

THESE

CRN/HE 82-03

presentee

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

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE SPECIALITE
Physique Nucleaire et Corpusculaire**

Daniel BLOCH

**ETUDE ET MISE AU POINT D'UN CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE
A RESOLUTION SPATIALE ELEVEE, POUR L'EXPERIENCE DE PHOTOPRODUCTION NA 14**

Soutenue le 12 Mai 1982 devant la Commission d'Examen

MM. P.CHEVALLIER

M.PATY

M.SCHAEFFER

D.TREILLE

B.D'ALMAGNE

President

Examineurs

Soutenu le 19 Mai 1982 devant la Commission d'Examens

Président

Examinateurs

MM. POHEVALIER

M. PATY

M. SCHAEFFER

E. TREILLÉ

R. D'AMAGNE

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE CNRS ET INSERM

Président	Professeur	F.MARCOUX
Vice-Présidents	Professeur	Ph.ROPARTZ
	Professeur	H.DURANTON
Présidents honoraires	Professeurs	G.OURISSON - P.KARLI
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales	: Directeur	Marc DORNER
U.E.R. des Sciences Biomédicales	: Directeur	André KIRN

Doyens honoraires : J.CALLOT - J.CLAVERT - Fr.ISCH.

Professeurs honoraires : A.BASSET - J.BENOIT - J.CALLOT - J.CLAVERT - E.FORSTER - G.GREINER - Ch.GROS - A.JUNG - P.MANDEL - H.METZGER - P.MULLER - A.ROHMER - F.SCHMID - E.SCHNEEGANS - J.SEROR - J.STAHL - J.VEDRINE - P.VINTEMBERGER - J.WARTER - G.WINCKLER.

Professeurs :

M.ADLOFF N.APROSIO C.ARON L.ASCH A.BATZENSCHLAGER P.BEYER P.BLOCH R.BLOCH R.BOCKEL C.BOLLACK A.BRINI A.BRONNER F.BUCHHEIT P.BUCK G.BURGHARD P.CHAMBRON J.CHAMBRON M.CHAMPY A.CHAUMONT M.COLLARD C.CONRAUX P.DELLENBACH M.DORNER R.EBTINGER M.FABRE L.FINCKER R.GANDAR P.GAUTHIER-LAFAYE	Chirurgie générale Anatomie et Organogénèse Histologie Rhumatologie Anatomie Pathologique Clin. de Pédiatrie et Puériculture Radiologie Pharmacologie Hépatologie, Gastro-entérologie Urologie Ophtalmologie Clin. Ophtalmologique Neurochirurgie Clin. Chirurgicale des Enfants Clin. et Prophylaxie de la Tuberc. Biochimie Physiologie biologique Stomatologie Médecine légale et Méd.Sociale Neurologie Oto-Rhino-Laryngologie Gynécol. et Obstétrique Clin. Médicale B Psychiatrie infantile Histologie Clin. Médicale B Clin.Gynécol.et Obstétricale Anesthésiologie	J.GRENIER E.GROSSHANS P.HABEREY J.HERAN L.HOLLENDER J.L.IMBS Fr.ISCH L.ISRAEL H.JAHN J.JUIF Th.KAMMERER P.KARLI F.KELLER I.KEMPF I.KEMPF A.KIRN J.G.KORITKE M.KREMER D.KURTZ G.LANG J.LAVILLAUREIX Y.LEGAL J.M.LEVY J.M.MANTZ F.MARCOUX J.MARESCAUX Ch.MARX S.MAYER	Chirurgie générale Cln.Dermatol.et Syphilitigraphique Physiologie Méd.et Chir.Expérim.et Comparée Chir.Digestive et Générale Pharmacologie Rééducation fonctionnelle Psychiatrie d'Adultes Néphrologie Pédiatrie et Puériculture Clin. Psychiatrique Neurophysiologie Clin.Gynécol.et Obstétricale Radiologie Orthopédie et Traumatologie Pathol.et Clin.Sémiol.Chir. Virologie Anatomie Normale Parasitol.et Pathol.tropicale Neurologie Orthop. et Traumatologie Hygiène Anatomie pathologique Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation Médicale Médecine du Travail Histologie Physiologie Hématologie	J.MEHL G.METHLIN B.METZ R.MINCK G.MORAND E.PHILIPPE (dét.) R.RENAUD P.REVILLE Ph.REYS E.ROEGEL F.ROHMER J.V.RUCH Y.RUMPLER A.SACREZ G.SCHAFF E.SCHVINGT J.SCHWARTZ A.SIBILLY L.SINGER F.STEPHAN D.STORCK G.VINCENDON R.VOEGTLIN A.WACKENHEIM P.WARTER J.P.WEILL D.WILLARD J.P.WITZ	Médecine du Travail Physiologie biologique Physiologie appliquée Bactériol.Virol.Immunol.gén Chirurgie thoracique Anatomie pathologique Gynécologie et Obstétrique Endocrinol.Métabol.et Nutrit. Chir.Gén.-Hôp.L.Pasteur Colmar Pneumologie Phtisiologie Clin. Neurologie Biologie médicale Embryol.et Morphol.expérim Cardiologie Physiologie Clin.Chir.Orthop.et Traun.Adul. Pharmacol.et Méd. Expérim. Clinique Chirurgicale A Psychiatrie d'Adultes Pathol.Gén.et Expérimentale Clinique médicale A Biochimie Thérapeutique Radiologie Radiologie Gastro-Entérol.et Hydrol.Thérap. Pédiatrie, Génétique Médicale Chirurgie thoracique
--	---	--	--	---	--

Professeur associé : G.VAN ALPHEN - Ophtalmologie.

Professeur conventionné : E.WEIL - Toxicologie industrielle.

Maitres de Conférences Agrégés :

S.BABIN P.BAREISS P.BOURJAT C.BRECHENMACHER J.M.BROGARD A.CONSTANTINESCO J.P.DUPEYRON B.EISENMANN J.FILAMENT J.GEISERT J.P.GERHARD P.GERLINGER E.HEID M.IMLER D.JAECK A.JAEGER M.JESEL	Orthopédie et Traumatologie Médecine interne Radiologie Cardiologie Médecine interne Physiologie biologique Anesthésiologie Chirurgie cardio-vasculaire Ophtalmologie Pédiatrie, Génétique médicale Ophtalmologie Embryologie Dermato-vénérologie Médecine interne Chirurgie générale Réanimation médicale Rééducation fonctionnelle	P.KEHR R.KEILING J.KEMPF T.KIEN TRUONG G.KLOTZ F.KUNTZMANN J.M.LANG D.MAITROT J.L.MANDEL J.MARESCAUX J.MARK J.MESSER C.MEYER H.MONTEIL F.OBERLING G.OBERT	Orthopédie et Traumatologie Cancérologie Biochimie Parasitologie Oto-Rhino-Laryngologie Médecine interne Maladies du sang Neurochirurgie Biochimie Chirurgie générale Biochimie Pédiatrie, Génétique médicale Chirurgie générale Bactériologie Hématol. Maladies du sang Bactériologie Virologie	J.C.OTTENI G.PAULI J.RITTER M.ROOS P.SAUVAGE G.SAVA J.P.SCHIEBER G.SCHLAEDER J.L.SCHLIENGER H.SICK C.STOLL J.D.TEMPE J.TONGIO J.P.WALTER J.M.WARTER A.WILK	Anesthésiologie Pneumologie Phtisiologie Gynécol. et Obstétrique Histologie Chirurgie infantile Chirurgie générale Physiologie Gynécologie et Obstétrique Médecine interne Anatomie et Organogénèse Pédiatrie, Génétique médicale Réanimation médicale Radiologie Radiologie Neurologie Stomatologie
--	--	--	---	---	---

Directeur de Recherche : A.PETROVIC* - Physiologie -- M.JACOB* - Biochimie

Maitres de Recherche :

M.GAUTHIERE+ G.GOMBOS+ K.HAFFEN-STENGER+ G.LECLERC+	Thermologie biomédicale Neurochimie Endocrinologie Chimie organique	G.REBEL+ R.RECHENMANN* M.SENSENBRENNER+ J.VELLY+	Neurochimie Biophys.des Rayonnements Neurochimie Pharmacologie	N.VIRMAUX-COLIN+ J.J.VOGT+ A.WAKSMANN+	Neurochimie Thermophysiology Neurochimie
--	--	---	---	--	--

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur **Robert FRANK**

Professeurs :

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

Professeurs de premier grade :

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

Professeurs de deuxième grade :

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

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur **Pierre MÉTAIS**

Doyens honoraires : P.DUQUENOIS — N.HASSELMANN — G.DIRHEIMER.

Professeurs honoraires : P.CORDIER — J.P.EBEL — G.GAZET du CHATELIER — P.JAEGER.

Professeurs :

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

Professeur associé : A.WEINREB - Pharm.biophys.

Professeur conventionné : B.ROTH-SCHECHTER - Pharmacodynamie

Maître de Recherche : I.N.S.E.R.M. : J.BIETH - Enzymologie

U.E.R. DE SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie

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

Directeur **Pierre MICHEL**

Directeur **Bruno WILL**

Professeurs honoraires : Et.JUILLARD — R.RAYNAL.

Professeurs :

J.M.AVENARD L.LEGRAND M.LIEURY P.LIMOZIN	Géographie Sciences de l'Education Psychol. expérim. Géographie	P.MICHEL A.MOLES H.NONN H.REYMOND	Géographie Psychologie sociale Géographie Géographie	R.SCHWAB A.TABOURET-KELLER M.TARDY J.TRICART	Géographie Psychologie Psycho-pédagogie Géographie
---	--	--	---	---	---

Directeur de Recherche : C.N.R.S. : S.RIMBERT - Géographie

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur **X...**

Doyens honoraires : P.CHAMLEY — J.P.FITOUSSI — R.DOS SANTOS FERREIRA.

Professeurs :

Ph.ARTZNER F.BILGER A.CHABERT	Mathématiques Sciences Economiques Sciences Economiques	P.CHAMLEY R.DOS SANTOS FERREIRA J.P.FITOUSSI (dét.)	Sciences Economiques Sciences Economiques Sciences Economiques	LAGERARD-VARET G.KOENIG J.J.OBRECHT	Sciences Economiques Sciences Economiques Gestion
-------------------------------------	---	---	--	---	---

Chargés de Conférences : R.ERBES — A.LOSSER

U.E.R. DES SCIENCES EXACTES

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

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

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

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

Maître de conférence honoraire : R.WEIL.

Professeurs :

J.P.ADLOFF Chimie nucléaire
 R.ARMBRUSTER Physique
 P.ARTZNER Mathématiques
 V.AVANISSIAN Analyse supérieure
 G.BARBANÇON Mathématiques
 F.BECKER Physique mathématique
 N.BEFORT Biochimie
 G.BELLIARD Botanique
 C.BENEZRA Dermato-Chimie
 H.BENOIT Physicochim.macro-mol.
 P.BENVENISTE Physiologie végétale
 D.BERNARD Méth.math.de la physique
 J.C.BERNIER Chimie générale
 J.BONNIN Géophysique interne
 Y.BOULANGER Biochimie
 J.F.BOUTOT Mathématiques
 I.BROSSAS Chimie macromoléculaire
 R.BROUILLARD Chimie org.et Chimie analyt
 C.BURGGRAF Minéralogie
 H.BURNAGE Mécanique des Fluides
 M.CARA Géophysique interne
 R.CERF Physique générale
 P.CHARTIER Chimie
 P.CHEVALLIER Physique
 A.CLAUSS Chimie
 A.COCHÉ Physique nucléaire
 H.DAIRE Chim.phys.indus.et Sc.des Matér
 M.DANAN Phys.Atom.et Phys.du Solide
 E.DANIEL Physique expérimentale
 M.DAUNE Biophysique
 J.DEHAND Chimie générale
 A.DELUZARCHE Chimie
 J.DEMUYNCK Chimie organique
 J.F.DUFOURD Informat.fondam.et appl. (IUT)
 G.DUNOYER de SEGONZAC Géologie
 H.DURANTON Botanique
 J.P.EBEL Biochimie
 J.P.EBERHART Minéralogie
 B.ERESMANN Biochimie
 V.ERN Physique
 J.FARAUT Mathématiques
 P.FEDERLIN Chimie
 P.FELTZ Physiologie animale

X.FERNIQUE
 M.FINK
 J.G.FISCHER
 D.FOATA
 E.FOLLENIUS
 J.J.FRIED
 D.FROELICH
 A.FUCHS
 J.C.GALL
 A.GALLMANN
 F.GAUTIER
 R.GERARD
 G.GLAESER
 Cl.GODBILLON
 A.GOLTZENE
 M.GOUNOT
 M.GROSSEMAN
 M.GROSS
 Y.GUEGUEN
 L.HIRTH
 C.JASCHEK
 G.JONARD
 J.P.JOUANLOU
 F.JUNDT
 T.JUTEAU
 C.KEDINGER
 A.KIENEMANN
 R.KIRSCH
 F.LACROUTE
 J.C.LAFON
 A.M.LAMBERT
 M.LAMBLA
 G.LEBEURIER
 J.L.LEIBENGUTH
 J.LEITE-LOPES
 P.LEMOINE
 M.LEROY
 J.C.LIONS
 F.LOOR
 J.LUCAS
 D.MAGNAC
 J.MARTINET
 P.MIALHE
 A.MICHARD

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

M.MIGNOTTE Informatique
 P.MIRABEL Chimie
 G.MONSONEGO Physique théorique
 B.MORIN Mathématiques I
 P.NANOPOULOS Probabilités et statistiques
 J.OSBORN Chimie
 E.OSTERTAG Electr. et Electrotechnique
 G.OURISSON (dét.) Chimie
 J.M.PAULUS Chimie générale
 J.P.RAMIS Mathématiques générales
 G.REEB Topologie
 Ph.RICHARD Physiologie animale
 J.J.RIEHL Chimie
 P.RIMMELIN Chimie (IUT)
 Cl.ROBERT Physique
 Ph.ROPARTZ Psycho-Physiologie
 J.ROUX Botanique
 J.P.SAUVAGE Chimie théor.et Chim.phys (IUT)
 F.SCHALLER Biologie générale
 G.SCHIFFMANN Mathématiques
 A.SCHMITT Physique
 P.SCHMITT Psycho-physiol.et physiol.du comp
 J.P.SCHWING Chimie
 M.J.SCHWING Chimie physique
 J.C.SENS Phys.nucl.et corp.et théorie phys
 M.SIESKIND Physique
 G.SOLLADIE Chimie organique
 J.SOMMER Chimie appliquée
 G.SUTTER Physique électronique
 Ch.TANIELIAN Chimie (IUT)
 Y.TARDY Géologie
 J.TERRISSE Chimie
 J.J.THIEBOLD Biologie animale
 D.VIAUD Mathématiques
 R.VOLTZ Physique théorique
 J.H.WEIL Biochimie
 G.WEILL Physique
 R.WEISS Chimie
 P.L.WENDEL Physique
 B.WILL Psycho-Physiologie
 C.WINTER Chimie
 G.WIPPLER Physicoch.des Hts Polymères
 J.WUCHER Physique
 B.WURTZ Biochimie

Professeur émérite : G.MILLOT - Géologie Paléontologie.

Professeur adjoint : J.SITTLER - Géologie

Professeurs Associés :

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

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

E.CROUSE Biochimie
 H.DUGAS Chimie
 C.PIERPONT Chimie

A.SIDOANS Géologie
 R.WEISS Chimie

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

Astronomes adjoints : A.FLORSCH - A.FRESNEAU

Astronome adjoint associé : M.JASCHEK - Astronomie

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

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

P.ALBRECHT Chimie
 J.F.BIELLMANN Chimie
 P.BOUVEROT Physiologie respiratoire
 P.DEJOURS Physiologie respiratoire
 M.FRANCK-NEUMANN Chimie organique
 A.KNIPPER Phys.nucl.et corpusculaire

A.KOVACS Physicoch.macromoléculaire
 J.MARCHEL Physicoch.macromoléculaire
 P.A.MEYER Mathématiques
 A.J.P.MEYER Physique
 A.PORTE Biologie cellulaire
 P.REMPF Physicoch.macromoléculaire
 R.SCHLICH Géophysique marine

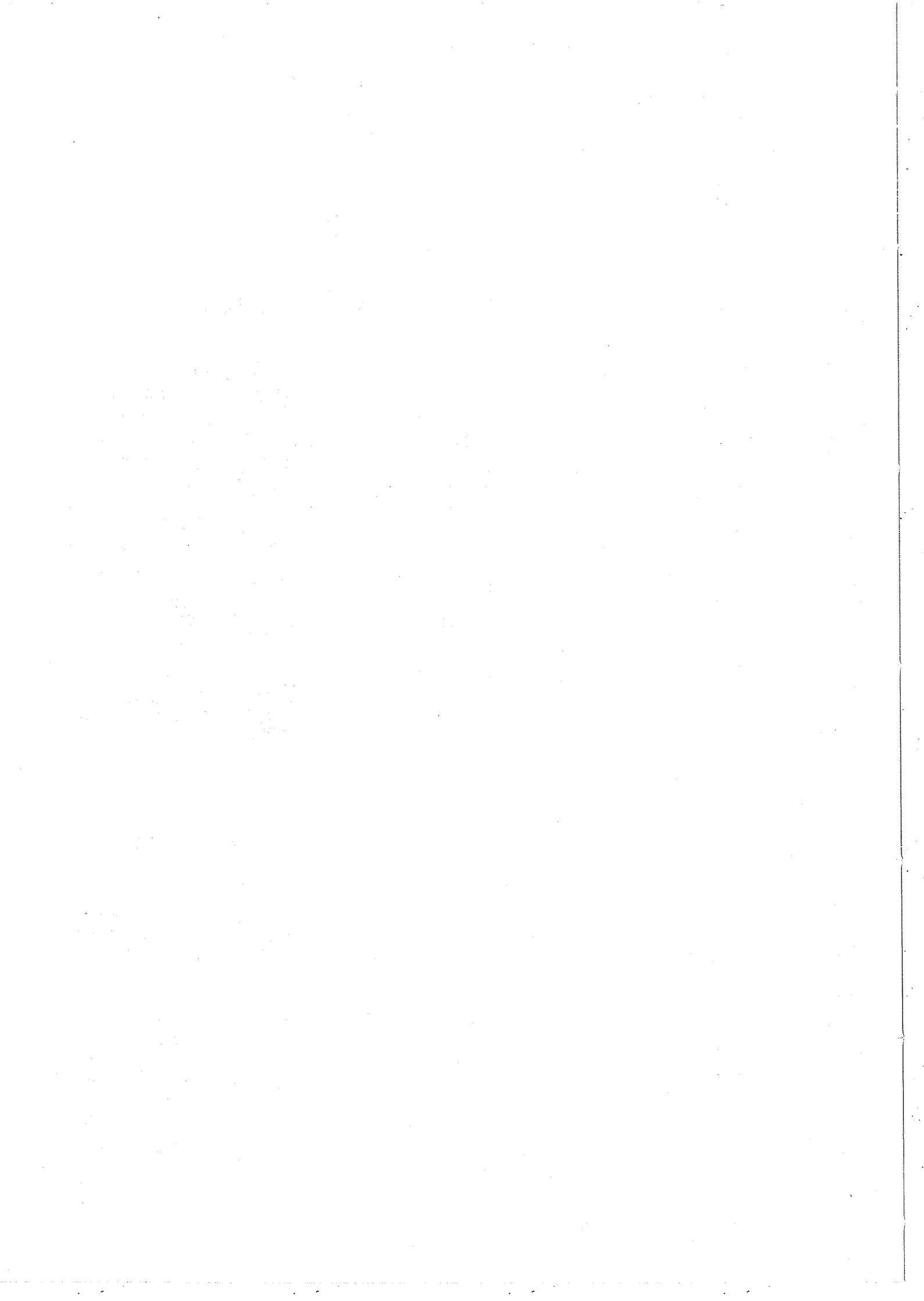
A.SKOUlios Physicoch.macromoléculaire
 M.VAN REGENMORTEL Virologie
 R.VAROQUI Physicoch.macromoléculaire
 A.VEILLARD Chimie moléculaire
 R.ZANA Physicoch.macromoléculaire
 A.ZUKER Physique théorique

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

J.Ch.ABBE Physicoch.des interactions et ds interfaces
 E.ASLANIDES Phys.nucl.et corpusculaire
 F.BECK Phys.nucl.et corpusculaire
 G.BECK Biochimie
 J.P.BECK Physiologie
 R.BERTINI Physique nucléaire
 M.BONHOMME Géologie
 H.BRAUN Physique nucléaire
 P.BRAUNSTEIN Chimie
 M.C.CADEVILLE Physique des Solides
 H.CALLOT Chimie
 S.CANDAU Physique
 M.CHAMPAGNE Biophysique
 J.CHEVALLIER Physique nucléaire
 J.P.COFFIN Phys.nucl.et corpusculaire
 A.CORET Physique
 M.CROISSIAUX Phys.nucl.et corpusculaire
 D.DISOIER Phys.nucl.et corpusculaire
 J.DOUBINGER Géologie
 F.DURST Physiologie végétale
 S.EL KOMOSS Physique
 B.FRANÇOIS Physicoch.macromoléculaire
 E.FRANTA Physicochimie moléculaire
 J.M.FRIEDT Physicoch.des interactions et ds interfaces
 B.FRITIG Virologie
 Y.GALLOT Physicoch.macromoléculaire
 J.P.GERBER Phys.nucl.et corpusculaire
 R.GIEGE Biochimie
 Ph.GRAMAIN Physicoch.macromoléculaire
 J.B.GRUN Physique

J.HERZ Physicoch.macromoléculaire
 J.HOFFMANN Biologie animale
 G.JENNER Chimie
 G.KAUFMANN Chimie
 G.KEITH Biochimie
 J.P.KINTZINGER Chimie
 B.KOCH Physiologie
 E.KOCHANSKI Struct.et dynam.molécul
 chimie de coordination
 B.LANG Cristallographie
 J.LANG Physicoch.macromoléculaire
 P.LAURENT Physiol.comparée des régul
 A.LEJEUNE Phys.nucléaire théorique
 Cl.LERAY Physiol.comparée des régul.
 F.LEYENDECKER Chimie
 B.LOTZ Physicoch.macromoléculaire
 B.LUU Chimie organique
 G.MAIRE Chimie
 A.MALAN Physiologie respiratoire
 E.MARCHEL Physicoch.mol.et macromol.
 R.MORAND Phys.nucl.et corpusculaire
 D.MORAS Chimie
 Th.MULLER Phys.nucl.et corpusculaire
 G.MUNSCHY Physique
 M.NAUICEL-BLOCH Physique des Solides
 A.NICOLAIFF Virologie végétale
 H.PAQUET Géologie
 M.PATY Phys.nucl.et corpusculaire
 Cl.PICOT Physicoch.macromoléculaire
 L.PINCK Biologie cellulaire

P.POIX Chimie
 J.POUYET Biophysique
 B.REES Chimie
 P.REMY Biochimie
 J.RINGEISSEN Physique
 J.P.ROTH (s.Dir. Inst.de rech.) Physicoch.macromoléculaire
 R.SCHANTZ Physiologie végétale
 F.SCHEIBLING Phys.nucl.et corpusculaire
 F.SCHUBER Chimie organique
 N.SCHULZ Phys.nucl.et corpusculaire
 C.SCHWAB Physique
 R.SELTZ Phys.nucl.et corpusculaire
 P.SIFFERT Physiol.et corpusculaire
 Cl.SITTLER Géologie
 M.E.STOECKEL Biol.des interactions cellulaires
 Cl.STRAZELLE Physicoch.macromoléculaire
 M.SUFERT Phys.nucl.et corpusculaire
 J.C.THERRY Chimie
 K.TRAORE Physicoch.atom.et ionique
 P.WAGNER Phys.nucl.et corpusculaire
 G.WALTER Physique
 F.WEBER Géologie
 J.P.WENIGER Zoologie
 J.WITZ Biologie cellulaire
 R.WOLFF Chimie
 J.P.ZILLINGER Physique
 L.ZILLIOX Mécanique des Fluides



A ma chère famille,



TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : PHYSIQUE DE L'EXPERIENCE NA14	5
I.1 - ELECTRO ET PHOTOPRODUCTION	5
I.2 - UTILISATION DE PHOTONS REELS	5
I.3 - PHYSIQUE DE L'EXPERIENCE NA14	6
3.1 - Spectroscopie du charme et de la beauté	6
3.2 - Photoproduction de jets à grand p_{\perp}	7
CHAPITRE II : L'EFFET COMPTON QED	15
II.1 - GENERALITES	15
II.2 - CINEMATIQUE DE LA DIFFUSION COMPTON QED	15
II.3 - CALCUL DE SECTIONS EFFICACES	16
3.1 - Section efficace du processus élémentaire $\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i$	16
3.2 - Mesure de la charge du quark	17
II.4 - BRUIT DE FOND PHYSIQUE	18
4.1 - Photons "non Compton"	18
4.2 - Bruit de fond " π^0 "	19
4.3 - Importance des différents bruits de fond	20
II.5 - PARTICULES CHARGEES	21
II.6 - CONSEQUENCES EXPERIMENTALES	22
6.1 - Acceptance géométrique à l'effet Compton QED	22
6.2 - Déclenchement de la prise de données	22
6.3 - Nécessité d'une luminosité élevée	23
6.4 - Séparation "off-line" des photons et des π^0	23

CHAPITRE III : FAISCEAU DE PHOTONS ET SPECTROMETRE NA14	33
III.1 - FAISCEAU BEG	33
1.1 - Contraintes	33
1.2 - Production du faisceau de photons	33
1.3 - Etiquetage des photons	34
1.4 - Contamination et bruits de fond associés au faisceau	35
III.2 - CIBLE EXPERIMENTALE	36
III.3 - SPECTROMETRE NA14	37
3.1 - Disposition générale	37
3.2 - Détection des particules chargées	38
2.1 - Aimants	38
2.2 - Les chambres proportionnelles multifils	39
2.3 - Compteurs Cherenkov	39
2.4 - Les hodoscopes de muons	40
2.5 - Les hodoscopes de prédéclenchement	40
2.6 - La chambre à damier	40
CHAPITRE IV : CONCEPTION DU CALORIMETRE	47
IV.1 - CONTRAINTES	47
IV.2 - CHOIX DU VERRE AU PLOMB	47
IV.3 - DETECTION DE LA POSITION DES PHOTONS	50
3.1 - Principe de la mesure de la position des photons	50
3.2 - Le convertisseur	51
3.3 - Détecteur de position (Kali)	52
CHAPITRE V : TESTS	59
V.1 - ETUDE DES SCINTILLATEURS DE KALI	59
1.1 - Choix du scintillateur	59
1.2 - Longueurs d'atténuation	59
1.3 - Effets de bord	60
1.4 - Implantation des fibres optiques	60
1.5 - Guides de lumière	61

V.2 - ELECTRONIQUE ASSOCIEE A KALI	61
2.1 - Choix des photomultiplicateurs	61
2.2 - Pont diviseur	61
2.3 - Blindage magnétique	62
V.3 - ETUDE DES PERFORMANCES DU CALORIMETRE	62
3.1 - Etude des gerbes électromagnétiques	63
3.2 - Séparation π^0 - γ	64
V.4 - ETUDE DE LA CALIBRATION DU CALORIMETRE	67
4.1 - Principe	67
4.2 - Etalonnage du verre au plomb	67
4.3 - Energie perdue dans le convertisseur	68
4.4 - Correlation Couronne-Kali	69
V.5 - ETUDE DE LA REPONSE DU VERRE AU PLOMB AUX MUONS	69
5.1 - Influence de l'angle d'incidence des muons	70
5.2 - Influence du milieu traversé par les muons	71
5.3 - Energie équivalente déposée par les muons, dans les conditions de NA14	71
V.6 - CONCLUSION	71
 C H A P I T R E VI : CALIBRATION ET MONITORING DU DETECTEUR	
KALI-COURONNE	99
VI.1 - Calibration du détecteur de position	99
VI.2 - Calibration des blocs de verre au plomb	100
VI.3 - LE MONITORING	101
3.1 - Rôle, but	101
3.2 - Principe	102

CHAPITRE VII ; DESCRIPTION DU CALORIMETRE KALI-COURONNE	107
VII.1 - DIMENSIONS	107
VII.2 - LES BLOCS DE VERRE AU PLOMB	107
VII.3 - LES COMPTEURS A SCINTILLATION	109
VII.4 - LE MONITORING	112
4.1 - Description de l'appareillage	112
. Les projecteurs	112
. Les fibres optiques et leur implantation	112
. Le compteur de référence	115
4.2 - L'électronique associée au micro-ordinateur	116
. La stabilisation des projecteurs	116
. Le contrôle en diodes du calorimètre	117
4.3 - Le programme de monitoring	117
. Principe de la stabilisation du compteur étalon	117
. Principe de la stabilisation d'un projecteur	119
 CHAPITRE VIII : PERFORMANCES, PREMIERS RESULTATS	 131
VIII.1 - ACQUISITION DES DONNEES	131
VIII.2 - DECLENCHEMENT DE L'EXPERIENCE	132
2.1 - Principe	132
2.2 - Déclenchement "photon à grand p_{\perp} "	133
2.3 - Données de la Couronne	134
 VIII.3 - EXPLOITATION DES DONNEES KALI-COURONNE	 134
3.1 - Filtrage des traces chargées	134
3.2 - Visualisation d'impact dans le calorimètre	135
3.3 - Signal π^0 brut	135
 CONCLUSION	 153

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

Des considérations de symétrie (Sa 56) ont peu à peu conduit à l'idée que, contrairement aux leptons, les hadrons sont des objets composites. En 1964, Gell-Mann et Zweig (Ge 64, Zw 64) postulent l'existence de constituants élémentaires des hadrons : les quarks, qui permettraient de construire tous les hadrons connus à l'époque.

La structure granulaire (partons) du nucléon fut confirmée expérimentalement par les expériences de diffusion inélastique profonde, d'abord de leptons chargés (e , μ) menées au SLAC (Mi 72), puis de leptons neutres (ν) au CERN (Ei 73).

Les premières expériences furent menées avec une résolution correspondant à environ $\frac{1}{50}$ de la taille du nucléon. Les expériences futures permettront de gagner un ordre de grandeur, au prix d'une sévère restriction du taux d'événements.

A l'heure actuelle, il y a de bonnes raisons de penser (Fr 73) que l'interaction forte peut être décrite par une théorie de jauge non abélienne renormalisable (QCD), que les hadrons sont des états liés de quarks, d'anti-quarks et de gluons (singulets de couleur), et que la constante de couplage quark-gluon est relativement petite ($\frac{g^2}{4\pi} < 0.5$ avec une distance de renormalisation de 0.1 fm). L'énergie totale du nucléon est répartie à peu près également entre les quarks et les gluons.

La chromodynamique quantique (QCD) propose des réponses satisfaisantes à beaucoup de questions cruciales : spectres des mésons et des baryons, statistique quantique des quarks, structure des courants électrofaibles hadroniques, invariance d'échelle des interactions à courte distance, confinement des quarks et des gluons à distance élevée.

La suite de ce travail se placera dans la perspective d'une contribution à une vérification expérimentale de cette théorie. Après avoir passé en revue l'ensemble des possibilités offertes par l'utilisation de photons réels énergiques, nous nous restreindrons à un point plus particulier : l'étude de la diffusion Compton profonde QED ($\gamma q \rightarrow \gamma' q$) qui donne accès à une mesure directe de la charge du quark, et qui constitue le cadre théorique de ce travail.

Celui-ci sera organisé de la façon suivante :

- phénoménologie de l'effet Compton QED
- analyse des bruits de fond : nécessité d'une excellente séparation entre γ et π^0
- description du spectromètre NA14 : production du faisceau de photons, étiquetage des photons, détection et identification des particules chargées, détection des photons
- le calorimètre Kali-Couronne et son système de "monitoring"
- étude du calorimètre : résolutions, identification des γ et des π^0
- conclusions





CHAPITRE I



PHYSIQUE DE L'EXPERIENCE NA14

I.1 - ELECTRO ET PHOTOPRODUCTION

Dans une expérience de diffusion inélastique profonde de leptons chargés (Fig. I.1), l'interaction procède principalement par échange d'un photon virtuel.

Le photon étant le seul boson élémentaire actuellement disponible à l'état libre sur sa couche de masse, il est tentant de l'utiliser directement comme sonde de la matière hadronique. La photoproduction essaie de réaliser ce programme : on peut donc considérer l'électroproduction comme de la photoproduction virtuelle.

Un photon virtuel diffère pourtant d'un photon réel par sa masse non nulle ($M_\gamma = q^2 < 0$ dans l'électroproduction) qui rend possible une polarisation longitudinale. Par ailleurs, la diffusion inélastique profonde de photons se distingue de celle des leptons, car la photoproduction est plus sensible à la charge des quarks (Fig. I.1 et Fig. I.2a).

I.2 - UTILISATION DE PHOTONS REELS

Vecteur d'un champ à longue portée, le photon présente des interactions particulièrement complexes avec la matière hadronique. Là-aussi la chromodynamique quantique permet une vue plus synthétique des différents aspects du photon. Dans le cadre de cette théorie, le photon peut interagir de 2 façons :

a) conformément aux exigences de l'électrodynamique quantique (QED), le photon peut se coupler ponctuellement aux quarks (Fig. I.3a).

b) le photon peut aussi se dissocier en partons, l'interaction avec le nucléon cible étant alors assumée par un des partons de fragmentation : on parle de composante hadronique du photon.

Selon la rapidité de la réaction, deux scénarios "hadroniques" peuvent se produire :

- Si les 2 partons ont le temps de bâtir un facteur de forme, c'est-à-dire si la réaction est suffisamment lente (faible moment transverse), le photon se couple à un état lié 1^- de quarks et de gluons. On parle de composante hadronique non perturbative, car ce processus n'est pas justiciable d'un calcul QCD perturbatif. Le modèle de dominance de mésons vecteurs (VDM) considère le photon comme une superposition de mésons vecteurs 1^- ($\rho, \omega, \phi, \psi, T$) (Fig. I.3b).

- Le couplage avec la cible se fait par l'un des partons issus de la dissociation. Ce processus, parfaitement calculable par un calcul QCD perturbatif, est appelé : composante hadronique perturbative (Fig. I.3c). La composante hadronique perturbative est gouvernée par la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du photon, pour laquelle la QCD peut fournir une prédiction (Wi 77 et LI 78, Fig. I.4a), confirmée par une mesure récente en e^+e^- (Be 81, Fig. I.4b). Alors que la fonction de structure des hadrons décroît fortement quand $x \rightarrow 1$ (elle varie en $x^{n_1} (1-x)^{n_2}$ *), la fonction de structure du photon est bien plus plate à grand moment transverse, indiquant une plus grande dureté.

I.3 - PHYSIQUE DE L'EXPERIENCE NA14

Notre programme de recherche découle immédiatement des propriétés du photon évoquées précédemment :

- Utilisé comme source de quarks et de gluons, un faisceau de photons énergiques donne accès à la spectroscopie de saveurs lourdes (c et b notamment)
- La "dureté" du photon en fait un excellent outil pour l'étude de la physique à grand moment transverse, car dans ces conditions il ne produit pas de fragments dans l'état final : toute l'énergie du photon incident contribue au processus de diffusion dure. Nous verrons que ceci engendre une topologie très particulière d'événements donnant accès à la physique des jets de quarks et de gluons.

I.3.1 - Spectroscopie du charme et de la beauté : par hadronisation le photon devient une source de quarks et de gluons pouvant engendrer des états liés de saveurs lourdes (c,b). Différents processus peuvent intervenir :

A) Mécanisme VDM : le photon se couple à un méson vecteur 1^- . Favorisé par les faibles valeurs de p_{\perp} , il s'agit essentiellement de processus diffractifs (Fig. I.5a).

B) Mécanisme QCD perturbatif : on peut appliquer le calcul en perturbation à la chromodynamique quantique dans 2 circonstances :

- soit dans des mécanismes faisant intervenir un grand moment de transfert Q^2 (par exemple : diffusion inélastique profonde à grand moment transverse).

* D'après (Ow 78) :

$$\left\{ \begin{array}{l} p : n_1 \approx 0.7, n_2 \sim 3 \\ \pi^{\pm} : n_1 \approx 0.5, n_2 \sim 1 \end{array} \right.$$

(x est la fraction longitudinale de l'impulsion du parton dans le nucléon, cf. Appendice A).

- soit dans des mécanismes faisant intervenir une masse de quark élevée : la masse du quark charmé c ($m_c \sim 1.5$ GeV) justifie de limiter au 1er ordre le calcul QCD perturbatif pour évaluer la section efficace de la photoproduction du charme. Le couplage du photon avec le système $c\bar{c}$ est ponctuel (Fig. I.5b). Pour des photons de 150 GeV, la section efficace $\sigma_{\gamma p} \rightarrow c\bar{c}x$ vaut ~ 700 nb, que ce soit dans le cadre de QCD perturbatif (au 1er ordre) ou du modèle GVDM (Ro 81).

Le calcul QCD perturbatif s'applique également pour la photoproduction de beauté ($m_b \sim 5$ GeV). Mais la variable de Feynman du parton cible doit être plus grande que

$$x_{\min} \approx \frac{4m_b^2}{s}.$$

A des énergies de 150 GeV, on a $\sqrt{s} \approx 17$ GeV et $x_{\min} \approx 0.3$. Dans ce domaine de x , la fonction de distribution des gluons dans le nucléon est négligeable devant celle des quarks. Il faut tenir compte d'une contribution du 2ème ordre pour la photoproduction du quark b (Tu 80 et Fig. I.5c).

Dans ces conditions la section efficace de la photoproduction de beauté est encore bien plus faible que celle du charme :

$$\sigma_{\gamma p} \rightarrow b\bar{b}x \sim 1\text{nb} \quad \text{si } E_\gamma = 150 \text{ GeV.}$$

I.3.2 - Photoproduction de jets à grand p_\perp : l'étude de processus à grand moment de transfert (production de particules et de jets à grand moment transverse) fournit des tests décisifs pour établir expérimentalement la validité de la chromodynamique quantique et du concept de liberté asymptotique.

Le photon est un outil de choix pour ce type de physique, non seulement en raison de sa dureté supérieure à celle des hadrons, mais aussi parce que les termes de Born QED et QCD sont parfaitement calculables dans le cadre des théories actuelles. Leur comparaison avec l'expérience constitue donc un test décisif de ces théories. L'interaction ponctuelle du photon produit des événements pour lesquels il n'y a pas de débris du projectile, ce qui simplifie considérablement la topologie de l'état final :

- QED : diffusion Compton QED $\gamma q \rightarrow \gamma + 1$ jet énergétique (q)
(Bj 69 et Fig. I.2a)

- QCD : . diffusion Compton QCD $\gamma q \rightarrow 2$ jets énergiques (qq)
(Fr 77 et Fig. I.2b)

. fusion $\gamma g \rightarrow 2$ jets énergiques ($\bar{q}q$)
(Fig. I.2c)

Les débris de la cible ne sont pas gênants car les partons spectateurs du nucléon cible, peu concernés par le processus de diffusion dure, évoluent vers un jet peu énergétique, non détectable.

La photoproduction de jets à grand moment transverse devrait donc permettre (Bj 69, Ow 80, Fo 80 et 80') :

- une étude très pure de la dynamique des jets de quark et de gluon
- une étude comparative des jets de quark et de gluon
- une meilleure compréhension de la transition entre le régime dominé par VDM et la région de diffusion dure.
- une meilleure détermination des fonctions de distribution des quarks et des gluons à l'intérieur du nucléon et du photon.
- une mesure directe de la charge des quarks, par diffusion Compton QED. Ce dernier point sera explicité au chapitre suivant.

Fig. I-1 : Diffusion inélastique profonde de lepton chargé (processus QED)

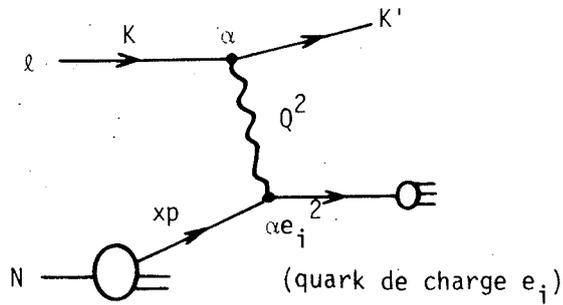


Fig. I-2 : Diffusion inélastique profonde de photon

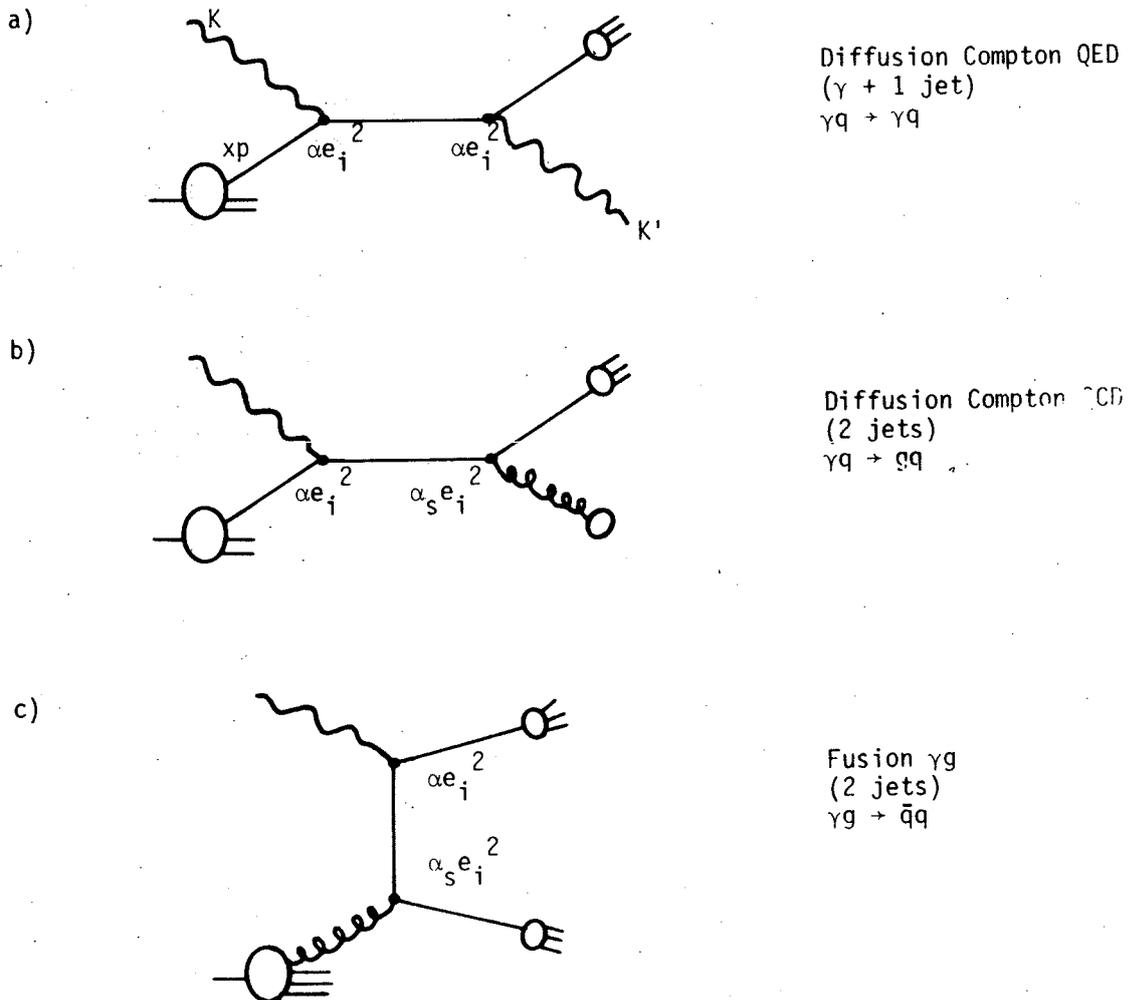


Fig. I-3 : Structure du photon : 3 composantes

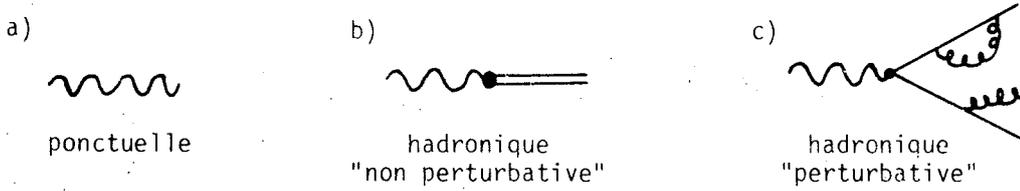


Fig. I-5 : Mécanismes de la photoproduction du charme (ou de la beauté)

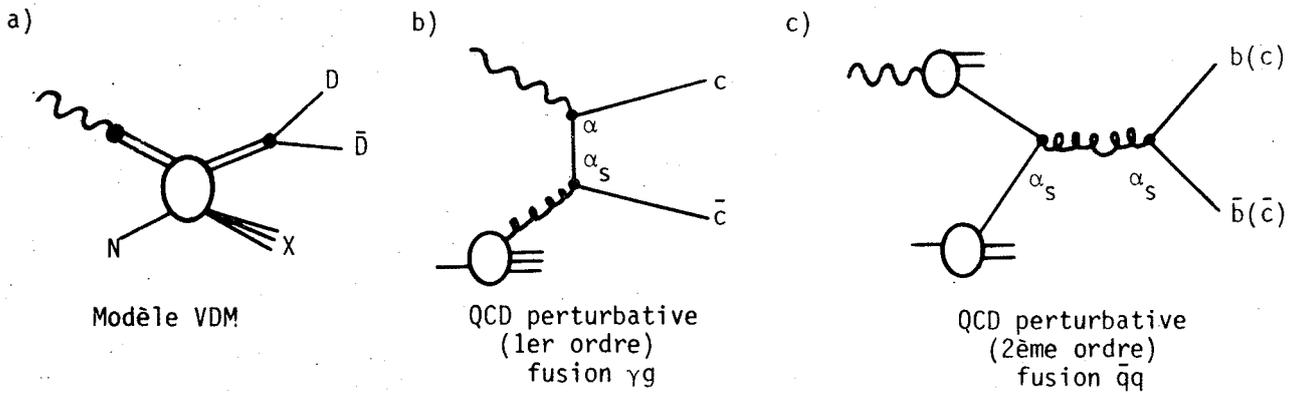
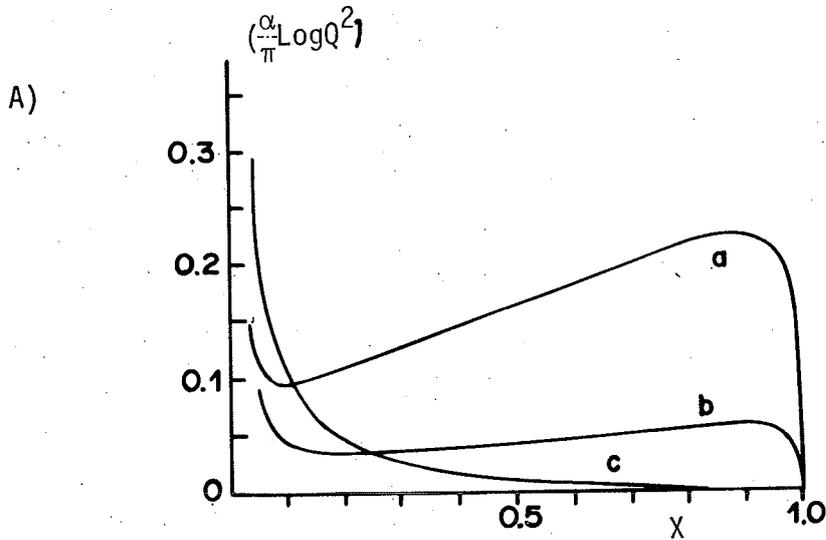
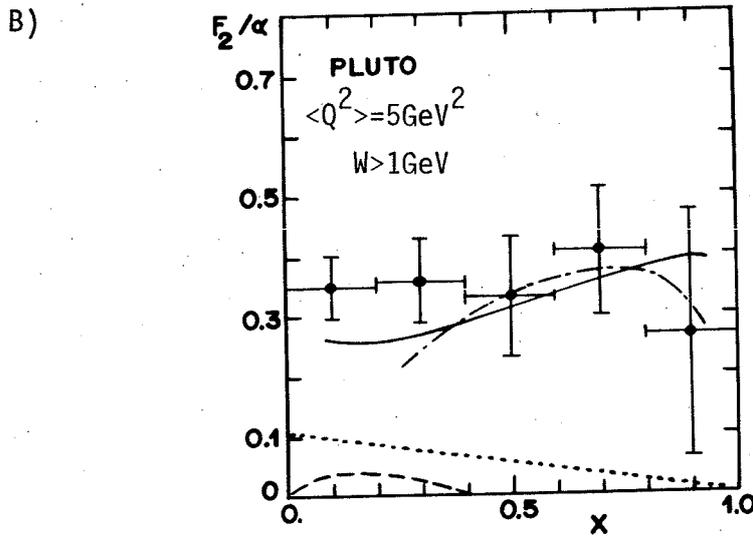


Fig. I-4 : Fonction de structure du photon



Fonctions de distribution : a) $x Gq_i/\gamma$ pour $e_i = \frac{2}{3}$
 b) $x Gq_i/\gamma$ pour $e_i = \frac{1}{3}$
 c) $x Gg/\gamma$

(d'après L178)



(d'après Be81)

Fonction de structure $\frac{1}{\alpha} F_2(x)$: données moyennées sur $1 < Q^2 < 15 \text{ GeV}^2/c^2$

- fonction de structure hadronique "non-perturbative"
- _____ fonctions de structure "non-perturbative" + "perturbative" (QCD au 1er ordre)
- _____ fonctions de structure "non-perturbative" + "perturbative" (ordres élevés)
- contribution du quark c



CHAPITRE II

11-11-11

L'EFFET COMPTON QED

II.1 - GENERALITES

Il s'agit d'un processus où le photon incident agit comme un champ élémentaire sur l'un des constituants d'un nucléon N, immobile dans le référentiel du laboratoire. La Fig. II.1 donne les diagrammes de Feynman (au 1er ordre) relatifs à ce processus.

Au cours de l'interaction, purement électromagnétique (donc parfaitement calculable, cf. § II.3), le photon incident cède toute son énergie au photon diffusé et au jet hadronique issu du recul du quark diffuseur. Aucune fragmentation du photon incident n'a lieu.

Largement dominé par la fonction de structure $F_2(x, Q^2)$ du nucléon cible, ce processus est théoriquement intéressant car il donne accès à une vérification expérimentale de la nature fractionnaire de la charge électrique du quark.

II.2 - CINEMATIQUE DE LA DIFFUSION COMPTON QED

Dans tout ce qui suivra, nous négligerons la composante transverse du mouvement de Fermi du quark à l'intérieur du nucléon, de même que le mouvement de Fermi du nucléon à l'intérieur du noyau.

Trois référentiels peuvent être envisagés pour décrire la cinématique d'une diffusion dure sur un parton : référentiel lié au laboratoire (le nucléon cible possède une impulsion nulle) ; référentiel lié au centre de masse photon-nucléon ($\vec{p}_N + \vec{p}_\gamma = \vec{0}$) ; référentiel lié au centre de masse photon-quark ($\vec{p}_q + \vec{p}_\gamma = \vec{0}$). La Fig. II.2 résume l'ensemble de ces possibilités. Sont mesurées :

- l'énergie k du photon incident (cf. chap. III).
- l'impulsion \vec{k}' du photon diffusé.
- l'impulsion \vec{p}' du quark de recul. Cette mesure, redondante, fournit en réalité une contrainte très forte ($\vec{p}_{\perp\gamma} + \vec{p}_{\perp\text{jet}} = \vec{0}$) pour identifier les événements QED parmi les candidats à 1 photon. La donnée des quantités \vec{k} et \vec{k}' permet la détermination de toutes les autres quantités intéressantes :

$$x = \frac{kk'(1 - \cos\theta)}{M(k - k')} = - \frac{\hat{t}}{2M\nu} \quad \text{avec } \hat{t} = t = (k - k')^2$$

$$\hat{k} = \sqrt{\frac{Mk'}{2}} \quad \hat{k}' = k' \frac{\sin\theta}{\sin\hat{\theta}} \quad \text{tg } \frac{\hat{\theta}}{2} = \sqrt{\frac{2k}{M}} \text{tg } \frac{\theta}{2}$$

$$p_{\perp} = k' \sin \theta = \hat{k}' \sin \hat{\theta} = \frac{\sqrt{s}}{2} x_t \quad \text{avec } s = (\underline{k} + \underline{p})^2$$

$$x_t = \frac{\hat{k}' \sin \hat{\theta}}{\hat{k}} \quad x_l = \frac{\hat{k}' \cos \hat{\theta}}{\hat{k}} \quad a = \sqrt{x_e^2 + x_t^2}$$

$$\text{et } x = \frac{a - x_l}{2 - a - x_l}$$

Pour une justification de ces résultats, on se reportera à l'appendice A.

Le diagramme de Peyrou (cf. App. A et Fig. A.3) résume l'ensemble de la cinématique de ce processus.

II.3 - CALCUL DE SECTIONS EFFICACES

II.3.1 - Section efficace du processus élémentaire $\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i$: le calcul élémentaire, (Bj 64) conduit à la formule de Klein et Nishina (Kl 29) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{\alpha^2 e_i^4}{2x^2 M^2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'}\right) \quad \text{avec } \alpha \approx \frac{1}{137} \quad \text{et } d\Omega = |2\pi d(\cos\theta)|$$

(le terme en $\sin^2 \theta$ a été négligé), e_i étant la charge du quark q_i . La Fig. A.2a) représente la grandeur

$$\frac{1}{e_i} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i}$$

en fonction de θ , angle de diffusion du photon dans le laboratoire : maximum pour $\theta = 0^\circ$, la section efficace différentielle décroît quand θ augmente. Nous verrons que ceci contribue au choix de notre acceptance géométrique (cf. § II.5.1).

Si l'on fait intervenir la contrainte cinématique $x = -\frac{\hat{t}}{2M\nu}$, la relation précédente devient :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dx}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{\alpha^2 e_i^4}{2x^2 M^2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'}\right) \delta\left(x + \frac{\hat{t}}{2M\nu}\right)$$

ou encore, tous calculs faits :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx_t dx_1}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^4}{s} \frac{x_t}{a(a-x_1)} \left(\frac{a+x_1}{2} + \frac{2}{a+x_1}\right) \cdot \delta\left(x - \frac{a-x_1}{2-a-x_1}\right)$$

Cette dernière relation ayant l'avantage d'utiliser les variables du diagramme de Peyrou.

II.3.2 - Mesure de la charge du quark : la section efficace Compton QED par nucléon s'obtient en moyennant la section efficace du processus élémentaire $(\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i)$ sur l'ensemble des quarks du nucléon :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dx_t dx_1}\right)_N = \sum_{q_i} \int dx G_{q_i/N}(x, Q^2) \left(\frac{d^2\sigma}{dx_t dx_1}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i}$$

où $G_{q_i/N}$ est la fonction de distribution du quark q_i dans le nucléon. La Fig. II.3 montre la représentation de cette section efficace dans le diagramme de Peyrou (d'après Tu 79).

Nous avons déjà souligné (cf. chap. I.1) la forte parenté entre les expériences de diffusion inélastique profonde de leptons chargés et les expériences de photoproduction. Avec le processus Compton QED, ceci se traduit par une relation liant les sections efficaces des 2 processus (Bj 69) :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{\gamma N \rightarrow \gamma X} = \frac{\nu^2}{EE'} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{\ell N \rightarrow \ell X} \cdot R(x)$$

où $\ell = e^\pm, \mu^\pm$

$E, (E')$ = énergie initiale (finale) du photon ou du lepton (dans le référentiel du laboratoire)

$$\nu = E - E'$$

$$R(x) = \frac{\sum_{q_i} e_i^4 G_{q_i/N}(x)}{\sum_{q_i} e_i^2 G_{q_i/N}(x)}$$

En première approximation, on peut utiliser la fonction de structure donnée par le modèle naïf des partons, c'est-à-dire indépendante de Q^2 .

Si la charge des quarks est entière, comme le supposent certains modèles (Ha 65) : $R = 1$, et ce indépendamment du seuil de couleur (Ch 76).

Si par contre la charge des quarks est fractionnaire :

$$R = \frac{(2/3)^4 G_{2/3} + (1/3)^4 G_{1/3}}{(2/3)^2 G_{2/3} + (1/3)^2 G_{1/3}} = \frac{1}{9} \frac{16G_{2/3} + G_{1/3}}{4G_{2/3} + G_{1/3}}$$

où $G_{2/3}(x)$ et $G_{1/3}(x)$ sont respectivement les fonctions de distribution des quarks de charge $\pm 2/3$ et $\pm 1/3$ ($0 < G_{2/3}, 1/3 < 1$).

D'où l'on déduit :

$$\frac{1}{9} < R < \frac{4}{9}$$

La mesure du rapport

$$R = \frac{\sigma_{\gamma N \rightarrow \gamma X}}{\sigma_{e N \rightarrow e X}} \times \frac{EE'}{(E - E')^2}$$

est donc un test décisif pour la nature fractionnaire ou non de la charge des quarks.

II.4 - BRUIT DE FOND PHYSIQUE

Nous allons envisager les différents processus physiques pouvant conduire à des événements topologiquement identiques aux événements Compton QED, et nous donnerons une évaluation des contributions relatives de ces bruits de fond.

II.4.1 - Photons "non Compton" : plusieurs scénarios sont possibles :

- hadronisation du photon incident et rayonnement d'un photon dans l'état final et d'un jet de quark ou de gluon : si le photon incident transmet une large fraction ($> 80\%$) de son énergie à un état final de particules à grand p_{\perp} , ses fragments de faible moment ne seront pas détectables.

Ces processus, décrits par la Fig. II.4a (cf. Tu 79), présentent la même topologie qu'une diffusion Compton QED.

- émission d'un photon dans l'un des jets, quand la diffusion inélastique profonde produit 2 jets dans l'état final (Fig. II.4b) : là-aussi on aura une topologie analogue à celle de la diffusion Compton QED, si le photon emporte une large fraction de l'impulsion du jet.

II.4.2 - Bruit de fond " π^0 " : le bruit de fond " η^0 " se traite de la même façon (la masse plus élevée du η^0 entraîne toutefois un angle d'ouverture plus grand). Un méson π^0 peut être émis dans l'un des jets de particules, que ce soit par l'intermédiaire d'une résonance, ou par une production directe. Ce π^0 se désintègre principalement en 2 photons qui peuvent être détectés dans les calorimètres. Tout se passe comme si ces photons provenaient directement de l'interaction γN .

L'angle d'émission Ω entre les 2 photons de désintégration du π^0 est donné par la formule :

$$\Omega = 2 \text{ Arc sin } \frac{m_{\pi^0}}{2\sqrt{E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}}} \quad \text{où } E_{\pi^0} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \quad (m_{\pi^0} \approx 135 \text{ MeV})$$

L'angle d'ouverture le plus probable est l'angle minimum

$$(\Omega_{\min} \approx \frac{2m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}),$$

il correspond à une équipartition de l'énergie ($E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = \frac{E_{\pi^0}}{2}$) et à une émission symétrique par rapport à l'impulsion du π^0 .

Deux cas peuvent être envisagés où le π^0 ne peut être distingué d'un γ isolé :

1) l'un des deux photons n'est pas détecté :

- . soit l'angle d'ouverture est tel que l'un des photons de désintégration sort de l'acceptance des calorimètres.
- . soit l'un des photons ne se convertit pas avant d'atteindre le détecteur de position du calorimètre : ~ 2 % des cas pour un γ de 1 GeV (mesuré dans la Couronne).
- . soit le photon est trop peu énergétique : il n'est pas reconnu en-dessous du seuil de détection du calorimètre.

- 2) Les 2 photons sont très rapprochés (angle d'ouverture proche du minimum) :
 Leurs signaux se superposent et le π^0 apparaît comme un photon isolé.
 C'est une source importante de bruit de fond pour les π^0 énergiques ($\gtrsim 20$ GeV
 dans la Couronne, Fig. II-5).

II.4.3 - Importance des différents bruits de fond

La Fig. II.6 représente les variations de la section efficace

$$E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} (\gamma p \rightarrow \gamma X)$$

en fonction du p_{\perp} du photon émis, pour une énergie incidente $k = 150$ GeV et un angle de diffusion $\hat{\theta} = 90^\circ$ dans le CM γp (région couverte par la Couronne). Le calcul tient compte des 3 composantes du photon, du mouvement de Fermi des quarks dans le nucléon cible, et de l'impulsion transversale des hadrons émis dans chaque jet. La précision est de 15 % (Ig 81).

La section efficace

$$E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} (\gamma p \rightarrow \pi^0 X)$$

est également tracée sur cette figure. La précision est de 30 % (Ig 81).

On note γ_{bdf} le bruit de fond dû aux photons produits dans des événements à 2 ou 3 jets (photons "non Compton").

Les rapports $\frac{\sigma(\gamma_{\text{bdf}})}{\sigma(\gamma_{\text{QED}})}$ et $\frac{\sigma(\pi^0)}{\sigma(\gamma_{\text{QED}})}$ sont indiqués en fonction du p_{\perp} sur la Fig. II.7.

On remarque que :

$$- E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} (\text{Compton QED}) \propto \frac{1}{p_{\perp}^5} \text{ alors que } E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} (\gamma p \rightarrow \pi^0 X) \propto \frac{1}{p_{\perp}^{10}}$$

- le bruit de fond de photons domine l'effet Compton QED quand $p_{\perp} < 3$ GeV/c, mais il contribue pour moins de 25 % à la section efficace totale quand $p_{\perp} > 5$ GeV/c.
- l'émission de π^0 est plus importante que l'effet Compton QED quand $p_{\perp} < 5$ GeV/c, à 6 GeV/c elle est déjà réduite d'un facteur 3.
- à 3 GeV/c : $\frac{\sigma(\gamma_{\text{bdf}})}{\sigma(\gamma_{\text{QED}})} \approx 1.5$ et $\frac{\sigma(\pi^0)}{\sigma(\gamma_{\text{QED}})} \approx 15$, d'où la nécessité d'une très bonne reconnaissance des π^0 (cf. Chap. IV).

II.5 - PARTICULES CHARGÉES

Il s'agit d'électrons, de hadrons et de muons, accompagnant le faisceau de photons ou produits dans la cible, qui peuvent simuler des photons de grand p_{\perp} en interagissant dans les calorimètres.

Nous verrons dans la description de l'appareillage que ces bruits de fond sont éliminés en partie au niveau du déclenchement par un ensemble de scintillateurs fonctionnant en veto, puis par un traitement "off-line" utilisant l'information des chambres proportionnelles et des détecteurs de position.

Le taux de contamination en particules chargées résiduelles est ramené à 1 ‰.

II.6 - CONSEQUENCES EXPERIMENTALES

II.6.1 - Acceptance géométrique à l'effet Compton QED

Le diagramme de Peyrou (Fig. A.3) montre qu'une acceptance limitée à 300 mrad couvre 75 % du domaine total. Ceci sera le cas dans notre expérience.

La disposition des chambres à fils, qui détectent les particules chargées, se déduit de la Fig. A.1a : l'angle ϕ du jet de quark est représenté en fonction de l'angle θ du photon diffusé.

On remarque que si $x \lesssim .6$ et $100 < \theta < 300$ mrad, alors $0 < \phi < 100$ mrad pour toute énergie du faisceau $\gtrsim 100$ GeV. Or la fonction de structure du nucléon, et donc la probabilité d'interaction γN , décroît rapidement si $x \gtrsim .2$. On a donc privilégié la mesure de l'impulsion des particules chargées émises à moins de 100 mrad en séparant le spectromètre NA14 en 2 parties :

- aval pour identifier les γ et les particules chargées émises à moins de 100 mrad, et mesurer leur impulsion
- amont pour mesurer l'impulsion des γ et détecter la trajectoire des particules chargées émises au-delà de 100 mrad

II.6.2 - Déclenchement de la prise des données

La diffusion Compton QED est caractérisée par l'émission simultanée d'un photon émis à grand p_{\perp} et d'un jet de particules énergiques. Plus grande est l'énergie du photon initial, plus grande est la probabilité pour que le jet de particules soit émis à moins de 100 mrad (cf. Fig. A.1a).

Plus grand est le moment transverse du photon diffusé, plus petite est l'importance du bruit de fond des photons "non Compton" (cf. § II.4.4, le p_{\perp} observé augmente d'ailleurs avec l'énergie du faisceau). Afin d'enregistrer des événements QED Compton, le système de déclenchement de l'acquisition de l'expérience NA14 est basé sur les 3 critères suivants (cf. chap. III) :

- la demande d'un photon initial d'énergie élevée ($\gtrsim 100$ GeV)
- la demande de la détection de particules chargées issues de la cible
- la demande qu'un impact à grand p_{\perp} soit détecté dans un calorimètre.

Le seuil en p_{\perp} choisi varie entre 0.8 et 1 GeV/c, afin d'optimiser le taux d'acquisition en fonction de l'intensité du faisceau disponible.

II.6.3 - Nécessité d'une luminosité élevée : d'après la distribution de la section efficace différentielle Compton dans le diagramme de Peyrou (Fig. II.3), la section efficace totale est ~ 2 nb pour un $p_{\perp} > 4$ GeV/c. Une luminosité élevée est donc indispensable pour enregistrer un nombre suffisant d'événements Compton : $\mathcal{L} = 5 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2}$ en 50 jours de prise de données ($E_{\gamma} > 65$ GeV) $\rightarrow \sim 10000$ événements Compton enregistrés (cf. chap. III).

II.6.4 - Séparation "off-line" des photons et des π^0 : avec un seuil en p_{\perp} de 1 GeV/c, la probabilité de déclenchement sur 1 (ou 2) photon issu d'un π^0 énergétique est encore beaucoup plus grande que la probabilité de déclenchement sur un photon Compton (plus de 15 π^0 pour un photon Compton). Aussi notre calorimètre doit-il rejeter les π^0 énergiques avec une efficacité supérieure à 80 %. C'est le rôle du détecteur de position (Kali) associé à la Couronne.

Fig. II-1 : Diagrammes de Feynman de la diffusion Compton QED (1er ordre)

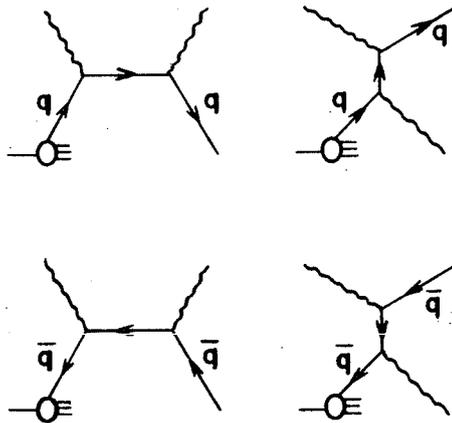
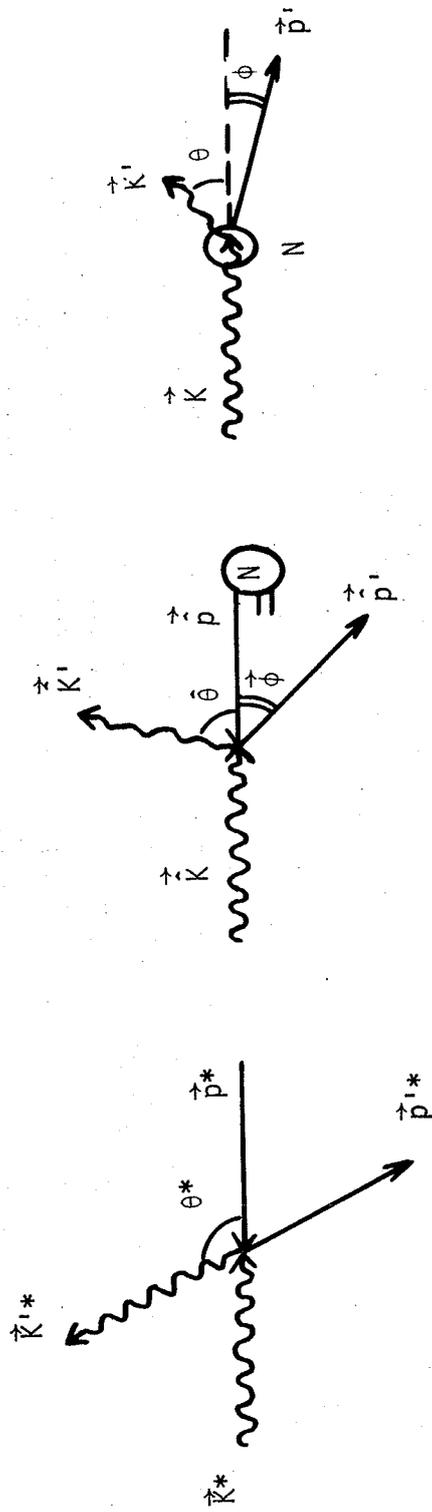


Fig. II-2 : L'effet Compton QED dans différents référentiels



a) CM γ -q

b) CM γ -N

c) LABORATOIRE

Fig. II-3 : Diagramme de Peyrou de la section efficace différentielle Compton QED (150 GeV d'énergie incidente)

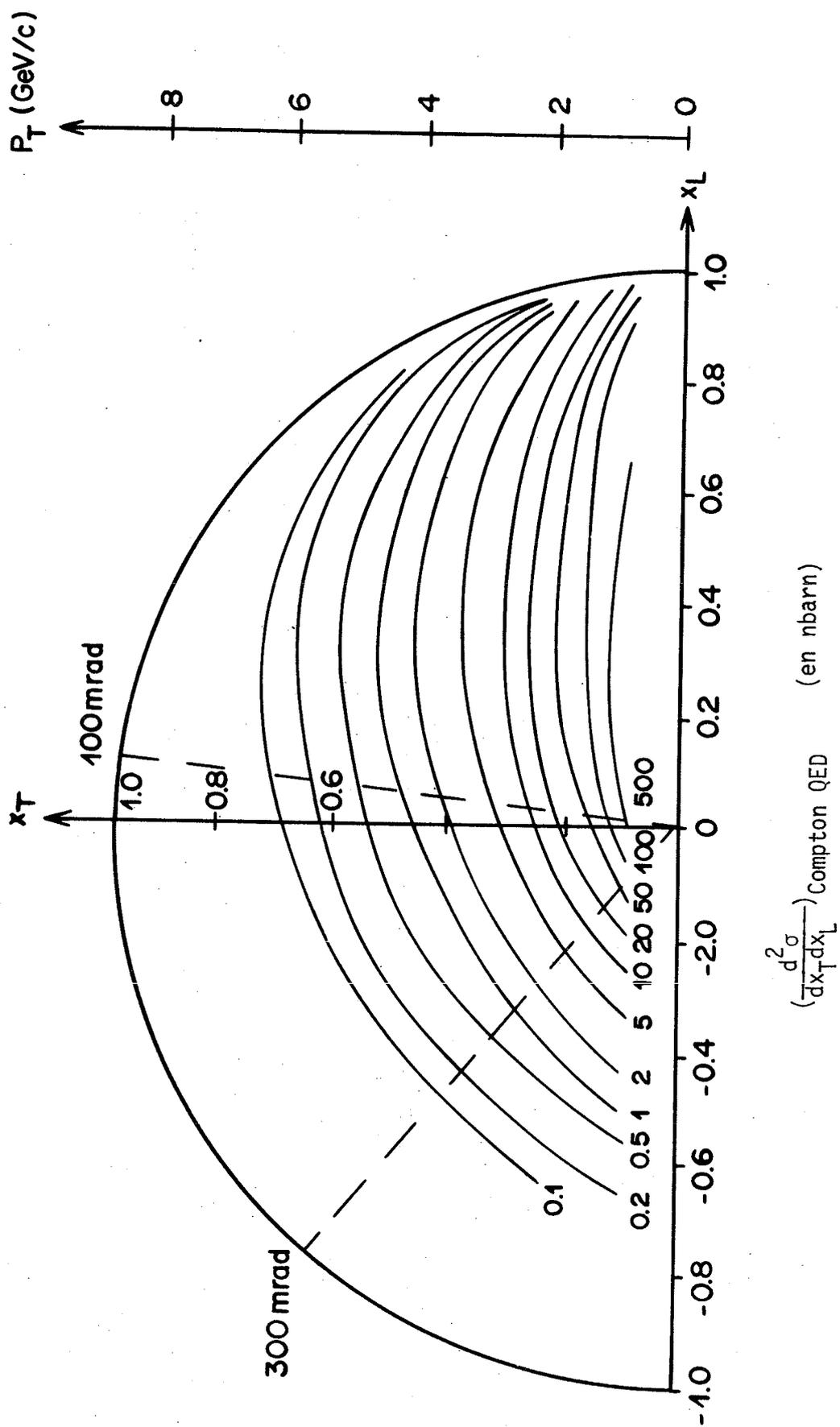
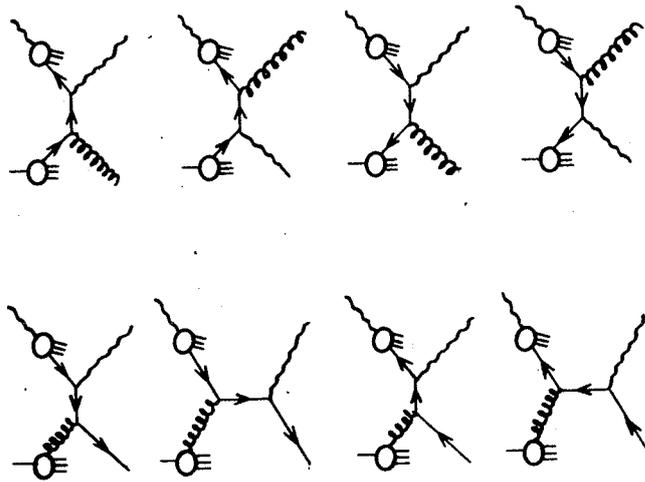
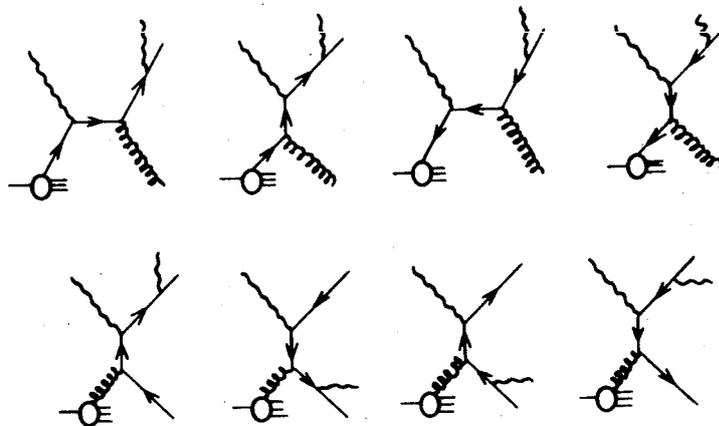


Fig. II-4 : Diagrammes associés à l'émission de photons "non Compton" dans l'interaction γN au 1er ordre (d'après Tu79)



a) émission de photon provoquée par la composante hadronique du photon



b) émission de photon à partir d'un jet (diffusion Compton QCD et fusion γg)

Fig. II-5 : Distance, à 2.35m de la cible, entre les impacts des 2 photons de désintégration d'un π^0 en fonction de l'angle d'émission d'un de ces photons dans le référentiel

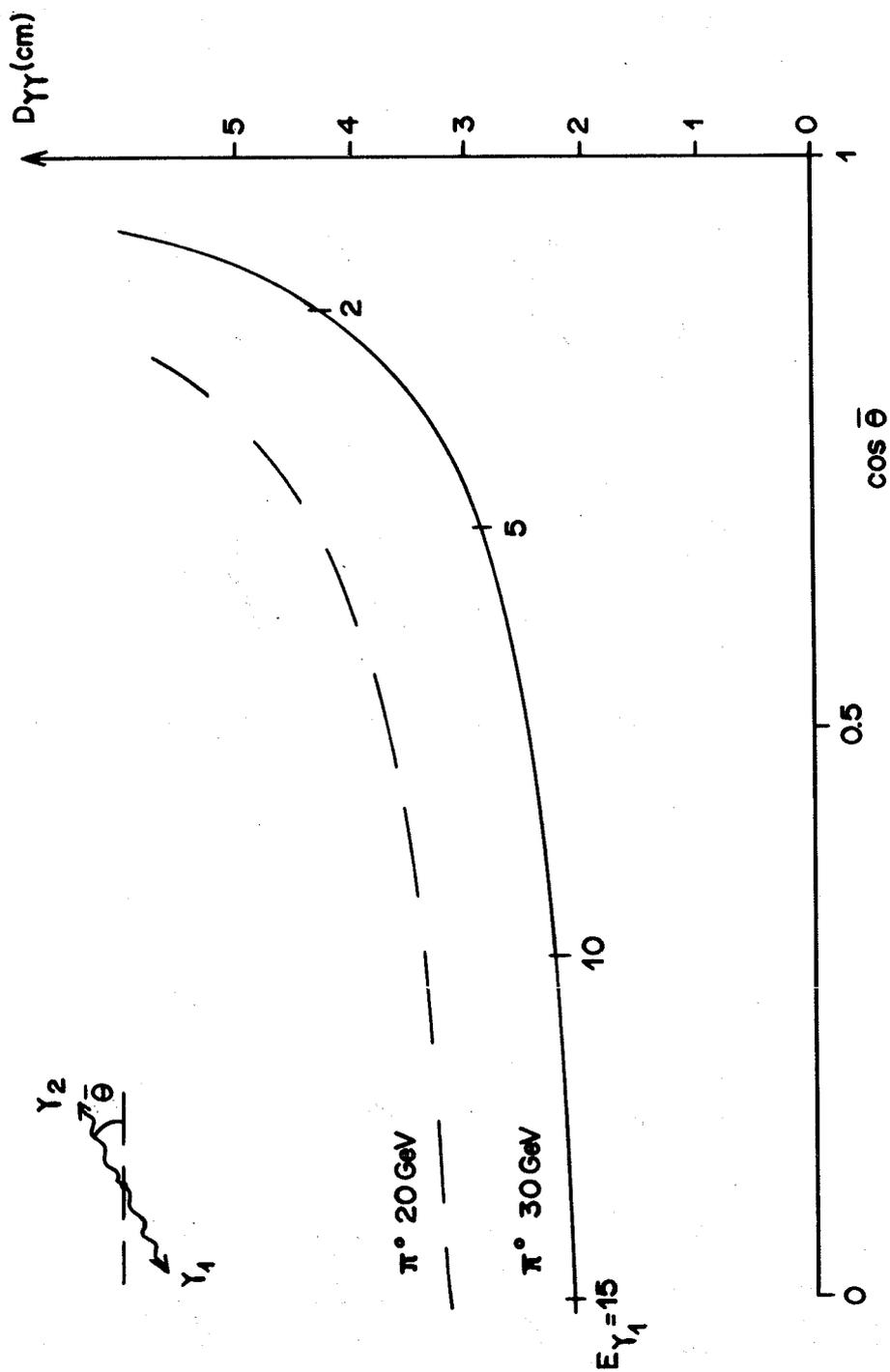


Fig. II-7 : Contribution relative des bruits de fond en γ et π^0 à l'effet Compton QED

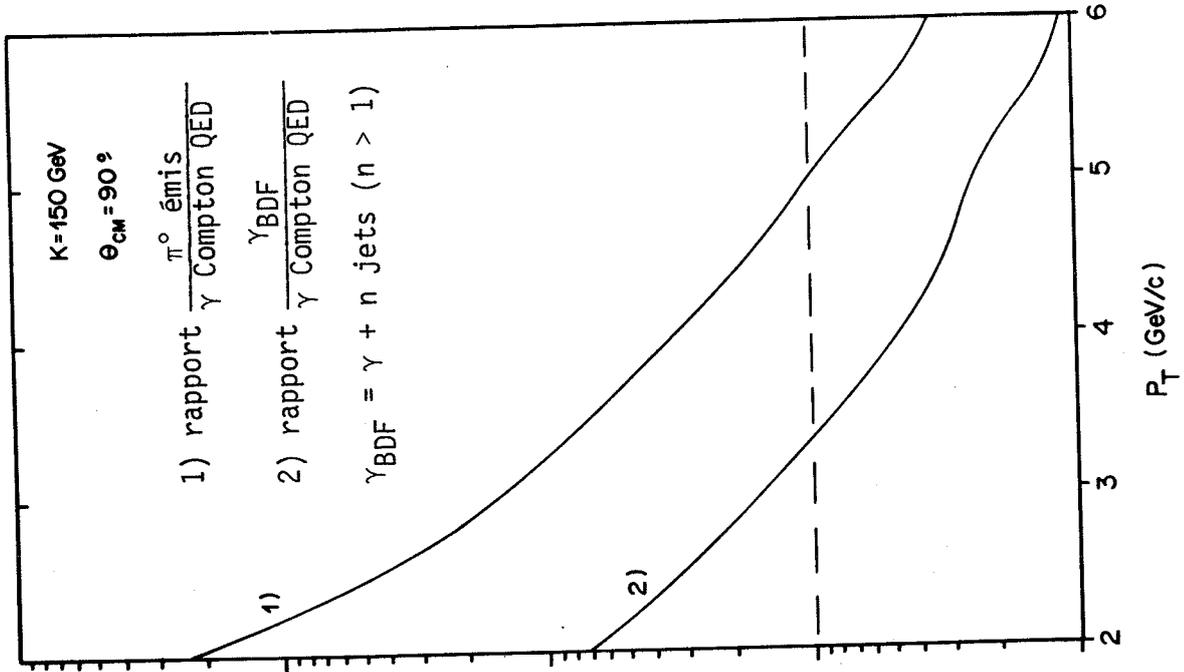
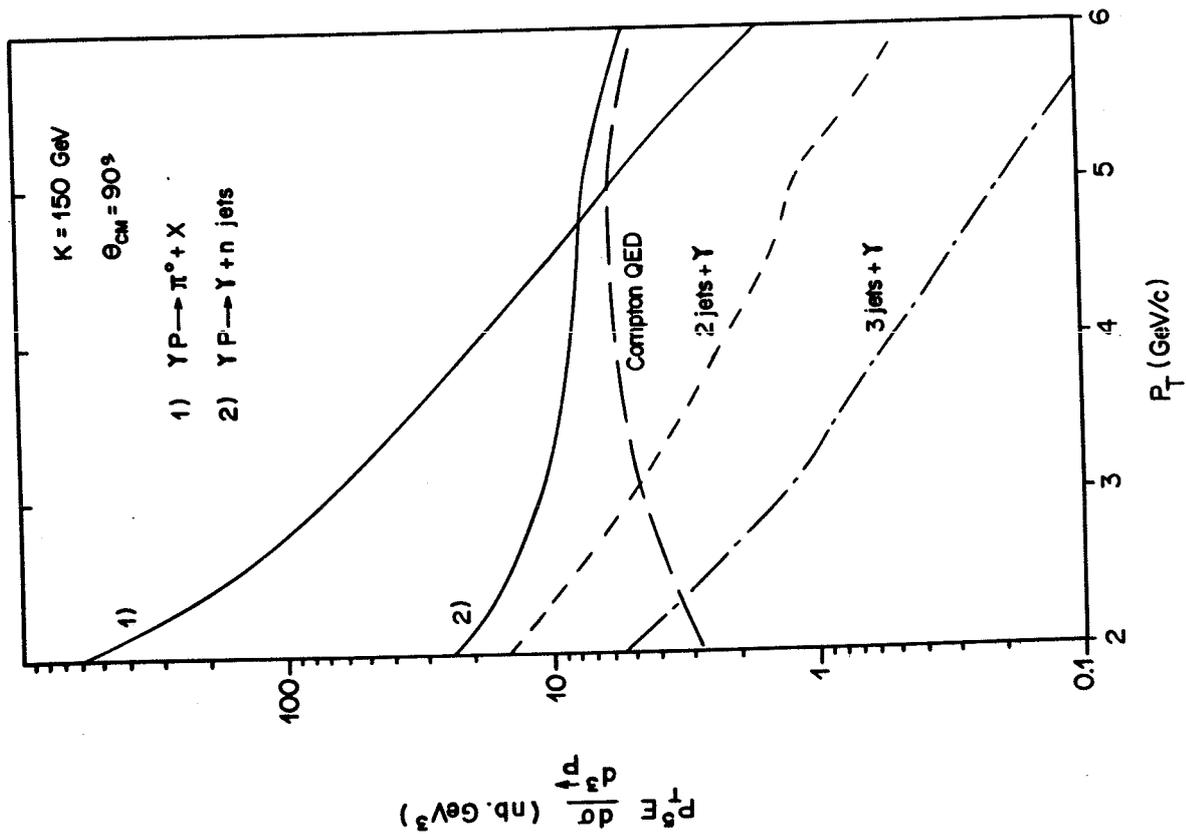
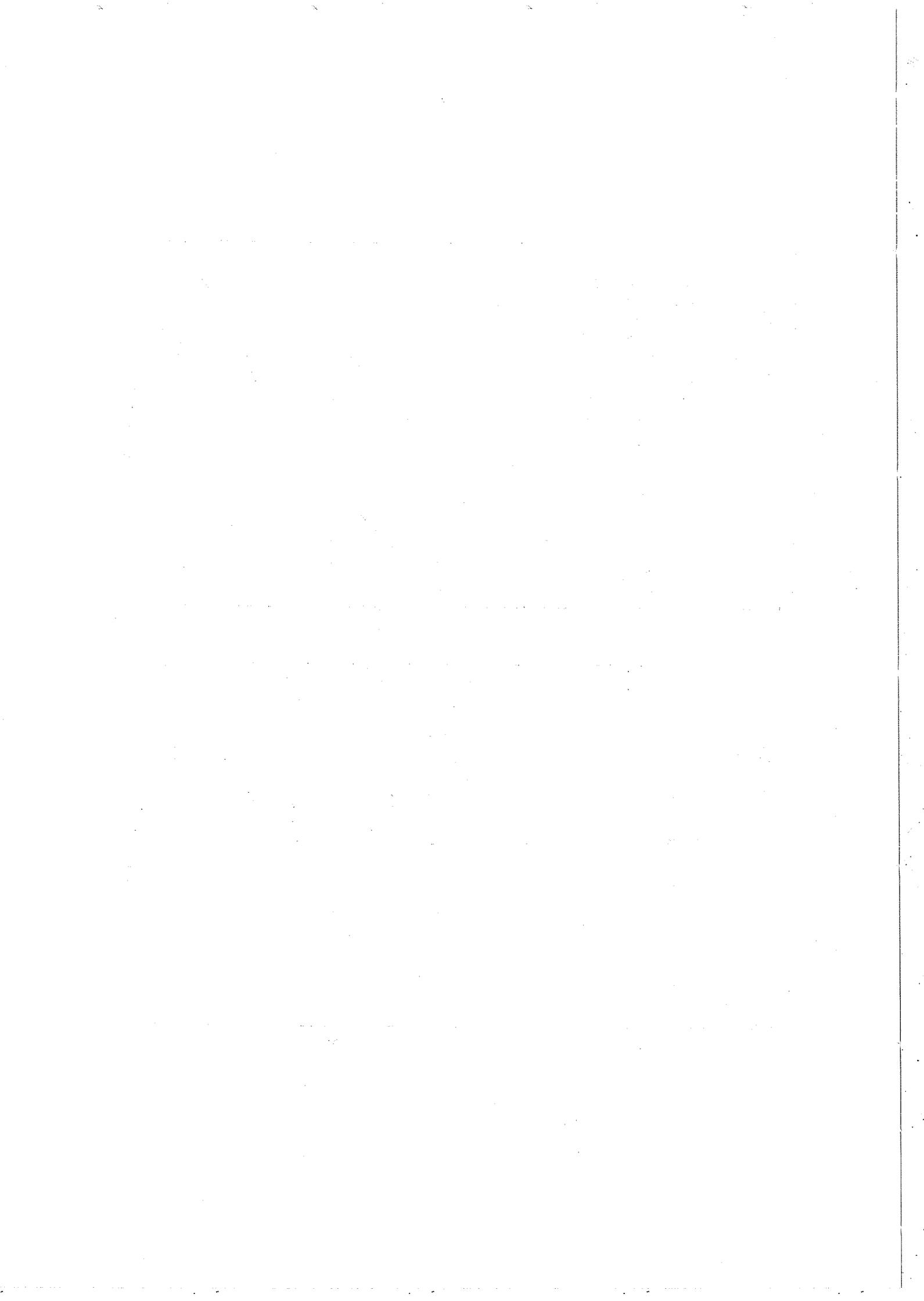
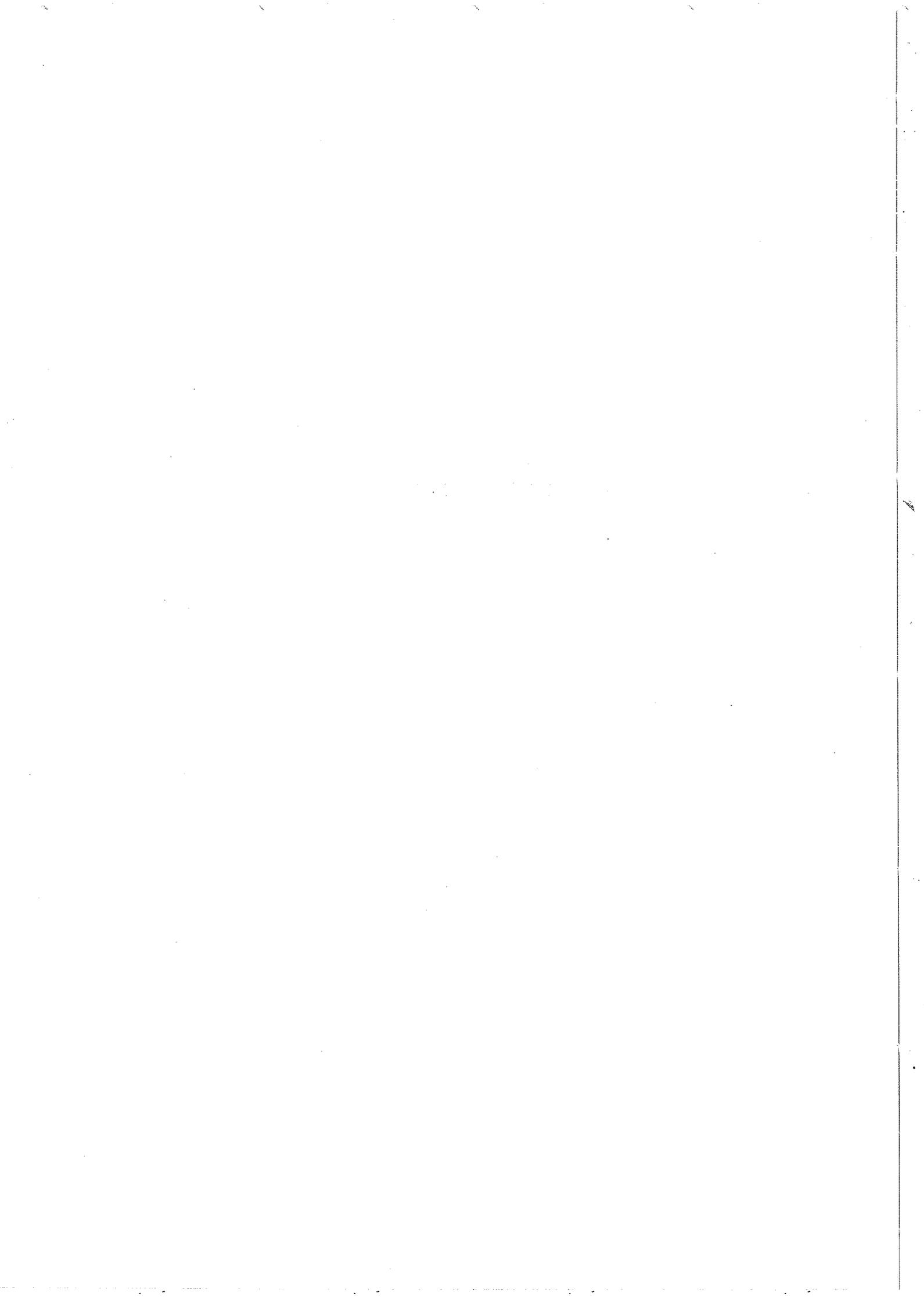


Fig. II-6 : Photoproduction inclusive de γ et de π^0





CHAPITRE III



FAISCEAU DE PHOTONS ET SPECTROMETRE NA14

III.1 - FAISCEAU BEG : FAISCEAU D'ELECTRONS ET DE PHOTONS A LARGE BANDE

III.1.1 - Contraintes

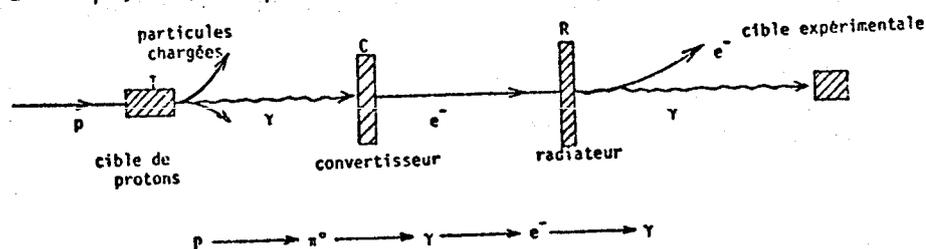
La détection de photons à grand moment transverse ($> 3 \text{ GeV}/c$) nécessite un faisceau incident d'énergie élevée ($\approx 100 \text{ GeV}$) car, pour un angle de détection θ donné, le moment transverse du photon diffusé augmente avec l'énergie du photon incident et avec la fraction d'impulsion x du parton cible.

La fonction de structure du nucléon présentant un maximum pour $x \approx 0.2$ puis diminuant très vite, et la section efficace de l'effet Compton QED étant faible ($\sim 2 \text{ nbarn}$), un faisceau d'intensité élevée est nécessaire : on espère un taux de production de 5 événements par picobarn en 50 jours de prise de données, pour une intensité de $2 \cdot 10^6$ photons/ 10^{12} p/cycle et une énergie supérieure à 65 GeV .

De plus, nous voulons mesurer, en ligne, l'énergie des photons de ce faisceau très intense. Pour résoudre les ambiguïtés liées aux grandes multiplicités dans les hodoscopes "d'étiquetage", une très bonne résolution en temps ($\sim 1 \text{ ns}$) sera indispensable.

III.1.2 - Production du faisceau de photons

Le faisceau de photons est produit en 4 étapes suivant le processus $p \rightarrow \gamma \rightarrow e^- \rightarrow \gamma$, résumé par la Fig. III.1 (d'après Win 81).



Le faisceau primaire de protons, issu du SPS, est mis en interaction avec une cible de béryllium (T10).

Les particules chargées ainsi produites sont "balayées" par un système d'aimants, puis absorbées dans quatre mètres de fer.

Les particules neutres (neutrons principalement) seront absorbées par un système de chicanes.

Les mésons π^0 produits sur T10 se désintègrent en deux photons émis vers l'avant.

Le faisceau de photons ainsi produit est reconverti, par un convertisseur de plomb, en faisceau d'électrons dont l'analyse magnétique est réalisée par une série d'aimants.

Pour $2 \cdot 10^{12}$ protons de 400 GeV, on produit 10^8 électrons d'impulsion supérieure à 120 GeV/c ($\langle p_e \rangle = 140$ GeV/c).

Les électrons ainsi produits interagissent avec un radiateur de plomb où ils émettent des photons de rayonnement de freinage (bremsstrahlung), constituant le faisceau de photons de l'expérience NA14.

III.1.3 - Etiquetage des photons : par étiquetage ("tagging") des photons, on entend la mesure de leur énergie. Le principe de la méthode est simple, il repose sur la relation :

$$E_\gamma = E_e - E'_e$$

où E_e est l'énergie de l'électron avant émission du photon

E'_e est l'énergie de l'électron après émission du photon

E_γ est l'énergie du photon de bremsstrahlung émis par l'électron en interaction avec le radiateur R.

La section efficace du processus élémentaire $\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i$ (cf. Appendice A) permet d'évaluer la résolution demandée sur l'énergie k du faisceau :

$$\Sigma = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} \approx \frac{\alpha^2 e_i^4}{2x^2 M^2} \left(\frac{k'}{k} \right)^2 \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} \right)$$

$$\text{où } x = \frac{kk'(1 - \cos\theta)}{M(k - k')}$$

$$\Rightarrow \Sigma \approx \frac{\alpha^2 e_i^4}{2} \frac{1}{(1 - \cos\theta)^2} \frac{(k - k')^2}{k^4} \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} \right)$$

$$\Rightarrow \left| \frac{1}{\Sigma} \frac{\partial \Sigma}{\partial k} \right| \approx \frac{1}{k} \left(1 - 2 \frac{k'}{k} \right) \approx \frac{0.6}{k} \quad \text{si } \begin{cases} k' = 20 \text{ GeV} \\ k = 100 \text{ GeV} \end{cases}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta k}{k} \approx 2 \% \text{ si on ne veut qu'une contribution } \sim 1 \% \text{ à } \frac{\Delta \Sigma}{\Sigma} .$$

La grandeur E_e est connue par analyse magnétique des électrons incidents. De même la grandeur E'_e est obtenue par analyse magnétique des électrons issus du radiateur R.

La connaissance de la trajectoire de l'électron avant et après émission du photon est obtenue à l'aide d'un ensemble d'hodoscopes dont les réponses, traitées par une matrice, fournissent en ligne l'énergie du photon. Ces hodoscopes participent au prédéclenchement de l'expérience.

Différentes incertitudes sont à prendre en compte :

- rayonnement multiple dans le radiateur
- résolution angulaire des hodoscopes
- ambiguïtés de reconstruction des trajectoires en cas de multiplicité élevée.

La précision actuelle sur l'énergie des photons est de 2 % environ. La Fig. III.2 montre un spectre de photons étiquetés :

$$2 \times 10^{12} p \text{ 400 GeV/cycle SPS} \rightarrow 10^8 e^- > 120 \text{ GeV} (\langle E_e \rangle = 140 \text{ GeV})$$
$$\rightarrow 5 \times 10^6 \gamma > 65 \text{ GeV} (\langle E_\gamma \rangle = 100 \text{ GeV})$$

III.1.4 - Contamination et bruits de fond associés au faisceau

La contamination la plus gênante est le halo de muons produit au niveau de T10. Ces muons d'énergie élevée ($> 10 \text{ GeV}$) ne peuvent être arrêtés et traversent le spectromètre NA14. Particulièrement intense ($10^6 \mu/m^2/\text{cycle SPS}$), ce halo est très gênant, surtout au niveau des calorimètres où il provoque des déclenchements non physiques simulant des photons de grand p_\perp .

Des hadrons neutres sont produits dans le radiateur par les π^- et \bar{p} contaminant le faisceau d'électrons (Win 81). Si leur énergie est supérieure à 20 GeV , ils peuvent simuler des événements à grand p_\perp en interagissant dans la cible expérimentale, d'autant plus facilement que leur probabilité d'interaction est plus de 100 fois supérieure à celle des photons. Cette contamination est réduite à $\sim 10^{-5}$ (Pe 82).

Photons mous : 99 % des photons du faisceau ont une énergie < 50 GeV. Entre 100 MeV et 50 GeV, ces photons sont surtout produits par "bremsstrahlung" dans le radiateur R et les aimants du faisceau. En-dessous de 10 MeV le rayonnement synchrotron, dû à la déflexion des électrons dans les derniers aimants du faisceau, prédomine.

Chaque électron du faisceau émet en moyenne 6 photons "synchrotron" et 1 photon de bremsstrahlung vers la cible. Ces photons peuvent créer des paires e^+e^- dans la cible, ou y diffuser par effet Compton en émettant un électron de recul. Les électrons e^\pm peuvent interagir dans les détecteurs par ionisation, les photons "mous" par effet Compton ou effet photoélectrique. Ce bruit de fond est réduit :

- pour les électrons de paire énergiques : en imposant un faisceau de photons aplati ($\sigma_h = 17\text{mm}$, $\sigma_v = 11\text{mm}$ et une zone morte horizontale dans tous les détecteurs.
- pour les électrons "mous" (< 250 MeV) : en plaçant la cible expérimentale dans un aimant de manière à les balayer dans le plan horizontal.
- pour les photons "mous" : des simulations ont montré qu'ils ont une faible probabilité d'interaction.

III.2 - CIBLE EXPERIMENTALE

Un certain nombre d'exigences contradictoires doivent être satisfaites :

- | | | |
|-------------------------------|---|--|
| aimant au champ uniforme | → | petites dimensions |
| petites dimensions | } | → densité élevée <-> faible longueur d'interaction |
| bonne luminosité | | |
| faible bruit de fond e^+e^- | → | grande longueur de radiation |

Notre choix s'est porté sur un matériau léger isoscalaire : ${}^6\text{Li}$ ($Z=3$, $A=6$, $\rho = 0.46\text{g/cm}^3$, $L_{\text{int}} = 100\text{cm}$, $X_0 = 15.5\text{cm}$). Avec une longueur $L = 13.5\text{cm}$ ($= 0.09 X_0$) et une intensité de photons ($> 65 \text{ GeV}$), $I = 5 \times 10^6/\text{cycle SPS}$, on obtient une luminosité

$$\mathcal{L} = I \cdot N_a \cdot \rho \cdot L = 1.9 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}$$

En supposant une efficacité expérimentale de 75 %, avec des cycles SPS toutes les 12s, on espère une luminosité intégrée sur 10 jours de $1.0 \times 10^{36} \text{cm}^{-2}$. Ce qui correspond, en 50 jours de prise de données, à un taux de production de 5.0 événements/pbarn. On s'attend donc à ~ 10000 événements Compton QED (cf. Chap. II.5.3).

L'adaptation de la cible à la géométrie du faisceau fixe les dimensions latérales de celle-ci : $\emptyset = 6\text{cm}$.

Afin d'améliorer la précision de reconstruction du vertex, et afin de permettre un prédéclenchement plus sélectif, la cible de lithium est suivie de 3 doubles rangées de barreaux étroits de scintillateurs (2mm x 6mm). On appelle cible active l'ensemble lithium-scintillateur. Dans un proche avenir, la cible de lithium sera remplacée par des détecteurs à semi-conducteur ($\sim 10\ 000$ voies de détection). Ce qui permettra :

- une bien meilleure résolution sur le vertex ($\pm 100\mu\text{m}$)
- une détection des particules à courte durée de vie et se désintégrant dans la cible même (particules "charmées").

III.3 - SPECTROMETRE NA14

III.3.1 - Disposition générale (Fig. III.3)

Aimant AEG : - il élimine le bruit de fond électromagnétique e^+e^- de faible énergie ($< 250\text{ MeV}$) produit par les photons dans la cible. - l'impulsion d'une particule chargée ne traversant pas le 2ème aimant Goliath peut se déduire de la trace mesurée entre l'AEG et Goliath par les chambres à fils (en particulier 04), et par la donnée du vertex ou de la trace mesurée dans la cible active.

Pour des raisons déjà explicitées (Chap. II.6.1) le spectromètre est conçu pour offrir une acceptance de 300 mrad pour l'analyse des photons, et de 400 mrad pour l'analyse des particules chargées énergiques.

L'impulsion des photons est mesurée par un ensemble de calorimètres électromagnétiques associés à des détecteurs de position de gerbe.

L'analyse des particules chargées est assurée par un ensemble classique aimants-chambres proportionnelles-compteurs Cherenkov.

La disposition de l'ensemble calorimétrique a été déterminée par 2 contraintes :

- aboutir à des calorimètres de taille raisonnable
- obtenir le meilleur bras de levier possible pour les traces chargées déviées par l'aimant Goliath.

Pour résoudre le premier problème, les calorimètres ont été placés à 2 niveaux :

- le premier calorimètre (Couronne) est situé à 2.35m de la cible et couvre la plage 100-300 mrad. Il s'agit d'un calorimètre annulaire, le trou central permettant le passage des particules chargées et des photons émis entre 0 et 100 mrad. Cette ouverture est homothétique, par rapport à la cible, à celle de l'aimant Goliath.

- deux ensembles de calorimètres (OLGA et ILSA), placés à 15m de la cible homothétiquement au trou de la Couronne, couvrent donc la plage 0-100 mrad (cf. Fig. III.4).

Avec une telle disposition, le spectromètre permet :

- une identification et une analyse optimale des photons énergiques sur une acceptance de ± 300 mrad.
- une identification des particules chargées : soit par les compteurs Cherenkov (π^\pm , K^\pm), soit par les calorimètres électromagnétiques (e^\pm), soit par filtrage par un mur de fer terminant le spectromètre (μ^\pm)
- une bonne reconstruction des traces, notamment au niveau du vertex.

III.3.2 - Détection des particules chargées

III.3.2.1 - Aimants

L'analyse magnétique est assurée par 2 aimants :

- Un aimant AEG ($\int B dl = 2T.m$, $B \approx 0.8T$) : déjà évoqué.
- L'aimant Goliath ($\int B dl = 3T.m$, $B \approx 0.6T$) : ses caractéristiques sont telles que l'angle de déflexion δ et l'impulsion p de la particule sont reliés par

$$\delta \text{ (rad)} \approx \frac{1}{p \text{ (GeV/c)}}$$

III.3.2.2 - Les chambres proportionnelles multifils

La reconstruction des traces est opérée à l'aide d'un ensemble de chambres multifils placées de part et d'autre de l'aimant Goliath.

- Bras de levier amont (11 chambres, 44 plans de fils) : les chambres couvrent l'acceptance angulaire du calorimètre Couronne sans "ombre portée", et étendent l'acceptance à ± 400 mrad dans le plan horizontal.

- Bras de levier aval (6 chambres, 24 plans de fils).

III.3.2.3 - Compteurs Cherenkov

Ce sont des compteurs à miroirs segmentés, afin de distinguer et d'identifier les particules chargées émises dans un jet.

Le compteur Cherenkov déjà en place (\tilde{C}_2 entre Goliath et Olga) a son seuil fixé à ~ 5 GeV/c. Un seuil plus bas donnerait une image moins nette, les miroirs ayant été conçus pour des particules énergiques peu déviées dans le champ de Goliath. Aussi de l'air (cf. tableau III-1) a-t-il été choisi.

Quand le second compteur Cherenkov \tilde{C}_1 (dans Goliath) sera disponible, le seuil de \tilde{C}_2 sera élevé à 10 GeV/c en utilisant un mélange STP (air + He, cf. tableau III-1). Afin de distinguer les π^\pm des K^\pm en-dessous de 10 GeV/c, le seuil en π de \tilde{C}_1 doit être supérieur à

$$10 \frac{m_{\pi^\pm}}{m_{K^\pm}} \approx 2.8 \text{ GeV/c,}$$

et le gaz choisi est du fréon 13

Gaz	$[\epsilon = (n - 1)] \times 10^{-6}$	seuil (GeV/c)		
		π	K	P
STP	97	10.0	35.5	63.4
Air	293	5.7	20.3	38.5
Fréon 13	720	3.7	13.0	24.7

Avec ce choix de gaz, les 2 compteurs Cherenkov permettent de distinguer les π^\pm par rapport aux K^\pm et p^\pm entre 3.7 et 35.5 GeV.c (au lieu de [5.7, 20.3] GeV/c avec un seul Cherenkov).

III.3.2.4 - Les hodoscopes de muons

3 hodoscopes (lattes de scintillateurs : H1H, H3H, H3V) sont disposés en bout de spectromètre.

Une épaisseur de 5.4 m de fer absorbe les hadrons chargés de grande énergie, permettant la détection des paires $\mu^+\mu^-$ associées à la désintégration des mésons ψ .

III.3.2.5 - Les hodoscopes de prédéclenchement : on utilise des compteurs à scintillation pour déclencher, dans une première étape, la prise de données :

- Veto de muons : situé de part et d'autre de l'aimant AEG, il a les dimensions du calorimètre Couronne. Utilisé en veto lors du prédéclenchement, sa structure modulaire permet une protection locale du calorimètre contre les muons.
- G1, G2 : deux hodoscopes situés de part et d'autre de l'aimant Goliath.
- Veto d'OLGA : des "écaillés" de scintillateur, couvrant 2 par 2 les cellules du calorimètre, le protègent contre les particules chargées.

III.3.2.6 - La chambre à damier

L'étude des événements présentant 2 jets dans l'état final (diffusion Compton QCD fusion $\gamma\gamma$) nécessite un déclenchement sur au moins une particule émise à grand moment transverse. Ce déclenchement est réalisé pour les particules neutres (π^0) par les calorimètres, et pour les particules chargées par la chambre à damier qui est une chambre à fils située juste à la sortie de Goliath. La structure est matricielle, et par corrélation avec le veto d'Olga, on peut ajuster la coupure sur l'impulsion transverse des particules chargées émises.

Fig. II-2 : Spectre en énergie du faisceau de photons BEG

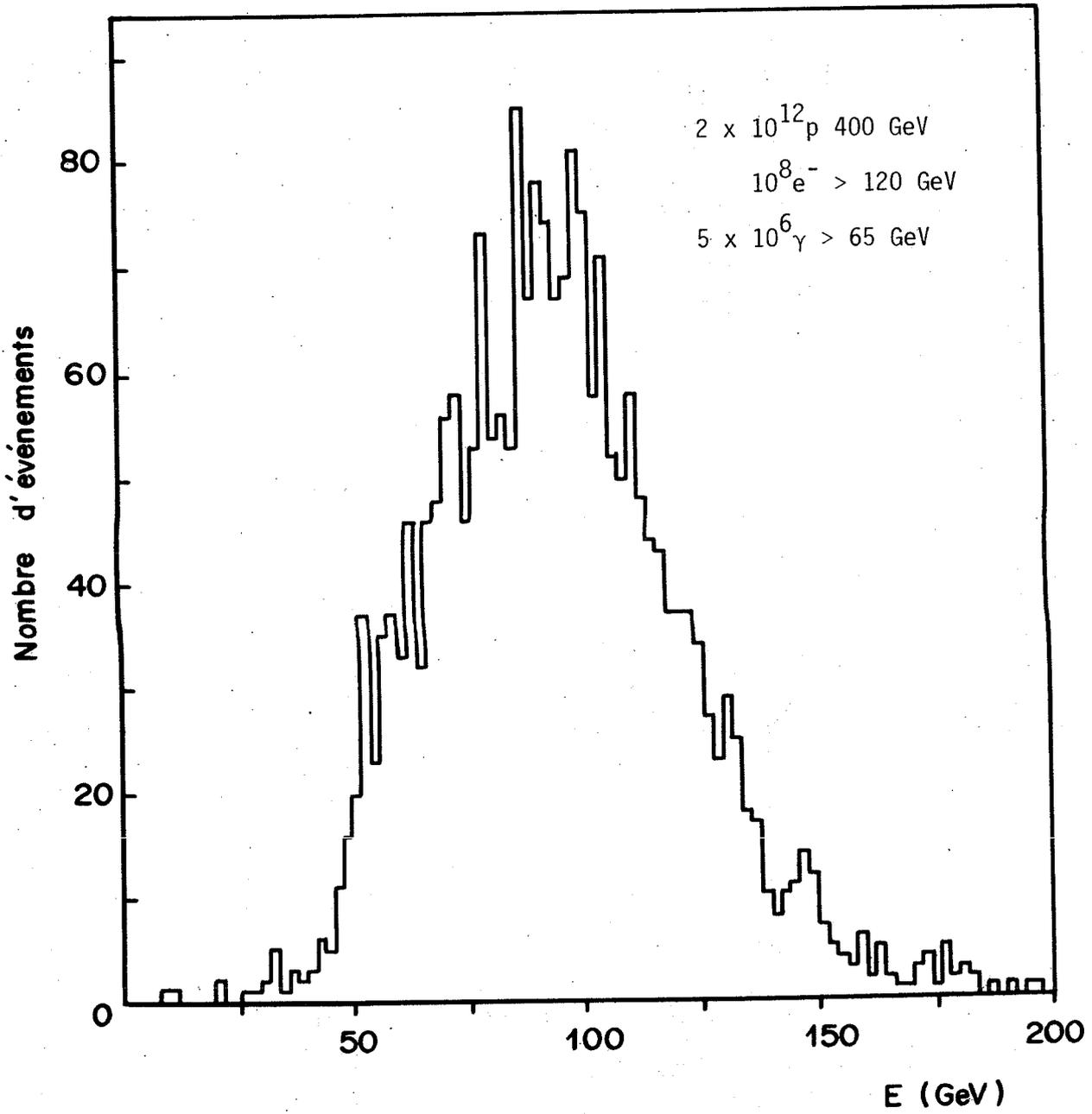
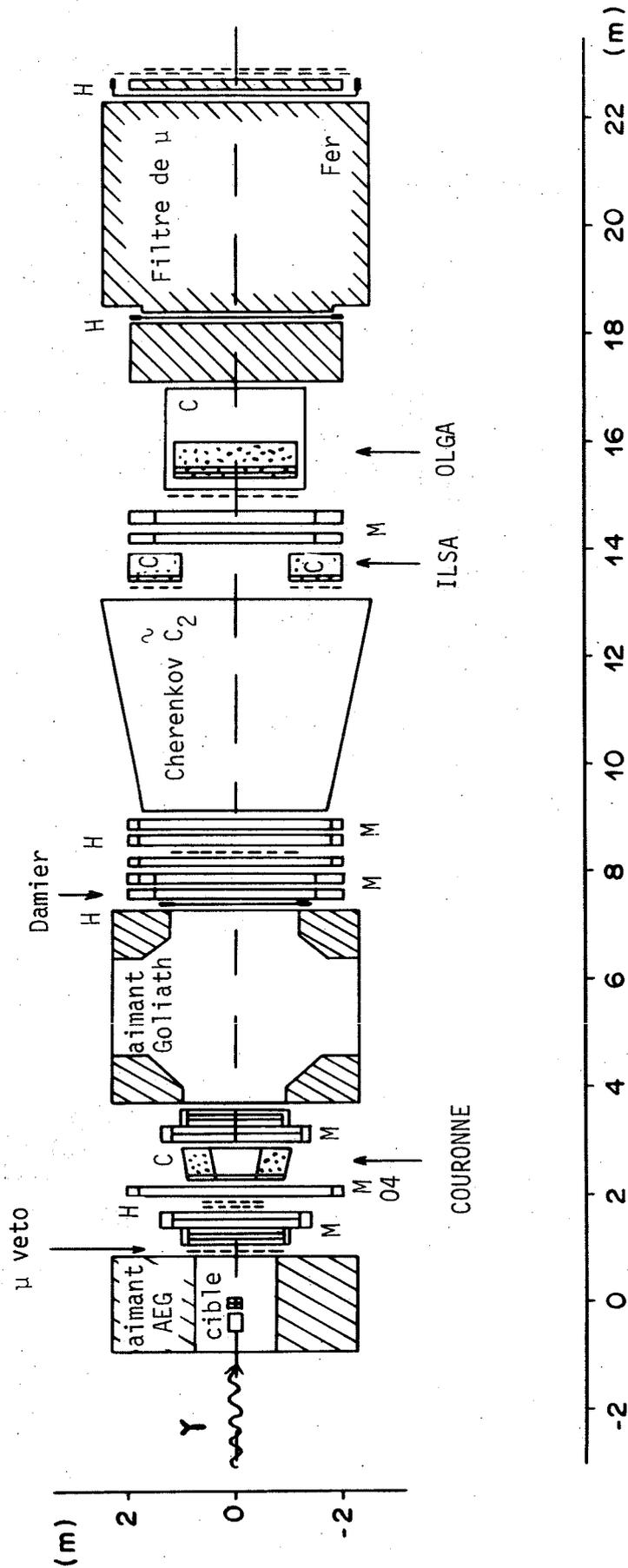


Fig. III-3 : Le spectromètre NA14 (plan horizontal)

- H : hodoscopes de scintillateurs
- M : chambres proportionnelles multifils
- C : calorimètres électromagnétiques



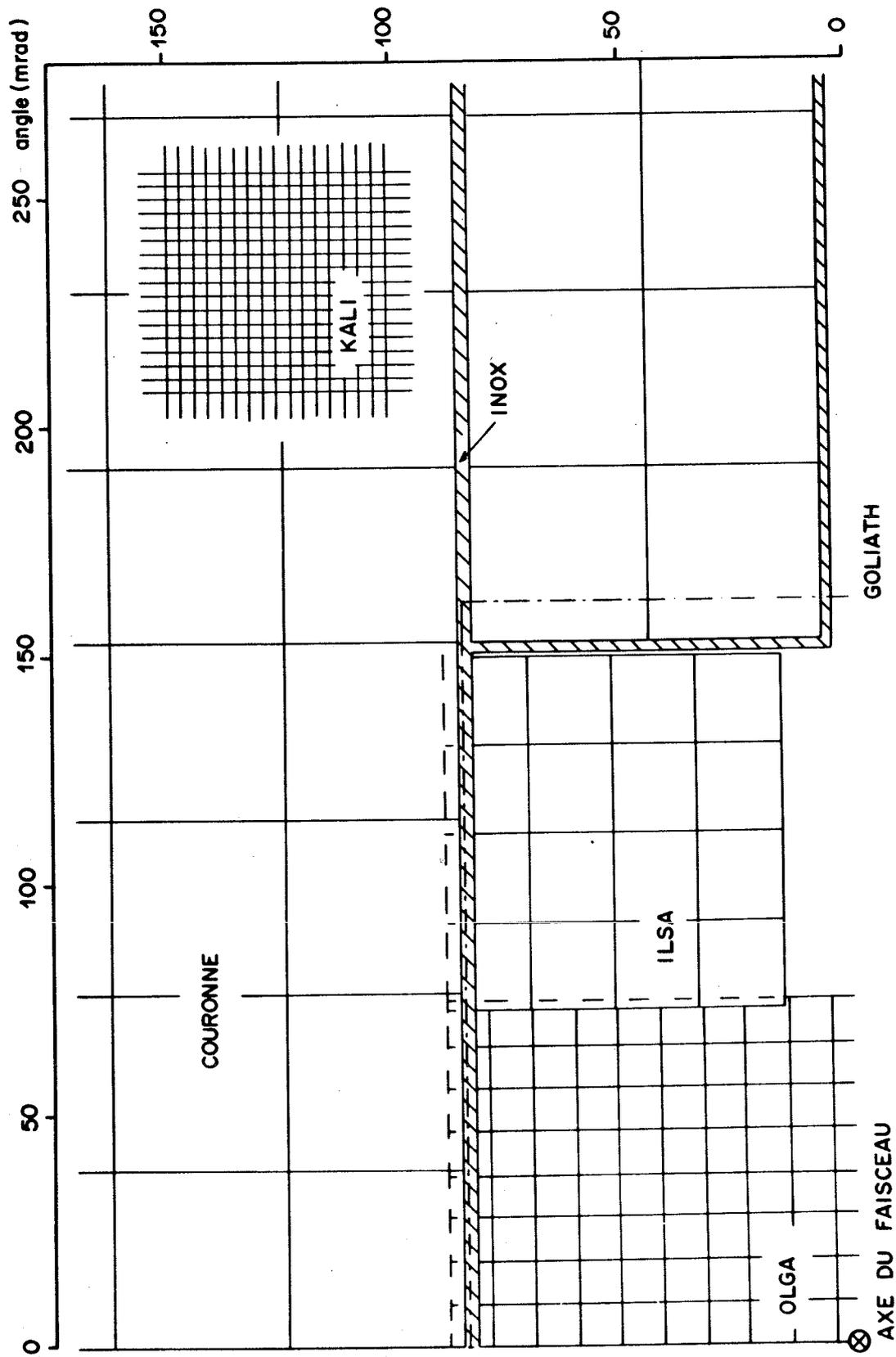


Fig. III-4 : Homothétie, par rapport à la cible, des 3 calorimètres électromagnétiques et de l'aimant GOLIATH (un quart est représenté)



CHAPITRE IV



CONCEPTION DU CALORIMETRE

IV.1 - CONTRAINTES

Le but de ce calorimètre est :

- d'étendre de 100 à 300 mrad l'acceptance aux photons et aux mésons neutres des jets, complétant le domaine angulaire couvert par les calorimètres Olga et Ilsa (cf. Fig. III-4).
- de minimiser le bruit de fond des mésons π^0 pour la détection des photons Compton QED.

La précision de reconstruction de la masse du π^0 dépendant directement de la résolution en énergie du calorimètre, le choix s'est tout naturellement porté sur le verre au plomb qui présente, pour un prix raisonnable, la meilleure résolution en énergie (cf. Tableau IV/1).

Utilisant l'expérience acquise sur le spectromètre Omega avec l'ensemble "sampler" - Pénélope - OLGA, le choix s'est dirigé vers un système convertisseur - détecteur de position (KALI) - verre au plomb (Couronne). Mais la nécessité d'une très bonne séparation $\gamma\gamma$ impose un calorimètre de grande compacité, avec un convertisseur passif et un verre au plomb dense, privilégiant la granularité au détriment de la résolution en énergie. La Fig. IV.1 montre le principe de la mesure du point d'impact d'un photon par le calorimètre équipé d'un détecteur de position.

Par ailleurs le choix de l'acceptance, combiné à la donnée de la position de ce détecteur par rapport à la cible, fixe la surface totale à environ $4m^2$ et la taille du trou central à environ $\pm 30cm$ selon des directions perpendiculaires au faisceau.

IV.2 - CHOIX DU VERRE AU PLOMB

Une étude cinématique montre que l'énergie maximale des photons détectés avec un taux significatif par le calorimètre KALI-Couronne se situe aux alentours de 40 GeV.

Il a été mesuré par ailleurs (Ap 75) que pour des électrons de 40 GeV, 98 % de l'énergie est absorbée par 18 longueurs de radiation (Fig. IV.2).

La contrainte de compacité impose un verre au plomb à faible longueur de radiation, donc à densité élevée : le choix s'est porté sur un verre CEREN 17 (analogue au SF6, cf. Chap. VII).

IV.1 - RESOLUTIONS EN ENERGIE (FWHM) POUR DES ELECTRONS D'ENERGIE E (λ 1 GeV) DANS DIFFERENTS TYPES DE CALORIMETRES ELECTROMAGNETIQUES (D'APRES Br 80)

TYPE DE CALORIMETRE	RESOLUTION
Na I (20 Xo)	$\frac{2\%}{E^{1/4}}$
Verre au plomb (14 Xo)	$\frac{10 - 12\%}{\sqrt{E}}$
Plomb - argon liquide (15.75 Xo)	$\frac{16\%}{\sqrt{E}}$
Plomb - scintillateur en "sandwich" (14 Xo)	$\frac{22\%}{\sqrt{E}}$
Chambre proportionnelle multifils (17 Xo)	$\frac{40\%}{\sqrt{E}}$

Avec des blocs de 25cm de longueur, nous obtenons 14.8 longueurs de radiation auxquelles il faut ajouter les 4.5 longueurs de radiation du radiateur de plomb (voir plus loin). Le calorimètre Kali-Couronne représente donc un ensemble à 19 longueurs de radiation permettant des mesures d'énergie jusqu'à 40 GeV environ.

Les dimensions latérales du verre au plomb résultent de 2 exigences : possibilité de manipulation manuelle des blocs de verre au plomb, donc masse raisonnable ; utilisation de photomultiplicateurs performants, mais de prix abordable, ceci excluant des tubes à très grande fenêtre d'entrée et à grand nombre de dynodes.

Les dimensions latérales du verre au plomb résultent de 3 exigences : meilleure granularité possible ; bonne transmission du rayonnement Cherenkov ; utilisation de photomultiplicateurs performants, protégés individuellement du champ de fuite de Goliath par un blindage magnétique.

Le tube choisi est un Philips XP 2030. Les raisons de ce choix ont été :

- bon rendement quantique (35 % à 400nm)
- gain élevé (10 dynodes)
- prix raisonnable.

Des caractéristiques détaillées sont fournies au chapitre VII.

La collection de lumière sur la photocathode d'un tube photosensible est régie par 2 lois :

- théorème de Liouville (Ma 72) qui impose des coupleurs optiques (guides) d'autant plus encombrants que la différence entre la surface de la photocathode et la surface de la source de lumière (scintillateur, verre au plomb,...) est plus grande.
- réflexion de la lumière lors d'un changement de milieu. Cette réflexion, qui signifie une perte de transmission, est d'autant plus importante que la différence d'indice optique des milieux est élevée.

Ces considérations ont conduit à une dimension latérale de 93mm pour les blocs de verre au plomb. Dans ces conditions :

$$\frac{S_{PM}}{S_{bloc}} = 0.43$$

Ce qui est une valeur raisonnable pour réaliser un couplage optique correct. De plus l'implantation des fibres optiques reste possible (cf. Chap. VII.4.1).

IV.3 - DETECTION DE LA POSITION DES PHOTONS

IV.3.1 - Principe de la mesure de la position des photons : (Fig. IV.1)

Au lieu d'absorber directement le photon dans le verre au plomb, on transforme préalablement le photon en gerbe électromagnétique, et ce en le mettant en interaction avec un milieu appelé "convertisseur". C'est la gerbe formée dans le convertisseur qui est ensuite absorbée dans le verre au plomb.

En interposant entre le convertisseur et le verre au plomb un dispositif (appelé détecteur de position) permettant de mesurer l'extension latérale de la gerbe, on peut, par reconstruction du barycentre de la section droite de la gerbe, avoir accès à la position (x,y) du point d'impact du photon dans le convertisseur.

Afin d'avoir une probabilité raisonnable de conversion du photon, on est obligé d'utiliser une épaisseur de convertisseur de plusieurs longueurs de radiation. Une certaine énergie est donc perdue par la gerbe dans le convertisseur, ce qui amène une dégradation de la résolution en énergie de l'ensemble convertisseur-détecteur de position-verre au plomb.

Un convertisseur est dit actif s'il permet une mesure de l'énergie perdue par la gerbe. Plus la précision sur cette mesure est bonne, plus faible est la dégradation de la résolution en énergie de l'ensemble calorimétrique.

Afin d'optimiser la séparation $\gamma\gamma$, et donc de réduire le recouvrement de 2 gerbes rapprochées, le convertisseur de notre calorimètre doit être très compacte, et donc passif. L'obtention d'une bonne résolution en énergie avec cet appareil sera donc un problème délicat.

La distance entre les points d'impact des deux photons émis par un méson π^0 est minimale quand l'énergie des deux photons est égale (cf. Chap. II.4.2). Pour notre détecteur, placé à 235cm de la cible, cette distance minimale d sera :

$$d \text{ (cm)} = 235 \times \frac{2m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}$$

Pour un méson π^0 de 40 GeV, $d = 1.6\text{cm}$. Ceci contraint presque définitivement l'ensemble convertisseur et détecteur de position.

IV.3.2 - Le convertisseur

. Nature : il est évident que l'extension latérale de la gerbe devra être la plus réduite possible : la valeur du rayon de la gerbe devra être voisine, en moyenne, de la valeur de d , soit 1.6cm.

L'extension latérale d'une gerbe est un phénomène aléatoire auquel on peut associer une grandeur moyenne, appelée "rayon de Molière" et notée R_M (Am 81).

Si ϵ désigne l'énergie critique du matériau ($\epsilon \approx \frac{550 \text{ MeV}}{Z}$), on a la relation :

$$R_M = \frac{21}{\epsilon} X_0 \quad \text{avec} \quad X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \quad (\text{g/cm}^2)$$

Pour le plomb, $R_M = 1.6\text{cm}$, grandeur parfaitement compatible avec la valeur de d .

Il est clair qu'un matériau encore plus dense, tel que le tungstène ou l'uranium, serait encore plus indiqué. Pour des raisons économiques, notre choix, qui sera confirmé par des simulations et des tests, s'est fixé sur le plomb.

. Épaisseur : l'épaisseur du radiateur est gouvernée par le développement longitudinal de la gerbe.

A une énergie donnée, un convertisseur trop mince présente une inefficacité trop élevée. De même, un convertisseur trop épais est trop absorbant, et dégrade l'énergie vue par le verre au plomb de manière inacceptable.

Différentes grandeurs représentent en moyenne le développement longitudinal d'une gerbe engendrée par un photon (électron) d'énergie E .

- longueur de trace T : $T = f(z) \frac{E}{\epsilon} X_0$ (z est défini dans Am 81). T est la somme des longueurs de toutes les traces des électrons e^\pm de la gerbe.

- profondeur médiane T_{med} : c'est la distance à laquelle la moitié de l'énergie initiale E est déposée

$$T_{med} \approx X_0 \left[\text{Log} \frac{E}{\epsilon} + a \right] \quad \text{où} \quad a = \begin{cases} 0.4 & \text{pour un électron } e^\pm \\ 1.2 & \text{pour un photon} \end{cases}$$

- profondeur de la gerbe : c'est la profondeur à laquelle un nombre maximum de paires e^+e^- est présent

$$T_{max} \approx T_{med} - 1.5 X_0$$

Il est clair que ces grandeurs, qui dépendent de l'énergie incidente E , sont déterminées par l'énergie minimale des photons que l'on se propose de détecter dans des conditions acceptables : 800 MeV. Pour $E = 800$ MeV :

$T_{max} = 4.4 X_0 = 2.5$ cm. C'est cette valeur que nous adoptons comme épaisseur du convertisseur de plomb.

Avec une telle valeur, la probabilité de conversion d'un photon est de 98.2 %, soit une inefficacité de 2 % environ.

IV.3.3 - Détecteur de position : KALI

La distance minimale à apprécier étant de 16mm, le détecteur de position devra avoir une granularité brute d'environ 8mm. Cette valeur permet d'envisager l'utilisation de scintillateurs croisés de 8mm de large disposés en deux plans.

La granularité optimale ne peut être déterminée par des méthodes simples, car elle dépend de la statistique des gerbes produites dans le convertisseur. Sa détermination exacte a été opérée par une étude en simulation, vérifiée par des tests.

La simulation (Bu 79) a été effectuée avec le programme EGS (For 78) : des photons et des mésons π^0 (30, 20 et 10 GeV) sont générés avec un angle nul, par rapport au convertisseur (cf. Fig. IV.1), seuls les mésons π^0 de 20 GeV sont également générés suivant un angle de 300 mrad (1000 événements à chaque fois).

Après une distance de 2m, le photon primaire ou les 2 photons de désintégration interagissent dans un convertisseur de plomb de 5 longueurs de radiation, suivis par deux plans Y-Z de scintillateur composés de barreaux de 2mm de large et de 1cm d'épaisseur.

L'effet de la largeur des barreaux est étudié en regroupant les données de barreaux consécutifs.

Idéalement les photons produisent une gerbe, et les mésons π^0 deux (séparés d'au moins

$$200 \times \frac{2m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} = 1.8, 2.7, 5.4 \text{ cm}$$

pour des mésons π^0 de 30, 20, 10 GeV respectivement) se manifestant par deux maximums dans au moins un des plans de scintillateur.

En fait, l'un de ces maximums de π^0 peut avoir une très faible amplitude, et un photon peut donner une gerbe secondaire due aux fluctuations dans le développement de la gerbe électromagnétique.

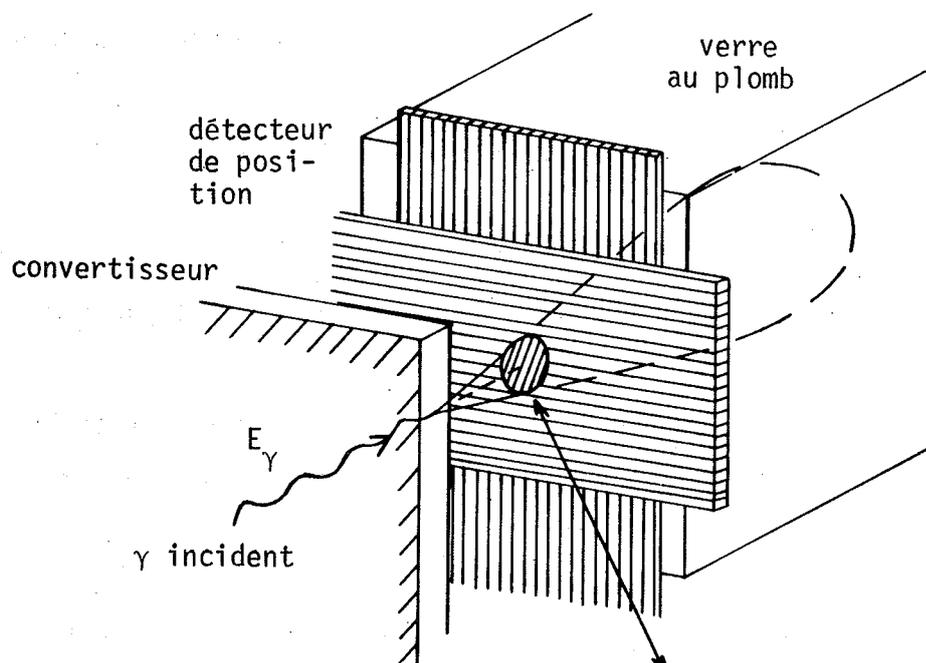
Un premier critère pour distinguer les photons des mésons π^0 , est d'appliquer une coupure sur l'amplitude du 2ème maximum. Plus cette coupure est élevée, plus on perd d'événements π^0 , mais plus l'efficacité de détection des photons est élevée. Un compromis est donc nécessaire.

La figure IV.3a présente l'effet de la coupure avec des barreaux de scintillateur de 8mm de large : pour une coupure de 6 MeV, l'efficacité de détection des photons est de 90 % environ, et celle des mésons π^0 est supérieure à 80 %.

Ayant fixé la coupure à 6 MeV, on considère des barreaux de 6, 8, 10 et 12mm. On remarque que l'efficacité de détection des mésons π^0 de 30 GeV chute considérablement pour une largeur supérieure à 8mm (Fig. IV.3b).

Une largeur de 8mm est donc raisonnable, si l'on veut distinguer les photons et les mésons π^0 jusqu'à 30 GeV environ.

Fig. IV-1 : Principe de la mesure de la position et de l'énergie d'un photon dans un calorimètre électromagnétique

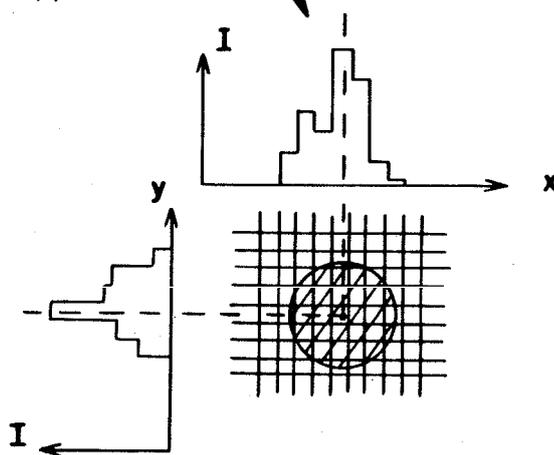


$$E_{\gamma} = E_{\text{CONV}} + E_{\text{SC}} + E_{\text{VPB}}$$

E_{CONV} = énergie déposée dans le convertisseur

E_{SC} = énergie déposée dans le détecteur de position

E_{VPB} = énergie déposée dans le verre au plomb



$$x_{\gamma} = \frac{\sum_i I_i x_i}{\sum_i I_i}$$

$$y_{\gamma} = \frac{\sum_i I_i y_i}{\sum_i I_i}$$

Fig. IV-2 : Energie relative déposée par une gerbe électromagnétique en fonction du nombre de longueurs de radiation traversées, pour des électrons de 40 - 45 GeV (d'après Ap75, courbe théorique d'après Ros61)

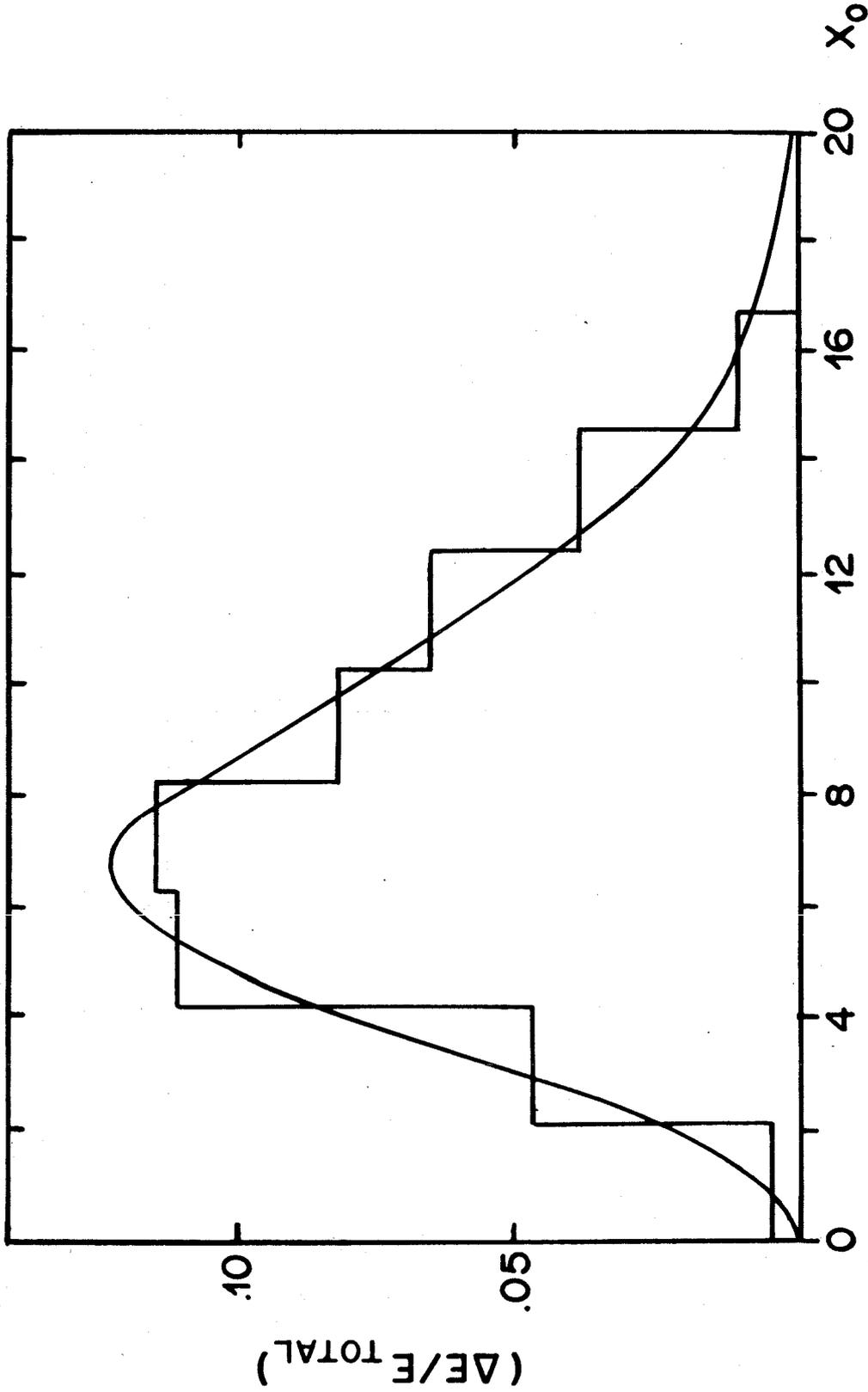
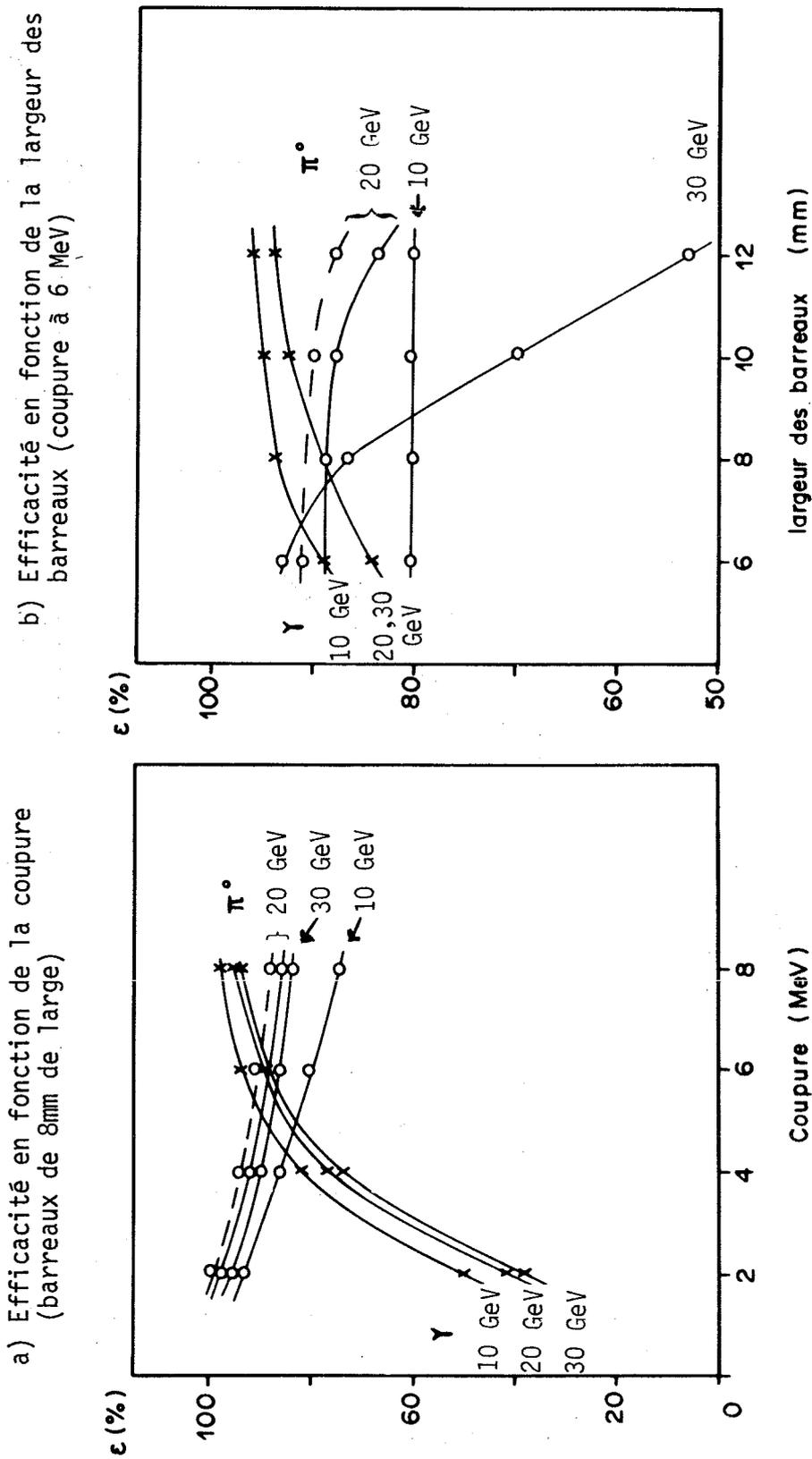
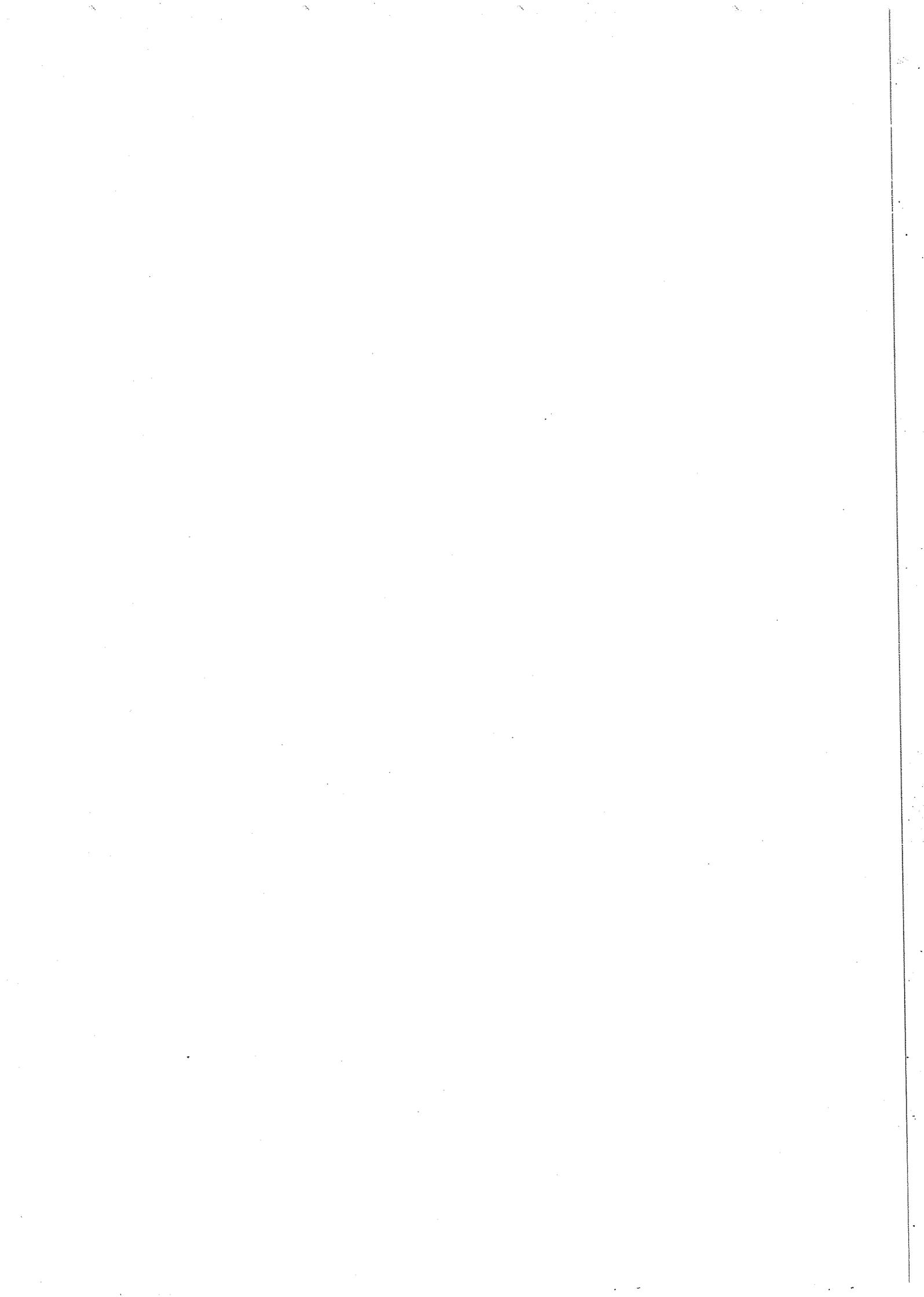
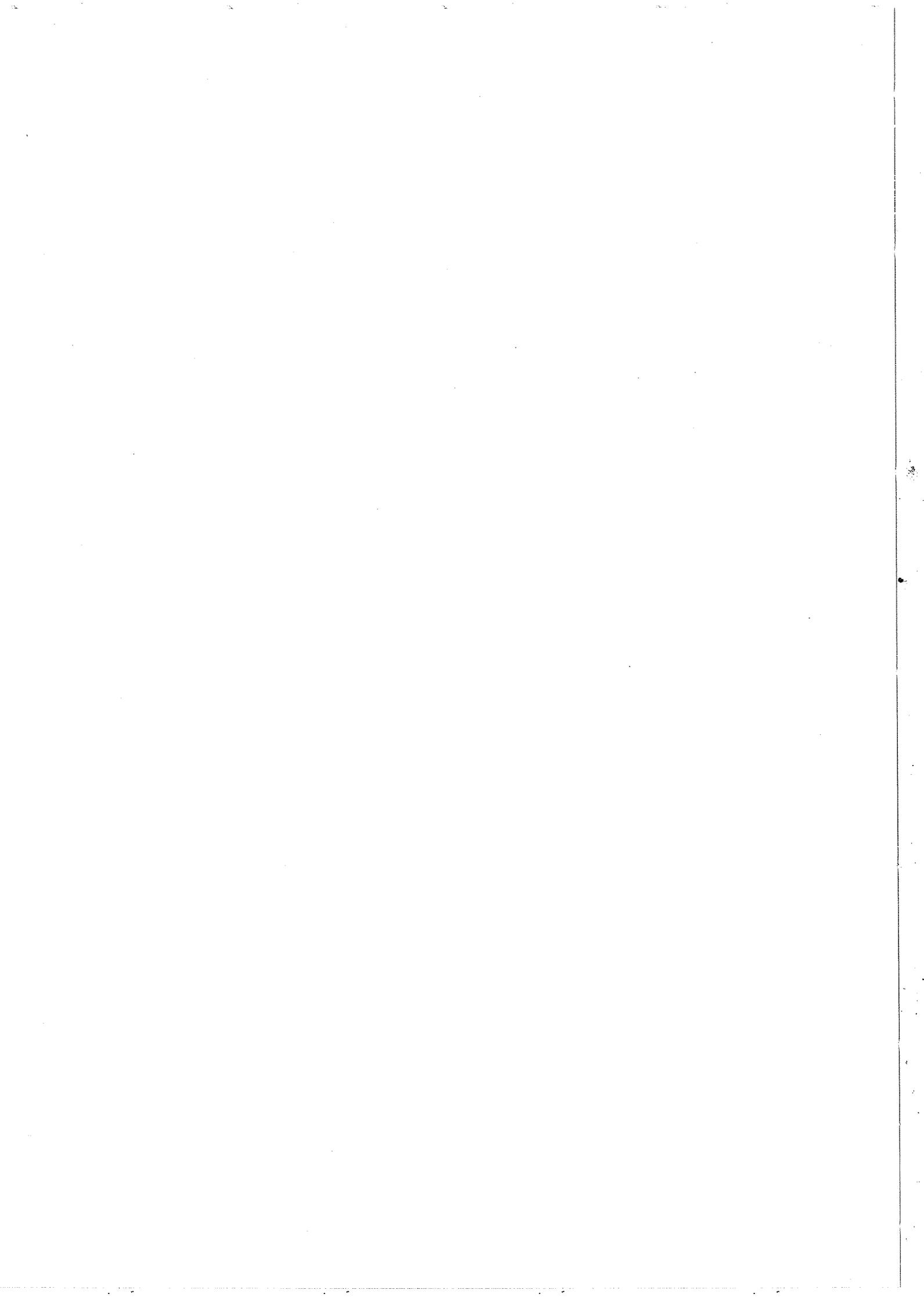


Fig. IV-3 : Efficacité de détection des photons et des mésons π^0 dans le calorimètre, d'après un programme de simulation (cf. texte, chap. IV-3-3)







CHAPITRE V



TESTS

Avant de passer à la réalisation de l'ensemble Kali-Couronne, toute une série de tests expérimentaux, opérés sur des prototypes, ont été menés auprès des faisceaux tests du PS et du SPS du CERN. Ces tests confirment la conception de l'ensemble et les performances prédites par simulation.

V.1 - ETUDE DES SCINTILLATEURS DE KALI

V.1.1 - Choix du scintillateur

Récemment sont apparus des scintillateurs bon marché (Au 78 et Th 79) à base de polyuréthane et de composés acryliques. Un certain nombre de tests, menés sur des baguettes d'altustipe de $8 \times 10 \times 800 \text{ mm}^3$ ont montré que ce scintillateur, s'il présente la même longueur d'atténuation que le NE110 ($\approx 1\text{m}$) est environ 2 fois moins lumineux. Malgré le prix attirant de l'altustipe, et compte tenu des quantités relativement modestes que représente Kali ($\sim 2 \times 2\text{m}^2$), nous avons décidé d'utiliser le scintillateur NE110 produit par Nuclear Entreprise. Outre sa luminosité élevée, le scintillateur a l'avantage d'être relativement rapide ($\tau \approx 3.3\text{ns}$, cf. Chapitre VII).

V.1.2 - Longueurs d'atténuation

Des tests préliminaires, confirmés par les mesures systématiques opérées sur les barreaux sortant de l'usinage, montrent que les scintillateurs de Kali ont, en moyenne, une longueur d'atténuation de 110cm.

En réalité, à cause de la réflexion en bout de scintillateur, l'atténuation de la lumière peut être paramétrisée sous la forme :

$$f(x) = \exp \left[-\frac{x}{A_1} + \left(\frac{x}{A_2}\right)^2 \right]$$

avec $\langle A_1 \rangle = 111\text{cm}$ (FWHM = 41cm)

$\langle A_2 \rangle = 128\text{cm}$ (FWHM = 36cm)

Pour l'ensemble des 800 doigts de Kali, la distribution des paramètres A_1 et A_2 est donnée par la Fig. V.1 .

V.1.3 - Effets de bord

Le scintillateur NE110 est particulièrement sensible au phénomène dit de "crazing".

Ce phénomène se manifeste par des craquelures de surface agissant comme autant de centres diffuseurs détériorant considérablement la propagation de la lumière.

Ces effets de surface sont évidemment d'autant plus importants que les dimensions du scintillateur sont petites, ce qui est le cas de Kali.

Afin de tester l'absence de ces effets de surface, et de vérifier que la réponse des doigts de Kali est indépendante de la distance entre la trace de la particule ionisante et les bords d'une section droite ($8 \times 10\text{mm}^2$), nous avons, en faisceau de mésons π^- (PS), mesuré l'évolution du rapport R :

$$R = \frac{\text{nombre de } \pi^- \text{ détectés à différentes positions}}{\text{nombre de } \pi^- \text{ incidents}}$$

Cette mesure a été faite en déplaçant Kali par pas de 1mm par rapport au faisceau, défini à 1mm près par de fins hodoscopes croisés. L'encart de la figure V.2 résume la méthode.

Le rapport R est constant, sauf au voisinage des bords, les effets observés étant dus à la résolution sur la position du faisceau. Nous en concluons qu'aucun effet de surface gênant n'a été mis en évidence.

V.1.4 - Implantation des fibres optiques

Pour des raisons explicitées plus loin, nous avons décidé d'équiper Kali et la Couronne d'un "monitoring" nécessitant l'implantation sur chaque scintillateur de Kali d'une fibre optique, nécessairement implantée au niveau du collage scintillateur-guide de lumière (Fig. VII.3).

Le diamètre extérieur de ces fibres (1.6mm) n'est pas négligeable par rapport aux dimensions transversales ($8 \times 10\text{mm}^2$) des scintillateurs de Kali, et peut donc être la source d'une dégradation importante de la transmission de la lumière du scintillateur vers le guide de lumière.

Une série de mesures a montré que l'implantation occasionne en moyenne une perte de lumière de 10 %, ce qui est acceptable.

V.1.5 - Guides de lumière

Pour des raisons d'encombrement, la lumière produite par les scintillateurs de Kali est transportée par des guides de lumière jusqu'aux phototubes qui peuvent être ainsi logés dans le cadre de la Couronne. Ces guides, de même section que les doigts de Kali ($8 \times 10\text{mm}^2$) ont une longueur de 45cm (Fig.VII-3).

Leur utilisation entraîne en moyenne une perte de lumière de 15 %.

V.2 - ELECTRONIQUE ASSOCIEE A KALI

V.2.1 - Choix des photomultiplicateurs

Pour des raisons de prix de revient (≈ 90 FF par tube) et d'encombrement, notre choix s'est porté sur les photomultiplicateurs Hamamatsu 931A.

La sensibilité spectrale de ce tube est compatible avec le domaine d'émission du scintillateur NE110 (cf. Tableaux VII-3 et VII-4). Des tests, menés en source radioactive et dans le halo de muons de l'expérience WA11, ont montré qu'en dépit de son faible gain ($\sim 10^6$), ce tube donne un signal acceptable sur les scintillateurs de Kali (environ 20 pC par minimum d'ionisation, correspondant à ~ 120 photoélectrons/min I).

Afin d'éliminer les tubes de gain trop faible, on a mesuré la réponse de chaque PM à un signal lumineux constant (diode électroluminescente), celle-ci présente une dispersion importante, d'un facteur ~ 7 (Fig. V.3).

V.2.2 - Pont diviseur

A cause du prix de revient, il n'était pas possible d'alimenter chaque voie de Kali par une voie séparée de haute tension.

Nous avons été amenés à connecter 5 voies de Kali en parallèle sur une même voie de H.T., limitée à 2mA. Gardant une marge de sécurité, cela nous permet un courant statique $I_s \approx 300\mu\text{A}$ dans chacun des ponts qui alimentent les phototubes de Kali.

Des mesures comparatives nous ont permis de sélectionner une configuration de pont (Fig. V.4) donnant, pour une intensité lumineuse fixée, le signal anodique maximal : dans le but d'essayer du câble à paires twistées à la place du câble RG58, des ponts à sortie selfique par transformateur de couplage et d'adaptation avaient été étudiés. Mais ils ont été éliminés, car occasionnant un "base-line-shift" non négligeable ($\sim 10\%$ du signal).

Afin de vérifier la linéarité de la réponse des phototubes pour leur haute tension d'utilisation (-800V), nous avons opéré une série de mesures utilisant des filtres calibrés et une diode électroluminescente pulsée à 100ns (Fig. V-5).

V.2.3 - Blindage magnétique

Les phototubes de Kali fonctionnent dans le champ de fuite (~ 50 Gauss) de l'aimant Goliath.

Une étude, menée dans l'entrefer d'un petit électroaimant, nous a permis de déterminer une configuration de blindage magnétique efficace et bien moins chère que la solution disponible commercialement (Fig. V.6, d'après B1 80).

V.3 - ETUDE DES PERFORMANCES DU CALORIMETRE

Cette étude a été menée avec une version réduite du calorimètre comprenant :

- un convertisseur de plomb de 2cm d'épaisseur (ceci pour tenir compte du fait que les tests ont lieu en faisceau d'électrons, et non en faisceau de photons).
- un détecteur de position (2 plans de scintillateurs $8 \times 10 \times 800\text{mm}^3$ chacun).
- 9 blocs de verre au plomb.

Afin de tester l'ensemble de la chaîne définitive, les câbles et ADC's Lecroy 2282A utilisés sont ceux de l'expérience réelle.

Le but de ces mesures a été de vérifier les résultats obtenus par simulation, et ce en utilisant les gerbes produites par les électrons à différentes énergies (1,2,4,5,7,10,20,40 GeV). Par ailleurs, la combinaison de ces événements expérimentaux permet de "produire" des mésons π^0 d'énergies variables, dans diverses conditions de désintégration.

V.3.1 - Etude des gerbes électromagnétiques

Afin de réduire le bruit de fond de la chaîne électronique, sans diminuer l'efficacité de détection des compteurs, nous pratiquons une coupure à 0.75 minimum d'ionisation sur la réponse de chaque voie d'ADC.

Le type de signal observé dans Kali est représenté sur la Fig. V.8. Comme on l'a déjà indiqué au chapitre IV.3.3, on observe en général dans chaque plan un maximum principal, associé parfois à un maximum secondaire (dans 87 % des cas à 10 GeV) dû aux fluctuations de la gerbe.

Dans nos données NA14, des photons très rapprochés de π^0 se manifestent également par 2 maximums. Le travail de séparation entre γ isolé et π^0 consiste donc à distinguer entre une fluctuation de la gerbe et son impact principal.

Le traitement des données nous conduit à définir divers paramètres.

On appelle plage, l'ensemble des barreaux touchés par une gerbe dans un plan de Kali. On distingue 1 ou 2 amas dans chaque plage, suivant que l'on a 1 ou 2 maximums. Dans ce dernier cas, on définit la vallée comme étant la première dépression avant le 2ème maximum (cf. Fig. V.8). Toute fluctuation située entre les 2 maximums est donc associée au plus grand des deux.

On appelle plage réduite l'ensemble des barreaux adjacents touchés autour du 1er maximum.

Pour des électrons de 10 GeV, l'extension des plages peut dépasser 20 barreaux, mais l'extension réduite est de 10(13) barreaux au plus dans le plan 1(2) (Fig. V.9). Le plan 1 est le premier plan de Kali que rencontre le faisceau d'électrons.

On définit :

$$RV = \frac{\text{Amplitude de la vallée}}{\text{Amplitude du 2ème maximum}} , \quad RM = \frac{\text{Amplitude du 2ème maximum}}{\text{Amplitude du 1er maximum}} ,$$

$D_1(D_2)$ = projection du barycentre de l'amas 1(2) dans le plan considéré

$$D_{12} = |D_1 - D_2|$$

$D_{\gamma\gamma}$ = distance entre le barycentre des 2 amas (s'il y en a 2 dans chaque plan).

V.3.2 - Séparation π^0 - γ

Celle-ci ne pose pas de problème si les deux photons du π^0 ont atteint des blocs de la Couronne non adjacents. Nous nous intéressons au cas, plus difficile à traiter, où les gerbes associées aux deux photons se superposent.

. Simulation de π^0 à partir de données en faisceau d'électrons : nous nous plaçons dans l'hypothèse où la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ a lieu avec équipartition de l'énergie entre les 2 photons (cf. Chap. II.4.3). A partir d'un lot de 1000 gerbes expérimentales (électrons incidents d'énergie E fixée), on tire 2 gerbes au hasard. L'une est conservée telle quelle, l'autre est translatée dans une direction φ , afin que la distance d entre les gerbes corresponde à la distance théorique minimale que l'on observerait sur le site NA14 (Fig. V.10) :

$$d \approx 235 \times \frac{2m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}} \quad (\text{où } E_{\pi^0} = 2E, E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = E)$$

Nos données nous permettent de simuler des " π^0 " de 2,4,8,10,14 et 20 GeV.

. Critères de séparation : on reprend les paramètres introduits au paragraphe précédent. La distribution en RV (Fig. V.11) présente une région très sensible aux " π^0 ", surtout aux alentours de 10 GeV (RV = 0 quand la vallée correspond à une réponse inférieure à .75 min I). La population du diagramme RE/RM (Fig. V.12) est également très différente pour des γ ou pour des " π^0 " : RM (ou RE) \rightarrow 0 quand le 2ème maximum est dû à une fluctuation de gerbe. Une étude plus fine montre qu'un critère sur RM est préférable à un critère sur RE. Des critères en RV et RM sont très efficaces à haute énergie (> 5 GeV). A plus basse énergie, les deux photons du π^0 peuvent être suffisamment séparés pour qu'on puisse déjà les distinguer au niveau de la Couronne seule (blocs de verre au plomb touchés non adjacents). Mais il existe une région intermédiaire (\lesssim 5 GeV \Rightarrow $d \gtrsim$ 13cm) où des critères sur la distance entre amas (Fig. V.13) sont utiles.

Finalement des critères successifs sont choisis pour distinguer γ et π^0 à partir de Kali, quand cela ne peut être réalisé à partir de la Couronne :

- si la gerbe électromagnétique ne se manifeste que par un seul amas dans chacun des 2 plans : γ

Ce critère initial pourra être affiné en paramétrisant la forme des amas dans Kali.

On traite maintenant les gerbes laissant 2 amas dans au moins un plan.

- critère sur RV : $\left\{ \begin{array}{l} 0 < RV < 0.3 \text{ dans le plan 1} \\ \text{et/ou} \\ 0 < RV < 0.2 \text{ dans le plan 2} \end{array} \right. : \pi^0$
- critère sur RM : $\left\{ \begin{array}{l} \text{un seul amas ou } 0 < RM < 0.36 \text{ dans le plan 1} \\ \text{et} \\ \text{un seul amas ou } 0 < RM < 0.40 \text{ dans le plan 2} \end{array} \right. : \gamma$
- $\left\{ \begin{array}{l} RM > 0.36 \text{ dans le plan 1} \\ \text{et} \\ RM > 0.40 \text{ dans le plan 2} \end{array} \right. : \pi^0$

Pour des énergies $E > 5$ GeV, les événements non discriminés après ces critères sont considérés comme ambigus.

- si $E < 5$ GeV : critères sur la distance entre le barycentre des amas

$$\text{. si 2 amas dans chaque plan : } \begin{cases} D_{\gamma\gamma} < 6\text{cm} : \gamma \\ D_{\gamma\gamma} > 8\text{cm} : \pi^0 \end{cases}$$

$$\text{. si 2 amas dans un des plans : } \begin{cases} D_{12} < 6\text{cm} : \gamma \\ D_{12} > 8\text{cm} : \pi^0 \end{cases}$$

La différence entre 6 et 8cm tient compte d'une imprécision $\sim 10\%$ sur l'énergie E calculée.

. Efficacité de ces critères

L'efficacité ϵ_{γ} de détection des photons en fonction de leur énergie est indiquée sur la Fig. V.14a, $\epsilon_{\bar{\gamma}}$ est la probabilité pour qu'un méson π^0 soit confondu avec un photon :

$$\epsilon_{\gamma} \begin{cases} \approx 96\% & \text{si } 1 < E < 5 \text{ GeV} \\ \approx 93\% & \text{si } 5 < E < 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad \epsilon_{\bar{\gamma}} \begin{cases} \approx 11\% & \text{si } 1 < E < 10 \text{ GeV} \\ < 5\% & \text{si } 10 < E < 20 \text{ GeV} \end{cases}$$

De même pour les mésons π^0 se désintégrant en deux photons de même énergie et émis dans la direction $\varphi = 45^\circ$ (Fig. V.14b) :

$$\begin{cases} \epsilon_{\pi^0} \gtrsim 95\% & \text{si } 1 < E < 20 \text{ GeV, sauf entre 5 et 10 GeV où } \epsilon_{\pi^0}^{\min} \approx 88\%* \\ \epsilon_{\bar{\pi}^0} \approx 2\% & \text{si } 1 < E < 10 \text{ GeV} \end{cases}$$

Enfin l'efficacité de détection des π^0 est plus faible à haute énergie quand $\varphi = 0$ ou 90° , car les amas se superposent dans un des plans de Kali en ne faisant apparaître qu'un seul maximum, ce qui augmente le nombre d'événements ambigus (Fig. V.14c).

* Explication de la moins bonne efficacité ϵ_{π^0} à 8 GeV :

En-dessous de 10 GeV, quand l'énergie des π^0 diminue, leur efficacité de détection décroît rapidement si seuls les critères en RV et RM sont utilisés.

En-dessous de 5 GeV, l'efficacité de détection des π^0 augmente si l'on tient compte des critères supplémentaires en $D_{\gamma\gamma}$ et D_{12} .

V.4 - ETUDE DE LA CALIBRATION DU CALORIMETRE

Calibrer un appareil de mesure c'est établir une relation biunivoque entre les informations numériques délivrées par cet appareil, et la valeur des grandeurs physiques qui sont à la source de ces informations. C'est aussi évaluer la précision avec laquelle cette relation biunivoque est connue.

Dans notre cas, il s'agit de mettre en relation les charges électriques délivrées par les phototubes du calorimètre avec l'énergie du photon incident. C'est-à-dire reconstruire l'énergie du photon incident.

V.4.1 - Principe

Rappelons que l'énergie E_{γ} du photon incident est donnée par

$$E_{\gamma} = E_{\text{CONV}} + E_{\text{SC}} + E_{\text{VPB}} \text{ (Fig. V.1)}$$

où $E_{\text{SC}} + E_{\text{VPB}}$ est l'énergie vue par les scintillateurs et le verre au plomb.

E_{CONV} est l'énergie perdue dans le convertisseur.

Reconstruire l'énergie du photon incident, c'est être capable de connaître l'énergie déposée dans le verre au plomb et les scintillateurs, et d'estimer l'énergie déposée dans le convertisseur.

V.4.2 - Etalonnage du verre au plomb

Cette mesure s'opère avec une dizaine de blocs de verre au plomb, successivement mis dans un faisceau d'électrons de 10 GeV, sans convertisseur.

La haute tension de chacun des blocs a été ajustée de façon à avoir un signal anodique moyen de 160 MeV/pC, c'est-à-dire une valeur de 250 pC pour 40 GeV incident. Cette valeur correspond à la saturation des convertisseurs analogiques digitaux (ADC's) à .25 pC/canal (Lecroy 2249A) utilisés sur NA14 pour la Couronne. La haute tension qui réalise cette pente de conversion (160 MeV/pC) sera appelée par la suite HT_{γ} .

Une fois la tension HT_{γ} déterminée, des mesures ont été faites entre 1 et 40 GeV sur un des blocs de verre au plomb :

- La réponse est linéaire (Fig. V.15).
- La résolution R en énergie est paramétrisée sous la forme :

$$R = \frac{\sigma}{E} = \frac{6.2\%}{\sqrt{E}} + 1.2\% \quad \text{si } E > 4 \text{ GeV} \quad (\text{Fig. V.16})$$

qui est compatible avec les valeurs attendues (cf. Tableau IV.1).

Ces résultats, obtenus dans les mêmes conditions que sur NA14, constituent donc un test positif et définitif de la chaîne de détection "verre au plomb".

V.4.3 - Energie perdue dans le convertisseur

La réponse du verre au plomb étant maintenant connue, on rajoute le convertisseur passif et on refait les mesures précédentes.

Connaissant l'énergie E de l'électron incident et l'énergie déposée dans le verre au plomb et les scintillateurs, on peut calculer l'énergie perdue dans le convertisseur :

$$E_{\text{CONV}} = E - E_{\text{VPB}} - E_{\text{SC}}$$

Conformément à ce que prédisent les simulations (Bu 80), on vérifie que l'adjonction d'un convertisseur représente une perte de 15 % de l'énergie de la gerbe (Fig. V.15). Pour $E > 1 \text{ GeV}$, on a la relation :

$$E_c = 1.17 E_{\text{VPB}} + 0.22 \quad (\text{GeV})$$

avec
$$\frac{\sigma}{E_c} = \frac{18.2\%}{\sqrt{E}} + 1.6\% \quad (\text{Fig. V.16})$$

où E_c est l'énergie de l'électron, évaluée à partir de la réponse du verre au plomb.

Ne calculant pas l'énergie perdue dans le convertisseur, la résolution s'est détériorée.

Une méthode plus sophistiquée est donc nécessaire pour reconstruire l'énergie du photon (électron) incident.

V.4.4 - Corrélation Couronne-Kali

La Fig. V.17 représente, pour des électrons de 2 GeV, la distribution d'énergie déposée dans un bloc de verre au plomb sans (Fig. V.17a), puis avec (Fig. V.17b) le convertisseur passif.

Si l'on considère alors la population du diagramme des énergies déposées dans Kali et dans la Couronne (Fig. V.18), on peut minimiser la distance de chaque point par rapport à une "droite de corrélation" : $E_{SC} = \alpha + \beta E_{VPB}$. On calcule ensuite l'énergie de l'électron incident en projetant chaque point sur un axe perpendiculaire (En 82) :

$$E_c = -\frac{\alpha}{\beta} + (E_{VPB} + \frac{\alpha}{\beta} + E_{SC} \operatorname{tg}\gamma) \cos\gamma$$

La distribution en énergie ainsi reconstruite (Fig. V.17c) est très proche de celle intrinsèque au verre au plomb.

La connaissance des paramètres α et β en fonction de l'énergie des électrons incidents devrait aboutir prochainement à une meilleure résolution en énergie.

V.5 - ETUDE DE LA REPOSE DU VERRE AU PLOMB AUX MUONS

Contrairement aux électrons, les muons (300 fois plus lourds) interagissent avec le verre au plomb non par "bremsstrahlung" et développement d'une gerbe électromagnétique, mais principalement par ionisation et émission de lumière Cherenkov.

On a observé que cette lumière se manifestait au niveau du phototube par deux pics très nets (Fig. V.19). Ces deux pics sont étroitement associés à des effets optiques (voir plus loin). Si ces pics sont reproductibles, ils constituent des points de calibration disponibles, même en-dehors d'un faisceau test.

L'étude détaillée de ces points de référence est donc vitale, car elle va nous permettre de mettre à profit le halo de muons de NA14 (et de NA10) pour calibrer l'ensemble du calorimètre et surveiller l'évolution dans le temps de cette calibration.

V.5.1 - Influence de l'angle d'incidence des muons

L'angle Cherenkov (56°) étant égal à l'angle limite de réflexion totale, le taux de lumière collecté par le phototube sera une fonction sensible de l'angle θ entre la trajectoire du muon et l'axe du bloc de verre au plomb.

Toutes les mesures ont été effectuées en enregistrant simultanément des muons et des électrons de 10 GeV, de manière à avoir une calibration continue des blocs de verre au plomb (Fig. V.19a).

Un de ces blocs a été incliné verticalement à des angles θ_z variables entre 0 et 20° . La Fig. V.20 présente l'aspect des 2 pics de muons à ces différentes inclinaisons. Ces résultats sont résumés sur la Fig. V.21. On note que :

- l'énergie associée aux 2 pics augmente d'un facteur 1.5 entre 0 et 10° où elle atteint un plateau.
- le pic d'énergie maximum n'est plus visible au-delà de $\theta_z = 15^\circ$.

L'encart de la Fig. V.21 explique cette meilleure collection de lumière quand on incline le bloc de verre au plomb : on note que pour une moitié du cône Cherenkov le nombre de réflexions est plus faible que sous incidence normale, le taux de transmission est meilleur bien qu'une partie de la lumière soit perdue.

V.5.2 - Influence du milieu traversé par les muons

Afin de comprendre l'existence des 2 pics de muons, nous avons utilisé un bloc de verre au plomb incliné de 6° , et déclenché la prise de données uniquement sur les muons qui traversaient le guide lumière. Seul le pic le plus énergétique apparaît (Fig. V.22). De même le pic le moins énergétique correspond aux muons ne traversant pas le guide de lumière.

V.5.3 - Energie équivalente déposée par les muons dans les conditions de NA14

Les blocs de verre au plomb de la Couronne sont inclinés de ± 120 mrad verticalement. Une partie d'entre eux (32, dans les boîtes, cf. Chap. VII.1) sont inclinés également de ± 160 mrad horizontalement.

Les 9 cellules calibrées en faisceau d'électrons ont été inclinées verticalement de 120 mrad ($= 6.9^\circ$). La distribution des énergies équivalentes associées aux 2 pics de muons est représentée sur la Fig. V.23 :

$$\text{1er pic} : \langle E_1^\mu \rangle = 276 \pm 20 \text{ MeV}$$

$$\text{2ème pic} : \langle E_2^\mu \rangle = 468 \pm 40 \text{ MeV}$$

La précision d'une calibration dans un halo de muons est donc de :

$$\frac{40}{468} \approx 9 \%$$

V.6 - Conclusion

Ce travail nous a permis de vérifier que la configuration du calorimètre Kali-Couronne est capable de répondre aux spécifications de départ ($\gtrsim 80$ % de séparation π^0 - γ jusqu'à 40 GeV).

Fig. V-1 : Distribution des paramètres A_1 et A_2 associés à la fonction d'atténuation $f(x) = \exp[-\frac{x}{A_1} + (\frac{x}{A_2})^2]$ dans les barreaux de scintillateurs de Kali

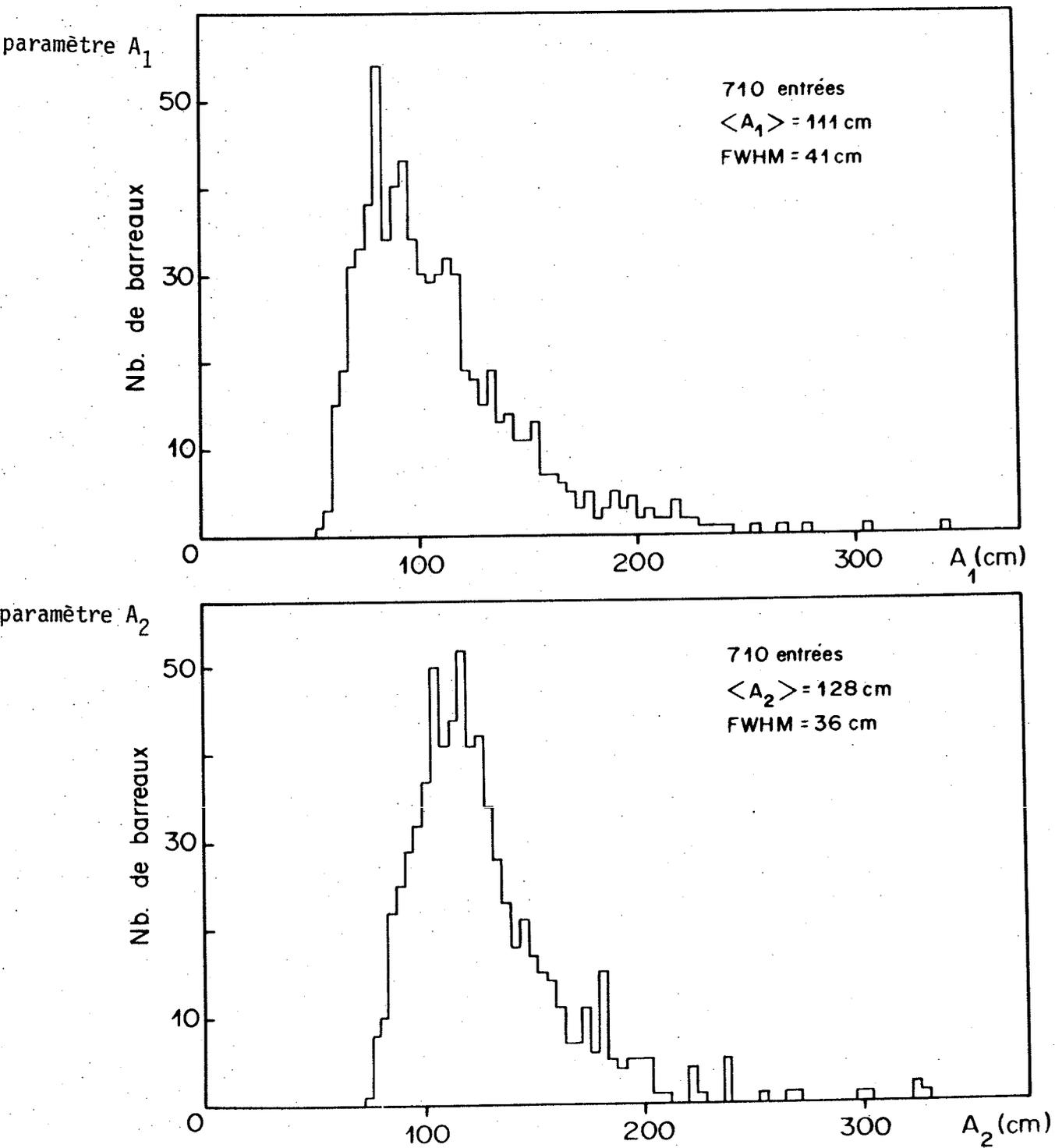


Fig. V-2 : Recherche d'un effet de bord éventuel sur les barreaux de scintillateur
 (les barreaux sont translétés par rapport à un faisceau de pions incidents)

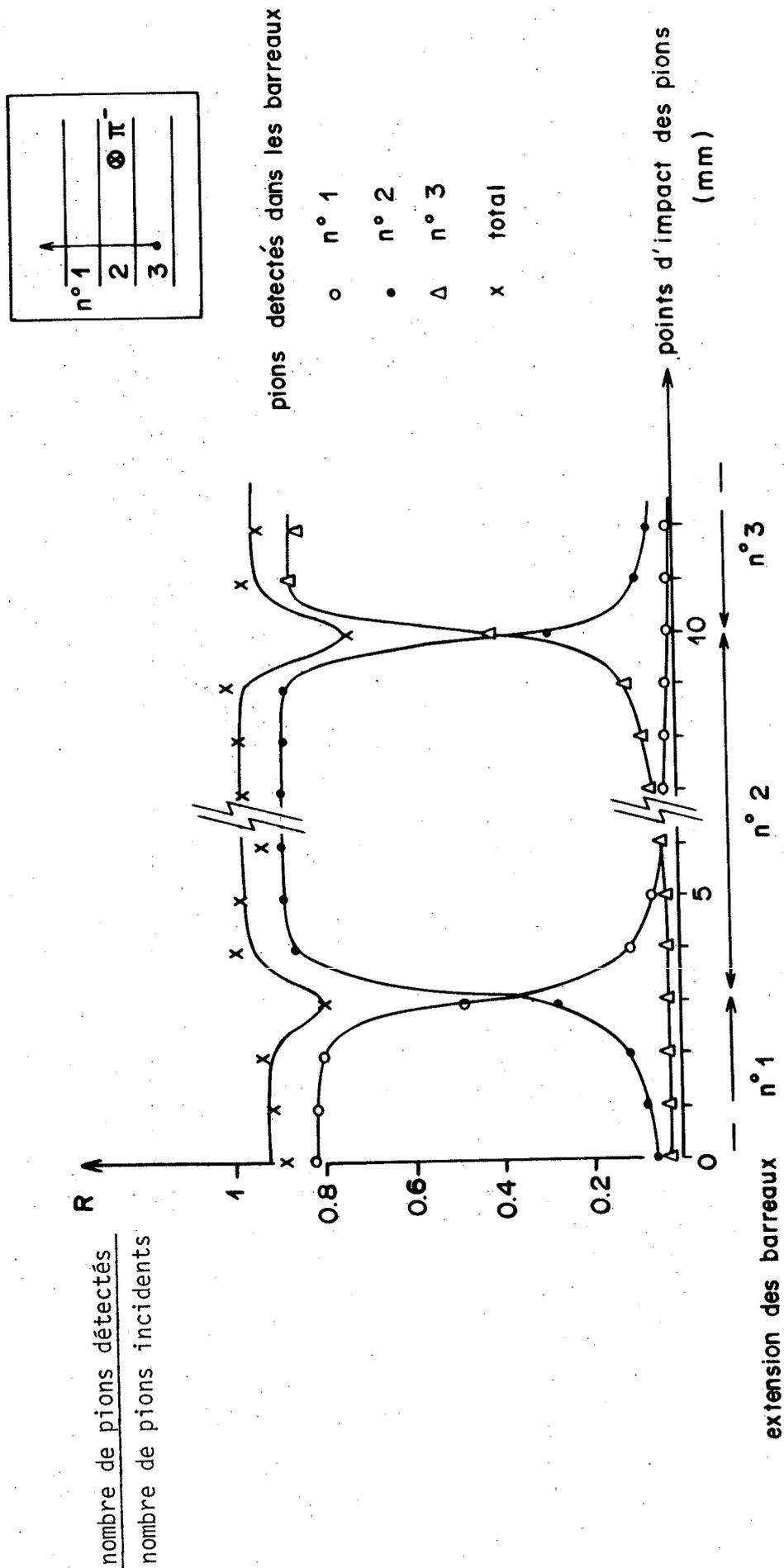


Fig. V-3 : Distribution de la réponse de 880 phototubes
Hamamatsu 931A à un signal lumineux constant
(HT = -900V)

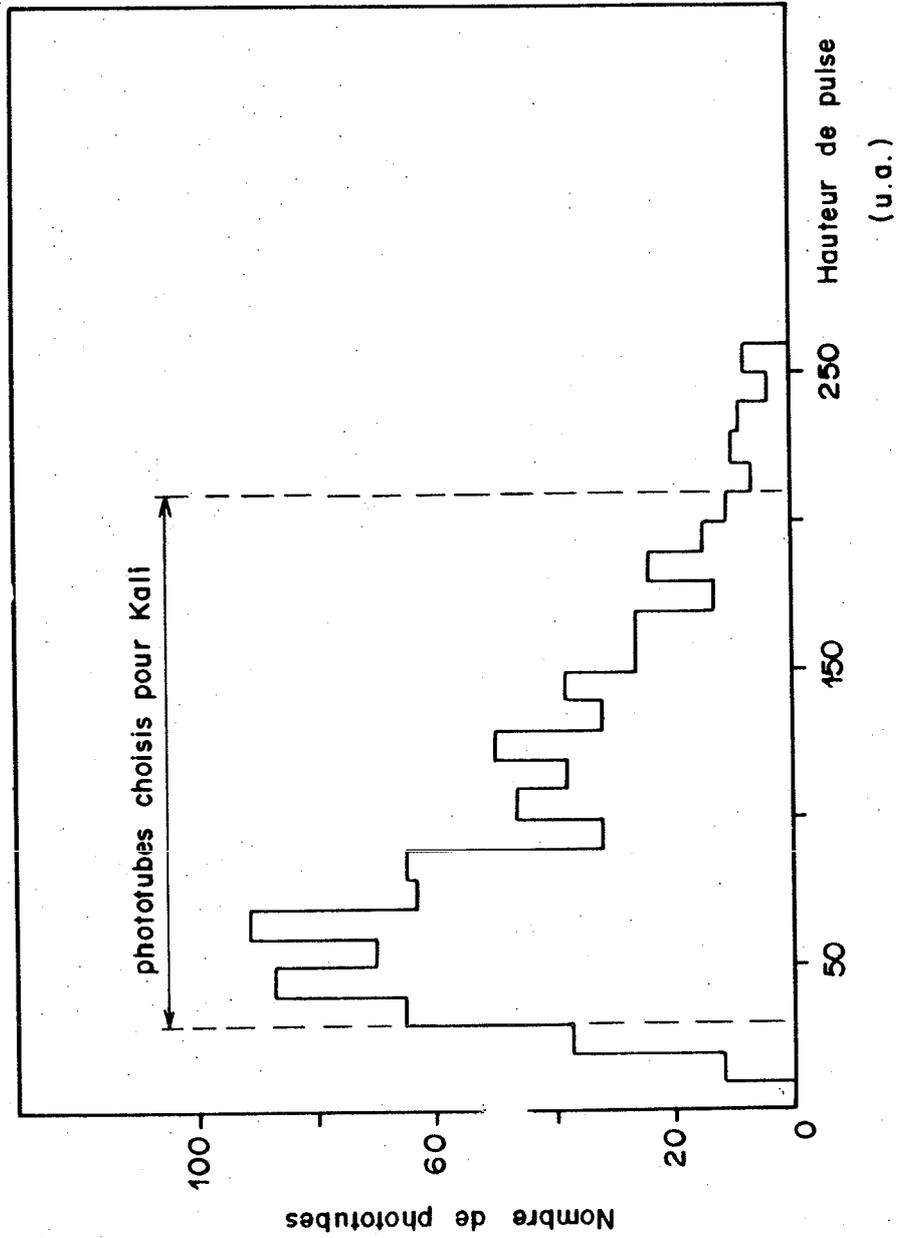


Fig. V-4 : Pont diviseur des phototubes Hamamatsu 931A

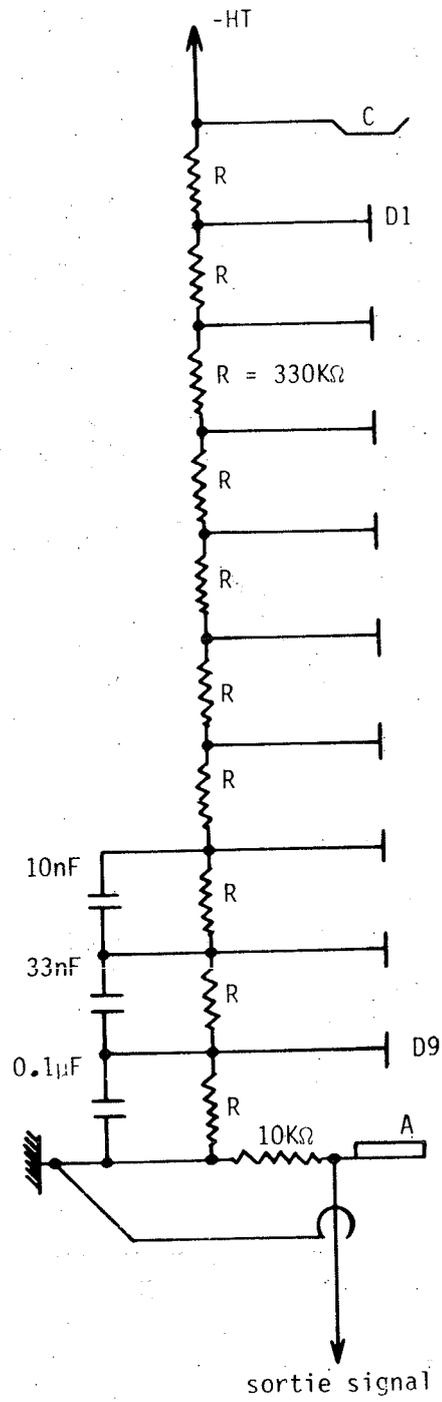


Fig. V-5 : Réponse du P.M. 931A (H.T. = 800V)

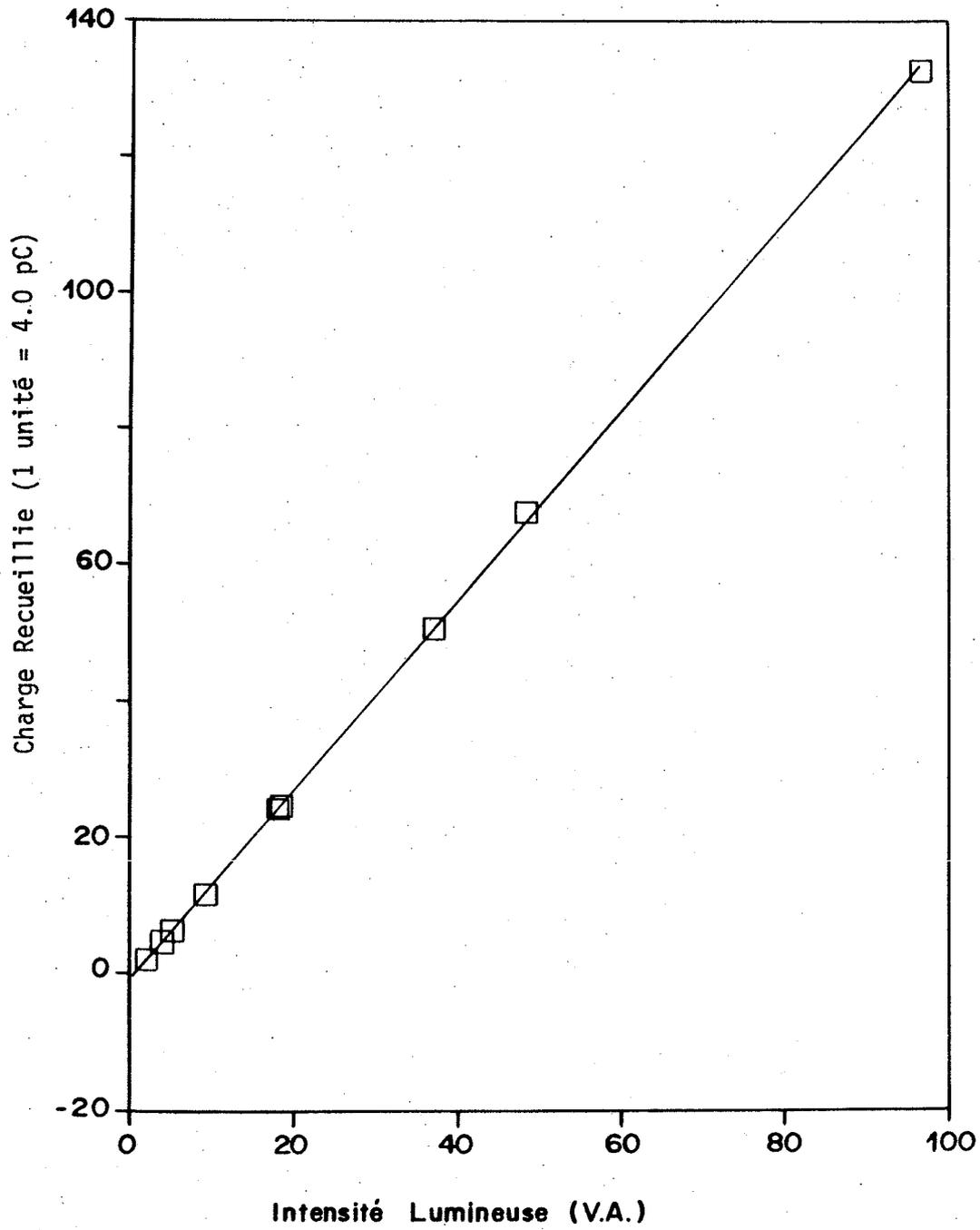


Fig. V-6a : Phototube de Kali et son blindage de mu-métal

PM HAMAMATSU 931 A

BLINDAGE DE MU-METAL

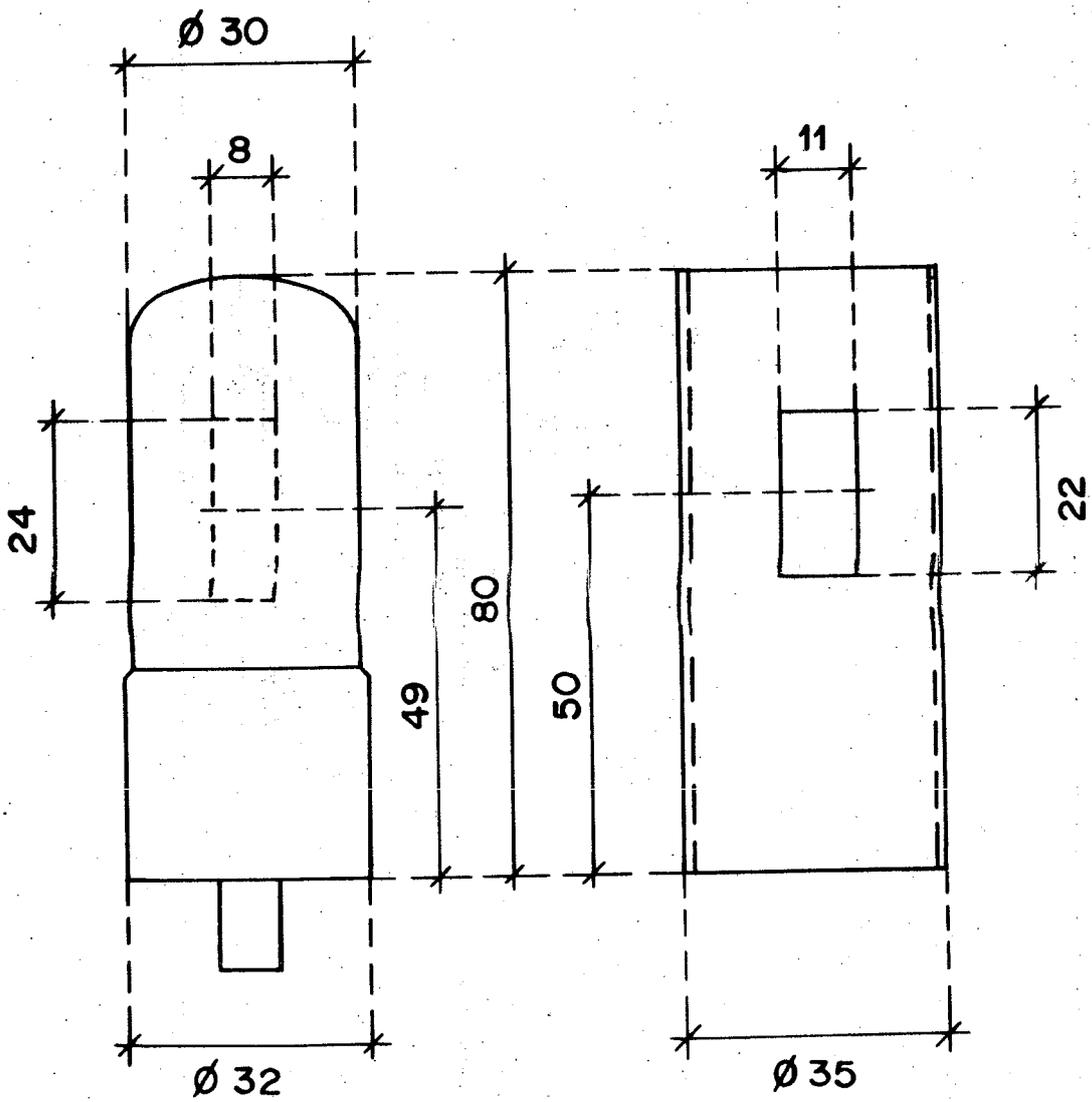


Fig. V-6b : Réponse d'un phototube blindé dans un champ magnétique

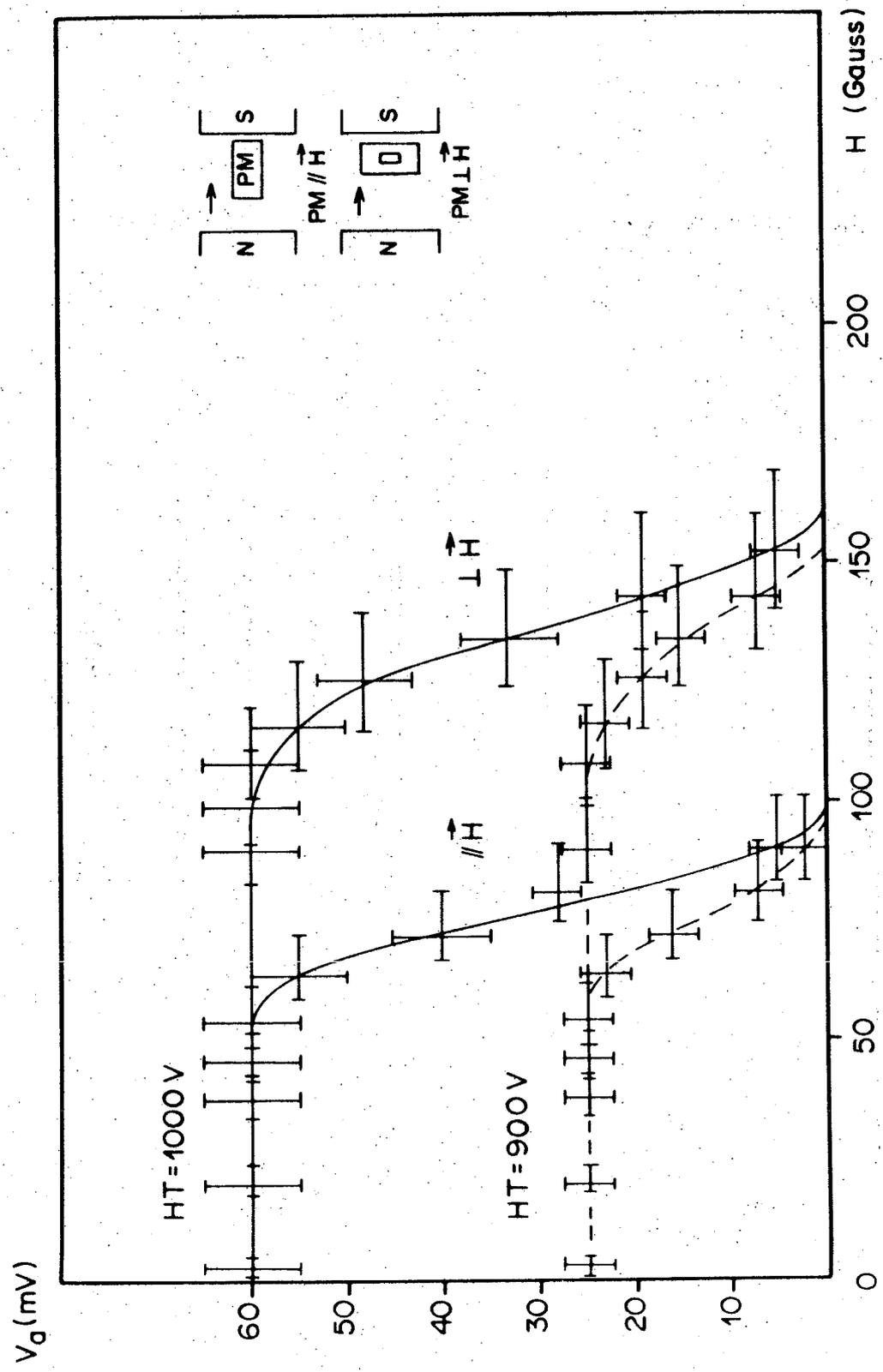
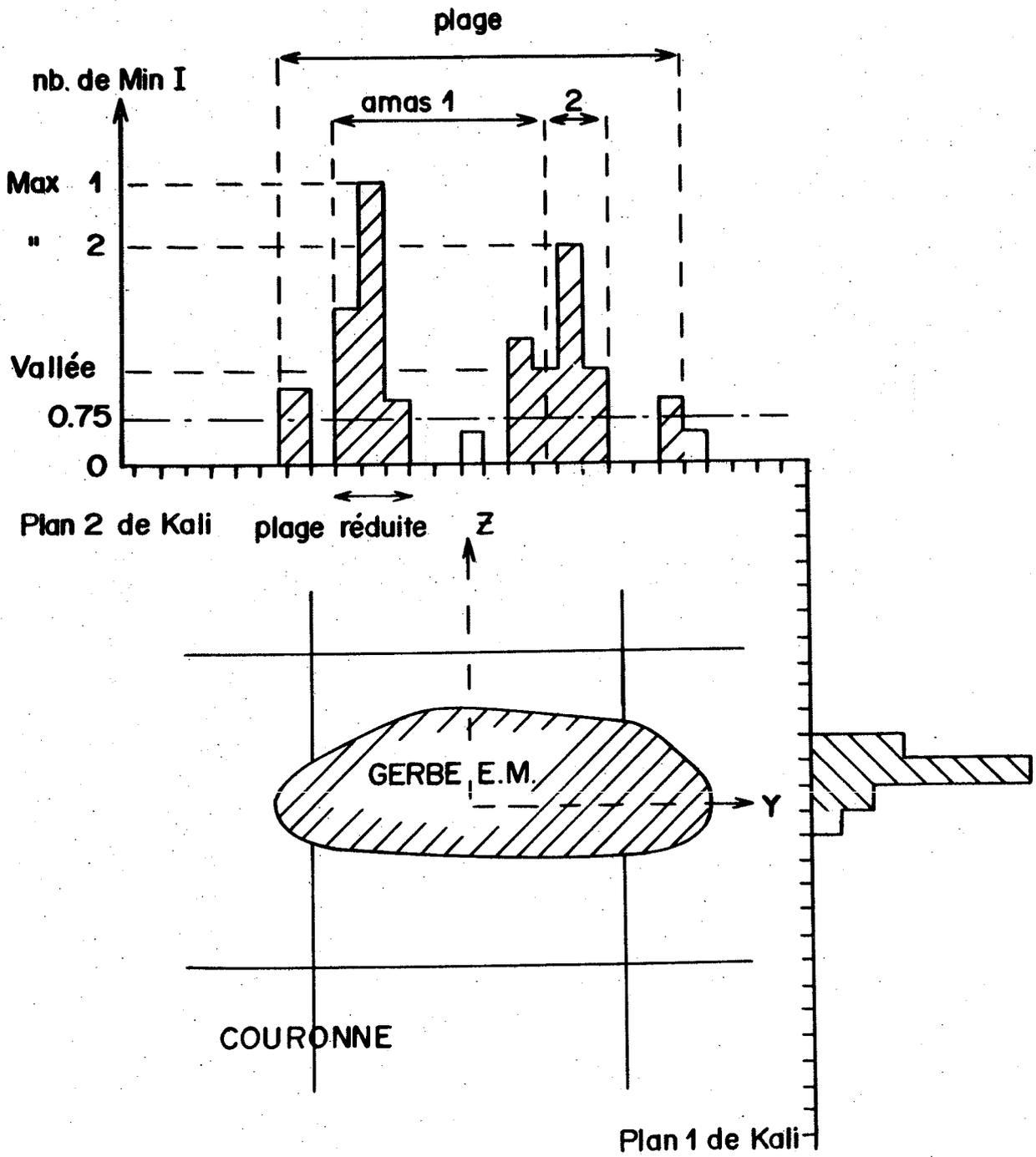


Fig. V-8 : Réponse de Kali à une gerbe électromagnétique



Le plan 1 est le premier plan de Kali rencontré par le faisceau d'électrons

Fig. V-9 : Extension des gerbes électromagnétiques dans un plan de Kali
(électrons de 10 GeV, le plan 1 est le 1er plan rencontré)

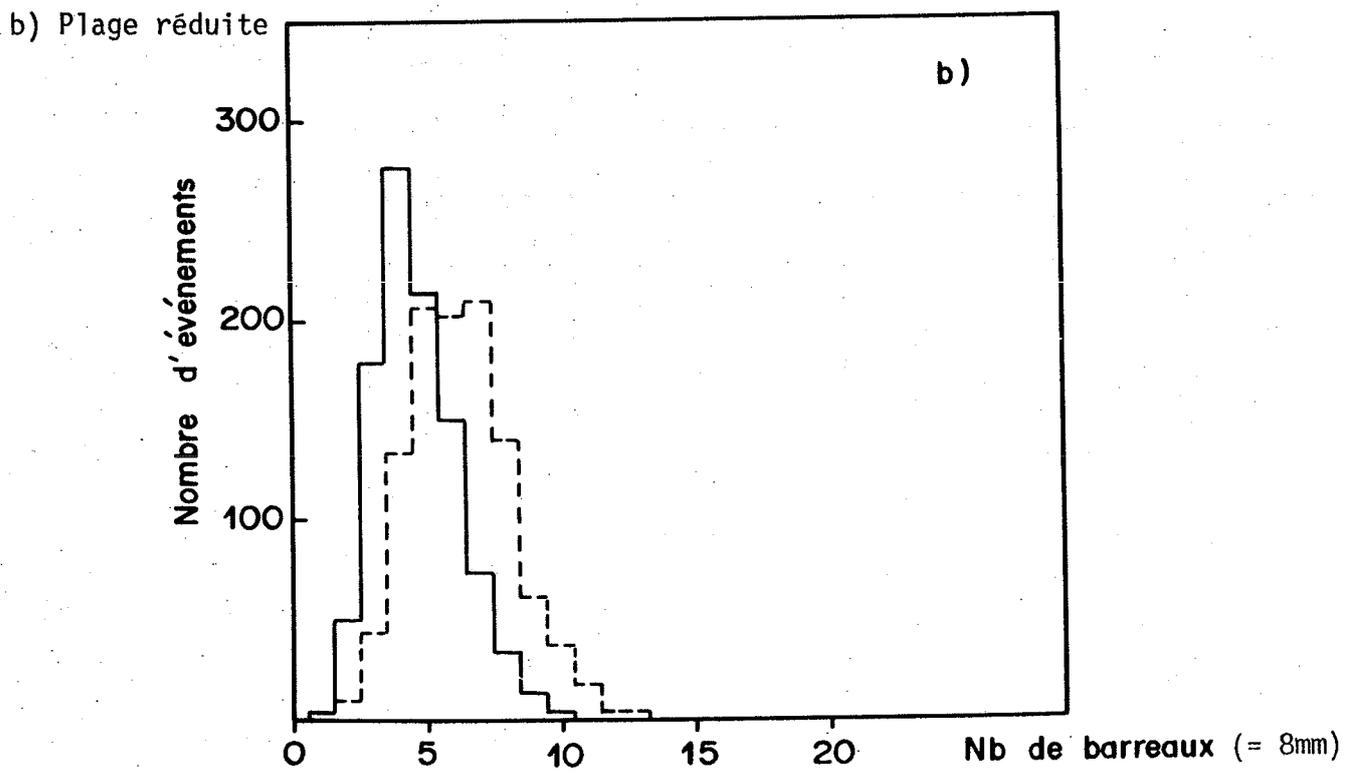
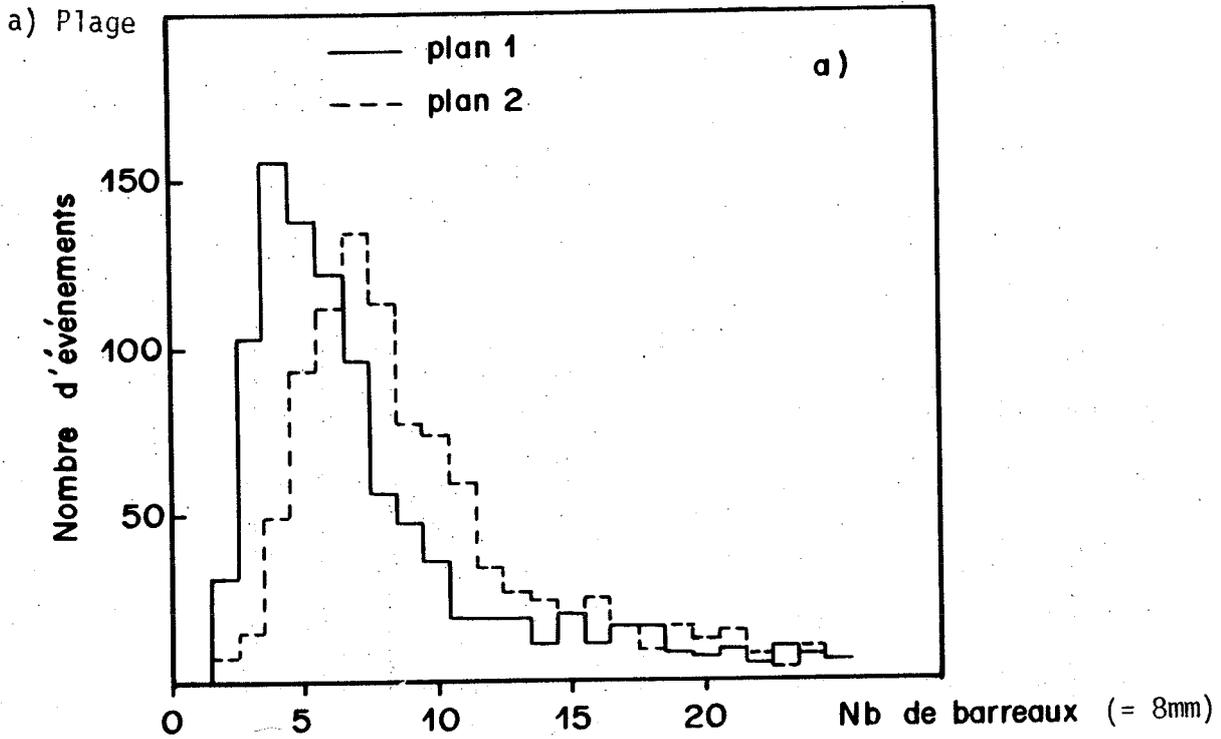


Fig. V-10 : Principe de la simulation d'un méson π^0 de 14 GeV à partir de données en faisceau test d'électrons de 7 GeV :

$$\pi^0(14 \text{ GeV}) \rightarrow 2\gamma \text{ de } 7 \text{ GeV} \text{ distants de } D_{\gamma\gamma}^{\text{min}} \approx 4.5 \text{ cm}$$

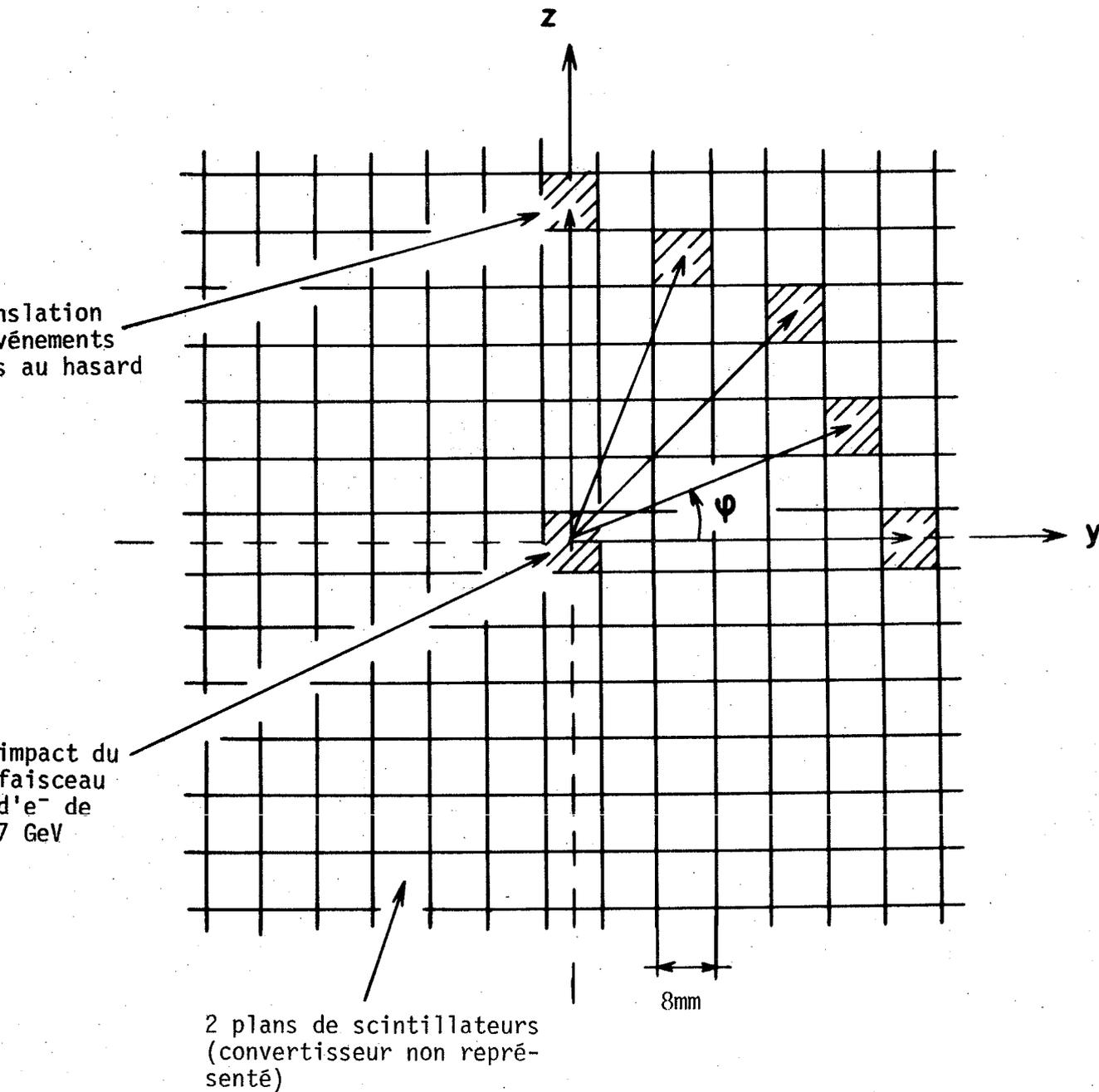


Fig. V-11 : Séparation π^0 - γ : distribution du paramètre RV
 (cf. chap. V-3)

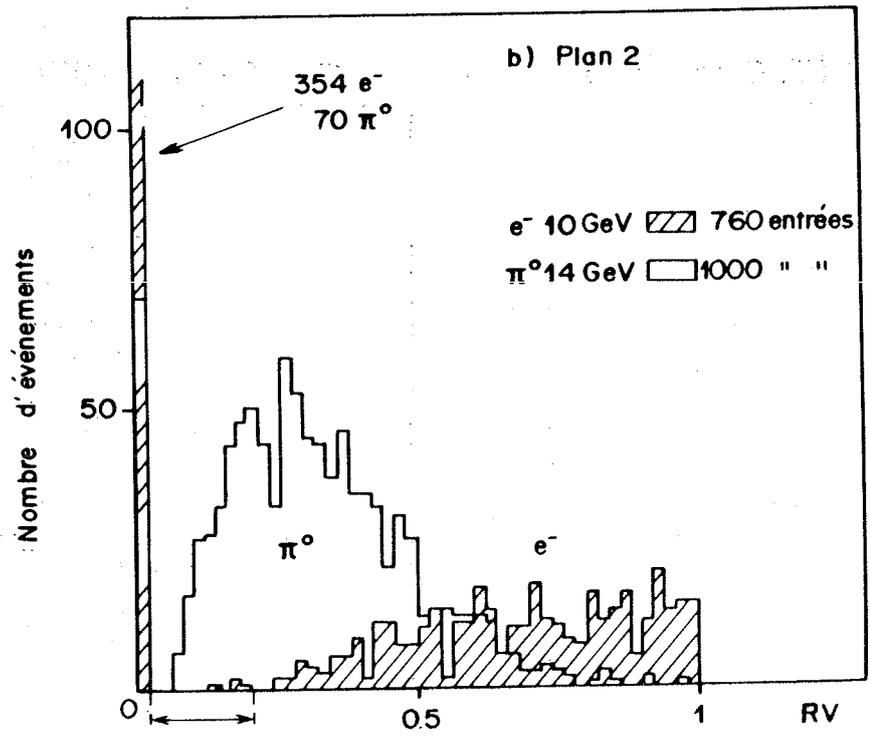
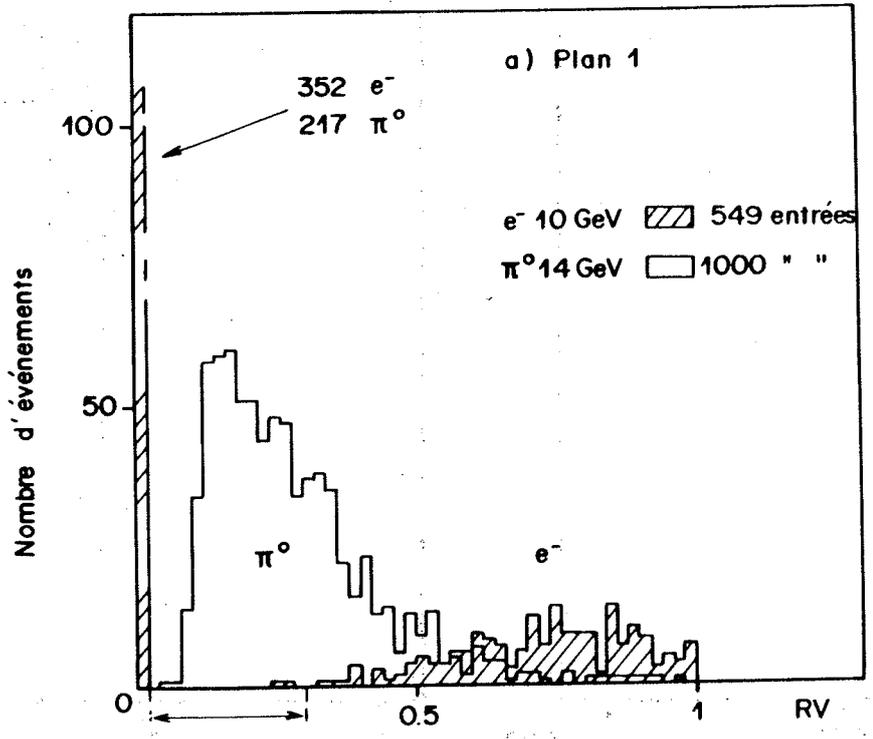


Fig. V-12 : Séparation π^0 - γ : distribution RE/RM (cf. chap. V-3)

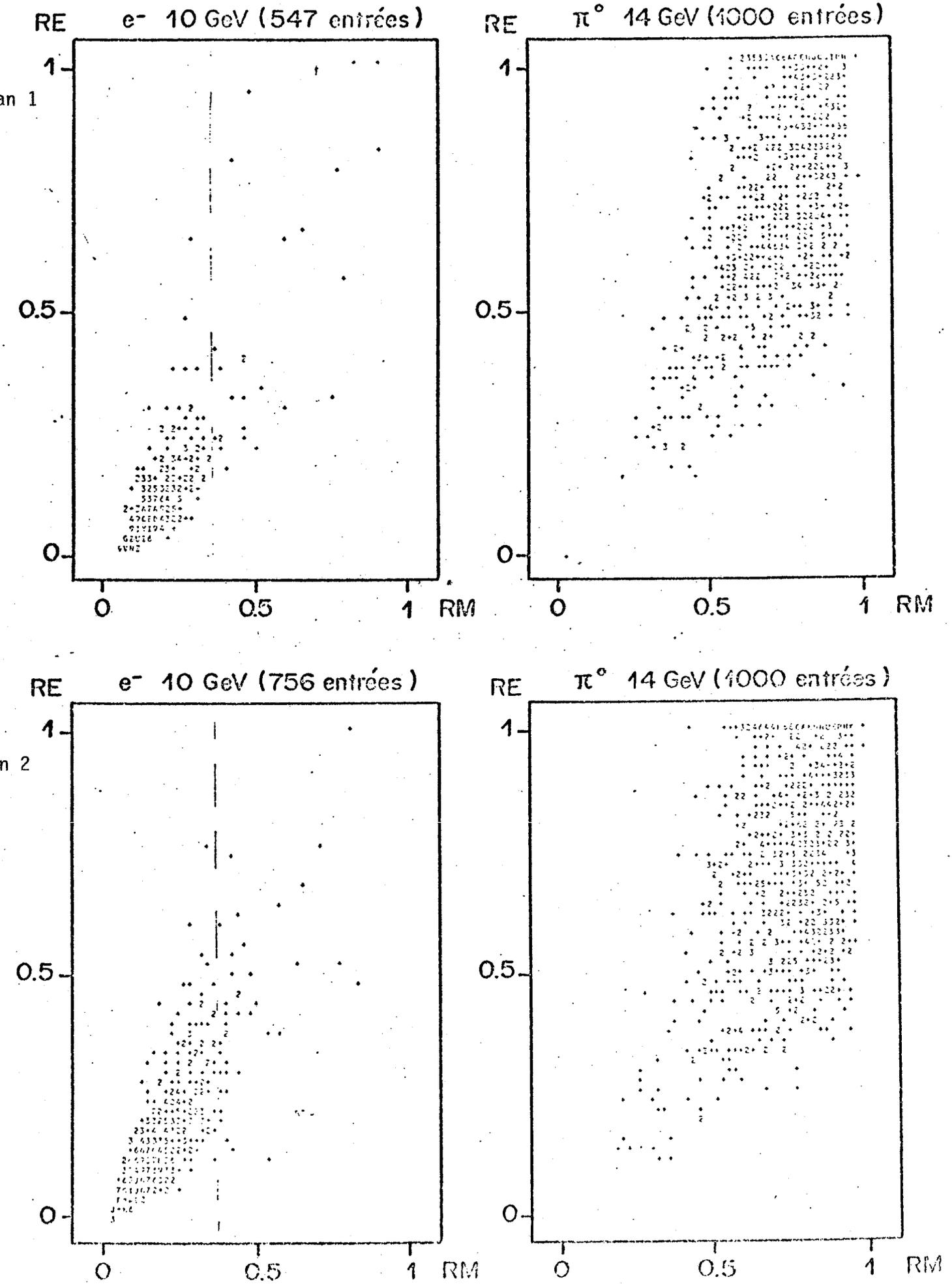


Fig. V-13 : Séparation π^0 - γ : distribution des paramètres $D_{\gamma\gamma}$ et D_{12} (cf. chap. V-3)

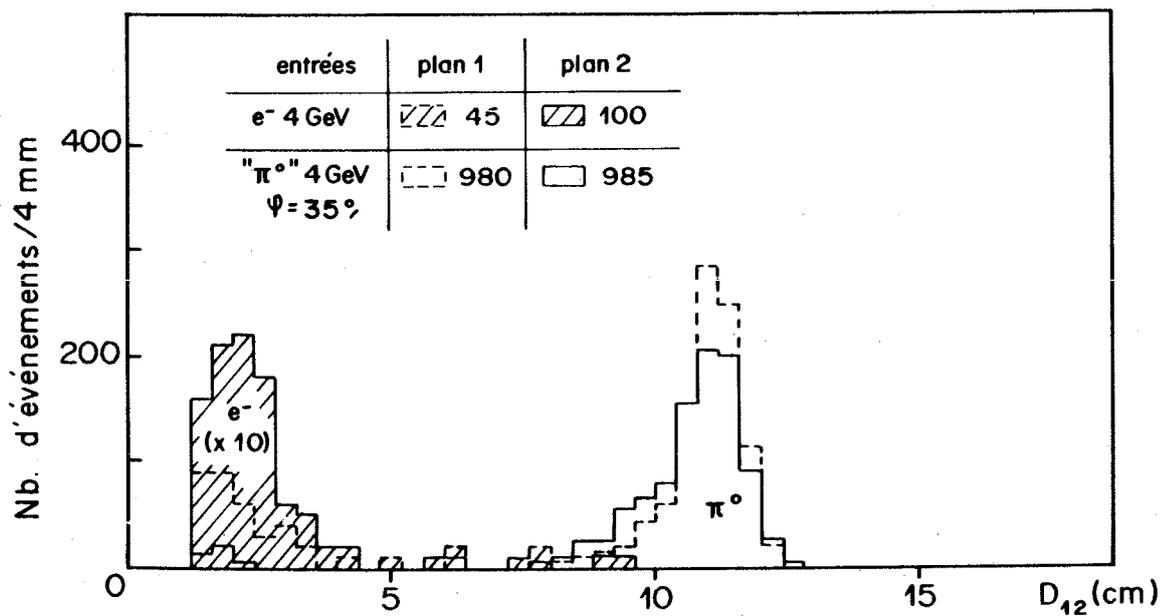
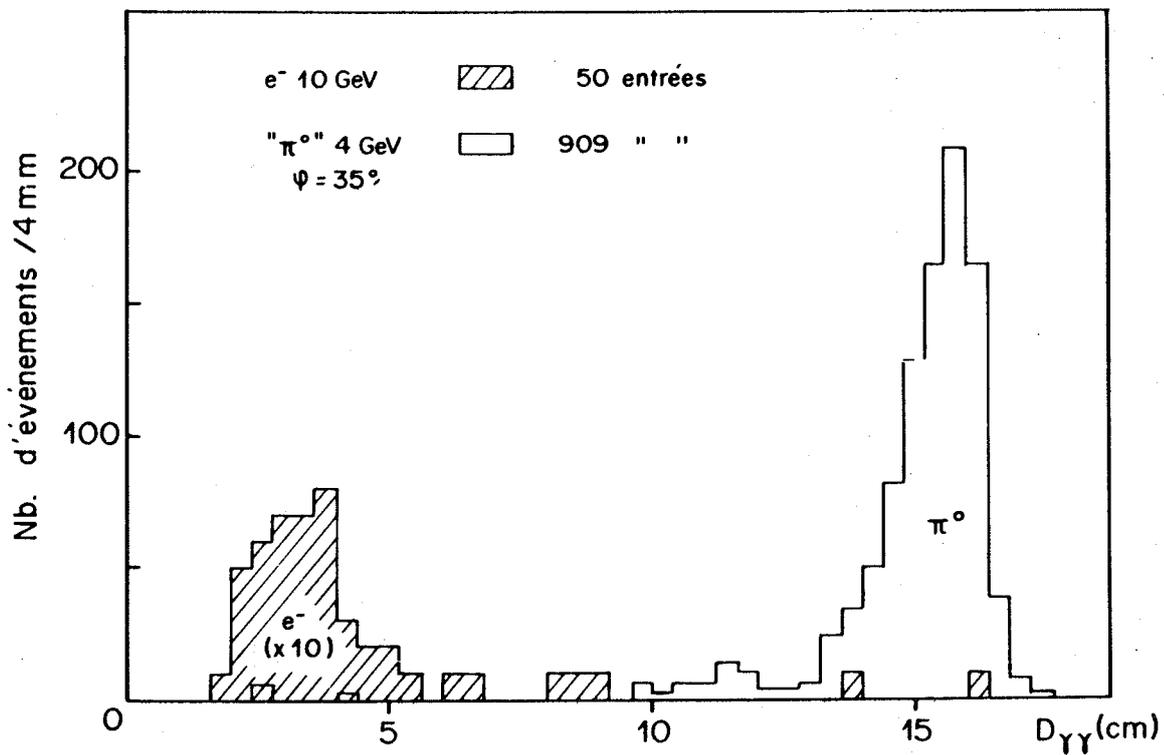


Fig. V-14 : Efficacité des critères de séparation $\pi^0-\gamma$

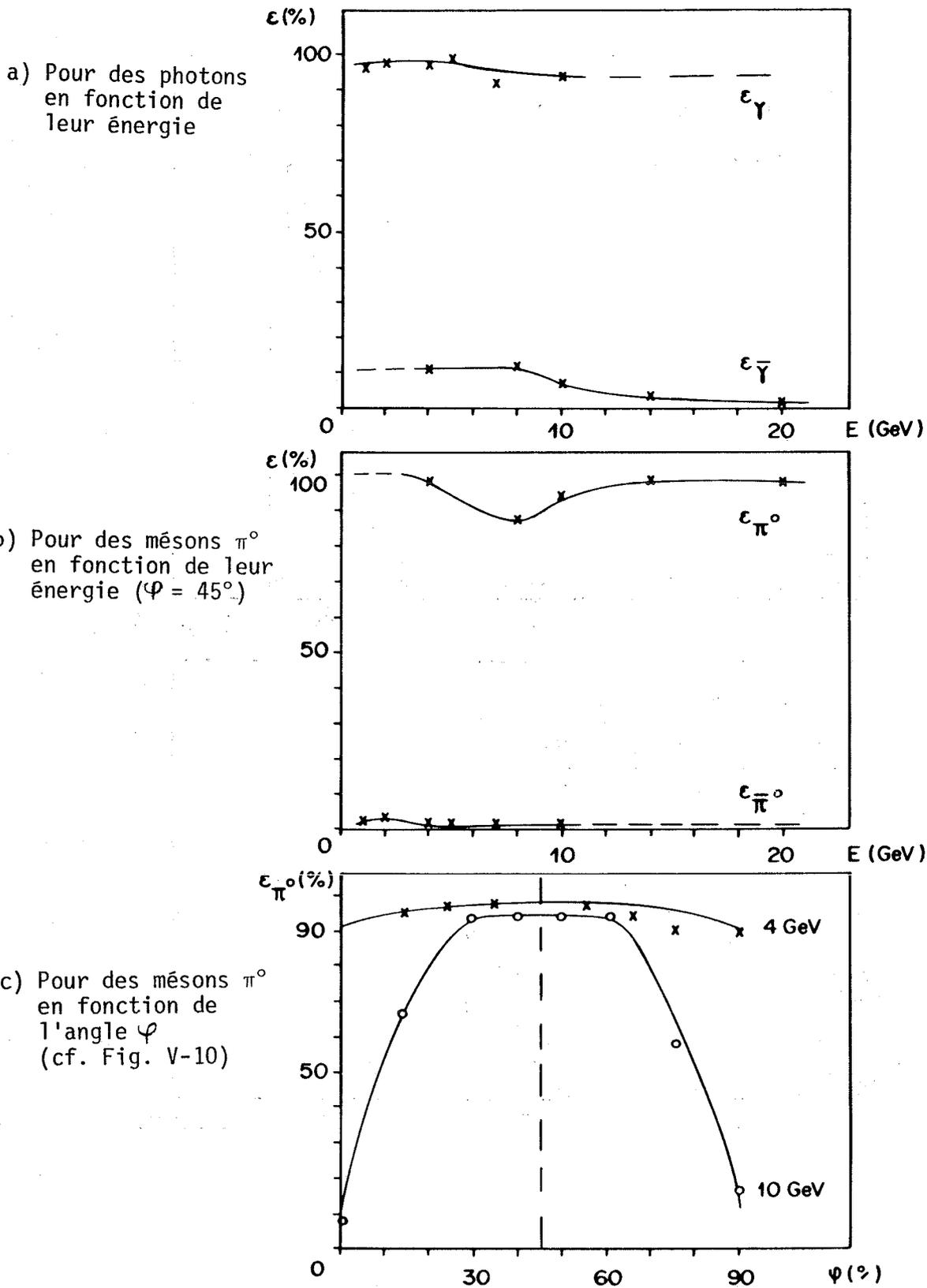


Fig. V-15 : Réponse d'un bloc de verre au plomb en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons incidents

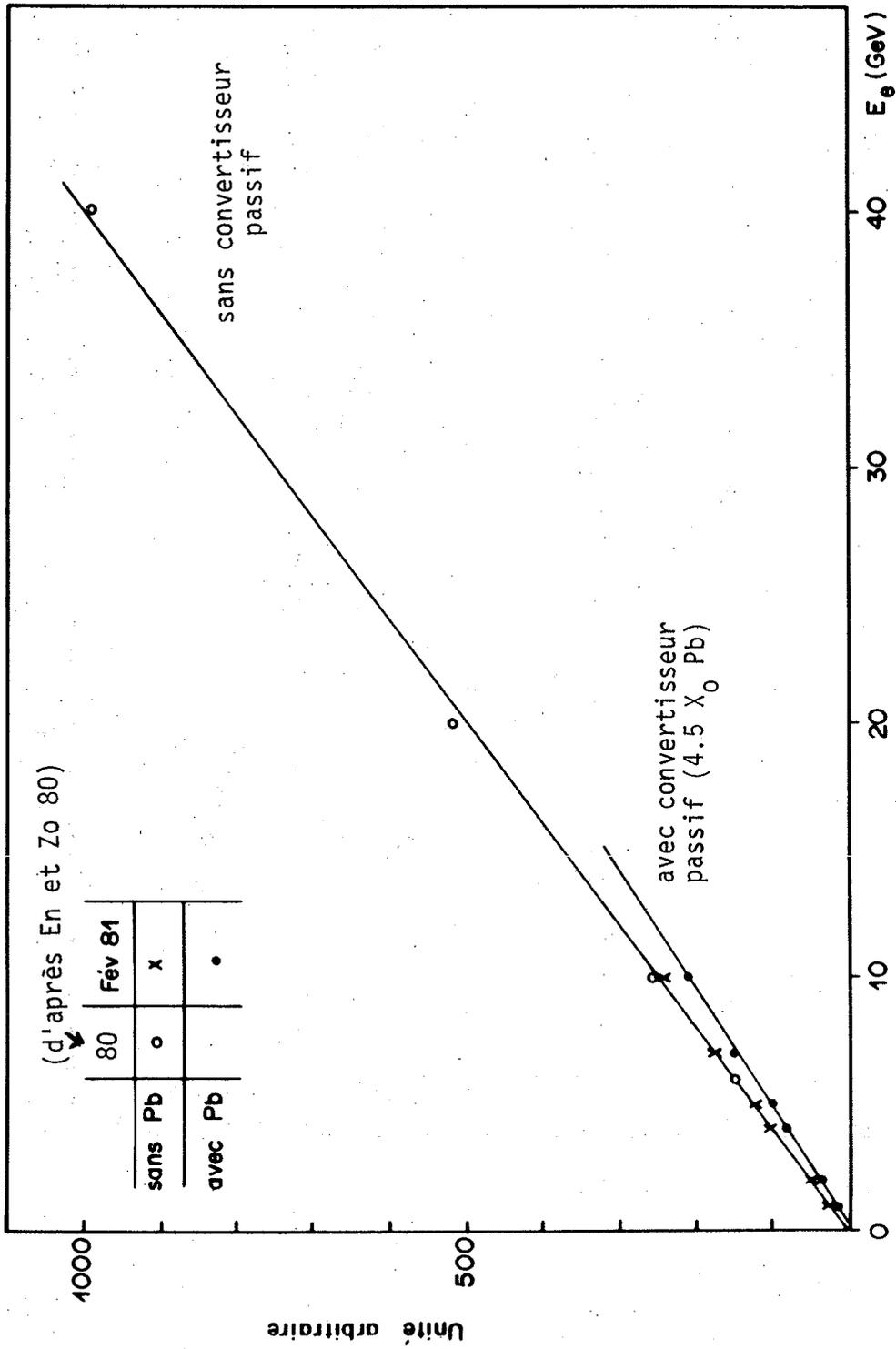


Fig. V-16 : Résolution en énergie d'un bloc de verre au plomb en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons incidents

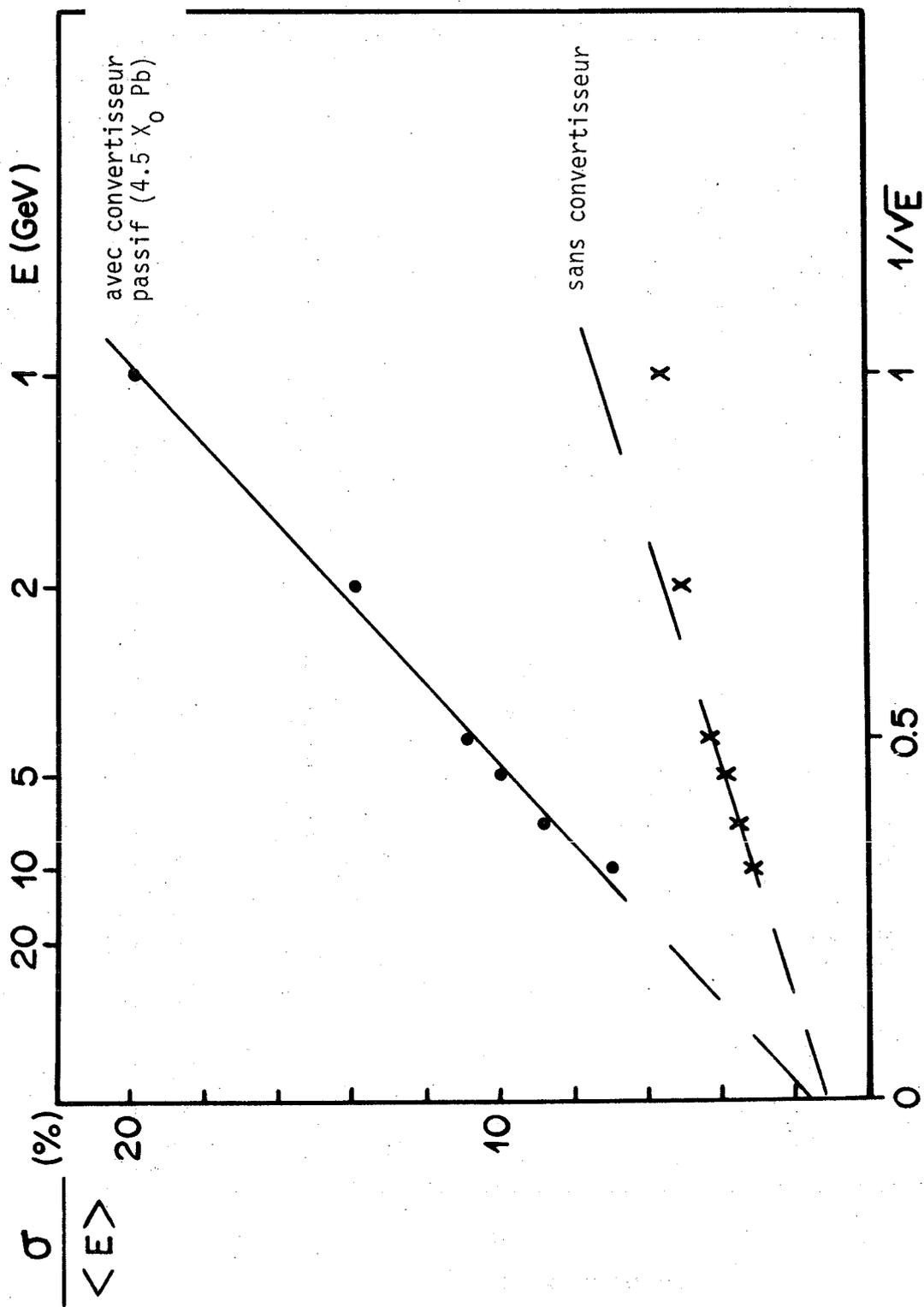
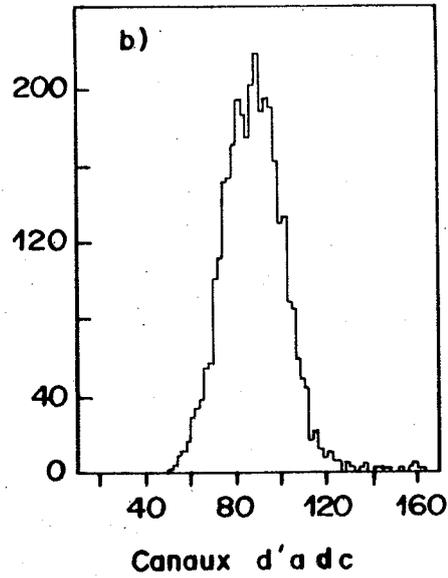
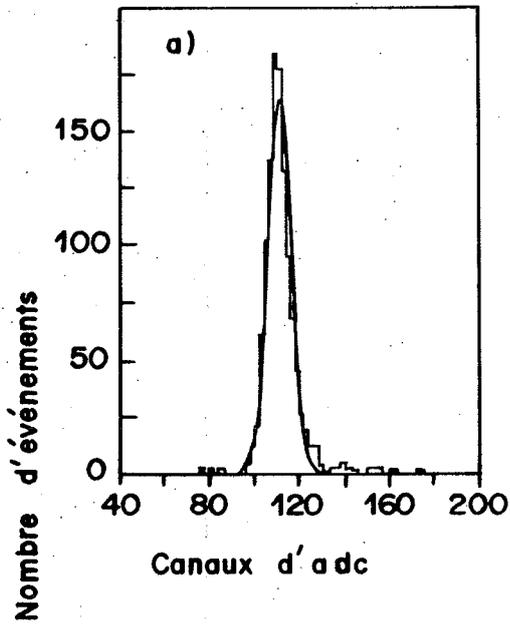


Fig. V-17 : Spectre d'énergie déposée dans un bloc de verre au plomb (e^- 2 GeV)



- a) sans convertisseur passif
- b) avec convertisseur passif
- c) après corrélation Kali-Couronne

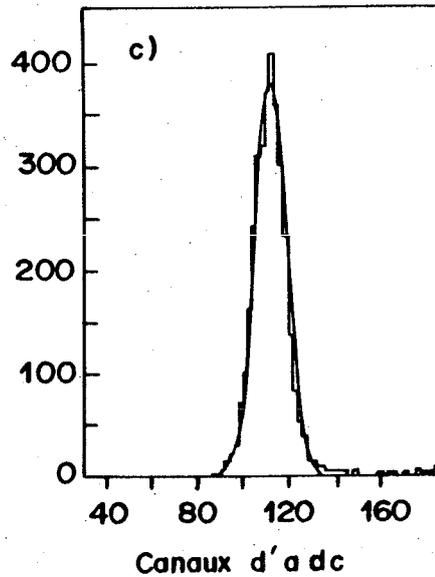


Fig. V-18 : Corrélation Kali-Couronne (e^- 2 GeV)

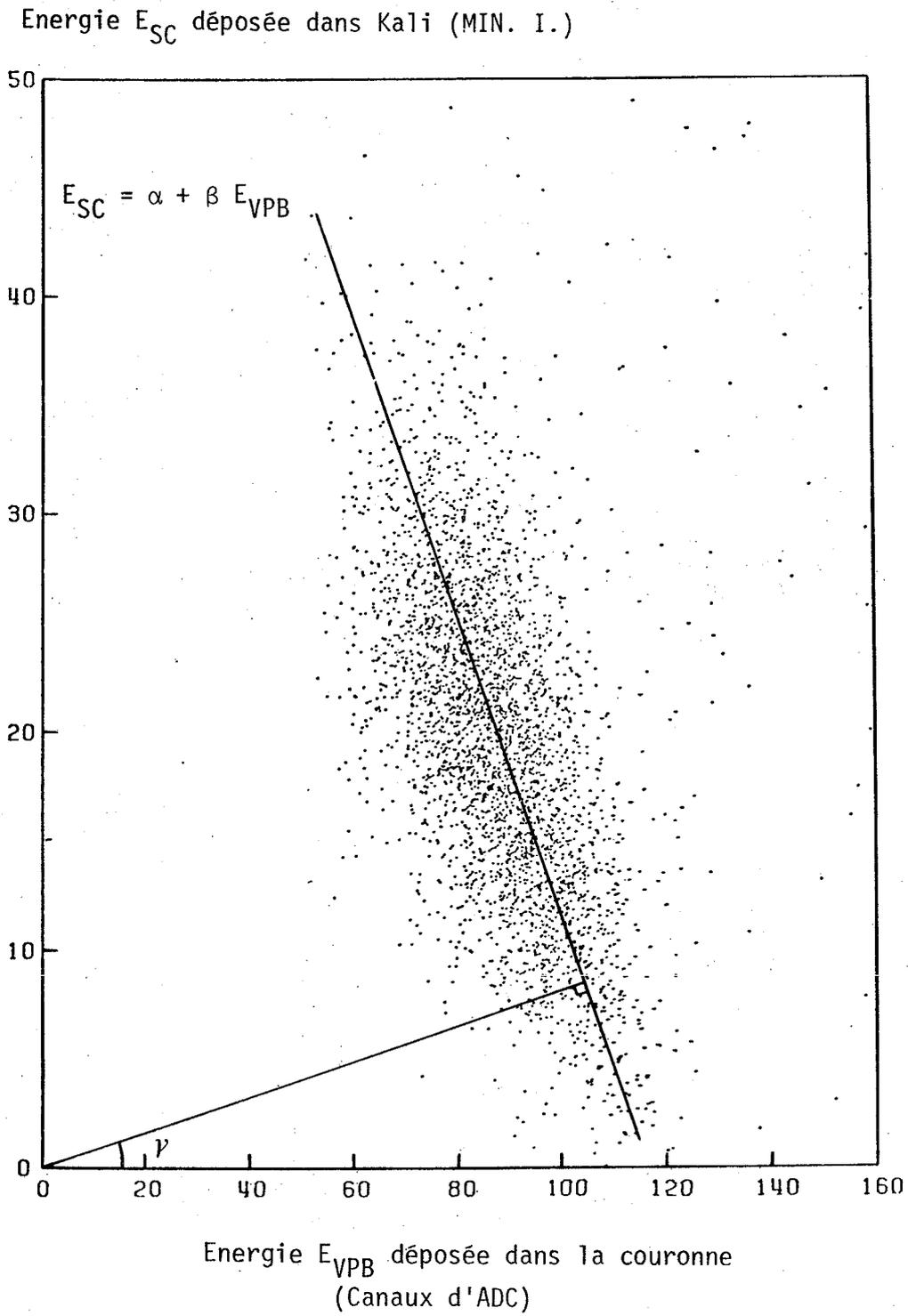


Fig. V-19 : Spectre d'énergie déposée par des muons et des électrons dans un bloc de verre au plomb (inclinaison nulle) $\theta_Z = 0^\circ$

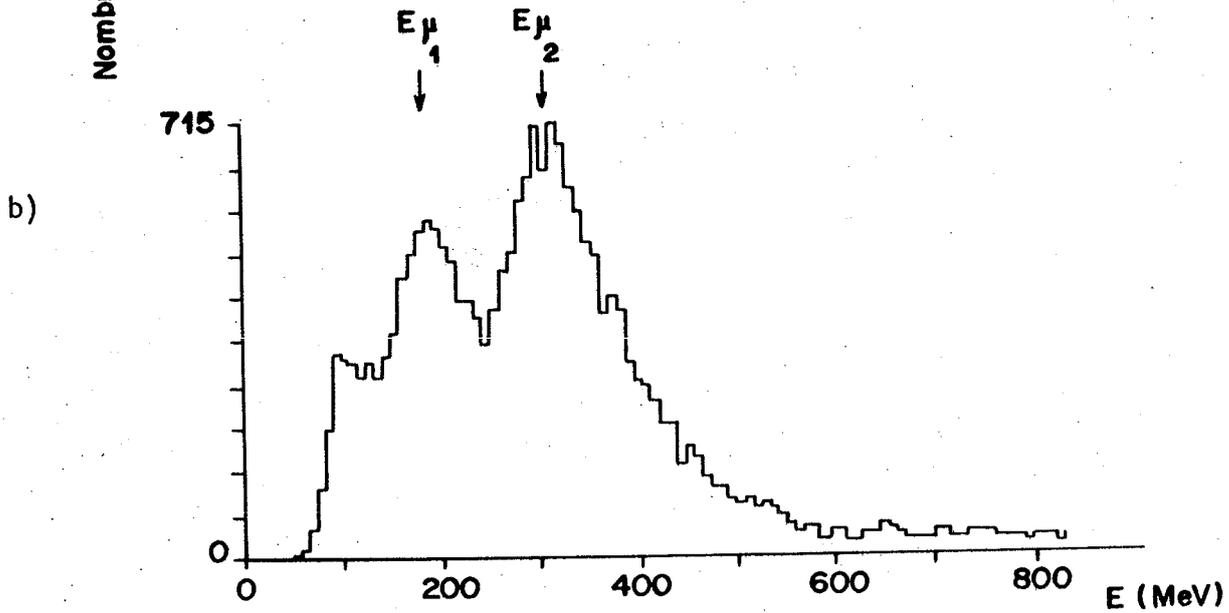
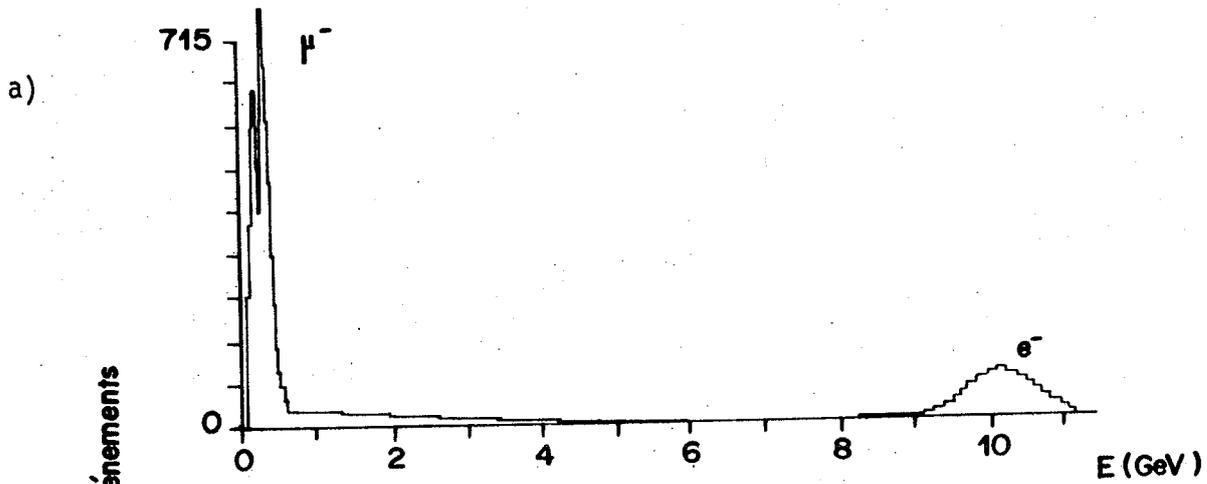


Fig. V-20 : Spectres d'énergie déposée par des muons dans un bloc de verre au plomb, à différentes inclinaisons θ_z

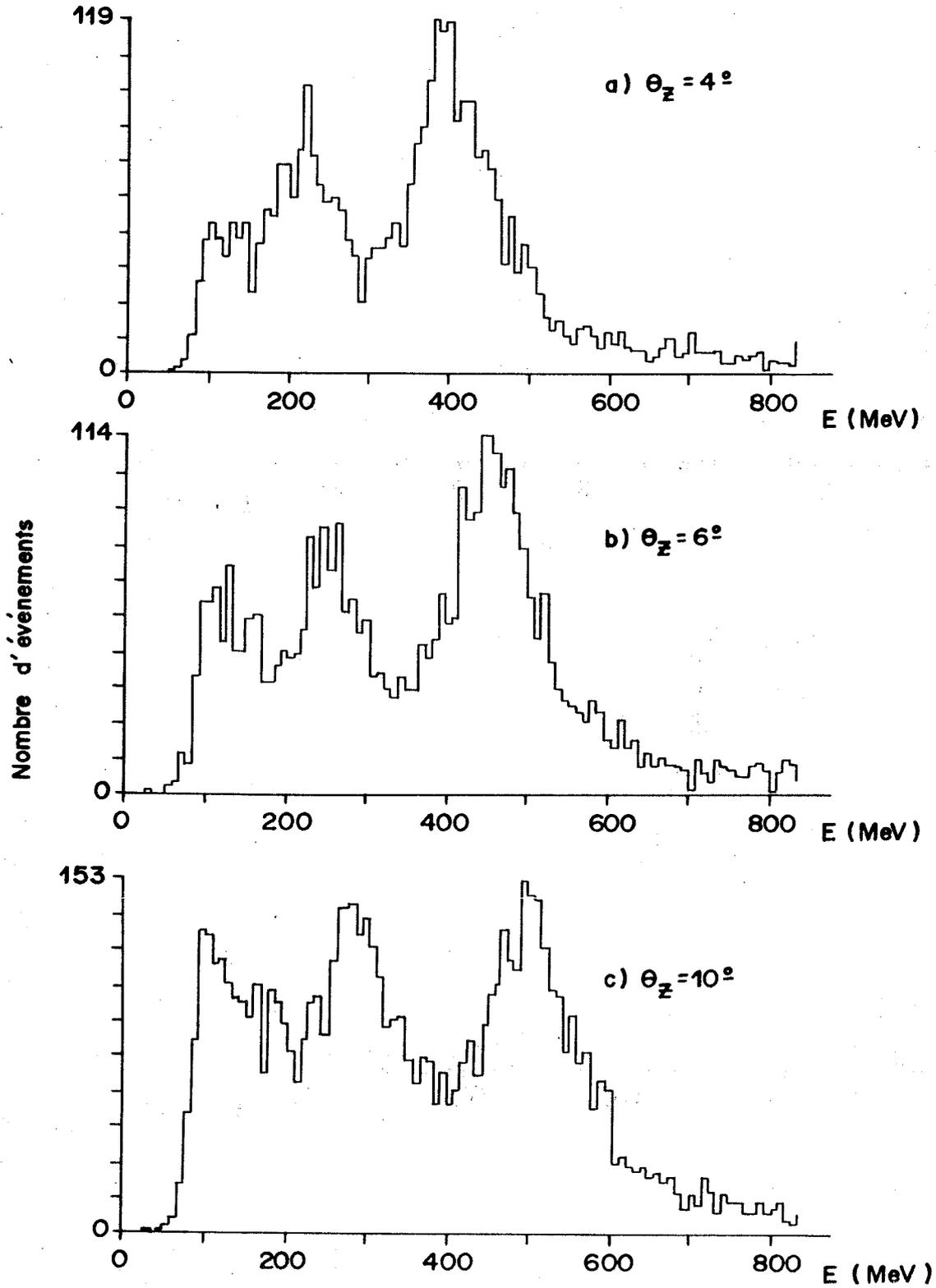


Fig. V-20bis

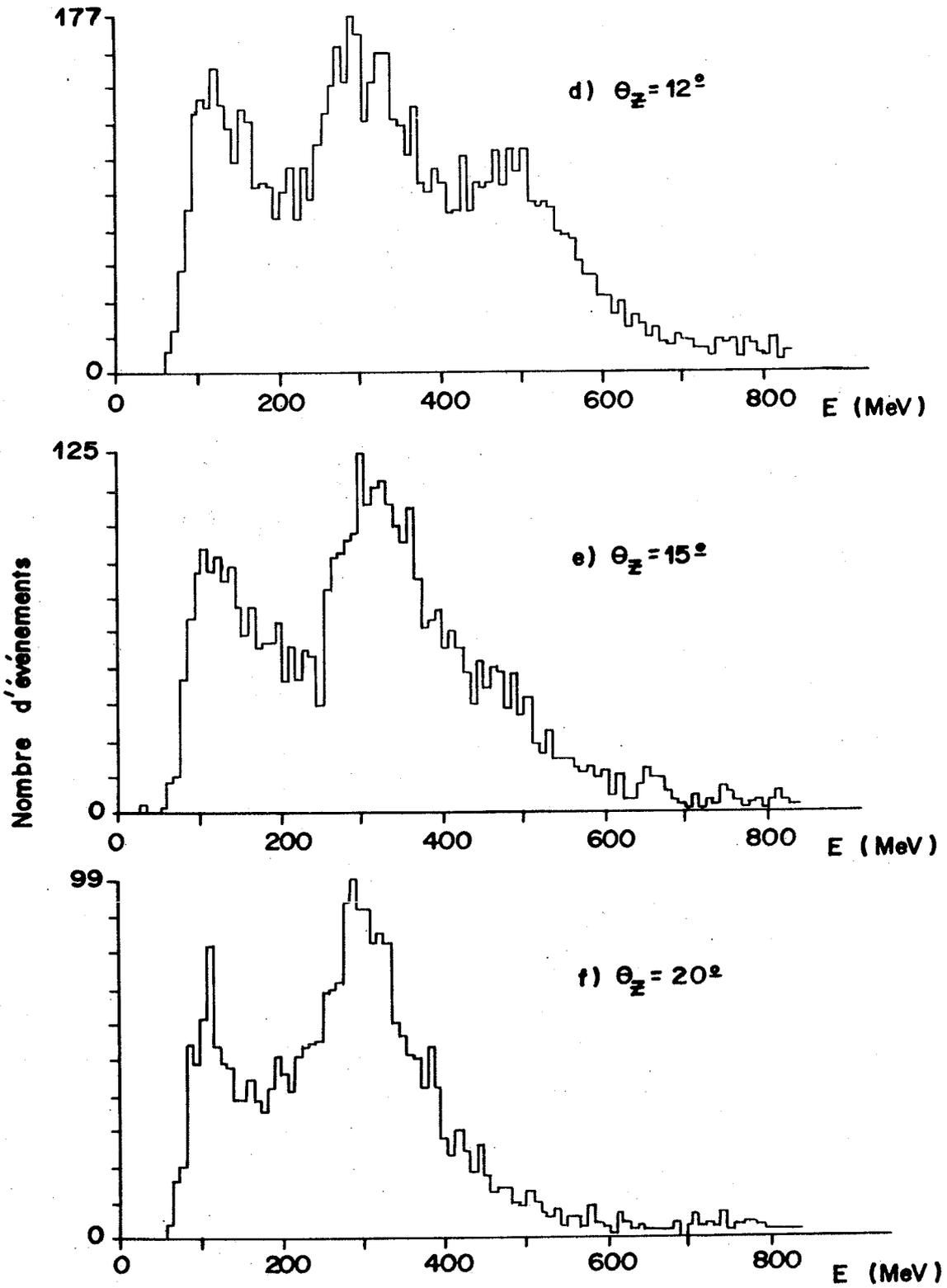


Fig. V-21 : Energie moyenne des 2 pics de muons en fonction de l'angle d'inclinaison

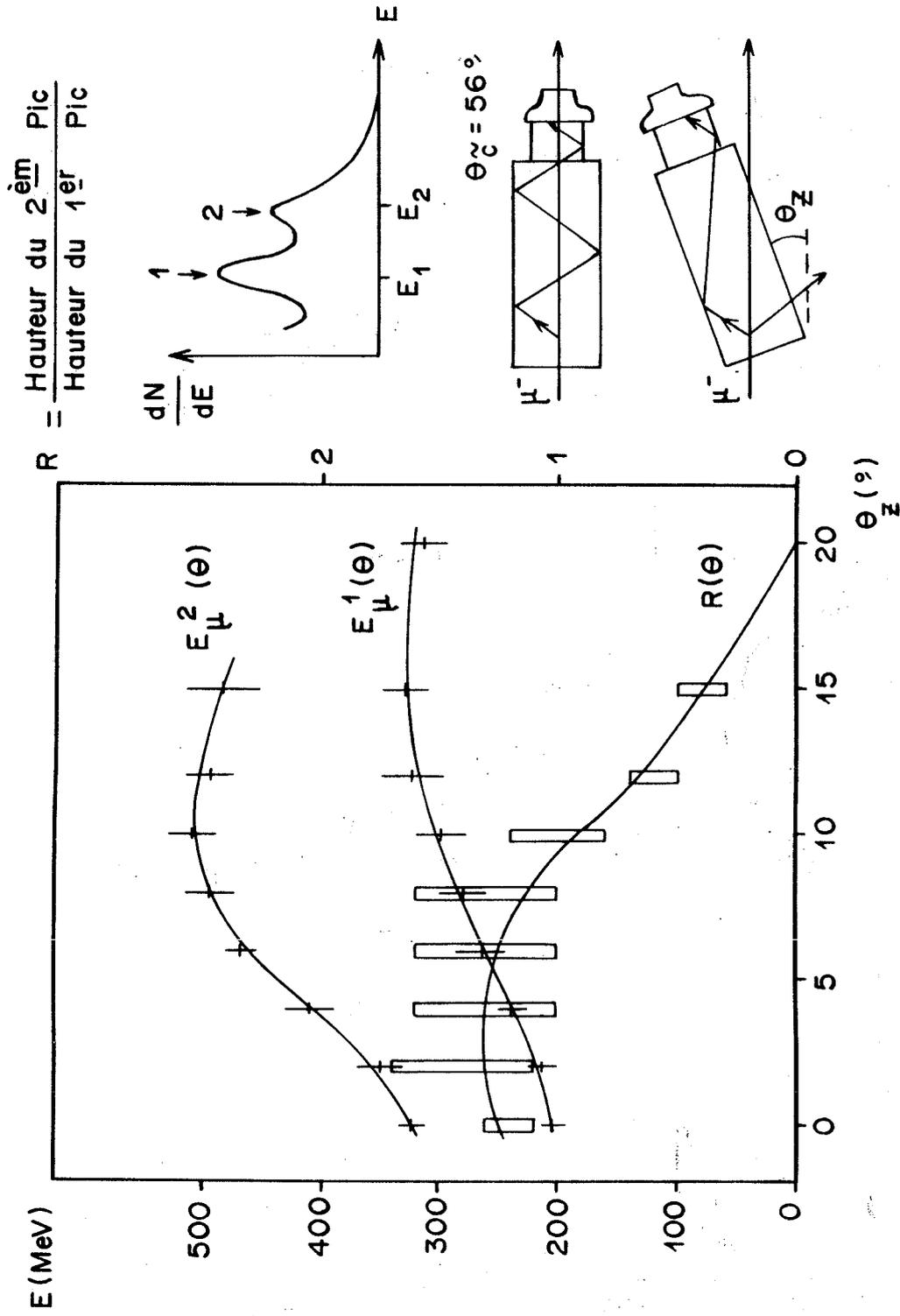


Fig. V-22 : Influence du milieu traversé par les muons

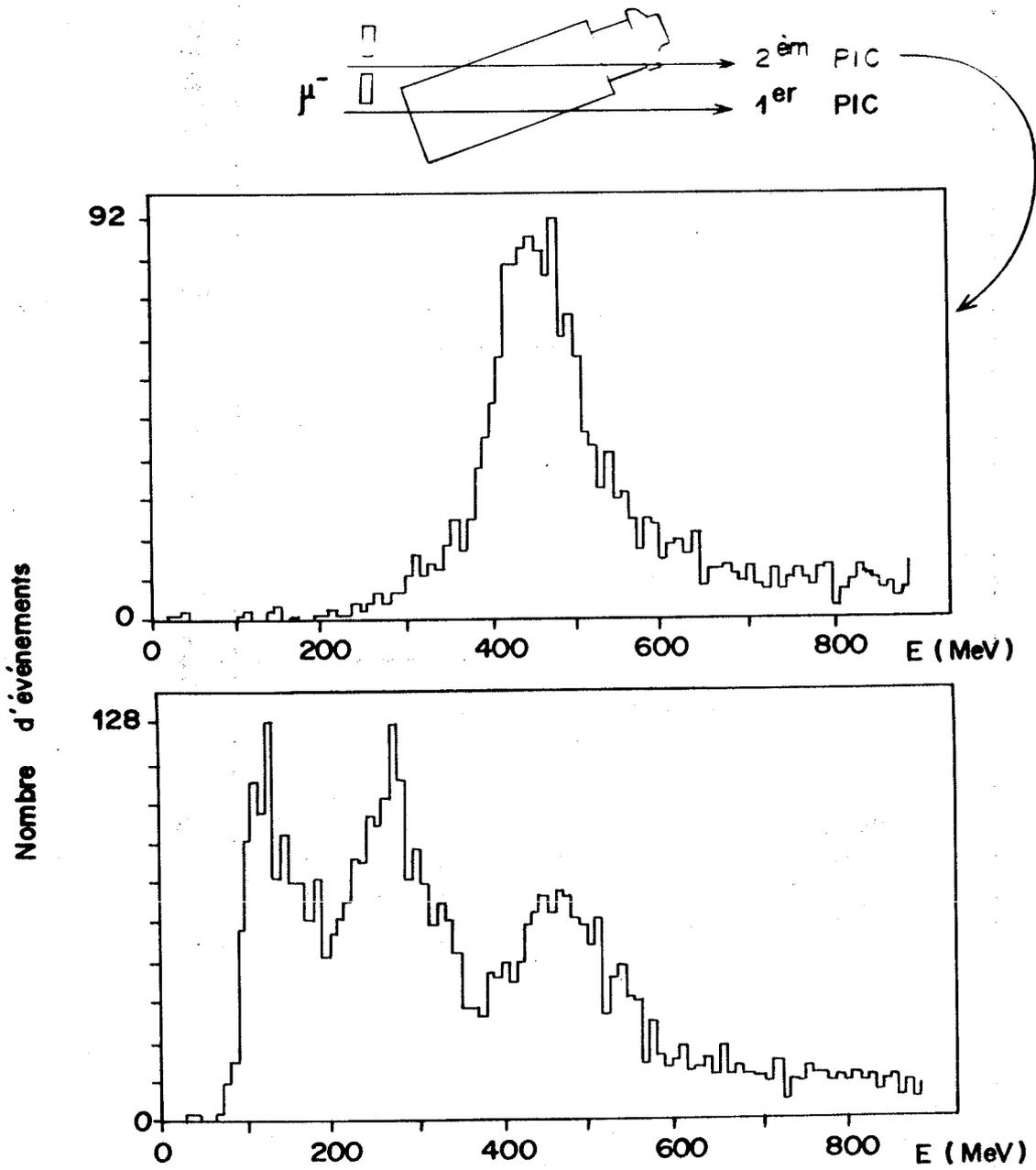
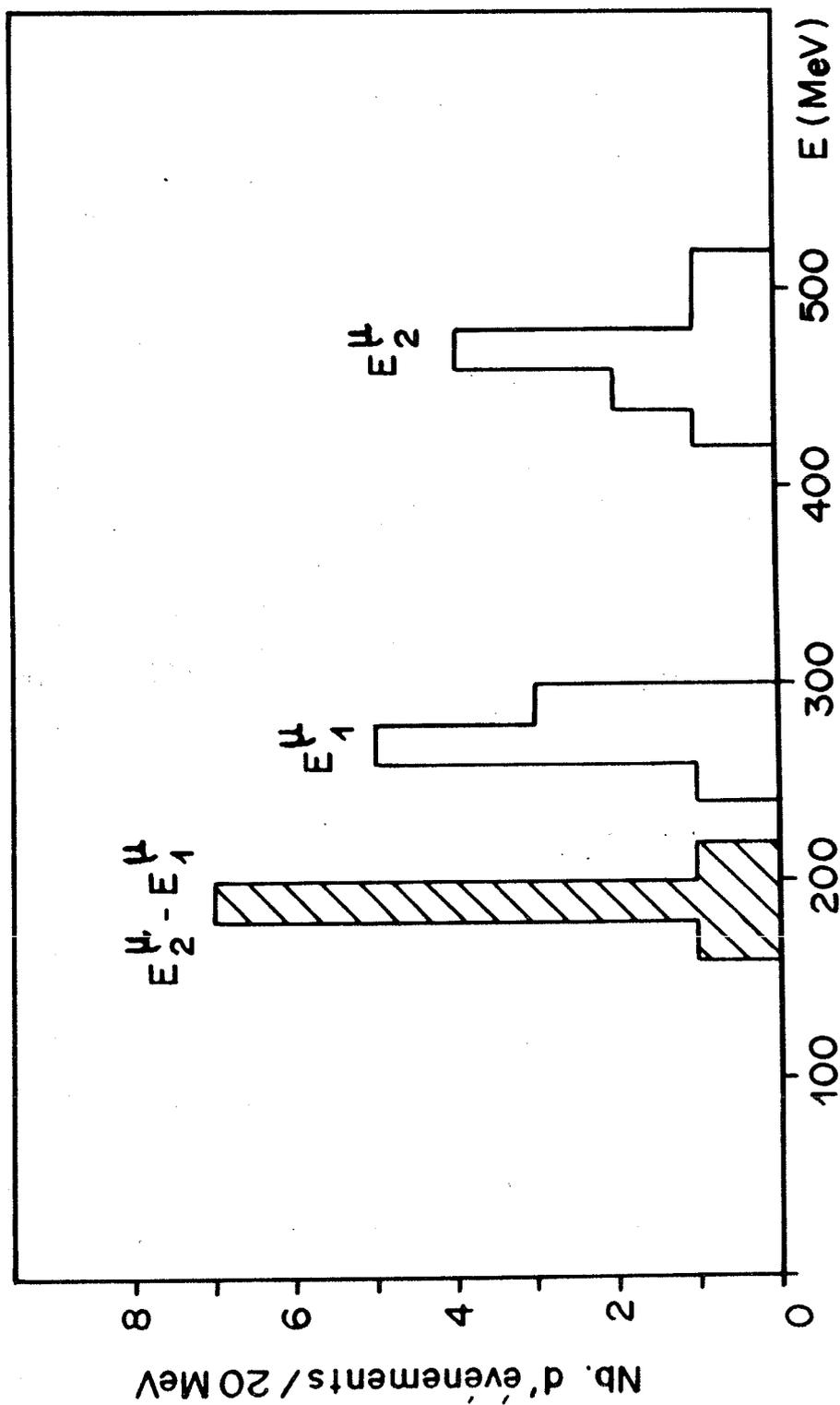


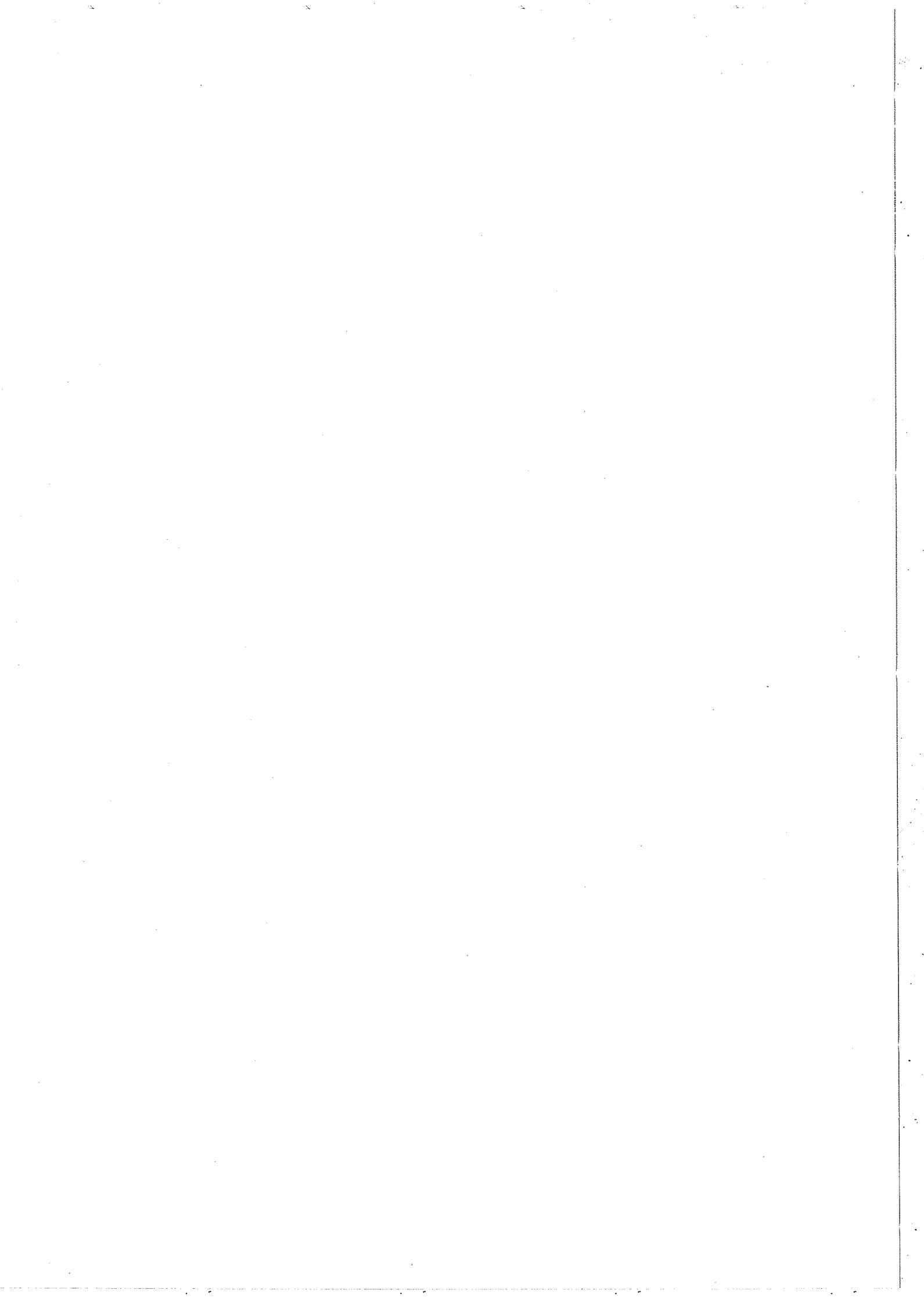
Fig. V-23 : Distribution des énergies associées aux 2 pics de muons, sur 9 blocs de verre au plomb inclinés à 120 mrad







CHAPITRE VI



CALIBRATION ET MONITORING DU DETECTEUR KALI-COURONNE

Le détecteur définitif comprend 192 blocs de verre au plomb et 810 voies de scintillateur. La calibration de cet ensemble ne se présente évidemment pas de la même façon que la calibration des prototypes en faisceau test.

Par ailleurs, même s'il est résolu à un instant donné, le problème de la calibration se repose régulièrement à cause de l'évolution, inévitable, des différents constituants du détecteur. La connaissance de cette évolution est un problème capital auquel le "monitoring" apporte une réponse.

VI.1 - CALIBRATION DU DETECTEUR DE POSITION

Le détecteur de position n'intervient pas dans le déclenchement de l'expérience. Nous avons cependant vu l'importance de sa calibration pour le calcul de l'énergie perdue dans le convertisseur passif.

L'alimentation haute tension de cet ensemble étant assurée à raison de 5 phototubes par voie H.T., il est exclu d'ajuster la haute tension de chaque voie en vue d'obtenir une même pente de conversion. Cela est d'autant moins nécessaire que la gamme dynamique (4096 canaux) des ADC's Lecroy 2282A est largement suffisante pour éviter toute saturation.

Nous avons donc choisi la tension unique de 800V pour ce détecteur.

La calibration a été réalisée et est périodiquement vérifiée en utilisant le halo de muons de l'expérience NA10.

Lors de ces mesures, les doigts perpendiculaires au plan considéré et centré à 0.8 ± 0.8 cm du collage scintillateur-guide, sont utilisés comme hodoscopes de déclenchement.

De la sorte, pour chaque voie de Kali et à une position fixe bien connue, nous connaissons la distribution de Landau de réponse à une particule ionisante. Le maximum de cette distribution correspond à une énergie de 1.5 MeV et est connu avec une précision :

$$\frac{\sigma}{1.5\sqrt{N}} \approx \frac{30\%}{\sqrt{300}} \approx 2\%$$

très largement suffisante.

Pour reconstruire l'énergie (ou le nombre de particules) vue par une voie à une position x quelconque ($0 < x < 800\text{mm}$), il suffit ensuite de tenir compte de la courbe d'atténuation, parfaitement connue, de ce doigt (cf. Chap. V.1 et V.2).

De façon plus précise :

- soit i le numéro de barreau de Kali
- soit x la position du barreau où l'énergie E_K^i à mesurer a été déposée.
 E_K^i correspond à un signal de charge $Q_i^{(x)}$ délivré par le phototube
- soit C_μ^i la constante d'étalonnage du barreau i , exprimée en pC/particule ionisante

$$E_K^i \text{ (MeV)} = 1.5 \times \frac{Q_i^{(x)}}{C_\mu^i} \times \frac{\exp[-\frac{0.8}{A_1} + (\frac{0.8}{A_2})^2]}{\exp[-\frac{x}{A_1} + (\frac{x}{A_2})^2]}$$

VI.2 - CALIBRATION DES BLOCS DE VERRE AU PLOMB

Les blocs de verre au plomb participant au déclenchement de l'expérience, il est important d'ajuster, pour chacun d'eux, sa haute tension à une valeur donnant une pente de $40 \text{ MeV/canal} = 40 \text{ GeV}/1000 \text{ canaux}$ (piédestal déduit). Rappelons que cette haute tension est notée HT_γ .

Le plus simple serait, utilisant le faisceau d'électrons de NA14, de procéder à une calibration directe. Cela n'a pas encore été possible, et nous nous contentons pour l'instant d'une calibration en muons. La procédure, plus imprécise, est la suivante :

- Mesure hors faisceau, grâce au "monitoring", de la courbe de gain de chaque bloc de verre au plomb, et ce en fonction de la haute tension appliquée au bloc.
- Mesure de la réponse aux muons de chaque bloc, et ce pour une valeur de 300V supérieure environ à la tension HT_γ prévue. Cette valeur de la haute tension, appelée HT_μ et qui correspond à un gain du phototube environ 5 fois plus élevé, permet de déterminer précisément la charge associée au 2ème pic de muons.

- La connaissance du couple HT_{μ}, E_2^{μ} (= 470 MeV) confère à la courbe de gain un caractère absolu rendant possible la détermination de la tension HT_{γ} .

La calibration ainsi obtenue est précise à $\pm 10 \%$, ce qui peut encore être amélioré.

VI.3 - LE MONITORING

VI.3.1 - Rôle - but

On appelle "monitoring" le contrôle de la stabilité d'un détecteur au cours d'une expérience.

Pour la Couronne, une calibration absolue est indispensable, car nous voulons exprimer en énergie les impulsions électroniques délivrées par les phototubes.

Pour Kali, la mesure du point d'impact d'un photon ne requiert qu'un équilibrage relatif entre barreaux voisins. De même comparer l'énergie déposée dans les deux plans de scintillateur ne requiert qu'un équilibrage relatif entre plans. Mais l'application de la corrélation entre les énergies déposées dans le scintillateur et le verre au plomb, indispensable pour améliorer la résolution en énergie, impose là-aussi une calibration absolue de Kali.

Une calibration en faisceau de muons ou d'électrons permet d'étalonner, au début de l'expérience, chacune des 1000 voies du calorimètre. Mais quelques mois peuvent s'écouler entre 2 périodes successives de calibration. Or la réponse du détecteur n'est pas stable : le gain des photomultiplicateurs fluctue (il est sensible aux variations de température ($\sim 0.2 \%/^{\circ}\text{C}$ à 20°C) et aux variations de la haute tension si elle n'est pas stabilisée à moins de 1%), les scintillateurs et les verres au plomb perdent de leur transparence dans un flux important de particules.

Le système de monitoring a donc été conçu pour les 2 raisons suivantes :

- vérifier à tout moment que les 1000 voies du calorimètre sont en bon état de marche
- vérifier la constance de la réponse de chaque voie, ou connaître leur évolution au cours du temps.

On obtient ainsi une résolution optimale sur la trajectoire et l'énergie des photons détectés. Les données de calibration étant connues avec une précision d'au plus 10% , la précision du système de monitoring ne doit pas dépasser 1% .

VI.3.2 - Principe

Il est représenté schématiquement sur la Fig. VI.1 .

Le système de monitoring contrôle périodiquement et simultanément toutes les voies du calorimètre, par l'émission d'impulsions lumineuses stabilisées.

6 projecteurs, de 55 diodes électroluminescentes (DEL) chacun, éclairent le détecteur. Le choix des projecteurs a été imposé par l'impossibilité d'un accès frontal direct sur les compteurs (à cause de leur grande compacité) et par la nécessité d'avoir un signal stable. Chaque projecteur illumine, soit un quart de Kali (200 compteurs à scintillation), soit la moitié de la Couronne (96 cellules de verre au plomb). La lumière est transmise à chaque voie par des fibres de verre flexibles. L'implantation des fibres optiques est telle que la lumière doit faire un aller-retour dans le compteur avant de parvenir au tube. De la même façon que pour une prise de données en faisceau, les impulsions de courant anodique sont envoyées aux ADC's où leur charge est convertie, puis enregistrée sur bande magnétique.

Ce dispositif permet donc de tester toute la chaîne : scintillateur ou verre au plomb - guide de lumière - photomultiplicateur - câbles et connecteurs - ADC et prise de données.

Les intensités lumineuses délivrées aux compteurs sont comparables à celles observées dans l'expérience (elles sont analogues à celles de gerbes électromagnétiques dont l'énergie serait de quelques GeV). La forme des impulsions est semblable à celles observées en faisceau (sur la Couronne : temps de montée = 50ns au lieu de 40ns, largeur à mi-hauteur = 70ns au lieu de 45ns).

La calibration par projecteurs est faite en les allumant 1 fois après chaque passage du faisceau (toutes les 12 secondes). L'enregistrement des impulsions lumineuses permet donc un contrôle horaire de la réponse de chaque voie (en fait quelques centaines d'impulsions pourraient être acquises à chaque cycle de faisceau, mais les contraintes expérimentales nous interdisent un contrôle plus fréquent).

Les données de monitoring permettent de tenir compte régulièrement de fluctuations éventuelles dans les voies de Kali et de la Couronne, sans avoir à modifier leur haute tension :

$$E^i(t) = \frac{C_{DEL}^i(t)}{C_{DEL}^i(t_0)} E^i(t_0)$$

où $E^i(t_0)$ est l'énergie calculée dans une voie i , à partir de coefficients de calibration mesurés au temps t_0

C_{DEL}^i est la réponse de cette voie en diodes

$E^i(t)$ est l'énergie recalculée au temps t en tenant compte des données de monitoring.

Un contrôle en ligne par des diodes n'est toutefois possible que si leur lumière garde une intensité constante au cours du temps. Un système automatique de stabilisation des projecteurs a donc dû être conçu. Il est indépendant du calorimètre même et fonctionne entre chaque cycle de faisceau grâce à un micro-ordinateur.

Une fibre optique provenant de chaque projecteur est connectée sur un compteur à scintillation spécial, appelé compteur de référence.

Le gain du photomultiplicateur de référence est lui-même stabilisé à l'aide d'une source radioactive β (^{106}Ru , $^{150}\mu\text{Cu}$) : un train d'impulsions anodiques est envoyé à un ADC, puis est comparé à un signal standard ; si il en diffère, la haute tension appliquée au PM est automatiquement réajustée de manière à régulariser son gain. Une fois stabilisé, le compteur de référence est éclairé par un premier projecteur. Là-aussi le signal est comparé à un signal attendu et si il en diffère, c'est l'intensité lumineuse qui est réajustée. On passe ensuite au projecteur suivant.

Quand les projecteurs sont stabilisés, une prise de données en est possible sur le calorimètre.

Un processeur MIC-MAC contrôle automatiquement l'allumage et l'extinction des projecteurs, stabilise le compteur de référence, puis chacun des 6 projecteurs, décide (en liaison avec l'ordinateur de l'expérience) d'une calibration en diodes du calorimètre.

Le détail de la réalisation sera donné au chapitre suivant, qui décrira le détecteur dans son ensemble et précisera les caractéristiques techniques.

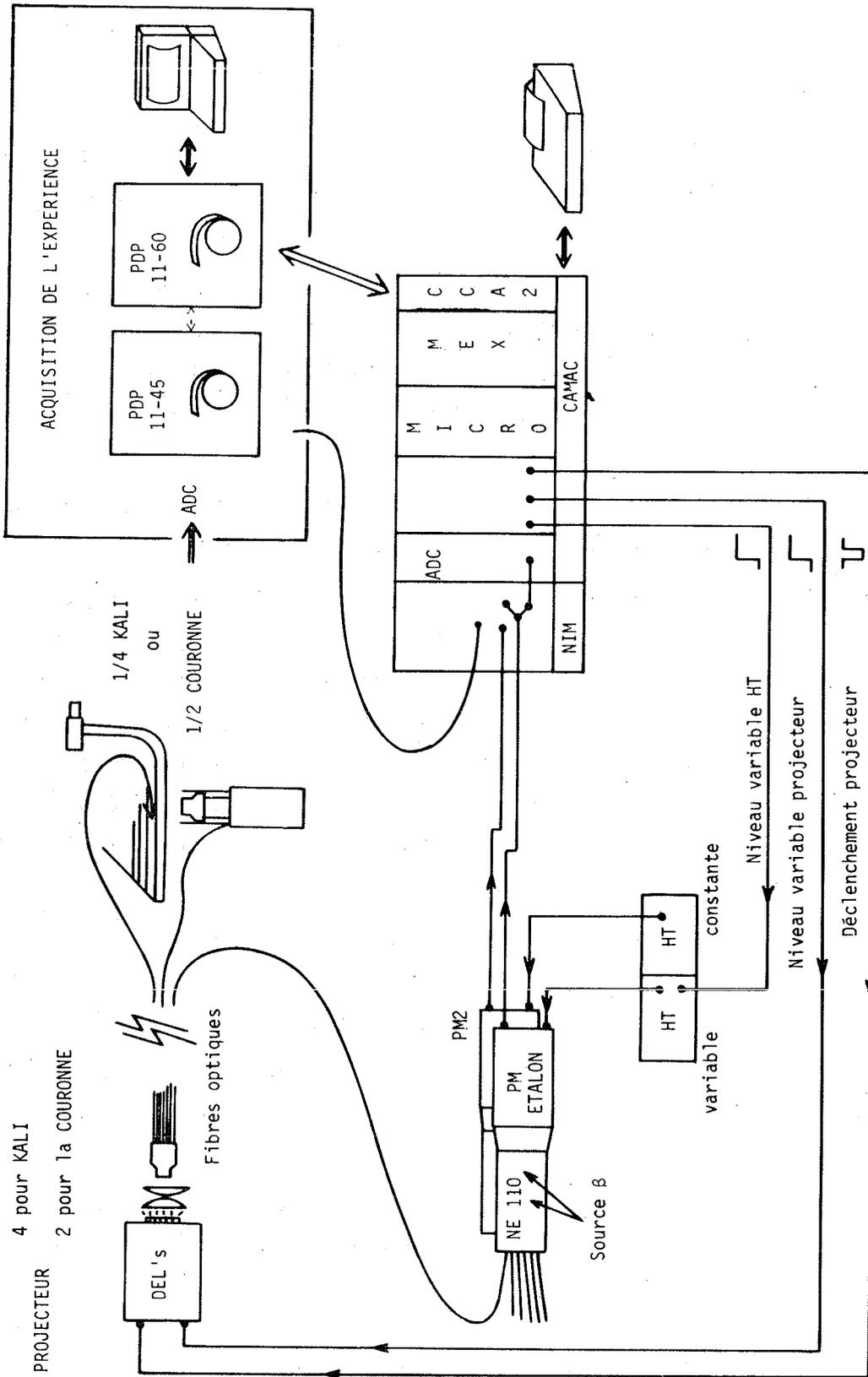
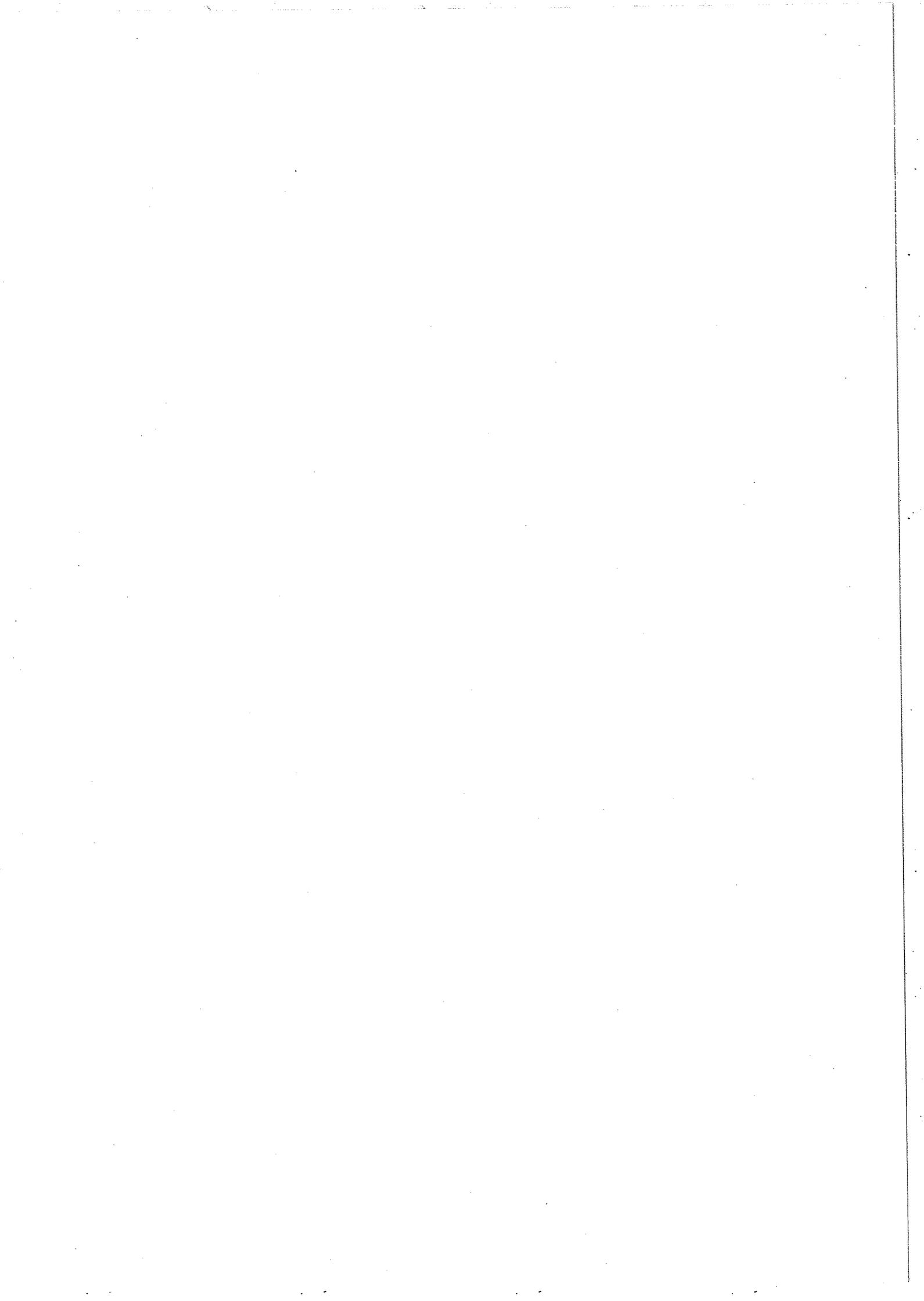
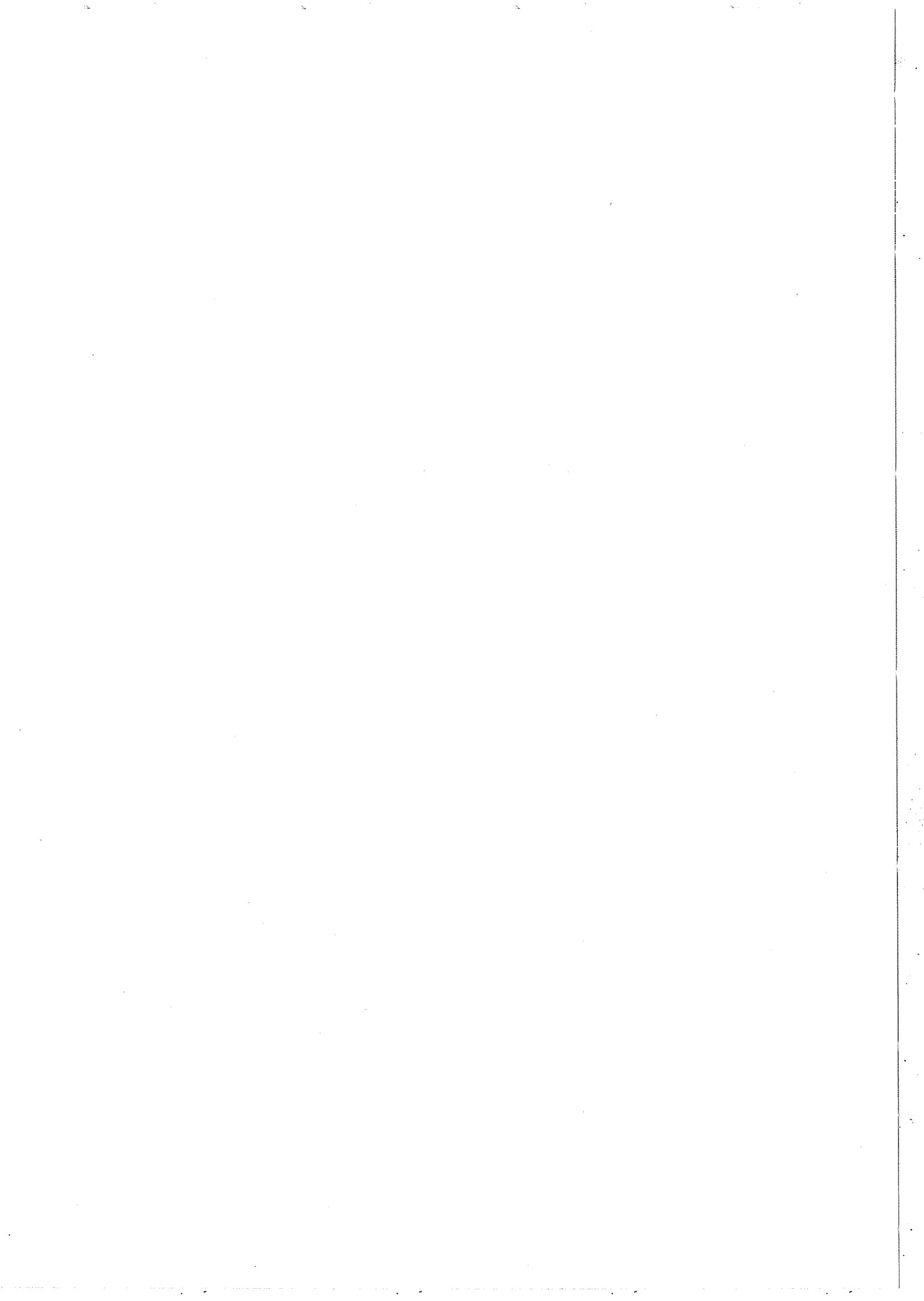


Fig. VI-1 : Schéma de principe du système de monitoring





CHAPITRE VII



DESCRIPTION DU CALORIMETRE KALI-COURONNE

VII.1 - DIMENSIONS

La distance calorimètre-cible est de 233cm. Ce nombre résultant d'un compromis imposé par les autres détecteurs (OLGA, chambres multifils), l'aimant Goliath et la taille des blocs de verre au plomb qui doivent, pour des raisons de simplicité, représenter des sous-multiples entiers des dimensions du trou central du calorimètre.

Avec ce choix, nous sommes conduits à un calorimètre fait de 192 blocs de verre au plomb, dont 32 sont insérés dans quatre boîtes qui définissent l'extension latérale du trou central.

Chaque bloc est incliné dans le plan vertical de ± 120 mrad. Les blocs des boîtes sont également inclinés de ± 160 mrad dans le plan horizontal.

Le convertisseur passif de plomb a une épaisseur de 25mm, soit 4.5 longueurs de radiation.

Le détecteur de position Kali est composé de 810 barreaux de 8mm de large, de 10mm d'épaisseur, et de longueur variable (en raison de la forme annulaire du détecteur).

Les 810 compteurs sont disposés en 2 plans (400 et 410 barreaux). Ces compteurs sont groupés en 34 modules (Tableau VII.1).

La Fig. VII.1 représente une vue en écorché du calorimètre Kali-Couronne.

L'ensemble du calorimètre est monté sur rails et peut être déplacé horizontalement et verticalement, afin de permettre la calibration de chaque bloc en faisceau d'électrons NA14.

VII.2 - LES BLOCS DE VERRE AU PLOMB : 192 au total

Un bloc de verre au plomb est décrit sur la Fig. VII.2 .

Ses composants sont :

- verre au plomb (Sovirel E05-25) : (cf. Chap. IV.2 et tableau VII.2)
9.3 x 9.3 x 25cm³.

VII.1 - CARACTERISTIQUES DES MODULES DE SCINTILLATEUR DE KALI

Nb DE MODULES	Nb DE BARREAUX	LONGUEUR DES BARREAUX (mm)	POSITION
8	25	800	V
4	4	800	V
	16	600	V
2	25	600	V
4	20	600	V
12	25	856	H
4	25	484	H

VII.2 - CARACTERISTIQUES DU VERRE AU PLOMB SOVIREL E05-25 (EQUIVALENT AU SF6)

Composition : SiO_2 (26.8 %), PbO (70.5 %), ...

Indice de réfraction

1.805100

Densité

5.18g/cm³

Coefficient de transmission à 400nm (sous 2.5cm)

72.5 %

Longueur de radiation

1.69cm

- guide de lumière : (Sovirel E05-25) $\varnothing = 7\text{cm}$, $l = 6\text{cm}$.
- photomultiplicateur : Philips XP 2030 (cf. Chap. IV.2 et tableau VII.3)
- pont diviseur : donne une réponse linéaire entre 1 et 40 GeV
- colle : Kodak HE-104, indice optique $n = 1.58$
- blindage : doublé, pour protéger le phototube du champ de fuite (~ 50 Gauss) de l'aimant Goliath
 - . un cylindre de mu-métal mis à la haute tension
 - . un cylindre de fer armco de 3mm d'épaisseur et distant de 5mm de la photocathode ; mis à la masse, il est isolé du mu-métal par une feuille de teflon.
- emballage : mylar et scotch noir ; sauf sur la face supérieure du bloc (au niveau du collage avec le guide) où le mylar est remplacé par un carton noir (pour limiter les réflexions multiples dans le bloc).

VII.3 - LES COMPTEURS A SCINTILLATION : 810 au total

Un module de Kali est représenté sur la figure VII.3 . Ses composants sont :

- barreau de scintillateur : scintillateur NE110 (cf. Chap. V.1 et tableau VII.4)
largeur = 8mm, épaisseur = 10mm, longueur variable entre 480 et 856mm
(cf. Tableau VII.1)
- guide de lumière : plexiglass (cf. Chap. V.1.5), coudé
largeur = 8mm, épaisseur = 10mm, longueur = 450mm
- photomultiplicateur : Hamamatsu 931A (cf. Chap. V.2.1, tableau VII.3, Fig. V.6).
- pont diviseur : cf. Chap. V.2.2, Fig. V.4
- colle : entre le guide et le scintillateur (Eastman 910)
- blindage : de mu-métal (cf. Chap. V.2.3, Fig. V.6)
- Emballage : aluminium et scotch noir

VII.3 - CARACTERISTIQUES DES PHOTOMULTIPLICATEURS DU CALORIMETRE

PM	REPOSE SPECTRALE (nm)	EFFICACITE QUANTIQUE	Nb DE DYNODES	GAIN	TEMPS DE MONTEE (ANODE)	TEMPS DE TRANSIT	STABILITE EN GAIN
Philips XP 2030	275 - 700	35 % à 400 nm	10 (persiennes)		9ns	57ns	1 %
Hamamatsu 931A	300 - 650	15.2 % à 400 nm	9 (circulaires)	2.5×10^6 à -1000V	2.6ns	26ns	0.1 %
RTC	275 - 650	17 % à 437 nm	14 (linéaires)	3×10^7 à -1800	2.1ns	46ns	1 %

VII.4 - CARACTERISTIQUES DU SCINTILLATEUR NE110

TYPE	DENSITE	INDICE DE REFRACTION	RENDEMENT LUMINEUX (% ANTHRACENE)	CONSTANTE DE TEMPS	LONGUEUR D'ONDE D'EMISSION MAX.	$\frac{Nb \text{ d'at H}}{Nb \text{ d'at C}}$
Plastique	1.032	1.58	60	3.3ns	434 nm	1.104
"Longueur d'atténuation" moyenne mesurée = 110cm						

VII.4 - LE MONITORING

VII.4.1 - Description de l'appareillage

1) Les projecteurs

Des diodes électroluminescentes orangées⁽¹⁾ ont été choisies, car leur rendement lumineux s'accorde bien avec un temps de montée relativement court ($\approx 15\text{ns}$ dans nos conditions d'utilisation). Leur domaine spectral ($\lambda = 635\text{nm}$) est inclu dans celui des PM's du calorimètre. Leur petit angle d'émission (l'intensité lumineuse varie de 1 à 0.5 dans un demi-cône d'angle 18°) est adapté à la faible acceptance angulaire des fibres optiques.

Le rendement lumineux des diodes n'est toutefois pas suffisant pour éclairer correctement 100 à 200 compteurs, les impulsions étant fortement atténuées dans 2.5m de câble de fibres optiques. Aussi les DEL's ont-elles été regroupées par paquets de 55 dans chaque projecteur, formant un disque de $\varnothing 3\text{cm}$ qui illumine un faisceau de fibres optiques. Un condenseur optique est intercalé entre ce disque et le faisceau de fibres : il homogénéise la lumière et améliore sa focalisation.

Le déclenchement des impulsions lumineuses et leur intensité sont commandés par le micro-ordinateur. La Fig. VII.4 décrit sommairement l'électronique d'un projecteur, le Tableau VII.5 détaillant ses caractéristiques.

Un multi-DAC externe⁽²⁾ permet d'ajuster l'intensité lumineuse du projecteur, puis de la stabiliser. Quand le niveau de sortie varie de 0 à 10V, la charge anodique des PM's varie d'un facteur 1 à 4 (cf. Fig. VII.9b). Une résolution de 1 % (12 bits) permet une excellente stabilisation.

2) Les fibres optiques et leur implantation

Nous avons choisi des fibres de verre flexibles à saut d'indice, et de faible coût⁽³⁾. Leur diamètre de 1mm et leur ouverture angulaire de $\pm 33^\circ$ sont bien adaptés à la transmission lumineuse dans les barreaux de scintillateur. La

(1) Hewlett Packard 5082-4658

(2) EMI 9091

(3) Schott LKF1

VII.5 - CARACTERISTIQUES D'UN PROJECTEUR

- Déclenchement : (signal d'entrée)
Signal NIM, largeur minimum 5ns
front positif ou négatif suivant sélection
- Récurrence : 0 à > 1MHz
- Le phare : comporte 55 DEL's regroupées par 5 secteurs de 11 DEL's
Chaque secteur est commuté par une paire de VMOS ("Vertical Metal Oxide Semiconductor") dont le taux de transition est de 8 V/ns
- Pour l'allumage des DEL's, la largeur du signal électrique est ajustable de 10 à 60ns et son amplitude peut être translatée de 10 à 40V, pour une commande extérieure de 0 à 10V.

perte de lumière n'est pas trop importante (coef. de transmission dans l'orangé $\approx 30\%$ pour une longueur de 2.5m).

Les faisceaux de multifibres ont été choisis différemment pour Kali et la Couronne :

- projecteur de la Couronne \rightarrow faisceau de 120 fibres (250cm de long, $\varnothing = 10\text{mm}$ à l'entrée, $\varnothing = 1\text{mm}$ à la sortie) dont 96 sont utilisées
- projecteur de Kali \rightarrow fouet de 9 multifibres (100cm de long, $\varnothing = 15\text{mm}$ à l'entrée, $\varnothing = 5\text{mm}$ à la sortie)
 - \rightarrow fibre mélangeuse (6cm de long, $\varnothing = 6.5\text{mm}$)
 - \rightarrow faisceau de 28 fibres (250cm de long, $\varnothing = 5.3\text{mm}$ à l'entrée, $\varnothing = 1\text{mm}$ à la sortie) dont 20 à 25 sont utilisées

Cette disposition particulière permet aux modules de scintillateurs de Kali d'être indépendants les uns des autres. Il est donc plus facile de les démonter. La fibre mélangeuse améliore l'homogénéité de la lumière.

L'implantation des fibres optiques est également différente pour Kali et la Couronne (cf. Fig. VII.2 et VII.3) :

- connection sur un bloc de verre au plomb : la fibre optique est appliquée perpendiculairement au bloc, elle est maintenue par une vis.
- connection sur un barreau de scintillateur : la fibre est collée dans une rainure du guide de lumière, juste devant le scintillateur.

Comme on l'a déjà signalé, cette disposition oblige les impulsions lumineuses à faire un aller-retour dans les compteurs. L'implantation des fibres ne gêne pas sensiblement la transmission dans les compteurs (la rainure n'obture que 8 % de la section d'un barreau). Une implantation solide est indispensable pour faire des mesures reproductibles. Des impulsions anodiques en projecteur, observées sur Kali et la Couronne, sont représentées sur les Fig. VII.5a et VII.5b).

3) Le compteur de référence

Surveillé à l'aide d'une source radioactive, il permet de stabiliser l'intensité lumineuse des projecteurs (cf. Fig. VI.1).

Il est constitué d'un photomultiplicateur RTC 56 AVP à haut gain et bien adapté à des taux de comptage élevés (cf. Tableau VII.3), d'un scintillateur collé à un guide de lumière (scintillateur NE110 de 6mm d'épaisseur), d'une source radioactive β (^{106}Ru , $^{150}\mu\text{Cu}$).

6 fibres optiques, provenant de chaque projecteur, sont appliquées au bout du scintillateur et maintenues par une vis. Des filtres gris sont intercalés entre les fibres et le scintillateur : ils évitent de saturer le compteur étalon quand un projecteur est allumé.

L'alimentation haute tension du PM⁽⁴⁾ est ajustée par un DAC linéaire⁽²⁾, dont le niveau de sortie est commandé par le micro-ordinateur (on utilise l'entrée 1kV/V de l'alimentation haute tension, la HT étant ajustée avec une précision de 1.5 %). Le gain du compteur étalon peut être ainsi continuellement stabilisé.

La charge anodique du PM est convertie par un ADC⁽⁵⁾, puis enregistrée dans la mémoire extérieure du processeur MIC-MAC. La sensibilité de cet ADC (8 bits) est suffisante pour détecter des variations d'intensité lumineuse supérieures à 1 %.

Un autre compteur (PM n° 2) est placé parallèlement au compteur étalon : il en a les mêmes caractéristiques, mais sa haute tension garde une valeur constante, et il n'est pas connecté à des fibres optiques. Il a 2 intérêts :

- quand les projecteurs sont éteints, une coïncidence entre les 2 compteurs permet de sélectionner les signaux de la source radioactive.
- les 2 compteurs peuvent être échangés en cas de nécessité.

(4) Danfysik N1130

(5) Lecroy 2248

VII.4.2 - L'électronique associée au micro-ordinateur

Elle a 2 fonctions :

- stabiliser l'intensité lumineuse des projecteurs
- calibrer le calorimètre en projecteurs, entre 2 cycles du SPS.

Son schéma logique est détaillé sur la Fig. VII. 6 .

1) La stabilisation des projecteurs :

Le micro-ordinateur⁽⁶⁾ exécute un programme de "monitoring" qui permet de stabiliser le compteur de référence, puis chacun des 6 projecteurs. Le déclenchement des registres de sortie, des DAC's, la lecture de l'ADC "de référence" s'opèrent automatiquement (par CAMAC) :

- l'impulsion anodique du compteur de référence (S1) est divisée en 2, une moitié va dans l'ADC, l'autre va dans un discriminateur (N° 1)
- l'impulsion anodique du compteur n° 2 (S2) entre elle aussi dans un discriminateur (n° 2)
- le micro-ordinateur commande un registre de sortie dont le niveau de sortie $F1 = 0V$, si l'on veut stabiliser le compteur étalon, ou $-0.8V$ si l'on veut stabiliser les projecteurs.
- si $F1 = 0V$: c'est la coïncidence entre les impulsions NIM des discriminateurs 1 et 2 qui ouvre la porte de l'ADC : l'ajustement des seuils permet d'enregistrer le spectre de miniI déposé par les électrons de la source radioactive (Fig. VII.7a).
- si $F1 = -0.8V$: l'impulsion NIM S_{p_i} du registre de sortie (ROR MIC-MAC) déclenche le projecteur n°i, une autre impulsion NIM S_p est retardée, puis ouvre la porte de l'ADC, la mémoire extérieure du processeur MIC-MAC enregistre le spectre du projecteur n°i (Fig.VII.7c), un veto interdit le déclenchement des phares lors du passage du faisceau.
- en plus des registres de sortie, le micro-ordinateur commande le niveau des DAC's associés à la HT du PM étalon, et aux différents projecteurs.

(6) cf. M. Albrecht, Thèse de 3ème Cycle, CPN-HE 80-10

2) Le contrôle en diodes du calorimètre

Un registre de sortie (ROR cal.) habilite les projecteurs stabilisés (le paragraphe suivant donne les critères de stabilisation). Avant chaque cycle du SPS, l'ordinateur PDP 1145 nous envoie une impulsion NIM T_c qui déclenche tous les projecteurs stabilisés. Retardée, une impulsion S_c ouvre la porte des ADC's de Kali et de la Couronne.

Cette partie de l'électronique nous permet également la lecture des piédestaux des ADC's (impulsion T_p dans ce cas).

VII.4.3 - Le programme de "monitoring"

C'est un programme écrit en langage ASSEMBLEUR. Il est exécuté continuellement par le processeur MIC-MAC. Des interruptions sont toutefois imposées lors du passage du faisceau, et quand les projecteurs sont allumés pour contrôler le calorimètre. La longueur d'un mot est de 16 bits, ce qui ne gêne pas les calculs. Des routines spéciales permettent de ne travailler que sur des nombres entiers, tout en gardant une bonne précision.

La Fig. VII.8 montre les étapes générales du programme. Après l'initialisation, le gain du compteur étalon est ajusté une première fois à sa valeur nominale, et ceci qu'elle que soit sa HT initiale. Les intensités lumineuses des 6 projecteurs sont ensuite ajustées (au 3/4 de leur rendement maximum). La stabilité du compteur étalon, puis de chaque projecteur, est contrôlée sans arrêt. Au besoin le niveau de sortie des différents DAC's est modifié.

Nous allons décrire brièvement le principe de ces tests de stabilité.

1) Principe de la stabilisation du compteur étalon

Elle se fait avec la source radioactive β (supposée stable). Le spectre au min I a une bonne résolution ($\sim 35\%$, cf. Fig. VII.7a), mais est soumis à un léger bruit de fond dû au courant d'obscurité du PM, à la statistique de l'émission β et de la conversion lumineuse dans le scintillateur, aux fluctuations du piédestal de l'ADC (le bruit de fond est grandement réduit par la demande d'une coïncidence entre les 2 compteurs).

Afin de détecter une variation éventuelle de la forme du spectre, on calcule non seulement sa valeur moyenne, mais aussi un χ^2 . On compare le dernier spectre enregistré (sur 1000 événements, Fig. VII.7a) avec un spectre standard accumulé au début du "monitoring" (sur 32000 événements, Fig. VII.7b) :

$$\chi^2 = \frac{(n + N)^2}{nN} \left[\sum_{i=80}^{119} \frac{n_i^2}{n_i + N_i} - \frac{n^2}{n + N} \right] \text{ où } n = \sum_{i=80}^{119} n_i, \quad N = \sum_{i=80}^{119} N_i$$

L'ADC utilisé a 255 canaux (8 bits), les spectres sont centrés sur le canal $Co = 100$, les calculs de valeur moyenne et de χ^2 se font sur 40 canaux autour de Co . $n_i(N_i)$ est la population du canal n°i du dernier spectre enregistré (du spectre standard). Le χ^2 calculé a 39 degrés de liberté. On dira que le compteur de référence n'est pas stabilisé si $\chi^2 > 60$, ce qui correspond à un niveau de confiance de 2 %. Une mesure préalable de la fonction de gain du PM étalon permet de le stabiliser (Fig. VII.9a). Dans le domaine de HT qui nous intéresse (entre -1700 et -1900V), on a choisi la simple interpolation linéaire :

$$\langle \rangle_{ADC} = \frac{1}{a} DAC_{HT} + b$$

On peut alors imposer une nouvelle HT en envoyant à son alimentation un nouveau niveau de sortie calculé à partir des dernières valeurs DAC_{HT} et $\langle \rangle_{ADC}$:

$$DAC'_{HT} = DAC_{HT} + a (Co - \langle \rangle_{ADC}).$$

Si le compteur étalon n'est pas stabilisé, on impose une nouvelle HT, on efface le dernier spectre, on accumule 1000 nouveaux coups, et on calcule un nouveau χ^2 et une nouvelle valeur moyenne.

Dans la première étape, où l'on ajuste le gain du compteur étalon, on ne fait pas de calcul de χ^2 . Mais on centre rapidement le spectre de min I de manière à obtenir $Co - 1 < \langle \rangle_{ADC} < Co + 1$. On accumule ensuite les 10000 premiers événements du spectre standard. On ajuste l'intensité des projecteurs.

L'étape de stabilisation du PM étalon, puis de chaque projecteur commence (Fig. VII.8) 1000 événements de source sont accumulés à chaque boucle. Quand 32000 événements sont réunis, ils constituent le spectre standard définitif (Fig. VII.7b) Ces différentes opérations ne prennent pas plus de 5 minutes.

2) Principe de la stabilisation d'un projecteur

Le spectre d'un projecteur enregistré par le compteur de référence a une bien meilleure résolution ($\sim 15\%$, Fig. VII.7c) que le spectre de min I. Un test de χ^2 est inutile.

La stabilisation se fait, comme précédemment, par la "fonction de gain", préalablement mesurée pour chaque projecteur n°i (Fig. VII.9b) :

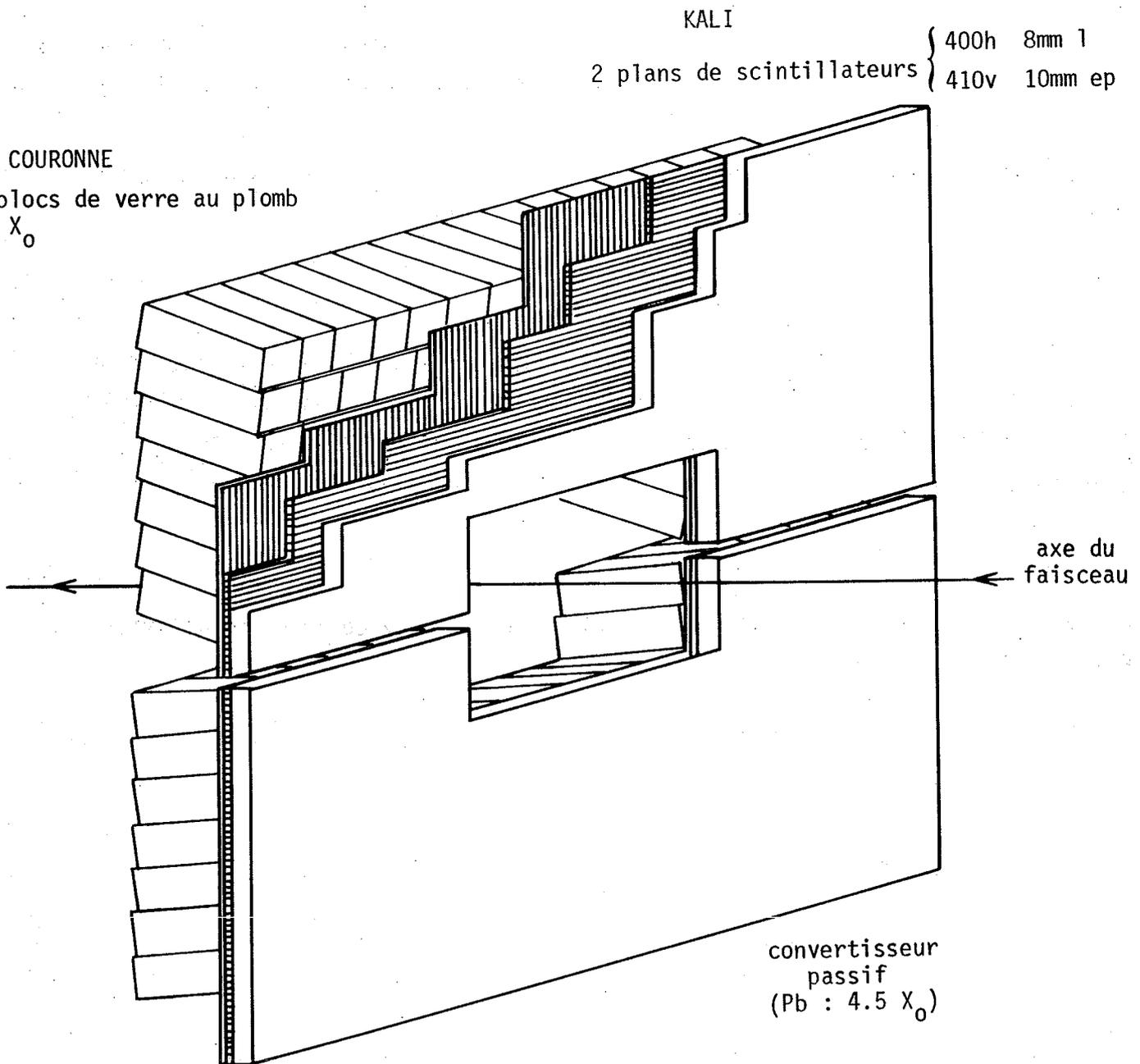
$$\langle \frac{P_i}{ADC} \rangle = \frac{1}{a_i} DAC_i + b_i$$

La HT du PM étalon étant fixée à sa valeur de stabilisation. On veut centrer le spectre de diode au canal C_i (=100). Le projecteur n°i sera donc dit stabilisé si, après avoir accumulé 1000 coups, la valeur moyenne calculée est dans l'intervalle $[C_i-1, C_i+1]$. Si elle s'en écarte, on impose une nouvelle valeur

$$DAC'_i = DAC_i + a_i (C_i - \langle \frac{P_i}{ADC} \rangle)$$

on efface le spectre précédent, on accumule 1000 nouveaux coups et on calcule une nouvelle valeur moyenne.

Fig. VII-1 : Vue en écorché du calorimètre Kali-Couronne



Echelle :

↑ 10cm

Fig. VII-2 : Un bloc de verre au plomb au plomb de la Couronne

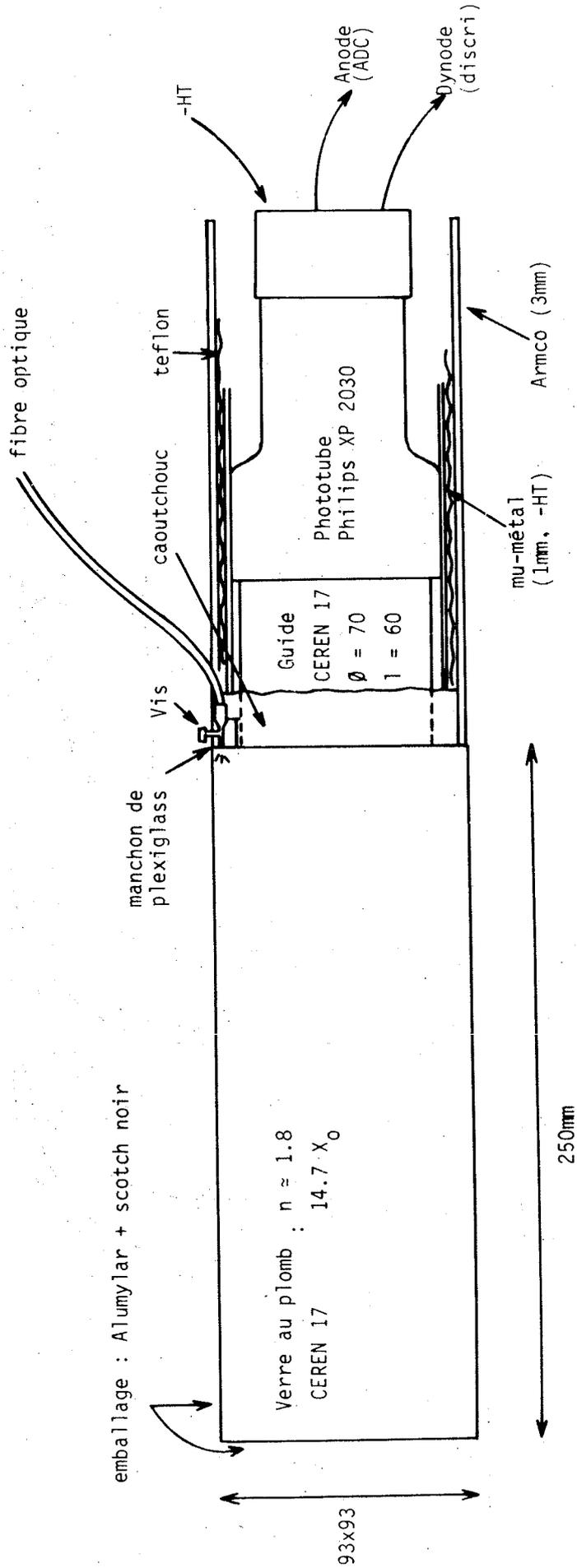


Fig. VII-3 : Schéma d'un module de scintillateurs de Kali

1cm
ECH : →

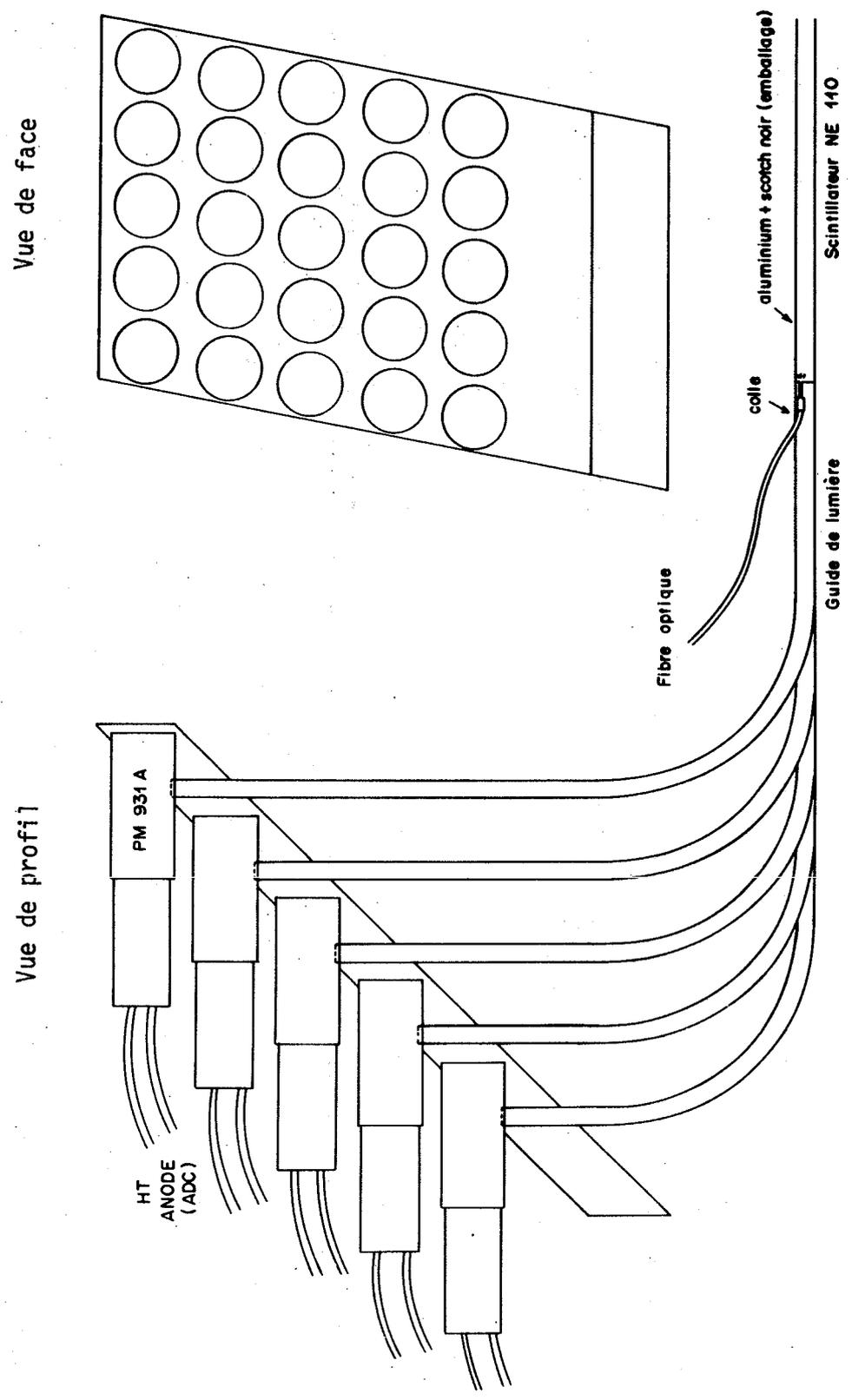


Fig. VII-4 : Schéma simplifié de l'électronique d'un projecteur

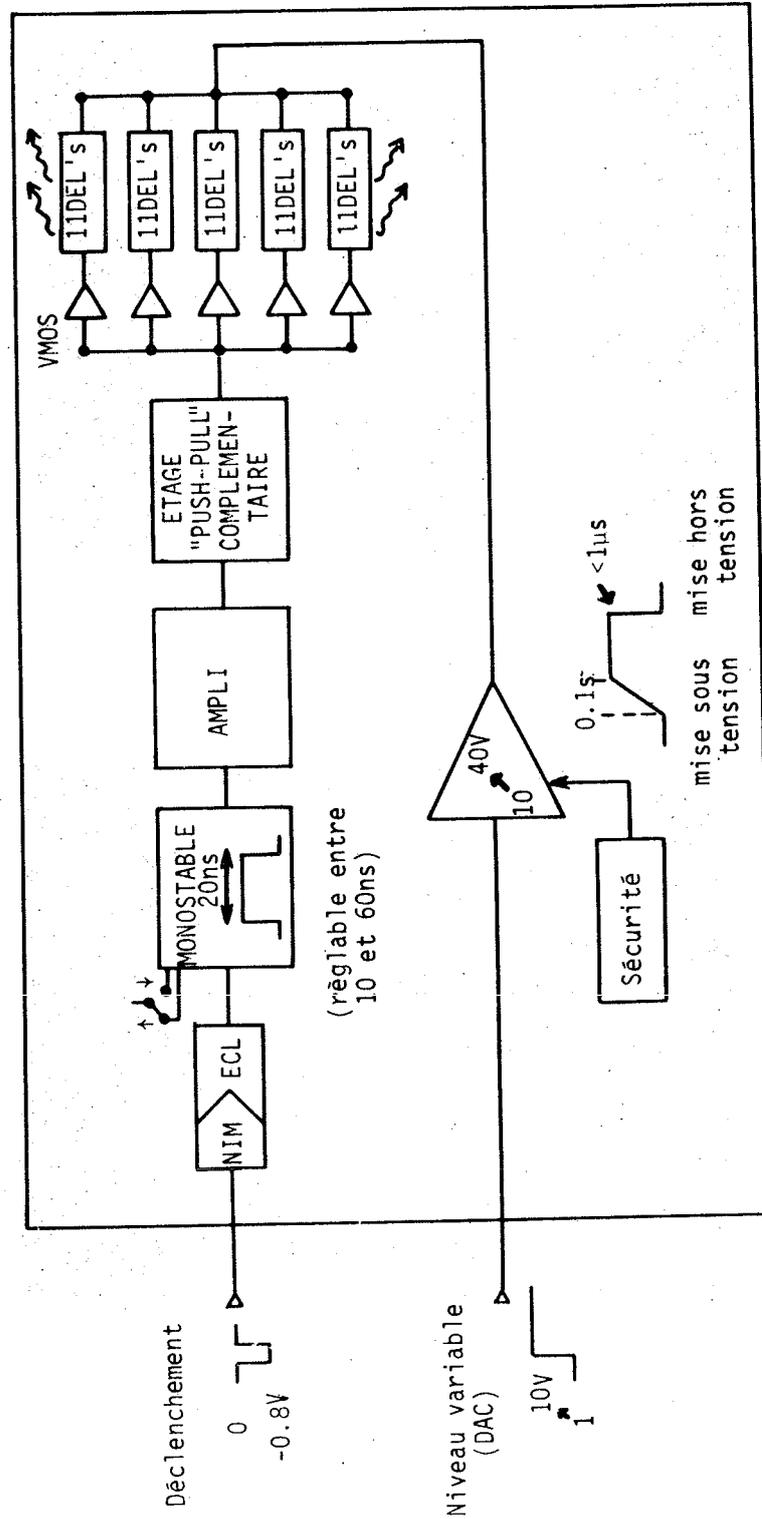
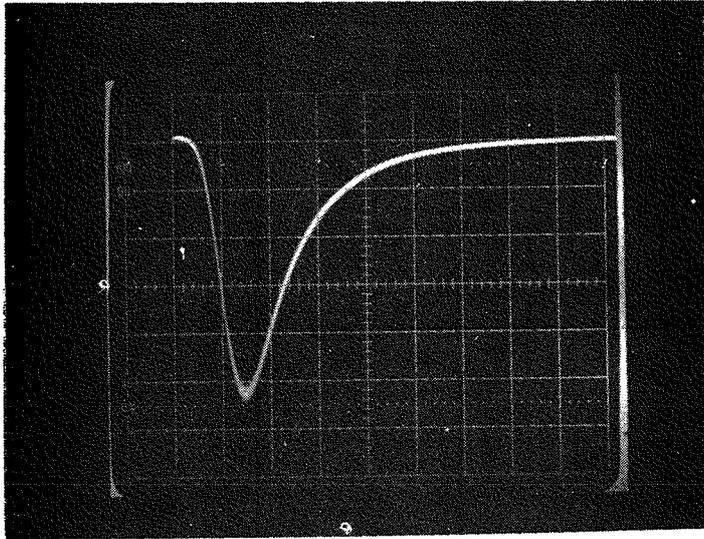


Fig. VII-5

a) Phototube de la Couronne : 1 carreau = 50ns x 10mV



b) Phototube de Kali : 1 carreau = 50ns x 20mV

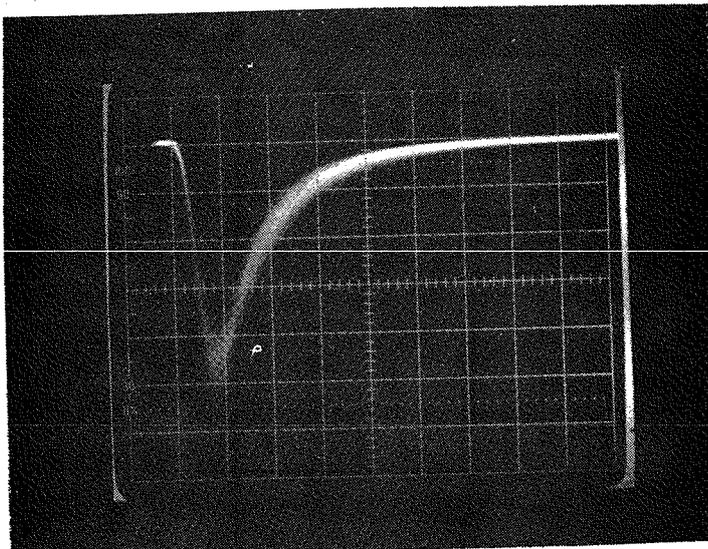


Fig. VII-6 : Schéma de l'électronique associée au système de monitoring

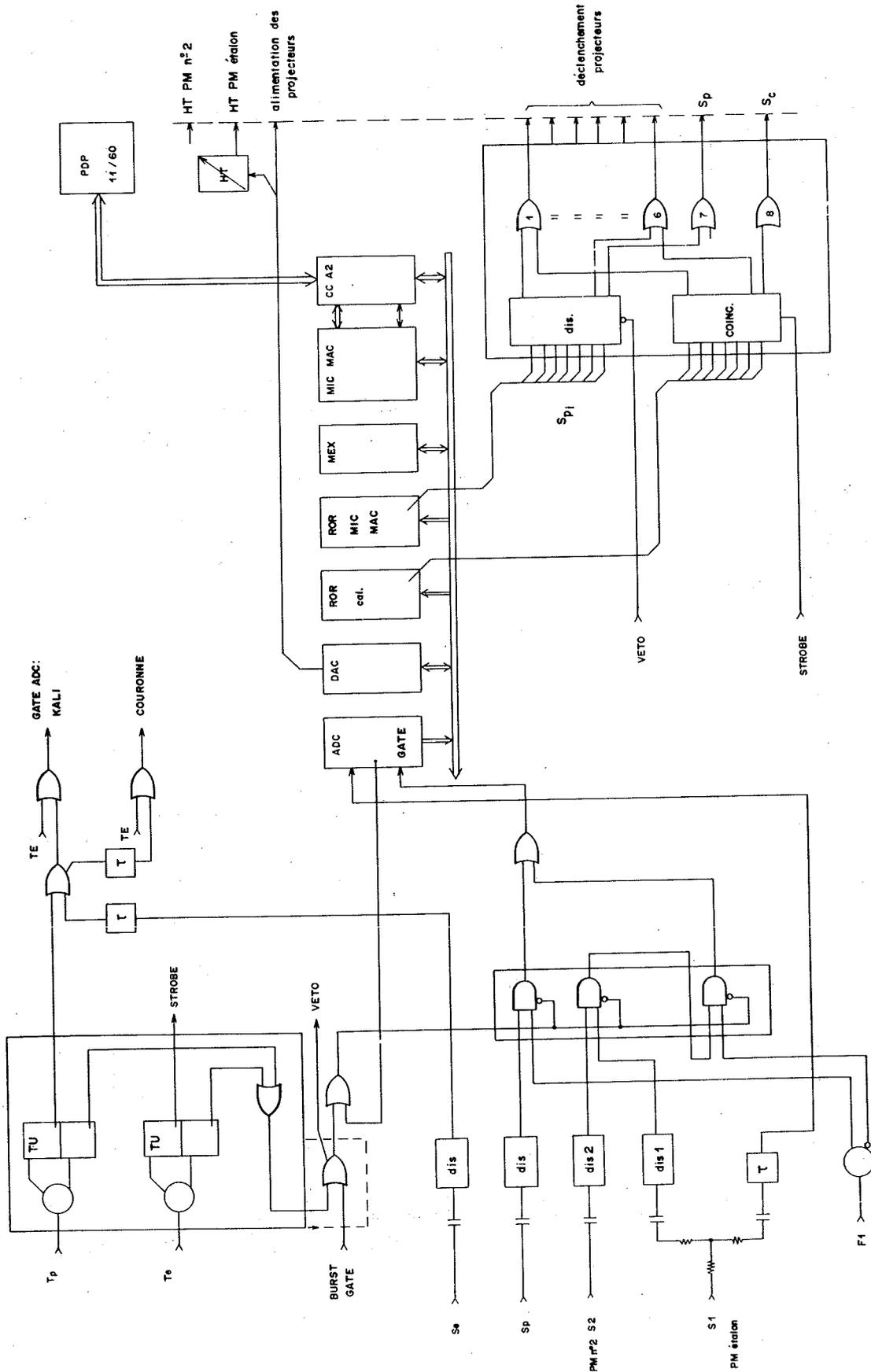
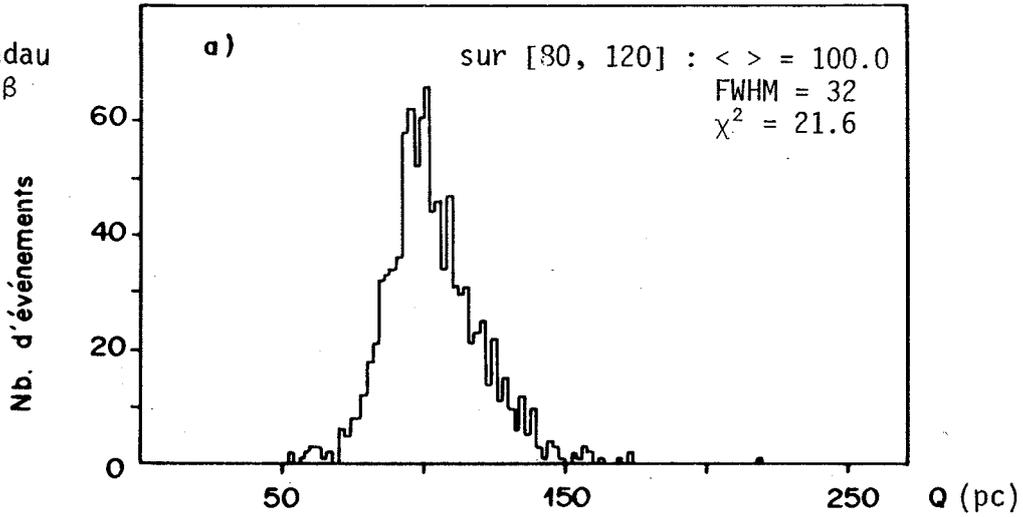
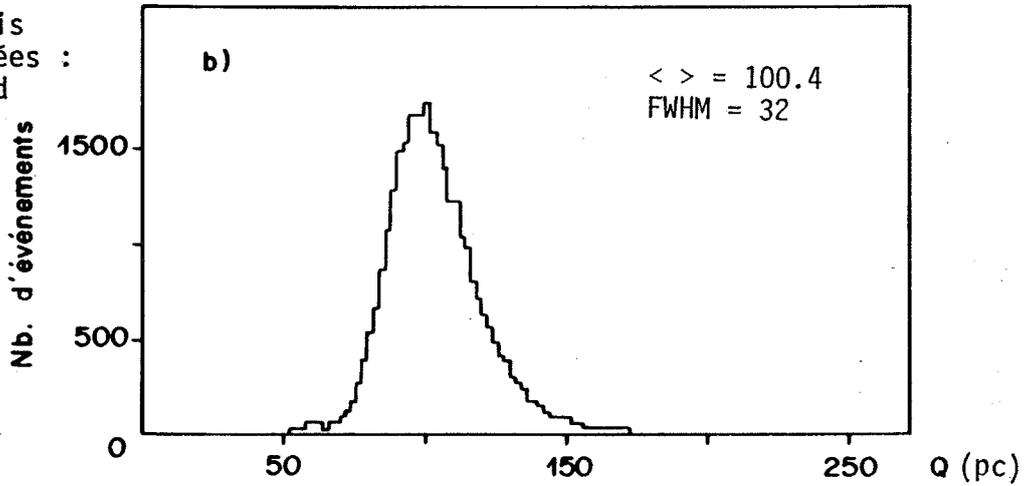


Fig. VII-7 : Spectres enregistrés par le compteur de référence

Spectre de Landau de particules β (1000 entrées)



Même spectre mais avec 32000 entrées : spectre standard



Spectre de diodes (1000 entrées)

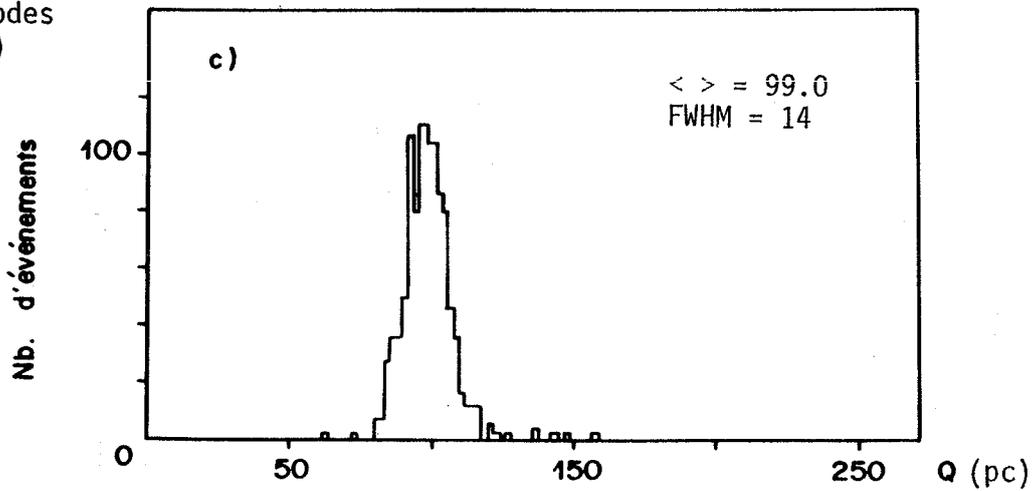


Fig. VII-8 : Etapes générales du programme de stabilisation

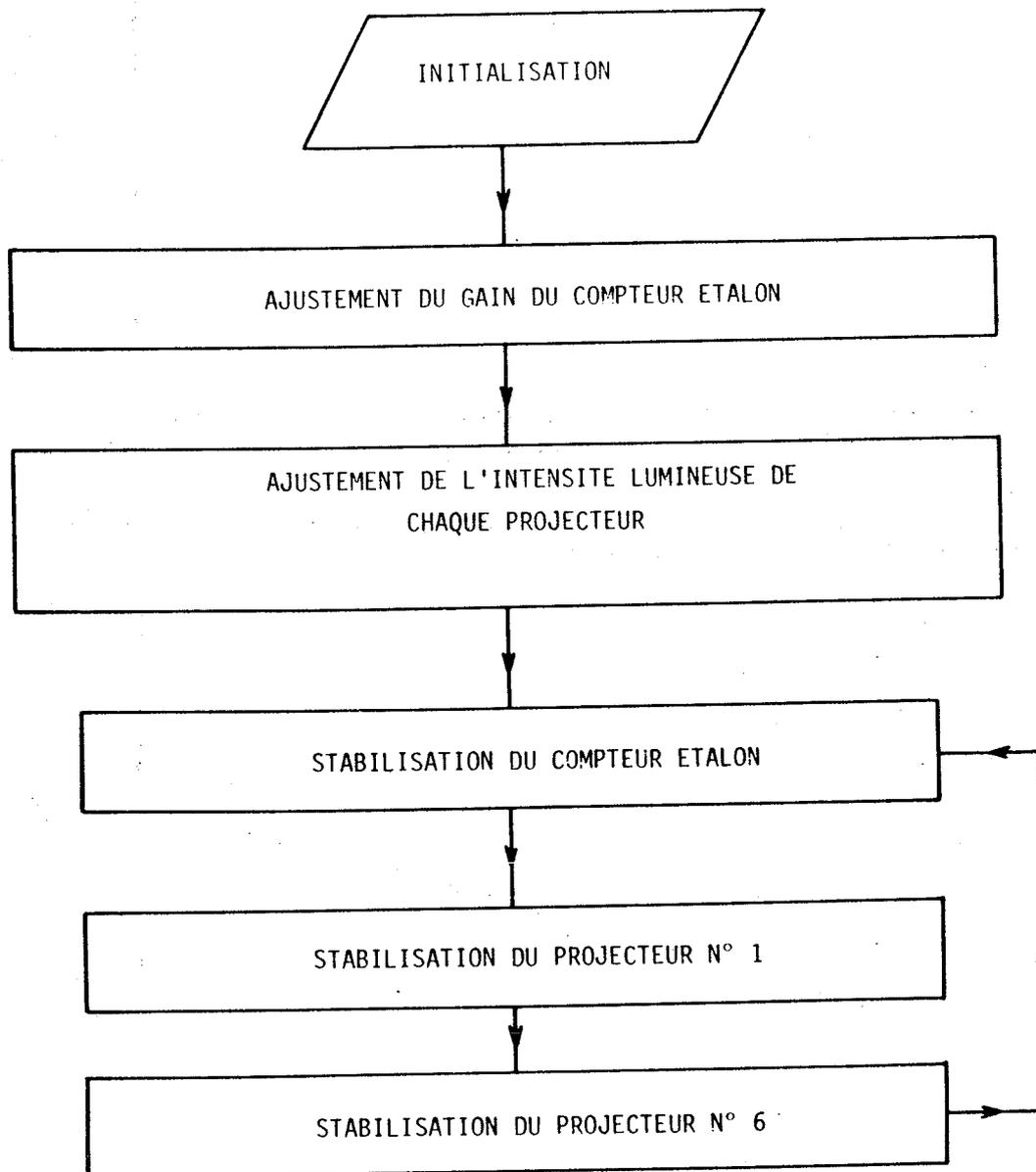
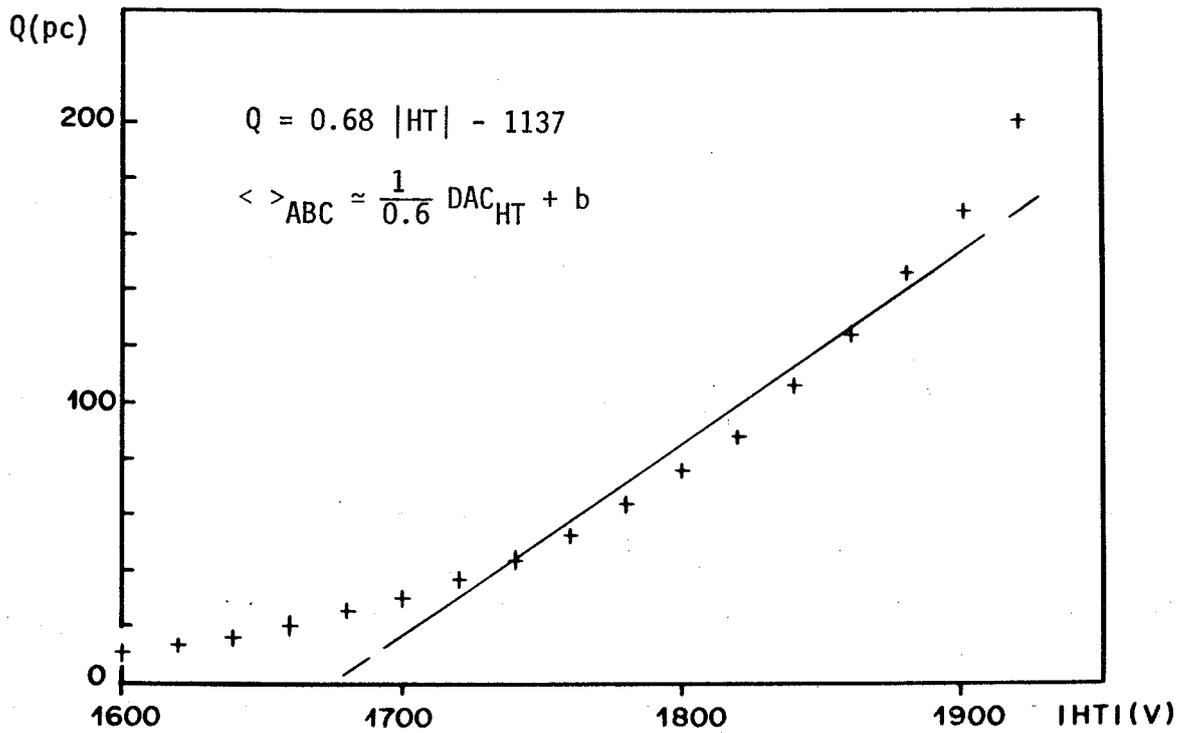
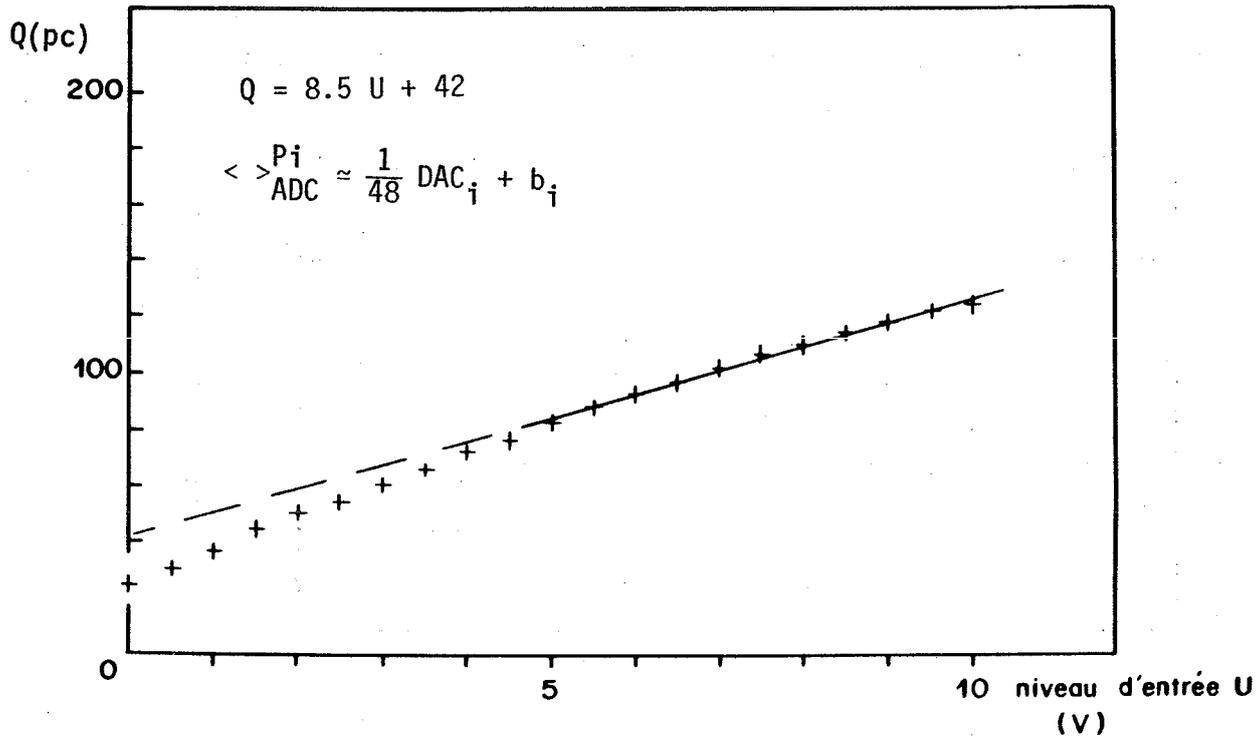


Fig. VII-9 : Courbes de gain

a) du phototube de référence (en fonction de la haute tension)



b) d'un projecteur (en fonction d'un niveau d'entrée, mesuré par PM)







CHAPITRE VIII



PERFORMANCES, PREMIERS RESULTATS

Mis en place en avril 1981, l'ensemble Kali-Couronne a, durant le reste de l'année 1981, contribué à la prise de données d'environ 10^6 événements en faisceau de photons.

L'analyse de ces événements, non encore achevée, montre que le calorimètre Kali-Couronne répond aux spécifications initiales. Toutefois, pour lui faire atteindre ses caractéristiques optimales, un travail très important est encore nécessaire durant les mois à venir ; principalement sur les problèmes de calibration et de reconstruction de l'énergie des photons.

VIII.1 - ACQUISITION DES DONNEES

Elle est décrite sommairement sur la Fig. VIII.1 .

Les impulsions électriques des différentes voies de détection (phototubes, chambres multifils) sont envoyées sur des ADC's. A tout prédéclenchement, une "gate" est fournie et les charges électriques sont converties en "digits". En cas de déclenchement final (après temps mort), ces données sont enregistrées par l'ordinateur PDP 11-45 et stockées sur bande magnétique. Sinon, le PDP 11-45 envoie un "fast-clear" qui remet à zéro le contenu des ADC's, prêts à recevoir une autre "gate".

Les piédestaux des ADC's sont enregistrés en début d'expérience, puis régulièrement initialisés. Leur soustraction est effectuée, en ligne, de 2 façons suivant le type d'ADC utilisé :

- ADC Lecroy 2249A (cas de la Couronne) : un processeur "AX+B" garde en mémoire les piédestaux, les soustrait à chaque événement ainsi qu'un niveau logique supplémentaire (de sécurité : il tient compte des fluctuations statistiques du piédestal), comprime les données converties.
- ADC Lecroy 2282A (cas de Kali) : cette même suite d'opérations est réalisée par le processeur Lecroy 2280 qui est associé aux ADC's.

La calibration en diodes des calorimètres est effectuée 1 seconde avant le passage du faisceau : le PDP 11-45 envoie une impulsion qui déclenche l'allumage des projecteurs (stabilisés par MIC-Mac), puis va lire les ADC's après réception des signaux des phototubes.

VIII.2 - DECLENCHEMENT DE L'EXPERIENCE

VIII.2.1 - Principe

Afin de remplir le programme de physique détaillé au chapitre I.3, le déclenchement de la prise de données ne doit s'effectuer qu'après une sévère sélection sur le type d'événements provenant de la cible expérimentale : en effet la section efficace totale γp vaut $\sim 115 \mu\text{barn}$ à 100 GeV (Br 80), et nous étudions des interactions dont la section efficace ne vaut que quelques nbarn.

Le principe du système de déclenchement est le suivant :

- définir un intervalle de temps correspondant au passage d'un photon du faisceau, si ce photon a une énergie supérieure environ à 60 GeV ;
- s'assurer que dans cet intervalle, aucune particule chargée (muon, hadron) n'accompagne le faisceau ;
- exiger qu'une interaction ait eu lieu dans la cible expérimentale ;
- exiger que des particules chargées aient été émises dans le spectromètre NA14 ;
- sélectionner, parmi tous les événements issus des interactions γp , ceux qui sont caractéristiques du type de physique que nous étudions.

Nous demandons donc :

- . soit la détection d'une particule neutre émise à grand moment transverse (pour l'effet Compton QED) ;
- . soit la détection de particules chargées émises à grand moment transverse (pour la physique des jets) ;
- . soit la détection de paires de muons $\mu^+\mu^-$ (pour la spectroscopie du ψ).

Le schéma simplifié du système de déclenchement est décrit sur la figure VIII.2 .

VIII.2.2 - Déclenchement "photon à grand p_{\perp} "

La signature des événements Compton QED est l'émission d'un photon de grand moment transverse, associé à un jet de particules de \vec{p}_{\perp} opposé. La mesure de l'impulsion des particules chargées nécessitant une délicate analyse de l'information des chambres à fils, nous nous contentons de sélectionner des photons émis à grand p_{\perp} .

L'impulsion transverse se déduit facilement de l'énergie mesurée dans les calorimètres ($p_{\perp} = E_{\gamma} \sin\theta_{\gamma}$), et comme les dimensions latérales des blocs de verre au plomb leur permettent d'absorber la totalité d'une gerbe électromagnétique, on utilise l'information des calorimètres au stade du déclenchement final.

A toute particule détectée, le phototube d'un bloc de verre au plomb envoie 2 signaux :

- le signal d'anode est dirigé sur un ADC et peut être enregistré
- le signal de dynode est dirigé sur un discriminateur.

Après calibration en muons et équilibrage de toutes les voies de la Couronne, nous avons mesuré (en faisceau d'électrons) la relation entre la hauteur d'impulsion de dynode à l'entrée du discriminateur et l'énergie déposée dans le verre au plomb : $U(\text{mV}) = 8.9 \times 10^{-3} E (\text{MeV})$.

On en déduit pour chaque cellule i (angle θ_i), le seuil de discriminateur à appliquer pour n'accepter que des événements d'impulsion transverse supérieure à p_{\perp}^c :

$$U^i(\text{mV}) = 8.9 \times 10^{-3} \frac{1}{\sin\theta_i} p_{\perp}^c$$

Chaque seuil est commandé par un DAC (convertisseur digital analogique, 8 bits, plage de 100mV) programmable : $\text{Dig}^i = 2.56 U^i(\text{mV})$. L'ordinateur PDP 11-60 gère le fichier de ces 192 valeurs que l'on peut modifier au besoin.

Les DAC's sont regroupés en MULTIDAC's (8 voies) associés chacun à une demi-rangée de cellules. C'est le "OU" de tous ces registres qui permettra le déclenchement final "photon à grand p_{\perp} Couronne" (Fig. VIII-2).

Afin de conserver un taux d'acquisition optimum (~ 100 événements par cycle SPS), la coupure en p_{\perp} choisie est de 800 MeV/c. La fraction d'événements déclenchés dans les 3 calorimètres vaut : OLGA = 50 %, ILSA = 25 %, COURONNE = 25 %.

Alors que les calorimètres OLGA et ILSA sont protégés contre les traces chargées par un veto situé à proximité, la Couronne n'est protégée que par le veto de muons (distant de 2m, mais la recouvrant totalement) qui intervient dans le prédéclenchement.

VIII.2.3 - Données de la Couronne

La distribution en p_{\perp} des événements déclenchés par la Couronne (Fig. VIII.3, le seuil des discriminateurs est ajusté pour une coupure à 1 GeV/c), atteste un réglage correct des discriminateurs.

Après filtrage des traces chargées, la distribution des impacts ayant déclenché la Couronne indique une symétrie haut-bas correcte, sauf pour la lère rangée supérieure de cellules. Ce qui n'est pas encore expliqué (Fig. VIII-4).

VIII.3 - EXPLOITATION DES DONNEES KALI-COURONNE

(réalisée sur l'UNIVAC 1110 du Centre de Calcul)

VIII.3.1 - Filtrage des traces chargées

Un premier filtrage est effectué en ligne par le veto de muons. Un deuxième filtrage est effectué "off-line" grâce à la chambre multifils 04 située devant le calorimètre : tout événement déclenchant la Couronne est rejeté s'il lui correspond un impact dans 2 plans au moins de 04, à une distance inférieure à 2 cm.

Un tel filtrage est très sélectif : son inefficacité n'est que de 1‰.

VIII.3.2 - Visualisation d'impact dans le calorimètre

Afin de faciliter l'analyse des données, il a été mis au point un programme de visualisation des événements détectés par Kali et la Couronne : la Fig. VIII.5a représente l'impact d'un photon et la figure VIII.5b l'impact d'un méson π^0 .

VIII.3.3 - Signal π^0 brut

L'analyse des événements "neutres" permet de tester l'efficacité des critères de réjection π^0 - γ .

Après sélection des π^0 (cf. Chap. V-3), une masse $M_{\gamma\gamma}$ est calculée quand le calorimètre présente 2 impacts bien distincts avec au moins 1 GeV associé à chaque impact et une énergie totale supérieure à 3.2 GeV (Fig. VIII.6).

La distribution présente un pic centré sur la masse du π^0 (135 MeV), mais sa mauvaise résolution s'explique par :

- 1) l'étalonnage encore grossier des blocs de verre au plomb ($\sim \pm 10\%$)
- 2) la non-utilisation de la corrélation entre Kali et la Couronne, qui doit améliorer sensiblement la résolution en énergie.

Fig. VIII-1 : Schéma simplifié de l'acquisition de l'expérience NA14

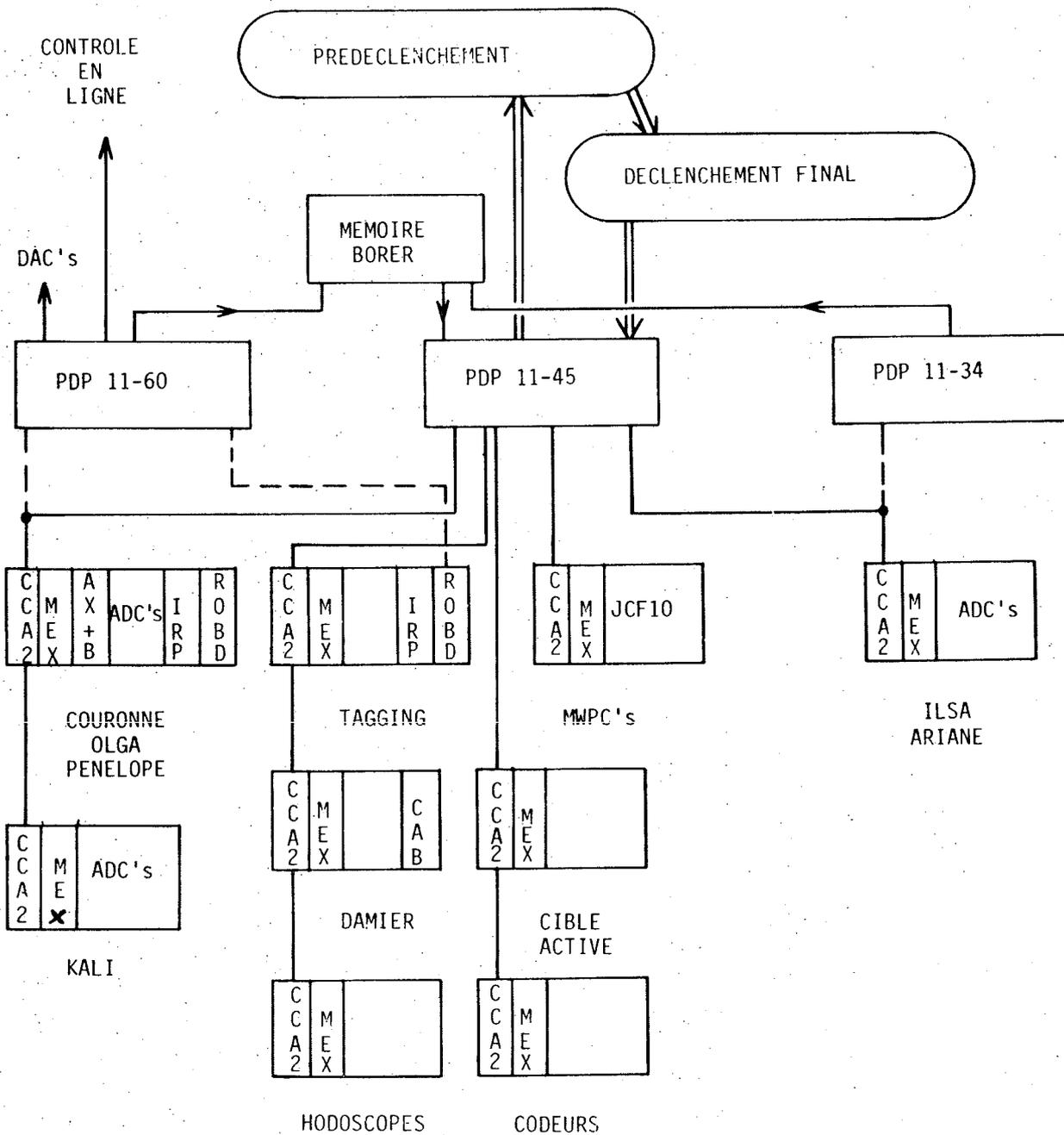


Fig. VIII-2 : Schéma simplifié du système de déclenchement de l'expérience NA14

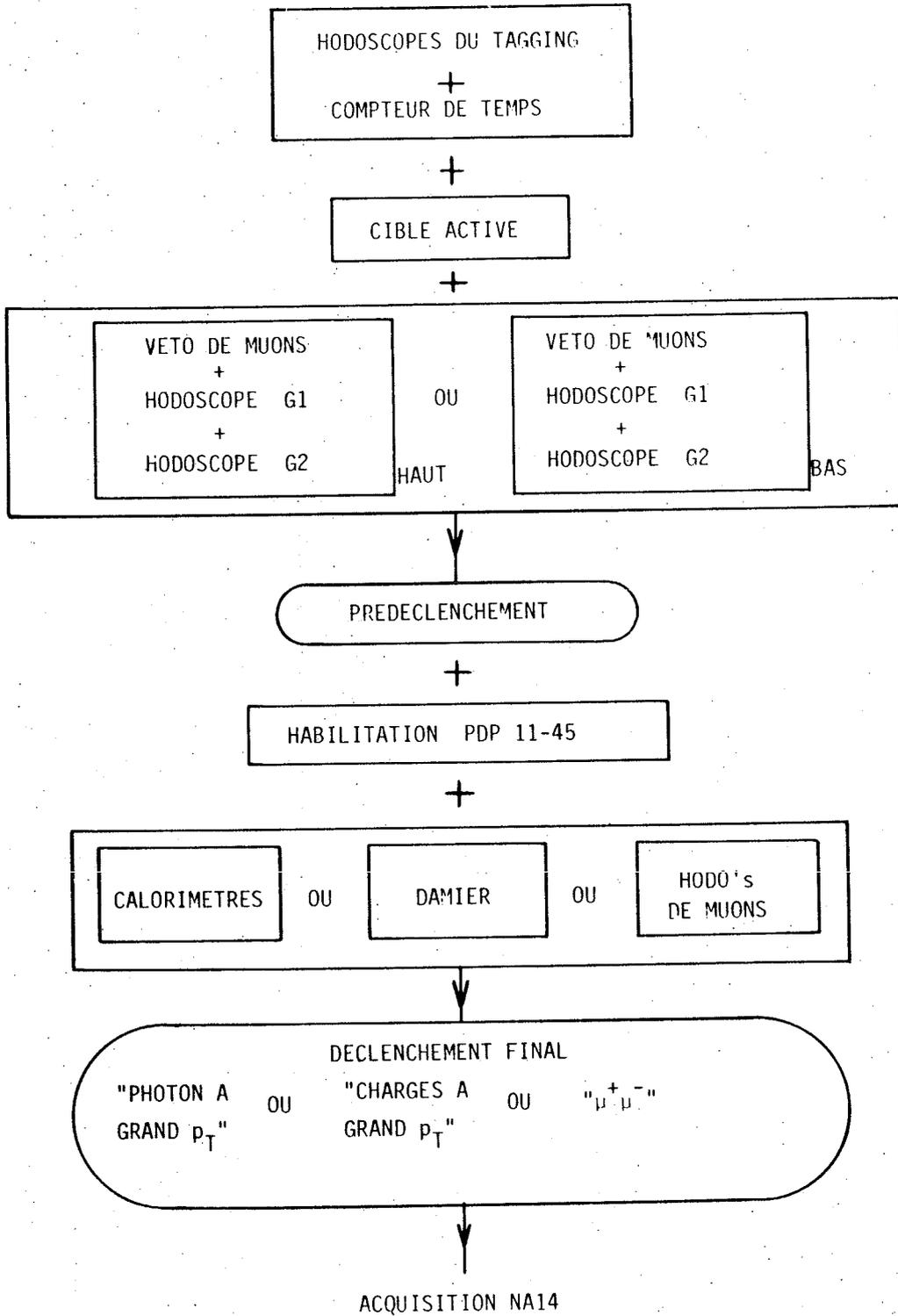


Fig. VIII-3 : Distribution en p_{\perp} des impacts déclenchant la Couronne

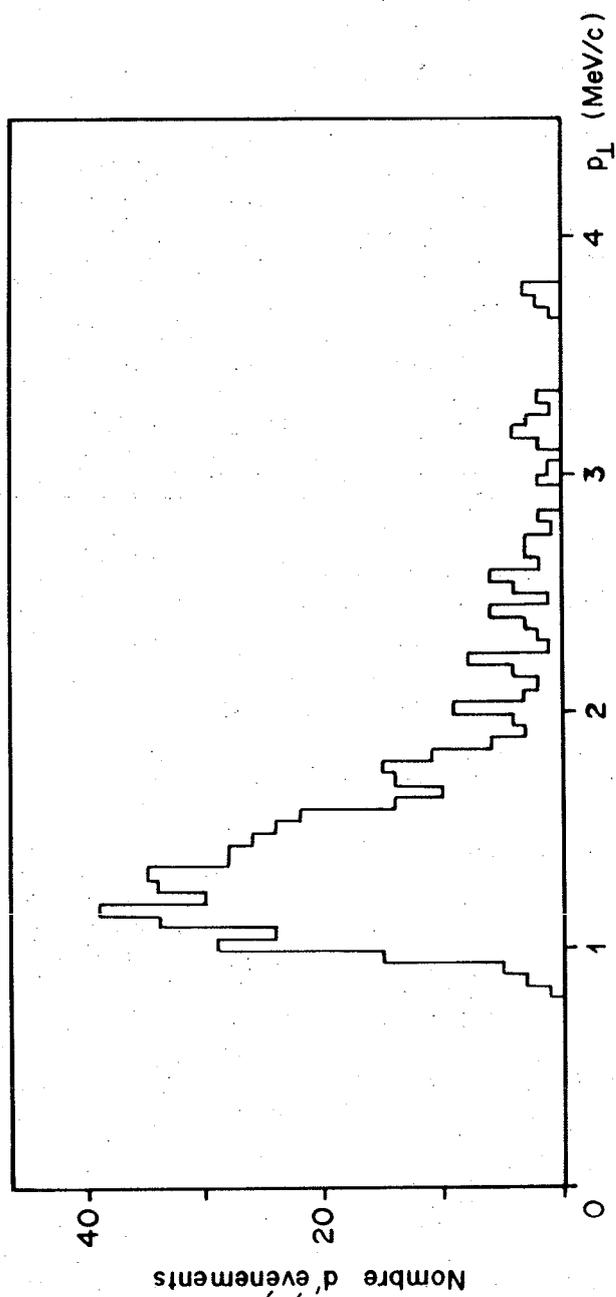


Fig. VIII-4 : Répartition des impacts déclenchant la Couronne

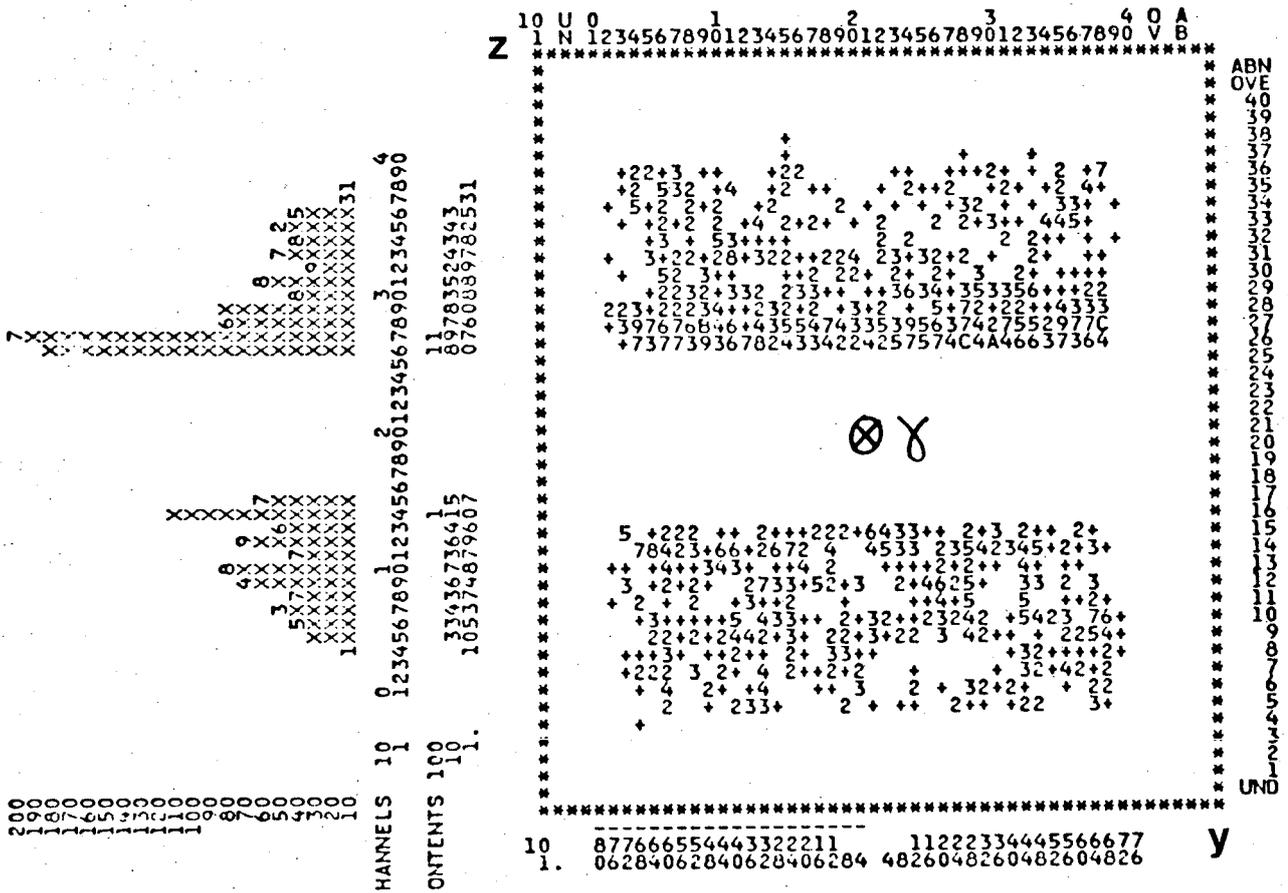
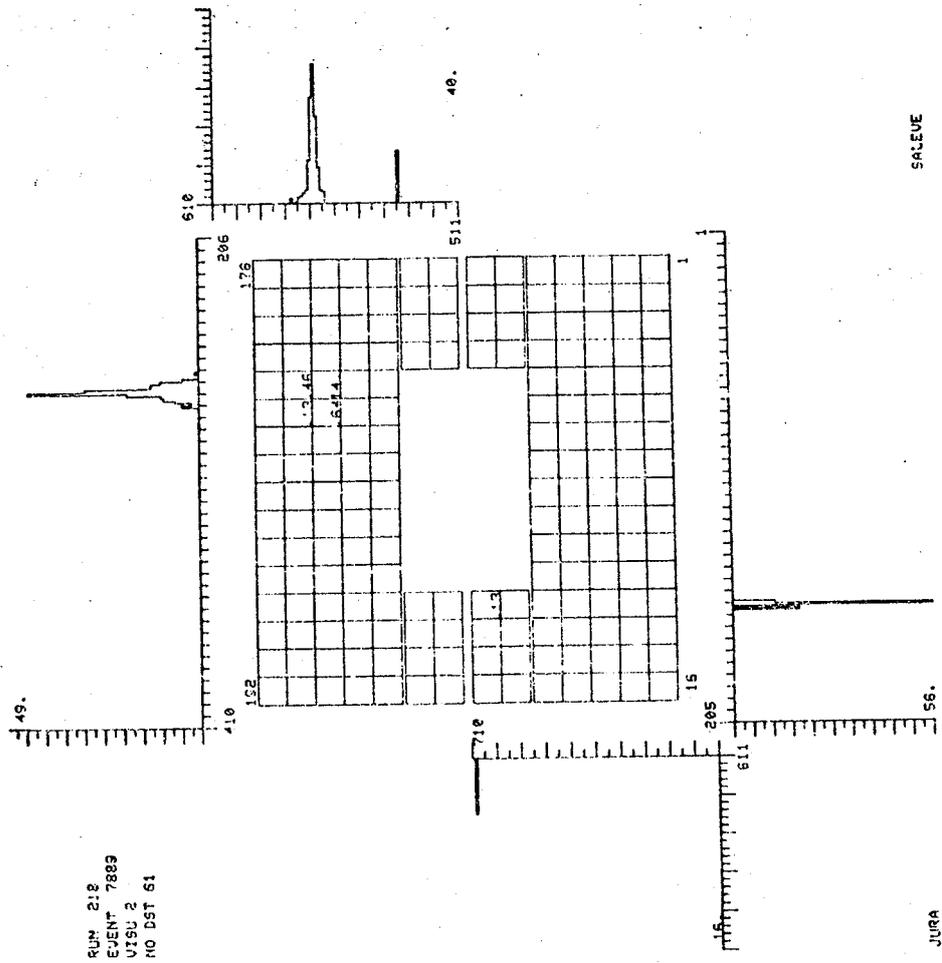


Fig. VIII-5 : Visualisation "off-line" d'événements détectés par le calorimètre Kali-Couronne

a) Photon



b) Méson π^0

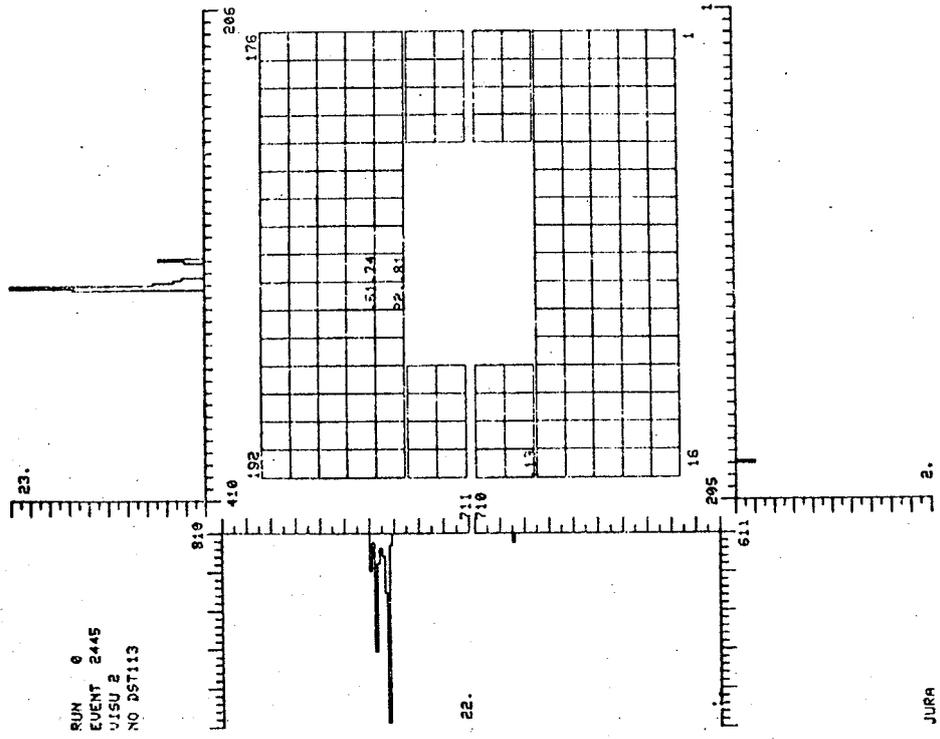
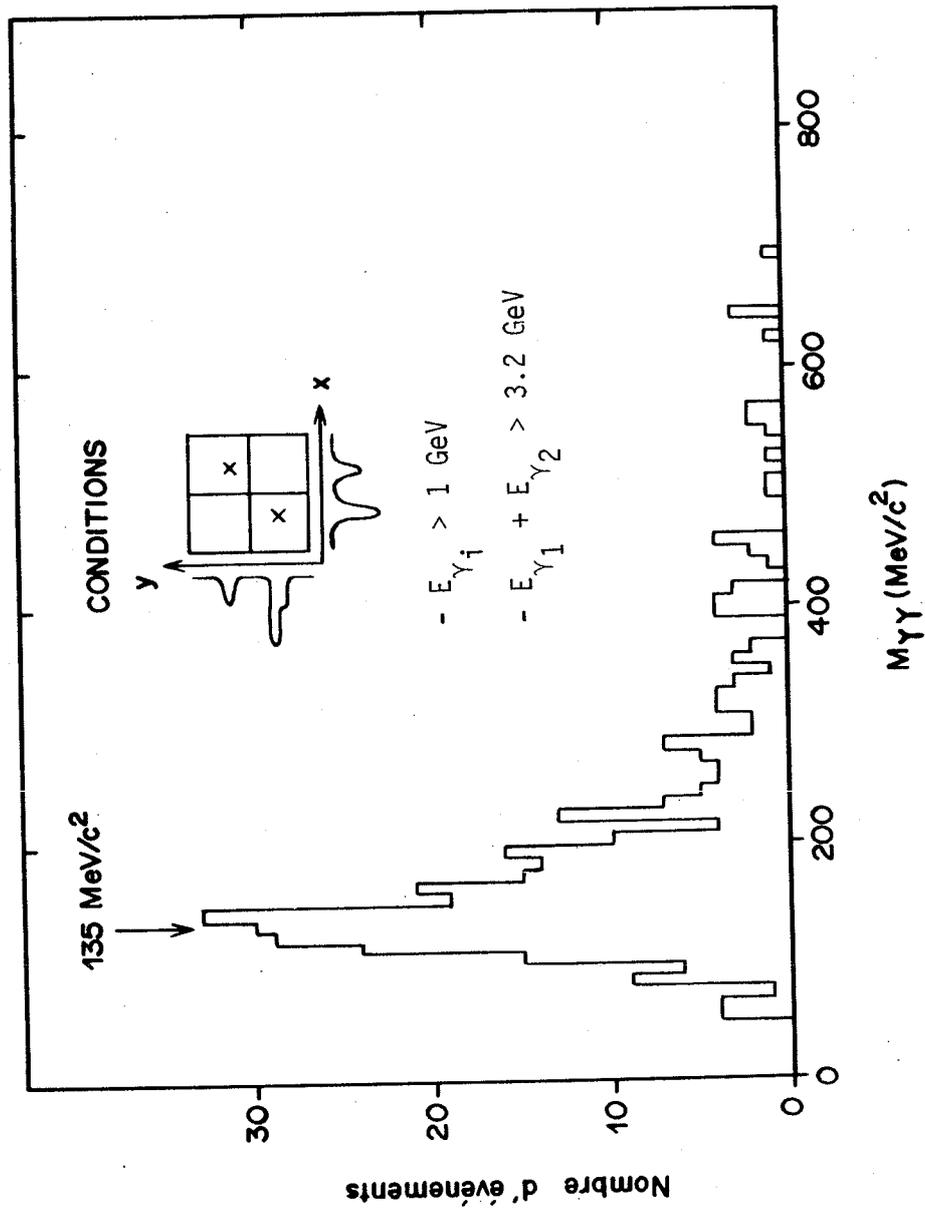
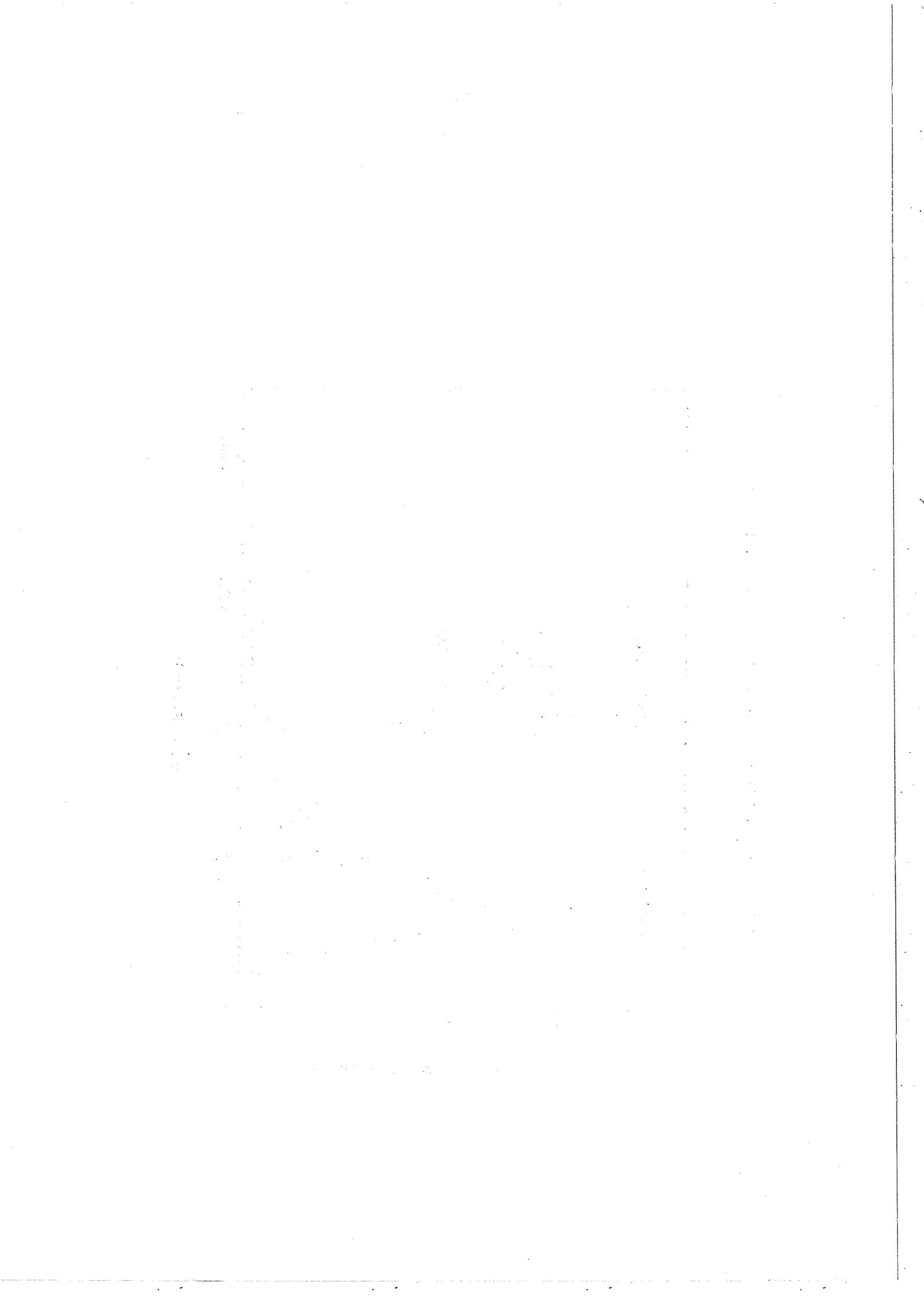


Fig. VIII-6 : Spectre (préliminaire) de masse γ - γ





APPENDICE A : L'EFFET COMPTON QED :
CINEMATIQUE, SECTION EFFICACE, DIAGRAMME DE PEYROU

On veut étudier la réaction $\gamma q \rightarrow \gamma q$, où γ est un photon et q un quark de masse m confiné dans un nucléon N de masse $M = 0.939$ GeV.

A-1 Cinématique : on connaît l'énergie du photon incident, on néglige la masse du quark et son mouvement de Fermi dans le nucléon cible. Différents systèmes de référence peuvent être considérés (cf. Fig. II.2) : CM γq , CM γN , laboratoire. Les 4 impulsions sont : photon (\underline{k}), quark (\underline{p}), nucléon (\underline{P}).

Variables de Mandelstam :

$$\hat{s} = (\underline{k} + \underline{p})^2, \hat{t} = (\underline{k} - \underline{k}')^2, \hat{u} = (\underline{k} - \underline{p}')^2, \hat{s} + \hat{t} + \hat{u} \approx 0$$

$$s = (\underline{k} + \underline{P})^2, t = \hat{t}$$

Rapidité : la direction du faisceau incident constituant un axe de référence, on définit :

$$\underline{p}' = (E', p_{||}', \vec{p}'_{\perp}), m_{\perp} = \sqrt{m^2 + \vec{p}'_{\perp}{}^2}$$

$$\text{rapidité} = y = \frac{1}{2} \text{Log} \frac{E' + p_{||}'}{E' - p_{||}'} = \text{Log} \frac{E' + p_{||}'}{m_{\perp}} = \text{Arg th} \frac{p_{||}'}{E'} = \text{Arg sh} \frac{p_{||}'}{m_{\perp}} = \text{Arg ch} \frac{E'}{m_{\perp}}$$

A.1.1 Dans le CM γq : $k'^* = p'^* = k^* = p^*$

$$\hat{s} = 4k^{*2}, \hat{t} = -2k^{*2} (1 - \cos\theta^*)$$

A.1.2 Dans le CM γN : $\vec{k} = -\vec{P}$

Variable x de Feynman : $x = \frac{|\vec{p}'_{\perp}|}{|\vec{p}_{\perp}|}$ où $0 < x < 1$

$$\hat{s} = 4x\hat{k}^2, \hat{t} = -2\hat{k}\hat{k}' (1 - \cos\hat{\theta}), s \approx (\hat{k} + \hat{P})^2 = 4\hat{k}^2 = \frac{\hat{s}}{x}$$

$$\Rightarrow x = \frac{2|\vec{p}'_{\perp}|}{\sqrt{s}}$$

$$\text{On définit } M_N = \underline{P} \cdot (\underline{k} - \underline{k}') \Rightarrow x = \frac{-t}{2M_N}$$

Relation angulaire : $\text{tg } \frac{\hat{\theta}}{2} \text{tg } \frac{\hat{\phi}}{2} = x$

Rapidités du photon et du quark diffusés : $\text{sh } y_\gamma = \text{cotg } \hat{\theta}$, $\text{sh } y_q = \text{cotg } \hat{\phi}$

Lien avec le CM γq :

$$k^* = \sqrt{x} \hat{k}, \text{tg } \frac{\theta^*}{2} = \frac{1}{\sqrt{x}} \text{tg } \frac{\hat{\theta}}{2}$$

A.1.3 Dans le laboratoire : $\vec{p} = \vec{p}' = \vec{0}$

$$\hat{s} = 2xMk, \hat{t} = -2kk'(1 - \cos\theta), s = 2Mk, Mv = M(k - k')$$

$$\Rightarrow x = \frac{-t}{2Mv} = \frac{kk'(1 - \cos\theta)}{M(k - k')}$$

Relations entre angles et énergies :

$$k' = \frac{k}{1 + \frac{k}{xM}(1 - \cos\theta)}, \text{tg } \frac{\theta}{2} \text{tg } \phi = \left(1 + \frac{k}{xM}\right)^{-1}$$

$$\text{Contraintes cinématiques : } \text{tg } \phi = \frac{k'}{(k - k' \cos\theta)} \sin\theta, p' = (k^2 + k'^2 - 2kk' \cos\theta)^{1/2}$$

On peut prédire l'impulsion du quark diffusé si celle du photon diffusé est connue. Cette propriété peut être utilisée pour reconnaître le jet à grand p_\perp de l'effet Compton QED, ou pour distinguer les événements à 2 jets des réactions "hadroniques" (la cinématique de $\gamma N \rightarrow 2 \text{ jets} + X$ est semblable à celle de l'effet Compton QED).

Lien avec le CM γq et le CM γN :

$$k^* = \sqrt{\frac{xMk}{2}}, \text{tg } \frac{\theta^*}{2} = \sqrt{\frac{2k}{xM}} \text{tg } \frac{\theta}{2}; \hat{k} = \sqrt{\frac{Mk}{2}}, \text{tg } \frac{\hat{\theta}}{2} = \sqrt{\frac{2k}{M}} \text{tg } \frac{\theta}{2}$$

La Fig. A.1 représente ϕ et l'impulsion transverse $p_\perp = k' \sin\theta$ en fonction de θ pour différentes valeurs de k et de x .

A.2 Section efficace : la section efficace de la réaction $\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i$ est donnée au 1er ordre par la formule classique de Klein et Nishina (effet Compton) :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{\alpha^2 e_i^4}{2x^2 M^2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2\theta\right) \text{ où } \alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

$d\Omega = |2\pi d(\cos\theta)|$, e_i est la charge du quark q_i .

Dans le laboratoire, θ est petit car ($M \ll k$) et on peut négliger le terme $\sin^2\theta$ ($\theta < 20^\circ \Rightarrow \sin^2\theta \lesssim .1$). Si on tient compte de la contrainte cinématique

$x = \frac{-\hat{t}}{2Mv}$, on obtient :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dx}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{\alpha^2 e_i^4}{2x^2 M^2} \left(\frac{k'}{k}\right)^2 \left(\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'}\right) \delta\left(x + \frac{\hat{t}}{2Mv}\right)$$

On peut remplacer $(\cos\theta, x)$ par $(\cos\theta, k')$, puis par (\hat{t}, v) .

Si on se rappelle que $\hat{s} = 2xMk$ et que $\hat{u} = 2xMk'$, on obtient finalement :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\hat{t}dv}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^4}{\hat{s}^2} \left(-\frac{\hat{s}}{\hat{u}} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right) \delta\left(v + \frac{\hat{t}}{2Mx}\right)$$

$$\Rightarrow \left(\frac{d\sigma}{d\hat{t}}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^4}{\hat{s}^2} \left(-\frac{\hat{s}}{\hat{u}} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right)$$

On peut exprimer la section efficace dans le CM γq_i :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega^*}\right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} = \frac{\alpha^2 e_i^4}{8k^{*2}} \left(\cos^2 \frac{\theta^*}{2} + \frac{1}{\cos^2 \frac{\theta^*}{2} + \eta}\right) \text{ où } \eta = -\frac{x^2 M^2}{4k^{*2}} \cos\theta^*$$

Remarque : $d\sigma = d\hat{\sigma} = d\sigma^*$.

La Fig. A.2a représente $\frac{1}{e_i} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ dans le laboratoire en fonction de θ :

la section efficace est maximale à $\theta = 0^\circ$, puis décroît quand θ augmente. Dans le CM γq_i (Fig. A.2b) : la section efficace varie peu pour $0 < \theta^* < 90^\circ$, puis augmente rapidement quand $\theta^* \rightarrow 180^\circ$. On observe un comportement similaire dans le CM γN .

Expression de la section efficace en fonction des variables x_t et x_l :
on définit dans le CM γN :

$$x_l = \frac{\hat{k}' \cos \hat{\theta}}{\hat{k}}, \quad x_t = \frac{\hat{k}' \sin \hat{\theta}}{\hat{k}}, \quad a = \sqrt{x_l^2 + x_t^2}$$

$$x = \frac{-\hat{t}}{2Mv} \Rightarrow x = \frac{a - x_l}{2 - a - x_l}$$

On peut passer de $(\cos \theta, x)$ à $(\cos \theta, k')$, puis à $(\cos \hat{\theta}, \hat{k}')$ et enfin à (x_l, x_t) .
On obtient :

$$\left(\frac{d^2 \sigma}{dx_t dx_l} \right)_{\gamma q_i} \rightarrow \gamma q_i = \frac{2\pi \alpha^2 e_i^4}{s} \frac{x_t}{a(a - x_l)} \left(\frac{a + x_l}{2} + \frac{2}{a + x_l} \right) \delta \left(x - \frac{a - x_l}{2 - a - x_l} \right)$$

A.3 Le diagramme de Peyrou : c'est l'espace (x_l, x_t)

Iso-x : $x = \frac{a - x_l}{2 - a - x_l} \Rightarrow \frac{4}{(1 + x)^2} \left(x_l - \frac{1 - x}{2} \right)^2 + \frac{x_t^2}{x} = 1$: ellipse

Points remarquables : $x = 1 \Leftrightarrow x_l^2 + x_t^2 = 1$: cercle limite du diagramme de Peyrou
 $x_t = 0 \Leftrightarrow x_l = +1$ ou $-x$, $x_l = 0 \Leftrightarrow x_t = \frac{2x}{1 + x}$

Iso- $\hat{\theta}$: $\text{tg} \hat{\theta} = \frac{x_t}{x_l}$: droite d'angle $\hat{\theta}$ passant par l'origine.

Iso-y : $\text{sh} y = \text{cotg} \hat{\theta} = \frac{x_l}{x_t} \Rightarrow x_t = \frac{x_l}{\text{sh} y}$: droite passant par l'origine.

Iso- θ^* : $\text{tg} \frac{\theta^*}{2} = \frac{1}{\sqrt{x}} \text{tg} \frac{\hat{\theta}}{2} \Rightarrow x_t = 2 \cos \frac{\theta^*}{2} \sqrt{\cos^2 \frac{\theta^*}{2} - x_l}$: parabole

Iso- k' : $\hat{k}' = \hat{k}$ et transformation de Lorentz $\Rightarrow x_t = 2 \sqrt{\frac{k'}{k}} \sqrt{\frac{k'}{k} - x_l}$: même parabole.

Iso- θ : $\text{tg} \frac{\theta}{2} = \sqrt{\frac{M}{2k}} \text{tg} \frac{\hat{\theta}}{2} \Rightarrow x_t = \frac{2 \sqrt{\frac{2k}{M}} \text{tg} \frac{\theta}{2}}{1 - \frac{2k}{M} \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}} x_l$: droite passant par l'origine

Iso- p_{\perp} : $p_{\perp} = k' \sin \theta = \hat{k}' \sin \hat{\theta} = \frac{\sqrt{s}}{2} x_t$: droite horizontale.

La Fig. A.3 représente ces différents paramètres dans le diagramme de Peyrou.

Fig. A1a)

Effet Compton QED

Relation entre les angles ϕ et θ du quark et du photon Compton diffusés

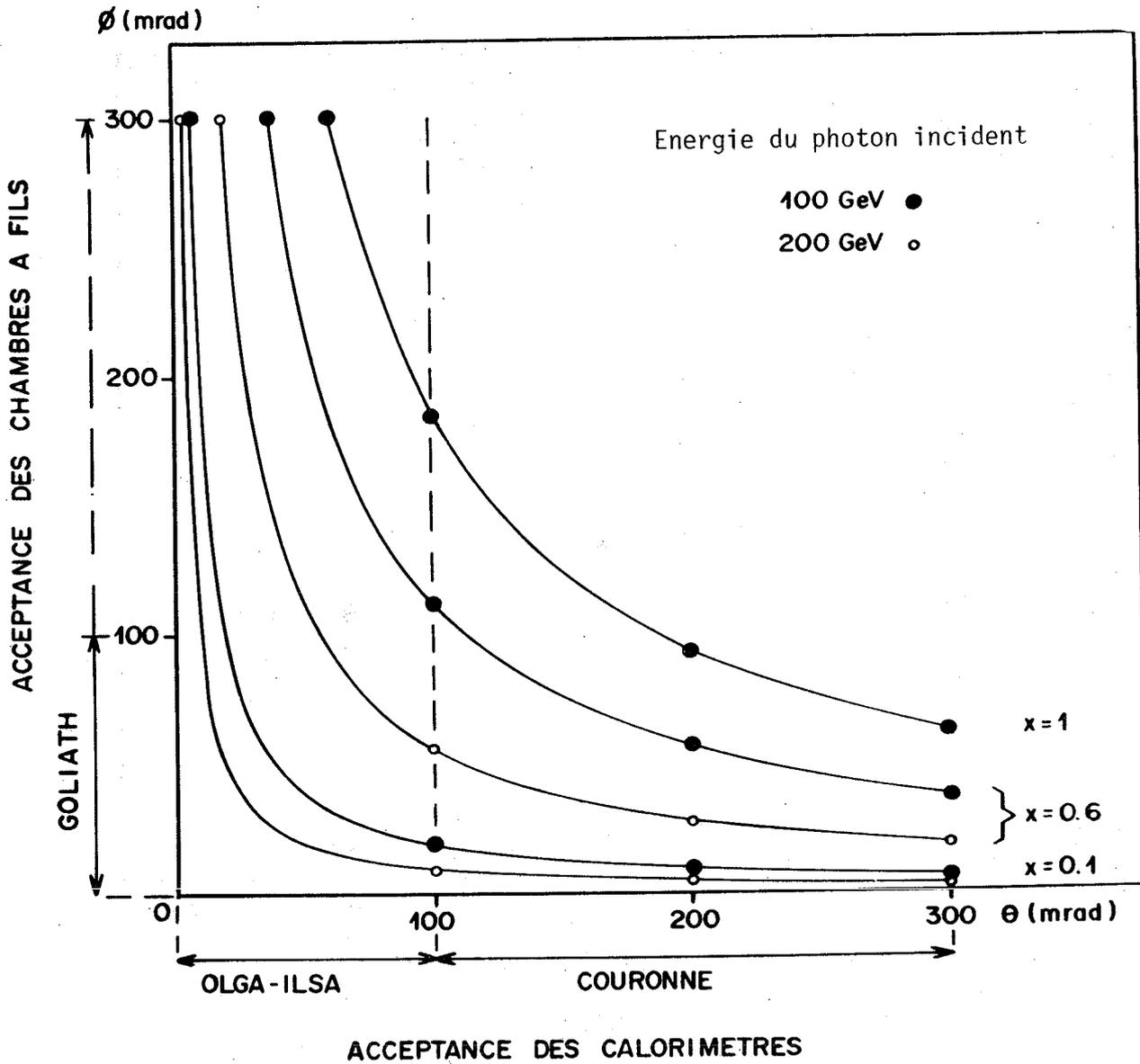


Fig. A1b)
Effet Compton QED

Trait plein : relation entre l'impulsion transverse p_{\perp} et l'angle θ du photon Compton
Tirets : p_{\perp} limite dû à la résolution des calorimètres

p_{\perp} (GeV/c)

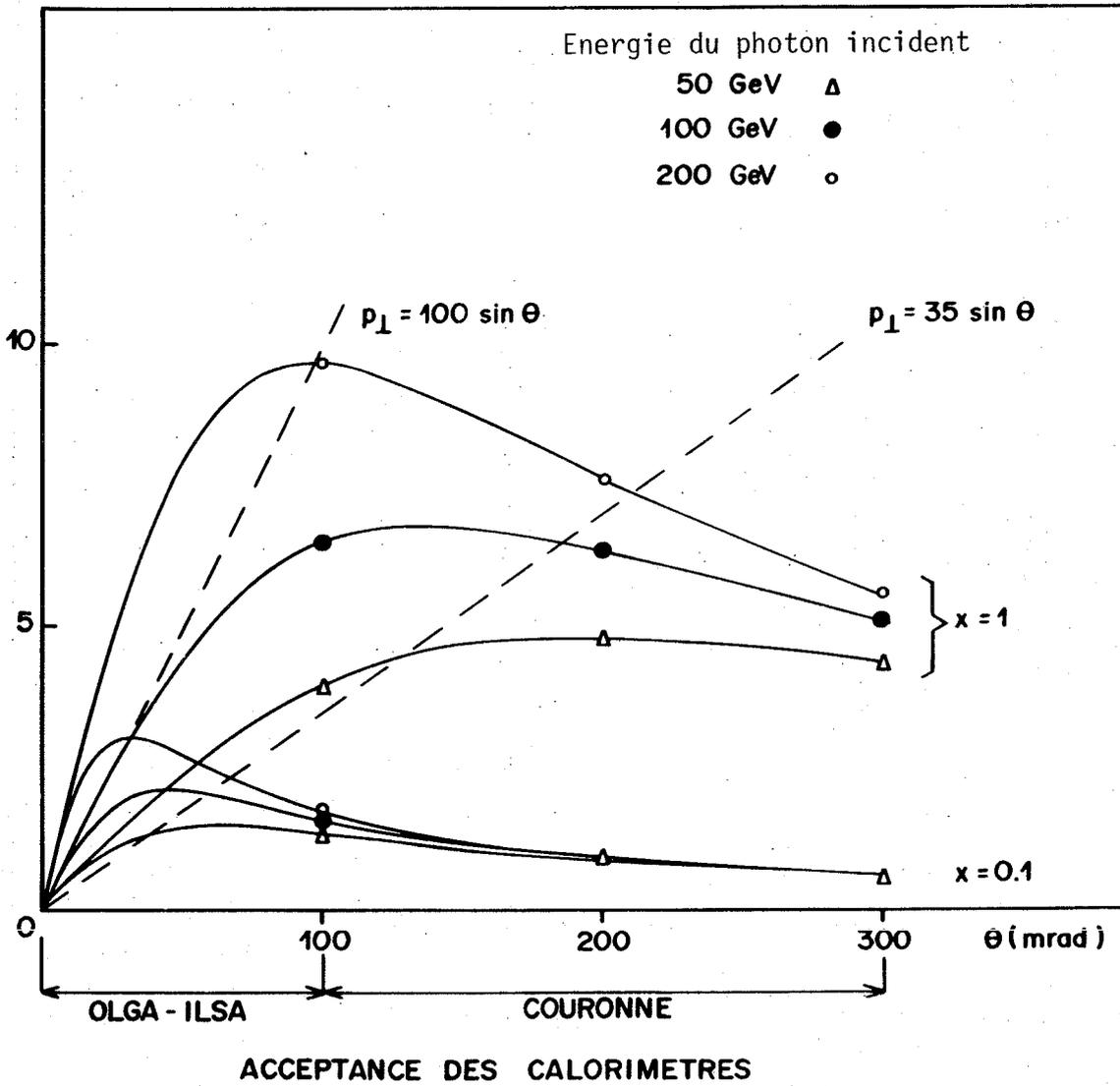
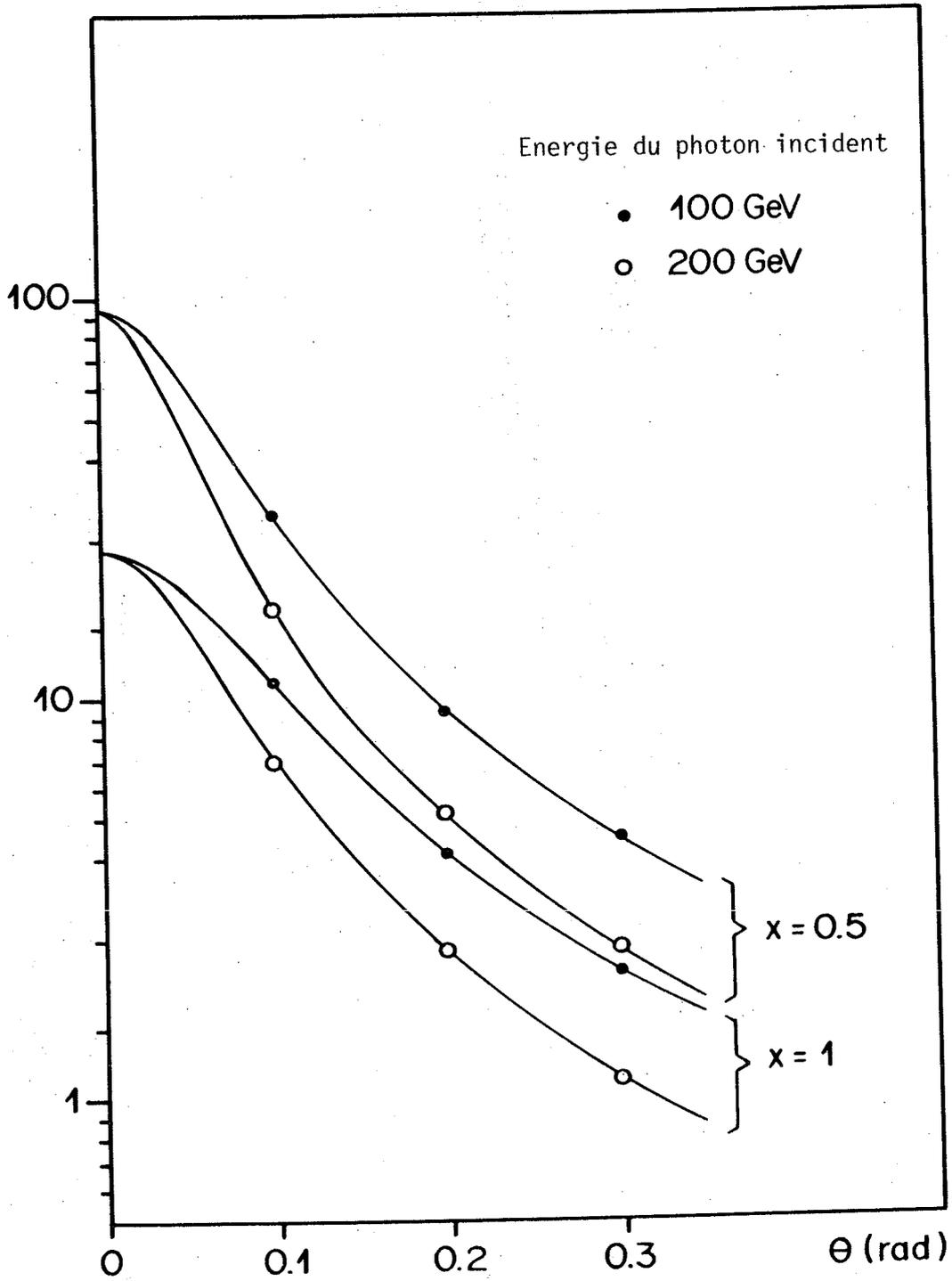


Fig. A2a)

La section efficace différentielle Compton dans le référentiel du laboratoire

$$\frac{1}{e_i} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\gamma q_i} \rightarrow \gamma q_i \text{ (nbarn)}$$



La section efficace différentielle Compton dans le référentiel du centre de masse γ -q

$$\frac{1}{4} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\gamma q_i \rightarrow \gamma q_i} \text{ (nbarn)}$$

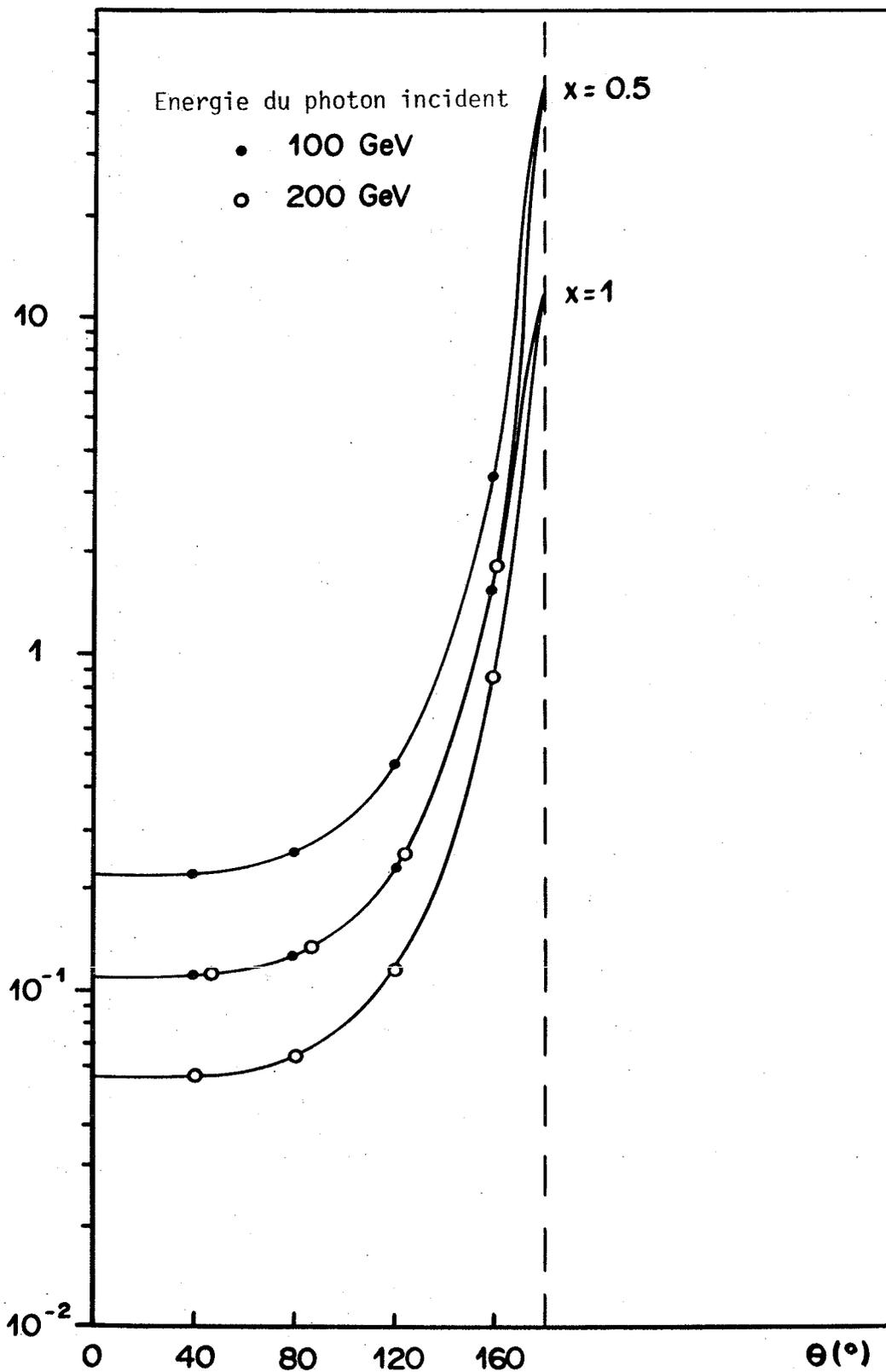
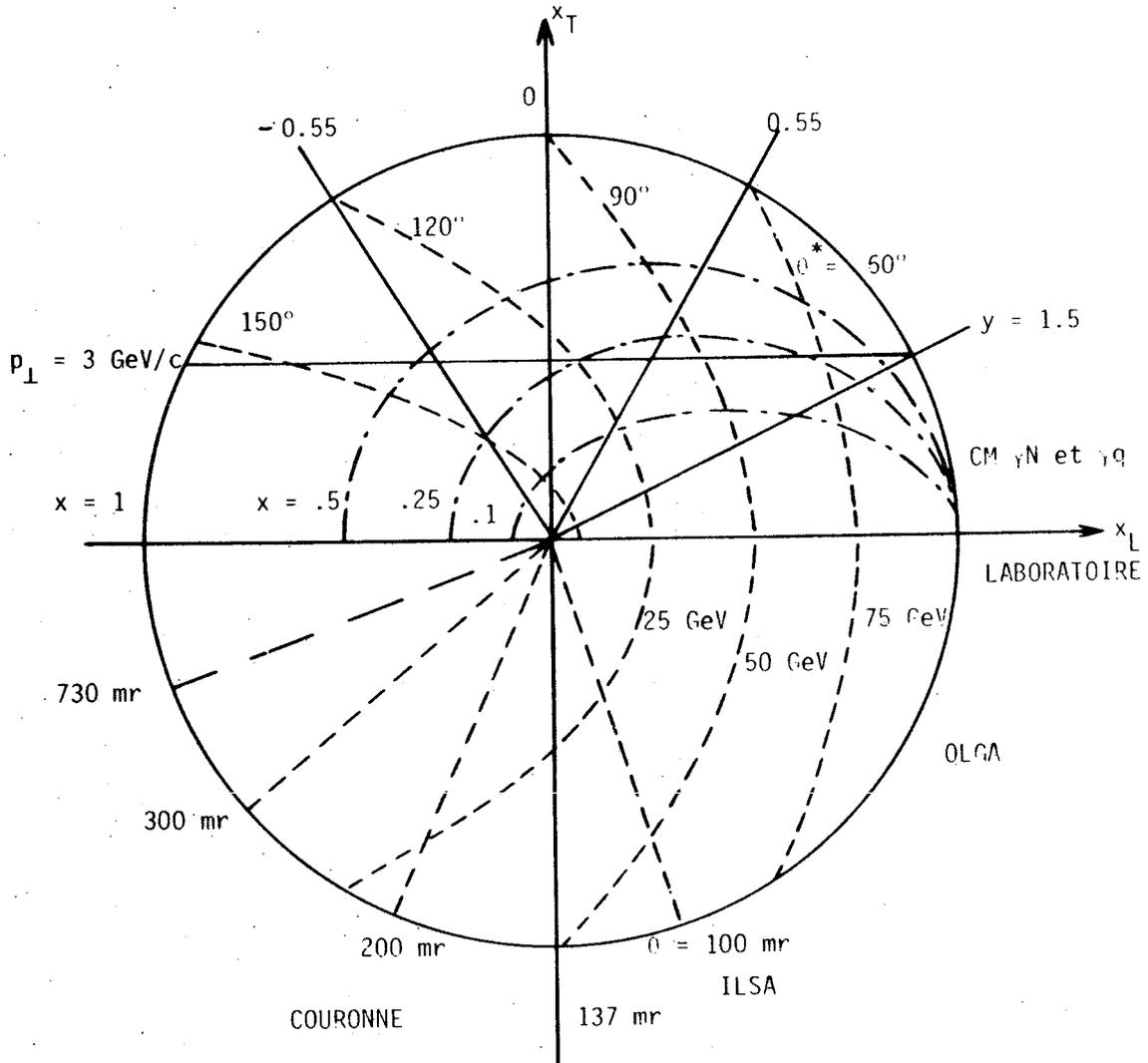
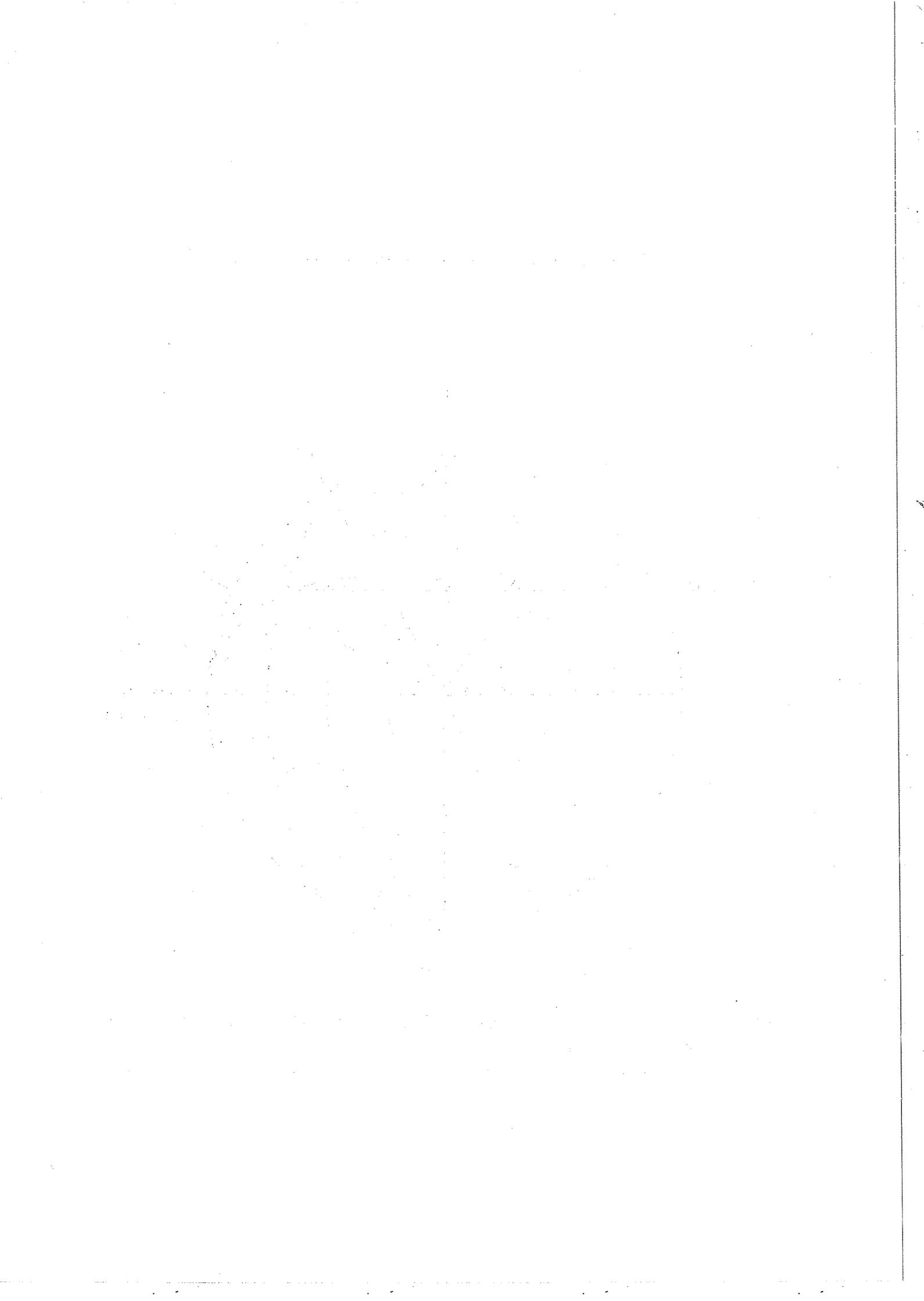


Fig. A3 : Le diagramme de Peyrou (photon incident de 100 GeV)



300 mr = acceptance angulaire limite des calorimètres, et des chambres à fil dans le plan vertical

730 mr = acceptance angulaire limite des chambres à fils dans le plan horizontal



C O N C L U S I O N

L'étude de la diffusion inélastique profonde de photons réels constitue un test crucial pour les théories actuelles des champs de couleur et électromagnétique.

Conçu à cette fin, le spectromètre de l'expérience NA14 met en oeuvre des techniques sophistiquées de calorimétrie électromagnétique.

Ma contribution a été de participer à l'étude, à la mise au point et à la réalisation de l'un des calorimètres électromagnétiques (Kali-Couronne) de cette expérience.

Une série de simulations, puis de tests menés sur prototypes, nous ont permis d'établir la faisabilité d'un dispositif calorimétrique à très haute résolution spatiale ($\approx 1\text{mm}$), associée à un monitoring évolué permettant la connaissance, à chaque instant, de la calibration de ce détecteur.

En opération depuis un an, le détecteur complet, réalisé à la suite de cette mise au point, répond aux spécifications attendues (efficacité de séparation $\pi^0-\gamma$ supérieure à 90 %).

A l'heure actuelle, nous abordons la phase suivante :

- optimisation de la réponse
 - association avec les autres calorimètres de l'expérience
 - recherche de candidats Compton QED et mesure de la section efficace de cet effet.
- Rappelons que cette mesure donne accès à la détermination expérimentale de la charge du quark.

De façon générale, la physique visée par l'expérience NA14 implique un travail approfondi sur des événements à un ou plusieurs jets. Ceci constitue une excellente préparation à la physique proposée auprès des futurs accélérateurs !

CONFIDENTIAL

The following information is being provided to you for your information only. It is not intended to be used for any other purpose.

This document contains information that is confidential and may be exempt from public release under the Freedom of Information Act.

The information contained herein is the property of the United States Government and is not to be distributed outside the agency to which it is furnished.

This document is classified "CONFIDENTIAL" because it contains information the disclosure of which could result in the identification of sources, methods, or operations of the intelligence community.

The information contained herein is the property of the United States Government and is not to be distributed outside the agency to which it is furnished.

This document is classified "CONFIDENTIAL" because it contains information the disclosure of which could result in the identification of sources, methods, or operations of the intelligence community.

The information contained herein is the property of the United States Government and is not to be distributed outside the agency to which it is furnished.

This document is classified "CONFIDENTIAL" because it contains information the disclosure of which could result in the identification of sources, methods, or operations of the intelligence community.

The information contained herein is the property of the United States Government and is not to be distributed outside the agency to which it is furnished.

This document is classified "CONFIDENTIAL" because it contains information the disclosure of which could result in the identification of sources, methods, or operations of the intelligence community.

The information contained herein is the property of the United States Government and is not to be distributed outside the agency to which it is furnished.

B I B L I O G R A P H I E

- (Am81) U. Amaldi, *Physica Scripta*, vol. 23 (1981) 409-424.
- (Ap75) J.A. Appel et al., *NIM* 127 (1975) 495-505.
- (Au78) C. Aurouet et al., rapport CEA, D PH PE 78-13, "Récents développements en matière de scintillateurs acryliques".
- (Be81) Ch. Berger et al., *Phys. Lett.* 107B (1981) 168 .
- (Bj69) J.D. Bjorken, E.A. Pashos, *Phys. Rev.* 185 (1969) 1975.
- (Bj64) J.D. Bjorken, S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, Mc Graw-Hill (1964) p. 127.
- (Bl80) D. Bloch, Rapport de stage de DEA, CRN, Strasbourg (1980).
- (Br80) C. Bricman et al, *Review of Particle Properties*, *Rev. of Mod. Phys.* vol. 52, n°2, 1980, p.
- (Bu79,80) H. Burmeister, Note interne NA14 (Nov. 1979) ; note interne NA14 (Nov. 1980).
- (Ch76) M.S. Chanowitz, LBL 5312 (1976).
- (Ei73) T. Eichten et al., *Phys. Lett.* 46B (1973) 274.
- (En et Zo 30, 81) J. Engelen, Y. Zolnierovski, Note interne NA14 (Juin 1981) ; Note interne NA14 (1980).
- (En82) J. Engelen, Note interne NA14 (Janvier 1982).
- (Fo30) M. Fontannaz, A. Mantrach, B. Pire, D. Schiff, *Z. Phys.* C6 (1980) 241.
- (Fo80') M. Fontannaz, A. Mantrach, B. Pire, D. Schiff, *Z. Phys.* C6 (1980) 357.
- (For78) R.L. Ford, W.R. Nelson, SLAC report 210 (1978).
- (Fr73) H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, *Phys. Lett.* 47B (1973) 365.
- (Fr77) H. Fritzsch, P. Minkowski, *Phys. Lett.* 69B (1977) 316.
- (Ge64) M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* 8 (1964) 214.
- (Ha65) M. Han, Y. Nambu, *Phys. Rev.* B139 (1965) 1006.
- (Ig81) K. Igushi, A. Niegawa, *Z. Phys.* C9 (1981) 135.
- (K129) O. Klein, Y. Nishina, *Z. Physik*, 52 (1929) 853.
- (L178) C.H. Llewellyn Smith, *Phys. Lett.* 79B (1978) 83.
- (Mi72) G. Miller et al., *Phys. Rev.* D5 (1972) 528.
- (Ma72) D. Marcuse, *Light Transmission Optics* (Van Nostrand Reinhold, 1972), p. 112.
- (Ow78,80) J.F. Owens, E. Reya, *Phys. Rev.* D17 (1978) 3003 ; *Phys. Rev.* D21 (1980) 54.
- (Pe82) P. Petroff, Rapport à la Conférence de Moriond (1982).
- (Ros61) B. Rossi, *High Energy Particles* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1961).
- (Ro81) P. Roudeau, Rapport à la Conférence de Lisbonne (Juillet 1981).
- (Sa56) S. Sakata, *Progr. Theor. Phys.* 16 (1956) 686.
- (Tu80) Tu Tung-Sheng, *Phys. Lett.* 89B (1980) 232.
- (Tu79) Tu Tung-Sheng, Wu Chi-min, *Nucl. Phys.* B156 (1979) 493.
- (Th79) J.C. Thevenin, Rapport CEA, D Ph PE 79-09.

(Win81) M. Winter, Thèse de 3ème Cycle, CRN, Strasbourg (1981).

(Wi77) E. Witten, Nucl. Phys. B120 (1977) 189.

(Zw64) G. Zweig, TH 401, 412 CERN (1964).

REMERCIEMENTS

Je remercie le Professeur P. Chevallier qui, malgré un emploi du temps très chargé, a accepté de présider le jury de cette thèse.

Monsieur M. Paty m'a accueilli dans son laboratoire et a dirigé ce travail. Je l'en remercie sincèrement.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur M. Schaeffer qui m'a initié au métier de la physique expérimentale, et qui n'a jamais ménagé ses efforts, tant pour animer une équipe de recherche que pour suivre la rédaction de cet ouvrage.

Monsieur D. Treille a permis au groupe de Strasbourg de participer activement à l'expérience NA14. Je lui suis très reconnaissant, ainsi qu'à Monsieur B. D'Almagne, pour les remarques judicieuses dont ils m'ont fait part.

Je remercie vivement Messieurs P. Dello Russo, J.P. Engel et J.L. Guyonnet, dont la contribution au travail présenté ici a été essentielle. Je ne saurai assez insister sur le plaisir que j'ai eu à travailler dans ce groupe de physiciens.

La réalisation du détecteur Kali et du système de monitoring n'aurait pu être menée à bien sans la compétence du personnel des ateliers de mécanique et d'électronique. Je citerai, en particulier, Messieurs E. Aria, R. Oswald, J.D. Berst, E. Christophel, R. Fischer, J.C. Marsaudon et J. Persigny. Mais que toutes les personnes qui ont participé à ce projet soient chaleureusement remerciées.

Madame S. Guyonnet a, dans des conditions parfois difficiles, achevé la frappe de ce texte. Qu'elle en soit sincèrement remerciée, ainsi que Monsieur R. Peter pour la qualité de ses dessins, et Messieurs M. Meyer et R. Strohl pour leurs photographies.

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1983**