par la RF.}$$

Dans ce cas, A sera plus accélérée et dépassera, en quelques tours la particule S. Puis cette particule sera moins accélérée que S, et sa phase oscillera entre $\varphi_S - \varphi_A$ et $\varphi_S + \varphi_A$. Dans le plan de phase ($\Delta p, \varphi$) cette particule décrira au 1er ordre en Δp une ellipse autour de φ_S (figure II.5). Elle sera stable pour autant que ΔE conserve le même signe que $\varphi_A - \varphi_S$, donc si $\varphi_A < \pi - \varphi_S$.

On constate que suivant la valeur de φ_A , la forme de cette courbe de stabilité s'éloigne de celle d'une ellipse, dans la mesure où la particule A peut se trouver, dans le plan des phases sur la partie non linéaire ou au sommet de la courbe RF. L'ellipse prend en fait la forme d'une trajectoire en goutte.

Pour une particule (C sur la figure II.5) telle que $\varphi_C > \pi - \varphi_S$, ΔE deviendra négatif, cette particule verra donc son retard augmenter par rapport à la particule synchrone, elle sera continûment décélérée.

Pour toutes les particules restant stables dans l'accélérateur, l'ensemble des courbes de phase s'appelle un baquet ("bucket") RF. Lors de l'accélération d'un faisceau, continu, l'utilisation de la RF va donc "découper" le faisceau suivant *h* groupes ("bunches") de particules qui seront accélérées d'une fréquence f_0 à f_1 si la fréquence RF varie de $F_0 = h f_0$ à $F_1 = h f_1$.

On peut comprendre aisément que, pour éviter les pertes, dans le cas de l'injection dans un accélérateur, les paramètres du faisceau entrant ($\Delta p/p$, durée) doivent être aussi proches que possible de ceux du baquet RF, de manière à ce que la plus grande partie possible du paquet de particules entrantes soit "prise" par le baquet lors de la mise en service de la RF ("trapping"). Dans le cas de l'utilisation normale des ISR en antiprotons, la taille maximale du paquet entrant doit être telle que

$$\Delta p/p < \pm 10^{-3}$$

durée < 50 nsec pour une capture par le système RF à 9.5 MHz. On verra plus loin que dans le cas particulier de l'expérience R704, ces conditions ne peuvent être satisfaites. De ce fait, l'utilisation de la RF entraînerait la perte d'une partie du faisceau, on devra donc injecter le faisceau et le manipuler sans recours aux techniques standards de RF.

N.B. Les considérations précédentes, faites sur un faisceau en accélération, s'appliquent évidemment au cas où l'on voudrait le décélérer.

1.4 ELEMENTS SUR LE REFROIDISSEMENT STOCHASTIQUE

Le refroidissement stochastique repose sur l'hypothèse que, dans un faisceau, on peut considérer en première approximation que les particules sont indépendantes les unes des autres. Dans la mesure, où l'on peut disposer d'informations (impulsion, position) sur chacune d'elles, il est possible d'agir individuellement sans perturber l'ensemble du faisceau^(2.8).

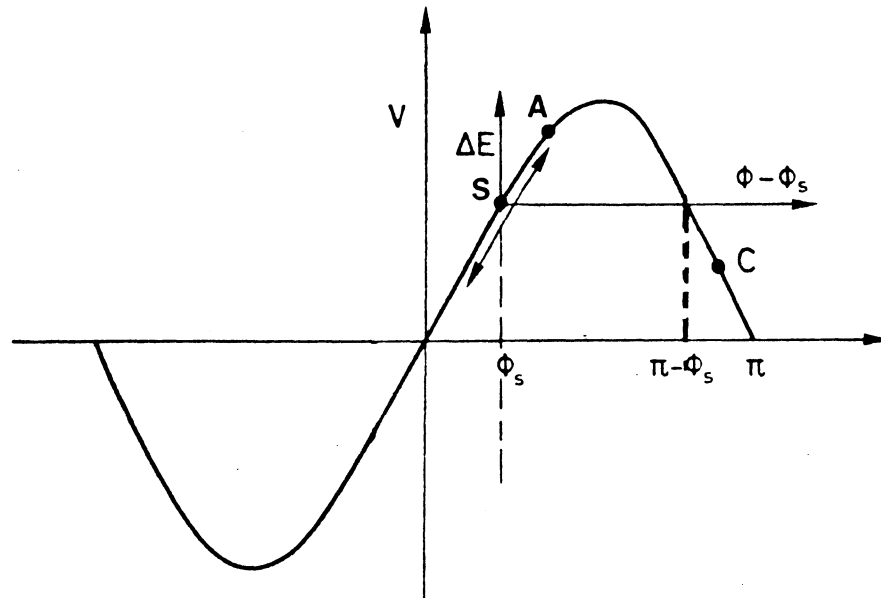


Figure II.4 : Comportement des particules en accélération par rapport à la tension RF

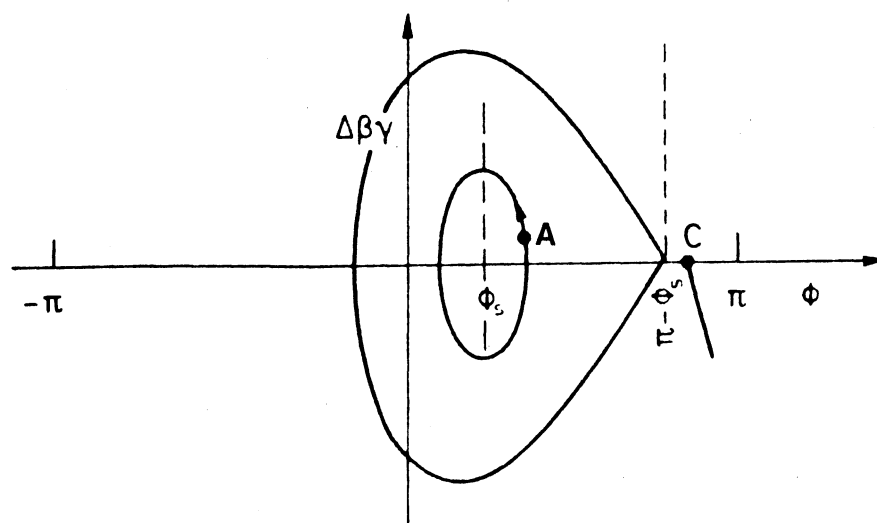


Figure II.5 : Baquet ("bucket") RF

Un système de refroidissement se compose d'une sonde associée, via un amplificateur à large bande, à un appareil de correction ("kicker"). Le temps de transit entre la sonde et le "kicker" est rendu égal au temps de parcours des particules dans l'anneau, ce qui est possible grâce à la connaissance de la fréquence de révolution et à celle du mouvement bêtatronique des particules (Q_H et Q_V sont, rappelons-le, des paramètres de la machine). Ceci va permettre d'analyser et de corriger le même échantillon du faisceau. En outre, pour peu que le système fonctionne à une fréquence supérieure à celle des particules, il devient possible de traiter plusieurs échantillons différents du même faisceau. Il convient de dissocier la correction des oscillations bêtatroniques du refroidissement longitudinal (en impulsion) du faisceau.

Correction des oscillations bêtatroniques

Dans ce cas, il convient de réduire les valeurs excessives des oscillations bêtatroniques. Pour le refroidissement, on dispose la sonde et le "kicker" électrostatique de telle manière que leur différence de phase bêtatronique soit égale à un multiple impair de $\pi/2$, de manière à avoir une efficacité maximale (figure II.6).

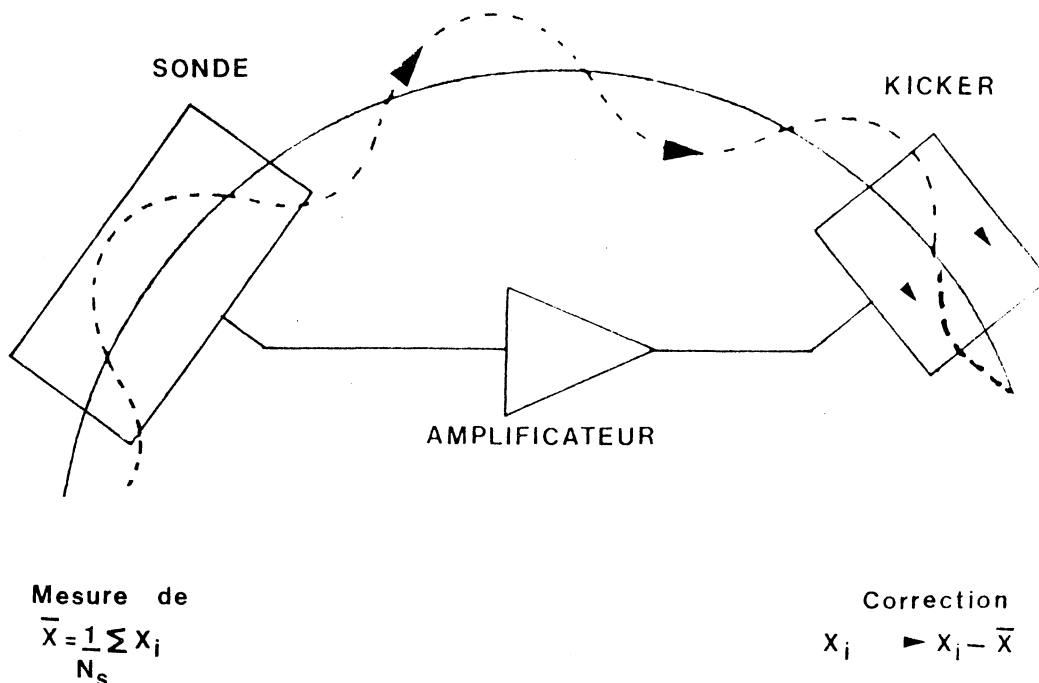


Figure II.6 : Refroidissement bêtatronique

Si l'on considère le cas d'une seule particule, on peut aisément comprendre qu'en appliquant une correction de manière à ramener cette particule sur l'orbite d'équilibre, on arrive de proche en proche à annuler les oscillations bêtatroniques. La sonde mesure la position $\bar{X}$ du barycentre des N_e particules d'un échantillon donné, soit

$$\bar{X} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} X_i$$

Le gain du système est ajusté de telle manière que le "kicker" applique à l'échantillon une correction équivalente à $\bar{X}$, de telle manière que pour chaque particule, X_i soit changé en $X_i - \bar{X}$.

De la sorte, la largeur du faisceau initial $\overline{X^2}$ sera changée en

$$\overline{(X - \bar{X})^2} = \overline{X^2} - \bar{X}^2$$

et la variation relative de la largeur du faisceau par tour sera de

$$\frac{\overline{X^2} - (\overline{X^2} - \bar{X}^2)}{\overline{X^2}} = \frac{\bar{X}^2}{\overline{X^2}} = \frac{1}{N_e}.$$

Le refroidissement bêtatronique sera donc d'autant moins efficace que le faisceau sera plus intense. La correction effectuée est bien évidemment imparfaite, tant à cause du bruit propre de l'électronique qui induit une erreur sur la valeur transmise du barycentre de l'échantillon qu'à cause de l'effet des particules les unes sur les autres. Mais le processus se répétant de la même manière sur un grand nombre de tours, on obtient une réduction importante de l'amplitude de l'oscillation bêtatronique^(2.9).

Refroidissement en impulsion (refroidissement longitudinal)

Le refroidissement longitudinal consiste à réduire la dispersion en impulsion du faisceau en accélérant - ou décélérant - une partie des particules de manière à les ramener sur l'orbite "idéale", fonction de l'impulsion moyenne de l'échantillon. Une sonde longitudinale (mesure de l'étalement en fréquence des particules) observe une erreur en position radiale qui est interprétée comme une erreur en impulsion. En effet $\Delta r = \alpha(s)\Delta p$ où $\alpha(s)$ est la dispersion caractéristique de la machine à l'emplacement de la sonde. Une fraction de l'échantillon est alors corrigée au moyen d'une cavité RF. L'effet d'une telle correction va évidemment engendrer une variation de l'amplitude bêtatronique, c'est ainsi que le refroidissement en moment doit être accompagné d'un système de refroidissement bêtatronique.

(L'inverse n'est pas vrai). En outre, il est clair que les positions respectives de la sonde et du "kicker" n'ont pas d'importance, la correction s'appliquant en fait à la fréquence du faisceau.

Une alternative, proposée par R. Palmer^(2.10) consiste à placer la sonde et la cavité de correction de telle manière que leur différence de phase bêtatronique corresponde à un multiple impair de $\pi/2$. De cette manière, un même système pourra appliquer une correction tant sur la dispersion en impulsion (correction longitudinale) que sur les oscillations bêtatroniques (correction transversale).

Systèmes de refroidissement dans le AA^(2.7)

L'Accumulateur d'Antiprotons, machine à champ fixe ($p = 3.5 \text{ GeV}/c$) comprend deux sections droites pour les systèmes d'injection et d'éjection. La chambre à vide du AA a une grande largeur (70cm), de manière à accepter une dispersion totale en impulsion pouvant atteindre 6 %. La moitié environ de la chambre à vide est utilisée pour l'accumulation proprement dite, cependant que le faisceau entrant en occupe le quart (correspondant à une dispersion de 1.5 %). Un rideau métallique sépare ces deux régions. Ce rideau a pour fonction essentielle de supprimer le couplage entre le faisceau accumulé et le faisceau entrant, dans la mesure où les actions de refroidissement sur les deux parties sont différentes.

A l'injection d'un paquet d'antiprotons, un prérefroidissement est appliqué durant 2 secondes, ceci ayant pour effet de réduire le $\Delta p/p$ du paquet de 1.5 à 0.17 %, pour 80 % des antiprotons. Le temps de cyclage du PS étant de 2.4 secondes, les 0.4 secondes restant avant l'arrivée du paquet suivant sont utilisées pour manoeuvrer le rideau et déplacer le paquet (par RF) vers la zone d'accumulation^(2.7).

L'accumulateur d'antiprotons contient trois systèmes différents. Dès l'injection d'un paquet de $2.5 \cdot 10^7$ antiprotons, un prérefroidissement, uniquement longitudinal, est appliqué, et s'exerçant sur une gamme de fréquence de 150 à 500 MHz. Ce faisceau prérefroidi est alors déposé par le système RF dans la zone d'accumulation proprement dite. La table II.1 résume les caractéristiques du système de prérefroidissement.

Fréquence de travail	150 - 500 MHz
Nombre de sondes	192
Nombre de "kickers"	200
$\frac{\Delta p}{p}$ initial	1.5 %
$\frac{\Delta p}{p}$ final	0.17 % pour 80 % des particules
Temps de fonctionnement	2.0 secondes

Table II.1 : Caractéristiques du système de prérefroidissement du AA

Dans le cas du refroidissement pour l'accumulation, la densité de particules doit varier d'un facteur 2.10^4 entre le bord (où le faisceau prérefroidi est déposé) et le centre du faisceau. Il est d'un autre côté indispensable de déplacer rapidement les particules du bord du faisceau vers le centre, afin de dégager de l'espace pour le paquet suivant. Une grande variation de gain par rapport au moment est obtenu en plaçant les sondes aux points de plus grande dispersion de la machine, où la sensibilité au bord est la plus grande. Mais d'un autre côté, cet emplacement rend le rapport signal/bruit trop défavorable pour les particules au centre du faisceau. De ce fait, le système de refroidissement du faisceau accumulé est divisé en trois sous-systèmes, deux d'entre eux agissant sur les queues hautes et basses du faisceau, le troisième en corrigeant la partie centrale. La figure II.7 montre l'emplacement de ces sous-systèmes, on notera que la correction des oscillations bêtatroniques utilise les sondes des systèmes I et II et l'ensemble du système III (on a dans ce cas une correction "de Palmer"). La table II.2 résume les caractéristiques de ces systèmes.

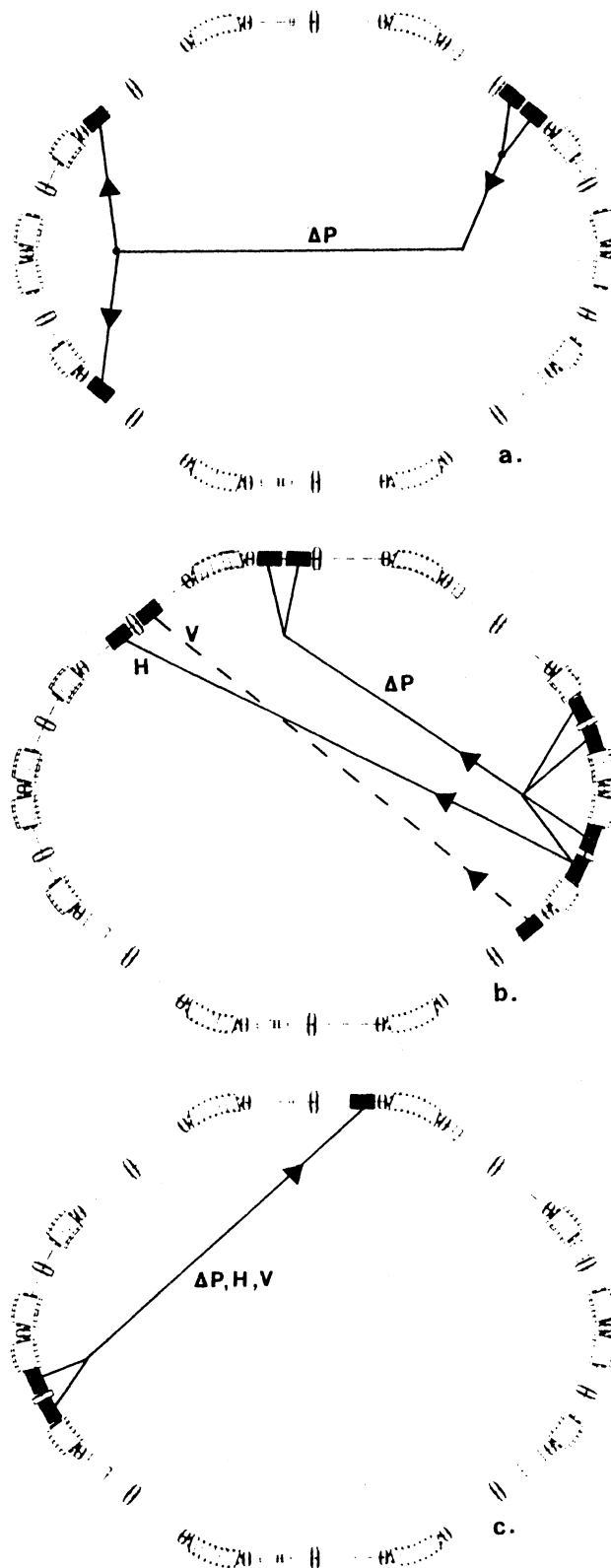


Figure II.7 : Systèmes de refroidissement dans le AA

- a. systèmes de prérefroidissement
- b. systèmes I, II (queues haute et basse)
- c. système III (coeur du faisceau)

	Système I queue Haute	Système II queue Basse	Système II coeur
Bande de fréquence	250.500 MHz	250.500 MHz	1000-2000 MHz
Nombre de sondes	16	16	1
Nombre de "kickers"	144	144	1
Temps de refroidissement	24 h	24 h	24 h
$\frac{\Delta p}{p}$ final (FWHM)	-	-	$\pm 3.10^{-3}$

Table II.2 : Caractéristiques des systèmes de refroidissement pour l'accumulation dans le AA.

Refroidissement stochastique dans les ISR

Dans l'utilisation normale des ISR en antiprotons, où un faisceau d'antiprotons circule à 26 GeV/c dans l'anneau 2, afin d'augmenter la durée de vie des faisceaux et d'accroître la luminosité, un double système de refroidissement a été installé dans l'anneau 2^(2.11). C'est ce système qui sera utilisé pour l'expérience R704, modulo quelques modifications. La figure II.8 montre un schéma de l'implantation des systèmes verticaux et horizontaux de l'anneau 2.

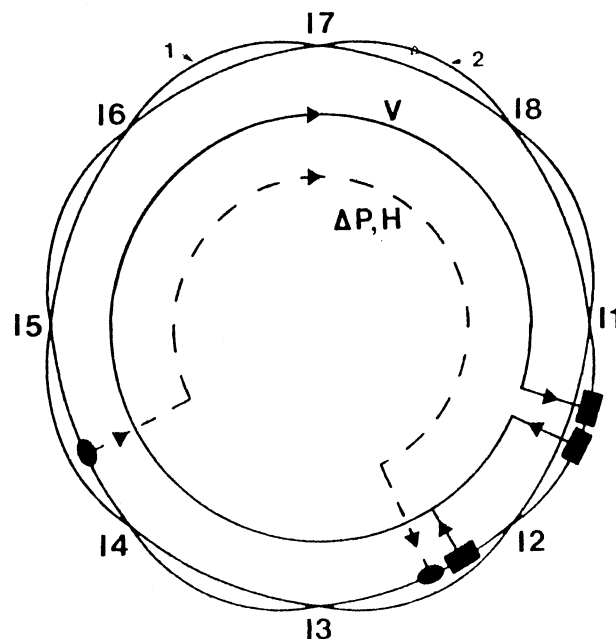


Figure II.8 : Systèmes de refroidissement dans les ISR

Pour le refroidissement bêtatronique dans le plan vertical, on utilise un système de mesure constitué de deux sondes, leur signal sera additionné afin d'augmenter le signal par rapport au bruit. Les plaques des sondes ont une longueur de 155 mm, et le système global fonctionne à des fréquences où la chambre à vide elle-même sert de guide d'onde pour les signaux de correction. Du fait de l'utilisation d'un seul "kicker", on a pu placer les deux sondes de manière à couvrir les valeurs de $Q_V = 8.62$ à $Q_V = 8.88$, soit l'ensemble de la plage de conditionnement des ISR. La bande de travail du système s'étend de 100 à 600 MHz. Dans ces conditions, avec un courant de 1.2 mA, on obtient une diminution d'un facteur 3 de la hauteur du faisceau en 27 h^(2.12), et un facteur 2 en 230 h pour un faisceau de 6.6 mA (à 26.6 GeV/c).

Pour ce qui est du refroidissement horizontal, on utilise la méthode de Palmer, de manière à obtenir simultanément un refroidissement tant en impulsion que pour les oscillations bêtatroniques horizontales. On utilise à cet effet une sonde coupée (figure II.9) présentant un gain minimum pour l'orbite centrale.

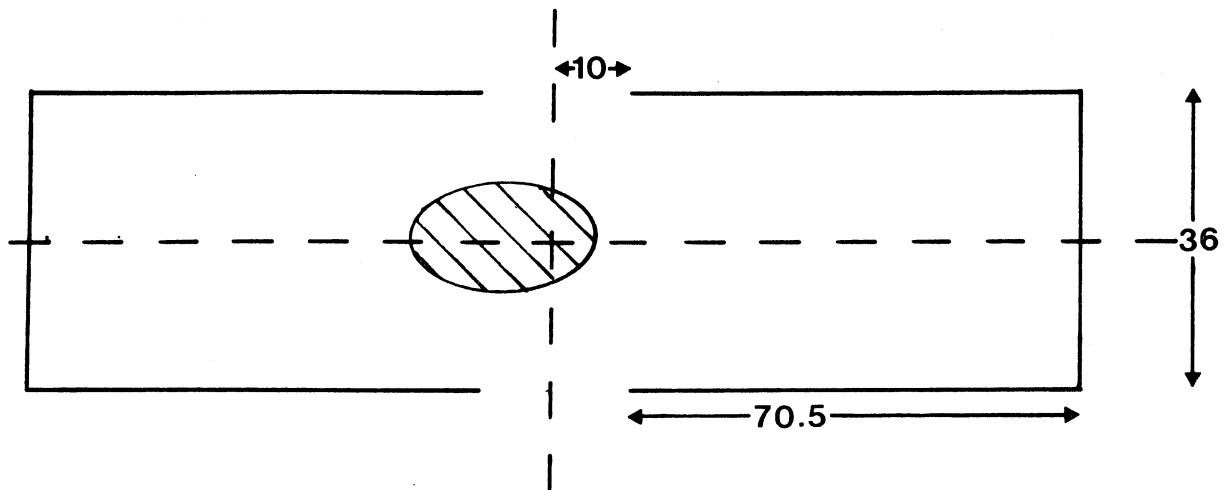


Figure II.9 : Sonde de mesure pour le refroidissement en impulsion dans les ISR.

Rayon des ISR 150.0253 m

Système de refroidissement en moment et refroidissement bêtatronique horizontal :

Nombre de sondes : 4

Nombre de correcteurs RF : 4

Paramètres sondes : longueur utile 694 mm

largeur utile 161 mm

Bande de fréquence : 55 - 155 MHz

Taux de refroidissement bêtatronique : 28 % par heure

Taux de refroidissement en impulsion : 4 % par heure

Système de refroidissement bêtatronique vertical

Nombre de sondes : 2 (accord avec $Q_V = 8.62$ et 8.88)

Nombre de "kicker" : 1

Paramètres sondes: longueur utile 155 mm

largeur utile 160 mm

Bande de fréquence : 100 - 600 MHz

Taux de refroidissement : 50 % en 10 h environ

Table II.3 : Caractéristiques des systèmes de refroidissement de l'anneau 2 des ISR

Le système présentera donc un maximum de sensibilité pour une grande dispersion en moment, et donc agira plus rapidement. Au total on utilise quatre de ces sondes. Les éléments de corrections se composent de quatre cavités accélératrices. Le système fonctionne entre 55 et 155 MHz. La table II.3 résume les caractéristiques du système de refroidissement.

1.5 LES ISR DANS L'EXPERIENCE R704

Dans l'utilisation normale des ISR en mode antiprotons, les antiprotons issus du AA à 3.5 GeV/c sont accélérés par le PS à 26 GeV/c, puis transférés dans les ISR qui les stocke à énergie constante. Dans l'expérience R704, il est nécessaire de pouvoir ajuster le moment du faisceau entre 3.5 et 6.5 GeV/c. Il doit être possible également d'accélérer ou décélérer l'ensemble du faisceau, sans pertes à l'intérieur de ces valeurs, par petits changements afin de produire la courbe d'excitation des résonances. L'expérience demande une luminosité maximale, et ceci en présence d'un jet gazeux dans la chambre à vide des ISR. Ce qui entraîne aussi bien d'importantes modifications dans la structure électronique de la machine (que l'on évoquera rapidement), que le développement d'une nouvelle technique, pour l'injection des antiprotons ainsi que pour les manipulations du faisceau.

a) Modifications de systèmes existants^(2.13)

- Système RF : les cavités RF fonctionnent normalement à 9.53 MHz. Dans le cas d'antiprotons à 3.5 GeV/c, la fréquence RF doit être de l'ordre de 9.3 MHz. A l'énergie d'injection, afin de couvrir 80 mm d'ouverture dans la chambre à vide, les pas ("sweeps") de fréquence RF doivent être de 18 kHz, au lieu de 7 kHz normalement, et l'accélération de 3.5 à 6.5 GeV/c demande des pas de fréquence de 200 kHz.

- mesure de l'orbite, du conditionnement :

la fréquence de révolution à 3.5 GeV/c étant plus faible qu'à 26 GeV/c, il a été nécessaire de modifier le système de mesure longitudinal, ainsi que le système de mesure des oscillations bêtatroniques (Q-mètre) par l'adjonction de filtres, afin de permettre les mesures à relativement basse fréquence (de l'ordre de 310 kHz).

- systèmes de refroidissement stochastique : le refroidissement stochastique bêtatronique est normalement utilisé pour réduire les dimensions utiles du faisceau d'antiprotons et ainsi augmenter la luminosité. Pour l'expérience R704, les systèmes sont utilisés pour combattre le gonflement du faisceau causé par les passages répétés dans le jet gazeux, et de ce fait, pour augmenter la durée de vie du faisceau. Des mesures faites durant des tests en antiprotons à 3.5 GeV/c ont permis de montrer que le taux de gonflement, de l'ordre de 35 % par heure, en présence du jet et sans refroidissement vertical, pouvait être réduit grâce au refroidissement de telle sorte que l'émittance du faisceau en équilibre avec le jet gazeux était réduite à une valeur inférieure à la valeur initiale d'injection, soit $2.5\pi 10^{-6}$ mrad. Pour ce qui concerne le refroidissement en moment, son utilisation est vitale pour permettre de combiner plusieurs pulses d'antiprotons à l'injection (on le verra plus loin), ainsi que pour réduire la dispersion en moment à l'occasion de l'accélération du faisceau. Dans ces conditions, avec un faisceau d'antiprotons à 4 GeV/c, la dispersion obtenue est inférieure à $\pm 4.10^{-4}$ (RMS). Pour tous les systèmes de refroidissement, à part des modifications de programmes de commande, des séries de retards variables ont dû être ajoutés entre les sondes et les "kickers", pour contrebalancer le changement de temps de vol des particules par rapport à 26 GeV/c, et dans le cas de changement d'énergie rapide entre 3.5 et 6.5 GeV/c.

b) Nouvelles techniques d'utilisation des ISR

L'injection des antiprotons

A 3.5 GeV/c, les antiprotons ne peuvent être accumulés par petits pulses, en utilisant la procédure standard par RF, à cause de la taille limitée des baquets RF et la large émittance du pulse d'antiprotons issu du AA.

En effet, la taille maximale d'un paquet d'antiprotons pouvant être pris sans pertes par le système RF des ISR est telle que :

sa durée doit être ≤ 50 nsec

sa dispersion doit être $\frac{\Delta p}{p} \leq \pm 10^{-3}$

D'un autre côté, dans la procédure standard d'éjection des antiprotons du AA (baquets RF de 50 Hz), le paquet extrait est tel que :

sa durée est de 85 nsec
sa dispersion est de $\pm 10^{-3}$

Dans le cas de la procédure standard (injection dans les ISR à 2.6 GeV/c), l'accélération due au PS a pour effet de réduire les paramètres du faisceau (rappelons que l'émittance varie en $1/\Delta p$) et de les rendre compatibles avec le système RF des ISR. Mais dans le cas d'une injection dans les ISR à 3.575 GeV/c, le paquet d'antiprotons, à l'issue de manipulations dans le PS, aura au mieux pour paramètres :

une durée de 40 nsec
une dispersion de $\pm 2.2 \cdot 10^{-3}$

Une telle configuration ne permet à l'évidence pas d'injecter les antiprotons sans pertes, dans la mesure où l'on utilise la RF.

On utilise donc la procédure suivante, sans recours au système RF de prise des paquets : le contenu du AA est éjecté en deux ou trois paquets importants, correspondant à un baquet d'éjection de 200 Hz (au lieu de 50), ou encore 55 % du faisceau accumulé. Ce paquet possède alors comme caractéristique

une durée de 300 nsec
une dispersion de $\pm 10^{-3}$

Ceci représente le maximum acceptable pour la ligne de transfert AA - PS. Dans le PS, utilisé comme aimant de déflexion, les particules n'effectuent qu'un demi-tour, et sont injectées directement dans les ISR, sans recourir au système RF. De la sorte, on arrive à injecter le maximum de particules (en deux pulses soient ≈ 80 % du contenu du AA) avec le minimum de manipulations.

La séquence d'injection se passe de la manière suivante :

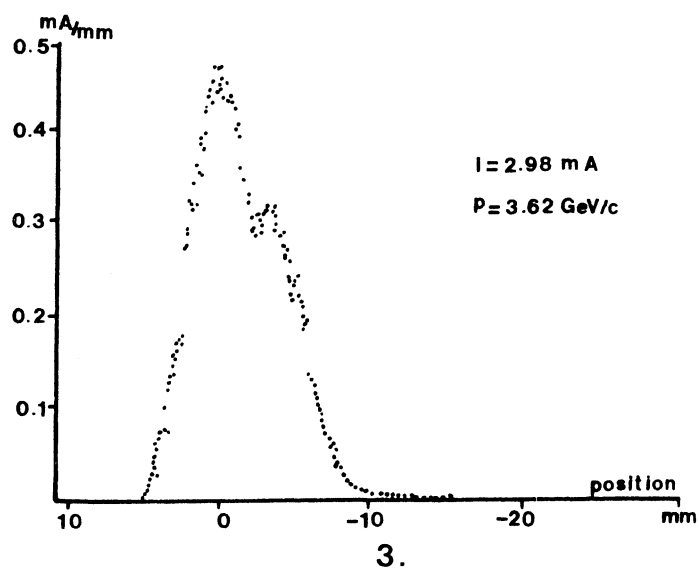
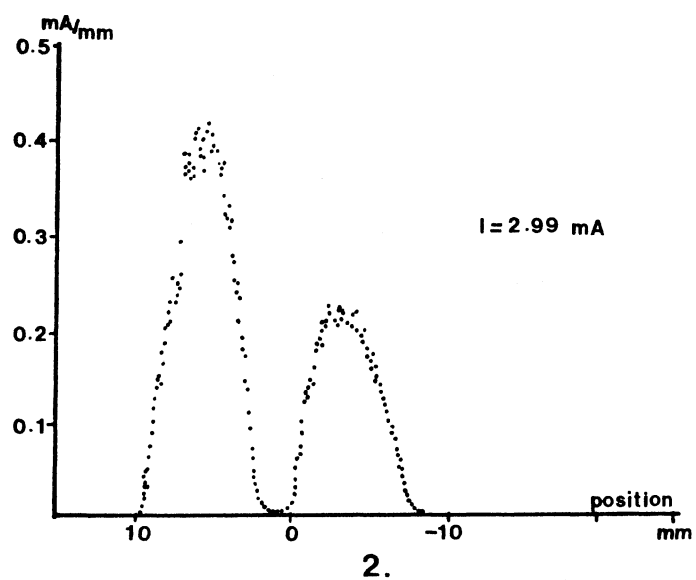
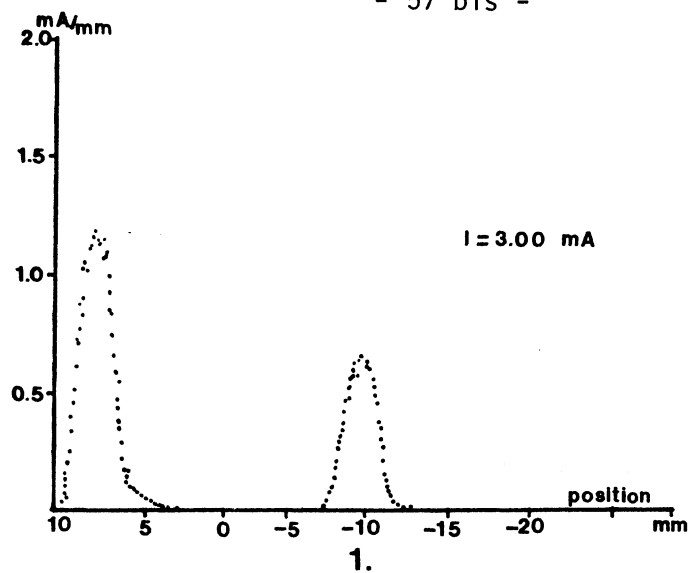
Un premier paquet d'antiprotons, correspondant à 55 % du contenu du AA, est injecté dans les ISR. Le fait de ne pas appliquer la RF sur le faisceau entrant a pour effet de "dégrouper" les particules en quelques centaines de tours (environ un milli-seconde). Ce premier faisceau se présente alors comme un ruban continu dans la chambre à vide des ISR, centré sur l'orbite d'injection. On déplace alors ce faisceau par déplacement de phase (voir plus loin), de manière à ménager de

l'espace libre pour le paquet suivant. En effet, du fait que l'émittance d'un faisceau est constante avec l'énergie du faisceau, il est impossible d'accumuler plusieurs paquets de particules à la même place dans le plan des phases. On injecte alors un second paquet d'antiprotons, représentant 55 % du reste du contenu du AA, puis le deuxième paquet est déplacé sur le bord du premier paquet existant. Le refroidissement stochastique en moment est alors appliqué, qui a pour effet de conjuguer les deux faisceaux dégroupés en un seul. On peut, après cette période de refroidissement, injecter éventuellement un troisième paquet d'antiprotons. Après constitution d'un faisceau unique, on accélère ce faisceau à l'énergie désirée par déplacement de phase. La figure II.10 montre différents profils de faisceau représentant les différentes étapes de l'injection des antiprotons.

Accélération par déplacement de phase^(2.14)

Le fait que le faisceau d'antiprotons soit dégroupé ("debunched") dans les ISR interdit l'utilisation normale de la RF pour l'accélérer. En effet, on a vu que l'utilisation de la RF aurait pour effet de découper le faisceau suivant h groupes de particules (h étant le nombre d'harmoniques utilisés par les baquets RF, soit 30) et donc de perdre une part importante des antiprotons. Le déplacement de phase consiste à faire agir le système RF dans une zone du plan des phases "vide" de particules, c'est-à-dire en accordant la fréquence de la cavité à une zone de fréquence vide de particule. On crée ainsi un baquet RF vide de particules ("empty bucket"). Le processus de déplacement de phase consiste à moduler la fréquence du système RF de telle manière que ce baquet vide "migre" à travers le faisceau. En déposant ce baquet vide à la limite du faisceau, on crée un espace vide dans le plan des phases. Pour que l'émittance, c'est-à-dire la densité du faisceau dans le plan des phases soit conservée, l'ensemble du faisceau va se déplacer dans le sens inverse du mouvement du baquet RF vide (figure II.11). Aux énergies requises par l'expérience R704, chaque passage d'un baquet vide engendre une modification d'environ 6 MeV/c pour le faisceau. Le problème principal dû à cette technique est le contrôle de la configuration magnétique de la machine^(2.15). En effet, à chaque passage d'un baquet vide, le champ magnétique doit être modifié de manière à maintenir constante la position du faisceau d'antiprotons. Les pertes en courant lors d'une accélération par déplacement de phase sont essentiellement dues au bruit du système RF, qui déstabilise le baquet vide et permet l'accrochage de particules durant le changement de fréquence RF. En d'autres termes, le

- 57 bis -



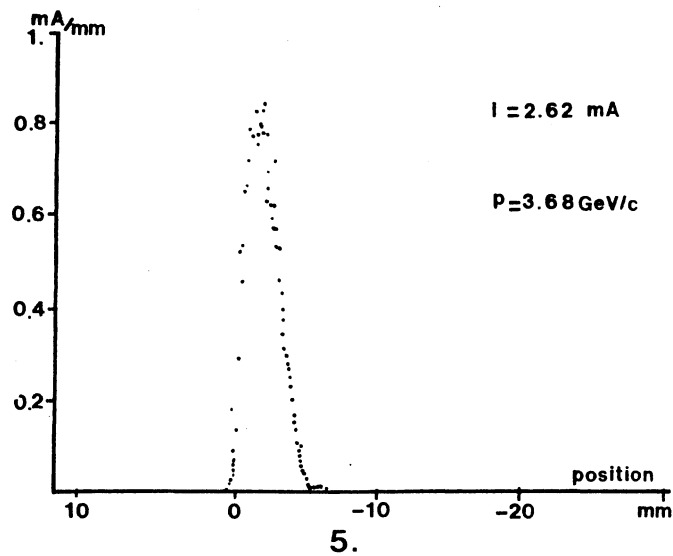
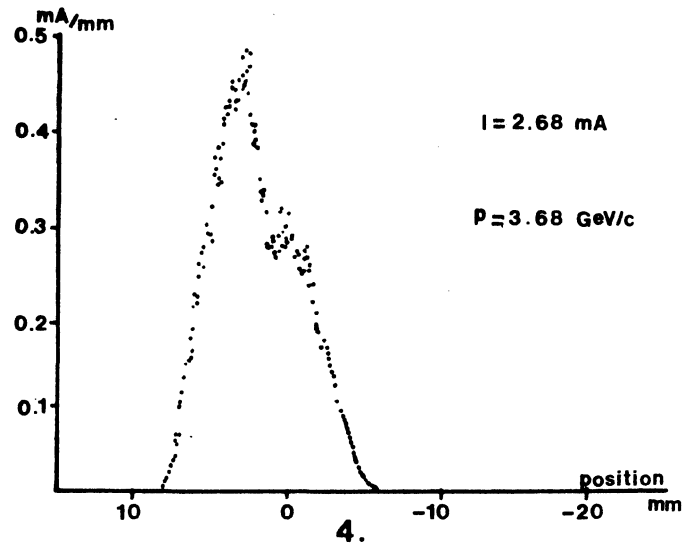


Figure II.10 : Evolution du faisceau d'antiprotons lors du remplissage des ISR

1. Injection du 2ème pulse (-28mm) à 3.57 GeV/c
2. Déplacement du 2ème pulse et refroidissement
3. Situation après 2 h. de refroidissement
4. Accélération à 3.68 GeV/c
5. Situation après 10 h. de refroidissement (prise de données)

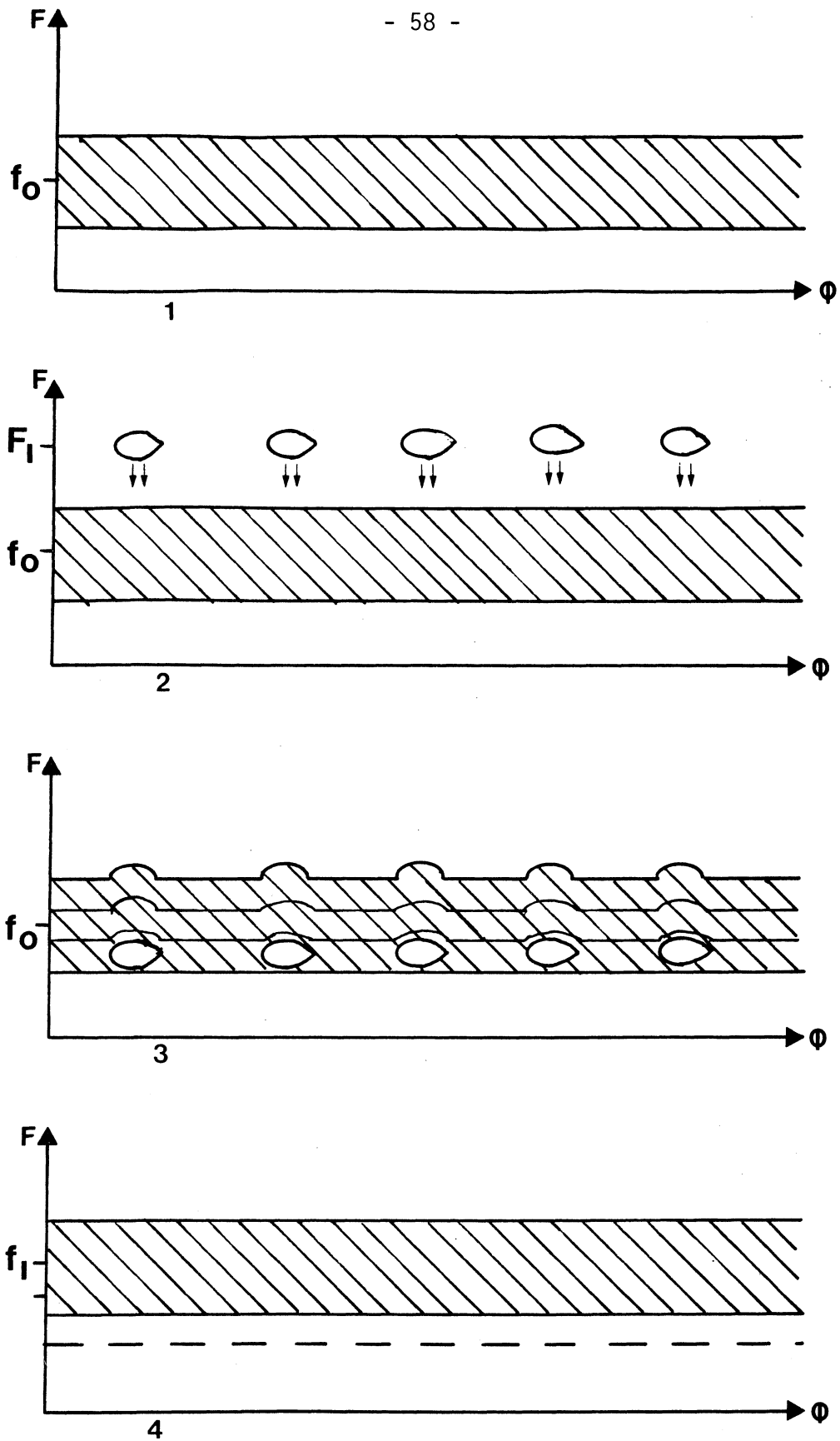


Figure II.11 : Accélération par déplacement de phase

1. Situation initiale
2. Création de baquets RF vides
3. Migration des baquets à travers le faisceau ("sweep")
4. Situation finale

changement d'énergie du faisceau par déplacement de phase correspond au croisement de ce faisceau par un train d'onde (à la fréquence RF) qui apporte ou enlève de l'énergie aux particules.

La manipulation du faisceau par déplacement de phase est un processus discret ; on a vu que par cette technique, l'impulsion du faisceau varie par pas de 6 MeV/c environ. Dans le cas où l'on désire une variation de moment plus lente (pour affiner la courbe d'excitation), on utilise le système de refroidissement en moment (figure II.12). On déplace le faisceau uniquement au niveau de la sonde, si bien que le système de refroidissement interprète la nouvelle position comme une erreur en moment. Par correction, l'ensemble du faisceau se déplace sur une nouvelle orbite, donc change de moment. Le système magnétique des ISR remplace alors le faisceau sur l'orbite d'origine. Cette technique, quoique très lente (deux heures pour 1 MeV/c de variation) permet d'obtenir une variation continue de l'impulsion des antiprotons.

1.6 MESURE DES PARAMETRES DU FAISCEAU

Un des points cruciaux de l'expérience R704 consiste en la connaissance exacte du profil du faisceau d'antiprotons. S'agissant d'une expérience de formation, il est en effet indispensable de connaître l'énergie précise du faisceau ainsi que sa dispersion en moment lors de l'établissement de la courbe d'excitation.

L'impulsion du faisceau est déterminée en mesurant le profil en fréquence du faisceau, ainsi que le champ magnétique. La mesure de ce profil par des méthodes non destructrices (sonde Schottky) fournit une mesure relative autour d'une valeur moyenne inconnue. Connaissant d'autre part le champ magnétique, on peut calculer la fréquence F_0 du faisceau sur l'orbite centrale de la machine, à laquelle on affecte une correction pour tenir compte de l'orbite moyenne réelle du faisceau. La mesure par la sonde Schottky donne l'étalement en fréquence du faisceau, relié au profil en impulsion par :

$$\frac{\Delta F}{F_0} = \eta \frac{\Delta P}{P_0} \quad (2.16)$$

où P_0 représente l'impulsion correspondant à la fréquence F_0
et η fonction de $\alpha(s, R)$ valeur tabulée suivant la position, le rayon et l'impulsion.

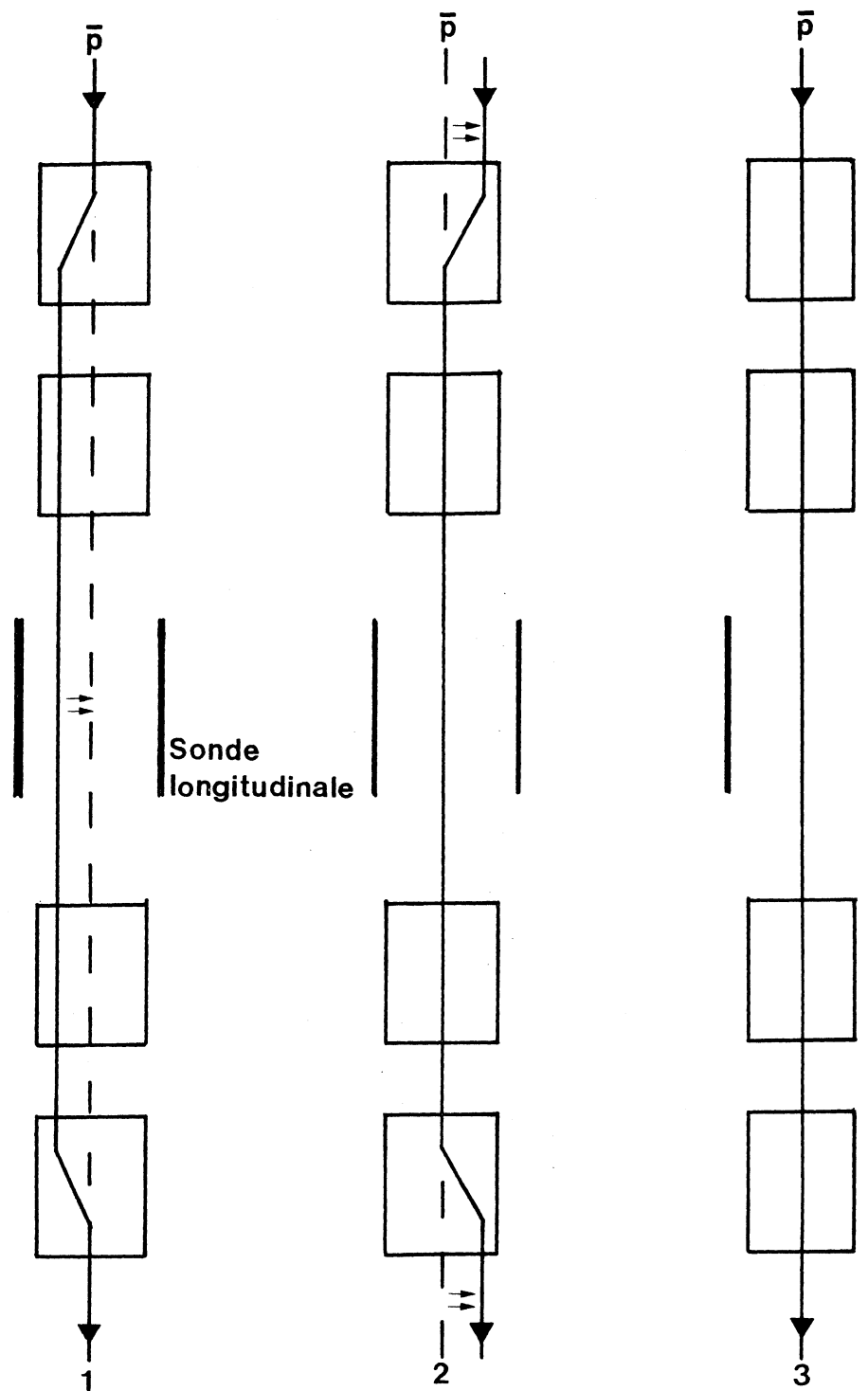


Figure II.12 : Accélération par refroidissement

1. Déplacement ("bump") du faisceau au niveau de la sonde
2. Accélération par refroidissement
3. Repositionnement du faisceau par le système magnétique

D'un autre côté, à l'énergie d'injection, avant le "dégrouperment" des anti-protons, on peut mesurer l'orbite moyenne des particules et la fréquence du faisceau. De la sorte, il devient possible de déterminer directement la vitesse des antiprotons et donc l'impulsion du faisceau. L'erreur sur cette "calibration absolue" ne dépend donc plus que de l'erreur sur la longueur d'anneau. On peut ainsi estimer l'erreur systématique induite lors de la mesure par la prise du profil du faisceau.

La position de chaque aimant des ISR est connue avec une précision de ± 0.2 mm dans le plan horizontal et ± 0.1 mm dans le plan vertical^(2.17). Ceci définit une erreur absolue sur la longueur de l'orbite centrale inférieure à ± 2 mm.

Dans ces conditions, une telle calibration absolue de l'impulsion des antiprotons lors de l'injection a donné les résultats suivants^(2.18) :

Position radiale du faisceau à l'injection : - 12.1 mm
Rayon moyen des ISR (orbite d'injection) : 150.0253 - 0.0121 m
Longueur d'une orbite (orbite d'injection) : 942.56073 m
Fréquence de révolution mesurée : 307.64545 kHz
⇒ durée d'une révolution : 3.250495 μ sec
⇒ $\beta = 0.967251$
⇒ $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = 3.939765$
⇒ Impulsion du faisceau (par $P/m_0 c = \beta \gamma$) = 3.5755 GeV/c

Erreurs sur cette calibration :

Erreur sur la mesure de fréquence : $\pm 2.5 \cdot 10^{-6}$
Erreur sur la longueur de l'orbite : $\pm 2.5 \cdot 10^{-6}$
Erreur sur la position radiale du faisceau : $\pm 3.3 \cdot 10^{-6} = \pm 0.5$ mm
Erreur due à la déformation de l'orbite : $< \pm 1 \cdot 10^{-6}$
Erreur sur $\beta \approx \pm 6 \cdot 10^{-6}$

$$\text{Erreur sur } \gamma \left(\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{d\beta}{\beta} \cdot \frac{\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \right)$$

$$= \pm 8.7 \cdot 10^{-5}$$

D'où l'erreur sur la mesure du moment : ± 0.0003 GeV/c.

Ceci représente la meilleure mesure possible de l'impulsion du faisceau d'antiprotons. Lors des opérations normales des ISR en faisceau dégroupé (où il est impossible de connaître avec précision la fréquence du faisceau), cette mesure se fait par la mesure du champ magnétique. L'erreur sur cette mesure est estimée à $\pm 5.10^{-4}$. Dans ce cas, les résultats de toutes les mesures possibles de l'impulsion du faisceau à l'injection donnent les résultats suivants :

Calibration "absolue"	: 3.5755 $\pm$ 0.0003 GeV/c
Valeur par le profil	: 3.576 $\pm$ 0.002 GeV/c
Valeur donnée par AA/PS	: 3.575

En effectuant cette mesure absolue lors de différents remplissages de la machine on peut en outre avoir une idée de la reproductibilité de la qualité de la mesure. Il est bien évidemment indispensable de connaître cette caractéristique, dans la mesure où l'on effectuera des points de mesure sur différentes périodes, donc après reconditionnement de la machine. La table II.4 résume différentes mesures, on peut en tirer une estimation de la reproductibilité à $\pm 0.6 \cdot 10^{-4}$ (2.19).

Aux énergies supérieures à l'énergie d'injection, on a vu que le faisceau se présentait comme un ruban continu ("debunched beam"). Afin de connaître la précision de la mesure de l'impulsion du faisceau, dans la procédure standard (lecture du champ magnétique et mesure du profil), on a procédé à une série de mesures comparatives en faisceau de protons groupés, où la calibration absolue est possible. La table II.5 donne le rapport des mesures faites par les deux techniques.

IMPULSION DU FAISCEAU (GeV/c)	CALIBRATION ABSOLUE / VALEUR MESUREE
3.60	1.000273
4.00	1.000492
5.567	0.99996
5.74	0.999981
5.87	0.999777
6.20	0.99975

Table II.5 : Rapport entre les systèmes de mesure (avec des protons)

INJECTION EN PROTONS CALIBRATION "ABSOLUE" (GeV/c)	MESURE(STANDARD R704) PAR LECTURE DU CHAMP MAGNETIQUE ET PROFIL DU FAISCEAU (GeV/c)
3.5734	3.5712
3.5724	3.5715
3.5722	3.5712
3.5723	3.5714
3.5723	3.5717
3.5721	3.5714
3.5722	3.5716
3.5722	3.5713
INJECTION EN ANTIPROTONS	
3.5698	3.5697
3.5695	3.5692
3.5696	3.5694
3.5698	3.5700
3.5700	3.5697
3.5699	3.5696

Table II.4 : Reproductibilité du conditionnement des ISR

On peut en conclure^(2.19) que l'erreur systématique sur la mesure de l'impulsion est de l'ordre de $\pm 2.5 \cdot 10^{-4}$, soit, dans le cas de la mesure de la masse du J/ψ , de $\pm 1 \text{ MeV}/c$, donc $\pm 273 \text{ KeV}$.

Il est important de noter que cette erreur représente une valeur supérieure. En effet, de part leur vocation originelle, les ISR ne sont pas destinés à permettre la mesure très précise de l'impulsion et de la largeur du faisceau dans une région en $P_{\text{lab}} \approx 3.5 - 6 \text{ GeV}/c$, donc la valeur précise de la masse d'une résonance dans un processus de formation. Ce n'est que grâce à la très grande fiabilité de cette machine, alliée à la parfaite connaissance qu'en ont ses concepteurs et ingénieurs, que l'on a pu ainsi "détourner" les ISR de leur vocation d'anneaux de stockage pour en faire un outil adapté à l'expérience R704. En ce sens, ce chapitre peut-être par trop technique a pour but de permettre de mesurer l'effort qui a été fait pour que le faisceau d'antiprotons puisse être considéré comme partie intégrante de la compréhension de l'expérience.

2. LA CIBLE GAZEUSE

L'utilisation de cibles gazeuses a souvent été limitée à l'étude de processus où une partie de l'état final ne pouvait traverser l'épaisseur d'une cible à hydrogène liquide^(2.20). Dans le cas de l'expérience R704, on attend de l'utilisation d'une cible gazeuse, combinée à un faisceau d'antiprotons refroidis :

- une haute luminosité (de l'ordre de $10^{30} - 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) ;
- une région d'interaction très réduite (de l'ordre du cm^3), permettant une simplification de l'appareillage et facilitant l'analyse des données expérimentales ;
- une altération minimale des qualités du faisceau d'antiprotons, compatible avec l'efficacité des systèmes de contrôle ;
- une minimisation du flux total d'hydrogène pénétrant dans l'enceinte des ISR, afin de ne pas perturber le vide (de l'ordre de 10^{-11} Torr).

Le système de la cible, pour répondre à ces exigences, se compose de deux parties que l'on peut distinguer sur la figure II.13 : un étage d'injection (chambre d'expansion du gaz suivie de deux systèmes de pompage à engrenage et d'une pompe cryogénique), et un étage de récupération du gaz non interagissant, fait de deux pompes cryogéniques et d'une pompe à absorption à grand débit. On distingue également sur la figure II.13 de moniteur de luminosité sur lequel on reviendra plus loin.

2.1 ELEMENTS SUR LES JETS MOLECULAIRES

Sources effusives

Le système le plus simple que l'on puisse concevoir est la source effusive, où un gaz à la température T_0 et la pression P_0 est confiné dans une enceinte A. A travers un trou de faible diamètre d , ce gaz passe dans une autre enceinte B, maintenue à une pression très inférieure à P_0 (figure II.14). On observe alors un écoulement libre du gaz, la condition en étant que $d < \lambda$, où λ est le libre parcours moyen des molécules dans les conditions initiales (P_0, T_0). On peut en outre sélectionner les molécules vers l'avant grâce à un collimateur situé entre l'enceinte B à basse pression et la zone d'expérience. Sans autre effet de collimation, on peut comprendre que dans ce cas on obtiendra un jet de faible intensité, avec des molécules de vitesse très variables (jet non monoénergétique)

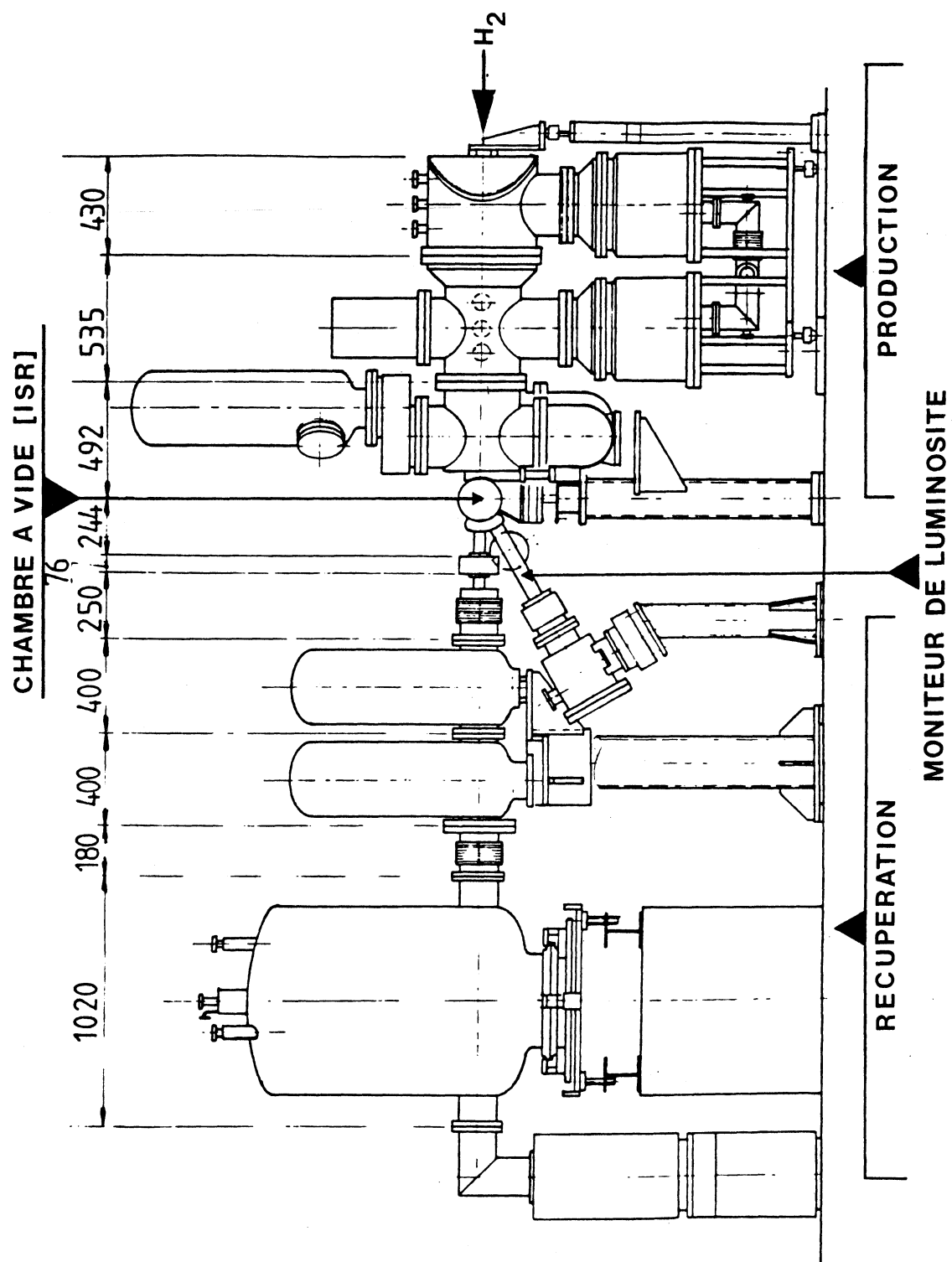


Figure II.13 : Vue générale de la cible à hydrogène

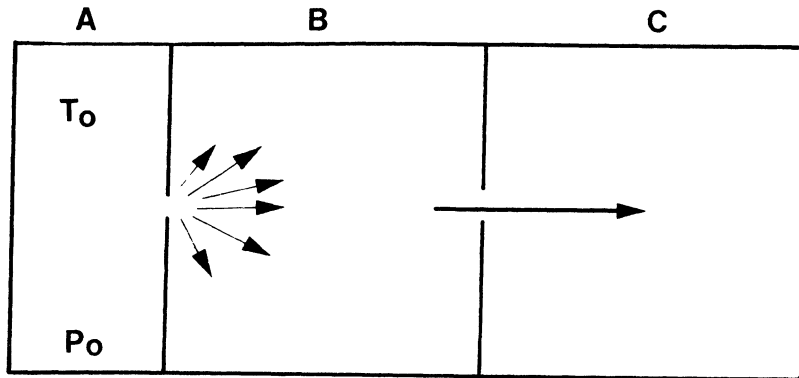


Figure II.14 : Source effusive

En effet, l'expansion ne sera due qu'à l'effet de l'énergie thermique, le trou d'écoulement sélectionnant les molécules dont la direction leur permet de passer dans l'enceinte à basse pression. On ne pourra d'autre part pas augmenter de façon notable la pression P_0 , la condition d'écoulement libre ($d < \lambda$) n'étant alors plus remplie. La luminosité obtenue sera donc faible, typiquement, une telle source utilisée dans l'expérience R704 (faisceau de $3 \cdot 10^{11}$ antiprotons à une fréquence de $3.3 \cdot 10^5$ Hz) permettrait d'obtenir une luminosité de l'ordre de $2.5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (2.21).

Jets soniques

Afin d'augmenter la densité du gaz dans la région utile, on procède à l'expansion du gaz à travers une buse de forme convergente (figure II.15). Dans ce cas, la partie convergente de la buse aura pour effet de convertir une partie de l'énergie thermique des molécules en énergie cinétique directionnelle. Le diamètre du trou d'écoulement doit alors être notablement inférieur au libre parcours moyen des molécules par rapport aux sources effusives, on observe un effet de collimation des vitesses (sources monoénergétiques) et la pression de l'état initial peut être augmentée sans changer le régime d'écoulement. Sans rentrer dans le détail des équations qui décrivent l'expansion du gaz dans une

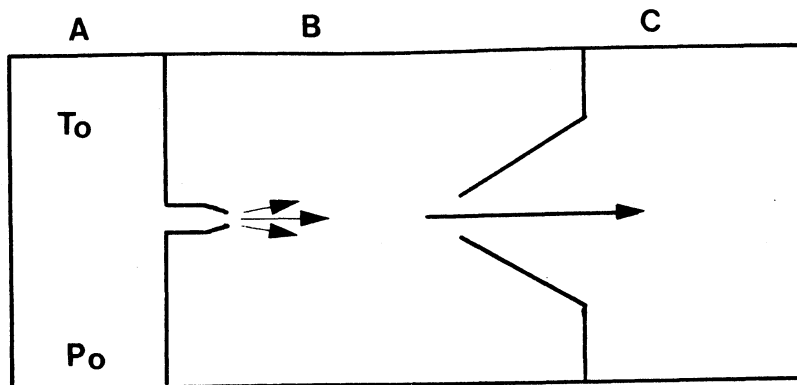


Figure II.15 : Source sonique

conduite de section lentement variable, on peut dire qu'à cause du faible diamètre du trou d'écoulement et de l'effet de ralentissement de l'expansion, le gaz se trouve à la limite de ses phases gazeuse et liquide. L'expansion se poursuit de façon adiabatique et la vitesse des molécules est de l'ordre de celle du son dans l'état initial^(2.22) (d'où le nom de sources soniques). On n'observe néanmoins qu'un faible effet sur la directivité du jet d'où la nécessité d'utiliser un dispositif de collimation. Un tel jet permettrait, dans les mêmes conditions que celles évoquées précédemment, d'atteindre une luminosité de l'ordre de $10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (2.21), au prix d'une perte importante de gaz due à la dispersion angulaire du jet.

Sources à agrégats de molécules ("clusters sources")

L'utilisation de buses de forme convergente-divergente répond à la nécessité d'augmenter l'intensité du jet le long de l'axe du trou d'écoulement^(2.23), et de limiter les pertes de gaz dans la chambre d'expansion (figure II.16). Dans ce cas cependant, on constate que l'expansion du gaz n'est plus libre à la sortie de la partie convergente, à l'instar des sources soniques, mais continue à être fortement ralentie par l'existence d'une partie divergente. Dans cette partie de la buse, les molécules de gaz sont ramenées vers la partie centrale, et cette augmentation de la densité permet l'apparition d'agglomérats de molécules dont la vitesse transversale est faible devant leur vitesse axiale. Dans la mesure où la buse est refroidie à la température de l'état initial (T_0), donc à une température supérieure à celle du gaz en expansion, on assiste en outre à un phénomène d'accumulation d'hydrogène gazeux le long des parois de la partie divergente. La partie centrale du jet, déjà à la limite des phases gazeuse et liquide, atteindra des conditions de surpersaturation et on assistera à une croissance de la taille des agrégats de molécules liées entre elles par des forces de type Van der Waals et dont le nombre peut atteindre plusieurs centaines de mille par agglomérat.

On peut peut-être mieux comprendre ce phénomène sur le diagramme ($\ln T$, $\ln P$) de la figure II.16. Le point A représente les conditions initiales de stagnation à l'entrée de la buse. On peut considérer que dans un premier temps, l'expansion du gaz suit une ligne iso-entropique (expansion adiabatique à travers la partie convergente) jusqu'au point B, croisement avec la courbe de vapeur saturante. Dans un cas d'équilibre (sortie d'une buse simplement convergente, donc sonique), l'expansion se continue sur cette ligne de séparation gaz-liquide et la condensation d'une partie du gaz croît régulièrement. Mais à cause de l'existence d'une partie divergente, cette condition d'équilibre est rompue. Dans cette dernière partie, la condensation est telle que le gaz est saturé, et si cette instabilité se prolonge, en d'autres termes si la densité et la pression du gaz restent telles que le nombre de collisions entre molécules augmente, on assiste à la formation d'agrégats de molécules, jusqu'au point C de la figure II.16. A la fin de l'expansion, le gaz coexistant en phases liquide et gazeuse dans une région (P , T) à prédominance liquide tend à rejoindre la courbe de coexistence des deux phases. On arrive ainsi à la formation d'une partie centrale du faisceau très collimée en raison de l'accumulation de gaz le long des parois, et composée d'agrégats

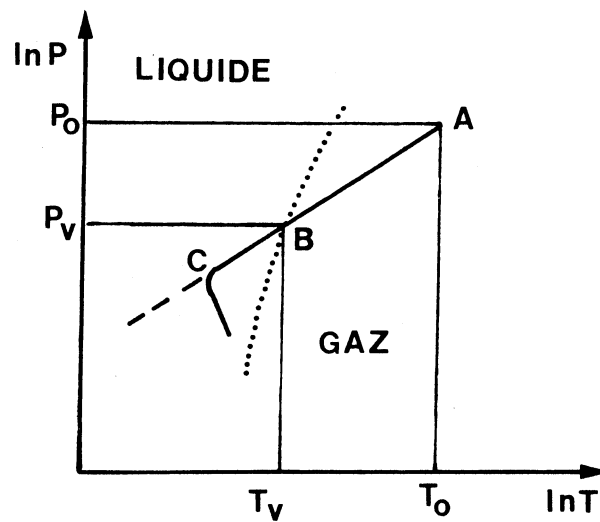
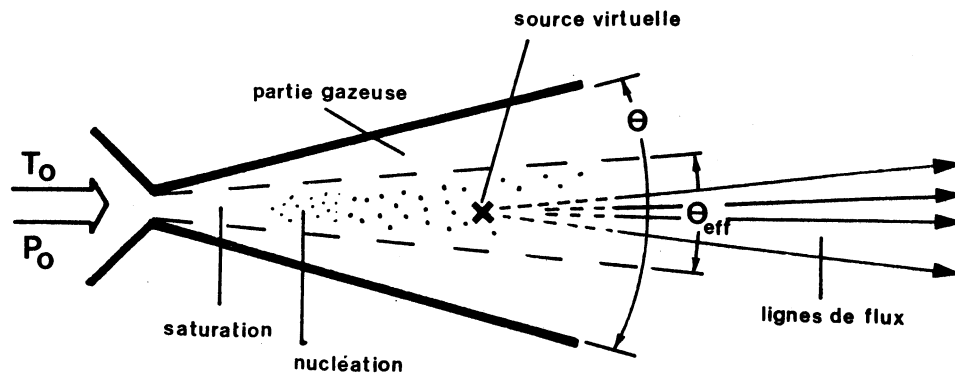


Figure II.16 : Principes du jet à agrégats de molécules

supersoniques dont la taille dépend des conditions initiales de stagnation et de la géométrie de la partie divergente de la buse.

Bien qu'il n'existe pas de théorie satisfaisante de la condensation dans les jets à agglomérats moléculaires, différentes études empiriques ont pu permettre de mettre en évidence l'influence prépondérante de la géométrie de la partie divergente sur la collimation du jet^(2.24). La figure II.17 représente différents profils d'intensité obtenus pour différentes formes de buse, dans des conditions identiques de température et de pression initiales. On a ainsi pu mettre en évidence une formulation empirique reliant la taille des agglomérats aux paramètres initiaux :

$$N \propto P_0 T_0^{-2} \left[\frac{D}{\tan \theta} \right]^{1.5} L^{0.2}$$

où

P_0 en bar	}	conditions de stagnation
T_0 en °K		
D (mm)		diamètre de la gorge (point le plus étroit)
L (mm)		longueur de la partie divergente
θ		demi angle d'ouverture de la partie divergente.

Sans aller plus avant dans l'étude de cette loi d'échelle, on peut en conclure que les paramètres utiles de la buse peuvent être déterminés par les contraintes expérimentales (N , P_0 , T_0) disponibles. Il convient de noter encore que la pression au niveau de la chambre d'expansion doit être faible (de l'ordre de 10^{-1} Torr) afin d'éviter une trop grande atténuation du jet^(2.25).

2.2 CIBLE GAZEUSE POUR L'EXPERIENCE R704

Le paramètre de base permettant de définir les caractéristiques de la cible est la luminosité obtenue dans l'interaction faisceau d'antiproton-cible à hydrogène. Cette luminosité est exprimée par :

$$\mathcal{L} = I.F.\rho \text{ (cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{)}$$

où

I	= Intensité du faisceau (en nombre de particules)
F	= fréquence de révolution
ρ	= densité utile de la cible.

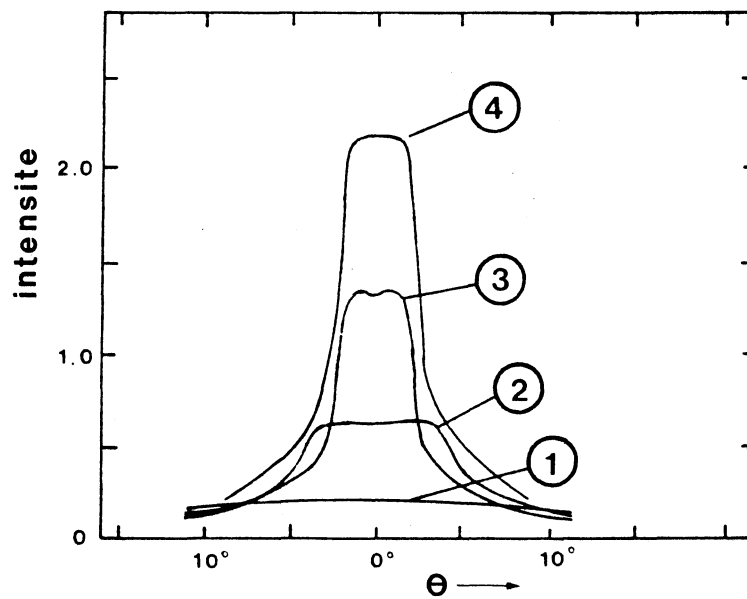
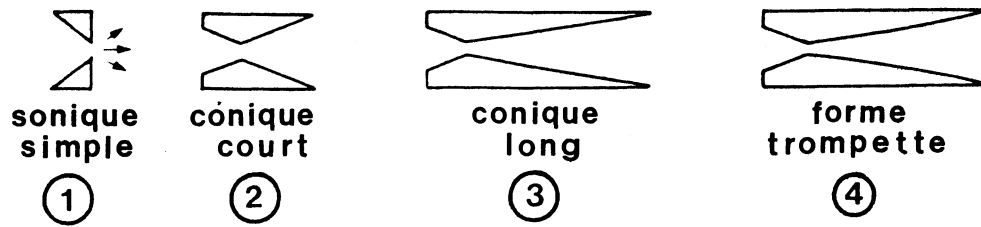


Figure II.17 : Comparaison entre différentes formes de buses
(réf. 2.24).

La contrainte majeure quant à l'utilisation d'une telle cible se situe dans la faisabilité et les performances d'un système de pompage efficace limitant une diffusion du gaz dans la chambre à vide des ISR entraînant la détérioration, voire la perte du faisceau.

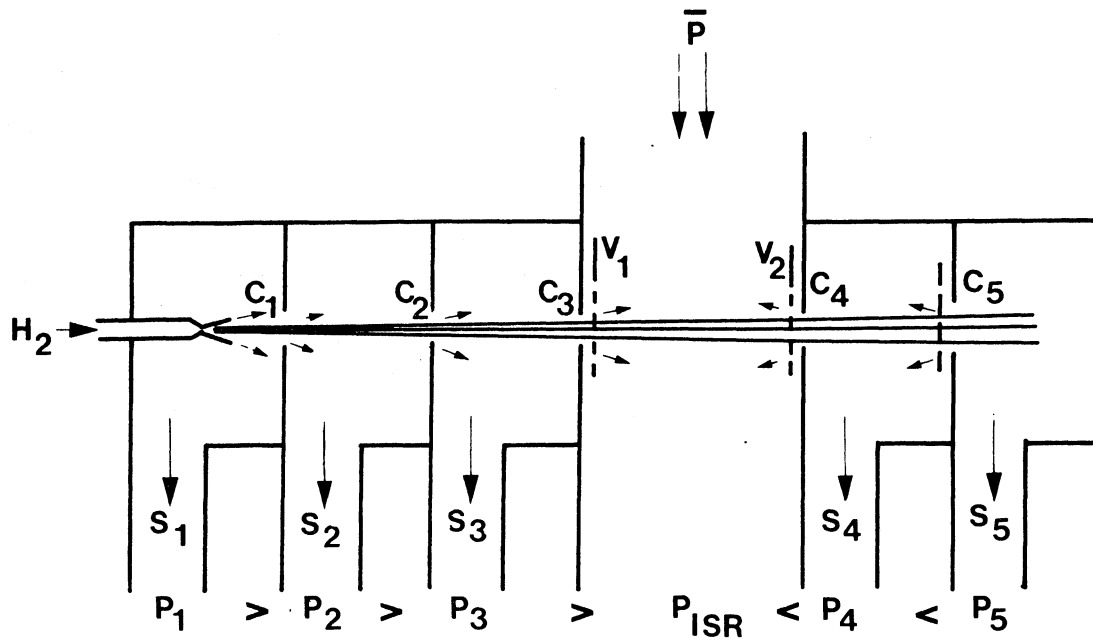
On cherchera donc à obtenir la densité la plus grande possible, compatible avec le temps de vie du faisceau d'antiprotons (quelques jours) et de telle manière que la dispersion en moment reste limitée. Compte tenu des possibilités des systèmes de vide (systèmes propres aux ISR et pompes additionnelles), on pourra définir les autres caractéristiques de la cible gazeuse :

- géométrie du système de récupération (pour absorber la partie non-interagissante du gaz) ;
- géométrie et caractéristiques du système de production (dimensions de la buse, pompage de la chambre d'expansion, P_0 , T_0 ...) ;
- distance buse - région d'interaction et géométrie de la collimation, ce qui détermine les dimensions du jet proprement dit et celle du vertex.

Pour l'expérience R704^(2.21), le diamètre du jet "utile" doit être de 10 mm au vertex. La densité doit être $\rho = 10^{14}$ atomes/cm², pour atteindre une luminosité de 10^{31} cm⁻² sec⁻¹ en tenant compte d'un faisceau de $3 \cdot 10^{11}$ antiprotons à une fréquence de $3.3 \cdot 10^5$ Hertz. Dans ce cas, avec une température T_0 de 77 °K (refroidissement du système à l'azote liquide), ce qui autorise une vitesse des agglomérats de 1290 m/sec, on doit obtenir une intensité du jet d'environ $5 \cdot 10^{13}$ molécules.cm⁻² sec⁻¹ = $4.4 \cdot 10^{21}$ molécules/stérad⁻¹.sec⁻¹. Ceci peut être atteint à une pression P_0 de 10 bar, et une buse de forme "trompette" [figure II.18], telle que le diamètre de gorge soit de 30 microns.

Configuration de la cible gazeuse

La figure II.19 montre un schéma de l'organisation des systèmes de pompage de la cible. Le jet gazeux est produit dans la chambre 1 et traverse une série de trois collimateurs avant d'entrer dans la chambre à vide des ISR. La platine portant la buse est d'autre part orientable de manière à optimiser l'interaction avec les antiprotons.



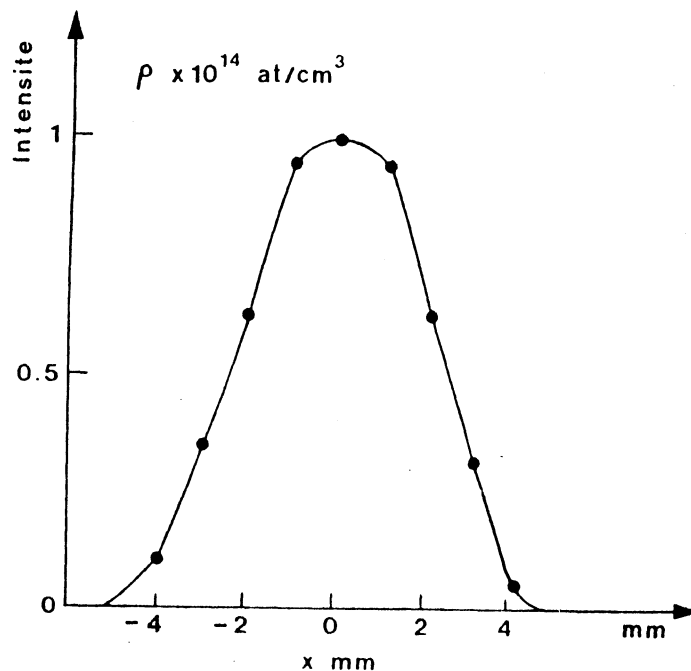
Etage	S	C
1	7000 1/s	.7 1/s
2	4000 1/s	3.0 1/s
3	4000 1/s	7.0 1/s
ISR	2000 1/s	80.0 1/s
4	8000 1/s	1100.0 1/s
5	120000 1/s	

Figure II.19 : Schéma du système de pompage de la cible

A la sortie de la chambre à vide, la partie du jet n'ayant pas interagit est absorbée à travers deux étages de pompes cryogéniques (chambre 4 et 5). Le but recherché ici est de conserver la valeur de la pression à l'intérieur de la chambre à vide (P_{ISR}) à une valeur aussi proche que possible de celle obtenue en l'absence de cible gazeuse (soit 10^{-11} Torr environ). Une augmentation de pression dans l'enceinte des ISR est provoquée par le gaz si l'on a simultanément $P_3 > P_{ISR}$ et $P_4 > P_{ISR}$. Les collimateurs séparant les chambres 3 et 4 de la chambre à vide étant minimisés à la valeur correspondant aux dimensions correctes de la région d'interaction, pour minimiser P_3 et P_4 en épargnant l'effort (donc la durée de vie utile) des systèmes de pompage, on a intérêt à interposer le maximum d'étages de pompages, dans la place disponible, pour minimiser la quantité de gaz diffusant dans la chambre à vide. Sur la figure II.19 on a fait figurer les vitesses de pompage des différents étages, ainsi que les conductances entre les différentes enceintes (la réduction de pression d'une enceinte par rapport à la suivante est donnée par

$$\frac{P_{i+1}}{P_i} = \frac{C_i}{S_{i+1}}).$$

Un système de contrôle de l'intensité du jet est monté à la sortie de la chambre 4, ce système est constitué d'une plaque de petites dimensions pouvant être déplacée à l'intérieur du flux gazeux. En mesurant la rétrodiffusion du gaz, donc la variation de pression P_4 , il est possible d'obtenir une projection verticale de l'intensité du jet (figure II.20). On a pu observer ainsi que les dimensions de la région d'interaction sont de $6 \times 8 \times 10 \text{ mm}^3$.



Un soin particulier a d'autre part été apporté à la construction de la ligne d'injection de l'hydrogène, afin d'éviter un blocage du système par des impuretés :

- utilisation d'hydrogène purifié (à 10 ppm d'impuretés maximum) ;
- filtres mécaniques sur la ligne d'injection (diamètre des trous de $2\mu\text{m}$) ;
- trappes à condensation (à 77 °K) ;
- filtres à charbon actif.

La durée de vie utile du système de cible est conditionnée par la nécessité de régénérer les pompes à adsorption de l'étage de récupération. Durant des périodes de tests, on a pu noter une telle durée de vie supérieure à 200 heures, sans avoir jamais observé de bouchage de la buse. La pression dans la chambre à vide des ISR au niveau de la région d'interaction était d'environ 5.10^{-8} Torr, à comparer à 10^{-11} Torr en l'absence de jet, avec une pression d'hydrogène de 11 bars. Cette perturbation en pression décroissait très vite le long de la chambre à vide pour s'annuler sur environ 2 mètres. D'un autre côté, la diminution relative d'intensité du faisceau d'antiprotons était d'environ 20 % par jour, contre 35 % en l'absence de système de récupération du gaz.

3. L'APPAREILLAGE DE DETECTION

CONSIDERATIONS GENERALES

L'appareillage expérimental peut être décomposé en quatre parties :

- détection des particules chargées (pour les paires e^+e^-) ;
- calorimètres (conversion et détection des électrons, photons) ;
- "compteurs de garde" ;
- mesure de la luminosité.

Les deux premières parties de l'appareillage sont disposées selon un système à deux bras identiques (gauche - droit), cependant que les compteurs de garde couvrent la plus grande partie de l'angle solide restant. La figure II.21 montre une vue de haut de l'ensemble formé par les deux bras. A partir du vertex, la partie chargée consiste en une plaque de scintillateur assurant le déclenchement sur les états finaux chargés, un premier ensemble de chambres proportionnelles multifils (MWPC), un compteur Cérenkov à seuil, un deuxième ensemble de chambres proportionnelles, et un ensemble d'hodoscopes à scintillation suivant une géométrie θ, φ ($H\theta, H\varphi$). La calorimétrie est divisée en quatre parties : un précalorimètre ($4.7 X_0$), un ensemble de quatre chambres analogiques à lecture cathodique ($1 X_0$), un hodoscope à gerbe et un mur de 66 blocs de verre au plomb ($10 X_0$). Chaque bras se réduit à une forme trapézoïdale, suivant l'acceptance en θ et φ dans le système de référence du laboratoire. θ_{lab} varie entre 17° et 66° , et les bras ont une ouverture en φ_{lab} de 45° . Les compteurs de garde (24 détecteurs à scintillation pour les particules chargées V_C et 50 détecteurs à photons V_N de $4.3 X_0$, faits de sandwichs plomb - scintillateurs) couvrent avec les bras une acceptance en θ autorisant une couverture angulaire totale avec les bras de 2° à 77° . Dans le cas d'une réaction à 2 corps (e^+e^- , $\gamma\gamma$) les compteurs de garde jouent le rôle de vêtos, pour une réaction du type $e^+e^- \gamma$. Les compteurs V_C seront mis en anti-coïncidence, les compteurs V_N en coïncidence. La figure II.22 montre la couverture angulaire des détecteurs dans le plan (θ, φ) du laboratoire.

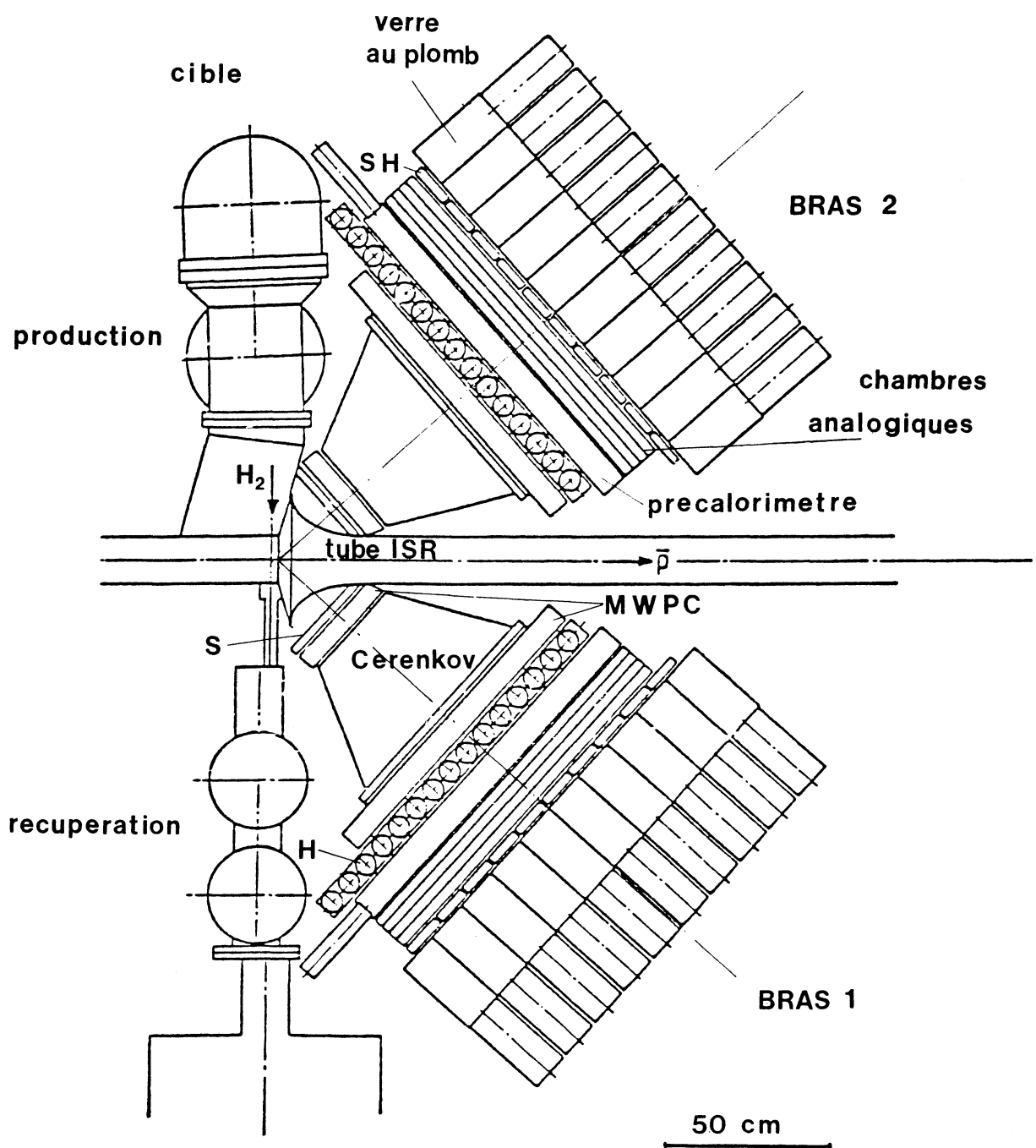


Figure II.21 : Appareillage expérimental (vue du haut)

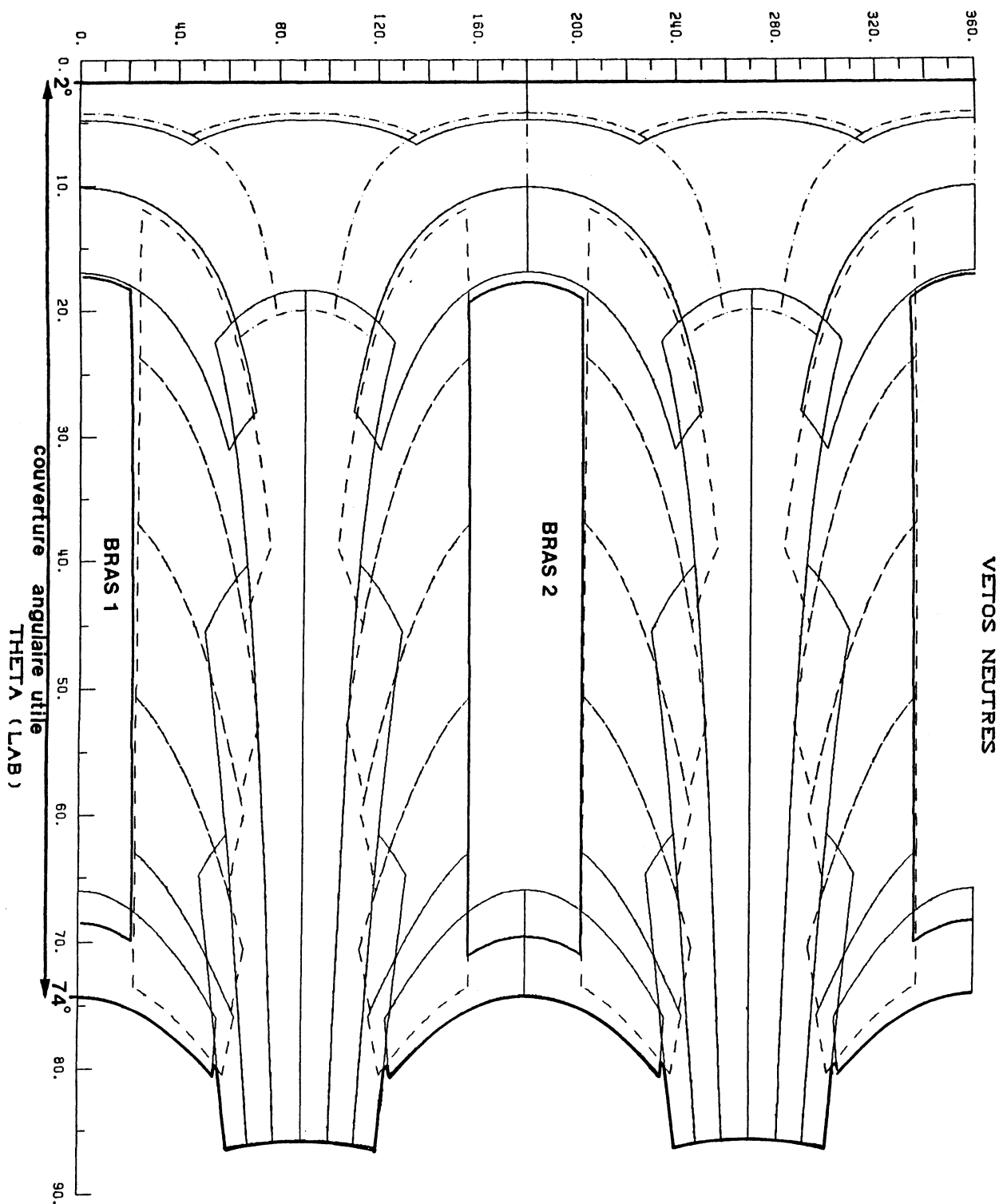


Figure II.22 : Couverture angulaire de l'expérience R704

3.1 LES DETECTEURS DE PARTICULES CHARGÉES

Hodoscopes de déclenchement

Le premier hodoscope de déclenchement, S, est simplement une plaque de scintillateur NE110, de 5 mm d'épaisseur, de forme trapézoïdale et couvrant l'ensemble de l'acceptance du bras. Cet hodoscope est placé à l'entrée de chaque bras, à une distance de 290 mm du point de vertex.

Le second hodoscope, H, est constitué de deux plans de scintillateurs : H θ fait de 10 éléments de 87 mm de large et 5 mm d'épaisseur, placés verticalement ($\Delta\theta = 4.9^\circ$), et H ϕ fait de 6 éléments inclinés de 5 mm d'épaisseur ($\Delta\phi = 7.5^\circ$). L'hodoscope est placé à la fin des détecteurs de particules chargées, H θ à 915 mm et H ϕ à 930 mm du vertex (figure II.23). Le seuil de déclenchement de ces hodoscopes, tant S que H, est fixé à 0.1 particule au minimum d'ionisation.

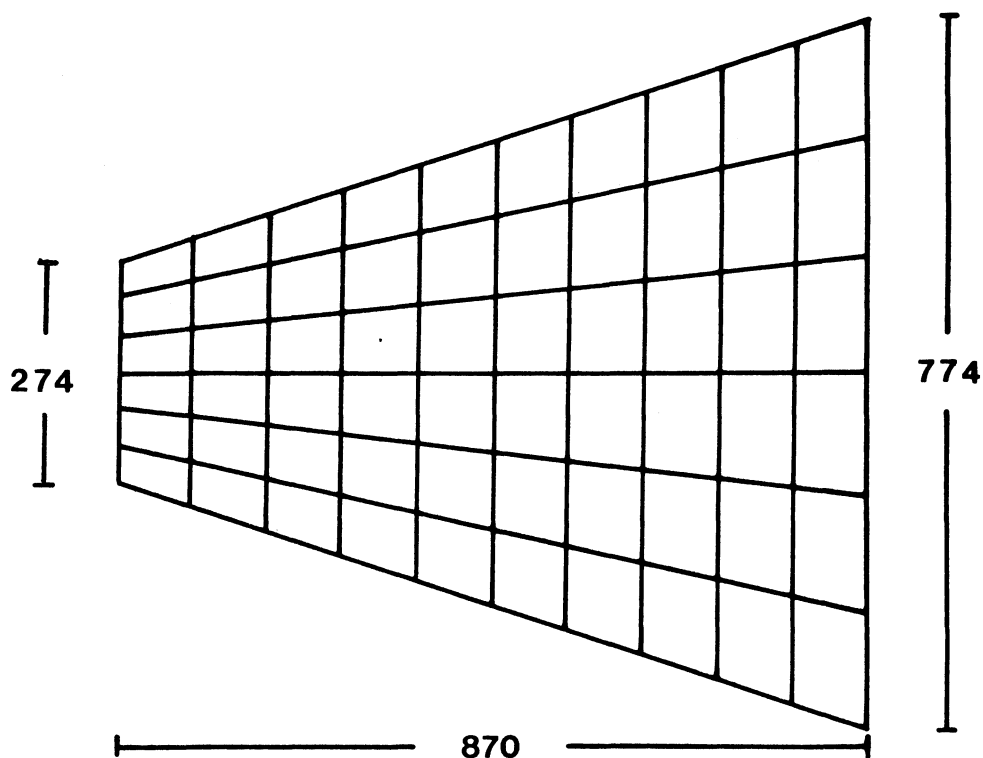


Figure II.23 : Vue de face de l'hodoscope H

Les compteurs Cherenkov

Le but de ces compteurs (un par bras) est de pouvoir distinguer les paires e^+e^- des pions. Le radiateur est de Fréon 13 (C Cl F_3) à la pression atmosphérique (indice de réfraction $n = 1.00072$). Dans ce cas, le seuil en impulsion pour des électrons est de 13.47 MeV/c, pour des pions de 3.66 GeV/c. La lumière Cherenkov émise est collectée sur deux miroirs sphériques et recueillie par deux photomultiplicateurs RCA C31000 M (figure II.24). La longueur totale du radiateur est de 450 mm, la face d'entrée est à 370 mm du point de vertex. Des tests auprès des faisceaux Q12 et T6 du CERN ont permis d'étudier la réponse des Cherenkov aux électrons et aux pions : pour un électron traversant la partie centrale, on compte en moyenne 6 photoélectrons produits, ce qui, avec un seuil de déclenchement à 1 photoélectron, correspond à une efficacité de 99 %, tandis que pour un électron au bord de l'acceptance du miroir, on n'observe que 4 photoélectrons, entraînant une efficacité de 94 %. Avec les mêmes seuils de déclenchement, la réjection aux pions est de l'ordre de 3.10^{-3} . En outre, durant la prise de données, une période dévolue à l'étude des efficacités Cherenkov a donné une efficacité moyenne de 97 % par Cherenkov, donc en accord avec les résultats de faisceaux - tests.

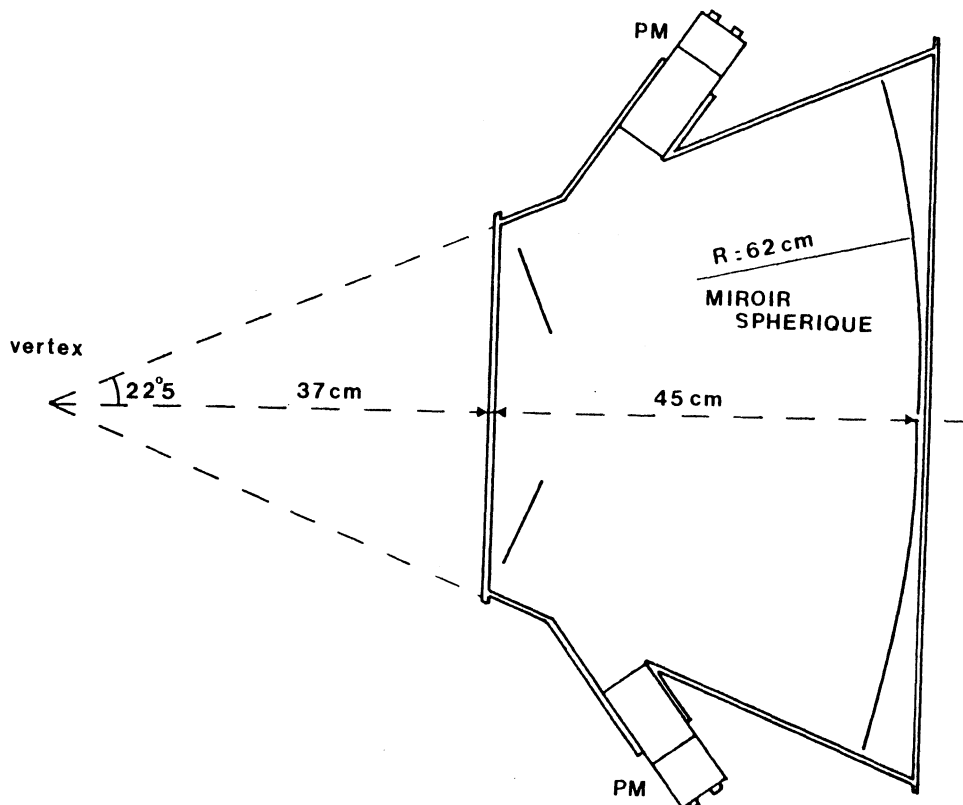


Figure II.24 : Compteur Cherenkov

Les chambres proportionnelles multifils (MWPC)

Pour chacun des bras, on compte deux ensembles de chambres proportionnelles, situés de part et d'autre du Cherenkov, à 300 mm et 825 mm du point de vertex. Chaque chambre, de forme trapézoïdale, est constituée de 3 plans de fils de 20 μ m de diamètre, orientés selon X , Y , U (figure II.25). Le plan de fils U est positionné à 28° par rapport au plan Y . L'écart entre les fils est de 2 mm, cependant que chaque plan de fils est distant de 5 mm de son voisin. La table II.6 résume les caractéristiques des chambres. En utilisant les événements avec des particules au minimum d'ionisation ($\pi^+\pi^-$) dans l'état final, on trouve une efficacité de 90 % à 98 % par plan de chambre, menant à une efficacité de reconstruction de 95 % par bras, en demandant une corrélation des impacts dans 5 plans sur les 6 que compte chaque bras. D'autre part, la précision de la reconstruction des positions est de $\sigma_x = \sigma_y = \pm 0.6$ mm, cependant que la précision dans la reconstruction angulaire est de l'ordre de $\sigma_\theta = \sigma_\phi = 3.4$ mrad, cette valeur étant essentiellement due à la contribution des phénomènes de diffusions multiples (parois du tube à vide, détecteurs devant les chambres).

3.2 LE CALORIMETRE

La calorimétrie de l'expérience R704 a une double fonction : mesure de l'énergie et, pour le cas d'états finaux de type $\gamma\gamma$, une bonne mesure de la position des photons, afin d'optimiser le facteur de réjection γ/π^0 . La solution choisie pour la calorimétrie doit donc répondre aux impératifs suivants :

- une bonne résolution spatiale ;
- une bonne réjection $e^\pm$ /hadrons ;
- une bonne efficacité aux photons de faible énergie.

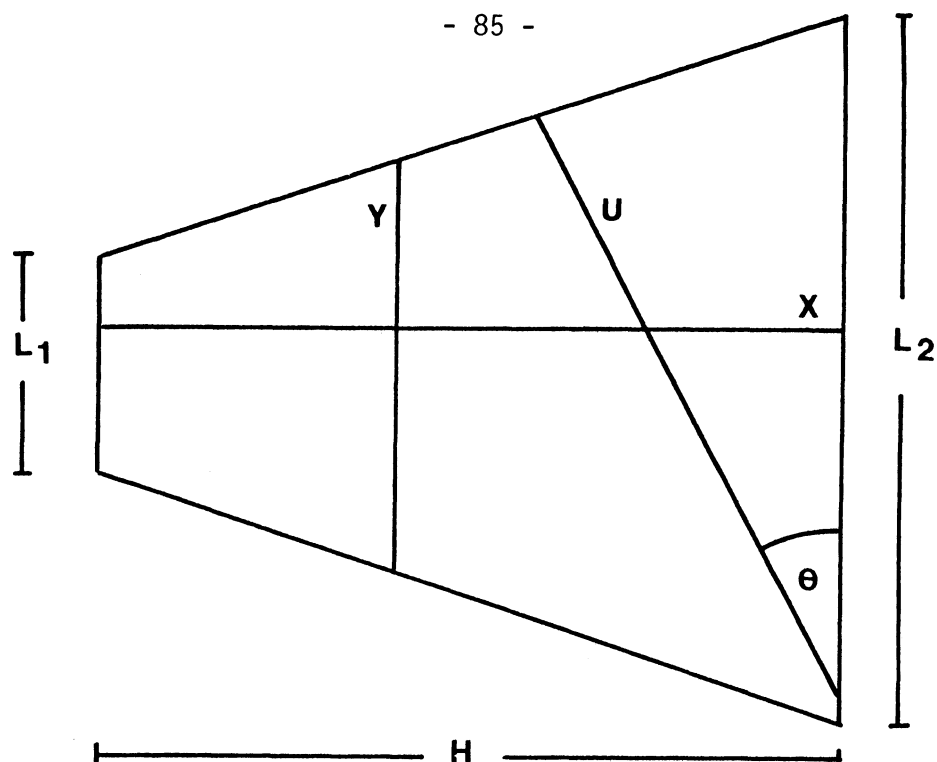


Figure II.25 : Orientation relative des fils dans les 3 plans de chambres digitales $\theta = 28^\circ$.
Les dimensions figurent en table II.6.

	CH1	CH2
Nombre de plans	3	3
Espacements fils	2 mm	2 mm
Diamètre fils	20 μm	20 μm
Nombre fils X	150	384
Nombre fils Y	157	427
Nombre fils U	180	501
Dimensions L_1	140 mm	460 mm
L_2	357 mm	1117 mm
H	350 mm	1059 mm
Plan cathode	Graphite déposé	
Tensions fonc ^t	4 kV	
Gaz	Argon 63 % Fréon 17 % Isobutane 20 %	

Le précalorimètre

Le précalorimètre est constitué de 10 couches de scintillateur NE110 de 5 mm d'épaisseur, séparées par des couches de plomb de 2.5mm (soit $0.5 X_0$). La première plaque de la face d'entrée est en fer, de 2cm d'épaisseur, qui sert de support à l'ensemble. Les différentes couches de scintillateur sont segmentées alternativement suivant deux directions : cinq couches sont constituées de 29 éléments verticaux (éléments θ) de forme rectangulaire, de largeur 35 mm et de longueur variable afin de respecter la forme trapézoïdale du bras (figure II.26). Les cinq autres couches, intercalées entre les précédentes, sont formées de 14 éléments quasi-horizontaux, (éléments Φ) de forme trapézoïdale, de façon à respecter la segmentation à φ_{lab} constant. Cette segmentation du précalorimètre est telle que chaque élément θ ou φ couvre une acceptance angulaire constante :

$$\Delta\theta = 31 \text{ mrad} \qquad \Delta\varphi \approx 64 \text{ mrad}.$$

Les dimensions des éléments θ et φ ont été choisies dans le but de permettre de séparer les deux photons de désintégration d'un π^0 . En effet, l'angle minimum de séparation entre les 2γ d'un π^0 de 4 GeV est de 70 mrad.

Chaque élément identique de chaque couche de scintillateur est lu par un photomultiplicateur unique (figure II.27), ce qui mène à un nombre total de $43(29 + 14)$ photomultiplicateurs pour chaque précalorimètre. La figure II.27 indique également la configuration de lecture.

La surveillance des précalorimètres est confiée à un système de diodes électroluminescentes (LED) agissant durant les périodes de prise de données, à un rythme de 0.1 Hz (2.26).

Les chambres analogiques à lecture cathodique

Placées à la sortie du précalorimètre, elles sont passives en ce qui concerne la mesure de l'énergie. Leur rôle est essentiellement de permettre la distinction entre une et deux gerbes électromagnétiques (réjection γ/π^0), et de déterminer avec précision la position du centre de gravité des gerbes. En outre, grâce à leur excellente efficacité, elles peuvent pallier à une défaillance des chambres digitales.

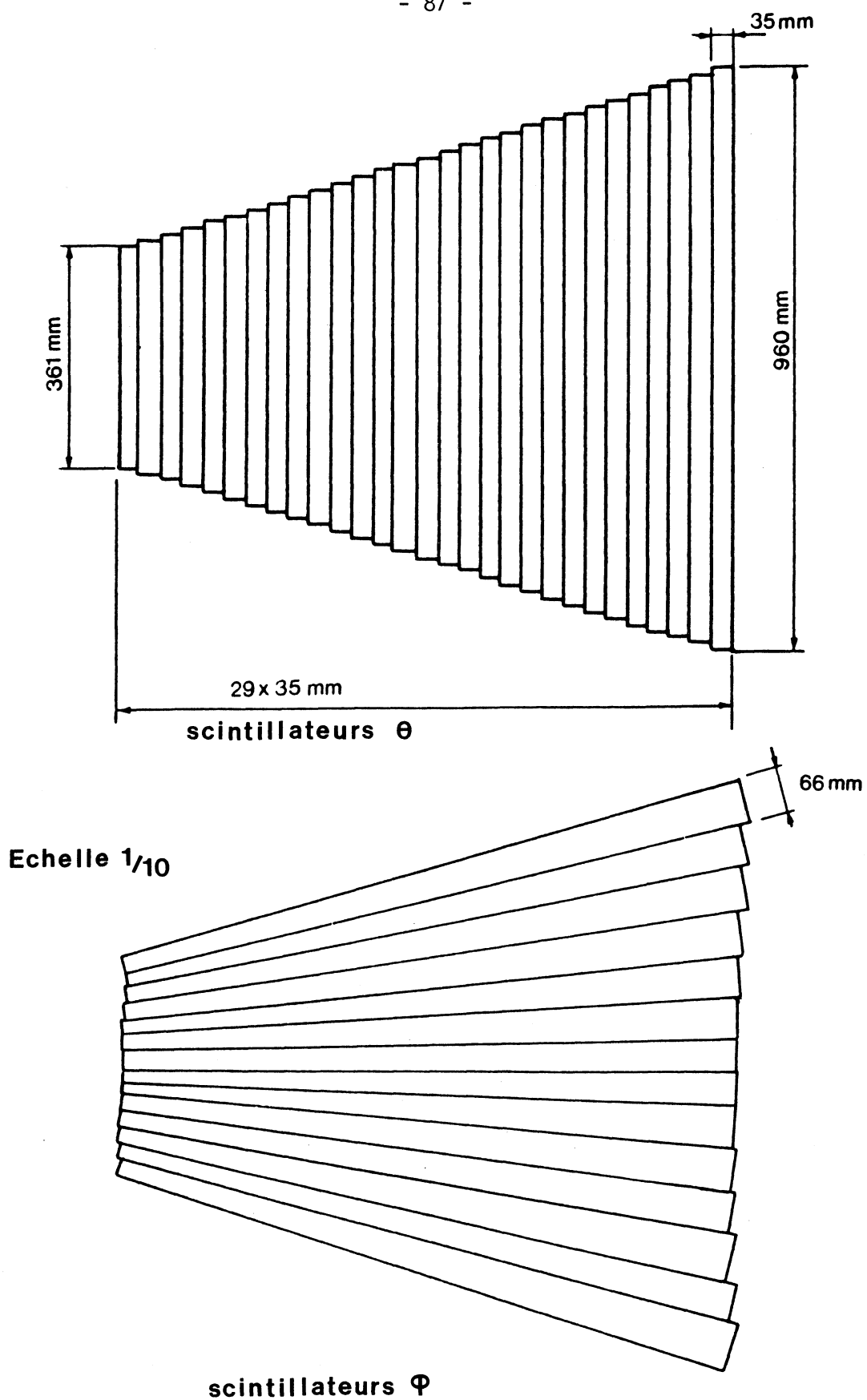


Figure II.26 : Vues de face du précalorimètre (réf. 2.26)

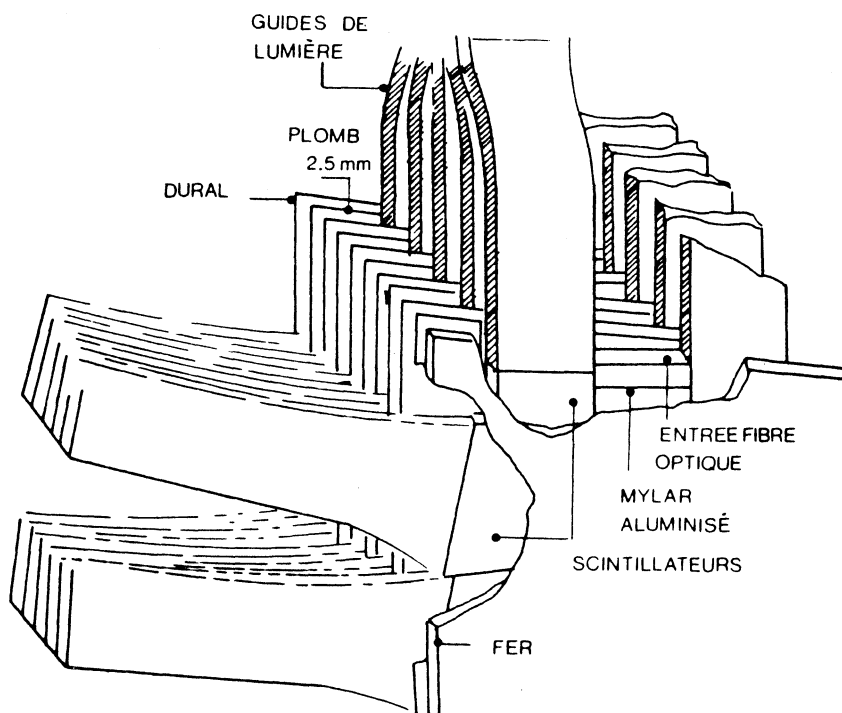


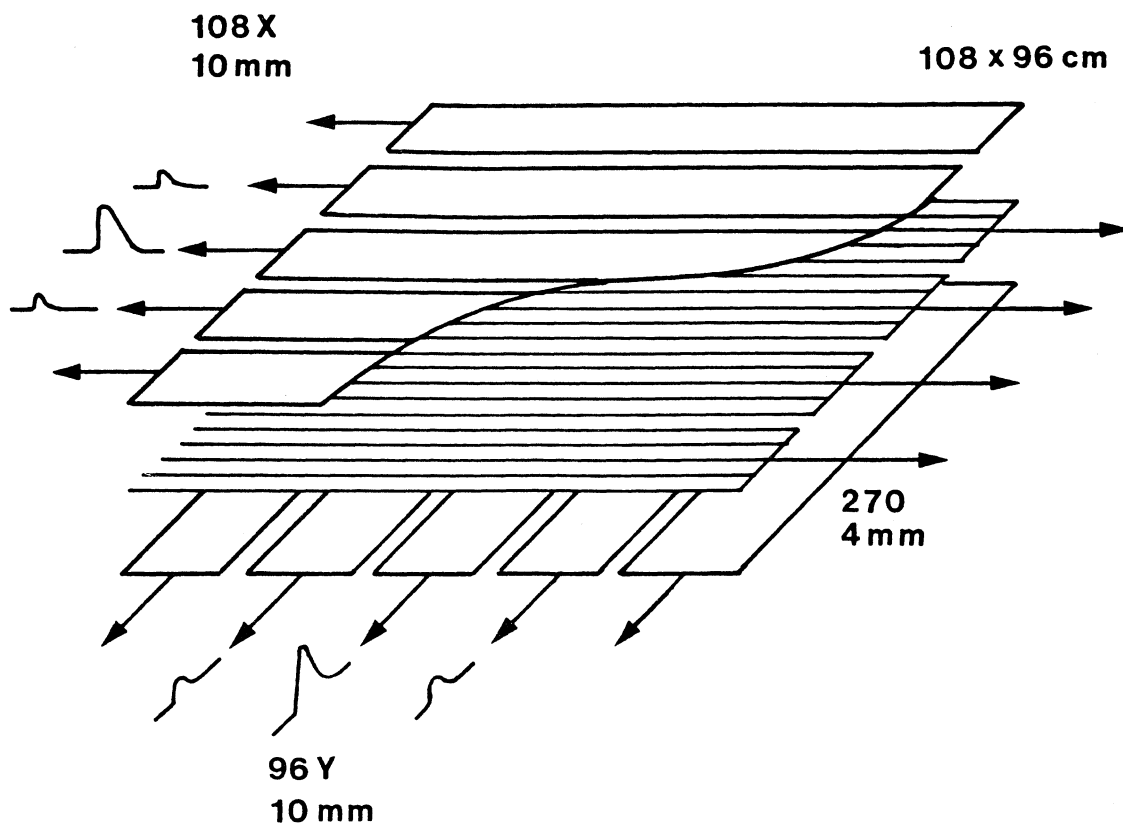
Figure II.27 : Configuration de lecture du précalorimètre

Par une mesure analogique de la distribution de charge induite lors du passage d'une particule, les chambres à lecture cathodique^(2.27) permettent une reconstruction en deux dimensions du profil de la gerbe électromagnétique. A la différence des chambres digitales, la lecture du signal se fera sur deux plans cathodiques orthogonaux, divisés en bandes, le plan anodique étant soumis à la haute tension (de l'ordre de 2000 Volts, c'est-à-dire loin de la tension correspondant au plateau en efficacité). Du fait de la faible tension appliquée, le signal correspondant sera lui aussi faible et nécessitera une électronique associée à grand gain, afin de pouvoir attaquer un étage de conversion (ADC par le cas de R704).

Les plans cathodiques (direction X, Y dans chaque bras) sont constitués d'un circuit imprimé fait d'une feuille de Kapton sur laquelle sont déposées des bandes de 9 mm de Cuivre, l'écartement entre 2 bandes est de 1 mm. Chaque bande cathodique possède un préamplificateur - codeur, à la réception du signal un décodeur permet de réduire les bruits de fond induits sur la ligne. Entre les deux plans cathodiques le plan anodique est constitué de fils de 20 μ m de diamètre espacés de 4 mm et reliés par paquets de 16 (figure II.28a). De forme rectangulaire, chaque chambre analogique compte 108 bandes anodiques pour le plan X et 96 pour le plan Y. Le gaz utilisé est un mélange de 80 % d'Argon et 20 % de CO₂ en volume. La figure II.28b montre une vue de la structure des chambres analogiques de chaque bras, la feuille de Plomb (1 mm d'épaisseur) servant à éliminer les électrons mous et à régénérer la gerbe. En outre, afin d'avoir une surveillance continue des chambres, des sources de ⁵⁵Fe (photons de 6 KeV) sont déposées, à raison d'une source chaque 8 bandes, sur les plans cathodiques.

L'hodoscope de gerbes (SH)

D'une épaisseur de $0.02 X_0$ et passif pour la mesure de l'énergie, il est constitué de 14 lames de scintillateur NE110, de 86 mm de large et d'1 cm d'épaisseur. Les lames sont disposées verticalement. Cet hodoscope sert au déclenchement de tous les types de trigger, l'ensemble de la logique de déclenchement est accordée sur les deux hodoscopes à gerbe. A cette fin, le seuil de déclenchement a été positionné à une valeur correspondant à 200 KeV d'énergie déposée.



Configuration de lecture

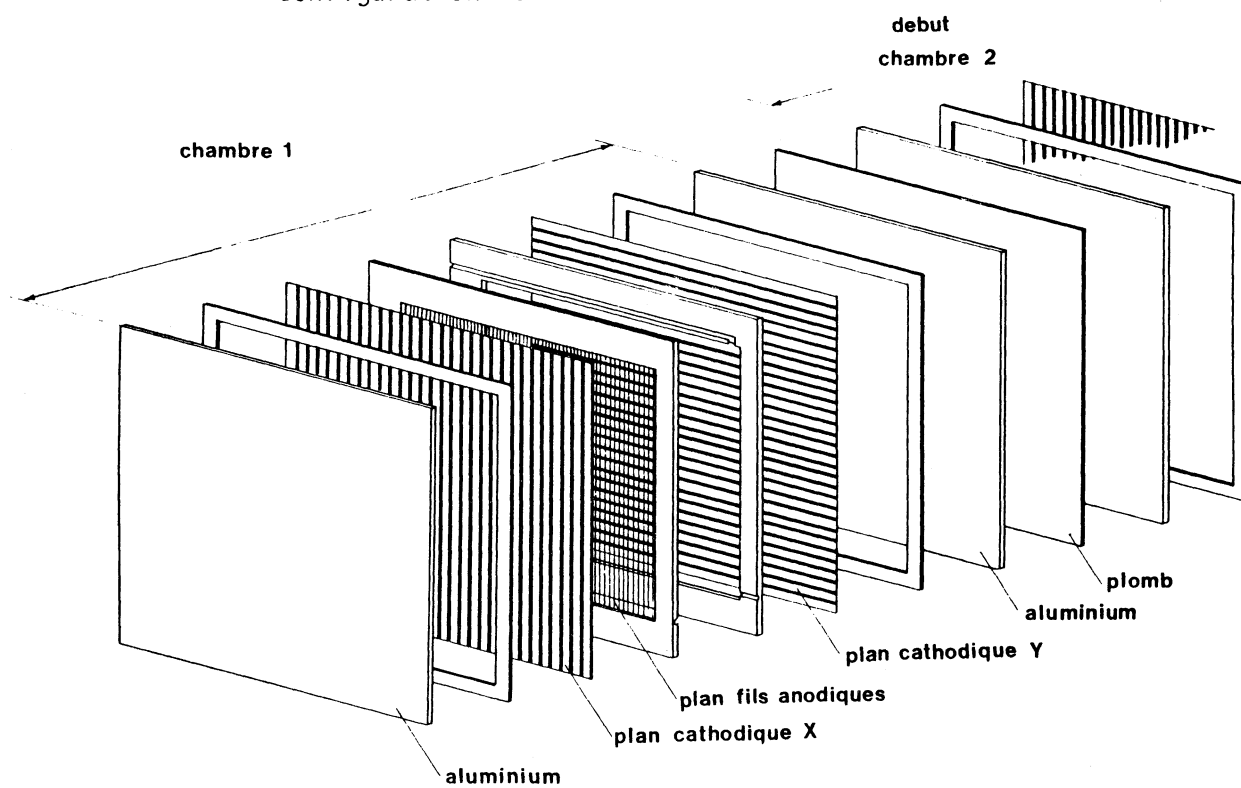


Schéma de conception

Figure II.28 : Chambres analogiques

Les murs de verre au plomb

Le mur de verre au plomb de chaque bras est constitué de 66 blocs de SF2. Les dimensions de chaque bloc sont de $15 \times 15 \times 30.5 \text{ cm}^3$, ce qui correspond à une épaisseur de $10 X_0$, suffisante pour assurer le confinement final de la gerbe. Afin de conserver la géométrie trapézoïdale du bras, l'arrangement des blocs est fait ainsi que le montre la figure II.29a. Chaque bloc est vu par un photomultiplicateur EMI 9922KA, doté d'une fenêtre d'entrée de 12.5 cm de diamètre.

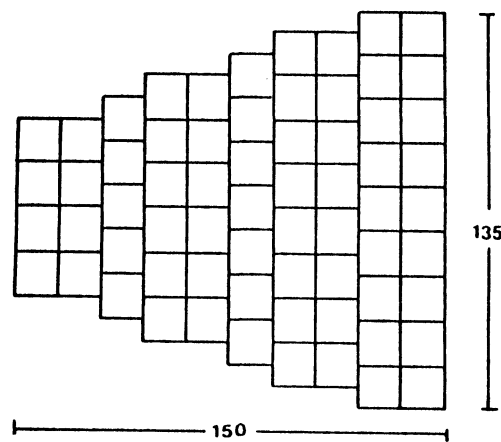


Figure II.29a : Mur de verre au plomb vu de face

La figure II.29b montre la résolution en énergie des blocs, mesurée durant une prise de données dans un faisceau test d'électrons de 1 à 4 GeV/c ^(2.28). La surveillance des blocs de verre au plomb est faite grâce à l'implantation sur chaque bloc d'une source d' Am^{241} , un système de contrôle par LED est d'autre part installé, fonctionnant dans les mêmes conditions que pour le précalorimètre.

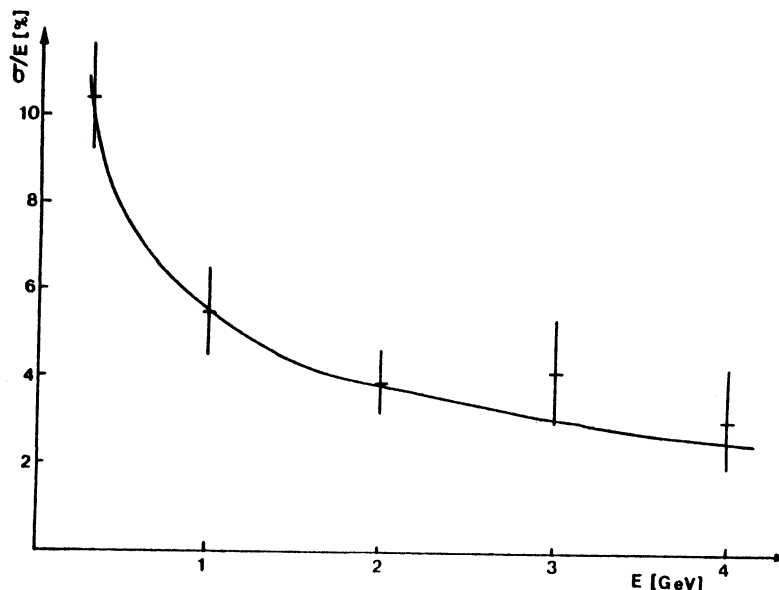


Figure II.29b : Résolution en énergie mesurée en faisceau test.
La courbe correspond à l'ajustement $\sigma(E) = 5.5\%$

La table II.7 résume la structure des voies de lecture pour les différents éléments de la calorimétrie, il convient de noter qu'outre les différents systèmes de surveillance, des périodes de prises de données concernant des événements $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^- + X$ ont permis, grâce aux particules au minimum d'ionisation, de contrôler le gain de l'ensemble des détecteurs de la calorimétrie.

SYSTEME	VOIES DE LECTURE PAR BRAS	MONITORAGE	EPAISSEUR
Précalorimètre	PM 29 éléments φ PM 14 éléments θ	LED $\lambda = 480$ nm Argon $\lambda = 425$ nm	$4.7 X_0$
Chambres analogi- ques	ligne 432 voies χ ligne 384 voies γ	^{55}Fe (rayons X 6 KeV)	$1 X_0$
Verre au plomb	PM 66 voies	LED $\lambda = 580$ nm Argon $\lambda = 425$ nm Am^{241}	$10 X_0$
Ensemble	925 voies		$15.9 X_0$

Table II.7 : Résumé des caractéristiques de la calorimétrie

Performances de la calorimétrie

La calibration en énergie des précalorimètres et murs de verre au plomb (seuls utilisés pour la mesure de l'énergie) a été effectuée auprès du faisceau T6 du CERN (électrons et pions de 1 à 5 GeV/c). La calibration par des particules au minimum d'ionisation (pions) a permis d'égaliser la réponse des différents photomultiplicateurs en ajustant les Hautes Tensions. Pour le cas du précalorimètre, cette calibration a également permis d'évaluer quantitativement la dépendance de la réponse aux particules par rapport à la distance au photomultiplicateur ^(2.29), en d'autre terme, la correspondance entre les canaux ADC et le nombre de particules au minimum suivant la position.

Les électrons d'énergie variable ont été utilisés, afin de déterminer les valeurs des constantes α et β , telles que :

$$E_T = \alpha(x, y, E) \cdot n_{PC} + \beta(x, y, E) \cdot n_{LGL}$$

$$= E_{PC} + E_{LGL}$$

E = énergie incidente des électrons

où E_T = énergie totale déposée dans le calorimètre (précal. + verre au Pb)

n_{PC} = réponse du précalorimètre

n_{LGL} = réponse du verre au plomb

et les paramètres α et β sont déterminés en minimisant l'expression

$$\sum_{i=1}^N [E_f - (E_{PC}^i + E_{LGL}^i)]^2$$

où N est le nombre d'électrons incidents

E_f = énergie (connue) du faisceau.

La table II.3 regroupe les différentes valeurs de α, β pour différentes énergies incidentes d'électrons, on voit que la valeur de α est quasiment constante avec l'énergie. Il est apparu d'autre part que les valeurs de α et β étaient indépendantes de la position de l'impact.

Energie incidente (GeV)	α (MeV/M.I.P.) ⁽¹⁾		β (MeV/M.I.P.) ⁽¹⁾		K (%) ⁽²⁾	
	Bras 1	Bras 2	Bras 1	Bras 2	Bras 1	Bras 2
1	37.8 $\pm$ 1.2	35.3 $\pm$ 1.7	406 $\pm$ 29	376 $\pm$ 18	28.2	29.8
2	38.6 $\pm$ 1.5	34.7 $\pm$ 1.5	375 $\pm$ 29	335 $\pm$ 22	29.7	27.5
3	38.2 $\pm$ 1.6	35.3 $\pm$ 1.7	351 $\pm$ 29	340 $\pm$ 29	30.1	29.4
4	-	35.0 $\pm$ 0.9	-	333 $\pm$ 15	29.0	28.8
5	-	38.9 $\pm$ 2.6	-	344 $\pm$ 28	-	-

Table II.8 : Calibration en énergie de la calorimétrie, par bras

(1) M.I.P. Particule au minimum d'ionisation

(2) en posant $\frac{\Delta E}{E} = \frac{K}{E}$

La résolution moyenne en énergie est de l'ordre de $\frac{\Delta E}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}}$ avec $K \approx 29 \%$ pour toute énergie entre 1 et 5 GeV.

Du fait de la segmentation du calorimètre en trois sous-ensembles, on peut disposer de trois mesures indépendantes de la position des gerbes électromagnétiques et donc de leur séparation. En combinant ces trois informations, on dispose alors de moyens efficaces pour isoler les photons isolés. La réponse du système précalorimètre - verre au plomb et des chambres analogiques aux électrons et aux pions de faisceaux test ainsi que l'étude des événements $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ a permis d'évaluer la précision que l'on pouvait atteindre dans la reconstruction de la position des gerbes. La table II.9 indique les caractéristiques de précision des différents éléments.

	FAISCEAUX TESTS				PRISES DE DONNEES		
	$\pi^\pm$		$e^\pm$		$e^\pm$		efficacité de détection
	σ_x mm	σ_y mm	σ_x mm	σ_y mm	σ_x mm	σ_y mm	
Précalorimètre	-	-	7.0	8.0	7.0	8.0	0.97
Chambres analogiques	1.0	1.0	2.5	2.5	5.0	5.0	
Verre au plomb	-	-	-	-	18.0	18.0	

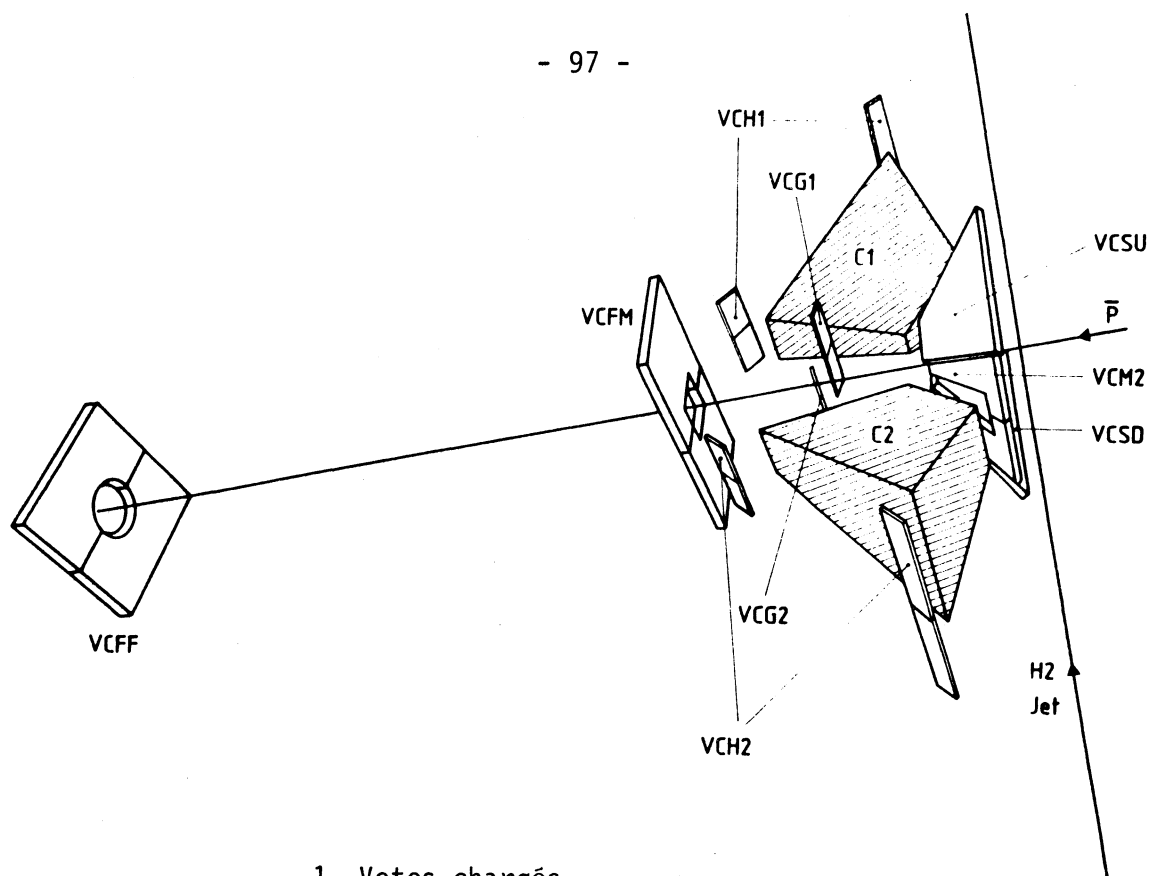
Table II.9 : Résolutions spatiales des constituants de la calorimétrie

3.3 LES COMPTEURS DE GARDE

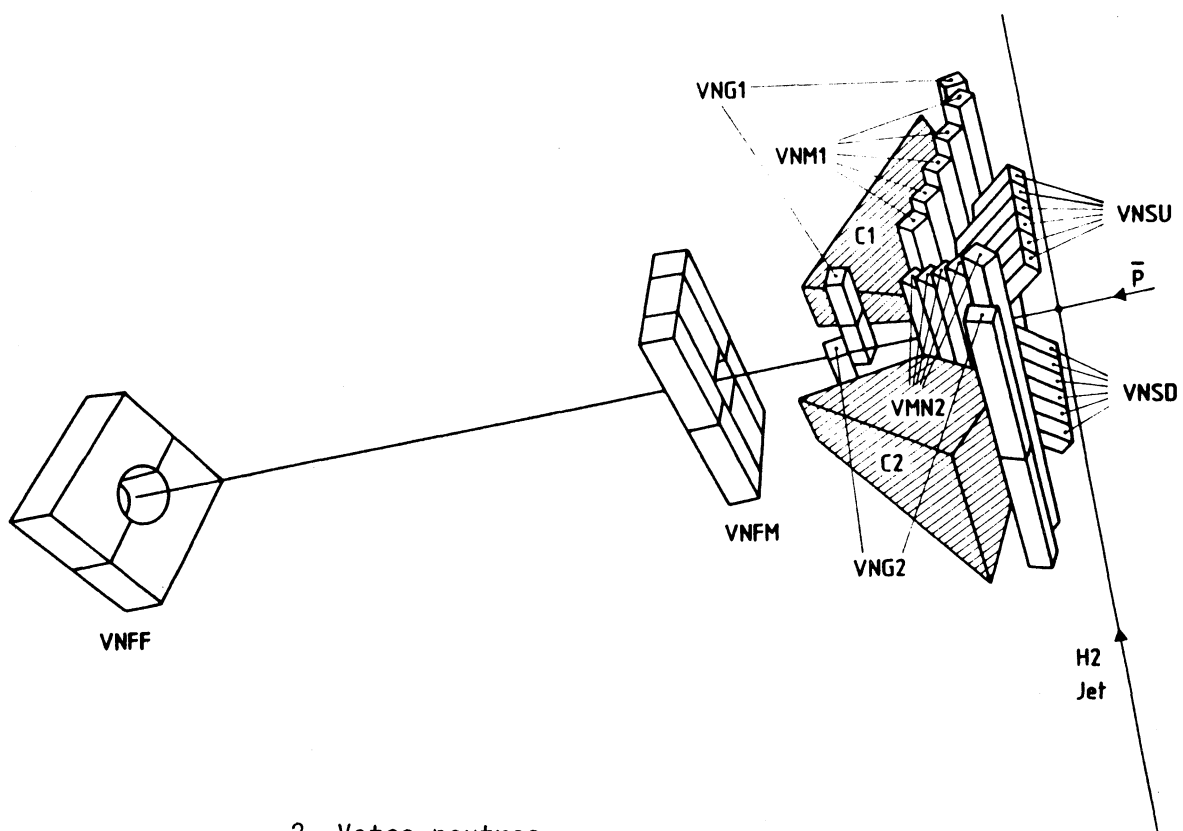
Afin de permettre une détection exclusive ou semi-inclusive d'événements à 2 ou 3 corps, une couverture maximum de l'angle solide est nécessaire. Le système de garde permet d'étendre cette couverture de $\theta = 1.7^\circ$ à $\theta = 77^\circ$, avec une couverture complète en φ . Ce système est divisé en deux parties, de manière à distinguer entre particules chargées et photons.

Un système de 16 compteurs à scintillation, VC, détecte les particules chargées (figure II.30a). Dans la direction avant, le long de la chambre à vide, 2 scintillateurs VCFF, à 2850 mm du vertex, et 2 autres, VCFM, à 1110 mm, couvrent la région de $\theta = 1.7^\circ$ à $\theta = 14^\circ$. Autour de la cible, à 260 mm du vertex, 2 scintillateurs VCM, dotés d'un trou correspondant à l'acceptance des bras, ainsi que deux autres, VCS, couvrent la portion angulaire de $\theta = 66^\circ$ à $\theta = 76^\circ$. Ces 8 scintillateurs de 30 mm d'épaisseur sont lus par 16 photomultiplicateurs à travers un guide en BBQ. Enfin 4 scintillateurs de 5 mm d'épaisseur, VCH et 4 autres de 10 mm, VCG, sont placés contre chaque bras de manière à couvrir les régions $14^\circ < \theta < 17^\circ$ et $66^\circ < \theta < 76^\circ$. Le seuil de détection pour tous les compteurs VC est fixé à 0.1 particule au minimum d'ionisation. L'ensemble de ces compteurs est toujours utilisé en anti-coïncidence afin de rejeter les particules chargées hors acceptance des bras.

Derrière chaque compteur VC et couvrant la même acceptance angulaire, un ensemble de 48 compteurs - sandwichs Plomb - scintillateur -, VN, sert à la détection des photons (figure II.30b). 18 compteurs vers l'avant VNFF et VNFM, d'une profondeur de $4.65 X_0$, sont lus par BBQ par 16 photomultiplicateurs (cf. VC). Les 40 autres, d'une profondeur de $4.3 X_0$, sont des segments identiques de 85 mm de large, 77 mm d'épaisseur, de longueur variable suivant l'acceptance couverte. 20 compteurs VNM, de résolution $\Delta\theta = 13^\circ$ sont situés de part et d'autre de chaque bras. 12 compteurs VNS, d'une résolution angulaire $\Delta\theta = 15^\circ$, se trouvent dans les parties haut et bas autour de la chambre à vide. Enfin, à l'arrière des compteurs VCG, 8 compteurs VNG entourent les bras, afin de couvrir $14^\circ < \theta < 17^\circ$ et $66^\circ < \theta < 76^\circ$. Le seuil de détection de ces compteurs est fixé à 0.5 particule au minimum d'ionisation, correspondant à 3.5 MeV de dépôt d'énergie. Les compteurs VN ont une double fonction : utilisés en anticoïncidence pour les états finaux à deux corps, ils servent également, dans le cas de déclenchement sur des événements $e^+e^- \gamma$, à détecter la position du γ hors des bras.

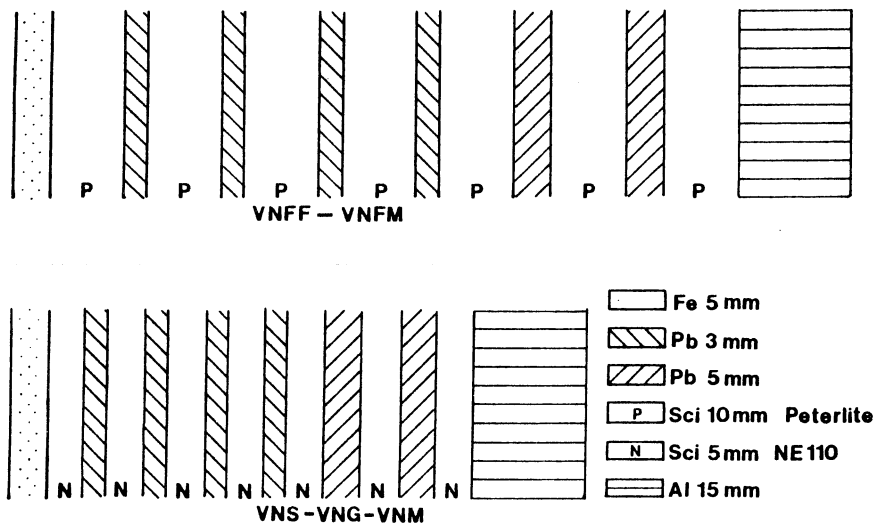


1. Vetos chargés



2. Vetos neutres

Figure II.30 : Système de compteurs de garde



Structure des vetos neutres

3.4 LE MONITEUR DE LUMINOSITE

La mesure et le contrôle en ligne de la luminosité sont assurés par la mesure de la diffusion élastique $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$. Les protons de recul sont détectés à grand angle, et leur énergie cinétique est mesurée dans des détecteurs à semi-conducteur. La luminosité correspondant à un nombre N de protons détectés durant un temps ΔT est donnée par :

$$N = \mathcal{L} \cdot A \cdot \Delta\sigma \cdot \Delta T$$

où A est l'acceptance du détecteur

$$\Delta\sigma = \frac{d\sigma}{dt} \Delta T \text{ dans l'acceptance en transfert } \Delta t$$

La région de transfert acceptée correspond à une énergie cinétique pour les protons entre 0.1 et 25 MeV^(2.30).

On utilise pour cette mesure un ensemble de 8 détecteurs couvrant la région angulaire autour de $\theta = 86^\circ$ et $\varphi = 120^\circ$. La figure II.31 montre l'arrangement de ces détecteurs. Le spectre en énergie de chacun des éléments a été calculé par Monte Carlo, ce spectre, relevé lors de la prise de données, permet de recalculer l'acceptance de chacun des détecteurs. La figure II.32 montre un spectre expérimental (diode D1). On voit sur cette figure la zone utile (de 10 à 20 MeV) couverte par cette diode.

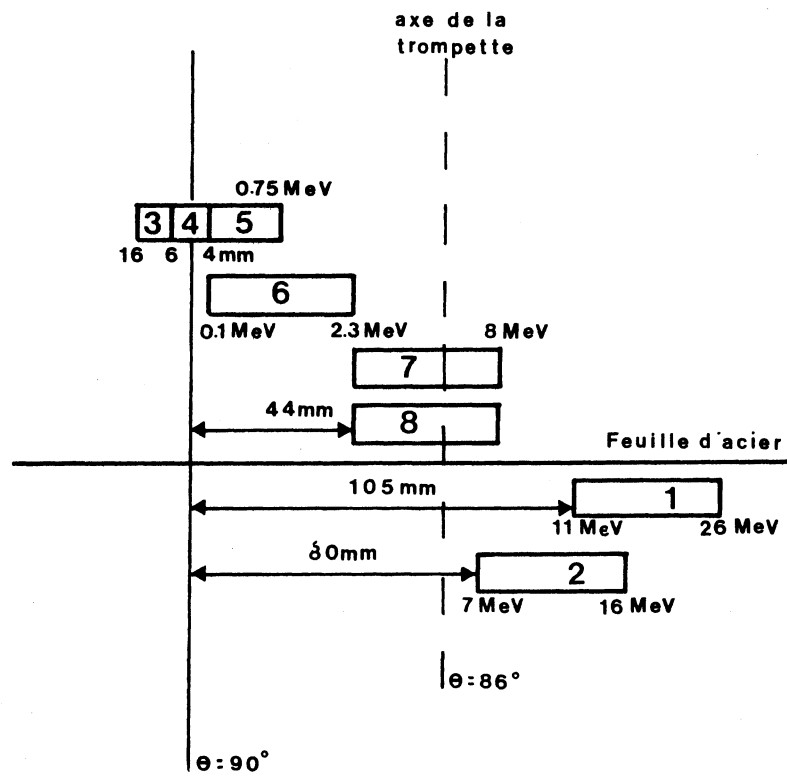


Figure II.31 : Moniteur de luminosité

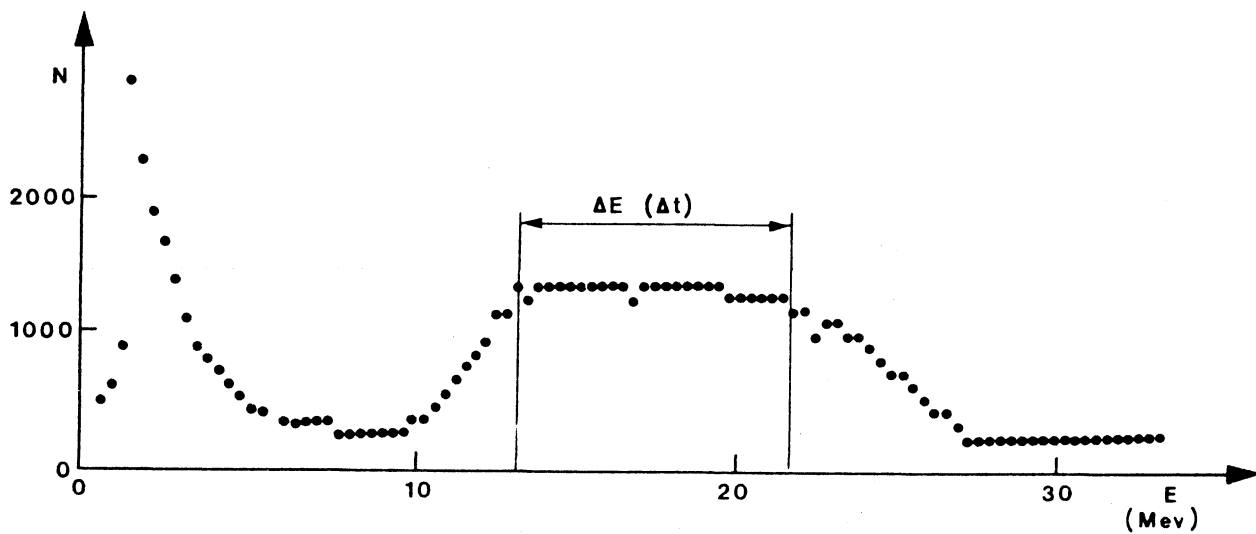


Figure II.32 : Spectre en énergie de la diode D1

La mesure de la luminosité est faite par l'acquisition durant 10 minutes du signal de ces 8 diodes. Cette information est stockée par un microprocesseur puis transférée sur bande magnétique lors de l'interruption de la prise de données^(2.29). (voir chapitre suivant).

En outre, en utilisant une partie des compteurs de garde et les hodoscopes S des bras, on dispose de mesures relatives de la luminosité, par les comptages:

Haut - Bas : Coïncidence de (VCSU1*VCSU2*VCSU3*VCSU4)

Gauche - Droite : Coïncidence de S1 et S2,

permettant de contrôler la reproductibilité de la mesure par le système des diodes semi-conductrices. De la sorte, la précision obtenue sur la connaissance de la luminosité absolue peut-être estimée à 5 %^(2.31).

4. LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT ET D'ACQUISITION DES DONNEES

PRINCIPES GENERAUX

Le principe de la logique de déclenchement est basé sur :

- la reconnaissance d'états finaux à deux ou trois corps
- l'identification des électrons dans le cas de déclenchement sur e^+e^- ou $e^+e^-\gamma$
- la recherche d'un dépôt d'énergie minimal dans la calorimétrie, afin d'éliminer les déclenchements inutiles
- la possibilité de déclencher l'acquisition de données sur deux types d'états finaux différents au cours de la même prise de données
- l'acquisition, parallèlement à la physique proprement dite, sur les systèmes de contrôle du calorimètre.

A cette fin, le système logique est divisé en trois structures :

- 1er niveau assurant l'identification d'au moins une gerbe électromagnétique par bras, et l'identification des électrons le cas échéant.
- 2ème niveau effectuant des coupures en multiplicité sur les différents paramètres des événements, pour éliminer les états finaux à plus de trois corps dans le cas de la recherche des événements de type $J/\psi + X$.
- 3ème niveau effectuant une coupure sur l'énergie déposée dans la calorimétrie (précalorimètre et verre au plomb) afin d'éliminer les pions.

4.1 LE DECLENCHEMENT AU PREMIER NIVEAU (T)

Le premier niveau de déclenchement délivre en 50 nsec une réponse T1 ou T2, pour les processus physiques de deux types détectés en parallèle, ou TM pour le contrôle de la calorimétrie. Ce niveau de décision est basé sur l'utilisation de modules ECL de coïncidence LRS 4508 (Programable Logic Unit ou PLU) à deux unités. Chacune de ces unités a 8 entrées et 8 sorties, chaque sortie pouvant être une combinaison logique quelconque des 8 entrées. La figure II.32 représente un schéma simplifié de la logique de premier niveau : le signal délivré par l'ensemble des hodoscopes et compteurs de garde est discriminé par une série de modules LRS 4416, puis aligné en temps (modules LRS 4418) par rapport aux signaux issus des hodoscopes de gerbe SH1 et SH2. Le PLU1 effectue des coïncidences du type bras 1 - bras 2 entre les hodoscopes S et les compteurs Cherenkov de chaque bras. A ces informations

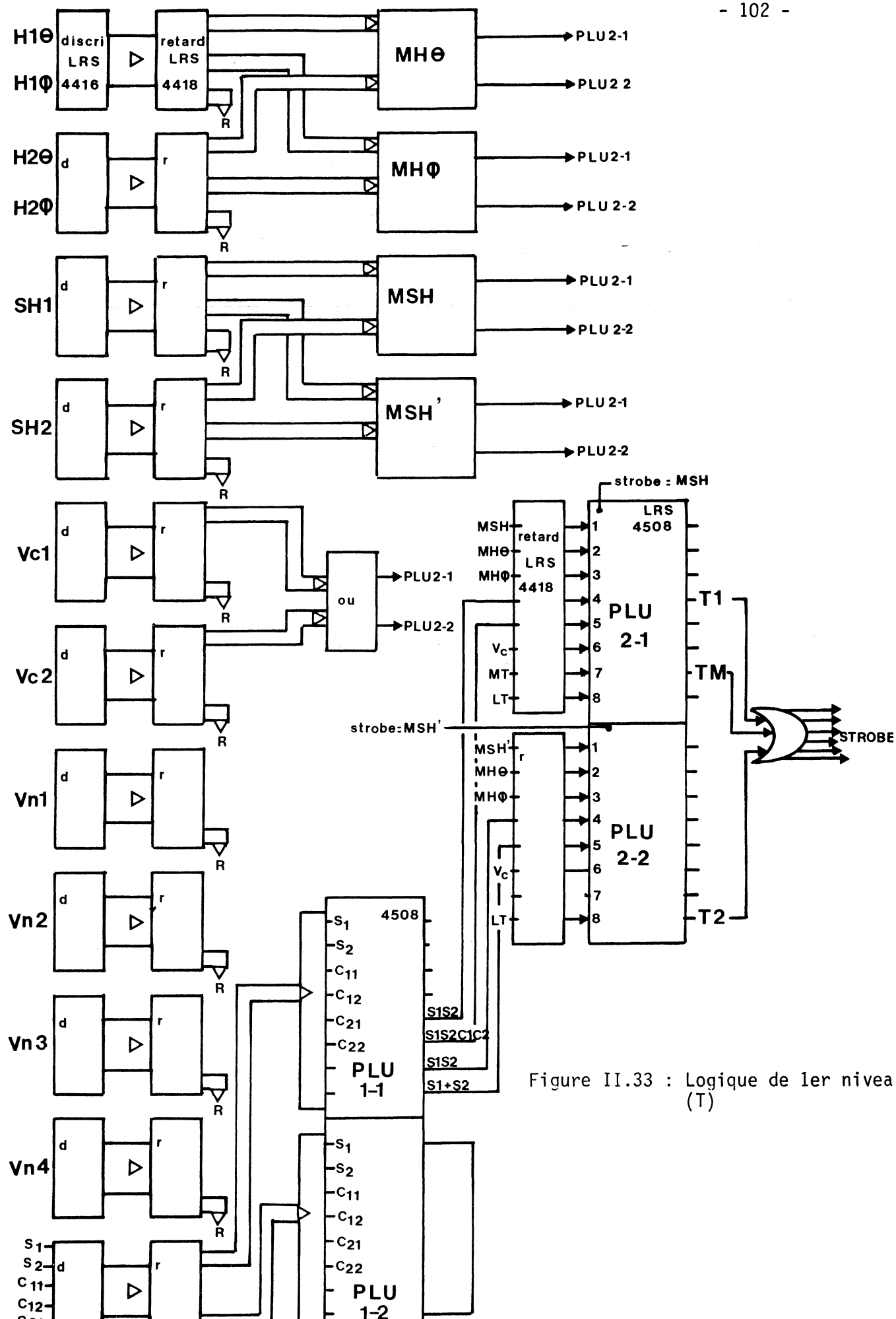


Figure II.33 : Logique de 1er niveau (T)

s'ajoutent au niveau du PLU2 (sections 1 et 2) les signaux délivrés par les matrices d'hodoscopes programmées d'après des programmes Monte Carlo pour correspondre à la géométrie de l'état final choisi. Il y a au total 4 matrices :

- MH θ (prise en compte des hodoscopes H1 θ et H2 θ) 10 x 10
- MH ϕ (prise en compte des hodoscopes H1 ϕ et H2 ϕ) 6 x 6
- MSH } (traitement des hodoscopes de gerbe SH1 et SH2) 14 x 14
- MSH'

Dans le cas de MSH et MSH', chacune de ces deux matrices, avec des programmations différentes, est affectée à l'un des deux déclenchements opérant en parallèle T1 et T2. Les PLU2 tiennent également compte de l'information donnée par l'ensemble des véto chargés (VC), du signal fourni par le système de contrôle de la calorimétrie (MT) et de LT, inverse du temps mort, soit donc autorisation d'ouverture de la logique.

A titre d'exemple, dans le cas de déclenchements sur des états finaux e^+e^- exclusifs et $\gamma\gamma$, la logique de premier niveau présentait la configuration suivante :

$$T1(e^+e^-) = S_1 * S_2 * C_1 * C_2 * MH\theta * MH\phi * MSH * \overline{VC} * MT * LT$$

$$TM(\text{contrôle}) = \overline{S_1 \text{ ou } S_2} * \overline{MH\theta} * \overline{MH\phi} * \overline{MSH} * \overline{VC} * MT * LT$$

$$T2(\gamma\gamma) = \overline{S_1 \text{ ou } S_2} * \overline{MH\theta} * \overline{MH\phi} * MSH' * \overline{VC} * LT$$

4.2 LE DECLENCHEMENT AU DEUXIEME NIVEAU

Le deuxième niveau de déclenchement délivre une réponse TT1 ou TT2 dans un délai de 200 nsec, correspondant à une sélection en multiplicité de 0 à > 4 éléments touchés - sur chaque système d'hodoscope H1 θ , H2 θ , H1 ϕ + H2 ϕ , SH1, SH2, et sur les véto VC et VN. Ceci est effectué grâce au M.D.U. (Majority Decision Unit) qui utilise les sorties analogiques des registres LRS 4448. Le MDU comporte 8 entrées analogiques, correspondant aux 8 systèmes à traiter, le strobe est fourni par l'information de la logique de premier niveau, le traitement de l'information est différencié suivant les triggers de type 1 et 2. Par exemple, on a pour multiplicités acceptées dans le cas de déclenchement e^+e^- et $\gamma\gamma$:

Figure II.34 : Logique de 2ème niveau (TT)

	H10	H20	H _p	SH1	SH2	VC	VN1	VN2
T1(e^+e^-)	1-2	1-2	2-3	> 1	> 1	0	0	0
T2($\gamma\gamma$)	0	0	0	> 1	> 1	0	0	0

La logique du deuxième niveau est conçue de telle manière que le signal TM ne soit pas affecté, et qu'il n'y ait pas de blocage au cas où les signaux T1 et T2 se présentent simultanément (cas où $T1 = e^+e^-$, $T2 = e^+e^-\gamma$). La figure II.33 représente une vue simplifiée de la logique de deuxième niveau. A la sortie de ce niveau, le signal TM est envoyé vers le NORD-10 d'acquisition, cependant que le MDU, dans le cas de non sélection des événements, envoie un signal de remise à zéro à la logique.

4.3 LE DECLenchement EN TROISIEME NIVEAU

Ce dernier niveau n'est pas obligatoire, les signaux de type TT peuvent être directement envoyés sur le NORD-10 d'acquisition. Dans le cas où ce troisième niveau est requis, via une "Autorisation de Travail", on utilise pour les déclenchements de type T2 un processeur CAB (Camac Booster) qui lit les ADC rapides du précalorimètre (86 voies) et du verre au plomb (132 voies) et calcule une estimation de l'énergie déposée dans cette partie de la calorimétrie. Une coupure sur cette valeur de l'énergie totale permet de réduire le nombre des événements en supprimant les particules au minimum d'ionisation qui auraient passé les premiers niveaux, et les gerbes mal converties et donc impropres à l'analyse. En parallèle au CAB, un deuxième processeur MICE, agissant sur les triggers de type T1, permet une reconstruction de la partie chargée de l'événement (traitement des données des chambres digitales) et reconstruit la masse effective de la paire e^+e^- dans le cas où un J/ψ est attendu dans l'état final. Le troisième niveau est établi dans un délai maximum de 2.2 msec.

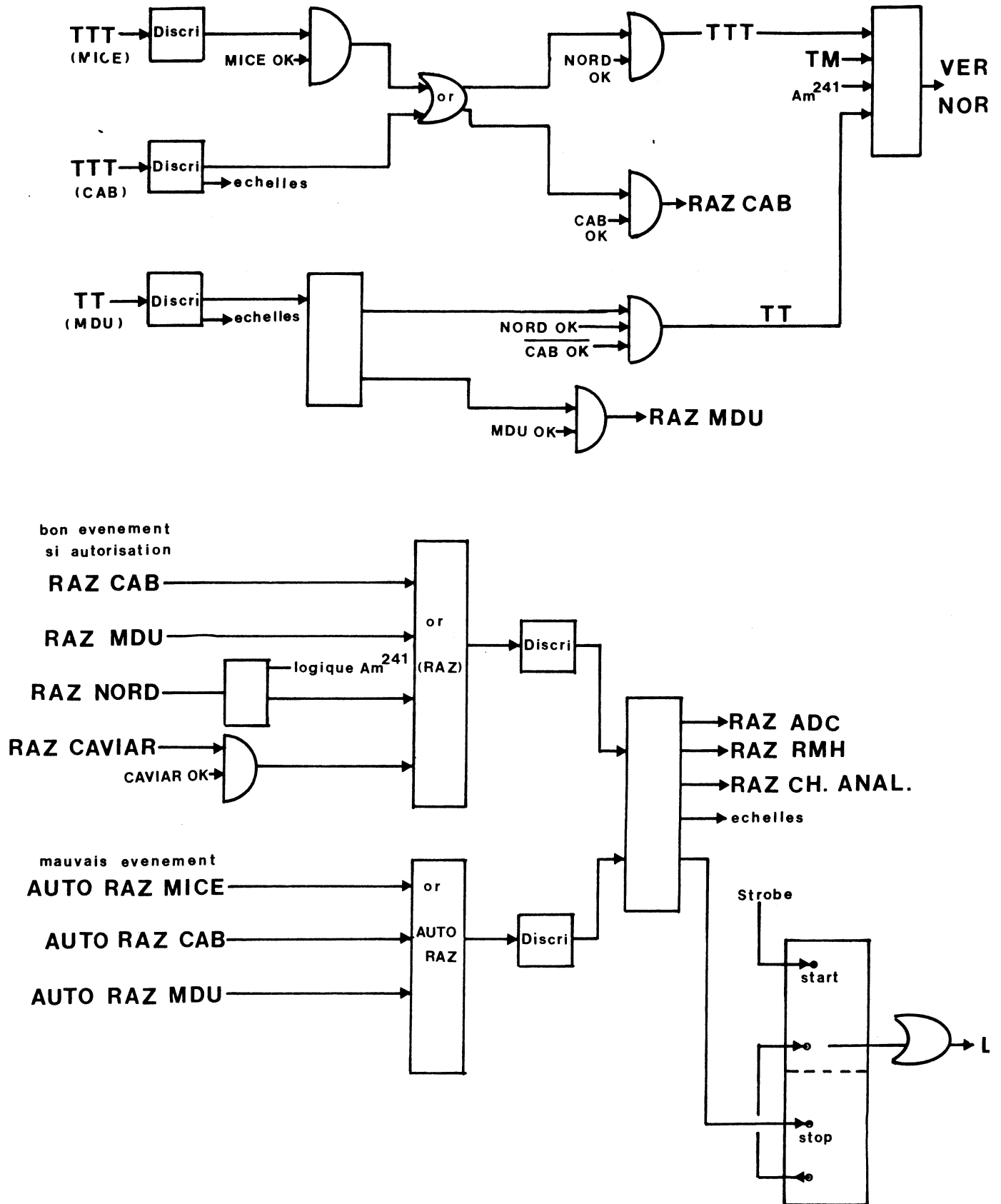


Figure II.35 : Logique de 3ème niveau et de remise à zéro (redémarrage).

L'ensemble du système logique de déclenchement est conçu de telle sorte que la remise à zéro en cas de mauvais événement puisse être effectuée à n'importe quel niveau (T, TT, TTT) et par n'importe quel processeur en autorisation de travail (Auto RAZ Mice, CAB, MDU). D'autre part, afin de faciliter la mise en oeuvre de l'acquisition, le système logique peut être "rebouclé" sur lui-même sous la surveillance d'un processeur de 2ème ou 3ème niveau (RAZ CAB, MICE, MDU) ou du processeur CAVIAR affecté au développement de la logique (RAZ CAVIAR). Dans ce cas, ces remises à zéro sont soumises également à autorisation (A Cab, A MDU, ...). La figure II.34 explicite l'imbrication de ces différents processeurs dans l'acquisition et la logique de rédéclenchement.

L'ensemble de la logique de déclenchement est placé sous le contrôle de deux processeurs Super-Caviar :

- L'un d'eux permet de créer et de gérer les fichiers correspondant à la configuration de la logique pour chaque type de déclenchement et pour chaque énergie de travail. Ces fichiers incluent les valeurs de seuil pour les discriminateurs, les retards, les configurations logiques des PLU et les valeurs de multiplicités admises pour le MDU, ainsi que les programmations des 4 matrices. Ceci permet de changer complètement la configuration de la logique en un temps ne dépassant pas quelques secondes.

- Un autre Super Caviar contrôle en permanence la stabilité de 20 échelles correspondant à différents compteurs, les paramètres du faisceau d'antiprotons, la pression du jet moléculaire et la variation de la luminosité^(2.32). Ces comptages sont visualisés en permanence.

4.4 ACQUISITION DES DONNEES

L'ensemble de l'acquisition et du contrôle des détecteurs est assuré par un ordinateur NORD-10. Les informations du système CAMAC sont prétraitées avant l'enregistrement sur bande magnétique. Intercalés entre le NORD et le système CAMAC de traitement de l'information brute, on trouve 6 processeurs :

- 2 processeurs CAB : - gestion et acquisition pour le système de contrôle de la luminosité
- lecture des ADC de la calorimétrie et établissement du niveau TTT.
- 1 processeur MICE : coupure sur la masse effective de la paire e^+e^- (niveau TTT).
- 2 processeurs LRS 2280 : contrôle, soustraction des pedestaux et compaction des données des chambres analogiques.
- 1 processeur ISR - 8101 : transmission des paramètres du faisceau d'antiprotons (énergie, largeur, depuis la salle de contrôle ISR).

L'ordinateur principal NORD-10 a essentiellement deux fonctions :

- Contrôle de l'acquisition de données : lecture de l'information stockée dans le système CAMAC (après prétraitement), transfert sur bande magnétique et aiguillage d'une partie des données vers les différents programmes de contrôle de qualité. Cette partie est normalement initialisée après réception d'un signal venant de la logique. Après le transfert d'informations utiles sur bande, le NORD génère un signal de remise à zéro permettant de relancer la logique. A intervalles réguliers (10 minutes) la logique est inhibée par le NORD, afin de permettre le transfert des données accumulées par le système de contrôle de la luminosité.

- Surveillance de la qualité : cette partie consiste en un ensemble de programmes en temps réel, travaillant sur un échantillonnage des données délivrées par le programme d'acquisition. Outre le contrôle par les informations d'échelles et registres, ces programmes permettent, à la demande des utilisateurs, d'accumuler et de traiter des informations concernant l'efficacité des différents détecteurs (MWPC, chambres analogiques, hodoscopes de déclenchement, ...). La figure II.35 montre le flux de données entre les différents processeurs de l'expérience.

PROCESSEURS

- 109 -

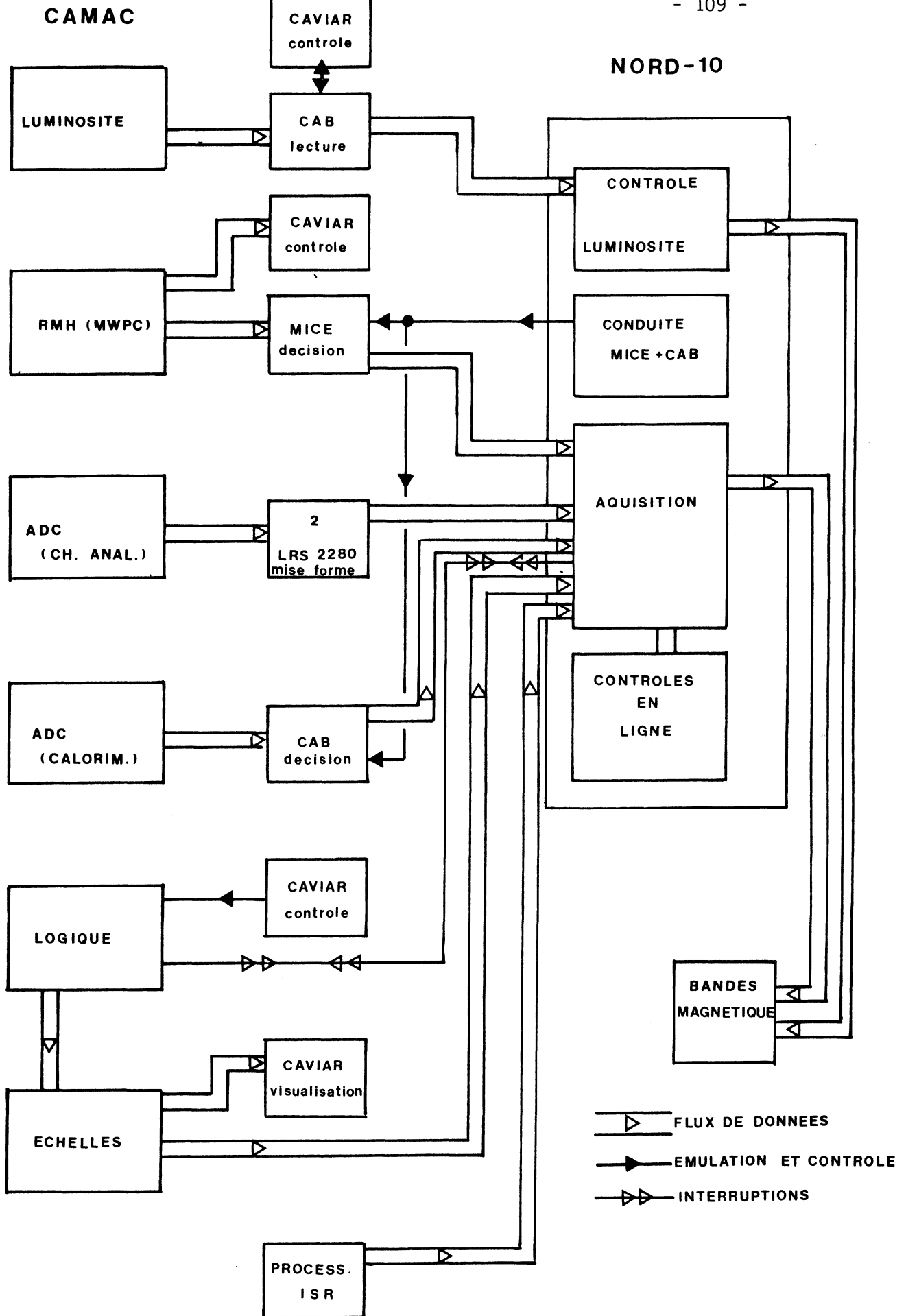


Figure II.36 : Flux de données et systèmes d'acquisition - contrôle

1. RECAPITULATION DES PERIODES DE PRISE DE DONNEES

La prise de données de l'expérience R704 s'est déroulée en trois étapes : une période courte de tests en mai 1983, suivie d'une autre, plus longue, de 4 semaines en juillet-août 1983, ces deux périodes ayant principalement pour but d'affiner la mise au point de l'appareillage et de démontrer la faisabilité de la méthode, tant du point de vue de la manipulation du faisceau d'antiprotons, du jet d'hydrogène, que de la mise au point des chaînes d'analyse des événements. La période de prise de données proprement dite a eu lieu de 21 mars au 25 juin 1984 date de la fermeture définitive des ISR. Ces périodes ont représenté 16 remplissages des ISR, avec une efficacité moyenne de transfert AA-PS-ISR de 85 %. La luminosité intégrée totale a été de 3628 nb^{-1} , nécessitant l'utilisation de 48,6 mA d'antiprotons, soient $9.7 \cdot 10^{11}$ particules. La pression du jet d'hydrogène a été en moyenne de 11 bars, avec un maximum à 14.2 bars. La luminosité instantanée maximale a été de $2.7 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$. La table III.1 résume les caractéristiques des différentes périodes de prise de données, ainsi que l'objet de chacune d'elle.

Au total, les 6 périodes de prise de données dévolues à l'étude du J/ψ ont produit les résultats suivants :

Nombre de déclenchements ("triggers T1") 1233763

Nombres d'événements sur bande (TT1) 313472

Ceci pour une luminosité totale de 141.2 nb^{-1} , répartie en deux zones d'énergie différentes, soient :

138.1 nb^{-1} à la zone d'énergie correspondant au J/ψ (3097 MeV, soit $P_{\text{lab}} \approx 4067 \text{ MeV/c}$)

3.1 nb^{-1} à l'énergie de 3101 MeV, soit $P_{\text{lab}} \approx 4080 \text{ MeV/c}$.

A ce propos, on peut noter que l'on n'a pas effectué un balayage de l'énergie à travers cette résonance de façon rigoureuse, la grande différence entre les largeurs du faisceau et du J/ψ ($\Gamma \sim 63 \text{ KeV}$, $\Delta E \sim 1 \text{ MeV}$, cf. chapitre I) ne permettant pas d'obtenir une courbe d'excitation significative. Les 3 nb^{-1} pris à une énergie supérieure à celle correspondant à la formation du J/ψ permettent dans ce cas l'étude des éventuels bruits de fond. On verra plus loin que les données prises sous les autres résonances (η_c, χ_1, χ_2) sont également utilisées à cette étude.

Périodes	Intensité à l'injec- tion mA	Pression du jet bars	$\mathcal{L}_{int}$ nb ⁻¹	Objet	Remarques
11.5.83 - 15.5.83	0.350	6.3 - 11.2	9	J/ψ	
19.7.83 - 22.7.83	0.472	7.3 - 11	8	J/ψ	
			12	χ ₂	
25.7.83 - 29.7.83	1.82	11- 12	18	J/ψ	
			100	χ ₂	
1.8.83 - 5.8.83	1.040	12 - 15.5	38	η _c	
			22	J/ψ	
8.8.83 - 9.8.83	3.0	10	45	η _c	Perte du faisceau après 20 heures
21.3.84 - 24.3.84	1.66	5 - 11	52	η _c	
			63	J/ψ	
26.3.84 - 30.3.84	1.29	9.4 - 10.1	105	η _c	
4.4.84 - 7.4.84	5.2	9 - 10	20	J/ψ	
			221	χ ₂	
13.4.84 - 19.4.84	4.83	10 - 11	542	χ ₂	
3.5.84 - 5.5.84	3.57	10 - 10.5	142	η _c	
10.5.84 - 14.5.84	3.57	10.5 - 11	189	η _c	
16.5.84 - 18.5.84	4.23	10	169	η _c	Impossibilité d'accélérer le faisceau
22.5.84 - 27.5.84	5.25	10 - 11.6	494	χ ₁	
29.5.84 - 2.6.84	5.27	10 - 11.5	500	¹ p ₁	$\mathcal{L} = 2.7 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
6.6.84 - 7.6.84	4.78	10.2	200	¹ p ₁	Perte du faisceau après 24 heures
19.6.84 - 25.6.84	2.308	11 - 14.2	319	¹ p ₁	Arrêt définitif des ISR le 26.6.84 à 6 H 00

Table III.1 : Caractéristiques des périodes de prises de données de
l'expérience R704

2. TRAITEMENT DES DONNEES $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$

L'ensemble des données de l'expérience R704 passe d'abord à travers une première étape de filtrage qui a pour but de séparer les événements correspondant aux deux systèmes de déclenchement et applique pour chacune des deux catégories des coupures simples destinées à permettre un traitement plus rapide par les chaînes d'analyses correspondant aux différents types d'événements. Dans le cas des événements $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$, le programme de filtre opère une sélection grossière sur la base du nombre de vetos (chargés ou neutres) présents au niveau des registres LRS 4448 dans l'événement. Les événements J/ψ (deux gerbes électromagnétiques correspondant aux deux électrons de désintégration) étant normalement confinés dans les deux bras de l'appareillage, on sélectionnera au niveau du filtre les événements correspondant au cas où le nombre de vetos touchés est inférieur ou égal à 4. De la sorte, on réduit de façon significative le volume de données à traiter (seuls 18023 événements satisfont aux conditions, soit une diminution de plus de 95 % par rapport aux données sur bande), tout en autorisant un mal fonctionnement éventuel de l'un ou de plusieurs vetos, et en permettant de sauvegarder les événements situés sur le bord de l'acceptance et dont la gerbe pourrait illuminer les compteurs de garde au niveau de la calorimétrie.

Les événements restant après le premier filtrage sont ensuite traités au moyen de deux chaînes d'analyse différentes :

- La première stratégie^(3.1) utilise les données provenant des 12 (2x6) plans de chambres digitales. Dans la mesure où au moins 5 plans de chambres de chaque bras permettent une corrélation unique, cette première chaîne d'analyse calcule par projection des traces le point de vertex et évalue la qualité cinématique de la reconstruction, par rapport à la géométrie de la réaction $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. En associant l'information en énergie donnée par la calorimétrie, on peut calculer la masse effective correspondant aux événements. Si l'analyse partant des chambres digitales a été incapable de fournir une réponse claire (cas où un ou plusieurs plans de chambre sont manquants ou donnent un trop grand nombre de solutions possibles), on ignore alors la réponse donnée par les MWPC et on détermine les variables cinématiques de l'événement en associant le point de vertex supposé

(défini comme le centre de la région de croisement entre le jet gazeux et le faisceau) et le centre de gravité du dépôt maximum d'énergie dans le précalorimètre. La figure III.1 montre, sur un lot réduit d'événements, le diagramme bidimensionnel des événements reconstruits par cette méthode. L'énergie totale déposée dans la calorimétrie (en abscisse), de valeur attendue 5.11 GeV, y est donnée en fonction de la masse effective fournie par les chambres digitales ou, le cas échéant, par les corrélations vertex-dépôt d'énergie dans le précalorimètre (en ordonnée). On voit nettement se détacher sur cette figure, un groupe d'événements dans la région où sont attendus les événements J/ψ .

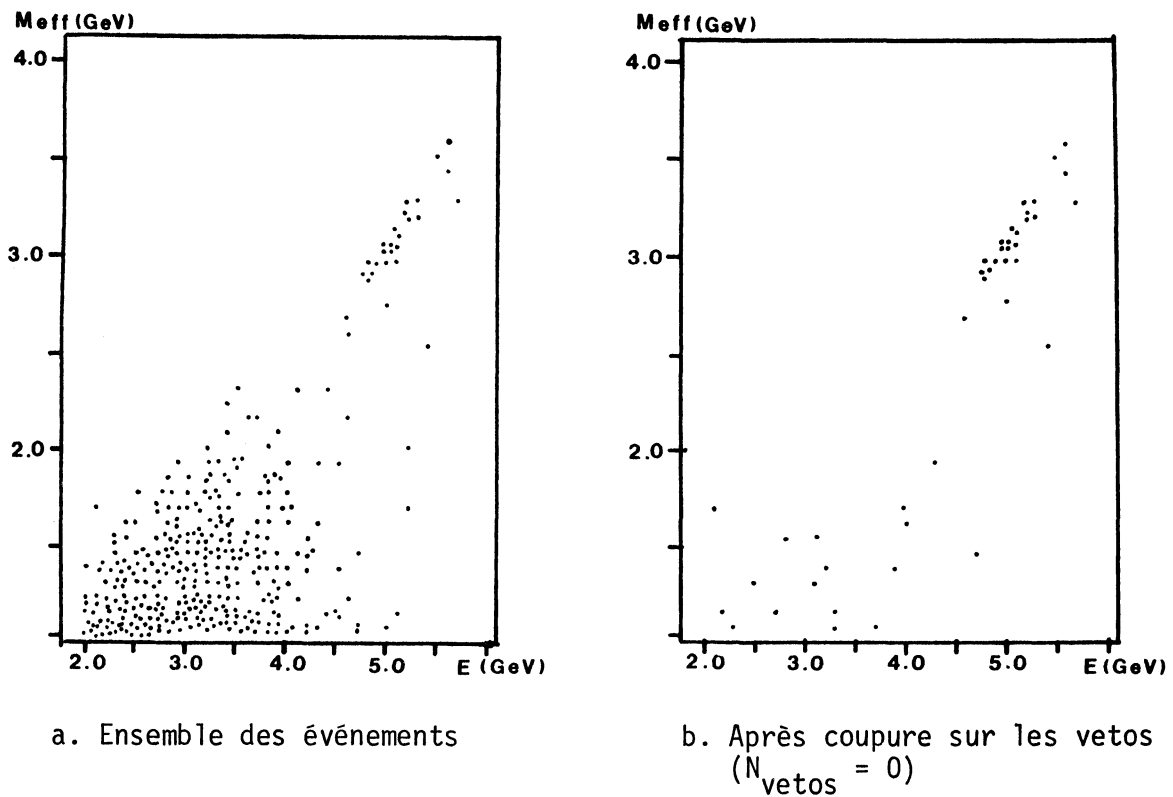


Figure III.1 : Diagramme Energies déposée - Masse effective pour des événements traités par la première chaîne d'analyse (lot réduit).

2.1 ANALYSE DES EVENEMENTS J/ψ PAR LES CHAMBRES ANALOGIQUES

La deuxième chaîne d'analyse, que l'on va étudier plus en détail, se fonde sur les résultats obtenus lors de périodes de tests auprès de faisceaux d'électrons, et se propose de sélectionner les événements par une étude de la réponse des seules chambres analogiques et du système de vetos.

La figure III.2 représente une gerbe électromagnétique telle qu'elle se présente dans les chambres analogiques (2 séries de 4 plans X et 4 plans Y). Le fait intéressant, confirmé lors des différentes périodes de tests en 1981 et 1982, est que les ionisations parasites sont décorrélées d'une chambre à l'autre, grâce à la présence d'une feuille de plomb (cf. chapitre II) entre les chambres, qui élimine les électrons de faible énergie sans affecter la partie centrale de la gerbe. Dès lors, il devient possible de procéder à un suivi de la gerbe à travers l'ensemble des quatre chambres analogiques de chaque bras.

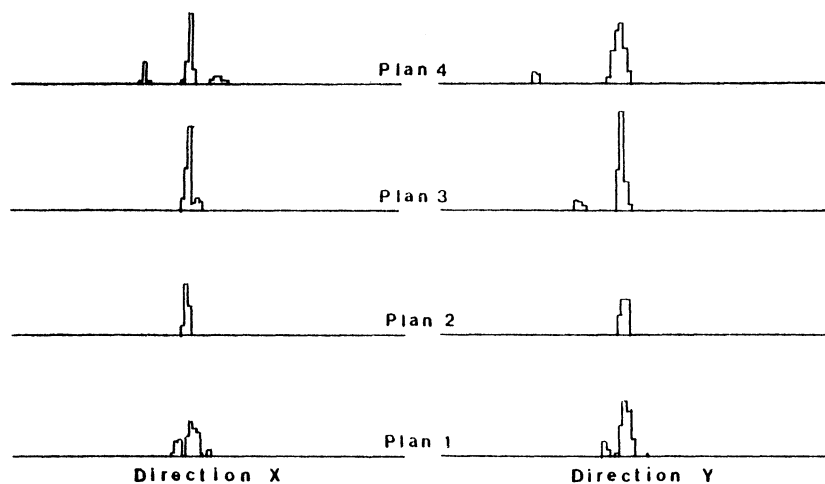


Figure III.2 : Développement d'une gerbe électromagnétique dans les chambres analogiques (électrons de 2 GeV).

Le programme de reconstruction procède en trois étapes :

- La première étape consiste à sélectionner les événements où apparaît au moins une gerbe électromagnétique par bras. Pour ce faire, on suppose connu le vertex de l'interaction. Le programme travaille à partir des pics en énergie déposée sur chaque plan de chambre (par pic, on entend un maximum d'énergie compris entre deux minimas dans la distribution en énergie déposée sur chaque plan). Partant du centre de gravité du plus haut pic de la première chambre, le programme associe ce pic à une trace fictive passant par le vertex, et calcule les coordonnées du pic corrélé dans la chambre suivante. Tout pic dont le centre de gravité se situe dans une fenêtre de ± 7 cm autour de la position de la trace supposée est corrélé à la trace, le programme recalcule alors les paramètres d'une nouvelle trace passant par tous les pics déjà corrélés et passe au plan de chambre suivant. On sélectionne ainsi les événements où au moins une corrélation claire a pu être mise en évidence dans au moins 3 plans sur 4, et ceci pour chaque direction X et Y (indépendamment) de chaque bras.

- Dans la deuxième étape, on cherche à mettre en évidence les événements où seule une gerbe électromagnétique est présente dans chaque bras, et où la topologie de l'événement reconstruit est compatible avec celle d'un événement $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Pour ce faire, on demande que la somme de l'énergie présente dans les corrélations (sur les 2 directions de chaque bras) soit au moins égale à 75 % de l'énergie totale déposée dans les 16 plans de chambre. De la sorte, on assure la sélection des seuls événements de type "1 gerbe dans chaque bras". On se ramène ainsi à un lot d'événements, pour lesquels on a défini la position (x,y) de la gerbe électromagnétique. Le programme calcule alors les vecteurs directeurs de la trace reconstruite dans chaque bras, soient $\vec{V}_1$ et $\vec{V}_2$, ainsi que les angles θ_1 et θ_2 de ces traces par rapport à l'axe du faisceau d'antiprotons, le vecteur $\vec{Z}$ étant pris sur l'axe du faisceau d'antiprotons.

De manière à reconstruire les événements compatibles avec la réaction à deux corps $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, on applique une première coupure sur la valeur de la coplanarité. Si δ est l'angle d'ouverture entre les deux traces reconstruites, on définira la coplanarité comme :

$$\text{COPL} = \frac{(\vec{V}_1 \wedge \vec{V}_2) \cdot \vec{Z}}{|\vec{V}_1| \cdot |\vec{V}_2|} = \sin\delta \cdot \cos\alpha$$

où α est l'angle entre la normale au plan formé par les deux traces et l'axe du faisceau.

Après avoir de cette manière sélectionné les événements correspondant à une réaction à deux corps, on cherche maintenant à vérifier que la reconstruction opérée répond à la cinématique $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Pour ce faire, le programme évalue la valeur du paramètre $\Delta\theta$, défini comme la différence entre l'angle (selon θ_{lab}) mesuré dans un bras et l'angle supposé dans ce même bras, compte tenu de la position de la gerbe dans l'autre bras et des contraintes cinématiques liées à la réaction recherchée.

Il reste à ce niveau à s'assurer que les événements sélectionnés sont entièrement confinés dans les deux bras du détecteur, on va donc effectuer une étude sur le comportement du système des vetos. Dans le cas des événements $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-X$, bien que les compteurs de garde ne soient pas utilisés en ligne pour le déclenchement, on dispose dans l'analyse de deux sources d'informations : la réponse du système d'ADC (pour les vetos neutres uniquement, exceptés les vetos

vers l'avant VNFF et VNFM), et la réponse du système de registres LRS 4448. Le programme de filtre de l'analyse a déjà sélectionné les événements comportant moins de 5 vetos touchés (au niveau des registres). De fait, on constate que pour environ 10 % des cas, on a obtenu une accumulation d'énergie dans des vetos neutres sans réponse du système de registre. On va donc éliminer les événements présentant une des caractéristiques suivantes :

- a) Registre d'un veto chargé et registre du veto neutre correspondant présents (par exemple : pour VCG1.3 et VNG1.3, cf. figure II.30) ;
- b) Registre d'un veto neutre et ADC significatif pour le même veto ;
- c) ADC significatif d'un veto neutre, même sans registre ;
- d) Au moins deux registres de vetos chargés.

Par contre, on conservera les événements du type suivant :

- a) Registre d'un veto neutre sans ADC significatif ;
- b) Registre d'un veto chargé et d'un veto neutre non correspondant
- c) ADC significatif d'un veto neutre, pour autant que la trace reconstruite soit au bord de l'acceptance ("débordement" de la gerbe).

(Remarque : par ADC significatif, on entend au moins 50 canaux au-dessus du piedestal, correspondant à ~ 0.25 particule au minimum d'ionisation).

Pour chaque événement, on calcule en outre la masse effective correspondant aux deux électrons, en effectuant à chacune des traces les énergies E_1 et E_2 déposées dans les 2 calorimètres :

$$M_{\text{eff}} = (2M_e^2 + 2E_1E_2 - 2\sqrt{E_1^2 + M_e^2} \cdot \sqrt{E_2^2 + M_e^2} \cdot \cos\theta)^{1/2}$$

avec E_1 énergie déposée dans le bras 1
 E_2 énergie déposée dans le bras 2
 M_e masse de l'électron
 θ angle entre les deux traces

en approximant, compte tenu de M_e :

$$M_{\text{eff}} \sim [2E_1E_2(1 - \cos\theta)]^{1/2}$$

Les valeurs des différentes coupures ont été établies d'après les résultats des périodes de tests en faisceaux d'électrons et de pions, et grâce à l'étude approfondie du comportement des chambres analogiques et du système de vetos durant la première période de prise de données en mai 1983. De la sorte, on arrive pour l'ensemble des périodes de prise de données à un total de 182 événements correspondant à la réaction $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$. La table III.2 résume les différentes étapes de la sélection opérée par cette méthode d'analyse.

Coupure	Valeur	Nombre d'événements
Entrée	0	18023
Corrélation trouvée dans 3 plans sur 4	fenêtre ± 7 cm	6226
<u>Energie corre-</u> <u>lée / Energie</u> déposée	75 %	3224
Coplanarité	± 40 mrad	1190
$\Delta\theta$	± 40 mrad	260
Etude des vetos	voir texte	182

Figure III.3.a

Figure III.3.b

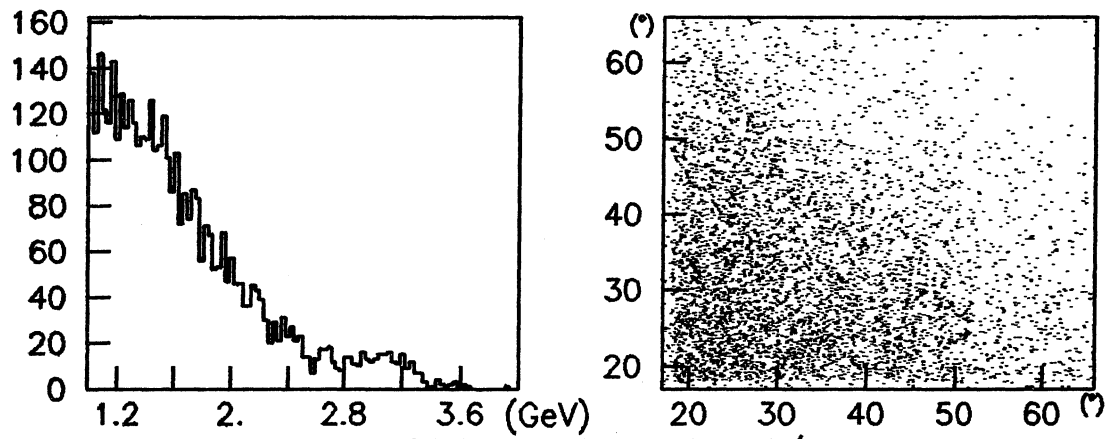
Figure III.3.c

Figure III.3.d

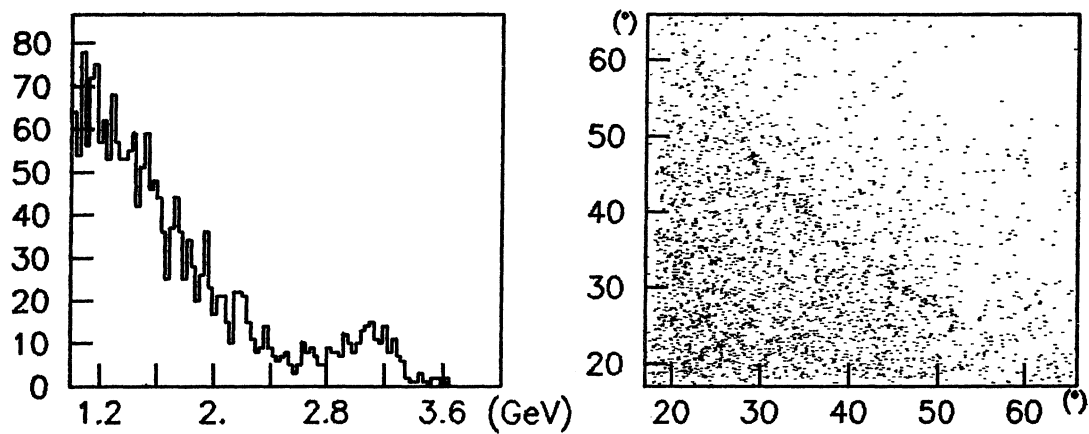
Figure III.3.e

Table III.2 : Evolution du nombre d'événements en fonction des coupures dans la chaîne de reconstruction impliquant les chambres analogiques.

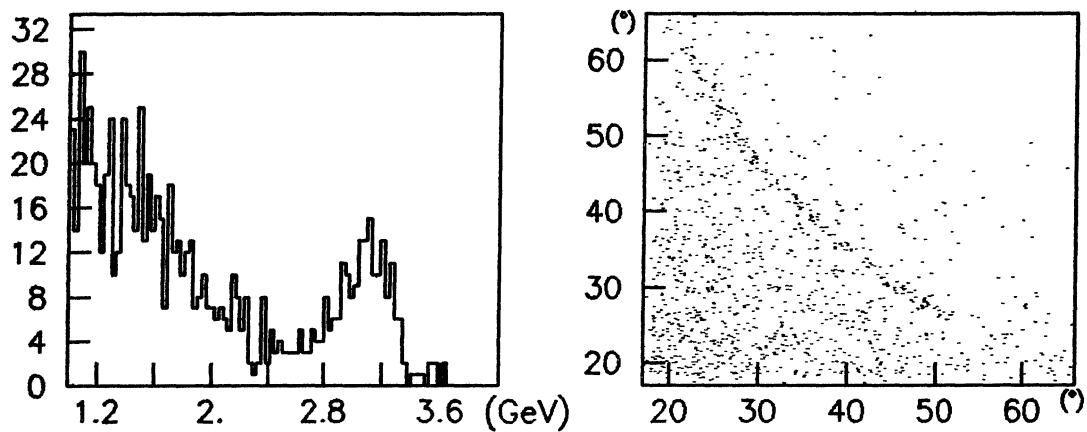
Dans la figure III.3, on a reporté pour différentes étapes de sélection le spectre en masse effective ainsi que le diagramme représentant les angles (θ bras 1 - θ bras 2) des traces ainsi reconstruites dans les chambres analogiques. On peut voir que l'effet des différentes coupures consiste en un "nettoyage" global du bruit de fond sans incidence sur le signal piqué aux valeurs attendues pour les événements J/ψ , ce qui est déjà une indication sur le faible taux de bruit de fond présent dans le lot final.



a. CORRELATION 3 PLANS/4



b. 75% MINIMUM D ENERGIE CORRELEE



c. COPLANARITE ≤ 40 mrad

MASSE EFFECTIVE

θ BRAS 1 - θ BRAS 2

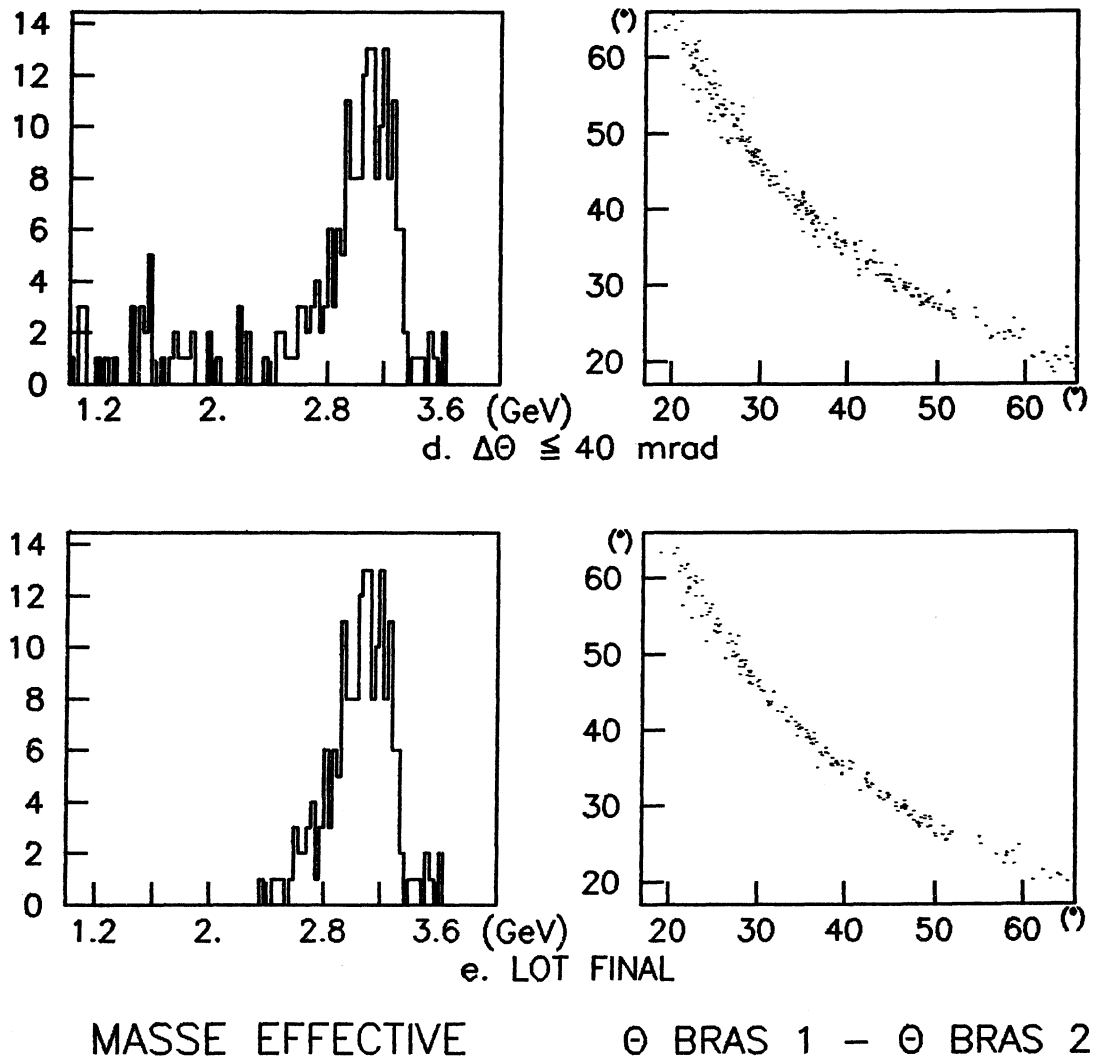


Figure III.3 : Evolutions du spectre en masse effective et du diagramme $(\theta_1 - \theta_2)$ en fonction des différents critères de sélection dans la recherche des événements J/ψ .

2.2 COMPARAISON DES DIFFERENTES CHAINES D'ANALYSE

La comparaison entre les deux chaînes d'analyse donne les résultats suivants :

- Chaîne 1 (MWPC et précalorimètre) 189 candidats
- Chaîne 2 (chambres analogiques) 182 candidats
- Chaîne 1 et chaîne 2 (communs) 178 candidats (Fig. III.4.a)
- Chaîne 1, perdus par chaîne 2 11 candidats (Fig. III.4.b)
- Chaîne 2, perdus par chaîne 1 4 candidats (Fig. III.4.c)

La figure III.4 montre, dans chacun des trois cas évoqués ci-dessus, une vue de la reconstruction des traces dans les différentes parties des détecteurs de chaque bras.

D'autre part, l'étude des événements perdus par l'une ou l'autre chaîne d'analyse permet d'expliquer les pertes :

- Sur les 11 événements perdus par la chaîne 2 : 8 sont imputables à l'efficacité propre des chambres analogiques (inéfficacité de plusieurs plans ou problèmes de bruits de fond empêchant de trouver une corrélation) ; 3 sont reliés à l'efficacité du programme de reconstruction (mauvaise évaluation du paramètre de coplanarité).

- Sur les 4 événements perdus par la chaîne 1 : 3 d'entre eux sont imputables au fait que l'acceptance couverte par les chambres digitales est inférieure à celle des chambres analogiques ; le dernier est dû à l'efficacité du précalorimètre.

En dernière analyse, la confrontation entre les deux méthodes permet de disposer d'un lot de 193 événements correspondant à la réaction $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$, avec une efficacité de sélection de l'ordre de 100 %, compte tenu du fait que les deux chaînes d'analyse s'appuient sur deux ensembles de détection différents. L'efficacité de chacune des chaînes sera de :

98 % pour la chaîne 1

94 % pour la chaîne 2.

RUN 571

EVENT 2118

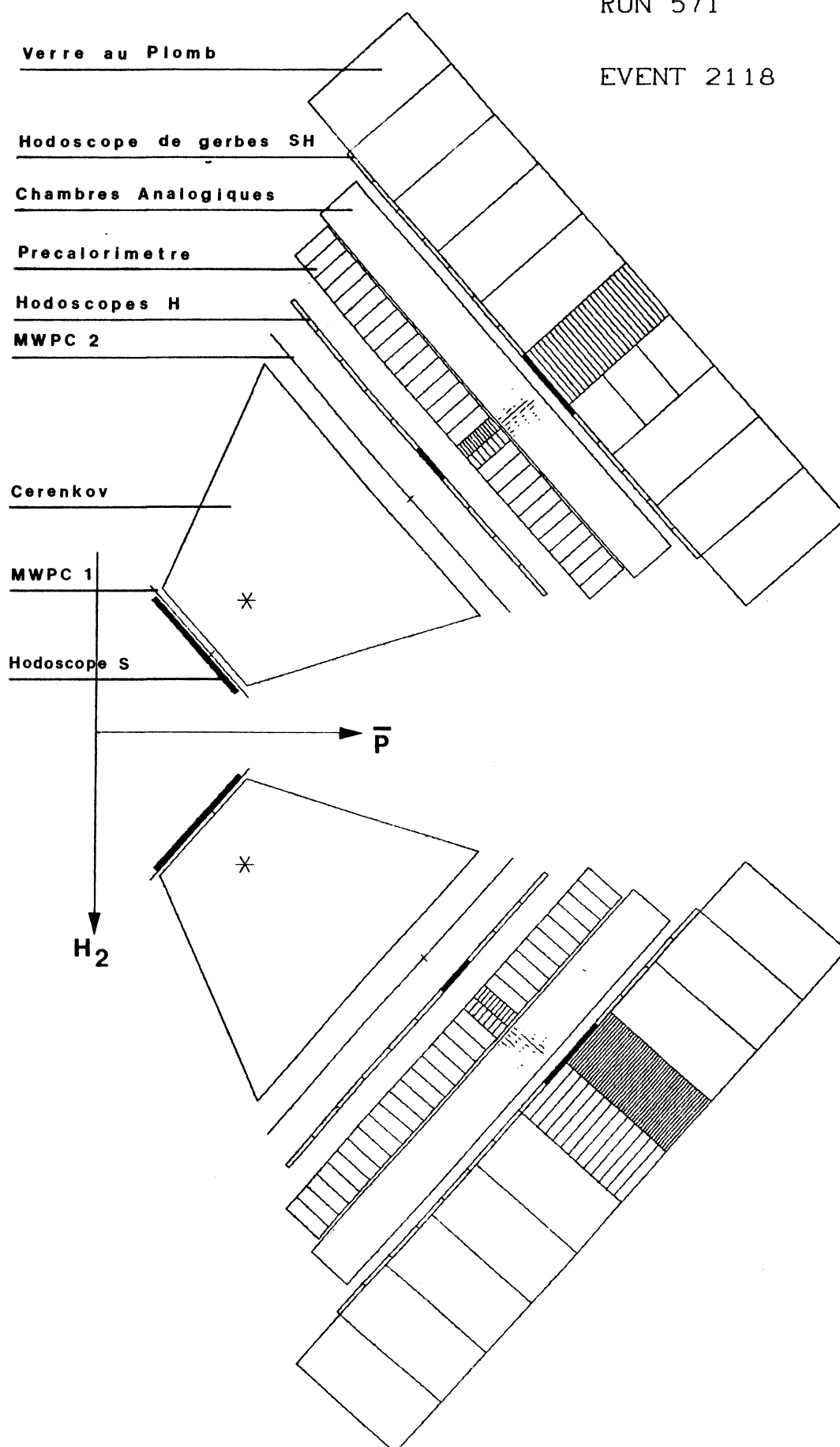


Figure III.4a : Exemple d'événement reconstruit par les deux chaînes d'analyse.

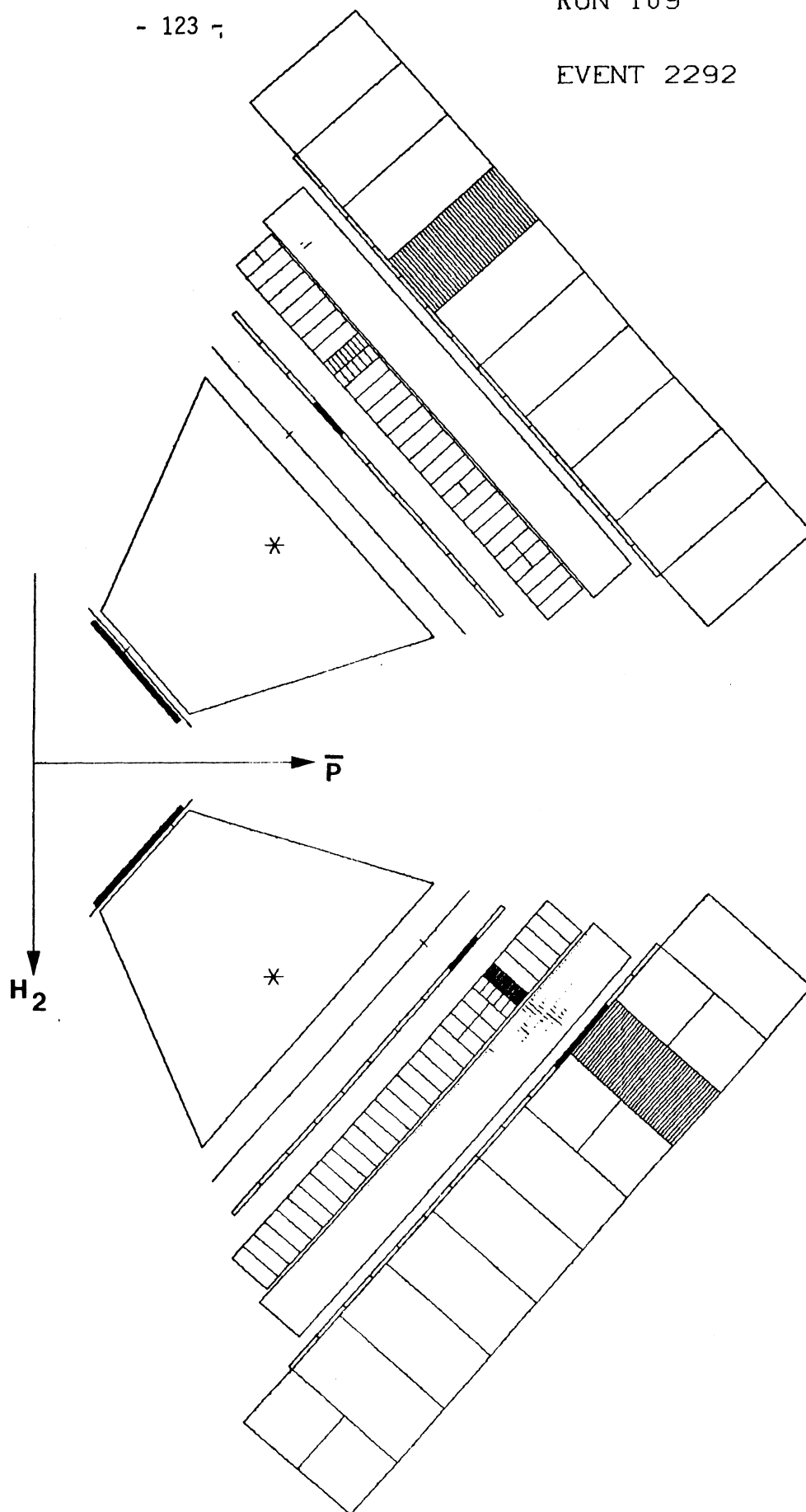


Figure III.4b : Exemple d'événement reconstruit uniquement par la chaîne d'analyse 1.
(pas d'information des chambres analogiques du bras 2).

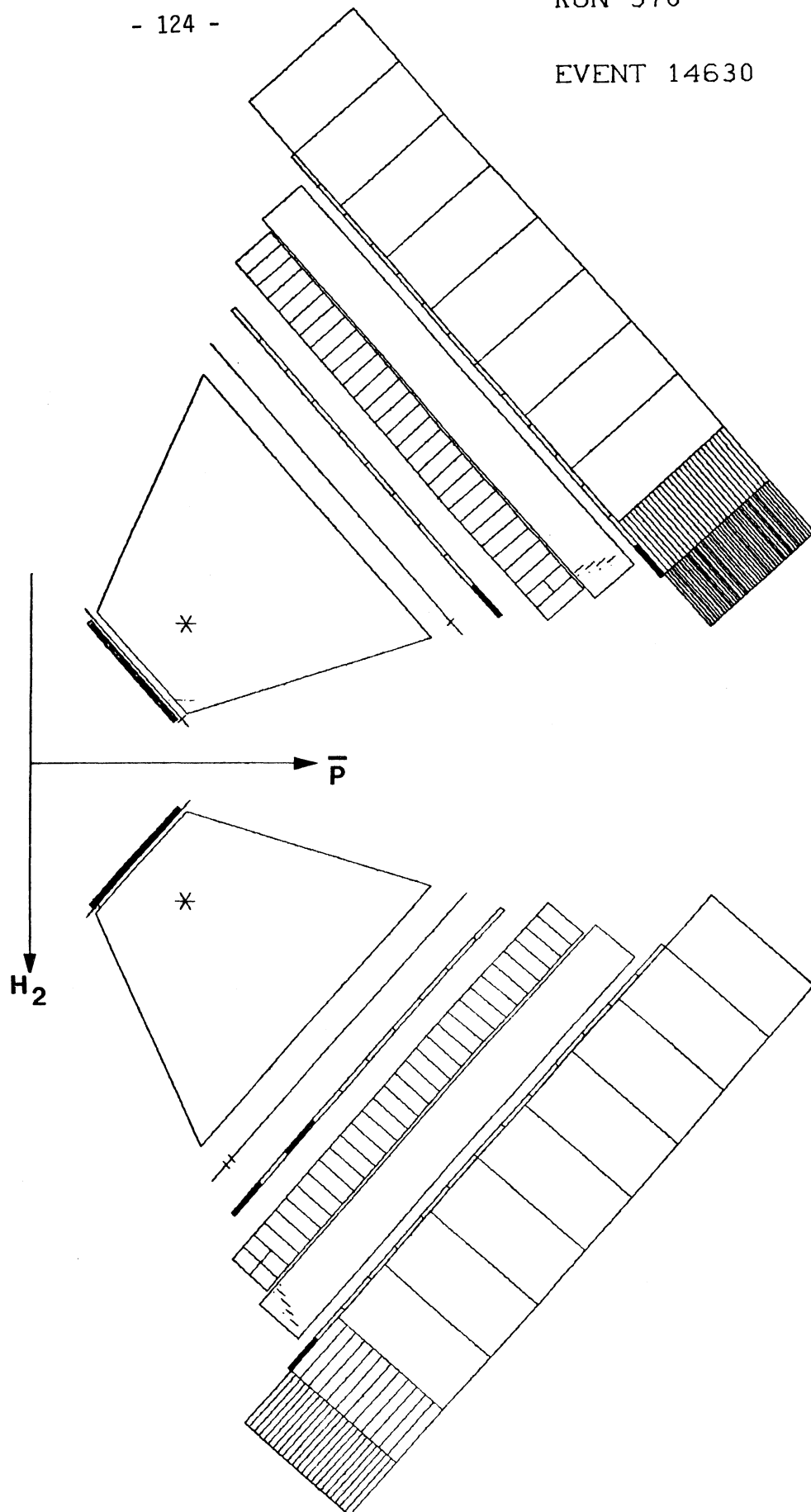


Figure III.4c : Exemple d'événement reconstruit uniquement par la chaîne d'analyse 2.
- faibles dépôts dans les précalorimètres
- mauvaise indication de $H\theta$ bras 1
- limite de l'acceptance des MWPC

2.3 ESTIMATION DE LA VALEUR DU BRUIT DE FOND

La recherche du bruit de fond dans le lot d'événements sélectionnés se fait en appliquant les deux mêmes chaînes d'analyse à l'étude de régions en énergie où l'on n'attend pas d'événements du type $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$. (En tenant compte du fait que les événements d'annihilation non résonnants seront considérés comme un bruit de fond pour le lot d'événements J/ψ). Sur l'ensemble du spectre étudié par l'expérience R704, on va appliquer cette étude à la région concernant l'étude du η_c ($P_{lab} \approx 3.6$ GeV/c), où une luminosité totale de 657 nb^{-1} a été accumulée, à la région concernée par la recherche de l'état 1P_1 (1019 nb^{-1} à $P_{lab} \approx 5.61$ GeV/c), et aux 3.1 nb^{-1} à $P_{lab} \approx 4080$ GeV/c.

Pour cette estimation du bruit de fond, on laissera de côté les périodes concernant l'étude des χ_1 et χ_2 . Dans ce cas en effet, la possibilité de détecter des événements $\chi_{1,2} \rightarrow e^+e^-\gamma$ présente une difficulté dans le cas où le photon serait mou et donc dans l'hémisphère arrière non couvert par l'ensemble des détecteurs, avec un état final détecté pouvant simuler deux gerbes électromagnétiques coplanaires.

Dans tout le domaine concerné par cette évaluation, les deux chaînes d'analyse s'accordent pour ne mettre en évidence aucun événement satisfaisant à la topologie $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$.

On peut donc poser, en prenant 2.3 événements comme limite supérieure pour zéro (à 90 % de confiance) :

- Dans la région $P_{lab} \approx 3.6$ GeV/c :

$$\sigma_{BDF} \leq \frac{N^+}{\epsilon \cdot \mathcal{L}} = \frac{2.30}{0.102 \times 657} = 0.034 \text{ nb} \quad \text{à } 90 \% \text{ de confiance}$$

- Dans la région $P_{lab} \approx 5.61$ GeV/c :

$$\sigma_{BDF} \leq \frac{2.30}{0.102 \times 1019} = 0.022 \text{ nb} \quad \text{à } 90 \% \text{ de confiance.}$$

(Remarque : La valeur de l'efficacité prise égale à 10.2 % sera justifiée dans l'estimation de la masse du J/ψ).

En prenant comme valeur maximale de la section efficace du bruit de fond celle de 0.034 nb, on arrive, au niveau du J/ψ , à une limite de 0.4 événement du bruit de fond, soit un rapport Signal/Bruit :

$$S/B > 480.$$

On pourra donc considérer que le lot d'événements sélectionnés sous le J/ψ est libre de bruit de fond.

3. EVALUATION DE LA MASSE DU J/Ψ

Comme on l'a vu au chapitre I, la masse des résonances, dans l'expérience R704, sera déterminée en fonction des paramètres du faisceau d'antiprotons. Au niveau de la prise de données, on dispose, à intervalles réguliers, d'un bloc d'informations fourni par la salle de contrôle des ISR et stocké sur bande magnétique. Ce bloc contient, entre autres :

D : date de la prise de l'information

T : heure

I : intensité totale du faisceau d'antiprotons (mA)

P_c : impulsion du centre de gravité du faisceau

$\left. \begin{array}{l} P_+ \\ P_- \end{array} \right\}$ valeur de l'impulsion au point d'intensité 5 % de l'intensité maximale (encadrements)

(voir figure III.5)

On constate d'autre part que le faisceau est de forme asymétrique. En effet, la perturbation due au jet gazeux se manifeste par un ralentissement, donc un étalement d'une partie du faisceau. On va donc assimiler la forme du faisceau à un ensemble de deux demi-gaussiennes réunies à la valeur correspondant au pic de l'intensité :

$$I(P) \propto \begin{cases} e^{-\frac{(P - P_p)^2}{2\sigma_-^2}} & \text{si } P < P_p \\ e^{-\frac{(P - P_p)^2}{2\sigma_+^2}} & \text{si } P > P_p \end{cases} \quad (\text{Figure III.5})$$

La connaissance des valeurs P_c, P₊, P₋ permet de calculer P_p, σ₊, σ₋ (3.2) :

$$P_p = P_c - 1.690 \cdot \Delta$$

$$\sigma_+ = 0.408 (P_p - P_-)$$

$$\sigma_- = 0.408 (P_+ - P_p)$$

où
$$\Delta = \frac{P_+ + P_-}{2} - P_c$$

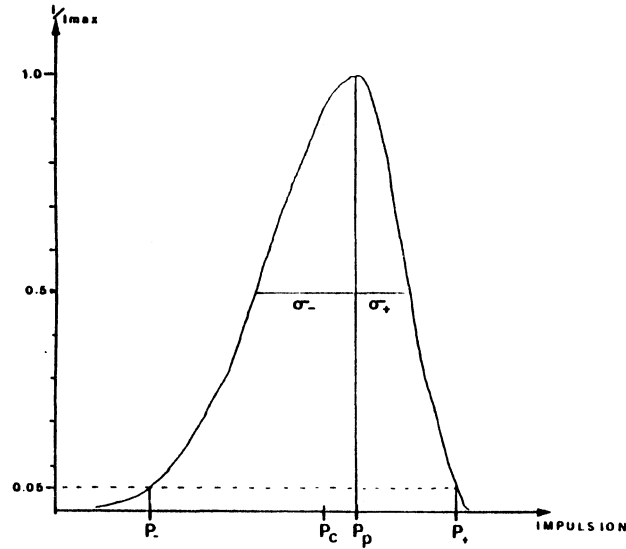


Figure III.5 : Définition des paramètres utiles du faisceau d'antiprotons.

La figure III.6 montre, pour les 6 périodes de prise de données (4 en 1983, 2 en 1984), l'évolution des différents paramètres du faisceau. On constate que l'intensité (ordonnée droite), maximale au début de chaque période, suit une décroissance d'environ 20 % par jour. On notera également que la largeur du faisceau (ordonnée gauche) reflète bien le caractère dissymétrique de celui-ci. On peut en outre comparer l'effet des deux systèmes de manipulation du faisceau : accélération normale par déplacement de phase (avec la RF, voir chapitre II), pour passer à $P_{lab} \approx 4080$ MeV/c durant la première période de 1983, et accélération par refroidissement stochastique (variations de l'impulsion durant les périodes 2, 3, 4 de 1983).

On connaît également pour chacune des 6 périodes de prise de données, la durée totale ainsi que la luminosité intégrée totale, soit $\mathcal{L}_p$. On va alors décomposer chaque période en fonction des informations (profil) de faisceau, auxquels on va affecter une fraction de luminosité $\mathcal{L}_i$, en supposant que l'évolution de la luminosité est la même que celle de l'intensité, avec :

$$\sum_i \mathcal{L}_i = \mathcal{L}_p$$

Connaissant la position de chaque événement candidat par rapport au profil de faisceau, on pourra donc découper l'ensemble des données prises sous le J/ψ en 191 points de mesure (intervalles de luminosité), pour lesquels on connaît :

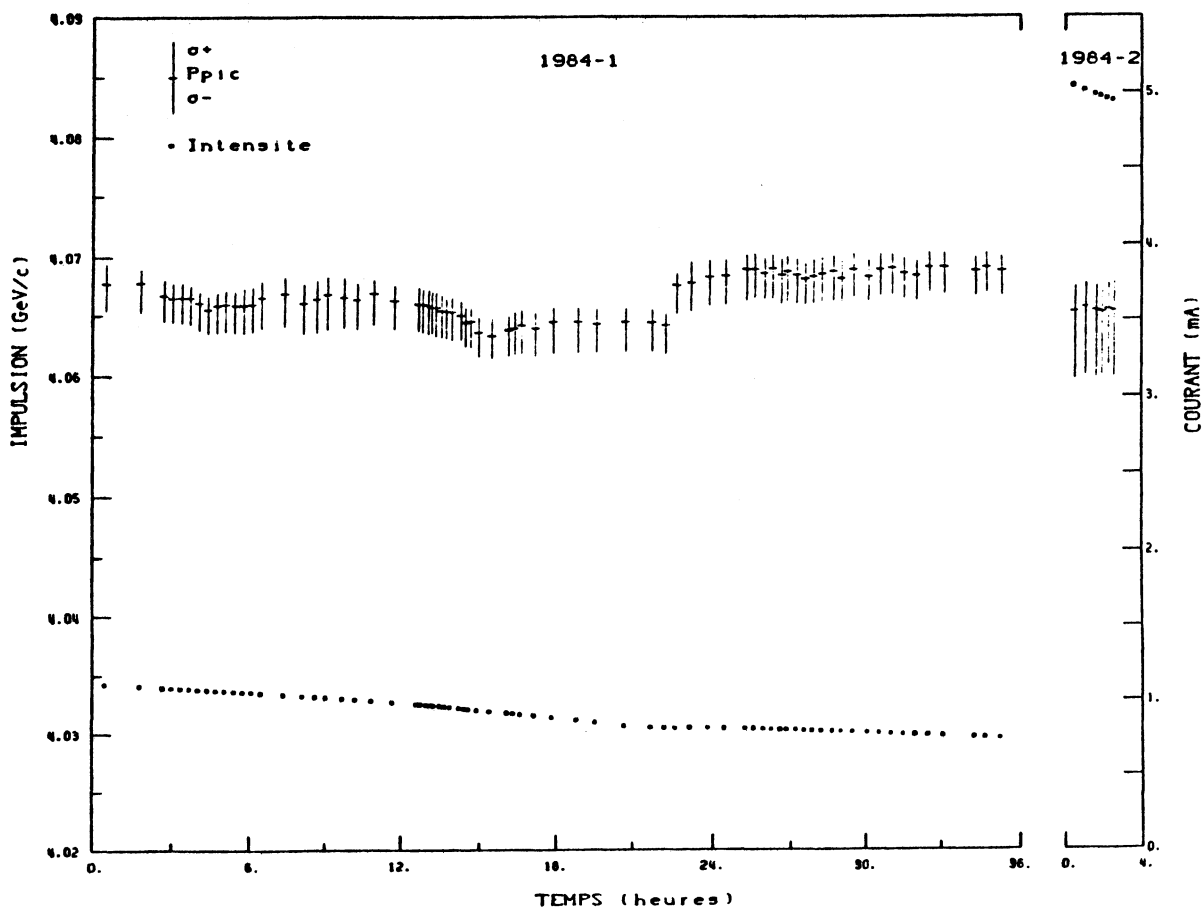
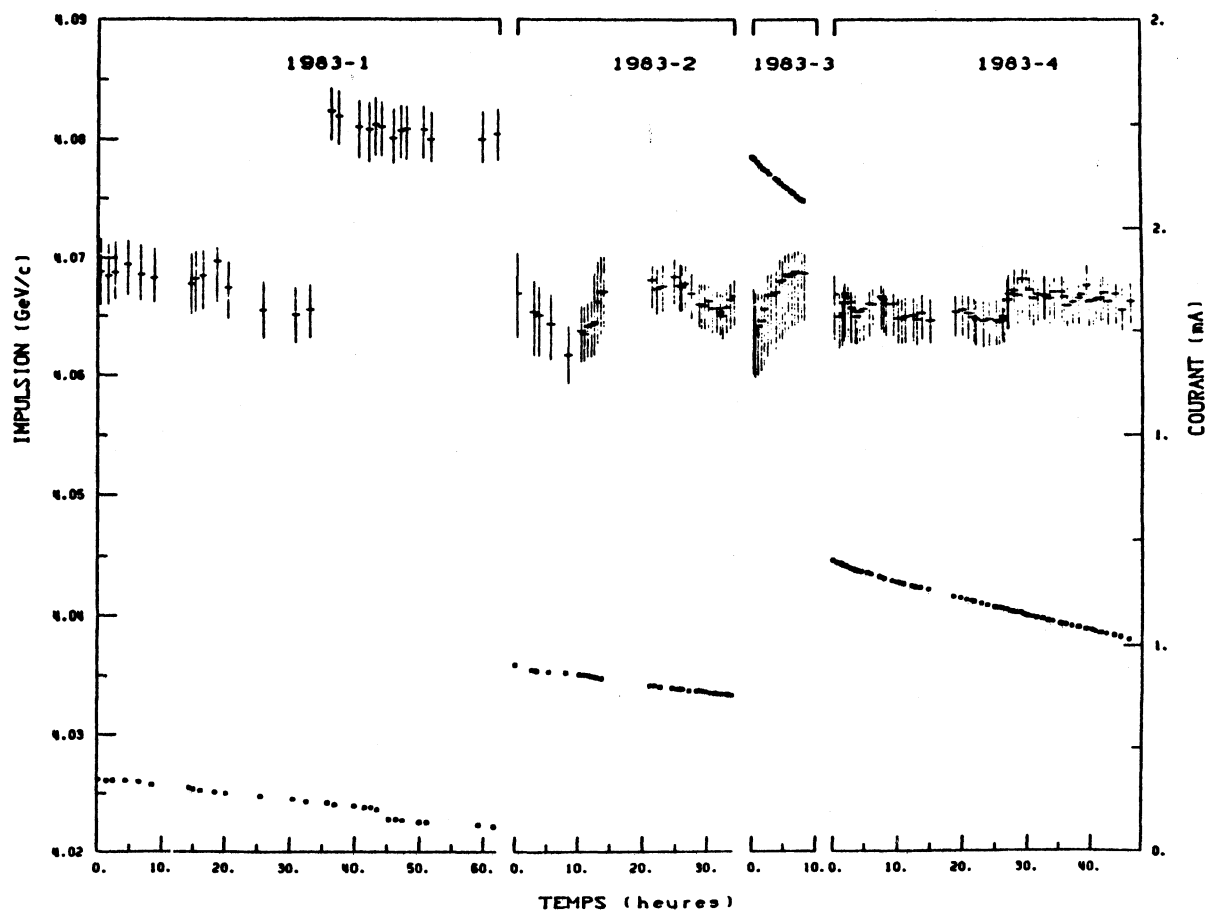


Figure III.6 : Evolution des paramètres du faisceau d'antiprotons au

P_i : impulsion au pic du faisceau

σ_{+i}
 σ_{-i} : demi-largeurs du faisceau

$\mathcal{L}_i$: luminosité

n_i : nombre de candidats observés

avec $i = 1 \dots N$ (191).

La table III.3 donne pour chaque période, le nombre de points de mesure ainsi obtenus.

Pour chaque période, le nombre d'événements attendus est donné par la convolution entre la section efficace (Breit-Wigner) et la luminosité représentée par le profil du faisceau (voir chapitre I) :

$$v = \varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{L}(E) \cdot \sigma(E) \cdot dE$$

où ε représente l'efficacité de détection et de reconstruction comprenant l'acceptance géométrique.

Dans la mesure où la largeur du faisceau, grande devant celle du J/ψ , ne permet pas d'obtenir une bonne précision sur les largeurs partielle et totale (B_i , B_f , Γ), et où seule la valeur de la masse est importante pour permettre d'évaluer la précision de l'ajustement en impulsion des ISR, on prendra les valeurs des paramètres :

$$B_i = 2.2 \cdot 10^{-4}$$

$$B_f = 7.4 \cdot 10^{-2}$$

$$\Gamma = 63 \text{ KeV.}$$

Valeurs qui par ailleurs sont connues avec une grande précision^(3.3).

La luminosité étant représentée par le profil du faisceau connu dans le repère du laboratoire, on devra donc exprimer la convolution dans ce système, avec :

$$\mathcal{L}_i(P) = \frac{\mathcal{L}_i}{L} \begin{cases} e^{-\frac{(P - P_p)^2}{2\sigma_-^2}} & \text{si } P \leq P_p \\ e^{-\frac{(P - P_p)^2}{2\sigma_+^2}} & \text{si } P \geq P_p \end{cases}$$

où la normalisation L sera

$$L = \int_{-\infty}^{P_p} e^{-\frac{(P - P_p)^2}{2\sigma_-^2}} dP + \int_{P_p}^{\infty} e^{-\frac{(P - P_p)^2}{2\sigma_+^2}} dP$$

$$= \frac{2}{\sqrt{2\pi} (\sigma_+ + \sigma_-)}$$

On aura donc, pour chacun des 191 intervalles de luminosité évoqués plus haut :

$$v_i(E_R) = \frac{K}{P^{*2}} \frac{\mathcal{L}_i}{L} \epsilon_i \left[\int_{-\infty}^{P_i} \frac{e^{-\frac{(P - P_i)^2}{2\sigma_-^2}}}{(E(P) - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} dP + \int_{P_i}^{\infty} \frac{e^{-\frac{(P - P_i)^2}{2\sigma_+^2}}}{(E(P) - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} dP \right]$$

$$\text{avec } K = \frac{3\pi}{4} \cdot B_i \cdot B_f \cdot \Gamma^2 \cdot (197.33)^2 \cdot 10^7$$

3.1 ESTIMATION DE L'EFFICACITE

Afin d'obtenir pour chaque période la valeur attendue du nombre d'événements, il reste à évaluer l'efficacité ϵ_i , décomposée en :

$$\epsilon_i = \epsilon_{ti} \cdot \epsilon_{ci} \cdot \epsilon_{si} \cdot A$$

où ϵ_{ti} concerne l'efficacité du système de déclenchement (hodoscopes)

ϵ_{ci} concerne l'efficacité des compteurs Cherenkov

ϵ_{si} représente l'efficacité des programmes d'analyse (filtre et chaîne d'analyse)

A sera l'acceptance géométrique de l'expérience.

En outre, il convient d'estimer la validité de l'information donnée par le système de mesure des profils de faisceau. On rejettera ainsi les points de mesure présentant des difficultés d'évaluation de la courbe de profil (perte de 2 événements sur le lot total).

La valeur de ϵ_{ti} est estimée à 99.5 % compte tenu des basses valeurs de seuil mises sur les compteurs et hodoscopes (chapitre II).

La valeur de ϵ_{ci} est évaluée après contrôle de la courbe de réponse des Cherenkov, et grâce aux contrôles effectués durant une période particulière de tests durant les prises de données.

Pour évaluer l'efficacité du programme de filtre, on a traité des données directement à partir des bandes magnétiques, sur quelques périodes, sans filtrage sur les vetos, et ceci sans perte. Compte tenu de ce qui a été dit sur les deux chaînes d'analyse, ϵ_{si} sera estimée à 99.8 %.

La valeur calculée de A, en supposant une distribution angulaire dans le centre de masse de la désintégration $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et compte tenu de l'alignement relatif des détecteurs, serait de 12 %.

3.2 CALCUL DE LA MASSE DU J/ψ

A l'aide du nombre d'événements attendus v_i et du nombre d'événements observés n_i déterminés par l'expérience et devant satisfaire à la statistique de Poisson :

$$P_i(n_i, v_i) = \frac{v_i^{n_i} e^{-v_i}}{n_i !}$$

On construit la fonction de maximum de vraisemblance :

$$L(E_R, A) = \prod_{i=1}^N P(n_i, v_i).$$

Les valeurs trouvées pour la masse de la résonance et l'acceptance seront celles qui maximisent $L(E_R)$, ou, ce qui revient au même, qui minimisent la fonction :

$$\begin{aligned} \chi(E_R) &= -\text{Log}(L(E_R)) \\ &= \sum_{i=1}^N v_i - \sum_{i=1}^N n_i \text{Log } v_i + \sum_{i=1}^N \text{Log}(n_i !) \end{aligned}$$

La table III.3 indique les différentes valeurs de la masse du J/ψ obtenues pour les 6 périodes de prise de données. On constate que ces valeurs, prises dans des conditions différentes de faisceau, (après reconditionnement des ISR et nouveau remplissage), sont toutes en accord entre elles, à l'intérieur des erreurs statistiques.

Périodes	Nombre d'événements J/ψ	Nombre de points de mesure	Valeur de la masse (MeV) (erreur statistique uni- quement)
11.5.83 - 15.5.83	16	27	$3097.05 \begin{smallmatrix} + 0.22 \\ - 0.21 \end{smallmatrix}$
19.7.83 - 22.7.83	13	24	$3097.35 \begin{smallmatrix} + 0.22 \\ - 0.30 \end{smallmatrix}$
25.7.83 - 29.7.83	14	17	$3095.69 \begin{smallmatrix} + 0.36 \\ - 0.32 \end{smallmatrix}$
1.8.83 - 5.8.83	34	66	$3096.66 \begin{smallmatrix} + 0.25 \\ - 0.19 \end{smallmatrix}$
21.3.84 - 24.3.84	81	49	$3096.79 \begin{smallmatrix} + 0.14 \\ - 0.11 \end{smallmatrix}$
4.4.84 - 7.4.84	35	8	$3096.64 \begin{smallmatrix} + 0.34 \\ - 0.64 \end{smallmatrix}$
Toutes périodes	193	191	$3096.95 \begin{smallmatrix} + 0.1 \\ - 0.1 \end{smallmatrix}$

Table III.3

Globalement, en réunissant toutes les périodes et en tenant compte d'une erreur systématique de 0.273 MeV (incertitude absolue de $\pm 2.5 \cdot 10^{-4}$ sur la mesure de l'impulsion du faisceau), on obtient :

$$M_{J/\psi} = 3096.95 \pm 0.1 \pm 0.27 \text{ MeV}$$

avec une acceptation globale de

$$A = 10.24 \begin{smallmatrix} + 0.87 \\ - 0.79 \end{smallmatrix} \%$$

En supposant isotrope la distribution angulaire (centre de masse) de la désintégration $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, la valeur calculée de A est de 12 %. Le fait d'être légèrement en désaccord indique soit une distribution angulaire non isotrope (on y reviendra), soit une inefficacité quant à l'appareillage ou l'analyse qui aurait échappé.

L'ensemble des 193 événements J/ψ correspondant à 118.1 nb^{-1} de luminosité conduit à une section efficace effective σ_{eff} de :

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{n}{\mathcal{L} \cdot \epsilon} = 15.9 \pm 1.8 \text{ nb.}$$

La comparaison de la masse trouvée par l'expérience R704 avec la meilleure masse actuelle pour le J/ψ , donnée par la méthode de dépolarisation de faisceau à Novosibirsk^(3.4) de $3096.93 \pm 0.09 \text{ MeV}$, permet de dire que tant du point de vue de la faisabilité de la méthode que de celui de la reproductibilité du fonctionnement des ISR et de sa calibration en énergie, l'expérience R704 est capable de déterminer la masse des résonances du charmonium avec une précision inférieure à 300 KeV (figure III.7). Cette précision sera évidemment d'une grande utilité dans la mesure des masses des états $J^{\text{PC}} \neq 1^{--}$, où actuellement l'erreur systématique donnée par les autres expériences est de l'ordre de $\pm 4 \text{ MeV}$.

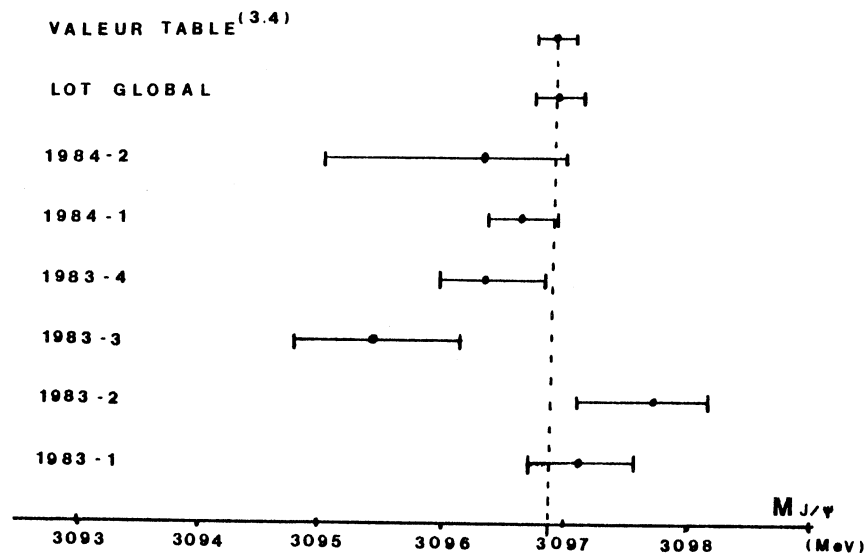


Figure III.7 : Comparaison des différentes valeurs de la masse du J/ψ pour les différentes périodes (on n'a fait figurer que les erreurs statistiques).

4. REPRESENTATION DE LA COURBE D'EXCITATION DU J/ψ

Une visualisation de la courbe d'excitation consiste à construire un idéogramme, représentant le "faisceau moyen", résultat des convolutions de tous les profils de faisceau avec la résonance.

Pour chaque point de mesure, on va représenter le profil du faisceau dans l'approximation de deux demi-gaussiennes de largeur σ_+ et σ_- , en normalisant ce profil par un facteur tenant compte de la luminosité affectée à chaque point de mesure, de l'efficacité et du nombre d'événements observés, soit

$$\frac{n_i}{\mathcal{L}_i \cdot \epsilon_i} \quad \text{si } i \text{ est l'indice du point de mesure, } i = 1 \dots N \quad (191).$$

On effectue alors la somme point par point des courbes normalisées représentant les différents points de mesure. La figure III.8 montre le résultat obtenu pour l'ensemble des données collectées en abscisse l'énergie Centre de Masse E , en ordonnée le nombre d'événements normalisés). Sur la figure III.8, on constate que le profil moyen pondéré du faisceau reflète la dissymétrie normale observée sur chaque profil. Les données (1019 nb^{-1}) relatives à l'étude du bruit de fond ont été représentées à 4080 MeV/c, on retrouve ici la faible proportion du bruit de fond comparativement au signal. En outre, la régularité de l'idéogramme en énergie centre de masse reflète la très bonne connaissance des paramètres de la machine dont l'expérience a pu bénéficier.

Cette figure indique la forme et la position du faisceau dans la recherche du J/ψ , avec les paramètres suivants :

$$E_{\text{cm}} = 3096.75 \text{ MeV}$$

$$\sigma_+ = 0.7 \text{ MeV}$$

$$\sigma_- = 1.0 \text{ MeV}$$

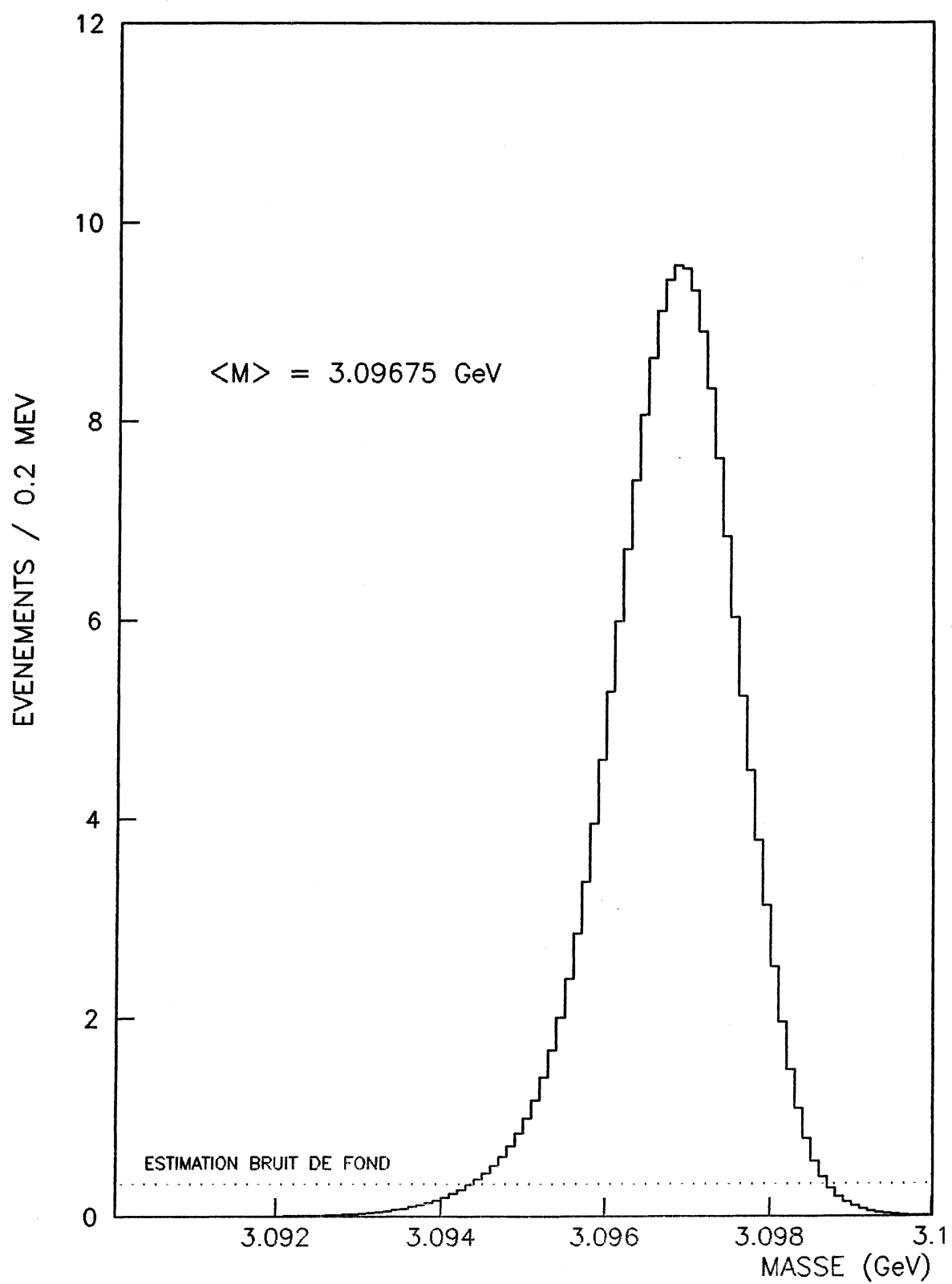


Figure III.8 : Idéogramme représentant la formation du J/ψ

5. FACTEURS DE FORME ELECTROMAGNETIQUES DU PROTON

On a vu que, grâce à la structure du système d'acquisition permettant le déclenchement en parallèle pour deux types d'événements, on a enregistré, sur l'ensemble du spectre en énergie couvert par l'expérience R704, les événements correspondant à la réaction $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-X$. A travers le processus exclusif $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$, on a ainsi accès à l'étude des facteurs de forme du proton dans la région temps ($q^2 < 0$), pour des valeurs correspondant à $\sqrt{s} \sim 3$ GeV (région du η_c) à 5.8 GeV (région des X's). Pour cette dernière partie, on va rappeler quelques notions concernant les facteurs de forme, puis on verra comment en s'appuyant sur l'étude de la distribution angulaire des électrons dus à la décroissance du J/ψ , on peut procéder à une estimation de la valeur de ces facteurs dans les régions correspondant à la formation du η_c et des X.

5.1 ELEMENTS SUR LES FACTEURS DE FORME DU PROTON

Les facteurs de forme décrivent l'interaction entre leptons et hadrons dans le cadre de l'approximation de l'échange à un photon (OPE). La figure III.9 décrit les deux processus couverts par cette approximation.

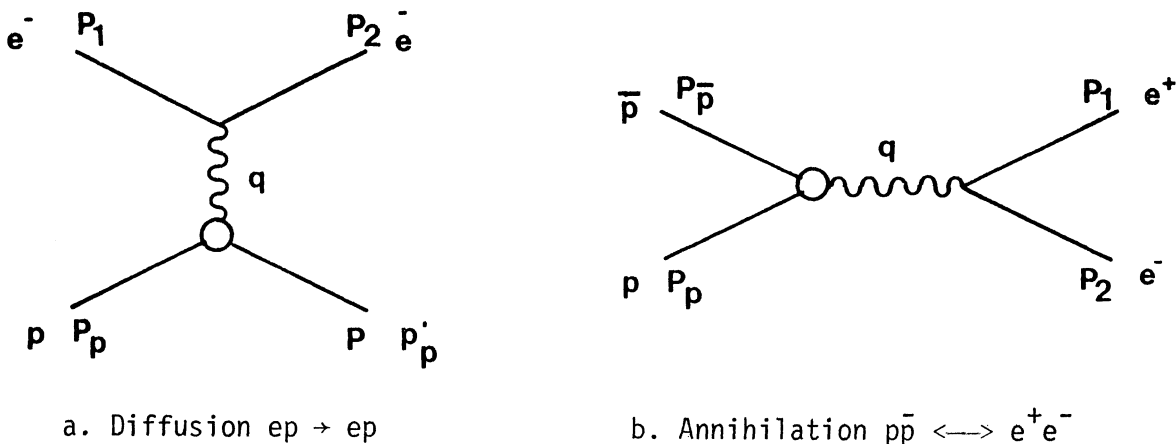


Figure III.9 : (La bulle au vertex hadronique représente la modification de celui-ci si l'on tient compte de la structure du proton).

On considère d'abord la description de l'interaction entre leptons. Dans ce cas, l'Hamiltonien de l'interaction aura la forme :

$$\mathcal{H}_I = -j_\mu(x) \cdot A_\mu(x)$$

où $j_\mu(x)$ représente le quadricourant entre les états leptoniques initial et final :

$$j_\mu(x) = i e \bar{\Psi}(x) \cdot \gamma_\mu \cdot \Psi(x)$$

Dans le cas de l'interaction électron-nucléon, cette description doit être modifiée pour prendre en compte d'une part la structure spatiale du nucléon, et d'autre part la partie anormale du moment magnétique de celui-ci, bien que ces deux notions soient liées.

La structure spatiale conduit à une première modification de l'Hamiltonien, soit :

$$\mathcal{H}_I = -j_\mu(x) \cdot F_1(x - x') \cdot A_\mu(x')$$

où $F_1(x - x')$ décrit la distribution en charge du proton. En fait, on préfère introduire la transformée de Fourier de $F_1(x - x')$, ce qui permet d'exprimer cette distribution en fonction de q^2 , carré du quadrimoment transféré :

$$F_1(q^2) = \int e^{-iqr} F_1(r) d^4r \quad \text{où } r = x - x'.$$

La seconde modification à introduire concerne le courant correspondant au moment magnétique anormal. On fait à nouveau intervenir un facteur de forme $F_2(x - x')$ conduisant à un terme supplémentaire dans l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H}_I^{\text{mag}} = -j_\mu^{\text{mag}}(x) \cdot F_2(x - x') \cdot A_\mu(x')$$

où $j_\mu^{\text{mag}}(x) = i e \bar{\Psi}(x) \cdot \sigma_{\mu\nu} \cdot q_\nu \cdot \Psi(x)$ sera la contribution du magnétisme au courant entre les états initial et final.

En pratique, on préfère utiliser les facteurs de forme de Sachs qui sont des combinaisons linéaires de F_1 et F_2 , et qui jouent des rôles plus physiques :

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) - \frac{q^2}{4M_p^2} F_2(q^2)$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2)$$

On peut montrer en effet^(3.5) que dans un référentiel approprié (référentiel de Breit), $G_E(q^2)$ décrit la distribution spatiale de la densité de charge électrique :

$$\rho(r) = \frac{e}{(2\pi)^3} \int G_E(q^2) e^{iqr} d^3q$$

et pour $G_E = 1$, on retrouve la distribution de charge d'une particule ponctuelle

$$\rho(r) = e\delta(r).$$

De la même manière, le facteur de forme $G_M(q^2)$ sera relié à la densité de moment magnétique, telle que

$$\mu(r) = \frac{e}{2M_p} \int G_M(q^2) e^{iqr} d^3q$$

Le facteur de forme électrique G_E correspondra à la polarisation longitudinale du photon virtuel dans l'approximation OPE, G_M correspondant à sa polarisation transverse.

Il convient alors, pour l'étude de l'interaction électron-proton, de distinguer deux cas, liés par la symétrie de croisement :

1) La diffusion purement élastique $e^-p \rightarrow e^-p$ (figure III.9a)

Dans ce cas, il n'y a qu'un transfert d'impulsion, le quadrimoment transféré sera du genre espace et on aura

$$q^2 = 2P_1 P_2 (1 - \cos\theta) \geq 0$$

et dans ce cas, les facteurs de forme G_E et G_M correspondront effectivement, dans ce référentiel aux transformées de Fourier des densités de charge électrique et de moment magnétique, avec la normalisation

$$G_E(0) = e = 1$$

$$G_M(0) = \mu = 2.79 \text{ (en unité } e/2M_p \text{)}.$$

2) La réaction d'annihilation $p\bar{p} \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$) (figure III.9b)

On observera ici un transfert d'énergie, q^2 sera donc du genre temps ($q^2 < 0$). Dans ces conditions, l'interprétation physique des facteurs de forme est moins évidente. La mesure de ces facteurs dans cette région apporte en fait des informations sur le couplage $p\bar{p}$, en particulier sur les structures résonnantes liées au système proton-antiproton.

L'étude des facteurs de forme du proton s'est effectuée jusqu'à présent essentiellement dans le cadre du modèle à dominance de mésons vectoriels (VDM)^(3.6). Sans entrer dans le détail, on peut dire que ce modèle repose sur la décomposition de l'amplitude du photon virtuel en ses composantes hadroniques, en particulier par le couplage du photon avec les mésons vectoriels 1^{--} (figure III.10). D'un autre côté, depuis quelques années, une tentative a été faite pour déterminer le comportement asymptotique des facteurs de forme dans le cadre de QCD perturbatif. Cependant l'évaluation explicite de cette dépendance pour les baryons présente de grandes difficultés^(3.7). Moyennant certaines hypothèses, le comportement asymptotique de $G_M(q^2)$ peut se mettre sous la forme :

$$G_M(q^2) \sim \frac{\alpha_s^2(q^2)}{q^4}.$$

On peut noter que dans la région espace ($q^2 \geq 0$), les mesures de la valeur de G_M sont compatibles avec cette prédiction^(3.8) (figure III.11).

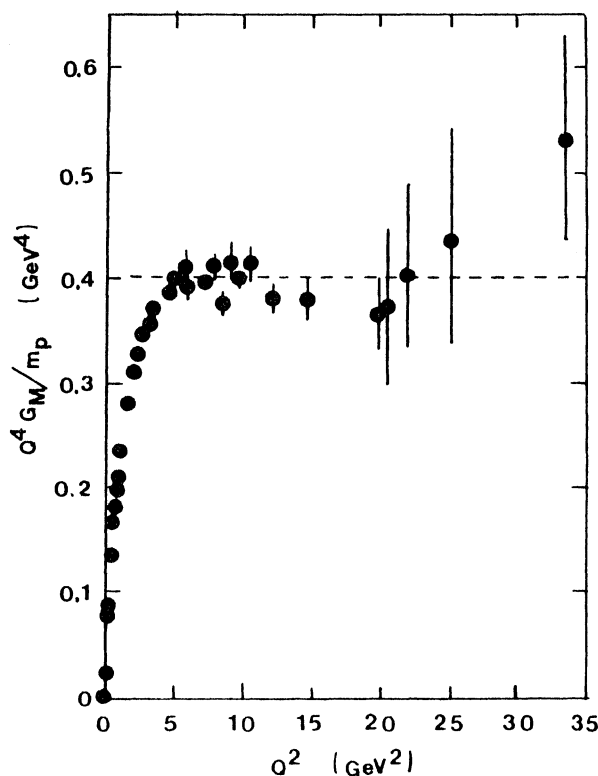


Figure III.11 : Evolution de $|G_M|$ en fonction de q^2/q^2 (référence 3.8)

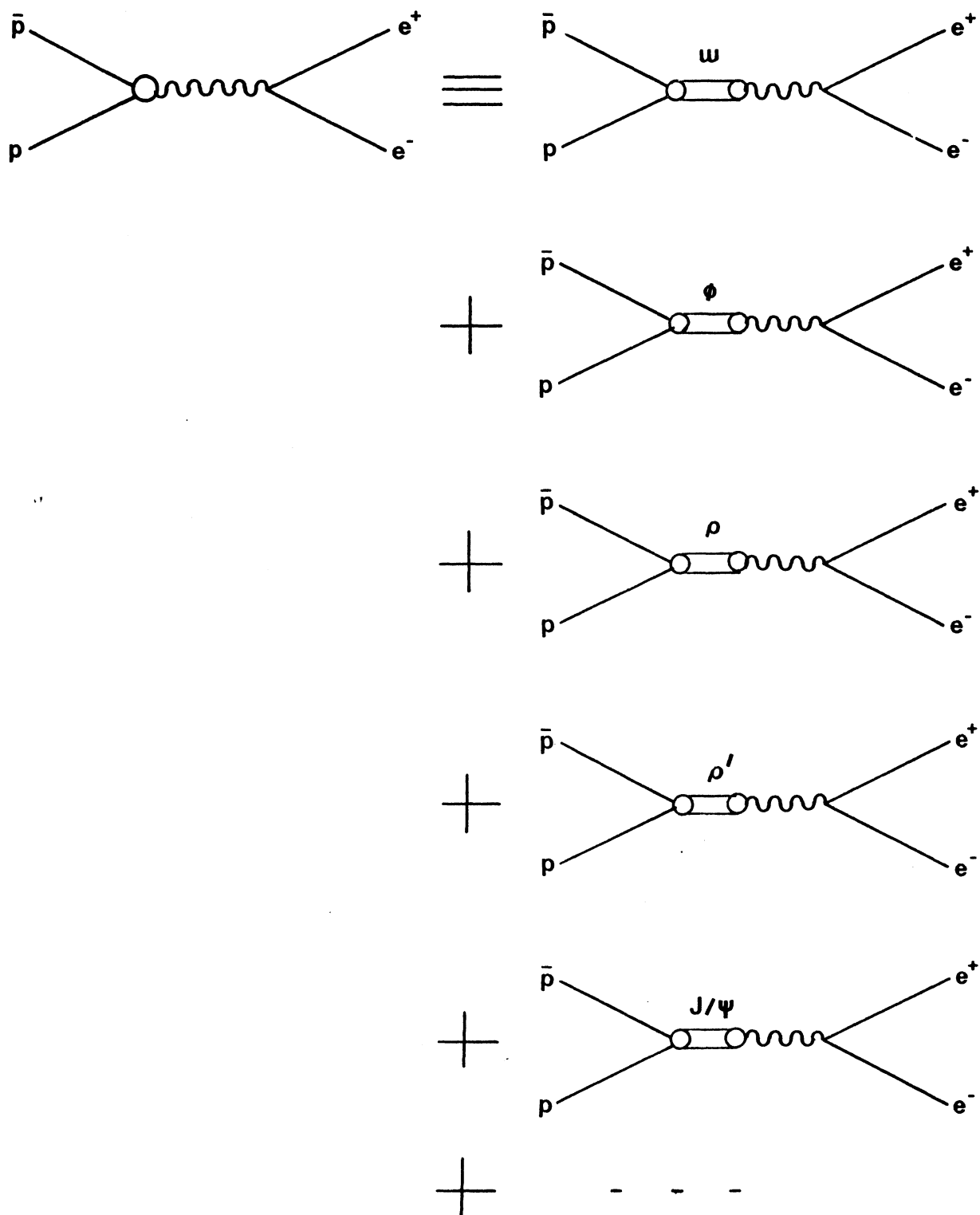


Figure III.10 : Décomposition du facteur de forme dans le cadre du modèle à dominance de mésons vectoriels.

Une autre prédiction de QCD perturbatif concerne la dominance asymptotique de G_M sur G_E . En effet, la conservation de l'hélicité (projection du spin sur l'axe des impulsions), pour $m_c^2/q^2 \rightarrow 0$, où m_c est la masse du quark, donc à grand q^2 , impose la dominance de la partie transverse du photon virtuel^(3.9), donc du facteur de forme magnétique. Cette dernière prédiction peut être examinée, en particulier par la distribution angulaire sous le J/Ψ . En effet, il est vérifié expérimentalement^(3.10) que le couplage $p\bar{p} \leftrightarrow J/\Psi$ est direct, et donc que la formation hadronique du J/Ψ participe au facteur de forme du proton. La dominance de G_M se traduira par une distribution angulaire en $(1 + \cos^2\theta_c)$ par rapport à θ_c angle d'émission dans le centre de masse (voir plus loin).

Deux types d'expériences permettent d'accéder au facteur de forme dans la région temps :

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow p\bar{p} \\ p\bar{p} &\rightarrow e^+e^- \text{ (ou } \mu^+\mu^- \text{)}. \end{aligned}$$

Ces deux réactions sont en fait corrélées à travers le renversement du temps, on aura dans le repère lié au centre de masse :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} (e^+e^- \rightarrow p\bar{p}) = \left| \frac{P_{\bar{p}}}{P_e} \right|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} (p\bar{p} \rightarrow e^+e^-).$$

L'expérience R704 étudie l'annihilation $p\bar{p}$ (figure III.9b). Le quadrimoment transféré sera ici du genre temps, on aura :

$$\begin{aligned} q^2 &= (P_p + P_{\bar{p}})^2 \\ &= (\vec{P}_p + \vec{P}_{\bar{p}})^2 - (E_p + E_{\bar{p}})^2 \\ &= -2M_p(M_p + E_p) < 0 \end{aligned}$$

On peut remarquer que si l'annihilation se produit au repos, $E_{\bar{p}} = M_p$, et donc, le minimum possible de q^2 vaut

$$q^2 = -4M_p^2$$

La partie $-4M_p^2 < q^2 < 0$ correspond à une région non physique, c'est-à-dire non accessible avec un faisceau réel d'antiprotons.

Dans le système du centre de masse, la section efficace d'annihilation reliée aux modules des facteurs de forme peut se mettre sous la forme explicitée par Zichichi et Berman^(3.11)

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_c} = \frac{\pi}{8} \frac{\alpha^2}{EP} \left[|F_1 + F_2|^2 (1 + \cos^2\theta_c) + \left| \frac{M_p}{E} F_1 + \frac{E}{M_p} F_2 \right|^2 \sin^2\theta_c \right]$$

où θ_c = angle entre l'électron et l'antiproton dans le CDM

E = énergie de l'antiproton dans le CDM

P = impulsion de l'antiproton dans le CDM

en introduisant la formulation de Sachs

$$\begin{aligned} G_E = F_1 - \frac{q^2}{4M_p^2} F_2 & \quad \Rightarrow \quad F_1 = \frac{4M_p^2 G_E + q^2 G_M}{4M_p^2 + q^2} \\ G_M = F_1 + F_2 & \quad F_2 = \frac{4M_p^2 G_M - 4M_p^2 G_E}{4M_p^2 + q^2} \end{aligned}$$

$$\text{et } q^2 = -s = 4E$$

il vient

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_c} = \frac{\pi}{8} \frac{\alpha^2}{EP} \left[|G_M|^2 (1 + \cos^2\theta_c) + \frac{4M_p^2}{s} |G_E|^2 \sin^2\theta_c \right]$$

5.2 DISTRIBUTION ANGULAIRE DE LA REACTION $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$

On peut considérer que la section efficace correspondant au processus étudié peut se mettre sous la forme :

$$\sigma(E, \Omega) = \sigma(E) \cdot f(\Omega)$$

où $\sigma(E)$ est représentée par une distribution de Breit et Wigner

$f(\Omega)$ représente la distribution angulaire (inconnue).

On a pour le nombre d'événements observés (voir plus haut)

$$N = \epsilon \int_{\infty}^{\infty} \sigma(P) \mathcal{L}(P) dP$$

où ϵ représente l'efficacité globale, que l'on peut expliciter sous la forme

$$\epsilon = \epsilon_T \int_{\Omega_0} f(\theta_c, \varphi_c) \cdot G(\theta_c, \varphi_c) \cdot d\Omega$$

avec ϵ_T : efficacité de détection indépendante de l'acceptance géométrique (i.e. sur le niveau du déclenchement, l'analyse...)

$f(\theta_c, \varphi_c)$: fonction représentant la distribution angulaire dans le centre de masse de la réaction

$G(\theta_c, \varphi_c)$: acceptance géométrique corrigée des inefficacités

Ω_0 : angle solide utile couvert par les détecteurs.

On aura donc

$$N = \epsilon_T \int_{\Omega_0} f(\theta_c, \varphi_c) \cdot G(\theta_c, \varphi_c) d\Omega \int_{\infty}^{\infty} \sigma(P) \mathcal{L}_i(P) dP$$

Ainsi qu'on l'a vu plus haut, on a décomposé les périodes concernant l'étude du J/ψ en "points de mesure" (191 au total), pour lesquels on connaît la luminosité intégrée $\mathcal{L}_i$, les paramètres du faisceau (P_{pi} , σ_{+i} , σ_{-i}) et le nombre d'événements observés n_i . Pour chacun de ces points, on peut donc écrire :

$$n_i = \epsilon_{Ti} \int_{\Omega_0} f(\theta_c, \varphi_c) G_i(\theta_c, \varphi_c) d\Omega \int_{\infty}^{\infty} \sigma(P) \mathcal{L}_i(P) dP$$

Il reste à étudier le comportement de $G_i(\theta_c, \varphi_c)$. En fait, par l'étude des différents moyens de contrôle à disposition (échelles de comptage, étude des efficacités), on est capable de connaître les fonctions $G_i(\theta_c, \varphi_c)$ point par point. On considèrera donc l'étude de la distribution angulaire pour ce cas. A des valeurs de θ_c et φ_c données, soient θ_{ca} , φ_{ca} et pour chaque point de mesure i , on aura

$$n_i(\theta_{ca}, \varphi_{ca}) = F_i \cdot G_i(\theta_{ca}, \varphi_{ca}) \cdot f(\theta_{ca}, \varphi_{ca})$$

où $F_i = \varepsilon_{Ti} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(P) \cdot \mathcal{L}_i(P) dP$

De cette façon, pour l'ensemble des 191 points de mesure représentant l'ensemble des données accumulées sous le J/ψ , on aura

$$N(\theta_{ca}, \varphi_{ca}) = \sum_{i=1}^{191} n_i(\theta_{ca}, \varphi_{ca}) = \sum_{i=1}^{191} F_i \cdot f(\theta_{ca}, \varphi_{ca}) \cdot G_i(\theta_{ca}, \varphi_{ca})$$

et donc, pour chaque valeur $(\theta_{ca}, \varphi_{ca})$, on aura

$$f(\theta_{ca}, \varphi_{ca}) = \frac{\sum_i n_i(\theta_{ca}, \varphi_{ca})}{\sum F_i \cdot A_i(\theta_{ca}, \varphi_{ca})}$$

On ne reviendra pas sur la forme de la fonction $F_i = \int \sigma(P) \cdot \mathcal{L}_i(P) dp$ explicitée lors de la mesure de la masse du J/ψ , pour cette fonction, dépendante de E_R (masse de la résonance) on prendra pour E_R la valeur indiquée par la méthode du maximum de vraisemblance, soit $3096.95 \text{ MeV}/c^2$.

Pour les valeurs attribuées à G_i , on va tenir compte

- 1) des pertes d'acceptance étudiées période par période sur les hodoscopes de déclenchement ;
- 2) de l'efficacité angulaire des Cherenkov en φ , pour laquelle on va considérer l'ensemble des événements pour lesquels on a détecté une seule gerbe par bras, en supposant leur distribution isotrope en φ (figure III.12) ;

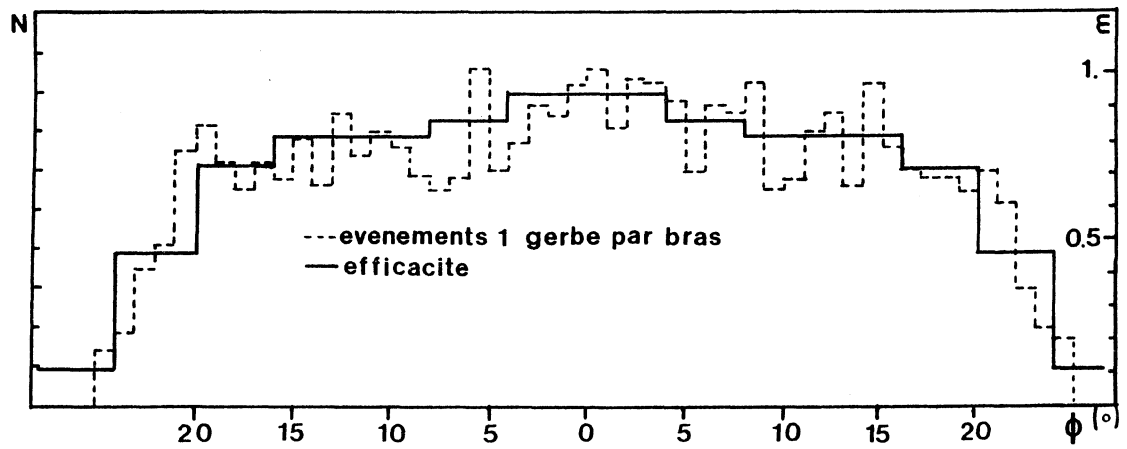


Figure III.12 : Efficacité angulaire des Cherenkov par rapport à ϕ .

- 3) de l'efficacité angulaire de Cherenkov en θ . Dans ce cas, on se servira de l'étude faite par Monte-Carlo, en moyennant par les points de mesure obtenus sur faisceau test (figure III.13) ;

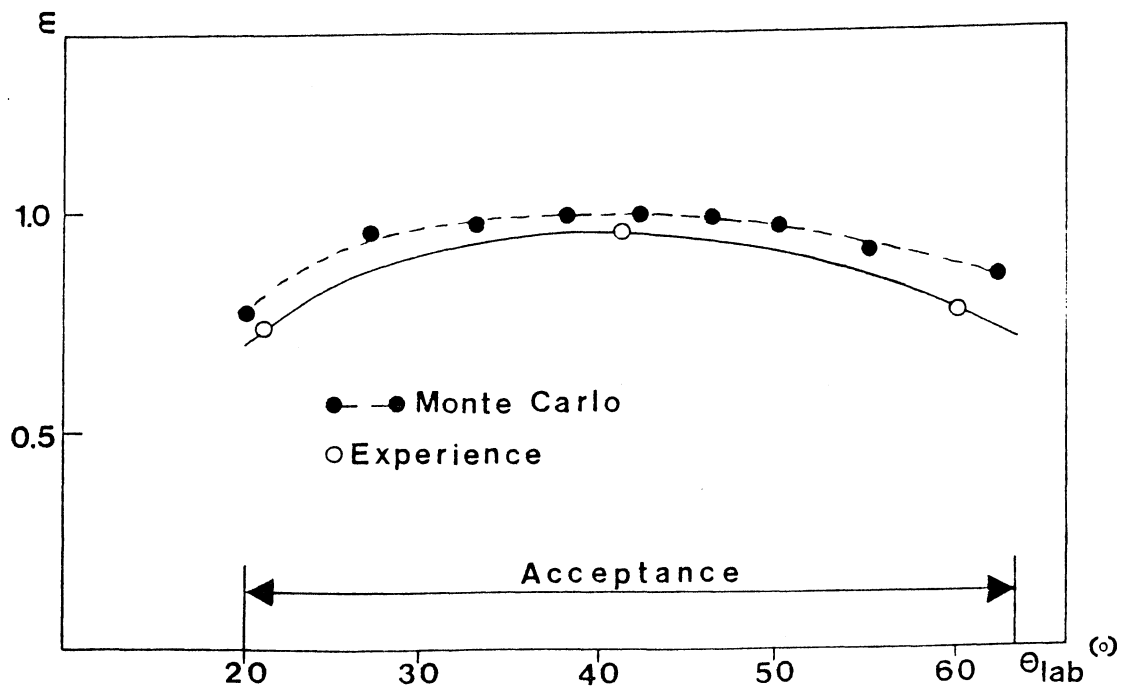


Figure III.13 : Efficacité angulaire des Cherenkov par rapport à θ .

- 4) de l'acceptance géométrique globale, fournie par les résultats des mesures effectuées in-situ sur les positions des détecteurs (figure III.14).

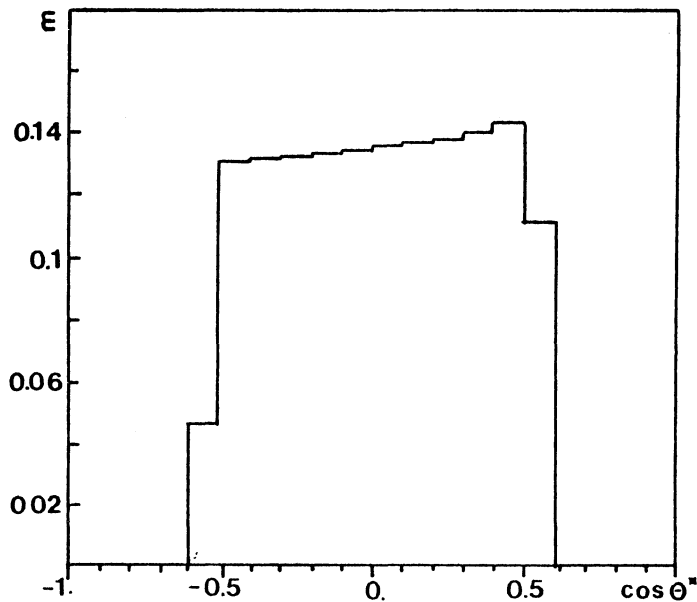


Figure III.14 : Acceptance géométrique globale par rapport à $\cos \theta_c$.

La figure III.15 montre le résultat obtenu sur la distribution angulaire de la réaction $p\bar{p} \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$ par rapport à l'angle θ_c (centre de masse), compte tenu des corrections évoquées plus haut. On remarquera que dans un but de cohérence, on n'a faite cette étude que sur les 182 événements mis en évidence par la chaîne d'analyse prenant en compte les chambres analogiques.

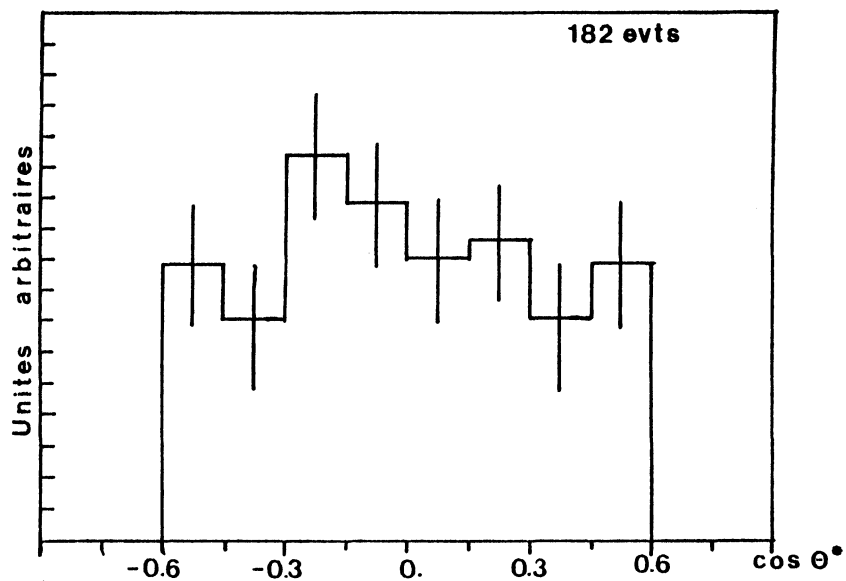


Figure III.15 : Distribution angulaire de la réaction

Compte tenu du relativement faible nombre d'événements, on observe sur la figure III.15 une assez bonne symétrie par rapport à 90° centre de masse, symétrie normale dans le cas de l'expérience R704 où l'on ne distingue pas l'électron du positron.

L'allure de la distribution angulaire ne permet pas d'évaluer de dépendance claire par rapport à $\cos\theta_c$. Ceci est dû essentiellement à la limitation de l'angle solide couvert par l'expérience (sous le J/ψ on a $-0.57 \leq \cos\theta_c \leq 0.57$) qui oblige à observer une région où la séparation entre $(1 + \cos^2\theta_c)$ et $\sin^2\theta_c$ n'est pas bien définie.

On peut néanmoins comparer les données de R704 à celles d'autres expériences (figure III.16). Dans ce cas, on constate une relativement bonne compatibilité entre les différentes méthodes. Mais à cause de la faible statistique de l'expérience R704, on s'abstiendra de toute conclusion prématurée quant à une dépendance en $(1 + \cos^2\theta_c)$ - observée par l'expérience Mark II - dans les résultats fournis par l'expérience R704.

L'expérience Mark II^(3.12), en étudiant 1420 événements du type $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow p\bar{p}$, a observé une dépendance angulaire de la forme $1 + a \cdot \cos^2\theta_c$, avec $a = 0.68 \pm 0.21$ compatible avec $1 + \cos^2\theta_c$, donc selon $|G_M|$ dominant. Se fondant sur ce résultat, on traitera l'étude des facteurs de forme du proton dans l'approximation asymptotique $|G_E| = 0$.

5.3 VALEUR DU FACTEUR DE FORME MAGNETIQUE DU PROTON

Dans l'approximation $|G_E| = 0$, on aura :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_c} = \frac{\pi}{8} \frac{\alpha^2}{E_c \cdot P_c} |G_M|^2 (1 + \cos^2\theta_c)$$

où E_c : énergie
 P_c : impulsion } des antiprotons dans le centre de masse.

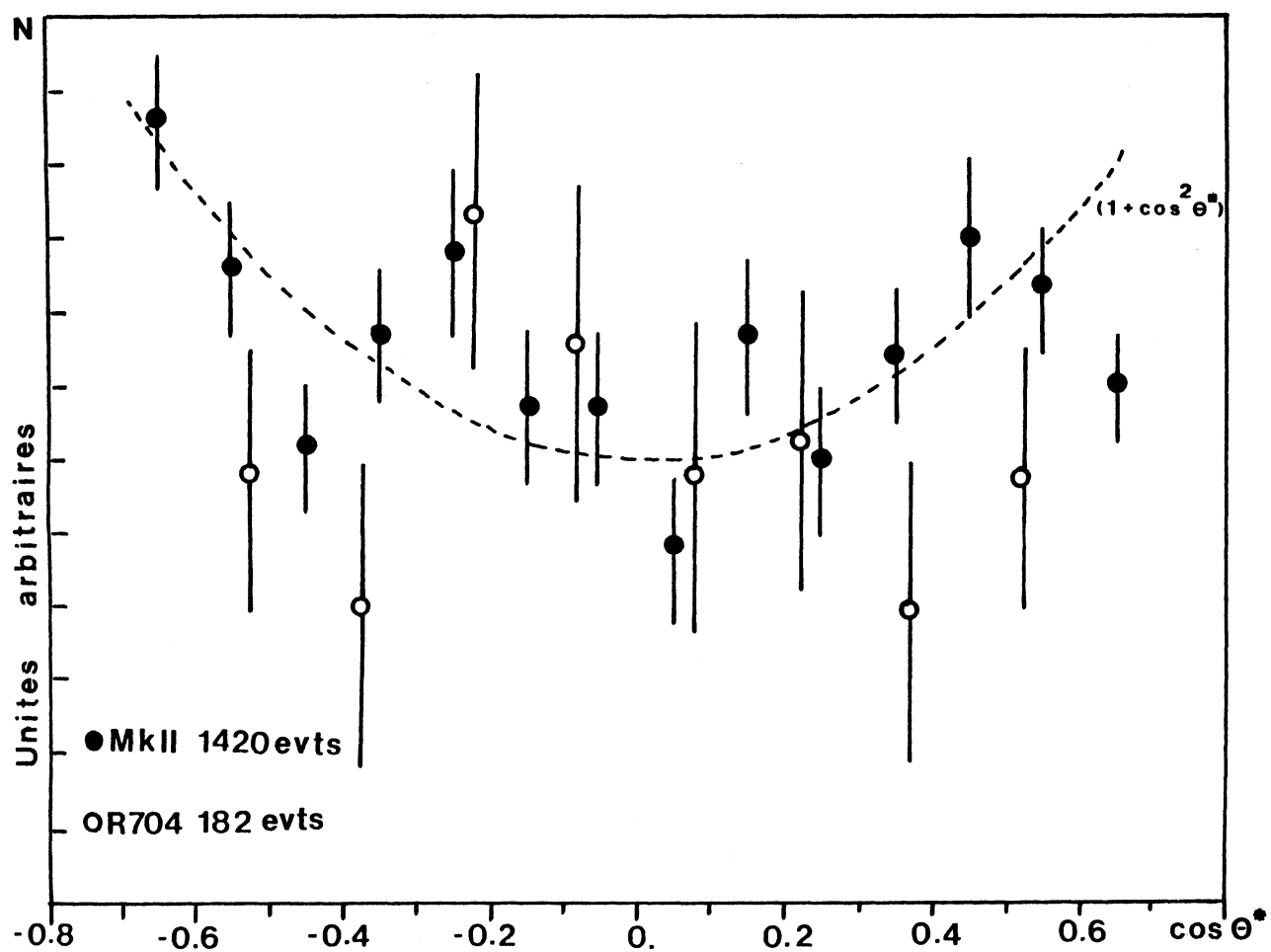


Figure III.16 : Comparaison des données de Mark II^(3.12) et R704.

En intégrant sur la totalité de l'angle solide couvert par les détecteurs (variable avec l'énergie), il vient

$$\begin{aligned}\sigma_I &= \int_a^b \frac{\pi}{8} \frac{\alpha^2}{E_C P_C} |G_M|^2 (1 + \cos^2 \theta_C) d(\cos \theta_C) \\ &= A \cdot \frac{\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{E_C P_C} |G_M|^2 \quad \text{où } A \text{ varie selon } E_C.\end{aligned}$$

En introduisant

$$\begin{aligned}E_C &= \frac{\sqrt{s}}{2} \\ P_C &= \frac{P \cdot M_p}{\sqrt{s}}\end{aligned}$$

on aura

$$\sigma_I = \frac{2\pi}{3} \cdot A \cdot \frac{\alpha^2}{P \cdot M_p} \cdot |G_M|^2$$

où P : impulsion des antiprotons dans le lab,

ou encore

$$|G_M| = \left[\frac{3\sigma_I \cdot P \cdot M_p \cdot N}{2\pi\alpha^2} \right]^{1/2}$$

D'autre part, en se fondant sur N, le nombre d'événements observés pour une luminosité intégrée $\mathcal{L}$, on peut poser :

$$\sigma_I = \frac{N}{\epsilon \cdot \mathcal{L}}$$

où ϵ = efficacité globale décrite précédemment.

Dans ces conditions, on obtient :

$$|G_M| = \left[\frac{3 \cdot P \cdot M_p \cdot N}{A \cdot \epsilon \cdot \mathcal{L} \cdot \alpha^2 \cdot 2\pi} \right]^{1/2}$$

avec $\alpha^2 = \frac{e^2}{h^2 c^2} = 20.735$ (compatible avec GeV, nb)

et donc

$$|G_M| = \left[0.023 \cdot \frac{N \cdot P}{A \cdot \mathcal{L}} \right]^{1/2}$$

1) Facteur de forme dans la région en énergie du η_c :

L'examen des 657 nb^{-1} accumulés à $\sqrt{s} = 2.98 \text{ GeV}$ n'a permis de mettre en évidence aucun événement exclusif du type $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$. On donnera donc une valeur limite supérieure du facteur de forme $|G_M|$ à 90 % de confiance :

$$\sqrt{s} = 2.98 \text{ GeV}$$

$$q^2 = -8.88 (\text{GeV}/c)^2$$

$$N \leq 2.30 \text{ (limite supérieure pour 0 à 90 \% C.L.)}$$

$$= 657 \text{ nb}^{-1}$$

$$A = 0.11$$

donc

$$|G_M| \leq 0.052 \text{ à } q^2 = -8.88 (\text{GeV}/c)^2$$

2) Facteur de forme dans la région des χ_1, χ_2 :

On a regroupé pour cette estimation les données accumulées à $\sqrt{s} = 3.50, 3.52$ et 3.55 GeV , soient 2276 nb^{-1} . Dans ce lot d'événements, les différents programmes d'analyse ont isolé 1 événement pouvant correspondre à la réaction recherchée. Il convient toutefois de noter que cet événement est également compatible avec le processus $\chi_{1,2} \rightarrow e^+e^-\gamma$, où le photon, de très faible énergie, serait hors de l'acceptance des détecteurs et des compteurs de garde. Bien qu'il existe une forte présomption pour identifier cet événement comme étant un χ , on le conservera néanmoins pour donner une estimation de la limite supérieure de $|G_M|$. Dans ces conditions :

$$\sqrt{s} = 3.52 \text{ GeV}$$

$$q^2 = -12.4 (\text{GeV}/c)^2$$

$$N \leq 3.89 \text{ (limite pour 1 à 90 \% C.L.)}$$

$$= 2276 \text{ nb}^{-1}$$

$$A = 0.12$$

et

$$|G_M| \leq 0.043 \text{ à } q^2 = -12.42 (\text{GeV}/c)^2$$

La figure III.17 reflète la connaissance actuelle du facteur de forme magnétique dans les régions du genre espace et temps. Avec les nouvelles limites à grand q^2 données par l'expérience R704, on remarquera que l'ensemble des points expérimentaux est en accord avec une dépendance en $1/q^4$ évoquée plus haut. En guise de conclusion, il convient également d'insister sur le fait que l'expérience R704 s'est déroulée sur un temps très court, ce qui a permis néanmoins d'obtenir de nouvelles limites pour le facteur de forme. De la sorte, une expérience du type de R704, avec une haute luminosité instantanée, représenterait un moyen d'étude prometteur pour l'évaluation comparée des facteurs de forme magnétique et électrique dans la région temps.

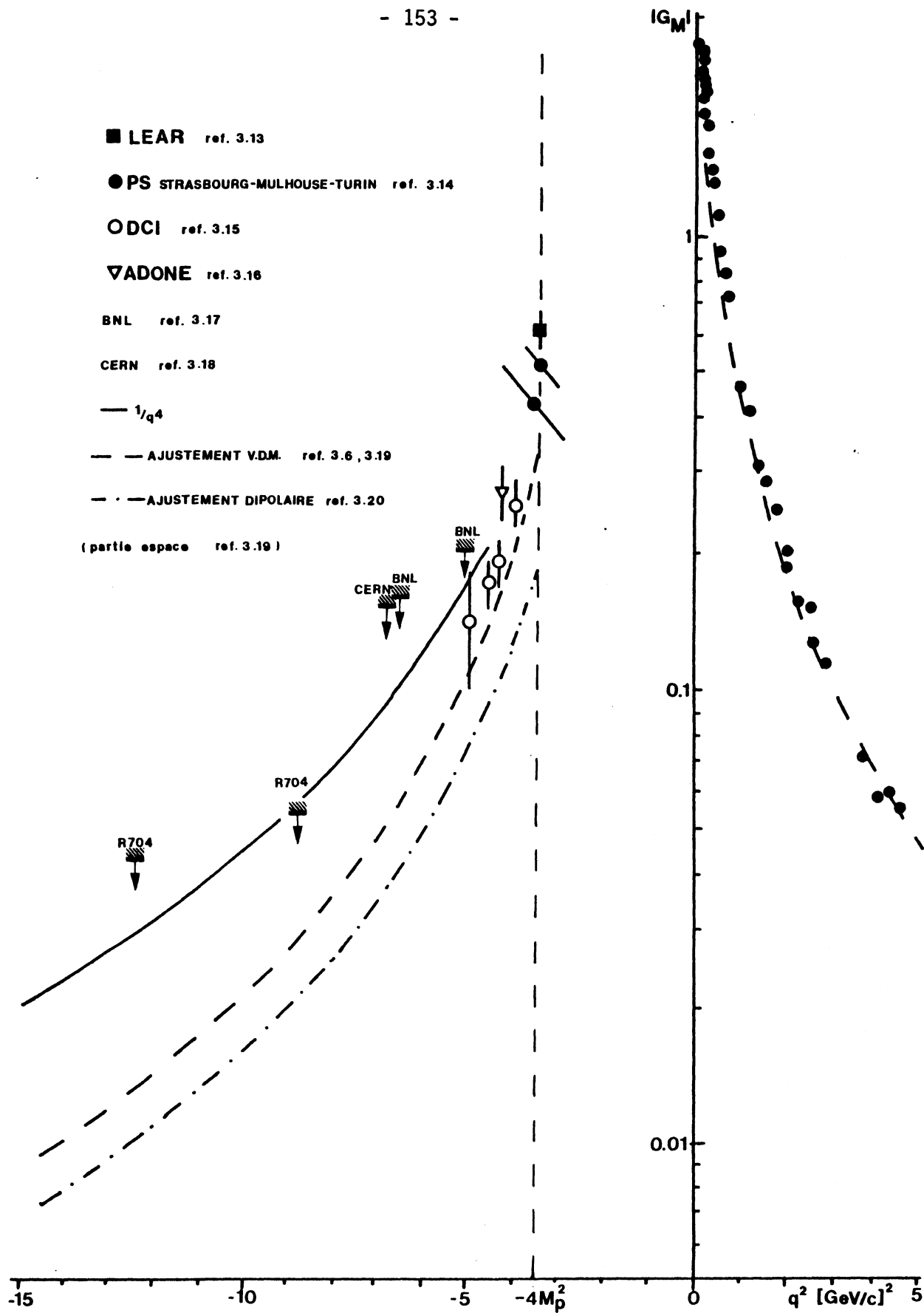


Figure III.17 : Facteur de forme magnétique du proton

C O N C L U S I O N

L'expérience R704, qui représente une nouvelle méthode de spectroscopie des états liés $q\bar{q}$, a permis, pour la première fois, l'observation de la formation directe du J/ψ dans l'annihilation proton-antiproton.

Deux points étaient cruciaux pour le succès de cette expérience : les délicates opérations de transfert de particules entre le AA et les ISR, les manipulations de ce faisceau dans les ISR non conçus pour une telle utilisation, ainsi que l'utilisation d'une cible à jet gazeux dans une enceinte à vide poussé. Grâce à l'étroite collaboration entre les ingénieurs des ISR et le groupe R704 proprement dit, on a pu dans un temps très bref mettre en évidence un lot d'événements J/ψ avec lequel on a établi les points suivants :

- un très faible taux de bruit de fond
- une estimation de la masse permettant de démontrer l'excellence de la méthode et testant avec succès la reproductibilité et la calibration absolue des ISR.

En outre, ce lot constitue une banque de données d'événements permettant de tester les différentes méthodes d'analyse des événements $e^+e^-\gamma$.

L'expérience R704 a néanmoins connu deux limitations majeures : le relativement faible nombre d'antiprotons disponibles, réduisant d'un facteur 10 la luminosité escomptée, et la fermeture définitive des ISR interrompant la seule expérience capable de mettre en évidence l'état 1P_1 du charmonium.

Malgré un temps de fonctionnement réduit (de l'ordre de 40 jours de faisceau utile), cette expérience a pu poser des limites pour le facteur de forme magnétique du proton à des valeurs de transfert permettant de tester les modèles dans leur dépendance asymptotique.

Expérience pionnière tant du point de vue de la méthode que des résultats obtenus, il reste à souhaiter que l'expérience R704 puisse connaître une seconde génération, et ceci si possible en Europe^(1, 2). Mais ceci est une autre histoire ...

(1) "A proposal to investigate the formation of charmonium states using the pbar accumulator ring" - Fermilab proposal 760 (1985)

(2) M. Poulet, "Plaidoyer for a Charmonium spectroscopy at Super-Lear", LEAR Workshop, Tignes (1985)

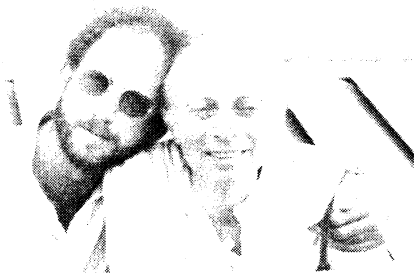
R E F E R E N C E S

- 1.1 J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404, (1974)
- 1.2 J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1406, (1974)
- 1.3 J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1453, (1974)
- 1.4 K. Berkelman et al., Phys. Lett. 57B, 407, (1975)
- 1.5 T. Himel et al., Phys. Rev. Lett. 45, 1146, (1980)
T. Himel P.H.D. Thesis SLAC-223 (1979)
R. Partidge et al., Phys. Rev. Lett. 45, 1150, (1980)
- 1.6 C. Edwards et al., Phys. Rev. Lett. 48, 70, (1982)
- 1.7 R.M. Baltrusaitis et al., SLAC-PUB 3283, (1984)
- 1.8 Voir, par exemple, E. de Rafael "QCD as a theoretical framework of the
Hadronics interactions" Cours de l'Ecole de Gif (1978)
- 1.9 R.D. Roberts, CERN-TH, 3024, (1981)
- 1.10 D.J. Olivier, LPTHE 84.1, (1984)
- 1.11 J.D. Bjorken, SLAC-PUB 2372, (1979)
- 1.12 T. Appelquist et al., Annual Rev. Part. Sci., 28, (1978)
- 1.13 J.D. Bjorken, SLAC-PUB 1756, (1976)
- 1.14 A. Ore et J.D. Powell, Phys. Rev. 75, 1696, (1949)
- 1.15 T. Appelquist et H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 34, 43, (1975)
- 1.16 B.H. Wiik et G. Wolf, "Electron-Positron Interactions", Springer Tracts,
Vol. 86, (1979)
- 1.17 E. Eichten et al., Phys. Rev. Lett. 34, 369, (1975)
- 1.18 G. Bahnot et S. Rudaz, Phys. Lett. 78B, 119, (1978)
- 1.19 C. Quigg et J.L. Rosner, Phys. Lett. 71B, 153, (1977)
- 1.20 A. Martin, Phys. Lett. 100B, 511, (1981)
- 1.21 J.E. Gaiser P.H.D. Thesis, SLAC 255, (1982)

- 2.1 K. Johnsen et Carole Jacob, CERN AR/Int. SG/62-11 (1962)
- 2.2 G. Carron et al., Phys. Lett. 77B, 353, (1978)
- 2.3 R. Billinge et M.J. Crowley-Mailling "IEEE Transactions on Nuclear Science",
Vol. 3, 2974, (1979)
- 2.4 H. Bruck, "Accélérateurs circulaires de particules" (1966)
- 2.5 C. Baglin, Cours de DEA, Université de Grenoble
- 2.6 E.J.N. Wilson, "Proton Synchrotron Accelerator Theory", CERN 77-07, (1977)

- 2.7 S. Van der Meer, IEEE Transactions on Nuclear Sc., Vol. 3, 1994, (1981)
- 2.8 D. Möhl et al., "Physics and Technics of stochastic cooling", CERN/PS/AA 79-23 (1979)
- 2.9 F. Sacherer, "Stochastic cooling Theory", CERN/ISR/TH 78-11, (1978)
- 2.10 H.G. Hereward, "Statistical phenomena", CERN 77-13
- 2.11 G. Carron et al., CERN/ISR/RF 77-17 (1977)
- 2.12 E. Peschardt et M. Studer, CERN/LEP/ISR-RF 83-05 (1983)
- 2.13 S. Baird "ISP Operations at 3.5 GeV/c" (Preliminaire) (1984)
- 2.14 K.N. Henrichsen et M.J. De jonge, CERN/ISR/RF/MA 74-21 (1974)
- 2.15 E. Ciapala et al., CERN/ISR/OP 77-13 (1973)
- 2.16 G. Guignard "Selection of formulae concerning Proton Storage Rings", CERN 77-10 (1977)
- 2.17 J. Gervaise, "Positionning of the CERN ISR. The geodetic approach", CERN 70-18 (1970)
- 2.18 S. Baird ISR performance Report, 15 sept. 1983, CERN/ISR/OP (1983)
- 2.19 S. Baird, Communication privée
- 2.20 I.F. Silvera et F. Tomassini, Phys. Rev. Lett. 37, 136, (1976)
V. Bartenev et al., Phys. Rev. Lett. 31, 1088, 1367, (1973)
- 2.21 M. Macri in CERN Accelerator School, CERN 84-15, (1984)
- 2.22 O. Hagen, Surface Science 106, 101, (1981)
- 2.23 A. Kantrowicz et J. Grey, Rev. of Scient. Inst. 22, 328, (1950)
- 2.24 W. Obert in Symposium on rarified gas dynamics - Cannes (1978)
- 2.25 U. Valbusa, Communication privée
- 2.26 M. Tij, "Etude et mise au point d'un calorimètre électromagnétique pour l'étude des états du charmonium produits dans l'annihilation $p\bar{p}$ aux ISR du CERN", Thèse de 3ème Cycle (1983), LYCEN 8344 Lyon
- 2.27 A. Breski et al., NIM, 143, 29, (1977)
Z. Dimcovski et al., NIM, 156, 123, (1978)
G. Charpak et al., CERN EP/79-90 (1979)
- 2.28 B. Stugu, "The setting-up of an experiment to study charmonium states at CERN's Intersecting Storage Rings", Thèse (1983)
- 2.29 Jean Fay, Thèse de doctorat d'Etat (à paraître), Lyon (1985)
- 2.30 N. Dayyoub, "Mesure de la luminosité dans l'expérience Charmonium $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}$ ", Thèse de 3ème Cycle (1983), Lyon 83-48
- 2.31 A. Bussiére de Nercy, Communication privée
- 2.32 C. Morch, "Utilisation d'un microprocesseur Super Caviar pour la surveillance de paramètres essentiels dans une expérience de physique des particules", LAPP-EXP-84-07 (1984)

- 3.1 N. Pastrone, "Formazione di stati di Charmonio nell'interazione antiprotone-protone", Thèse (1984)
- 3.2 B. Escoubès, Rapport Interne Coll. R704 (1983)
- 3.3 Particle Data Book (1984)
- 3.4 A.A. Zholentz et al., Phys. Lett. 96B, 214, (1980)
- 3.5 S. Jacquey, "Détermination des facteurs de forme du proton au seuil de la région temps", Thèse de doctorat (1979)
- 3.6 S. Blatnick et N. Zovko, Acta Physica Austriaca 39, 62, (1974)
- 3.7 D.H. Mueller, Physics Reports 73 (1981)
- 3.8 W.B. Atwood, SLAC-PUB 2428 (1979)
- 3.9 S.J. Brodsky et G.P. Lepage, Phys. Rev. D24, 2848, (1981)
- 3.10 J.G. Körner et M. Kuroda "e⁺e⁻ annihilation in baryon-antibaryon pairs" (1981)
- 3.11 A. Zichichi et S.M. Berman, Nuovo Cimento XXIV.1, 1374, (1962)
- 3.12 R.W. Eaton et al., Phys. Rev. D29, 804, (1984)
- 3.13 LEAR Workshop, Tignes (1985)
- 3.14 G. Bassompierre et al., Phys. Lett. 68B, 477, (1977)
G. Bassompierre et al., Nuovo Cimento 73A, 347, (1983)
- 3.15 D. Bisello et al., Nucl. Phys. B224, 379, (1983)
- 3.16 M. Castellano et al., Nuovo Cimento 14A, 1, (1973)
- 3.17 D.L. Hartill et al., Phys. Rev. 184, 1415, (1969)
- 3.18 P. Conversi et al., Nuovo Cimento 40, 690, (1965)
- 3.19 N. Zovko Fortschritt des Physik 23, 185, (1975)
- 3.20 P.F. Dalpiaz, LEAR Workshop, Erice, (1982)



Claude
Broll

Maurice
Poulet



Jean
Fay



Rosanna
Cester



Gabriel
Bassompierre



Marco
Severi



Alberto
Santroni



Jean-Claude
Brient



Arne
Lundby



Mario
Macri



Giovanni
Borreani



Bruno
Escoubes



Jean-Pierre
Burq



Michel
Chemarin



Nadia
Pastrone



Lars
Bugge



Alberto
Buzzo



André
Bussiére



Simon
Baird



Laura
Petrillo



Flavio
Marchetto



Maria-Grazia
Pia



Jean-Paul
Guillaud



Christian
Baglin



Bjarne
Stugu



Ferdinand
Dalla-Santa

Tous n'y sont pas, il y avait encore

Bernard
Mouellic

Kim
Kirsebom

Bernard
Ille

Sissi
Rinaudo

Ezzio
Menichetti

Torleiv
Buran

Lars
Leistam

Sergio
Ferroni

Michel
Chevallier

Valerio
Gracco

Michel
Chevallier

Geir
Skjevling

Michel
Lambert

Ugo
Valbusa

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

Normalement, à la fin d'une thèse, le lecteur cherche une ou plusieurs pages de remerciements chaleureux et délicieusement tournés à la gloire d'un certain nombre de personnes que le nouveau docteur tient à honorer (?)

Point de cela ici. Plutôt que de consacrer un nouveau chapitre à cette littérature sirupeuse, je pense que tous ceux ou celles qui, de près ou de loin, ont contribué à ce travail et à ma vie depuis quelques années savent en quelle amitié je les tiens...

MERCI A TOUS

P.S. : Et merci à Michel Hauger aussi (entre nous).